



**HAL**  
open science

# Etude du cycle de vie du brouillard durant la campagne LANFEX: impact de la dynamique en terrain vallonné et des processus microphysiques

Leo Ducongé

► **To cite this version:**

Leo Ducongé. Etude du cycle de vie du brouillard durant la campagne LANFEX: impact de la dynamique en terrain vallonné et des processus microphysiques. Météorologie. Université Paul Sabatier - Toulouse III, 2019. Français. NNT: . tel-04128001

**HAL Id: tel-04128001**

**<https://hal.science/tel-04128001>**

Submitted on 14 Jun 2023

**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.

Public Domain



# THÈSE

## En vue de l'obtention du DOCTORAT DE L'UNIVERSITÉ DE TOULOUSE

Délivré par l'Université Toulouse 3 - Paul Sabatier

---

Présentée et soutenue par

**Léo DUCONGE**

Le 22 novembre 2019

**Etude du cycle de vie du brouillard durant la campagne LANFEX:  
impact de la dynamique en terrain vallonné et des processus  
microphysiques**

---

Ecole doctorale : **SDU2E - Sciences de l'Univers, de l'Environnement et de  
l'Espace**

Spécialité : **Océan, Atmosphère, Climat**

Unité de recherche :  
**CNRM - Centre National de Recherches Météorologiques**

Thèse dirigée par  
**Thierry BERGOT et Christine LAC**

Jury

**M. Martial HAEFFELIN**, Rapporteur  
**M. Joan CUXART**, Rapporteur  
**M. Eric PARDYJAK**, Rapporteur  
**Mme Maud LERICHE**, Examinatrice  
**M. Sylvain COQUILLAT**, Examineur  
**M. Thierry BERGOT**, Directeur de thèse  
**Mme Christine LAC**, Co-directrice de thèse  
**M. Benoit VIE**, Co-directeur de thèse



# Résumé

Le brouillard est un phénomène météorologique résultant d'interactions complexes entre les processus de surface, dynamiques, turbulents, radiatifs et microphysiques, rendant sa prévision délicate. De plus, dans les zones vallonnées, les conditions thermodynamiques présentent des hétérogénéités spatiales qui peuvent impacter les conditions de brouillard, avec notamment la mise en place de vents de vallée nocturnes que sont les courants de drainage. Le premier objectif de cette thèse est d'étudier l'impact de ces circulations sur le cycle de vie du brouillard au sein de vallées à différentes géométries, leur conférant des conditions météorologiques propres. Le second objectif de la thèse est d'évaluer l'impact des processus microphysiques sur le brouillard radiatif et notamment du schéma microphysique à 2 moments LIMA. Cette thèse utilise ainsi des observations tri-dimensionnelles de brouillard recueillies pendant la campagne LANFEX, à savoir la POI 12 sur les collines du Shropshire du Pays de Galles et la POI 1 autour du site quasi-plat et homogène de Cardington. Le modèle Mésos-NH est utilisé afin de mieux comprendre les processus en jeu dans le cycle de vie du brouillard, avec des simulations à haute-résolution en configuration réelle sur le Shropshire et en mode LES idéalisées sur Cardington.

L'analyse des observations de la POI 12, représentative de l'ensemble des POI de LANFEX sur le Shropshire, montre une grande variabilité des brouillards entre des vallées pourtant proches avec des brouillards plus fins dans les vallées étroites et plus épais dans les vallées larges. Une analyse de la simulation par bilans d'eau nuageuse et de température, pour laquelle une représentation graphique originale sous la forme de Fonctions de Distribution de Probabilités est proposée, a permis de mettre en évidence l'importance des processus non-locaux dans la génération de cette variabilité. Ceux-ci sont très variables et en moyenne peu actifs dans la vallée large où les processus locaux sont prépondérants dans la formation du brouillard. En revanche, ils contribuent à limiter cette formation locale dans les vallées étroites, soumises au régime de drainage, menant à un brouillard plus fin. En favorisant également la dissipation du brouillard dans les vallées étroites, les processus non-locaux sont responsables d'un cycle de vie du brouillard plus court. De plus, les courants de drainage s'opposent au refroidissement radiatif sommital des brouillards en phase mature, freinant la production d'eau associée. Enfin, des brouillards de nature purement advective sont mis en évidence sur des zones de resserrement où les circulations s'accélèrent, tandis que la formation locale est moins limitée par la destruction non-locale dans les zones plus larges telles que les bassins. Sur le même cas, des tests de sensibilité à la microphysique ont montré que celle-ci était d'une importance secondaire en zone de terrain complexe où ce sont principalement les circulations à fine échelle qui pilotent le cycle de vie du brouillard.

L'analyse de la POI 1 a ensuite permis une évaluation du schéma à 2 moments LIMA. Le diagnostic de sursaturation maximale entraîne une trop forte activation des aérosols en gouttelettes, surestimant l'épaississement optique du brouillard. La prise en compte de la perte de vapeur d'eau sur les gouttelettes déjà formées permet de corriger ce problème uniquement pendant la phase de formation, lorsque les valeurs de sursaturation maximales sont encore faibles. Une simulation pronostiquant la sursaturation produit une phase de formation plus lente et progressive, et des champs microphysiques en accord avec les observations pendant tout le cycle de

vie. Cette étude sur la POI 1 a ainsi permis d'approfondir la raison principale de la surestimation de gouttelettes activées, classiquement rencontrée dans les simulations de brouillard, induite par le diagnostic du maximum de sursaturation pour la paramétrisation de l'activation. Cette même étude a également montré que des possibilités d'amélioration de ce diagnostic étaient une piste intéressante à emprunter dans la représentation du processus d'activation.

# Abstract

Fog is a meteorological phenomenon resulting from complex interactions between surface, dynamical, turbulent, radiative and microphysical processes, so difficult to forecast. Furthermore, over hilly terrain, spatial heterogeneities of thermodynamical conditions could impact fog conditions due to nocturnal valley winds known as « drainage flows ». The first aim of this thesis is to study the impact of such circulations on fog life cycle over complex terrain, within valleys showing different geometries and meteorological conditions. The second aim of the thesis is to evaluate the impact of microphysical processes on radiative fog, and especially the 2-moment microphysical scheme LIMA. For these purposes, the study uses tri-dimensional observations from the LANFEX campaign : the IOP 12 over the Shropshire hills in Wales and IOP 1 over Cardington site, in the north of London with a quasi-flat orography. The Meso-NH model is used in order to better understand processes involved in the fog life cycle, with high resolution simulations in real case configuration over Shropshire hills and an idealized Large-Eddy Simulation configuration over the homogenous flat terrain of Cardington.

The analysis of observations from IOP 12, representative of all IOPs over Shropshire hills, shows a high variability in fog conditions between nearby valleys with thin fogs in narrow valleys and thicker ones in the large valley. An analysis of the simulation using cloud water and temperature budgets, from which an original graphical representation in the form of Probability Density Function (PDF) is proposed, demonstrates the importance of non-local processes in the variability of fog conditions. Local processes are predominant in the large valley during the fog formation, while non-local processes limit the local formation in narrow valleys under drainage flow regimes, leading to thinner fog in narrow valleys than in the large one. By encouraging fog dissipation in narrow valleys, non-local processes are also responsible of a shorter fog life cycle. Moreover, drainage flows counteract fog top radiative cooling during the mature phase, limiting the cloud water production. Finally, advective fogs are identified over valley lateral contraction areas, where local circulations are accelerated, while local formation is less limited by non-local processes within larger areas, such as basins. Over the same case of IOP 12, we also showed that microphysical processes are of secondary importance over complex terrain where the fine-scale circulations are the main factor driving the fog life cycle.

The analysis over IOP 1 focused on microphysics, since non-local processes are negligible, to give an evaluation of 2-moment LIMA scheme. The maximum supersaturation diagnostic leads to an overestimation of aerosols activation and droplets production, overestimating the fog optical thickening. Taking into account the loss of water vapor due to existing droplets in this diagnostic allows to correct this problem only during the formation phase, when maximum supersaturation values are still small. Another approach considering a prognostic supersaturation shows a slower and more progressive formation phase and realistic microphysical fields during the fog life cycle. This study of IOP 1 allowed to better understand the main reason of droplets concentration overestimations classically encountered in radiative fog simulations, induced by the maximum supersaturation diagnostic for activation parameterization. Moreover, LES of IOP 1 showed that further possibilities, concerning the improvement of such diagnostic, could be interesting

to investigate in order to better represent activation process.

# Table des matières

Résumé	iii
Abstract	v
Table des matières	vii
Introduction	1
<b>1 Le brouillard en terrain complexe</b>	<b>7</b>
1.1 La couche limite atmosphérique . . . . .	7
1.1.1 Introduction à la couche limite atmosphérique . . . . .	7
1.1.2 Le cycle diurne de la couche limite atmosphérique . . . . .	12
1.2 Le brouillard radiatif . . . . .	15
1.2.1 Les différents types de brouillard . . . . .	15
1.2.2 Le cycle de vie du brouillard radiatif . . . . .	16
1.2.3 Formation des gouttelettes dans le brouillard radiatif . . . . .	21
1.3 Particularités dynamiques de la couche limite stable en zones vallonnées . . . . .	27
1.3.1 Éléments dynamiques en terrain complexe . . . . .	28
1.3.2 Impacts connus d'un terrain complexe sur le brouillard . . . . .	32
<b>2 Outils expérimentaux et numériques pour l'étude du brouillard</b>	<b>35</b>
2.1 La campagne LANFEX . . . . .	35
2.1.1 Le site de Cardington : Exploration microphysique en terrain homogène . . . . .	36
2.1.2 Les sites du Shropshire : Aspects dynamiques en terrain hétérogène . . . . .	39
2.2 Le modèle Méso-NH . . . . .	43
2.2.1 Présentation générale . . . . .	43
2.2.2 Couplage au modèle de surface . . . . .	45
2.2.3 Schéma de turbulence . . . . .	46
2.2.4 Schémas microphysiques . . . . .	47
2.2.5 Schéma de condensation sous-maille . . . . .	51
2.2.6 Schéma de transfert radiatif . . . . .	53
<b>3 POI 12 de LANFEX : Étude numérique du brouillard en terrain vallonné</b>	<b>55</b>
3.1 Présentation du cas d'étude . . . . .	56
3.1.1 Situation synoptique . . . . .	56
3.1.2 Observations du brouillard sur les sites de mesure du Shropshire lors de la POI 12 de LANFEX . . . . .	56
3.2 Article : Impact des processus locaux et non-locaux en terrain complexe sur la formation du brouillard . . . . .	62
3.2.1 Résumé . . . . .	62
3.2.2 Article . . . . .	63



3.3	Impacts des processus locaux et non-locaux sur d'autres périodes que la formation	89
3.3.1	Bilans d'eau nuageuse sur la nuit de la POI 12	89
3.3.2	Impacts des processus non-locaux sur le bilan en température pendant le cycle de vie du brouillard	91
3.4	Tests de sensibilités à la population de CCN	97
3.4.1	Test de sensibilité à la concentration de CCN	97
3.4.2	Test de sensibilité au type de CCN	99
3.5	Conclusion de l'étude numérique sur le brouillard en terrain complexe	101
<b>4</b>	<b>POI 1 de LANFEX : Apport du schéma microphysique à 2 moments LIMA en terrain homogène</b>	<b>103</b>
4.1	Présentation du cas d'étude	104
4.1.1	Phase de formation	106
4.1.2	Phase mature	107
4.1.3	Dissipation	108
4.1.4	Simulations existantes de la POI 1	113
4.2	Simulation du cas d'étude avec le modèle Més0-NH	115
4.2.1	Configuration numérique	115
4.2.2	Initialisation d'une population multimodale de CCN	116
4.3	Test de sensibilité à l'initialisation des aérosols	126
4.4	Prise en compte des gouttelettes déjà existantes dans le diagnostic de sursaturation	127
4.5	Utilisation de la sursaturation pronostique de Thouron et al. [2012]	128
4.6	Conclusion	129
	<b>Conclusions et Perspectives</b>	<b>131</b>
	<b>Bibliographie</b>	<b>173</b>
	<b>Liste des figures</b>	<b>187</b>
	<b>Liste des tableaux</b>	<b>193</b>

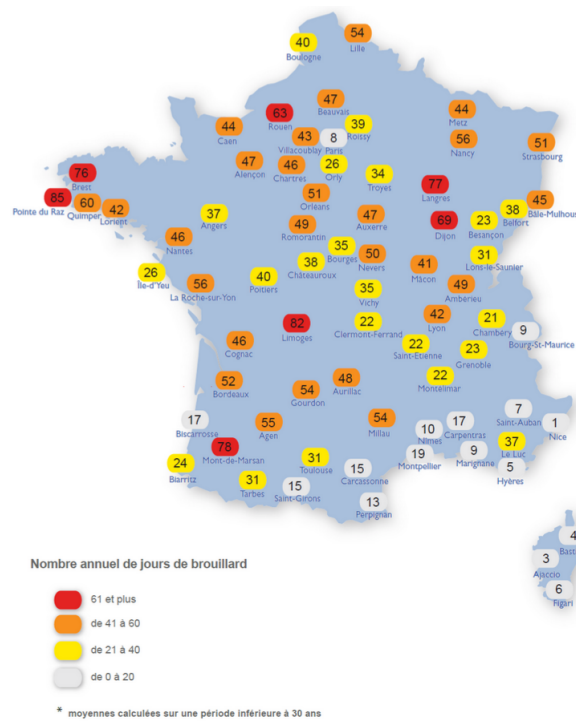
# Introduction

Le brouillard est un phénomène météorologique défini par la présence de gouttelettes d'eau en suspension dans l'atmosphère, responsable d'une diminution de la visibilité horizontale proche de la surface à des valeurs inférieures au kilomètre, selon l'Organisation Météorologique Mondiale (OMM). Cette diminution de visibilité fait du brouillard un phénomène à fort impact pour le secteur des transports, notamment aérien. Les procédures LVP (Low Visibility Procedure, visibilité horizontale inférieure à 600 mètres et/ou base nuageuse inférieure à 60 mètres) imposent une augmentation des distances de sécurité entre appareils entraînant une diminution des fréquences de décollage et d'atterrissage. Cela induit des retards de vol, des surconsommations de carburant et dans les cas les plus extrêmes une paralysie totale de la zone aéroportuaire. Par exemple, l'activité de l'aéroport de Londres Heathrow fut entièrement stoppée durant près de 4 jours en 2006, juste avant la période des vacances de Noël, générant une perte estimée à 25.000.000 livres pour la seule compagnie British Airways [Toth et al., 2010]. Les brouillards sont également associés à une stagnation des masses d'air sur les premières centaines de mètres de l'atmosphère pouvant générer des problèmes de pollution parfois sévères. Entre décembre 1952 et février 1953, une surmortalité estimée à 12.000 personnes a concerné la ville de Londres sous des conditions de brouillard très pollué [Bell and Davis, 2001]. De manière générale, les pertes économiques et humaines causées par le brouillard sont comparables à celles des tornades et tempêtes [Gultepe et al., 2009].

Il existe différents types de brouillard, caractérisés par leur mécanisme de formation [Tardif and Rasmussen, 2007]. Le brouillard radiatif est le type de brouillard que l'on rencontre majoritairement sur les surfaces continentales. Sa variabilité spatio-temporelle est liée à une forte dépendance aux caractéristiques locales de la surface. Par exemple, en France, le brouillard radiatif se forme essentiellement dans les vallées et les zones humides, avec des occurrences fortes au niveau de la forêt des Landes et des vallées des principaux fleuves (Fig. 1, pour l'ensemble des types de brouillard).

Même si les conditions atmosphériques favorables à la formation du brouillard radiatif sont maintenant bien connues, à savoir un ciel clair, un vent faible et une humidité relative élevée [Roach et al., 1976; Taylor, 1917], l'existence d'interactions entre processus à l'échelle locale rend sa prévision délicate. En effet, les interactions complexes entre les processus de surface, radiatifs, turbulents, dynamiques et microphysiques qui régissent la formation du brouillard introduisent d'importantes hétérogénéités spatiales sur son heure de formation et même sur son occurrence à des échelles sub-kilométriques. Une meilleure compréhension des différents processus influençant le cycle de vie du brouillard et de leurs interactions à l'échelle locale est alors nécessaire pour mieux comprendre cette variabilité spatiale et ainsi améliorer la qualité des prévisions numériques.

L'approche numérique uni-dimensionnelle a permis de mettre en avant les rôles importants



**Figure 1** – Nombre de jours moyen de brouillards par an calculé sur la période 1981-2010 pour plusieurs stations météorologiques en France. Source : Météo-France.

du refroidissement radiatif, des échanges turbulents, de la sédimentation des gouttelettes et des échanges surface-atmosphère dans la formation et le cycle de vie du brouillard radiatif. Avec une telle approche, les phénomènes d’advection sont généralement représentés par des forçages issus de modèles de Prévision Numérique du Temps (PNT). Par cette méthode, l’importance du transport de chaleur et d’humidité par les phénomènes d’advection sur la modélisation du brouillard a été mise en évidence, tant sur le plan de la recherche (Brown and Roach [1976], Musson-Genon [1987], Duynkerke [1991], Bergot and Guedalia [1994a]) que de la prévision opérationnelle pour les aéroports [Bergot et al., 2005; Müller et al., 2007; Terradellas and Cano, 2007]. Cependant, l’hypothèse d’une homogénéité horizontale ne permet pas la représentation correcte des hétérogénéités de surface et des gradients horizontaux des variables atmosphériques souvent responsables des hétérogénéités spatiales des brouillards rencontrés [Gultepe et al., 2007b]. L’utilisation de modèles 3D à des échelles kilométriques, telles qu’utilisées en prévision opérationnelle, permet de pallier ce problème en représentant les hétérogénéités de surface et les potentiels phénomènes d’advection associés (Golding [1993], Choi and Speer [2006], Müller et al. [2010]). Cependant, ces résolutions demeurent grossières pour une représentation correcte de la faible turbulence associée aux couches limites stables dans lesquelles se forment le brouillard, et de l’impact des hétérogénéités de surface. Ainsi, l’utilisation de modèles 3D avec des simulations aux grands tourbillons, ou *Large-Eddy Simulation* (LES) est apparue comme plus adaptée pour améliorer la compréhension des interactions complexes entre les processus impactant la formation et le cycle de vie du brouillard. Les LES permettent de résoudre explicitement les plus gros tourbillons de la turbulence rencontrés en couche limite stable par l’utilisation d’un maillage métrique tant sur l’horizontale [Beare and Macvean, 2004] que sur la verticale [Tardif, 2007]. Les LES de brouillard effectuées en conditions idéalisées ont permis de mettre en évidence

les fines structures turbulentes propres aux différentes phases du cycle de vie du brouillard, tant sur terrain homogène (Nakanishi [2000], Porson et al. [2011], Bergot [2013]) qu'en présence d'hétérogénéités de surface comme les bâtiments [Bergot et al., 2015] et les barrières d'arbres [Mazoyer et al., 2017]. Ces études récentes ont montré que la présence de telles hétérogénéités de surface introduit alors des hétérogénéités sur le brouillard principalement lors de la phase de formation. Mais cette très haute résolution contraint leur utilisation sur des domaines de faible extension spatiale, souvent inférieure au kilomètre, pour des raisons de coûts numériques élevés. Des simulations à haute résolution (typiquement la centaine de mètres) telles que présentées par Cuxart [2015] constituent alors un bon compromis pour mener des études sur les hétérogénéités de surface sur des domaines étendus.

Les régions présentant des hétérogénéités de surface, de type orographie, sont le lieu d'importantes hétérogénéités sur les conditions dynamiques et thermodynamiques. Ces variations trouvent principalement leur origine dans le refroidissement radiatif des surfaces inclinées, moteur de circulations locales que l'on nomme les vents catabatiques en conditions nocturnes, conduisant à l'accumulation de l'air froid, plus dense, dans les points bas sous l'action de la gravité (Vosper and Brown [2008], Bodine et al. [2009]). Les différences de température peuvent alors avoisiner les 10°C entre ces plages froides et les alentours surélevés, pour des dénivelés de l'ordre de la dizaine de mètres seulement [Gustavsson et al., 1998]. Dans les réseaux de vallées complexes, l'air froid ainsi accumulé au fond des vallées individuelles s'écoule alors le long de leur axe sous la forme de courants de drainage jusqu'en plaine, toujours sous l'action de leur propre densité, qui forment une mécanique nocturne propre aux zones de terrain complexe.

L'intensité du refroidissement en un point va donc dépendre de cet équilibre entre le refroidissement radiatif local des surfaces et les effets non-locaux d'advection associés à ces circulations, et ainsi conditionner la quantité d'eau condensée pour former du brouillard. En ce sens, les plages froides offrent des conditions statistiquement plus favorables à la formation du brouillard, comme l'ont montré Chachere and Pu [2016] à partir d'un jeu d'observations sur plusieurs dizaines d'années. Selon les observations de Hodges and Pu [2016], ce sont les vallées étroites et encaissées qui subissent davantage d'épisodes de brouillard par rapport aux vallées larges et ouvertes. L'apport de la modélisation a d'ailleurs permis de montrer que les vallées sont soumises à différents régimes dynamiques selon leur géométrie : là où les vallées larges sont davantage influencées par les vents de grande échelle, les vallées plus étroites sont plus enclines à développer leur propre dynamique nocturne [Duine et al., 2017; Vosper and Brown, 2008]. De plus, ces circulations présentent des caractéristiques variables selon la géométrie de la vallée : les sections resserrées sont favorables à l'accélération des drainages et à un brassage turbulent plus important, et inversement pour les zones relativement plus larges [Zängl, 2004]. Cette grande variabilité induit d'importantes hétérogénéités sur les conditions thermodynamiques entre les vallées et au sein d'une même vallée, à des échelles sub-kilométriques, qui peuvent fortement impacter l'occurrence et le cycle de vie du brouillard.

La campagne de mesures *Local And Non-local fog EXperiment* (LANFEX) [Price et al., 2018]), réalisée par le UK Met Office, avait pour objectif d'étudier en détail l'impact des effets locaux sur le cycle de vie du brouillard en regard des effets non-locaux et ainsi comprendre pourquoi, au sein d'une même masse d'air, les conditions de brouillard sont différentes entre des vallées présentant des morphologies différentes. Cette campagne s'est déroulée durant les hivers 2014-2015 et 2015-2016 sur les collines du Shropshire, situées à l'ouest de l'Angleterre à la frontière avec le Pays de Galles, et à Cardington, au nord de Londres, qui est le site instrumenté pérenne du UK Met Office. La région du Shropshire a fait l'objet d'une précédente campagne de mesures, *COld-air Pooling EXperiment* (COLPEX), qui visait à étudier la couche stable en terrain complexe et notamment les phénomènes de plages froides et de courants de drainage, sans inclure d'évènements de brouillard [Price et al., 2011; Vosper et al., 2013, 2014]. En plus d'être dédiée à l'étude du brouillard en terrain complexe, LANFEX avait également pour objectif de mieux documenter la sensibilité de la formation du brouillard à la turbulence et à la formation de rosée, ainsi que les processus affectant son développement, notamment microphysiques. Alors que les aspects dynamiques ont été plutôt observés sur la zone du Shropshire, la microphysique a davantage été échantillonnée au niveau du site de Cardington, situé dans une région à très faibles contrastes topographiques.

En effet, la microphysique est un des processus impliqués dans l'évolution du brouillard. Les caractéristiques de la population de gouttelettes, telles que leur nombre et leur dimension, impactent son cycle de vie au travers de l'interaction avec le rayonnement [Bott et al., 1990] ainsi que du processus de sédimentation [Bergot and Guedalia, 1994a]. Pour se condenser sous forme de gouttelettes de brouillard, la vapeur d'eau nécessite la présence d'aérosols, nommés alors noyaux de condensation nuageux ou *Cloud Condensation Nuclei* (CCN). Ces particules fines, dont les dimensions s'échelonnent de quelques nanomètres à quelques micromètres, vont, au travers de leur répartition et leurs caractéristiques physico-chimiques, impacter le nombre de gouttelettes et le contenu en eau du brouillard, et donc ses propriétés radiatives et sa thermodynamique (Bott [1991], Stolaki et al. [2015], Maalick et al. [2016]). Dans les modèles numériques, l'évolution des gouttelettes nuageuses est fournie par le schéma microphysique. On distingue les schémas à 1 moment, qui pronostiquent seulement le contenu en eau des particules nuageuses et précipitantes, tandis que les schémas à 2 moments pronostiquent également leur concentration en nombre. Le modèle Méso-NH dispose ainsi d'un schéma à 1 moment, ICE3, opérationnel dans le modèle de PNT AROME (Applications de la Recherche à l'Opérationnel à Méso-Echelle), et d'un schéma à 2 moments, *Liquid Ice Multiple Aerosols* (LIMA), destiné à devenir opérationnel dans AROME.

Ce travail de thèse s'appuie sur la campagne LANFEX pour répondre à deux questions principales :

- Quelle est l'importance relative des processus locaux et non-locaux sur le cycle de vie du brouillard en terrain vallonné, selon la géométrie de la vallée considérée ?
- Quel est l'apport de l'utilisation d'un schéma microphysique à 2 moments sur la modéli-

sation du brouillard radiatif?

Afin de répondre à ces questions, la première partie du manuscrit présentera en détail les concepts théoriques nécessaires à la compréhension du cycle de vie du brouillard et de la dynamique en terrain complexe, ainsi que les connaissances actuelles sur ces deux phénomènes. Une deuxième partie présentera la campagne de mesures LANFEX, dont deux cas de brouillard sont étudiés ici, ainsi que le modèle Meso-NH utilisé pour l'étude numérique. Le troisième chapitre se focalisera sur la compréhension des processus dynamiques impactant la formation et le développement du brouillard en terrain vallonné, sur la région du Shropshire, à partir de simulations à haute résolution. Le quatrième chapitre sera dédié à la microphysique du brouillard en terrain homogène avec l'étude LES d'un brouillard échantillonné à Cardington afin de contribuer à la validation du schéma microphysique LIMA pour le brouillard. Enfin, des conclusions seront tirées et des perspectives dressées suite à ce travail.



# Chapitre 1

## Le brouillard en terrain complexe

### Sommaire

---

<b>1.1 La couche limite atmosphérique</b> . . . . .	<b>7</b>
1.1.1 Introduction à la couche limite atmosphérique . . . . .	7
1.1.2 Le cycle diurne de la couche limite atmosphérique . . . . .	12
<b>1.2 Le brouillard radiatif</b> . . . . .	<b>15</b>
1.2.1 Les différents types de brouillard . . . . .	15
1.2.2 Le cycle de vie du brouillard radiatif . . . . .	16
1.2.3 Formation des gouttelettes dans le brouillard radiatif . . . . .	21
<b>1.3 Particularités dynamiques de la couche limite stable en zones vallonnées</b> . . . . .	<b>27</b>
1.3.1 Éléments dynamiques en terrain complexe . . . . .	28
1.3.2 Impacts connus d'un terrain complexe sur le brouillard . . . . .	32

---

Ce premier chapitre présente les connaissances nécessaires à l'étude du brouillard en terrain complexe. Une première partie définira ce qu'est la couche limite atmosphérique. La deuxième partie décrira l'état des connaissances actuelles sur le brouillard radiatif, phénomène principalement lié aux processus de couche limite nocturne. Enfin, la dernière partie introduira les processus dynamiques mis en jeu en présence d'une atmosphère stable et d'un terrain vallonné, et de leurs interactions connues avec le brouillard. Une grande partie des concepts et connaissances présentés dans ce chapitre sont inspirés des ouvrages de [Malardel \[2009\]](#) et [Chow et al. \[2013\]](#) auquel le lecteur pourra se référer afin d'approfondir les différentes thématiques abordées.

### 1.1 La couche limite atmosphérique

#### 1.1.1 Introduction à la couche limite atmosphérique

L'atmosphère est une enveloppe de fluide, l'air, entourant la Terre sur une épaisseur de plus d'une centaine de kilomètres. Elle a un rôle essentiel pour le système biologique terrestre qu'elle protège notamment du rayonnement solaire ultraviolet et des écarts de température trop importants. Elle ne contient que 0.25% de vapeur d'eau, mais celle-ci présente une forte hétérogénéité



spatiale et temporelle et est capable de subir des changements d'état sous nos conditions de température et de pression. Cette vapeur d'eau est surtout présente dans le premier kilomètre au dessus de la surface, au sein d'une strate atmosphérique que l'on nomme couche limite atmosphérique (CLA). La CLA se définit comme étant la couche de l'atmosphère dans laquelle l'écoulement du fluide atmosphérique est influencé par l'interaction avec la surface terrestre avec un temps de réponse de l'ordre de l'heure, et son état peut être décrit au travers de différents champs physiques qui sont listés ci-dessous.

### La température potentielle

La température potentielle ( $\theta$ ), qui correspond à la température  $T$  d'un volume d'air situé au niveau de pression  $P$  que l'on aurait ramené, de manière adiabatique (sans échange de chaleur avec l'extérieur), à un niveau de référence correspondant à la pression  $P_0 = 1000$  hPa :

$$\theta = T \left( \frac{P_0}{P} \right)^{\frac{R_d}{C_{pd}}} \quad (1.1)$$

avec  $R_d$  la constante des gaz parfaits et  $C_{pd}$  la capacité thermique massique de l'air sec à pression constante. Dans l'atmosphère, la température potentielle augmente généralement avec l'altitude du fait de la diminution de pression. En météorologie, l'usage de la température potentielle permet de donner une mesure du degré de stabilité statique de l'atmosphère :

- instable si  $\frac{\partial \theta}{\partial z} < 0$ . De l'air potentiellement plus chaud se trouve alors sous de l'air potentiellement plus froid.
- neutre si  $\frac{\partial \theta}{\partial z} = 0$ , lorsque la température potentielle ne varie pas avec l'altitude. On nomme aussi cet état « adiabatique » en référence au profil vertical de température absolue, égal au gradient adiabatique sec (environ  $6.5^\circ\text{C km}^{-1}$ );
- stable si  $\frac{\partial \theta}{\partial z} > 0$ . L'air potentiellement plus chaud surplombe alors l'air potentiellement plus froid et les mouvements verticaux sont inhibés.

### Le contenu en eau

Il se mesure en kilogramme d'eau par kilogramme d'air sec ( $\text{kg kg}^{-1}$ ) et on l'appelle également le rapport de mélange (noté  $r$ ). Le contenu en eau total dans l'atmosphère résulte de la somme des contenus en eau sous ses différentes phases : le rapport de mélange de vapeur d'eau ( $r_v$ ), le rapport de mélange d'eau liquide ( $r_l$ ) et le rapport de mélange de la glace ( $r_i$ ). La surface terrestre agit à la fois comme une source et un puits pour l'eau atmosphérique : les processus d'évaporation des surfaces liquides, de sublimation des surfaces enneigées et d'évapotranspiration des plantes approvisionnent l'atmosphère en vapeur d'eau. Au contraire, les processus de sédimentation et de précipitation, liquides et solides, ainsi que la condensation sous forme de rosée et de givre restituent cette eau de l'atmosphère vers la surface terrestre.

Le processus de condensation permet de passer de la phase gazeuse à la phase liquide de l'eau. Dans un volume d'air, si l'eau n'est présente que sous forme de vapeur, alors son rapport de mélange  $r_v$  est inférieur au rapport de mélange de vapeur d'eau à saturation ( $r_{v,s}$ ).  $r_{v,s}$  désigne la quantité de vapeur à atteindre dans le volume d'air considéré pour qu'il y ait saturation et équilibre entre les phases liquide et gazeuse. A une valeur de pression donnée,  $r_{v,s}$  est une fonction croissante de la température : plus un air est chaud, plus il peut contenir d'eau sous forme de vapeur. Dans l'atmosphère, il est commun de parler d'humidité relative (HR) (en %) pour évaluer l'écart relatif d'un volume d'air à la saturation par rapport à la vapeur d'eau. Elle est définie comme :

$$HR = 100 \frac{r_v}{r_{v,s}} \quad (1.2)$$

Le rapport entre  $r_v$  et  $r_{v,s}$  est en général compris entre 0 et 1 (i.e. HR entre 0 et 100%). Lorsqu'il est supérieur, alors l'air est sursaturé. Au sein d'un volume d'air, la vapeur d'eau en excès responsable de la sursaturation est alors dans un état métastable : la moindre perturbation, comme le contact avec une surface, favorisant le changement de phase vers l'état liquide. Dans l'atmosphère, les valeurs de sursaturation par rapport à l'eau sont généralement inférieures à 1.5% [Ghan et al., 1997; Spracklen et al., 2011]. Les valeurs les plus élevées se retrouvent dans les nuages convectifs en raison des forts mouvements ascendants, sources de sursaturation. Pour les brouillards radiatifs, du fait de la faible dynamique associée, la sursaturation est atteinte grâce au refroidissement radiatif à des valeurs de l'ordre de 0.05% [Hammer et al., 2014; Mazoyer et al., 2019].

## La turbulence

Les forts contrastes existant dans la CLA se traduisent par des échanges importants de matière, de quantité de mouvement et d'énergie, au travers des mouvements turbulents de petite échelle, typiquement de quelques millimètres à plusieurs centaines de mètres. La turbulence reçoit son énergie de l'écoulement moyen, énergie qui se propage vers les plus petites échelles et finit par se dissiper sous forme de chaleur via les forces de viscosité à l'échelle moléculaire, suivant la théorie de la cascade d'énergie de Kolmogorov [1942]. La turbulence a un comportement chaotique, c'est à dire que la trajectoire et la vitesse de chaque particule composant le fluide turbulent ne peuvent être prédites de manière déterministe. Elle est également diffusive, tendant à homogénéiser un fluide hétérogène. Du fait de son caractère chaotique, on représente l'intensité de la turbulence par une grandeur moyenne, l'énergie cinétique turbulente ( $e$ ) :

$$e = \frac{1}{2} \overline{(u'^2 + v'^2 + w'^2)} \quad (1.3)$$

où  $u'$ ,  $v'$  et  $w'$  désignent les fluctuations turbulentes des vitesses du fluide dans les trois directions de l'espace, et  $\bar{x}$  l'opérateur moyenne s'appliquant sur  $x$ . Il existe différentes sources et puits

de la turbulence, dont la somme régit l'équation d'évolution de l'énergie cinétique turbulente :

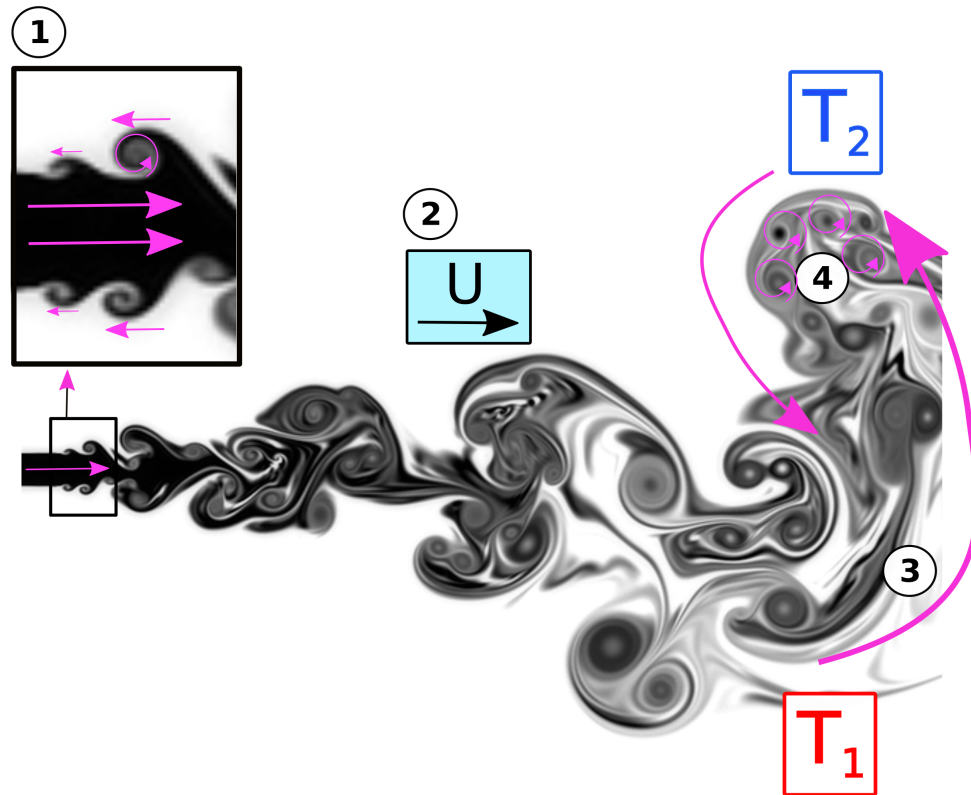
$$\frac{\partial e}{\partial t} = - \underbrace{\overline{u'_i u'_j} \frac{\partial \overline{u_i}}{\partial x_j}}_{\text{DP}} - \underbrace{\frac{1}{\tilde{\rho}} \frac{\partial}{\partial x_j} (\tilde{\rho} e \overline{u_j})}_{\text{ADV}} + \underbrace{\frac{g}{\theta_v} \overline{u'_3 \theta'_v}}_{\text{TP}} + \underbrace{\frac{1}{\tilde{\rho}} \frac{\partial}{\partial x_j} (C_{2m} \tilde{\rho} L e^{\frac{1}{2}} \frac{\partial e}{\partial x_j})}_{\text{TR}} - \underbrace{C_\epsilon \frac{e^{\frac{3}{2}}}{L}}_{\text{DISS}} \quad (1.4)$$

où  $u_i$  est la  $i^{\text{ème}}$  composante de la vitesse du vent,  $x_j$  la  $j^{\text{ème}}$  direction de l'espace,  $\theta_v$  la température potentielle virtuelle<sup>1</sup>,  $\tilde{\theta}_v$  et  $\tilde{\rho}$  la température potentielle virtuelle et la masse volumique d'un état de référence,  $g$  est l'accélération gravitationnelle et  $C_{2m}$  et  $C_\epsilon$  sont des constantes.  $L$  représente la longueur de mélange dont davantage de détails sont donnés dans la section 2.2.3. Les différents termes composant cette équation se réfèrent à différents processus de création, de destruction et de transport de l'énergie cinétique turbulente :

- La production dynamique ou *dynamical production* (DP) représente un transfert d'énergie cinétique depuis l'écoulement moyen vers l'échelle de la turbulence. Il résulte des instabilités dynamiques dans les zones où l'écoulement est cisailé. La production dynamique agit uniquement comme une source de turbulence en contribuant à homogénéiser les gradients par mélange. Une représentation schématique est donnée dans l'encadré (1) de la Fig. 1.1.
- L'advection (ADV) désigne le terme de transport de la turbulence par l'écoulement moyen, comme illustré en (2) dans la Fig. 1.1 où les tourbillons turbulents sont advectés de gauche à droite par l'écoulement moyen de vitesse  $U$ .
- La production thermique ou *thermal production* (TP) pour production thermique, se rapporte à la turbulence produite par les effets de flottabilité au sein de l'écoulement moyen du aux fluctuations de température. Elle peut agir comme une production et une destruction d'énergie cinétique turbulente. Comme illustré en (3) dans la Fig. 1.1, il y a création de turbulence d'origine thermique dans les régions de l'écoulement présentant une instabilité statique, avec un transport vers le haut de fluctuations chaudes et vers le bas de fluctuations froides. Dans les régions de stabilité statique, les particules tendent à revenir à leur position sous l'effet des forces de flottabilité, le terme TP est alors négatif et la turbulence est détruite par ces effets de flottabilité.
- Le transport (TR) désigne la redistribution de la turbulence par la turbulence elle-même. Il est à différencier de l'advection ADV dans le sens où ce n'est pas l'écoulement moyen mais l'écoulement turbulent qui transporte les tourbillons turbulents. Cet effet est illustré en (4) sur la Fig. 1.1 où de plus petites turbulences sont transportées au sein d'un tourbillon turbulent d'échelle supérieure.
- Enfin, la dissipation (DISS) agit comme un puits. Elle se fait à l'échelle moléculaire lorsque les plus petits tourbillons dissipent leur énergie cinétique sous forme de chaleur.

---

1. La température potentielle virtuelle correspond à la température potentielle qu'aurait de l'air sec qui posséderait la même masse volumique et la même pression que de l'air humide. Elle est calculée par la relation :  $\theta_v = (1 + 0.603r_v)\theta$



**Figure 1.1** – Illustration schématique des quatre principaux processus régissant l'évolution de la turbulence au sein d'un fluide en 2 dimensions. 1) Turbulence d'origine dynamique, 2) advection de turbulence par le mouvement moyen du fluide de vitesse  $U$ , 3) turbulence d'origine thermique pour des températures  $T_1 > T_2$  et 4) transport de la turbulence par la turbulence elle-même. Les flèches roses désignent le déplacement turbulent local relativement à la vitesse moyenne du fluide  $U$ . Image issue du site de l'Université de Duisburg-Essen.

Les termes de production thermique et dynamique permettent de caractériser différents régimes de turbulence en comparant leur importance relative via le calcul du nombre de Richardson de flux  $R_f$  :

$$R_f = \frac{TP}{-DP} \quad (1.5)$$

Un  $R_f$  négatif implique alors un terme de production thermique  $TP$  positif, car  $DP$  est toujours positif : on est donc dans un régime instable du point de vue de la flottabilité et pour des valeurs fortement négatives la turbulence est contrôlée par les effets thermiques. Au contraire, un  $R_f$  positif implique que le terme  $TP$  agit comme un puits pour la turbulence, on est donc dans un régime stable du point de vue de la flottabilité. On définit ainsi une valeur  $R_{f,crit}$ , positive, au dessus de laquelle les effets de stratification stable sont suffisamment importants pour inhiber la turbulence produite par les effets dynamiques. L'écoulement évolue alors vers un état laminaire<sup>2</sup>. Cette valeur critique dépend de la structure de la turbulence : elle est théoriquement égale à 0.25 en turbulence tridimensionnelle isotrope et 1 en turbulence bidimensionnelle horizontale.

2. L'état laminaire d'un écoulement désigne son état où toute turbulence est absente

### 1.1.2 Le cycle diurne de la couche limite atmosphérique

Au sein de la couche limite, la turbulence d'origine dynamique peut se manifester à toutes heures du jour et de la nuit, si le gradient vertical de vent est suffisant pour l'initier. En revanche, la turbulence d'origine thermique est fortement dépendante du chauffage proche de la surface et étroitement liée au flux solaire incident le jour ainsi qu'à la capacité de la surface à se refroidir la nuit. En ce sens, la CLA présente un cycle diurne fortement dépendant du bilan d'énergie en surface.

#### Bilan d'énergie en surface

Le rayonnement pilote les variations de température de surface puis de la CLA. Tout corps émet un rayonnement électromagnétique, à une longueur d'onde donnée, dont la puissance énergétique est fonction de sa température suivant la loi de Stefan-Boltzmann [Boltzmann, 1884] :

$$M = \epsilon \sigma T^4 \quad (1.6)$$

où  $M$  désigne la puissance totale rayonnée par unité de surface par le corps considéré ( $\text{W m}^{-2}$ ),  $T$  est sa température (en K),  $\sigma$  est la constante de Stefan-Boltzmann et  $\epsilon$  est l'émissivité du corps, un coefficient toujours compris entre 0 et 1 et qui correspond au rapport du flux radiatif émis par le corps considéré sur le flux radiatif émis par un corps noir<sup>3</sup>.

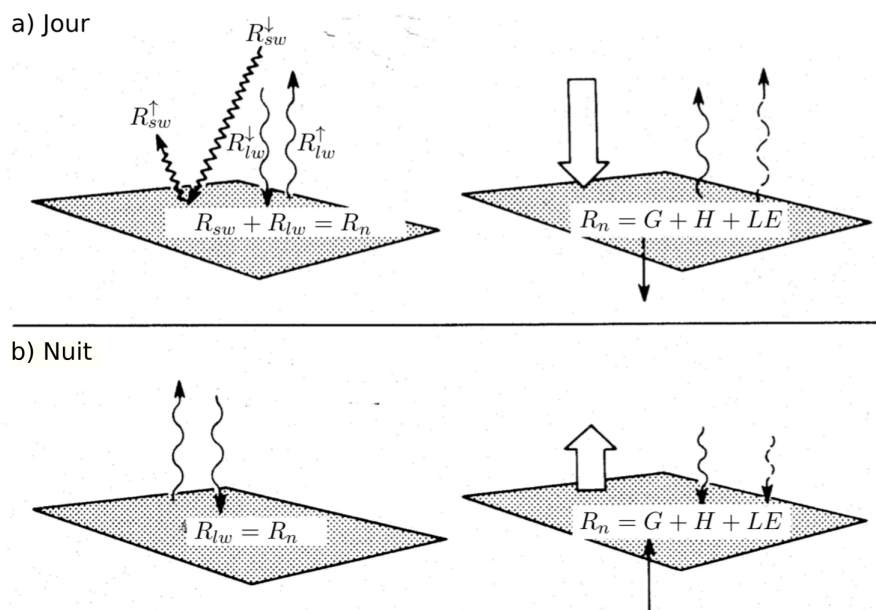
Ainsi, la température de la surface terrestre, dont va fortement dépendre la structure de la couche limite, dépend de deux principaux types de flux radiatifs :

- Le rayonnement aux courtes longueurs d'onde descendant ou *downward shortwave* ( $\text{SW}\downarrow$ ), dont le spectre d'énergie atteignant la surface est situé de  $0.3 \mu\text{m}$  (ultraviolets) à  $2.4 \mu\text{m}$  (infrarouge) après avoir traversé l'atmosphère. Il est la source principale de l'énergie reçue par le système atmosphère-surface et présente un cycle diurne. Une partie de ce rayonnement est réfléchi par la surface, le rayonnement aux courtes longueurs d'onde montant ou *upward shortwave* ( $\text{SW}\uparrow$ ), et cette fraction dépend de l'albédo de cette surface, qui caractérise la fraction du rayonnement incident qui n'est pas absorbée. Il est autour de 0.9 pour la neige fraîche, très réfléchissante, mais de 0.1 pour les océans, surface plutôt absorbante ;
- le rayonnement purement infrarouge pour un spectre d'énergie s'étalant de 4 à  $100 \mu\text{m}$ . Si il provient de l'atmosphère, on parle rayonnement aux grandes longueurs d'onde descendant ou *downward longwave* ( $\text{LW}\downarrow$ ). Si il provient de la surface, on parle de rayonnement aux grandes longueurs d'onde montant ou *upward longwave* ( $\text{LW}\uparrow$ ). Le  $\text{LW}\downarrow$  dépend de la température de la colonne atmosphérique. Les couches nuageuses agissent comme un forçage radiatif avec une puissance rayonnée proportionnelle à leur température, selon

---

3. Un corps noir désigne un objet idéal qui absorbe parfaitement tout le rayonnement qu'il reçoit. Son émissivité est égale à l'unité.

l'équation 1.6. Le  $LW^\uparrow$  est lui dépendant de la température de la surface et son intensité va principalement conditionner l'importance du refroidissement de la surface la nuit.



**Figure 1.2** – Principaux flux et bilan d'énergie idéalisé sur une surface plane (a) en journée et (b) pendant la nuit. Extrait de [Blein \[2016\]](#).

Cette énergie, reçue ou perdue par la surface, va ensuite faire intervenir différents processus qui vont agir en vue d'équilibrer le bilan (Fig. 1.2) :

- le flux de chaleur sensible (H) qui représente les échanges de chaleur par les mouvements turbulents entre l'atmosphère et la surface sans changement de phase de l'eau :

$$H = \rho_a C_{p,a} \overline{w'\theta'} \quad (1.7)$$

où  $\rho_a$  est la masse volumique de l'air,  $C_{p,a}$  sa capacité calorifique et  $\overline{w'\theta'}$  le produit des fluctuations moyennes de vitesse verticale  $w'$  et de température potentielle  $\theta'$ . Ce flux est positif lorsque la fluctuation de vitesse verticale transporte, en moyenne, des fluctuations chaudes vers le haut.

- le flux de chaleur latente (LE) qui représente le flux de chaleur lors d'un changement de phase de l'eau :

$$LE = \rho_a L_v \overline{w'r'_v} \quad (1.8)$$

où  $L_v$  est la chaleur latente de vaporisation de l'eau et  $\overline{w'r'_v}$  le produit des fluctuations moyennes de vitesse verticale  $w'$  et d'humidité  $r'_v$ . Le flux de chaleur latente est positif lorsqu'il y a évaporation d'eau depuis la surface vers l'atmosphère. Il est négatif lors de la formation de la rosée en surface.

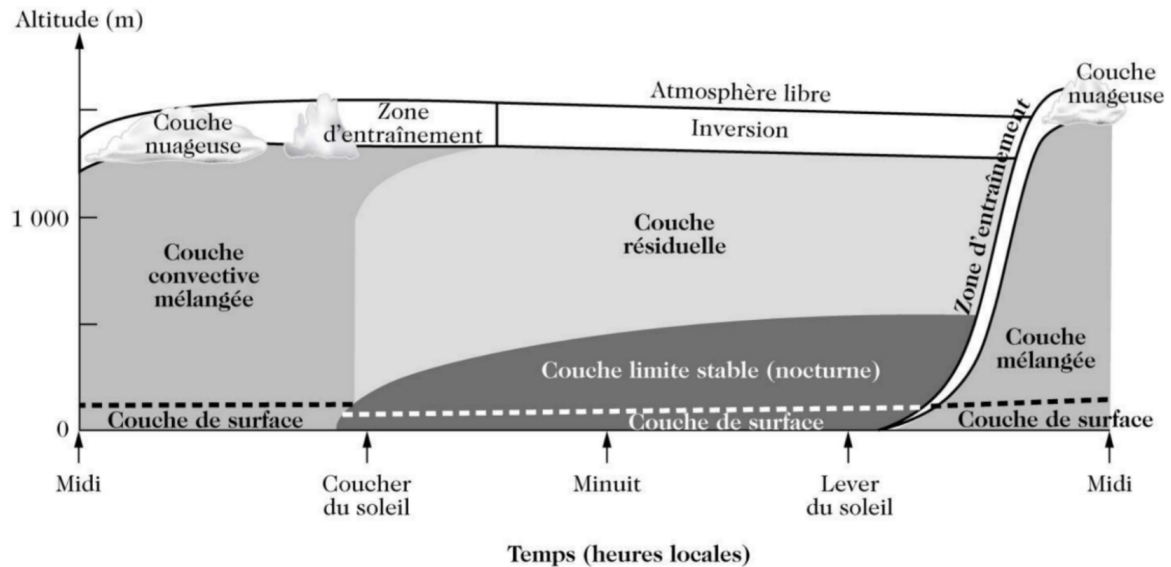
- Le flux de chaleur échangé avec le sous-sol (G). Il dépend de la conductivité thermique du sol, qui varie selon le type de sol et son contenu en eau.

Le bilan des flux à la surface qui conditionne les échanges entre la surface et l’atmosphère s’écrit donc :

$$R_n = SW \downarrow - SW \uparrow + LW \downarrow - LW \uparrow = H + LE + G \quad (1.9)$$

où  $R_n$  est le rayonnement net de la surface.

### Cycle diurne de la couche limite atmosphérique idéalisée en terrain plat



**Figure 1.3** – Cycle idéalisé de la couche limite atmosphérique en terrain plat pour des conditions de grande-échelles non-nuageuses et à vent faible, tiré de [Delmas et al. \[2005\]](#).

Sous l’action des différents flux d’énergie mis en jeu en réponse au forçage radiatif subi par la surface, la couche limite atmosphérique affiche un cycle diurne avec différentes phases aux caractéristiques thermodynamiques distinctes (Fig. 1.3).

La couche limite convective, en journée, résulte du fait que la température de la surface est supérieure à celle de l’atmosphère sous l’action du flux solaire incident  $SW \downarrow$ . Ceci conduit à un profil de  $\theta$  instable au sein de la couche limite. Cet excès d’énergie en surface est redistribué à la couche limite par le flux radiatif  $LW \uparrow$  et les flux turbulents de chaleur sensible et de chaleur latente. Une partie est également transmise dans le sol (Fig. 1.2.a). La turbulence est ici essentiellement d’origine thermique. Une zone d’entraînement sépare la couche limite de l’atmosphère libre. Cette zone est caractérisée par une inversion de température<sup>4</sup> et est le lieu d’échange d’énergie et de matière entre la couche limite et l’atmosphère libre, permettant le développement de la couche limite en journée.

La couche limite stable se caractérise par un apport d’énergie à la surface par le flux  $SW \downarrow$  plus faible que la perte d’énergie sous l’action du  $LW \uparrow$ . Cette situation se rencontre autour du

4. Une couche d’inversion désigne une couche où le profil de température potentielle est stable.

coucher du soleil et perdure jusqu'à son lever. Du fait d'une température de surface devenant inférieure à celle de l'atmosphère, l'intensité de la turbulence y est réduite sous l'action des forces de flottabilité : le terme de production thermique devient négatif et s'oppose à la turbulence créée par la production dynamique. La couche limite stable nocturne est surmontée d'une couche résiduelle peu turbulente au profil de  $\theta$  neutre, qui est un résidu de la couche mélangée qui s'est formée pendant la journée. Les flux de chaleur sensible, de chaleur latente et de conduction sont alors dirigés vers la surface (Fig. 1.2.b). Si la surface se refroidit suffisamment pour créer les conditions favorables à la saturation, alors on assiste à la formation de rosée résultante de ce transfert d'humidité de l'atmosphère vers la surface.

Une couche limite de surface est présente dans sa partie basse. Elle est définie comme la couche en contact avec la surface où les flux de quantité de mouvement, de chaleur sensible et de chaleur latente sont constants sur la verticale. Sa hauteur varie généralement d'une dizaine à une cinquantaine de mètres et est étroitement liée aux contraintes de rugosité de la surface, impactant la force de friction de l'écoulement, ainsi qu'au gradient de température.

## 1.2 Le brouillard radiatif

Le brouillard radiatif constitue le principal type de brouillard, parmi ceux présentés ci-dessous. Après une présentation des processus caractérisant les différentes phases du cycle de vie du brouillard radiatif, une attention sera portée sur la microphysique et les processus de formation des gouttelettes.

### 1.2.1 Les différents types de brouillard

Il existe plusieurs types de brouillard dont la distinction se fait vis-à-vis des processus mis en jeu pour leur formation. Une méthode de classification basée sur ces mécanismes de formation a été proposée par [Tardif and Rasmussen \[2007\]](#) à l'aide d'observations recueillies pendant 20 ans dans la région de New-York :

- Les brouillards d'advection qui résultent du passage d'une masse d'air sur une surface plus froide, favorisant la condensation de la vapeur d'eau à leur interface. La fréquence de ces types de brouillard est plus grande lorsque le contenu en vapeur de l'air advecté est supérieur au  $r_{v,s}$  de l'air en contact avec la surface froide, conditions rencontrées par exemple sur les zones de courants océaniques froids en saison chaude [[Cho et al., 2000](#)]. Ainsi, ce type de brouillard affecte principalement les zones côtières et les activités humaines maritimes ;
- Les brouillards de précipitation lorsque l'évaporation de la pluie dans une masse d'air engendre une augmentation de son contenu en vapeur d'eau et une diminution de sa température par absorption de chaleur latente dû au passage de l'état liquide des précipitations à l'état vapeur : le  $r_v$  de la masse d'air augmente tandis que son  $r_{v,s}$  diminue et le brouillard se forme à sursaturation ( $r_v > r_{v,s}$ ) ;



- Les brouillards d'évaporation, lorsque de l'eau sous forme de vapeur, résultant de l'évaporation d'eau d'une surface plus chaude que l'air atmosphérique, est apportée à la masse d'air. Si cet apport de vapeur est suffisant pour que le  $r_v > r_{v,s}$ , alors la condensation se produit au sein de cette même masse d'air et forme le brouillard. Ce type de brouillard peut se rencontrer en zones côtières lorsqu'une masse d'air froide continentale est advectée sur une surface maritime plus chaude ;
- Les brouillards par affaissement de stratus, type de nuage bas dont l'évaporation des précipitations sous sa base favorise la formation de poches froides qui entraînent la masse nuageuse jusqu'en surface [Dupont et al., 2012]. Le refroidissement radiatif nocturne par le flux  $LW\uparrow$  au sommet du stratus peut également entraîner une production thermique de turbulence participant au transport de l'air ainsi refroidi vers le bas et à l'affaissement progressif de la base du nuage jusqu'en surface [Pilié et al., 1975] ;
- Les brouillards radiatifs, dont la formation est pilotée par le refroidissement nocturne de la surface terrestre sous l'action du flux  $LW\uparrow$  en conditions de ciel clair. Une faible turbulence est alors nécessaire pour propager verticalement ce refroidissement sur les premiers mètres de l'atmosphère. Lorsque le refroidissement de cette couche de surface est suffisamment important pour mener à des conditions de sursaturation, il y a alors formation du brouillard radiatif.

### 1.2.2 Le cycle de vie du brouillard radiatif

Cette étude porte sur le brouillard radiatif, souvent rencontré sur les surfaces continentales en conditions de ciel clair, de vent faible et de forte humidité proche de la surface, conditions réunies en saison froide (d'octobre à mars) aux latitudes tempérées sous régime anticyclonique [Gultepe et al., 2007a]. Du fait de son fort impact sur les activités humaines, de nombreuses études expérimentales et numériques se sont penchées sur les mécanismes à l'œuvre dans sa formation et son cycle de vie (par exemple, Brown and Roach [1976], Roach et al. [1976], Bergot and Guedalia [1994b], Nakanishi [2000], Bergot [2013], Mazoyer et al. [2017]). L'étude de Nakanishi [2000], utilisant des simulations LES en conditions de surface homogène et en atmosphère idéalisée, a permis de découper ce cycle en trois phases distinctes : la phase de formation, la phase mature et la phase de dissipation (Fig. 1.4), selon les caractéristiques de la turbulence au sein de la couche de brouillard.

#### Phase de formation

La formation du brouillard radiatif est fortement liée, d'une part, à la capacité de la surface à se refroidir sous l'effet du rayonnement  $LW\uparrow$  et, d'autre part, à la propagation verticale de cette couche refroidie sous l'action des processus turbulents. La couche limite nocturne étant stable, cette turbulence trouve essentiellement son origine dans les instabilités dynamiques dues au cisaillement de vent et doit être suffisante pour permettre à la couche refroidie de se propager verticalement [Duynerke, 1991]. Si elle est trop faible, la couche froide et saturée reste en surface et l'humidité s'y condense sous forme de bancs de brouillard très peu épais. De plus, une

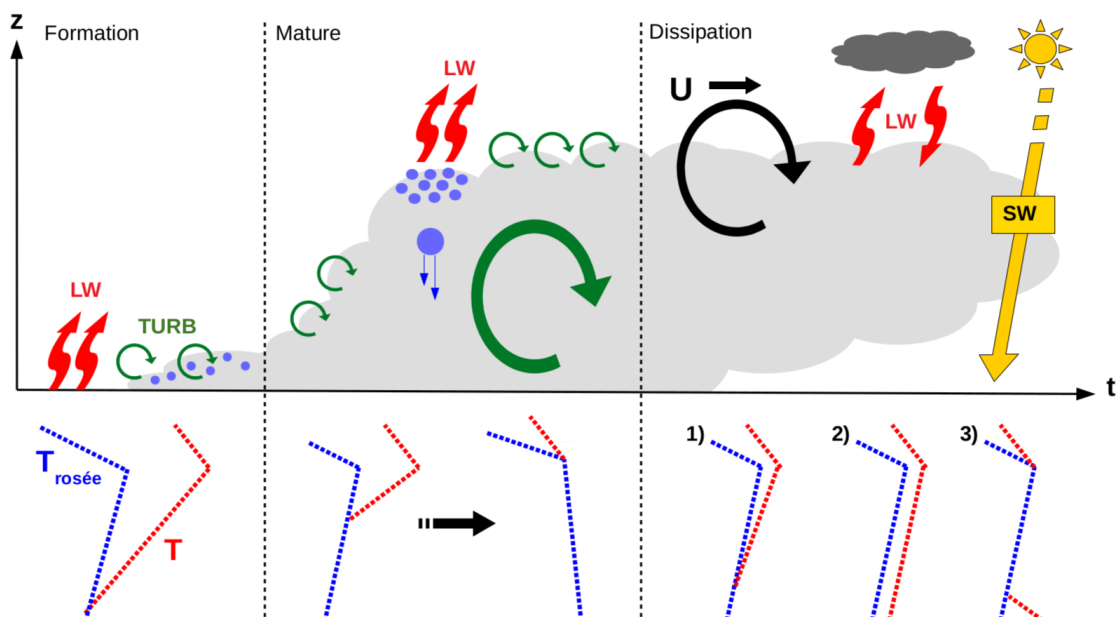
trop faible turbulence ne permet pas un transport vertical d'humidité suffisant des couches supérieures pour compenser la perte d'eau vers la surface due à la formation de rosée [Maronga and Bosveld, 2017]. Avec une turbulence trop forte, le mélange vertical avec les couches supérieures plus chaudes est trop important pour permettre à la masse d'air d'atteindre la saturation. Cette situation peut également mener à la formation de rosée et la turbulence a ainsi un fort impact sur l'heure de formation du brouillard. Price [2019], à partir des observations de plusieurs cas de brouillard pendant LANFEX, a identifié un seuil sur les fluctuations de vitesses verticales, entre 0.002 et 0.005  $\text{m}^2 \text{s}^{-2}$ , en dessous duquel le brouillard radiatif peut se former. Au dessus de ce seuil, même si la saturation est atteinte, le transport turbulent d'humidité favorise la condensation en surface sous forme de rosée et empêche la formation du brouillard. Ainsi, la vitesse du vent en sommet de couche limite nocturne a une importance déterminante sur la formation et le développement du brouillard.

En présence d'obstacles comme des bâtiments ou des barrières d'arbres, la phase de formation est perturbée par une production de turbulence dynamique provenant des effets de freinage de l'écoulement par les obstacles. Cette turbulence additionnelle conduit à des hétérogénéités locales sur l'heure de formation du brouillard [Bergot et al., 2015] ou a une formation s'initiant quelques mètres au dessus du sol en aval de l'obstacle [Mazoyer et al., 2017]. De même, des hétérogénéités dans les propriétés de la surface, comme la composition du sol, sa température et son humidité qui impactent les flux de surface G, H et LE, peuvent conduire à des hétérogénéités lors de la formation du brouillard [Gultepe et al., 2007a]. C'est d'ailleurs lors de cette phase de formation que l'on rencontre la plus forte variabilité spatiale du brouillard [Bergot and Lestringant, 2019].

L'étude de sensibilité effectuée par Bergot and Guedalia [1994a] a montré que l'humidité du sol influence le transfert de chaleur depuis les couches racinaires vers la surface et impacte le taux de refroidissement de celle-ci : un sol plus sec (humide) entraîne une conductivité thermique du sol plus faible (importante). Ainsi, le flux de conduction du sol vers la surface s'en trouve réduit (augmenté), favorisant (freinant) le refroidissement de la surface. Néanmoins, des conditions de surface plus sèches retardent l'atteinte à la saturation et la formation du brouillard [Román-Cascón et al., 2016]. Maronga and Bosveld [2017] ont cependant montré que, plus que l'humidité, c'est la température du sol qui influence davantage la formation du brouillard. Enfin, la formation de rosée en surface peut également retarder, voire empêcher, la formation du brouillard en agissant comme un puits d'humidité atmosphérique. Dans la couche limite de surface, ce processus se traduit par un flux de chaleur latente de l'atmosphère vers la surface.

Les conditions de plus grande échelle impactent aussi la formation du brouillard radiatif. La présence d'une couche nuageuse limite le refroidissement en surface par augmentation du flux  $\text{LW}\downarrow$  et peut empêcher la formation du brouillard. Pour les nuages, ce flux  $\text{LW}\downarrow$  dépend de leur température et de leur épaisseur optique [Wærsted et al., 2017], il est donc plus important pour des nuages bas, comme les stratocumulus, que les nuages élevés. De plus, le développement

vertical du brouillard est d'autant plus rapide que l'air sus-jacent est proche de la saturation. Les études de [Maronga and Bosveld \[2017\]](#) et de [Price \[2019\]](#) suggèrent que des valeurs d'humidité relative de 98% au-dessus de la couche de brouillard sont favorables à son développement.



**Figure 1.4** – Cycle de vie idéal du brouillard radiatif en terrain homogène avec les phases de formation, mature et dissipation. Cette dernière découle de trois mécanismes possible de dissipation : 1) par augmentation du vent synoptique, 2) par apparition d'une couche nuageuse d'altitude et 3) par rayonnement solaire.

### Phase mature

Sur le site de Cardington, [Price \[2011\]](#) ont montré que dans 50% des cas, les conditions thermodynamiques ne permettaient pas le développement vertical du brouillard, qui reste optiquement fin<sup>5</sup>. Mais lorsque la couche de brouillard est suffisamment développée, tant en termes d'extension verticale que de contenu en eau, son épaisseur optique augmente et elle émet un rayonnement LW équivalent à celui émis par la surface : Le brouillard devient optiquement épais et associé à un rayonnement LW net proche de 0 en surface. Sur la base de quatre cas de brouillards observés sur le site de Cardington, l'étude de [Price \[2011\]](#) établit que cette transition s'effectue lorsque le brouillard s'étend sur une épaisseur d'une centaine de mètres. Et sur la base de 38 cas, la même étude montre qu'elle intervient en moyenne 3 heures après le début de la phase de formation, mais cette durée est très dépendante du site. [Wærsted et al. \[2017\]](#) associent le passage à la phase mature à un LWP (contenu en eau liquide intégré sur la verticale) supérieur à  $30 \text{ g m}^{-2}$ , conduisant en une augmentation de l'épaisseur optique du brouillard. Ainsi, un flux  $\text{LW}\downarrow$  s'établit de la couche de brouillard vers la surface dont le refroidissement s'arrête. Au sommet du brouillard, le flux  $\text{LW}\uparrow$  vers l'atmosphère refroidit la partie supérieure de la couche saturée. Ce refroidissement sommital entraîne alors la formation d'une convection « top-down », homogénéisant la température au sein de la couche de brouillard qui affiche un

5. L'épaisseur optique d'un brouillard est une mesure de la fraction de l'énergie qu'il absorbe par rapport à celle qu'il reçoit d'un rayonnement à une longueur d'onde donnée.

profil adiabatique [Porson et al., 2011]. La turbulence est alors tri-dimensionnelle et isotrope à l'intérieur de celle-ci [Bergot, 2013].

Au sommet du brouillard, cette turbulence est bi-dimensionnelle et caractérisée par un nombre de Richardson proche du Richardson critique. On peut donc noter la présence d'ondes de Kelvin-Helmoltz formées par la présence d'un cisaillement vertical de vent au niveau de l'inversion de température sommitale [Nakanishi, 2000], favorisant une production dynamique de turbulence qui est la principale source d'énergie turbulente pour la couche de brouillard [Bergot, 2013]. Cette turbulence participe à augmenter les échanges entre le sommet du brouillard et l'atmosphère non-saturée au-dessus, au travers de la zone d'entraînement, favorisant ainsi le développement vertical de la couche de brouillard.

Le refroidissement radiatif sommital favorise la production de gouttelettes dans la partie supérieure du brouillard [Roach et al., 1976]. Selon Wærsted et al. [2017], cette condensation peut totalement renouveler le contenu en eau liquide du brouillard sur une période de 0.5 à 2 heures. Les gouttelettes les plus grosses sédimentent vers la partie basse du brouillard et alimentent son contenu en eau. Dans le même temps, le dépôt des gouttelettes situées à la base de la couche de brouillard sur les surfaces agit comme un puits d'eau liquide pour le brouillard. Selon l'étude de Price et al. [2015], les faibles variations du contenu en eau liquide pendant cette phase indiqueraient que la production d'eau sommitale serait du même ordre de grandeur que l'eau perdue en surface. Selon cette même étude, un brouillard en phase mature peut également se propager horizontalement via des circulations s'apparentant à des courants de densité sur ses bords d'attaque, et revêtir un caractère advectif localement.

Une fois la dynamique de phase mature mise en place, le brouillard est piloté par les processus thermodynamiques et microphysiques en son sommet et l'influence des hétérogénéités de surface est réduite [Bergot et al., 2015; Mazoyer et al., 2017].

### Phase de dissipation

La phase de dissipation intervient lorsque la turbulence augmente suffisamment pour mélanger la couche de brouillard avec l'air non-saturé au dessus. Selon l'étude de Zhou and Ferrier [2008], la turbulence doit dépasser un certain seuil critique fonction de l'épaisseur de la couche de brouillard. Cette augmentation de turbulence peut être causée par différents processus :

- De la même façon qu'ils peuvent freiner ou empêcher sa formation, la présence de nuages contribue à dissiper le brouillard sous l'action du flux  $LW\downarrow$  que ceux-ci émettent vers la couche de brouillard. Cela induit un réchauffement de la couche de brouillard, une augmentation de la turbulence d'origine thermique et une diminution de son contenu en eau. Cette dissipation est d'autant plus rapide pour des nuages optiquement épais stoppant complètement la contribution du refroidissement sommital [Wærsted et al., 2017].
- Une augmentation de la force du vent dans l'atmosphère libre favorise une production

dynamique de turbulence suffisante pour détruire l'inversion sommitale et mélanger la couche de brouillard avec l'air plus chaud et non-saturé, érodant le brouillard par son sommet.

- Sous un ciel clair et un vent faible, la dissipation du brouillard radiatif est favorisée à partir du lever du soleil. L'albédo élevé du brouillard fait qu'une partie du rayonnement solaire est réfléchi par celui-ci, tandis que le reste est absorbé par la couche de brouillard. La fraction du flux  $SW\downarrow$  atteignant la surface favorise la production thermique de turbulence. Selon [Wærsted et al. \[2019\]](#), plus que l'absorption du flux  $SW\downarrow$  par les gouttelettes de brouillard, ce sont les flux turbulents à sa base qui participent le plus à la dissipation. Ceci marque la transition d'une couche de brouillard pilotée uniquement par son sommet à une couche de brouillard de nouveau couplée à la surface.

Les simulations LES de [Bergot \[2016\]](#) ont montré que la turbulence à l'intérieur de la couche de brouillard, résultant des instabilités thermiques et dynamiques, devenait alors plus importante que la turbulence sommitale, limitée par la destruction thermique au niveau de l'inversion. Selon la même étude, la zone d'entraînement est le siège d'intrusions d'air sec à l'intérieur du brouillard, diminuant localement le contenu en eau liquide. Les effets réfléchissants et absorbants du brouillard (par rapport au rayonnement SW) sont réduits, favorisant la production thermique de turbulence en surface. [Wærsted et al. \[2019\]](#) identifient ainsi les flux de surface, l'absorption du flux  $SW\downarrow$  par les gouttelettes et l'entraînement sommital comme étant les trois principaux processus contribuant à la dissipation.

Le contenu en eau liquide devient très hétérogène au sein de la couche de brouillard lors de la phase de dissipation : des structures de type cellules peuvent apparaître et engendrer un transport vertical du contenu en eau depuis le sommet du brouillard vers la surface. Ce transport tend à retarder la dissipation du brouillard proche de la surface [[Nakanishi, 2000](#)]. Selon [Bergot \[2016\]](#), ce transport explique que la dissipation du brouillard en surface homogène présente une forte variabilité. En plus d'une dissipation par sa base, [Price et al. \[2015\]](#) a identifié, sur les bords de la couche de brouillard, un mélange horizontal avec les masses d'air sèches adjacentes entraînant une dissipation du brouillard par ses côtés, réduisant également son extension horizontale.

Le rétablissement du couplage entre la couche de brouillard et la surface lors de sa phase de dissipation s'accompagne d'un impact des hétérogénéités de surface en modifiant la structure horizontale du brouillard [[Bergot, 2016](#)]. L'intensité du réchauffement de la surface dépend du type de surface, et de sa propension à absorber le rayonnement solaire incident. Un sol plus humide, voire la présence d'eau sédimentée et déposée par le brouillard, peut freiner ce réchauffement par absorption de chaleur latente et retarder la dissipation, comme l'ont montré les études numériques de [Maronga and Bosveld \[2017\]](#) et de [Wærsted et al. \[2019\]](#). Selon cette dernière étude, sur les 250 cas de brouillard étudiés, la transition de la couche de brouillard vers un stratus reste le moyen de dissipation le plus fréquent.

Le cycle de vie du brouillard résulte d'interactions complexes entre processus de surface, radiatifs, microphysiques et dynamiques. Jusqu'alors, de nombreuses études numériques utilisant les modèles LES ont pu mettre en évidence les structures turbulentes propres au brouillard et leur impact sur sa microphysique, et ainsi sur les propriétés radiatives du brouillard qui interagissent à leur tour avec la dynamique. Les hétérogénéités de la surface de type obstacles peuvent jouer un rôle important en modifiant les conditions dynamiques du cycle de vie du brouillard, avec une plus grande sensibilité lors de la phase de formation. Néanmoins, le rôle des hétérogénéités de type orographie sur le cycle de vie du brouillard est encore mal connu, tant au niveau de l'observation que de la modélisation à haute-résolution. Les connaissances actuelles seront présentées en section [1.3.2](#).

### 1.2.3 Formation des gouttelettes dans le brouillard radiatif

Dans un volume d'air pur, la formation des gouttelettes à partir de la condensation de la vapeur d'eau nécessiterait des humidités relatives de plusieurs centaines de pourcents, ce processus est appelé nucléation homogène et n'intervient jamais dans notre atmosphère. La formation de gouttelettes y est rendue possible par l'existence de particules d'aérosols, les CCN, sur lesquelles l'eau se condense pour des valeurs d'humidité relative communément rencontrées dans cet environnement, correspondant à la nucléation hétérogène.

#### Physico-chimie des aérosols

Les aérosols sont de fines particules, liquides ou solides, en suspension dans un gaz. On distingue dans l'atmosphère les aérosols primaires, directement émis depuis leur source, des aérosols secondaires, issus de conversions de gaz en particules. Les aérosols ont gammes de tailles très variables allant de quelques nanomètres à plusieurs micromètres de diamètre.

Les sources d'aérosols sont généralement situées au niveau de la surface et sont d'une grande diversité, entraînant de fortes hétérogénéités sur leur nature et leur concentration selon le milieu considéré. Elles peuvent être naturelles (comme issues du volcanisme, des poussières désertiques ou des feux de biomasse) ou anthropiques (par exemple la combustion de carburant, les émissions industrielles et l'érosion des bâtiments). Dans les milieux urbains, les concentrations peuvent atteindre la centaine de milliers de particules par  $\text{cm}^3$  alors qu'elles s'abaissent à des niveaux de quelques centaines de particules par  $\text{cm}^3$  en milieu océanique [[Jaenicke, 1993](#)]. Ces concentrations sont soumises à d'importantes variations journalières, dépendant des activités anthropiques ainsi que du cycle diurne de la CLA qui permet plus ou moins le brassage des aérosols selon l'intensité de la turbulence. Ainsi, les aérosols se retrouveront accumulés sur quelques centaines de mètres lors du régime de CLA nocturne stable. Ils seront davantage dilués sur la hauteur de la CLA en régime diurne instable.

Une population d'aérosols peut être représentée selon sa distribution granulométrique (Figure 1.5). Dans l'atmosphère, quatre modes principaux définissent une distribution granulométrique des aérosols [Hoppel and Frick, 1990; Whitby, 1978] :

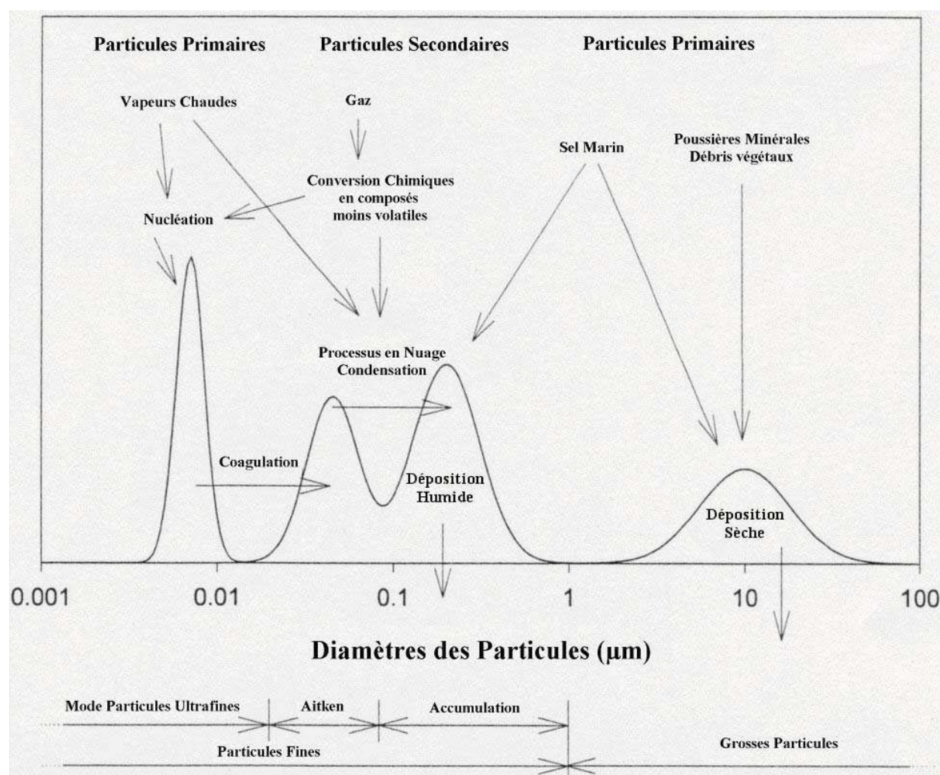
- le mode de nucléation rassemble les particules ultra-fines de diamètre inférieur à  $0.01 \mu\text{m}$ . Elles sont produites par nucléation, c'est à dire que la formation du noyau, liquide ou solide, se fait à partir de l'état gazeux de l'espèce. Elles sont d'origine primaire ou secondaire ;
- le mode des noyaux d'Aitken, de  $0.01 \mu\text{m}$  à  $0.1 \mu\text{m}$ , résulte d'un processus de coagulation des particules issues du mode de nucléation ;
- le mode d'accumulation, pour des diamètres compris entre  $0.1$  et  $1 \mu\text{m}$ , qui rassemble les particules ayant grossi par des réactions physico-chimiques au sein des nuages non précipitants ;
- enfin, le mode grossier pour les particules de diamètres supérieurs à  $1 \mu\text{m}$ , généralement issues de processus mécaniques comme les éruptions volcaniques ou le transport de sable par le vent.

Exceptées les transformations menant au transfert de masse d'un mode d'aérosol à un autre, la population d'aérosols dans la couche limite est soumise à différents processus régissant sa distribution granulométrique. Les particules du mode grossier, sous l'action de leur propre masse, sédimentent vers la surface et sont donc perdues par l'atmosphère. En revanche, celles du mode d'accumulation sont encore trop légères pour que la force de gravité impacte leur mouvement vertical et sont donc soumises au processus de sédimentation humide, lorsqu'elles sont captées par le flux de sédimentation des gouttelettes dans le brouillard ou encore par le flux de précipitation sous les nuages précipitants. Un autre processus modifiant la distribution granulométrique des aérosols est l'activation de ces aérosols en gouttelettes nuageuses.

### Processus d'activation

L'activation des CCN pour la formation des gouttelettes de brouillard va essentiellement concerner les particules du mode d'accumulation (Hammer et al. [2014], Boutle et al. [2018]).

Deux effets déterminent la pression de vapeur saturante à la surface d'une gouttelette, et donc la sursaturation pour laquelle la gouttelette sera à l'équilibre (Fig. 1.6). L'effet Raoult concerne les gouttelettes contenant un composé en solution, dont la pression de vapeur saturante est inférieure à celle de gouttelettes contenant de l'eau pure. L'effet Kelvin est lié à la taille des gouttelettes et leur tension de surface : la pression de vapeur saturante autour de petites gouttelettes est supérieure à la pression de vapeur saturante au contact d'une surface d'eau plane.



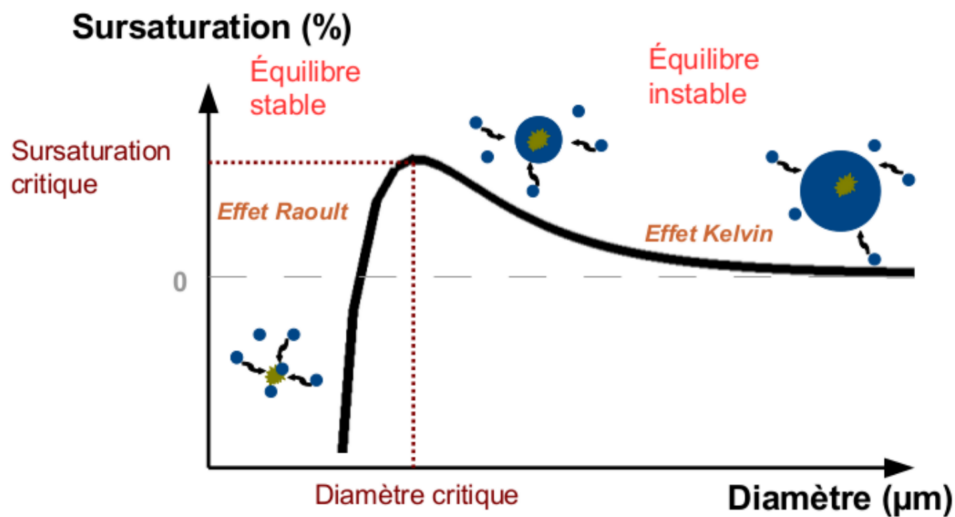
**Figure 1.5** – Schéma idéalisé de la distribution granulométrique des aérosols atmosphériques montrant leurs sources, leurs transformations et leurs puits, issu de Dupuy [2003].

Pour de très petites particules de CCN hydratés (contenant peu d'eau), l'effet Raoult est prépondérant, et la sursaturation d'équilibre peut être négative. Ces particules peuvent capter de la vapeur d'eau et grossir sans que l'atmosphère n'atteigne la saturation. Lorsque ces particules grossissent, l'effet Raoult diminue jusqu'à devenir plus faible que l'effet Kelvin, qui explique que la sursaturation d'équilibre puisse être positive pour certains diamètres. Pour des grosses gouttelettes, les effets Raoult (la gouttelette est très majoritairement composée d'eau) et Kelvin (plus la goutte est grosse, moins la surface est courbée) sont négligeables, et l'équilibre est atteint pour une sursaturation proche de 0.

Le point d'inflexion de cette courbe, qui dépend de la composition et du diamètre sec du CCN (Fig. 1.6), permet de déterminer la sursaturation critique de l'aérosol, c'est-à-dire la sursaturation ambiante à partir de laquelle le CCN sera activé en gouttelette d'eau nuageuse. La croissance du diamètre de l'aérosol sec avant et après activation, en fonction de la sursaturation ambiante, est représentée par la théorie de Köhler [1936].

La capacité d'un CCN à être activé suivant la théorie de Köhler va dépendre de son affinité chimique avec l'eau. Ainsi, on définit l'hygroscopicité d'un CCN comme étant le rapport de son diamètre à une humidité relative donnée sur le diamètre du même CCN sec. Elle dépend de la solubilité du CCN, qui représente la fraction de son volume se dissociant dans l'eau sur son volume total à une température donnée. La solubilité d'un CCN n'est pas uniforme et varie selon l'importance relative des fractions organiques et inorganiques composant le CCN. La fraction organique est composée de carbone-suie et de carbone organique aux origines multiples et dont la solubilité peut être très variable. La fraction inorganique peut être soluble, et dans ce cas





**Figure 1.6** – Schéma illustrant l'évolution de la sursaturation en vapeur d'eau à l'interface particule-air en fonction du diamètre de la particule, issu de Mazoyer [2016].

composée majoritairement de sulfates, mais également insoluble si elle est composée de carbone inorganique ou de poussières minérales.

Afin de représenter la croissance hygroscopique des CCN en fonction de leur composition chimique, Petters and Kreidenweis [2007] ont proposé le paramètre d'hygroscopicité ( $\kappa$ ).  $\kappa$  varie de 1.28 pour les particules très solubles, de type sels marins (NaCl) facilement activées, 0.61 pour celles l'étant moins comme les sulfates ((NH<sub>4</sub>)<sub>2</sub>SO<sub>4</sub>), 0.1 pour les composés organiques secondaires et jusqu'à 0 dans le cas de particules complètement insolubles.

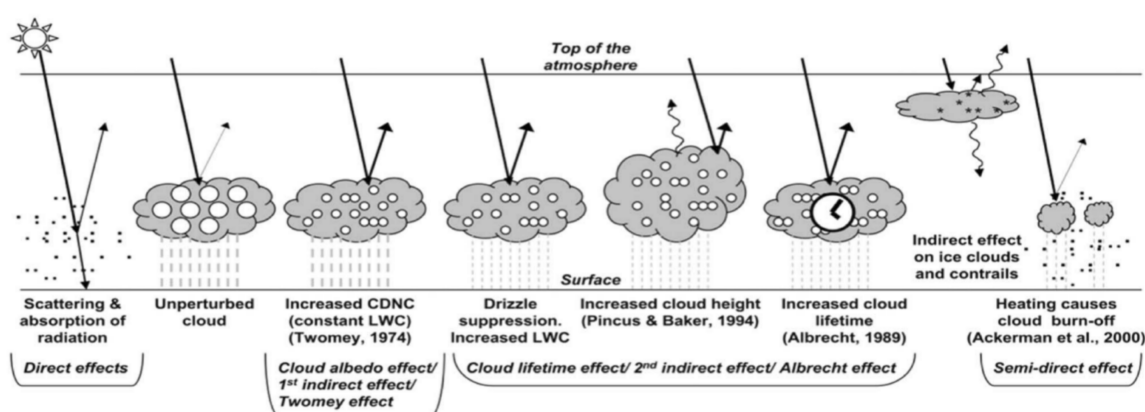
### Impacts radiatifs direct, indirect et semi-direct des aérosols

Les aérosols, de par leurs propriétés radiatives et leur capacité à agir en tant que CCN, vont directement impacter la thermodynamique et la microphysique du cycle de vie du brouillard. Leurs effets peuvent être directs, indirects ou encore semi-directs, comme illustré sur la Fig. 1.7 appliquée à tous les types de nuages. On examine ici les effets s'appliquant au brouillard :

- L'effet direct : C'est l'impact des aérosols non-activés sur le rayonnement solaire. En absorbant celui-ci, ils diminuent la quantité d'énergie reçue par la surface et le refroidissement radiatif est donc plus important une fois la nuit tombée. A l'aide de simulations numériques, Bott [1991] a montré que les aérosols urbains contenant des suies agissaient particulièrement dans ce sens et accélèrent la formation du brouillard ;
- L'effet semi-direct : C'est l'impact des aérosols non-activés dans le brouillard qui provoquent un réchauffement local dans l'atmosphère en absorbant le rayonnement solaire, favorisant l'évaporation. Le carbone suie peut donc également favoriser la dissipation du brouillard [Maalick et al., 2016].

- Les effets indirects : Le premier effet indirect traduit le fait que, pour une même quantité d'eau condensée, plus le nombre de CCN sera important, plus les gouttelettes formées seront nombreuses et de petite dimension. Ceci favorise une épaisseur optique du brouillard plus importante et un plus fort refroidissement sommital [Bott et al., 1990; Stolaki et al., 2015], mais également, après le lever du soleil, une absorption plus efficace du rayonnement SW par les gouttelettes [Wærsted et al., 2017]. Selon cette dernière étude, le réchauffement dû à l'effet indirect est plus de trois fois supérieur à celui dû à l'effet semi-direct. Mais l'impact semi-direct pourrait être plus important en présence de conditions atmosphériques davantage polluées que l'environnement suburbain étudié ;

Le nombre plus important de gouttelettes entraîne également le deuxième effet indirect : un temps de résidence plus long des gouttelettes, plus petites, dans le brouillard du fait d'une sédimentation moins forte.



**Figure 1.7** – Illustration des différentes interactions entre aérosols, nuages et rayonnement solaire reportées dans la littérature, issu de Tao et al. [2012]

La population d'aérosols, de par leur capacité à interagir avec le rayonnement de façon directe, semi-directe ou indirecte, va influencer les heures de formation et de dissipation des brouillards. En ce sens, les environnements marins, caractérisés par de faibles quantités d'aérosols très hydrophiles et de dimension supérieure, captent l'eau très rapidement et tendent à former des brouillards avec un petit nombre de grosses gouttelettes, caractérisés par une faible épaisseur optique et qui se dissipent plus rapidement sous l'action du rayonnement solaire et de la sédimentation. A l'inverse, les environnements urbains, dont les aérosols caractéristiques sont de plus faible dimension et présents en plus fortes concentrations, sont plus favorables à des brouillards optiquement plus épais avec de fortes concentration de petites gouttelettes qui peuvent persister plus de 24 heures par la combinaison des deux effets indirects [Bott, 1991].

A l'aide de simulations numériques 1D et 2D en atmosphère idéalisée, et d'une représentation des interactions aérosols-nuage, Bott et al. [1990], Stolaki et al. [2015] et Maalick et al. [2016] ont montré que de plus fortes concentrations de CCN avaient un impact positif sur la hauteur de la couche de brouillard ainsi que sa durée de vie, en raison d'un refroidissement radiatif accru à son sommet et de la sédimentation plus faible des gouttelettes plus petites. Les LES de Tont-

tila et al. [2017] montraient plutôt que la concentration de CCN impactait surtout la transition stable-adiabatique, plus précoce pour de fortes concentrations en CCN.

Mais cet impact positif entre concentration de CCN, nombre de gouttelettes et durée du cycle de vie du brouillard n'est pas automatiquement retrouvée. Pour Bott [1991], l'augmentation du nombre de CCN n'est pas forcément suivie d'une augmentation du nombre de gouttelettes. En effet, selon cet auteur, la croissance hygroscopique d'un grand nombre de CCN non-activés s'oppose à l'augmentation de la sursaturation en consommant une partie de la vapeur d'eau. Ainsi, Rangognio et al. [2009] a identifié un seuil critique sur la concentration de CCN, dont la valeur dépend du taux de refroidissement, contrôlant la sursaturation ambiante, et de la composition chimique de la population de CCN, contrôlant leur sursaturation critique. En dessous de ce seuil, on retrouve effectivement un impact positif entre la concentration en CCN et la concentration en gouttelettes formées. Au-dessus de ce seuil, l'impact est négatif. Cette dernière situation se retrouve pour des milieux fortement pollués (concentrations supérieures à  $10\,000\text{ cm}^{-3}$ ).

Toujours selon Rangognio et al. [2009], la composition chimique influence peu la fraction de CCN activés, avec des différences de moins de 10 % sur la fraction activée entre ses tests de sensibilités, effectués pour différents aérosols organiques, pour que la fraction soluble soit suffisante (supérieure à 50%). Les récentes simulations LES de Poku et al. [2019] suggèrent que la concentration en CCN impacte davantage le cycle de vie du brouillard que leur fraction soluble. Enfin, l'étude de Mazoyer et al. [2019] sur la base de brouillards observés en environnement suburbain, ajoute également que la taille des CCN influence le nombre de gouttelettes, plus que leur composition chimique.

Les études concernant l'impact des aérosols sur le cycle de vie du brouillard montrent des résultats dispersés, notamment en raison de la complexité de la représentation des grandeurs physiques et chimiques caractérisant une population de CCN et leurs propriétés d'activation. Un des objectifs de cette étude sera d'évaluer l'apport d'un schéma microphysique à 2 moments, incluant une représentation pronostique des aérosols et de leur activation pour la modélisation du brouillard, sans considérer l'évolution chimique des aérosols.

### **Processus impactant une population de gouttelettes de brouillard**

La population de gouttelettes dans le brouillard est régie par un ensemble de processus qui vont dicter leur formation, leur évolution et leur destruction. Ces différents processus sont détaillés ici :

- La production de gouttelettes par le processus d'activation (ACTI) des CCN, présenté précédemment.
- Le processus de condensation (COND), qui dirige les échanges d'eau entre gouttelettes et vapeur, lorsque les conditions thermodynamiques évoluent.

- Le processus d’auto-collection (AC), qui traduit la fusion de deux gouttelettes pour n’en former qu’une seule de volume plus important. C’est un processus aléatoire et irréversible qui mène à la formation des hydrométéores précipitants. Classiquement, les gouttelettes de diamètre inférieur à  $30\ \mu\text{m}$  croissent par diffusion de vapeur à leur surface (et absorbent celle-ci via l’effet Kelvin), tandis que celles plus grandes que  $60\ \mu\text{m}$  sont davantage soumises au processus d’AC [Pruppacher and Klett, 1978]. A priori peu actif dans le brouillard, ce processus pourrait être favorisé par la turbulence de fine échelle pour des diamètres inférieurs à  $20\ \mu\text{m}$ , selon Xue et al. [2008]. Plusieurs études expérimentales ont également suggéré que ce processus pourrait être responsable de l’évolution du spectre d’hydrométéores vers une distribution bi-modale, avec l’apparition d’un mode de bruine, traduisant des hydrométéores précipitants de faibles diamètres [Niu et al., 2010; Zhao et al., 2013].
- Le processus de sédimentation (SEDI) gouttelettes nuageuses, qui représente leur chute sous l’action de leur propre poids. Selon Roach et al. [1976], les vitesses de sédimentation dans le brouillard sont comprises entre  $1.6$  et  $2.2\ \text{cm}\cdot\text{s}^{-1}$ .
- Le processus de dépôt (DEPO), qui concerne seulement les gouttelettes proches de la surface captées par la canopée sous l’action des mouvements turbulents.
- Le processus d’entraînement traduit l’évolution d’une population de gouttelettes à l’interface entre l’air clair et l’air nuageux. Pour le brouillard, il se retrouve au niveau de la zone d’entraînement sommitale ou ses limites latérales [Price et al., 2015]. Il existe deux types de mélange air nuageux-air clair lié au processus d’entraînement et qui se différencient par l’importance relative des temps caractéristiques  $\tau_{COND}$  et  $\tau_{TURB}$  auxquels agissent les processus d’évaporation et les processus turbulents (TURB) respectivement. Le mélange homogène se caractérise par une turbulence suffisamment importante ( $\tau_{TURB} \ll \tau_{COND}$ ) pour homogénéiser le volume d’air avant que l’évaporation intervienne. La même quantité d’eau est évaporée sur toutes les gouttelettes : la concentration en gouttelettes reste constante mais le diamètre moyen de leur distribution diminue. Le mélange hétérogène est associé à une turbulence suffisamment faible ( $\tau_{TURB} \gg \tau_{COND}$ ) pour que seules les gouttelettes en contact avec les filaments d’air sec entraînés s’évaporent : la concentration en gouttelettes diminue mais le diamètre moyen de la distribution reste inchangé. Dans les stratocumulus, et probablement les brouillards, le mélange au niveau de la zone d’entraînement est plutôt hétérogène [Burnet and Brenguier, 2007].

### 1.3 Particularités dynamiques de la couche limite stable en zones vallonnées

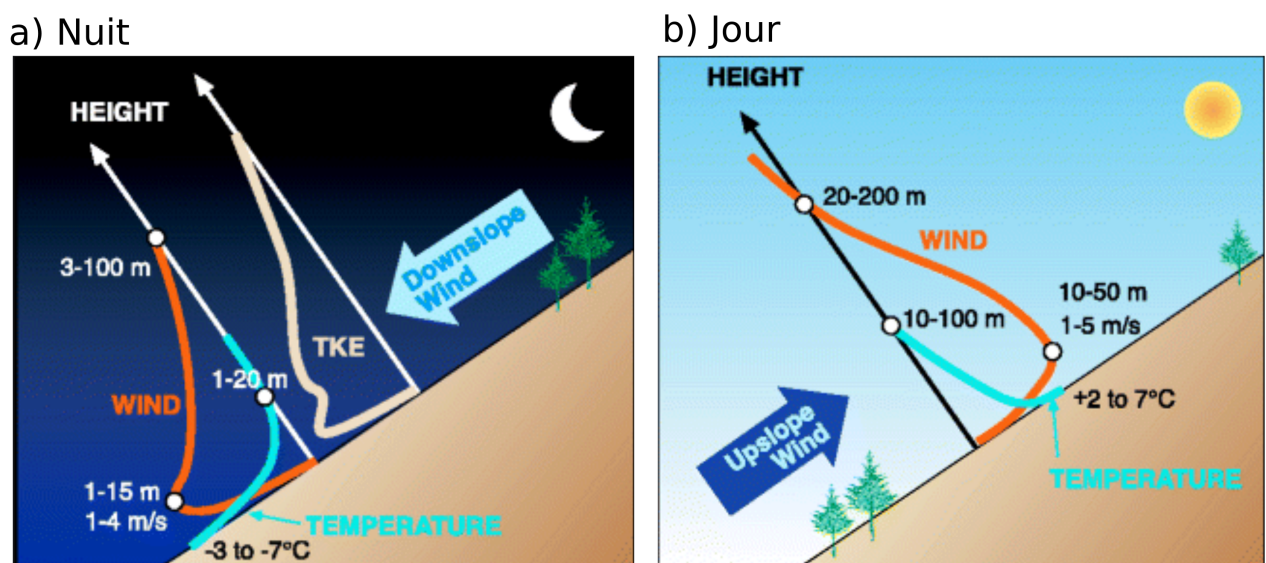
Les caractéristiques de la couche limite stable homogène en terrain plat ont été présentées dans la section 1.1.2 de ce chapitre. Mais en présence de variations topographiques, des modifi-

cations de la dynamique vont entrer en jeu. Cette troisième partie vise à présenter les spécificités dynamiques de la couche limite stable en terrain complexe, ainsi que les impacts connus sur le brouillard qui peut s'y former.

### 1.3.1 Éléments dynamiques en terrain complexe

Lors de conditions calmes, la dynamique en terrain complexe est principalement guidée par les variations topographiques à différentes échelles, depuis les zones de collines jusqu'aux plus grands massifs montagneux. Elle est caractérisée par des renversements de circulations deux fois par jour, associés au chauffage diurne et au refroidissement nocturne de la surface. Parce qu'elle est reliée à ces variations de température, il est commun de parler de vents thermiques ou de brises de pente et de vallée (*thermally-driven winds* en anglais). Les vents montants de pente et de vallée se développent donc en journée par ascension des parcelles d'air proches de la surface possédant une flottabilité plus faible que leur environnement. Le processus s'inverse la nuit pour former des vents descendants de pente et de vallée.

#### La dynamique de pente



**Figure 1.8** – Illustration schématique des phénomènes d'écoulement (a) catabatique et (b) anabatique développés sur une pente, issu de [Whiteman \[2000\]](#)

Ce phénomène se produit à l'échelle de la pente dès lors que le refroidissement radiatif de la surface se met en place à la tombée de la nuit. Le gradient horizontal de flottabilité entre l'air à la surface de la pente, plus froid, et l'air situé à même altitude loin de la pente, plus chaud, va induire la mise en place d'un vent de surface plongeant en contrebas de la pente : c'est le vent de pente, ou vent catabatique. On trouve parfois dans la littérature le terme de courant de drainage pour qualifier ce phénomène, mais ici ce dernier désignera surtout les circulations s'écoulant le long des axes des vallées vers les plaines, et non le long d'une pente isolée.

Les études sur ce type de circulation ont mis en évidence leur dépendance à une large va-

riété de processus physiques, qu'ils soient liés aux caractéristiques de la pente ou à des facteurs externes. Ces vents de pente peuvent se développer dès qu'une pente est présente, même pour de très faibles inclinaisons ( $1.6^\circ$  pour [Haide and Whiteman \[2005\]](#)). Leur structure est similaire à celle d'un jet dont le maximum d'intensité est situé quelques mètres au dessus de la surface (Fig. 1.8.a), dépendant de la rugosité de celle-ci : une surface présentant davantage d'aspérités engendrera un vent davantage développé sur la verticale sous l'effet d'une production dynamique de turbulence plus grande [[Zhong and Whiteman, 2008](#)]. Les simulations idéalisées en 2D de [Banta and Gannon \[1995\]](#) ont montré qu'une pente avec un sol plus humide s'accompagnait de vents catabatiques plus faibles, par augmentation du flux de conduction du sol vers la surface, freinant le refroidissement de celle-ci. En fond de vallée ou de bassin<sup>6</sup>, la convergence des vents catabatiques provenant des pentes opposées engendre un faible mouvement ascendant (en vert sur la Fig. 1.9). Le refroidissement est alors advecté par transport vertical à l'intérieur de la vallée, participant au développement vertical de l'inversion surplombant une masse d'air stable : la plage froide (ou *cold-air pool* en anglais, en bleu sur la Fig. 1.9) ([Pilié et al. \[1975\]](#), [Whiteman et al. \[1999\]](#), [Vosper et al. \[2014\]](#)).

Les vents catabatiques sont en retour affectés par la stabilité thermique de la plage froide ainsi formée : leur intensité lui est inversement proportionnelle [[Helmis and Papadopoulos, 1996](#); [Zhong and Whiteman, 2008](#)]. En effet, l'établissement des plages froides dans les vallées et les bassins en cours de nuit freine l'écoulement des vents catabatiques par les effets de flottabilité, ceux-ci s'écoulant alors préférentiellement à l'horizontale au-dessus de la couche de forte stabilité [[Catalano and Cenedese, 2010](#)]. Ainsi, la contribution advective des vents catabatiques au refroidissement en fond de vallée et de bassin est surtout significative au moment de la formation de la couche limite stable nocturne [[Mahrt et al., 2010](#); [Pilié et al., 1975](#); [Vosper et al., 2014](#)]. Pour les vallées, la constitution de la plage froide s'accompagne de la formation de circulations transverses aux vents catabatiques : les courants de drainage.

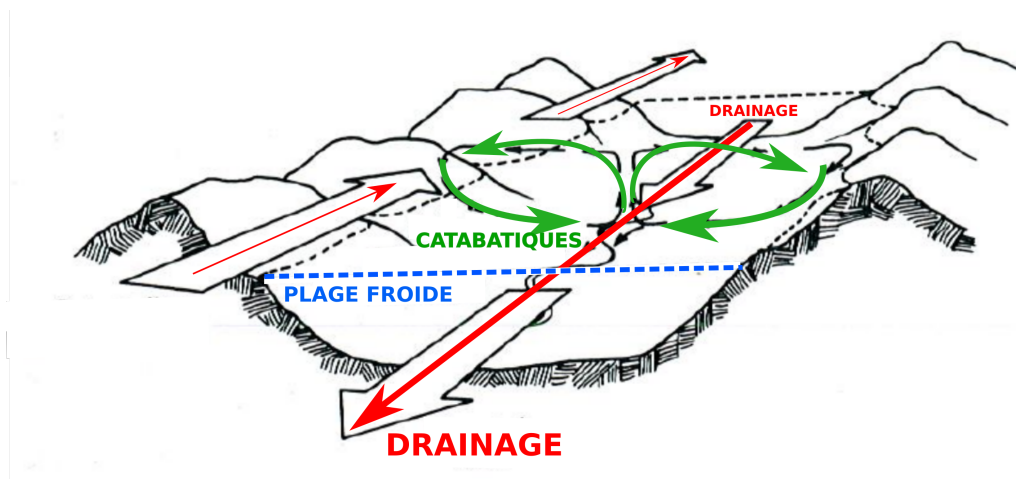
En journée, le phénomène inverse se produit suite au réchauffement des pentes sous l'action du rayonnement  $SW\downarrow$  et donne naissance aux vents anabatiques (Fig. 1.8.b). Au centre des vallées, la subsidence issue de la branche retour de ces circulations provoque un chauffage par compression adiabatique et la mise en place des vents montants de vallée. Puisque cette étude se focalise sur des conditions de CLA stables nocturnes, la dynamique diurne ne sera que très peu discutée ici.

### La dynamique de vallées

Les courants de drainage, ou courant-jets de vallée, se distinguent des vents catabatiques par leur lieu de formation : l'intérieur même des vallées et non plus leurs pentes. Les mécanismes mis en jeu dans leur formation sont d'ailleurs différents. Ici, c'est le gradient de pression entre l'intérieur de la vallée et la plaine adjacente qui est responsable de la circulation, c'est pourquoi

---

6. Un bassin est ici défini par une vallée qui ne possède pas d'ouvertures et est confiné par l'orographie environnante



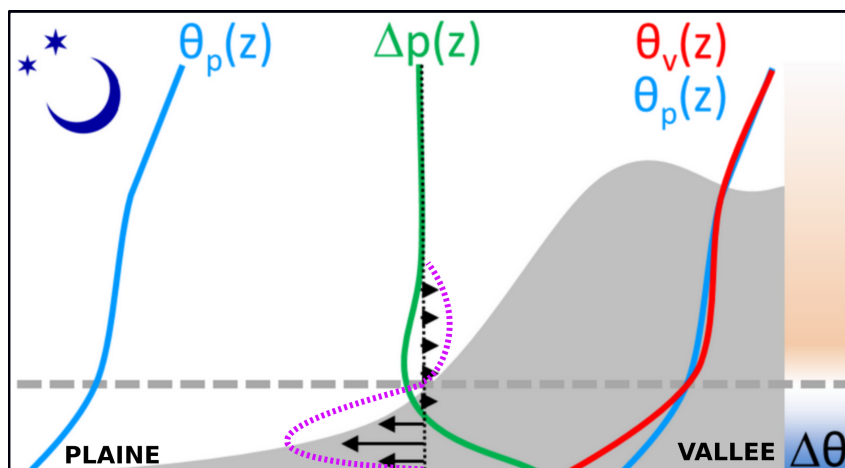
**Figure 1.9** – Représentation conceptuelle de la dynamique interne à une vallée par conditions stables nocturnes et sans influence de la grande-échelle. Adapté de Oke [2002].

ils peuvent se produire même en présence d'un fond de vallée plat. Cette différence de pression s'explique par la différence de température entre la vallée et la plaine, engendrée par la combinaison de trois phénomènes : le refroidissement radiatif du fond de vallée, le refroidissement advectif des vents catabatiques ainsi que par le phénomène d'amplification topographique (TAF pour Topographic Amplification Factor). Ce concept, détaillé par Whiteman [2000], établit que le refroidissement de l'air confiné dans la vallée est plus important du fait de sa masse moins importante qu'un volume d'air, couvrant une hauteur et une surface égale, situé dans la plaine adjacente. Ainsi, un gradient de pression se forme, de la plaine vers la vallée, participant à la formation d'un vent local de la vallée vers la plaine (Fig. 1.10). Une circulation de retour est théoriquement présente au dessus mais moins identifiable du fait des contraintes de cisaillement plus fortes à proximité du flux de l'atmosphère libre.

Sa formation est plus lente que celle des vents catabatiques, le temps que la différence de pression entre vallée et plaine soit suffisamment importante pour forcer la circulation, soit quelques heures après que le bilan d'énergie de la surface soit devenu négatif. Le renversement du vent en fond de vallée se produit initialement dans l'inversion de surface et s'épaissit progressivement [Whiteman and Barr, 1986]. Le même processus existe en journée sous l'action du rayonnement solaire avec une circulation qui s'inverse [Schmidli and Rotunno, 2010], avec également un effet retard de 3 à 5 heures par rapport au lever du soleil pour la mise en place du vent de vallée montant [Whiteman, 1982].

Un courant de drainage développé montre son maximum d'intensité au centre de la vallée et de la turbulence d'origine dynamique est ainsi générée autour du maximum du jet. Si cette turbulence est suffisamment énergétique (i.e. la taille des tourbillons turbulents est suffisamment grande), elle peut masquer complètement le signal des vents catabatiques [Doran et al., 1990] et causer des augmentations intermittentes de la température de la surface du fond de vallée [Whiteman et al., 1999]. L'étude numérique de Vosper et al. [2014] pendant la campagne COLPEX [Price et al., 2011] en Angleterre, a montré que cette turbulence participait au maintien d'un flux

de chaleur sensible de la surface froide vers les premiers mètres du fond de vallée, contribuant au refroidissement de l'air proche de la surface. Selon la même étude, ce refroidissement était alors en partie compensé par un réchauffement advectif, tandis que le maximum du drainage au centre de la vallée était associé à un refroidissement advectif d'environ  $-2 \text{ K h}^{-1}$ .



**Figure 1.10** – Illustration schématique du mécanisme de formation du courant de drainage en conditions stables nocturnes. L'indice p désigne les paramètres descriptifs de la plaine, l'indice v ceux de la vallée. Les différences  $\Delta P$  et  $\Delta \theta$  indiquent les différences de pression et de température potentielle vallée-plaine. Adapté de [Serafin et al. \[2018\]](#).

Ces écoulements de vallée sont très sensibles aux variations topographiques locales. La présence de resserrements locaux favorise l'accélération du courant via un « effet Venturi » [[Zängl, 2004](#)], résultant en une production dynamique de turbulence plus importante, ainsi qu'une diminution de son extension verticale. L'étude de [Arduini et al. \[2017\]](#) a montré qu'une vallée séparée d'une plaine par une vallée plus étroite développait des plages froides plus intenses que les vallées classiques, notamment en raison de la configuration en « quasi-bassin » de la partie amont de la vallée. Concernant les bassins, confinés par la topographie environnante, l'absence de courants de drainage se traduit par des plages froides généralement plus importantes [[Chow et al., 2013](#)].

Les courants de drainage se rencontrent généralement dans les vallées étroites, les vallées plus larges et ouvertes étant soumises davantage au flux de grande échelle [[Duine et al., 2017](#)]. Ce degré de découplage des conditions atmosphériques de vallée avec les conditions de l'atmosphère de grande échelle a été étudié en configuration 2D de vallée idéalisée par [Vosper and Brown \[2008\]](#). Cette dernière étude montrait que l'intensité de la plage froide, et donc la mise en place de la dynamique interne à la vallée sans influence de la grande échelle, était une fonction croissante d'une profondeur de vallée sans dimension, pouvant être rapportée à l'inverse du nombre de Froude :

$$F_r = \frac{\tilde{N}H}{\tilde{U}} \quad (1.10)$$

où  $H$  est la profondeur de la vallée,  $\tilde{N}$  est la fréquence de Brunt-Vaisala, relative à la sta-



bilité dans la vallée calculée entre 5 m et  $H$ , et  $\tilde{U}$  est la vitesse du flux au dessus de la vallée. Au delà d'une valeur critique de  $F_r$ , l'intensité de la plage froide reste inchangée. Cette valeur critique était comprise entre 0.35 et 0.64 pour l'étude 2D de [Vosper and Brown \[2008\]](#). L'étude 3D en cas réel de [Sheridan et al. \[2014\]](#) sur la vallée de Clun, dans l'ouest de l'Angleterre, a montré que cette valeur était plutôt située entre 0.5 et 1 : c'est à dire qu'une plus forte stabilité et/ou une plus grande profondeur et/ou un plus faible flux synoptique sont finalement requis pour limiter l'influence de l'atmosphère libre sur l'atmosphère interne à la vallée. Les différences entre les deux études proviennent probablement du fait que les circulations tri-dimensionnelles, type courants de drainage, n'avaient pas été pris en compte dans l'élaboration de ce modèle conceptuel par [Vosper and Brown \[2008\]](#).

Ainsi, le découplage vallée-atmosphère libre est favorisé pour des vallées encaissées et/ou une forte stabilité thermique dans l'atmosphère de vallée et/ou un faible vent synoptique. Néanmoins, la persistance d'un couplage entre l'atmosphère interne à la vallée et l'atmosphère libre peut être favorable à l'occurrence de drainages : lorsque le vent de grande-échelle est aligné dans la direction descendante de la vallée par effet de canalisation, ou en présence d'un gradient de pression de grande échelle s'alignant avec le gradient de pression vallée-plaine menant au drainage [[Whiteman and Doran, 1993](#)]. Pour des conditions inverses, le drainage sera freiné dans sa formation, voire ne pourra pas se former avec la persistance d'un vent montant de vallée même en conditions stables nocturnes. Les observations de [Banta et al. \[2004\]](#) dans le bassin de Salt Lake City montrent qu'en s'opposant au gradient de pression local donnant naissance au drainage, le gradient de pression synoptique peut retarder, voire complètement annihiler la formation du drainage. L'étude idéalisée de [Doran \[1991\]](#) sur une vallée évasée a montré une diminution de l'intensité et de la profondeur du drainage pour un flux de grande échelle plus intense de direction opposée à l'écoulement. En revanche, l'impact de la direction du vent de grande échelle était moins clair en faisant intervenir des processus dynamiques plus complexes.

Dans les réseaux de vallées complexes, les différents drainages individuels issus des vallées tributaires<sup>7</sup> interagissent de façon complexe avec le drainage de la vallée principale au niveau des zones de confluence. Ces zones sont le lieu d'une production importante de turbulence par cisaillement en vitesse et en direction [[Coulter et al., 1991](#); [O'Steen, 2000](#); [Porch et al., 1989](#)]. Dans le milieu thermiquement stable de la vallée, les ascendances nées de la convergence des différents flux peuvent donner lieu à la propagation d'ondes internes de gravité [[Hang et al., 2016](#)]. Dans le cas où les écoulements des vallées tributaires possèdent des stabilités différentes, ils peuvent se superposer en une structure stratifiée dans la vallée réceptrice [[Largeron, 2010](#)].

### 1.3.2 Impacts connus d'un terrain complexe sur le brouillard

Une étude statistique basée sur 10 ans d'observations en Utah par [Hodges and Pu \[2016\]](#) a montré que les vallées étroites et encaissées étaient plus enclines à la formation de brouillard que

---

7. Une vallée tributaire désigne une vallée dont l'extrémité débouche sur une vallée, de dimension similaire ou supérieure, dite "vallée principale"

les vallées larges et ouvertes. En ce sens, et sur la même zone à l'aide d'un jeu d'observations sur 18 ans, l'étude de [Chachere and Pu \[2016\]](#) explique que, en moyenne, l'occurrence des plages froides est fortement corrélée à l'occurrence de brouillard en raison des conditions favorables qu'apportent ces milieux à la formation du brouillard. Néanmoins, ces moyennes peuvent cacher de grandes disparités spatio-temporelles. [Müller et al. \[2010\]](#) se sont intéressés à la répartition du brouillard en présence de relief en Suisse, et ont montré que les plages froides n'étaient pas systématiquement accompagnées de brouillard. La répartition spatiale de celui-ci variait d'un jour à l'autre, suggérant que la dynamique de fine échelle joue un rôle important sur les hétérogénéités spatio-temporelles du brouillard sur une zone relativement restreinte. L'étude récente de [Bergot and Lestringant \[2019\]](#), à l'aide d'observations de l'OPE (Observatoire Pérenne de l'Environnement) dans le nord-est de la France, va également dans ce sens, avec des conditions de brouillard très hétérogènes entre des sites de mesure pourtant proches au sein d'une zone vallonnée. Selon les mêmes auteurs, cette variabilité des conditions de brouillard résulte d'un mélange complexe entre processus locaux et non-locaux à différentes échelles, responsable de cette importante dispersion sur les conditions de brouillard et notamment lors de la transition entre la phase de formation et la phase mature. Il s'agit maintenant de comprendre de quelle façon ces processus locaux et non-locaux affectent le brouillard en zone vallonnée.

Sur la base d'un cas observé dans la vallée de la rivière Chemung, dans l'état de New-York, [Pilié et al. \[1975\]](#) avaient conclu que le transport vertical d'air froid résultant de la convergence des vents catabatiques en milieu de vallée jouait un rôle majeur dans la formation du brouillard au sein de la vallée. Les observations de [Fitzjarrald and Lala \[1989\]](#) recueillies dans la vallée de l'Hudson suggéraient également que les courants-jet de vallée impactaient le brouillard qui s'y formait sans pour autant apporter de précisions supplémentaires.

L'advection de température par les circulations de vallées ne sont pas les seuls facteurs en mesure d'impacter le brouillard, la modification des conditions dynamiques résultant de ces circulations peut également avoir son importance. Ainsi, les travaux de [Golding \[1993\]](#) et de [Choi and Speer \[2006\]](#) sur du brouillard côtier, en Australie et en Corée du Sud respectivement, ont montré que des courants de drainage provenant du continent favorisaient la formation du brouillard en tout premier lieu au niveau des zones de convergence entre les drainages et le flux ambiant. En venant s'écouler au sommet d'un brouillard pré-existant en fond de bassin, les courants de drainage étaient associés à une diminution de l'intensité de l'inversion sommitale avec la création de turbulence par cisaillement, selon l'étude de [Cuxart and Jiménez \[2012\]](#) sur la large vallée de l'Ebre, en Espagne.

Ainsi le brouillard est un phénomène corrélé à topographie par le biais des hétérogénéités favorisant des conditions thermodynamiques locales : les plages froides et les vallées encaissées, par l'important refroidissement nocturne associé, sont statistiquement plus favorables à leur formation. Mais la présence de circulations à fine échelle impacte le bilan thermodynamique au sein des vallées. L'impact des processus non locaux associés à ces circulations sur le brouillard reste

très peu documenté, de même que leur importance relative vis-à-vis des processus radiatifs et locaux (condensation). Ces circulations sont elles-même impactées par la géométrie de la vallée, conduisant à des hétérogénéités sur les conditions thermodynamiques entre deux vallées ainsi qu'au sein d'une même vallée. La première partie de cette thèse cherchera à mieux comprendre les processus mis en jeu dans le cycle de vie du brouillard dans un réseau complexe de vallées à relief faible à modéré, dont les différentes géométries leur confèrent une dynamique propre. On cherchera à caractériser l'importance relative des processus locaux et non-locaux sur ce cycle de vie.

## Chapitre 2

# Outils expérimentaux et numériques pour l'étude du brouillard

### Sommaire

---

<b>2.1</b>	<b>La campagne LANFEX</b>	<b>35</b>
2.1.1	Le site de Cardington : Exploration microphysique en terrain homogène	36
2.1.2	Les sites du Shropshire : Aspects dynamiques en terrain hétérogène	39
<b>2.2</b>	<b>Le modèle Méso-NH</b>	<b>43</b>
2.2.1	Présentation générale	43
2.2.2	Couplage au modèle de surface	45
2.2.3	Schéma de turbulence	46
2.2.4	Schémas microphysiques	47
2.2.5	Schéma de condensation sous-maille	51
2.2.6	Schéma de transfert radiatif	53

---

Cette partie présente les outils expérimentaux et numériques utilisés pour répondre aux problématiques de l'étude. Dans un premier temps, la campagne de mesures LANFEX est présentée sur les deux zones géographiques qui ont servi à l'observation des épisodes de brouillard étudiés. Ensuite, le modèle numérique Méso-NH utilisé est détaillé.

## 2.1 La campagne LANFEX

La campagne de mesures LANFEX (Local And Non-local Fog EXperiment, [Price et al. \[2018\]](#)) a été conduite en Angleterre durant 18 mois, entre septembre 2014 et mars 2016, avec le déploiement de plus de 300 instruments sur les régions du Shropshire, en limite du Pays de Galles à l'ouest, et à Cardington, plus à l'est, au nord de Londres (Fig. 2.1). Elle est le résultat d'une collaboration entre le UK Met Office et l'Université d'East Anglia.

Cette campagne a été mise en place dans l'objectif de répondre à plusieurs problématiques concernant la formation, le développement et la dissipation du brouillard radiatif, avec une attention toute particulière portée sur les hétérogénéités 3D dans le brouillard. C'est d'ailleurs

la première campagne de mesures offrant des observations tri-dimensionnelles des conditions de brouillard sur une zone géographique restreinte, avec comme question centrale : « Pourquoi une même masse d'air peut mener à des conditions de brouillard hétérogènes sur des régions proches au sein d'une zone vallonnée ? »

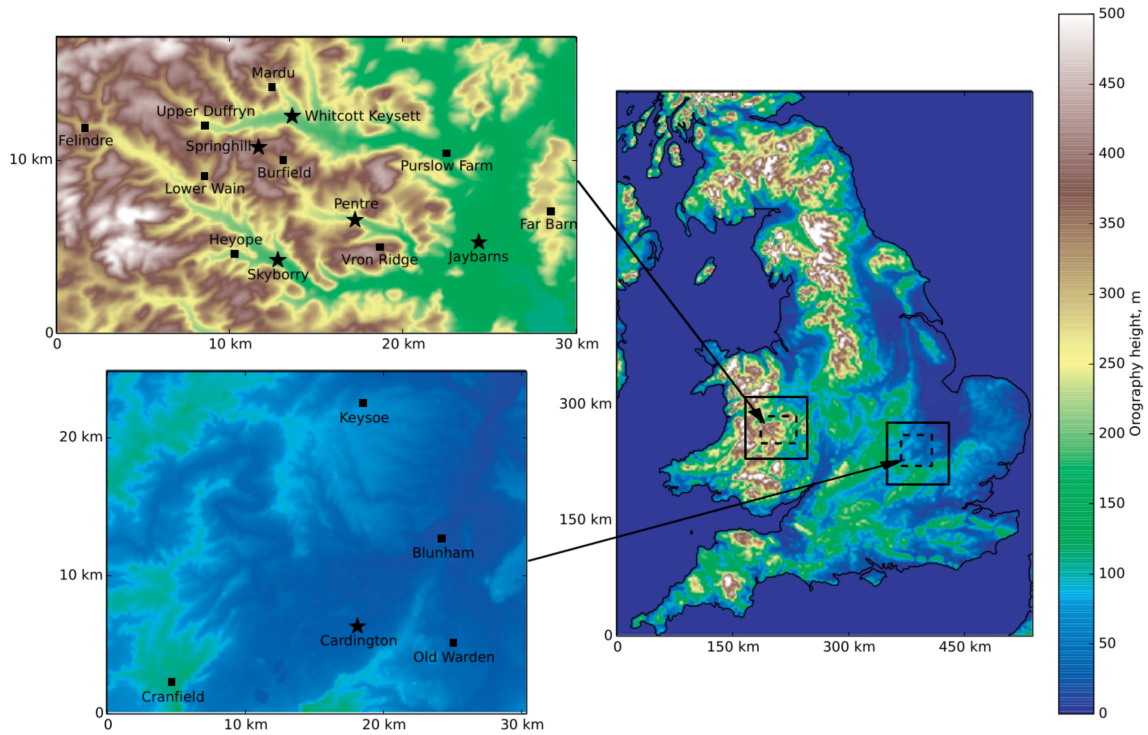
En ce sens, cette campagne de mesures s'articule autour de différentes thématiques liées au cycle de vie du brouillard :

- mieux comprendre la sensibilité du brouillard radiatif à des paramètres comme la turbulence, l'humidité et l'apparition de rosée précédant sa formation ;
- étudier les différents facteurs affectant le développement vertical du brouillard radiatif, et notamment leur impact sur la transition d'un brouillard stable et optiquement fin à un brouillard mélangé et optiquement épais présentant un profil de température adiabatique ;
- caractériser l'importance relative des processus locaux (i.e. condensation in-situ) et non-locaux (i.e. advection due aux courants de drainage et de pente) sur le brouillard radiatif ;
- évaluer les performances des modèles de prévision numérique du temps et des modèles de recherche sur les cas de brouillard observés ;
- contribuer au développement de nouvelles paramétrisations pour la prévision opérationnelle du brouillard.

En vue d'apporter des réponses à ces différentes problématiques, 27 épisodes de brouillard ont été observés pendant LANFEX, définis comme les périodes où la visibilité horizontale mesurée est inférieure au kilomètre durant au moins 30 minutes. 18 de ces épisodes ont fait l'objet des POIs de LANFEX, 11 sur la région du Shropshire et 7 sur le site de Cardington. De nombreuses différences entre les épisodes de brouillard ont été observées entre les POI et entre les sites pendant une même POI (voir tableau 4 en annexe 4.6). Tous concernent des brouillards radiatifs et/ou advectifs.

### 2.1.1 Le site de Cardington : Exploration microphysique en terrain homogène

Situé à quelques dizaines de kilomètres au nord de Londres, le site de Cardington est le site pérenne d'observation du UK Met Office sur lequel de nombreuses études se sont basées (Roach et al. [1976], Brown and Roach [1976], Mason [1982], Porson et al. [2011], Price [2011], Price et al. [2015], Boutle et al. [2018]).



**Figure 2.1** – Régions d’intérêt sur lesquelles la campagne LANFEX s’est déroulée. En haut : les collines du Shropshire, les sites principaux sont repérés par des étoiles, les sites secondaires sont repérés par des carrés. En bas : l’environnement relativement plat autour de Cardington. Issu de [Price et al. \[2018\]](#)

Cardington est situé dans une vallée large de 10 kilomètres et très peu profonde (40 mètres d’élévation), pouvant être assimilée à une plaine, avec des terres agricoles et une végétation basse. Ainsi, ce site offre l’opportunité d’étudier un brouillard qui se forme localement et dont les effets non-locaux sont limités par l’absence de relief prononcé. Néanmoins, les simulations LES de [Porson et al. \[2011\]](#) ont montré que la prise en compte d’un courant de drainage descendant cette vallée peu profonde, et les advections de température et d’humidité associées, pouvait améliorer la simulation du cycle de vie d’un brouillard.

Les brouillards formés à Cardington peuvent atteindre des stades de développement variés : statistiquement, environ 50% d’entre eux effectuent une transition d’un brouillard stable et optiquement fin vers un brouillard optiquement épais présentant un profil de température adiabatique [[Price, 2011](#)]. Selon la même étude, les propriétés microphysiques des brouillards observés sur Cardington varient au cours de son cycle de vie, en accord avec d’autres études comme [Mazoyer et al. \[2019\]](#) : présentant d’abord une distribution de gouttelettes homogène avec de faibles diamètres modaux (3-4  $\mu\text{m}$ ), celle-ci évolue après quelques heures vers une forme bi-modale avec l’apparition de plus grosses gouttelettes (16-18  $\mu\text{m}$ ). Cependant, cette évolution microphysique ne semble pas connectée avec l’évolution du profil de température et de la turbulence au sein de la couche de brouillard lors du passage à la phase mature. En revanche, l’étude numérique récente de [Boutle et al. \[2018\]](#), sur le même cas de brouillard que celui qui sera étudié au chapitre 4, montre une grande sensibilité de la transition fin-épais du brouillard à la croissance hygroscopique des aérosols puis à la concentration d’aérosols activés en gouttelettes.

Dans cette thèse, nous reprendrons l'étude de ce cas de brouillard, de la POI 1) de LANFEX, qui s'est produit durant la nuit du 24 au 25 novembre 2014. Selon les tests effectués par [Boutle et al. \[2018\]](#) à l'aide de modèles uni-colonne, ce cas de brouillard n'a pas été affecté par un quelconque processus advectif ou non-local comme il peut s'en produire parfois sur cette même zone [[Porson et al., 2011](#)], et peut donc être considéré comme un brouillard essentiellement piloté par les processus locaux.

Les paramètres mesurés sur ce site pendant LANFEX sont détaillés dans la deuxième colonne du tableau 2, et l'instrumentation utilisée est indiquée dans le tableau 3 (voir annexe 4.6). Une tour de 50 mètres de haut a mesuré température, humidité, vitesse et direction du vent ainsi que les flux turbulents sur des hauteurs de 2, 10, 25 et 50 mètres (1.2 mètres pour le premier niveau en température et humidité), de manière continue. De même, le contenu en eau liquide intégré sur la verticale était mesuré par un radiomètre, donnant une indication sur l'épaisseur optique du brouillard. L'instrumentation spécifique à la POI 1 a consisté en des lancers de radiosondages (pression, température absolue, humidité relative, point de rosée, vitesse et direction du vent) et de sondes sous ballon captif (contenu en eau liquide et concentration en gouttelettes), permettant d'obtenir des profils verticaux de ces paramètres thermodynamiques et microphysiques. Les heures de lancers de ces instruments sont reportées dans le tableau 2.1.

	Radiosondages (RS)	Sondes ballon captif (DP)
1	24/11/2014 - 1702 UTC	24/11/2014 - 2230 UTC
2	24/11/2014 - 2237 UTC	25/11/2014 - 0002 UTC
3	25/11/2014 - 0126 UTC	25/11/2014 - 0032 UTC
4	25/11/2014 - 0337 UTC	25/11/2014 - 0331 UTC
5	25/11/2014 - 0853 UTC	25/11/2014 - 0546 UTC
6	×	25/11/2014 - 0615 UTC
7	×	25/11/2014 - 0755 UTC

**Tableau 2.1** – Tableau rassemblant les heures de lancers des radiosondages et des sondes sous ballon captif depuis le site de Cardington pendant la POI 1 de LANFEX.

Une méthode de mesure de la quantité d'eau résultant du processus de rosée, du dépôt et de la sédimentation des gouttelettes a été proposée avec l'utilisation des « Dewmeters ». Cette instrumentation novatrice, décrite dans [Price and Clark \[2014\]](#), est constituée d'une pelouse artificielle posée sur un socle dont on mesure la variation de masse au cours de l'épisode de brouillard. Si aucun brouillard n'est présent mais que la masse varie, alors il s'agit de formation de rosée à la surface. Si le brouillard est formé, alors les variations trouvent leur source dans les processus de dépôt et de sédimentation des gouttelettes de brouillard.

Durant cette POI 1, nous ne disposons pas de mesures de concentration d'aérosols. Néanmoins, selon [Boutle et al. \[2018\]](#), une population tri-modale d'aérosols composée par des concentrations du mode d'Aitken (diamètre moyen à  $0.05 \mu\text{m}$ ) à  $1000 \text{ cm}^{-3}$ , du mode d'accumulation (diamètre moyen à  $0.15 \mu\text{m}$ ) à  $100 \text{ cm}^{-3}$  et du mode grossier (diamètre moyen à  $1 \mu\text{m}$ ) à  $2 \text{ cm}^{-3}$  apparaît comme réaliste considérant l'air peu pollué des environs de Cardington.

### 2.1.2 Les sites du Shropshire : Aspects dynamiques en terrain hétérogène

Le Shropshire, situé à l'ouest de l'Angleterre à la frontière avec le Pays de Galles, est une région qui se compose d'une myriade de collines entrecoupées de vallées aux caractéristiques morphologiques différentes, avec un gradient d'élévation allant de 100 à 600 mètres d'altitude au dessus du niveau de la mer. Elle est ainsi propice à l'étude du brouillard et de ses hétérogénéités dans des environnements très proches mais topographiquement différents.

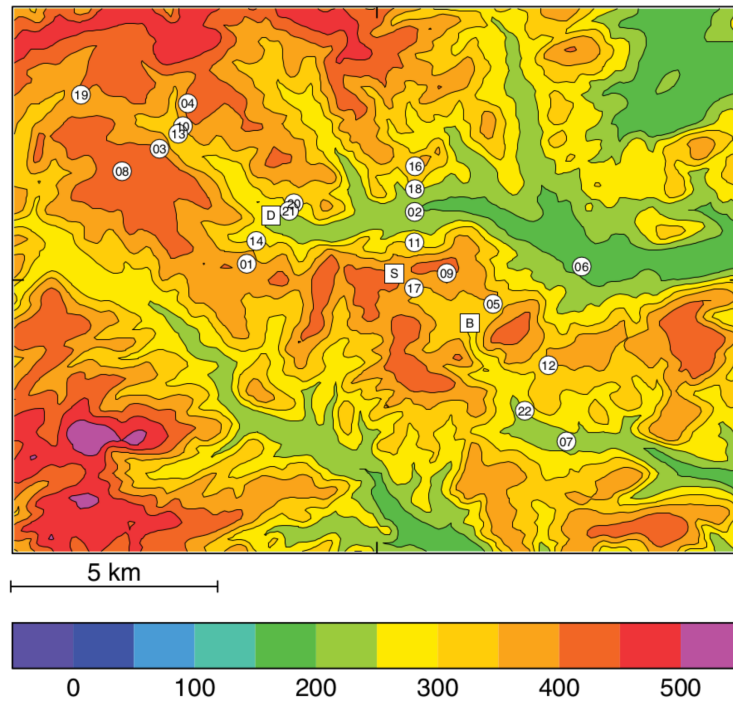
Cette zone avait déjà été le lieu d'une première campagne de mesures conduite par le UK Met Office entre janvier 2009 et avril 2010, la campagne COLPEX [Price, 2011; Vosper et al., 2014], dédiée essentiellement aux plages froides et autres caractéristiques dynamiques se produisant dans les vallées par conditions stables. LANFEX est donc une extension de cette campagne avec cette fois un focus sur le brouillard se formant, ou non, dans ces vallées et l'influence de la dynamique locale sur celui-ci.

La campagne COLPEX (Fig. 2.2) s'est focalisée sur une zone plus restreinte que LANFEX : dans la vallée de Clun, située au nord-ouest du domaine de LANFEX et contenant le site de Whitcott-Keysett mis en place pour LANFEX (Fig. 2.1). L'analyse préliminaire de Price et al. [2011] à partir des observations recueillies avait montré des hétérogénéités sur le refroidissement nocturne entre les sites. Les sites situés dans des zones davantage abritées par un imposant relief environnant subissaient le refroidissement le plus important et les plages froides les plus intenses. Ainsi, sur la Fig. 2.2, le site de Duffryn était soumis à des températures plus basses et une inversion mieux développée que le site de Springhill, Burfield expérimentant une situation plus intermédiaire entre ces deux extrêmes. Les études Vosper et al. [2013], Vosper et al. [2014] et Sheridan et al. [2014] sur des cas de plages froides observées lors de COLPEX ont mis en évidence le rôle du bilan radiatif et des circulations à fine échelle sur le cycle de vie des plages froides se formant dans la vallée de Clun. LANFEX offre maintenant l'opportunité d'étudier l'impact de ces processus sur le cycle de vie du brouillard se formant, ou non, au sein de différentes vallées aux morphologies distinctes.

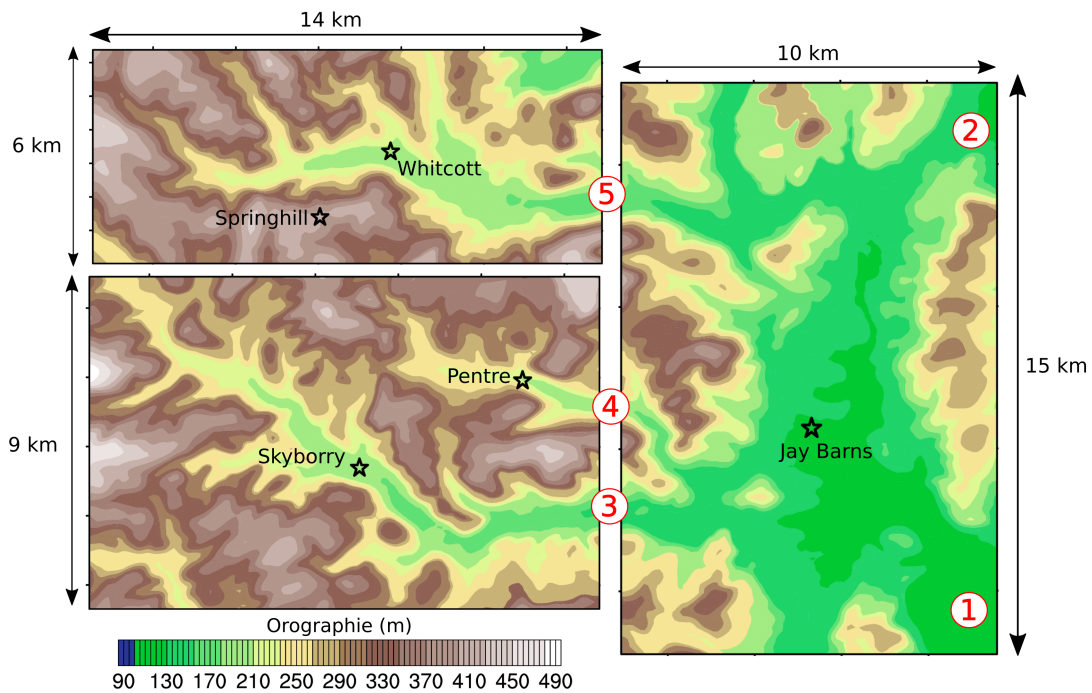
Les vallées du Shropshire sur lesquelles LANFEX s'est focalisée sont au nombre de quatre. Par souci de simplification, elles seront nommées selon le nom du site principal de mesure qu'elles contiennent :

- La vallée de Jay Barns, la plus large (8 km crête à crête au niveau du site de mesure), est la plus ouverte avec de nombreuses connexions présentes vers deux vallées quasi-fermées au sud-est et au nord-est (respectivement 1 et 2 sur la Fig. 2.3), elles-même isolées par des collines de 300 mètres et dont les fonds sont à une altitude légèrement plus basse. La première a une forme circulaire et est semblable à un bassin alors que la deuxième est plutôt longiligne. La vallée de Jay Barns possède également des connexions le long de ses bords ouest et nord avec des vallées tributaires également instrumentées pour LANFEX (3, 4 et 5 sur la Fig. 2.3) ;





**Figure 2.2** – Orographie (en mètres) du domaine d'étude de la campagne COLPEX. Les sites principaux sont repérés par des carrés : « D » pour Duffryn (noté « Upper Duffryn » pendant LANFEX, voir Fig. 2.1), « S » pour Springhill et « B » pour Burfield. Les ronds numérotés indiquent la position et les numéros des capteurs de température mis en place. On identifie une partie des vallées de Pentre et de Skyborry au sud, peu ou pas instrumentées pendant COLPEX. Issu de Vosper et al. [2014].



**Figure 2.3** – Orographie (en mètres) avec un zoom sur les vallées instrumentées pendant LANFEX. Les étoiles marquent les positions des sites principaux. Les numéros indiquent les connexions entre chaque vallée et leurs ouvertures.

- La première des vallées tributaires instrumentées est celle de Skyborry (connexion 3 avec Jay Barns sur la Fig. 2.3), située au sud-ouest du domaine de LANFEX, et qui est orientée du nord-ouest au sud-est sur 15 kilomètres avec une largeur variant de 1 à 2 kilomètres environ. Dans sa partie basse, l'axe de la vallée bifurque plein ouest sur 5 kilomètres vers la vallée de Jay Barns tout en s'évasant pour atteindre une largeur de 3 kilomètres. La vallée de Skyborry est parsemée de nombreuses vallées tributaires, bien plus petites avec des largeurs de l'ordre de la centaine de mètres pour des longueurs n'excédant pas 2 kilomètres ;
- Un peu plus nord, la vallée de Pentre (connexion 4 avec Jay Barns) est la plus étroite et la plus encaissée des vallées instrumentées pour LANFEX. Au niveau du site de mesure, le fond de vallée n'est large que d'une centaine de mètres (1 kilomètre crête à crête). La vallée est plus évasée en amont avec une structure en quasi-bassin, tandis qu'en aval le fond de vallée est plus étendu horizontalement, sur une distance de l'ordre du kilomètre ;
- Enfin, la vallée la plus au nord, celle de Whitcott-Keysett (nommée Whitcott pour cette étude, anciennement « vallée de Clun » pendant COLPEX, et connexion 5 avec Jay Barns), est orientée ouest-est avec un évasement progressif : large d'abord d'un kilomètre au niveau du site secondaire de Upper Duffryn, elle s'élargit ensuite pour atteindre les 4 kilomètres en aval du site principal. Trois vallées tributaires, orientées nord-sud, sont présentes sur son bord nord. La vallée devient ensuite moins large, environ 3 km, à sa connexion avec la partie nord-ouest de la vallée de Jay Barns.
- Un dernier site principal situé sur une colline, celui de Springhill, a été mis en place dans le but d'échantillonner les conditions atmosphériques au sommet des collines, ainsi que de détecter lorsque le brouillard atteint le sommet de la colline par croissance verticale ou encore lors de sa dissipation sous forme de stratus.

Nous sommes donc ici en présence de quatre vallées aux caractéristiques morphologiques différentes : une vallée large et ouverte et trois autres plus étroites et encaissées, mais se différenciant par leur morphologie. Sur 23 périodes de brouillard observées sur le Shropshire, les statistiques ont montré que les sites de Jay Barns et de Skyborry, pourtant situés dans des vallées aux morphologies distinctes, sont ceux où le brouillard se forme en premier et ont enregistré le plus grand nombre de cas (21 et 20 cas respectivement, voir tableau 3 de Price et al. [2018] en annexe 4.6). Le nombre de brouillards denses (définis comme présentant une visibilité inférieure à 200 mètres) est cependant plus élevé pour le site de Jay Barns que sur celui de Skyborry (16 cas contre 13). A contrario, les sites de Whitcott et de Pentre ont montré un nombre de cas de brouillards plus faible (12 et 11 cas respectivement) dont moins de la moitié arrivaient au stade de brouillard dense. Une origine advective du brouillard est avancée par Price et al. [2018] pour

ce dernier site car la diminution de visibilité intervient la plupart du temps avec une augmentation de la turbulence, un arrêt du refroidissement des basses couches ainsi qu'une augmentation rapide du LW↓. De plus, dans la majorité des cas, la formation du brouillard sur Pentre intervient plus tard que les autres sites. Price et al. [2018] expliquent cela par le fait qu'une couche de brouillard formée à proximité du site de mesures s'est suffisamment développée jusqu'au stade adiabatique et a été advectée par de potentiels processus non-locaux sur le site, justifiant que la formation se fasse plus tard et ne soit pas caractérisée par des ingrédients thermodynamiques classiquement observés lors de la formation du brouillard radiatif.

La campagne LANFEX a également vu le déploiement de caméras infrarouges (IR), sensibles entre les canaux 8-12  $\mu\text{m}$ . Déjà utilisées lors de la campagne COLPEX [Price et al., 2011], elles avaient permis de fournir des séquences vidéos sur les variations locales des températures de surface dans les vallées. Pour LANFEX, leur utilisation est davantage dédiée à l'observation du développement de la couche limite stable et du brouillard, permettant de détecter qualitativement si une couche de brouillard se forme localement ou bien est le résultat d'un transport par des processus non-locaux.

Le cas de brouillard étudié sur cette région sera celui de la POI 12 de LANFEX, durant la nuit du 1 au 2 octobre 2015, pour lequel de nombreuses observations sont disponibles et dont les résultats préliminaires de Price et al. [2018] montrent une forte hétérogénéité horizontale des brouillards observés d'une vallée à une autre. Le détail des mesures disponibles est présenté dans le tableau 2 et l'instrumentation correspondante dans le tableau 3 (voir annexe 4.6). Les sites principaux du Shropshire possèdent une instrumentation semblable à celle de Cardington, avec notamment la présence de mâts instrumentés, de capteurs de rosée, de mesures des caractéristiques radiatives et thermiques de surface et dans le sol. Néanmoins, contrairement à Cardington, des célomètres présents sur chaque site principal du Shropshire ont permis d'échantillonner des profils verticaux de rétrodiffusion par télédétection active, donnant une estimation de la hauteur des bases nuageuses présentes au dessus des sites.

Spécifiquement pour cette POI 12, plusieurs radiosondages ont été lancés depuis le site de Jay Barns (1616 UTC, 2002 UTC et 2356 UTC au 1<sup>er</sup> octobre, 0307 UTC, 0436 UTC, 0604 UTC and 0730 UTC le 2 octobre), et un spectromètre d'aérosols, toujours sur ce même site, fournissait la distribution granulométrique entre 0.25 et 10 microns. Cette mesure est la seule disponible concernant les paramètres microphysiques, puisque les stations Fog monitor n'ont pas pu fournir de mesures valables concernant la distribution des gouttelettes de brouillard. Ceci justifie le travail complémentaire de cette thèse sur la POI 1 afin de pouvoir confronter les résultats numériques avec des observations microphysiques. Non loin du site de Skyborry, un lidar Doppler, opérationnel au moment de la POI 12, a été placé sur la face nord de la vallée avec une orientation de son signal vers l'embouchure de la vallée, permettant d'obtenir des informations sur la structure des écoulements de fine échelle dans cette vallée via une mesure des vitesses radiales. Néanmoins, il ne sera pas utilisé ici compte tenu de la présence de brouillard

faussant le signal et empêchant l’observation des circulations.

La campagne LANFEX présente ainsi un caractère novateur de mesures tri-dimensionnelles de brouillard, avec une complémentarité des régions de Shropshire et Cardington sur laquelle s’articule également cette thèse.

## 2.2 Le modèle Méso-NH

### 2.2.1 Présentation générale

Le modèle Meso-NH (Mesoscale Non-Hydrostatic model, [Lac et al. \[2018\]](#)), dont une description détaillée est disponible sous : <http://mesonh.aero.obs-mip.fr>, a été développé initialement par le Laboratoire d’Aérodynamique (LA, UMR 5560 UPS/CNRS) et le Centre National de Recherches Météorologiques (CNRM, UMR 3589 CNRS/Météo-France). Il est dédié aux activités de recherche en modélisation atmosphérique sur les processus météorologiques à méso-échelle et le développement de paramétrisations pour la prévision opérationnelle.

Meso-NH peut être utilisé en configuration dite « idéalisée », avec l’introduction de simplifications concernant l’atmosphère et la surface telles que l’homogénéité horizontale des conditions initiales, l’absence de relief ou encore les conditions cycliques aux bords du domaine. De nombreuses LES de brouillard ont été effectuées dans cette configuration ([Bergot \[2013\]](#), [Bergot et al. \[2015\]](#), [Bergot \[2016\]](#), [Mazoyer et al. \[2017\]](#)).

Les études en configuration dite « réelle » utilisent les champs atmosphériques et de surface issus d’analyses ou de prévisions des modèles opérationnels comme conditions initiales et de couplage (forçages aux bords). Dans cette même configuration, les études de processus d’interactions d’échelles nécessitant de fines résolutions horizontales sont rendues possibles par une méthode appelée « grid-nesting » [[Clark and Farley, 1984](#)].

Le « modèle père » possède la résolution horizontale la plus grossière et impose les conditions entrante aux bords du « modèle fils », de résolution horizontale plus fine. Le mode interactif, dit « two-way », permet au modèle fils, dont la résolution verticale est identique, d’imposer sa solution sur la zone de recouvrement interpolée à la résolution du père. En mode dit « one-way », l’information est seulement transmise dans le sens du père vers le fils. Ces échanges concernent les variables pronostiques du modèle, sauf la TKE, ainsi que les champs de précipitation en surface, afin de garder la cohérence sur l’humidité du sol entre les différents modèles.

Les variables pronostiques utilisées par Méso-NH sont les deux composantes du vent horizontal  $u$  et  $v$ , ainsi que la vitesse verticale  $w$  (du fait de l’hypothèse non-hydrostatique). La température potentielle  $\theta$ , l’énergie cinétique turbulente sous-maille  $TKE$  ainsi que les rapports de mélange des sept catégories d’hydrométéores possibles font également partie des principales variables pronostiquées : le  $r_v$ , le rapport de mélange d’eau nuageuse ( $r_c$ ), des gouttes de pluie

$r_r$ , des cristaux de glace  $r_i$ , de la neige  $r_s$ , du graupel  $r_g$  et parfois la grêle  $r_h$ . Des scalaires, réactifs ou passifs, peuvent également être suivis de façon pronostique dans certaines configurations, comme pour la concentration en nombre de gouttelettes ( $N_c$ ) dans le cas de l'utilisation de schémas microphysiques à 2 moments.

L'équation régissant l'évolution de la TKE a été introduite avec l'équation 1.4. Dans le cas des brouillards en microphysique chaude étudiés ici, les équations de conservation pour les variables pronostiques  $N_c$ ,  $r_c$  et  $r_v$  s'écrivent :

$$\frac{\partial N_c}{\partial t} = \left(\frac{\partial N_c}{\partial t}\right)_{ADV} + \left(\frac{\partial N_c}{\partial t}\right)_{TURB} + \left(\frac{\partial N_c}{\partial t}\right)_{ACTI} + \left(\frac{\partial N_c}{\partial t}\right)_{SEDI} + \left(\frac{\partial N_c}{\partial t}\right)_{DEPO} + \left(\frac{\partial N_c}{\partial t}\right)_{AC} \quad (2.1)$$

$$\frac{\partial r_c}{\partial t} = \left(\frac{\partial r_c}{\partial t}\right)_{ADV} + \left(\frac{\partial r_c}{\partial t}\right)_{TURB} + \left(\frac{\partial r_c}{\partial t}\right)_{COND} + \left(\frac{\partial r_c}{\partial t}\right)_{SEDI} + \left(\frac{\partial r_c}{\partial t}\right)_{DEPO} \quad (2.2)$$

$$\frac{\partial r_v}{\partial t} = \left(\frac{\partial r_v}{\partial t}\right)_{ADV} + \left(\frac{\partial r_v}{\partial t}\right)_{TURB} + \left(\frac{\partial r_v}{\partial t}\right)_{COND} \quad (2.3)$$

où ADV et TURB représentent les transports par les mouvements résolus et sous-maille respectivement. ACTI est le processus d'activation des CCN en gouttelettes et COND se réfère aux modifications d'eau nuageuse et de vapeur par les processus de condensation et d'évaporation. SEDI représente la sédimentation et DEPO le processus de dépôt en surface. Enfin, AC se rapporte au processus d'auto-collection des gouttelettes nuageuses, uniquement présent pour un schéma microphysique à 2 moments.

Enfin, l'équation de conservation pour la température potentielle  $\theta$  s'écrit :

$$\frac{\partial \theta}{\partial t} = \left(\frac{\partial \theta}{\partial t}\right)_{ADV} + \left(\frac{\partial \theta}{\partial t}\right)_{TURB} + \left(\frac{\partial \theta}{\partial t}\right)_{COND} + \left(\frac{\partial \theta}{\partial t}\right)_{RAD} \quad (2.4)$$

où COND représente maintenant l'absorption/libération de chaleur latente inhérent aux processus d'évaporation/condensation. RAD représente la contribution des processus radiatifs.

La discrétisation spatiale des variables du modèle se fait selon une grille Arakawa C : les variables météorologiques ( $\theta$ ,  $r_v$ ,  $r_c$ ,  $r_r$ ,  $r_i$ ,  $r_s$ ,  $r_g$ ,  $r_h$  et  $TKE$ ), et éventuellement les scalaires, sont définis au centre des mailles du modèle. Les composantes du vent  $u$ ,  $v$ ,  $w$ , elles, sont définis au centre des faces des mailles. De ce fait, leur schéma de transport est différent. Il utilise la *Piecewise Parabolic Method* (PPM) de [Colella and Woodward, 1984] pour les variables météorologiques tandis qu'il utilise un schéma de discrétisation centré au quatrième ordre (CEN4TH) pour les composantes du vent. CEN4TH a l'avantage d'avoir une faible résolution effective<sup>1</sup> de

1. La résolution effective est définie comme étant la résolution du modèle à partir de laquelle la diffusion, physique et numérique, augmente, menant en une perte de précision sur les champs transportés ainsi qu'à un écartement du spectre d'énergie par rapport à la pente théorique en (-3) ou en (-5/3). Cette résolution effective est toujours supérieure à la résolution spatiale du modèle [Skamarock, 2004].

5-6  $\Delta x$  ( $\Delta x$  étant la taille d'une maille).

Concernant la discrétisation temporelle des variables, elle se fait selon une méthode d'intégration en *Forward In Time* (FIT) pour les variables météorologiques. Pour les composantes du vent, c'est une méthode de Runge-Kutta explicite du quatrième ordre (RKC4) qui est utilisée. La discrétisation spatio-temporelle utilisant la combinaison CEN4TH-RKC4 pour ces variables apparaît comme étant la plus adaptée à des études numériques à haute résolution des nuages de couche limite stable comme les stratocumulus [Lac et al., 2018] et les brouillards [Lunet et al., 2017].

La modélisation du brouillard implique des processus sous-maille, dont les paramétrisations sont décrites ci-dessous.

### 2.2.2 Couplage au modèle de surface

Les échanges surface-atmosphère sont calculés au travers de la plateforme SURFEX (SURFace EXternalisée, Masson et al. [2013]) qui, couplée au modèle Meso-NH, simule les transferts d'énergie et de matière ayant lieu au sein du système sol-surface-atmosphère par le calcul des flux de chaleur sensible et latente et de quantité de mouvement (et éventuellement les flux d'émissions chimiques ou d'aérosols) ainsi que les propriétés radiatives de la surface. Il est possible de prescrire l'évolution des flux ainsi que les caractéristiques rugueuses de la surface, sous la forme d'une longueur de rugosité.

Chaque portion de maille va activer le schéma correspondant à son type de surface : la terre, la ville, les eaux continentales et les mers et océan. Ces schéma sont respectivement : ISBA (Interactions Sol-Biosphère-Atmosphère, Noilhan and Planton [1989]), TEB (Town Energy Balance, Masson [2000]), FLake (Freshwater Lake model, [Mironov et al., 2010]) et une interface de couplage océan-atmosphère récemment introduite par Voldoire et al. [2017].

Les flux ainsi calculés sont ensuite agrégés à l'échelle de la maille pour être renvoyés au modèle atmosphérique. Pour notre étude faite en zone rurale, c'est le schéma ISBA qui va nous intéresser. ISBA est un modèle à trois couches, correspondant à la surface, la zone racinaire et le sol profond, mais peut également être subdivisé en davantage de couches avec une description plus fine de la zone racinaire. Pour chaque couche y est associée une température et un contenu en eau, en plus d'un réservoir d'interception de l'eau par la végétation en tant que variable de surface. Dans les cas étudiés ici, en l'absence de pluie, ce réservoir est modulé par l'évaporation de l'eau sur le feuillage, l'évapotranspiration<sup>2</sup> des plantes et le ruissellement vers le sol en tant que termes puits. Les termes sources vont rassembler la formation de rosée avant que le brouillard ne se forme, puis l'eau sédimentée et déposée une fois que celui-ci est formé.

---

2. L'évapotranspiration est le processus par lequel une plante se refroidit par son feuillage par évaporation sous l'action du rayonnement solaire, via des pores à la surface des feuilles que l'on appelle les stomates.

La diversité des types de végétation est représentée par 255 combinaisons faisant intervenir 19 types de végétation (ou sol nu), variant en proportion de l'une par rapport à l'autre. Pour chacune de ces combinaisons, les caractéristiques surfaciques (« Leaf Area Index », ou indice foliaire, et les albédos dans le SW et le LW) sont décrites avec une fréquence décadaire afin de représenter les variations saisonnières. Les caractéristiques de sol (profondeur totale, profondeur racinaire et profondeur de sol pouvant geler) sont constantes dans le temps. Classiquement, la base de données globale ECOCLIMAP [Faroux et al., 2013], à 1 kilomètre de résolution horizontale, est utilisée en modélisation à méso-échelle pour fournir ces données de surface et de sol. Pour notre étude en cas réel utilisant des résolutions hectométriques, il a été préféré la base de données régionale européenne du programme CORINE LAND COVER [Büttner and Eiselt, 2013], couvrant seulement l'Europe avec un nombre réduit de combinaisons de types de végétations (93) mais à une résolution horizontale de 100 mètres. Pour la simulation LES de la POI 1, les caractéristiques du sol sont imposées ainsi que l'évolution temporelle de la température de surface.

### 2.2.3 Schéma de turbulence

Méso-NH dispose du même schéma de turbulence pour paramétrer les tourbillons sous-maille des LES aux simulations à méso-échelle [Cuxart et al., 2000]. Ce schéma fonctionne à partir d'une équation pronostique de l'énergie cinétique turbulente sous-maille  $e$  avec une fermeture sur la longueur de mélange  $L$  (voir équation 1.4).

Pour des études à méso-échelle les flux turbulents horizontaux sont négligés, car beaucoup plus faibles que les flux turbulents verticaux, et la turbulence est considérée comme étant uni-dimensionnelle. Mais ce n'est plus le cas pour des résolutions horizontales plus fines, où la turbulence tri-dimensionnelle doit être prise en compte. A des résolutions horizontales plus grossières que 500 mètres, la longueur de mélange est uni-dimensionnelle. Elle correspond à la distance maximale possible qu'une parcelle d'air peut parcourir vers le haut ( $l_{up}$ ) et vers le bas ( $l_{down}$ ) en raison de la perte de son énergie cinétique via les effets de flottabilité (Bougeault and Lacarrere [1989], noté BL89) :

$$L = \left( \frac{l_{up}^{-\frac{2}{3}} + l_{down}^{-\frac{2}{3}}}{2} \right)^{-\frac{3}{2}} \quad (2.5)$$

En LES, la longueur de mélange est liée à la taille des plus gros tourbillons turbulents sous-maille, donc à la taille de la maille. Deardorff [1980] a ainsi proposé une longueur de mélange réduite par la stratification dans le cas des couches limites stables :

$$L = \min \left( (\Delta x \Delta y \Delta z)^{\frac{1}{3}}, 0.76 \sqrt{\frac{e}{N^2}} \right) \quad (2.6)$$

où les  $\Delta x$ ,  $\Delta y$  et  $\Delta z$  représentent les dimensions de la maille du modèle dans les trois directions de l'espace et  $N^2$  est la fréquence de Brunt-Väisälä.

Les hétérogénéités de type obstacles, comme les bâtiments [Bergot et al., 2015] ou les arbres [Mazoyer et al., 2017], constituent un frein aux écoulements en appliquant une force de traînée contraire à celui-ci, résultant en des modifications locales des conditions thermodynamiques. Lorsque la résolution verticale du premier niveau du modèle est plus grossière que la dimension de ces obstacles, ce freinage/frottement est modélisé sous la forme d'une longueur de rugosité par le modèle de surface. Dans le cas contraire, ces obstacles peuvent être résolus et il devient pertinent de modéliser ce frein sous la forme d'une force de traînée dans le modèle atmosphérique [Aumond et al., 2013], avec la prise en compte d'un terme puits supplémentaire dans les équations du mouvement et de l'énergie cinétique turbulente au niveau de l'obstacle. Ce terme est fonction d'un coefficient de traînée  $C_d$  et de la densité de surface de l'obstacle  $A_f(z)$ , elle même dépendante de la hauteur  $z$  :

$$\left. \frac{\partial \alpha}{\partial t} \right|_{DRAG} = -C_d A_f(z) \alpha \sqrt{u^2 + v^2} \quad (2.7)$$

avec  $\alpha = u, v$  ou  $e$ . Pour les arbres,  $C_d$  varie entre 0.1 et 0.3 [Zaïdi et al., 2013], leur densité de surface est fonction de leur LAI et varie avec l'altitude. La force de traînée est donc plus importante au niveau du feuillage qu'au niveau du tronc. Le couvert végétal composant Shropshire est essentiellement constitué de prairies herborées, dont l'impact dynamique est représenté par une rugosité caractéristique. Cependant, des zones forestières sont également présentes et nécessitent la prise en compte de cette force de traînée du fait de la fine résolution verticale utilisée près de la surface.

#### 2.2.4 Schémas microphysiques

La représentation des caractéristiques des nuages, en terme de contenu en eau et de distribution de gouttelettes, se fait avec l'utilisation des schémas microphysiques. Plusieurs schémas microphysiques sont disponibles dans Meso-NH. Ce sont des schémas *Bulk* : ils représentent l'évolution des différents types d'hydrométéores par une distribution dimensionnelle. Compte-tenu du phénomène étudié ici, on s'intéresse principalement à la représentation de la population de gouttelettes nuageuses et des processus régissant son évolution.

#### Lois générales

Comme les autres types d'hydrométéores, la population de gouttelettes est caractérisée par une distribution dimensionnelle  $n(D)$ .

$$n(D)dD = N_c \frac{\alpha_c}{\Gamma(\mu_c + 1)} (\lambda_c D)^{\alpha_c(\mu_c + 1)} D^{-1} \exp(-(\lambda_c D)^{\alpha_c}) dD \quad (2.8)$$

où  $n(D)$  est la concentration en nombre des gouttelettes dont le diamètre est compris entre  $D$  et  $D + dD$ .  $\alpha_c$  et  $\nu_c$  sont les paramètres de la distribution Gamma généralisée, constants, et  $\lambda_c$  son paramètre de pente. Les autres paramètres sont calculés à partir des moments  $M_p$  de la



distribution :

$$M_p = \int_0^\infty D^p n(D) dD \quad (2.9)$$

Ainsi, la concentration de gouttelettes  $N_c$  correspond à  $M_0$ . Le rapport de mélange  $r_c$ , impliqué dans le calcul de  $\lambda_c$ , est proportionnel au moment d'ordre 3. En supposant que les gouttelettes nuageuses sont sphériques, on écrit :

$$r_c = \frac{\pi}{6} \rho_w M_3 \quad (2.10)$$

Le diamètre volumique moyen (MVD) des gouttelettes  $\overline{D}_c$  est donné par  $M_3^{1/3}$ , soit :

$$\overline{D}_c = \left( \frac{r_c}{\rho_w \frac{\pi}{6} N_c} \right)^{\frac{1}{3}} \quad (2.11)$$

où  $\rho_w$  est la masse volumique de l'eau.

Dans le schéma à 1 moment ICE3 [Caniaux et al., 1994; Pinty and Jabouille, 1998] utilisé en opérationnel, seul le rapport de mélange est suivi de façon pronostique, la concentration en gouttelettes étant constante ( $100 \text{ cm}^{-3}$  sur mer et  $300 \text{ cm}^{-3}$  sur les surfaces continentales). Le schéma à 2 moments LIMA (Liquid Ice Multiple Aerosols, Vié et al. [2016]), développé à partir de ICE3 et utilisé dans cette thèse, pronostique  $r_c$  et  $N_c$  qui rentrent alors tous deux dans le calcul de  $\lambda_c$ .

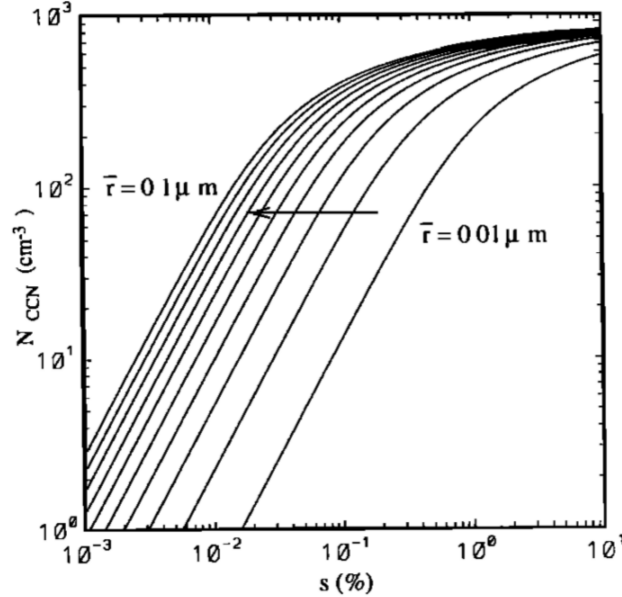
L'originalité de LIMA est de pouvoir représenter une population multimodale des aérosols, avec un suivi pronostique de la concentration de chaque mode et de leur capacité à agir en tant que CCN pour former des gouttelettes. Cette distribution dimensionnelle des aérosols est supposée suivre une loi log-normale et peut être initialisée de différentes manières : le plus simple consistant à considérer un seul mode dont la concentration est homogène sur tout le domaine considéré, ou bien présentant une variation verticale avec une décroissance de la concentration avec l'altitude. Mais il est également possible de considérer des populations multimodales plus complexes et réalistes à partir d'analyses et/ou d'observations. LIMA considère ainsi, pour chaque mode de CCN, deux variables pronostiques :  $N_{free}$  pour les CCN non activés et  $N_{acti}$  pour ceux activés en gouttelettes. La somme  $N_{free} + N_{acti}$  permettant de remonter à la population totale initiale.

### Activation des CCN dans LIMA

L'activation des CCN dans LIMA se fait selon un spectre d'activation propre à chaque mode d'aérosol considéré, selon Cohard and Pinty [2000] :

$$N_{CCN} = C S_{max}^k F\left(\mu, \frac{k}{2}, \frac{k}{2} + 1, -\beta S_{max}^2\right) \quad (2.12)$$

où  $C, k, \mu$  et  $\beta$  dépendent de la composition chimique de l'aérosol et  $F$  est la fonction hypergéométrique proposée par [Cohard and Pinty \[2000\]](#). Un exemple de spectre d'activation est montré en figure 2.4.



**Figure 2.4** – Exemple de spectres d'activation pour des CCN de type continentaux, pour différents rayons géométriques. Issu de [Cohard and Pinty \[2000\]](#).

La version standard de LIMA repose sur l'hypothèse d'un équilibre permanent à saturation, par le biais d'une procédure d'ajustement à la saturation [[Langlois, 1973](#)], et ne prévoit donc pas de sursaturation. Un diagnostic de la sursaturation maximale ( $S_{max}$ ) atteignable est donc nécessaire. La valeur de  $S_{max}$  est commune à tous les modes de CCN et est diagnostiquée à partir de l'équation d'évolution de la sursaturation  $S$  égale à 0 :

$$\frac{dS}{dt} = \psi_1 w - \psi_2 \frac{dr_c}{dt} + \psi_3 \frac{d\theta}{dt} \quad (2.13)$$

où  $\psi_1, \psi_2$  et  $\psi_3$  sont des fonctions thermodynamiques dépendantes de la pression et de la température. Le premier terme, source, prend en compte le refroidissement adiabatique par les ascendances convectives  $w$  résolues et sous-maille. Le second, terme puits, représente les gouttelettes nouvellement formées et la consommation résultante de la vapeur en excès. Le troisième est source de sursaturation et prend en compte le taux de refroidissement. C'est ce dernier terme source qui va principalement agir dans le brouillard, puisque la sursaturation dans le brouillard est principalement atteinte grâce au refroidissement radiatif, et dans une moindre mesure aux branches ascendantes des tourbillons turbulents ainsi que par la vitesse verticale lors de la dissipation. A la fin du pas de temps, la procédure d'ajustement à la saturation permet de diagnostiquer  $r_c$ .

### Processus de sédimentation et dépôt des gouttelettes

La sédimentation des gouttelettes nuageuses est exprimée en fonction d'une loi de Stokes, qui relie le diamètre des gouttelettes à leur vitesse de chute dans un milieu à viscosité donnée :

$$V(D) = \frac{\rho_w g C_c}{18\mu} D^2 \quad (2.14)$$

avec  $\mu$  la viscosité de l'air et  $C_c$  un facteur correctif introduit pour corriger la vitesse de chute pour les gouttelettes de faible diamètre, car la loi de Stokes surestime la force de traînée de l'air qui s'exerce sur elles [Cunningham, 1910].

Le processus de dépôt des gouttelettes est représenté par une vitesse de sédimentation additionnelle de  $2 \text{ cm s}^{-1}$  au premier niveau du modèle pour les surfaces herbeuses et à 15 mètres pour les arbres.

### Processus d'auto-collection des gouttelettes

Le taux d'auto-collection des gouttelettes nuageuses, de diamètre inférieur à  $100 \mu\text{m}$ , est paramétré selon Cohard and Pinty [2000] par le calcul d'un noyau de collection dépendant du MVD à la puissance 6. Ce processus ne sera pas discuté dans la suite de cette thèse et le lecteur est invité à se référer à l'étude de Cohard and Pinty [2000] pour davantage de précisions.

### Limitations et améliorations du schéma d'activation dans LIMA

De nombreuses simulations de brouillard utilisant des schémas microphysiques à 1 ou 2 moments, basés sur un ajustement à saturation avec une paramétrisation du pic de sursaturation, ont montré une surestimation du contenu en eau liquide et de la concentration de gouttelettes à l'intérieur du brouillard (Zhang et al. [2014], Mazoyer et al. [2017], Boutle et al. [2018]). Cela se traduit également pour les schémas à 2 moments par des valeurs excessives de  $S_{max}$ .

Deux problèmes principaux peuvent mener à un  $S_{max}$  excessif selon Thouron et al. [2012] :

1. Le second terme de l'équation 2.13 ne considère pas l'eau préexistante dans la maille, qui réduit théoriquement le  $S_{max}$  ;
2.  $S_{max}$  est seulement atteint après quelques dizaines de secondes sur quelques dizaines de mètres dans les observations, alors que dans les LES, elle est supposée atteinte au bout d'un pas de temps très petit (inférieur à la seconde) et sur une distance verticale également très petite (de l'ordre du mètre).

Mazoyer [2016] avait investigué ces limitations sur le brouillard, sans toutefois aboutir à des conclusions finalisées. Afin de proposer des solutions aux deux problèmes listés ci-dessus,

deux tests sur la paramétrisation de l'activation seront proposés au chapitre 4 et sont détaillés ci-dessous :

1. **Amélioration du diagnostic de sursaturation maximale** : Le premier test, nommé NSX, consiste à considérer la perte de la vapeur d'eau sur les gouttelettes déjà formées aux pas de temps précédents et encore présentes au début du pas de temps actuel. Le terme puits de l'équation 2.13 est donc augmenté en présence de gouttelettes.
2. **Extension de LIMA vers une sursaturation pronostique** : Le second, nommé SPRO, consiste à s'affranchir du diagnostic du pic de sursaturation, et à pronostiquer la sursaturation ( $S$ ) en dérivant directement  $S = \frac{r_v}{r_s} - 1$  selon Thouron et al. [2012].  $S$  est ensuite directement utilisé à la place de  $S_{max}$  dans le calcul du spectre activation des CCN (équation 2.12). Dans ce cas, il n'y a plus d'ajustement à la saturation mais une condensation explicite. Cette approche a été validée pour les LES de stratocumulus et de cumulus par Thouron et al. [2012] mais reste à évaluer pour le brouillard radiatif, sur lequel Schwenkel and Maronga [2019] ont toutefois déjà montré l'intérêt d'une telle approche. La méthode a été adaptée dans Meso-NH pour LIMA.

### Calcul de la visibilité

Avec LIMA, la visibilité ( $VIS$ ) est considérée comme inversement proportionnelle au coefficient d'extinction  $\sigma_{EXT}$ , selon la loi de Koschmieder [1925] :

$$VIS = -\frac{\ln(0.05)}{\sigma_{EXT}} \quad (2.15)$$

où  $\sigma_{EXT}$  se calcule en intégrant la distribution dimensionnelle des gouttelettes sur toute la population. :

$$\sigma_{EXT} = \int_0^\infty \frac{\rho_w \pi D^2}{4} n(D) Q_{EXT} dD \quad (2.16)$$

et  $Q_{EXT}$  représente le facteur d'extinction de Mie et est considéré comme constant (égal à 2) dans notre cas.

Avec ICE3, le calcul de visibilité est approximé en utilisant la formule de Kunkel [1984] :

$$VIS = -\frac{\ln(0.02)}{144.7(LWC)^{0.88}} \quad (2.17)$$

où le contenu en eau liquide ou *Liquid Water Content* ( $LWC$ ) se calcule comme suit :  $LWC = \rho_a r_c$  ( $\text{kg m}^{-3}$ ) avec  $\rho_a$  la masse volumique de l'air.

### 2.2.5 Schéma de condensation sous-maille

Dans le cas où la résolution du modèle n'est pas suffisamment fine pour négliger la variabilité sous-maille de la fraction nuageuse, on fait appel à un schéma de condensation sous-maille.

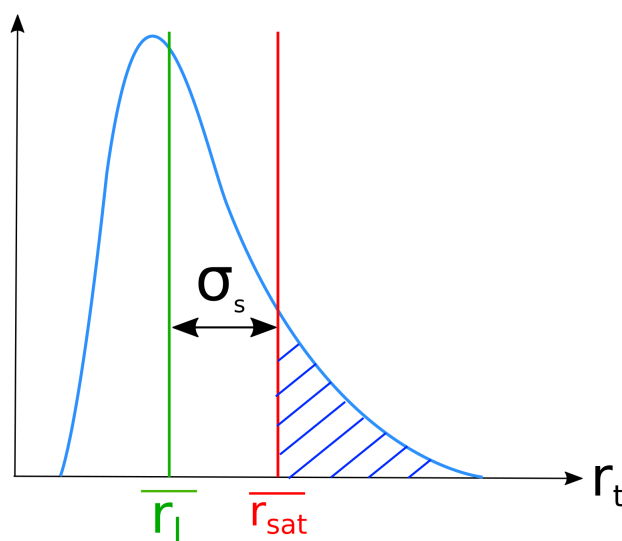
Typiquement, on considère qu'il est nécessaire jusqu'à des résolutions horizontales de quelques centaines de mètres. La variable clef d'un schéma de condensation sous-maille est  $\sigma_s$ , qui représente la variance de  $s$ . Ici,  $s = r_t - r_{v,s}(P, T)$  est l'écart à la saturation produit par les fluctuations sous-maille. Cette variabilité sous-maille de l'eau totale, avec  $r_t = r_v + r_c$  est apportée par les schémas de transport sous-maille, créant localement des conditions favorables à la saturation par fluctuations de l'humidité et de la température. La valeur de  $\sigma_s$  est ensuite utilisée pour calculer la fraction nuageuse sous-maille (voir Fig. 2.5).

Dans le cas des couches limites stables où l'activité des schémas de convection et de turbulence est nulle, une variance additionnelle, proportionnelle à  $r_{v,s}(P, T)$ , est ajoutée :

$$\sigma_s = \sigma_{s,TURB-CONV} + \sigma_s(r_{v,s}) \quad (2.18)$$

où  $\sigma_{s,TURB-CONV}$  représente la variance obtenue par les schémas de turbulence et de convection, et  $\sigma_s(r_{v,s})$  la variance additionnelle. Ceci conduit à considérer une fraction nuageuse minimale pour une valeur critique d'humidité relative, et la fraction nuageuse augmente ensuite linéairement avec l'augmentation de l'humidité relative. Ce seuil est fixé à 96% (de Rooy et al. [2010]).

Les simulations Mésos-NH sur la POI 12 de LANFEX, utilisant ICE3 et présentées dans Price et al. [2018] (voir annexe 4.6) utilisaient le schéma de condensation sous-maille à 500 m et 100 m de résolution. Le schéma de condensation sous-maille n'étant pas encore implémenté dans LIMA pendant cette thèse, il a été désactivé par la suite dans les simulations utilisant ICE3 afin de fournir une comparaison pertinente avec LIMA sur les cas de brouillard étudiés (en chapitre 3).



**Figure 2.5** – Illustration de la PDF utilisée pour déterminer la fraction nuageuse sous-maille. Ici, l'aire hachurée détermine la fraction nuageuse de la maille pour toutes les valeurs locales de  $r_t$  supérieures à la valeur moyenne  $\overline{r_{sat}}$  de la maille. Schéma adapté de Philip et al. [2016].

### 2.2.6 Schéma de transfert radiatif

Afin de modéliser les échanges d'énergie par les flux de rayonnement, Méso-NH utilise le code radiatif développé au Centre Européen pour les Prévisions Météorologiques à Moyen Terme (CEPMMT, [Morcrette \[1991\]](#)), à savoir un schéma unicolonne (sans interactions entre les colonnes) qui calcule la variation de température imputable au forçage radiatif net en surface et à chaque niveau de l'atmosphère :

$$\frac{\partial\theta}{\partial t} = \frac{g}{C_{ph}} \prod \frac{\partial F}{\partial p} \quad (2.19)$$

où  $C_{ph}$  est la capacité calorifique de l'air nuageux à pression constante et  $F = F_{LW} + F_{SW} = LW \downarrow + LW \uparrow + SW \downarrow + SW \uparrow$  le flux total net en un point, résultant des flux solaires  $F_{SW}$  et atmosphériques et telluriques  $F_{LW}$ . Leur calcul passe par la prise en compte des processus d'absorption, d'émission (pour  $F_{LW}$ ), de réflexion et de diffusion en un point de grille de la surface et de l'atmosphère. Ces flux sont diagnostiqués sur chaque niveau modèle en plusieurs bandes spectrales avec une distinction entre le rayonnement direct et le rayonnement diffus concernant le  $F_{SW}$ . En conditions de ciel clair, le calcul des flux  $F_{LW}$  et  $F_{SW}$  se fait via deux approches différentes :

- Pour le  $F_{LW}$ , il utilise le *Rapid Radiation Transfer Model* (RRTM, [Mlawer et al. \[1997\]](#)), basé sur une méthode des k-corrélés. Les flux sont calculés pour 16 bandes spectrales, de 10 à  $3000 \text{ cm}^{-1}$ , afin de représenter les propriétés optiques de différents gaz atmosphériques dont la vapeur d'eau, le dioxyde de carbone et l'ozone.
- Le calcul des flux  $F_{SW}$  se fait avec le schéma de [Fouquart and Bonnel \[1980\]](#), utilisant 6 bandes spectrales avec la prise en compte de l'absorption et de la diffusion du rayonnement solaire par les aérosols, les gaz et les gouttelettes.

Trois champs sont paramétrés pour caractériser les propriétés radiatives des nuages : l'épaisseur optique, l'albédo de simple diffusion et le facteur d'asymétrie. Pour la microphysique chaude considérée ici, ces grandeurs dépendent du contenu en eau liquide du nuage et du rayon effectif des gouttelettes [[Slingo and Schrecker, 1982](#)]. Le rayon effectif est défini comme étant le rapport du moment d'ordre 3 de la distribution dimensionnelle de gouttelettes sur le moment d'ordre 2.

Le schéma microphysique à 1-moment ICE3 considère la paramétrisation du rayon effectif (RE) de [Martin et al. \[1994\]](#), basée sur des cas de stratocumulus, à partir du  $LWC$  et du nombre de gouttelettes  $N$  :

$$r_e = \left( \frac{3LWC}{4\pi\rho_w kN} \right)^{\frac{1}{3}} \quad (2.20)$$

où  $\rho_w$  est la masse volumique de l'eau et  $k$  une constante dépendante de la masse d'air considérée :  $0.8 \pm 0.07$  en milieu maritime et  $0.67 \pm 0.07$  en milieu continental,  $N$  est calculée par une fonction polynomiale de la concentration d'aérosols, qui est fixe, indépendante de la concentration de gouttelettes  $N_c$  fixée dans ICE3. Pour les nuages sous-maille, les flux de rayonnement

( $F_{LW}$  et  $F_{SW}$ ) sont calculés indépendamment pour la fraction d'air clair et la fraction nuageuse puis sont agrégés ensuite pour obtenir le flux net  $F$  de la maille.

Avec LIMA, le nombre de gouttelettes peut être pris en compte dans le calcul des propriétés optiques : Pour le SW, le rayon effectif est directement calculé à partir de  $M_3$  et  $M_2$ , l'épaisseur optique est paramétrée selon Savijärvi et al. [1997], le facteur s'asymétrie selon Fouquart et al. [1991] et l'albédo de simple diffusion par Slingo [1989]. Pour le LW, les propriétés optiques sont paramétrées selon Savijärvi and Räisänen [1998].

La prise en compte d'une population multimodale d'aérosols et de son suivi pronostique pose la question de ses impacts radiatifs directs et semi-directs. On a vu dans le chapitre précédent que ces interactions avec le rayonnement revêtaient diverses caractéristiques et qu'elles influençaient localement les propriétés thermiques de l'atmosphère. Dans cette thèse, ces deux types d'impacts restent basés sur une climatologie d'aérosols, et non sur les quantités prescrites et suivies de façon pronostique avec LIMA.

Ce second chapitre a permis de définir le cadre dans lequel s'inscrit cette étude, la campagne LANFEX, et les outils expérimentaux et numériques à disposition pour répondre à la problématique du brouillard en terrain vallonné et de sa représentation à l'aide du schéma microphysique LIMA.

## Chapitre 3

# POI 12 de LANFEX : Étude numérique du brouillard en terrain vallonné

### Sommaire

---

<b>3.1</b>	<b>Présentation du cas d'étude</b>	<b>56</b>
3.1.1	Situation synoptique	56
3.1.2	Observations du brouillard sur les sites de mesure du Shropshire lors de la POI 12 de LANFEX	56
<b>3.2</b>	<b>Article : Impact des processus locaux et non-locaux en terrain complexe sur la formation du brouillard</b>	<b>62</b>
3.2.1	Résumé	62
3.2.2	Article	63
<b>3.3</b>	<b>Impacts des processus locaux et non-locaux sur d'autres périodes que la formation</b>	<b>89</b>
3.3.1	Bilans d'eau nuageuse sur la nuit de la POI 12	89
3.3.2	Impacts des processus non-locaux sur le bilan en température pendant le cycle de vie du brouillard	91
<b>3.4</b>	<b>Tests de sensibilités à la population de CCN</b>	<b>97</b>
3.4.1	Test de sensibilité à la concentration de CCN	97
3.4.2	Test de sensibilité au type de CCN	99
<b>3.5</b>	<b>Conclusion de l'étude numérique sur le brouillard en terrain complexe</b>	<b>101</b>

---

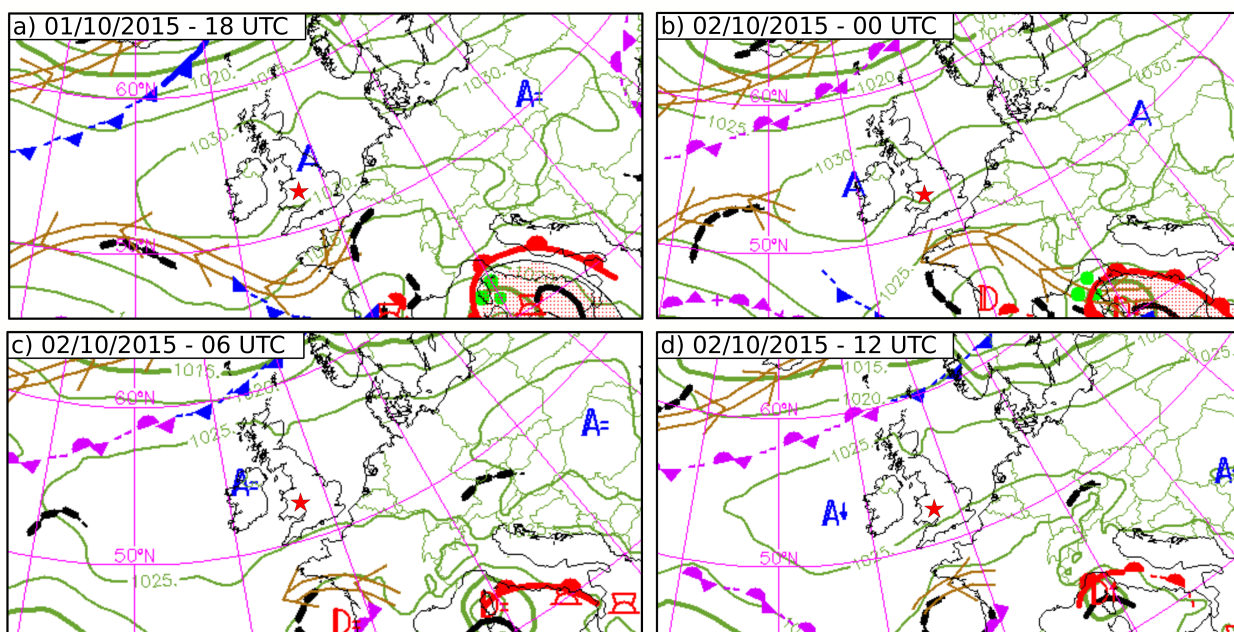
Ce chapitre présente l'étude numérique du cas de brouillard observé lors de la POI 12 de LANFEX, afin de comprendre l'hétérogénéité spatiale du brouillard et les processus mis en jeu dans sa formation. Les résultats sont présentés sous la forme d'un article, soumis au *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*. Dans une seconde partie, des compléments à cette étude seront donnés et concerneront l'ensemble du cycle de vie du brouillard ainsi que des tests de sensibilité à la population de CCN dans LIMA.



### 3.1 Présentation du cas d'étude

#### 3.1.1 Situation synoptique

La situation synoptique à l'échelle européenne pour cette nuit du 1 au 2 octobre 2015 est caractérisée par la présence d'une ceinture anticyclonique, englobant toutes les régions s'étendant de l'Irlande à l'Ukraine, responsable de pressions réduites au niveau de la mer entre 1025 et 1030 hPa (lettres « A » sur la Fig. 3.1). Du 01/10/2015 à 18 UTC jusqu'au 02/10/2015 à 12 UTC, la région du Shropshire en Angleterre se retrouve donc sous des pressions atmosphériques supérieures à 1025 hPa (isobare verte) pour la totalité de la durée de cette POI 12. Ces conditions anticycloniques apparaissent comme favorables à la formation du brouillard radiatif sur cette même zone, les conditions dépressionnaires plus dynamiques se retrouvant loin au niveau de l'Islande et du sud-ouest français.



**Figure 3.1** – Analyses synoptiques produites par Météo-France toutes les 6 heures, dans la nuit du 1 au 2 octobre 2015. Les « A » représentent les centres des anticyclones, les « D » ceux des dépressions. Les isobares sont en traits verts et indiquent la pression réduite au niveau de la mer. La région du Shropshire est repérée par l'étoile rouge au centre de chaque carte.

#### 3.1.2 Observations du brouillard sur les sites de mesure du Shropshire lors de la POI 12 de LANFEX

Le 01/10/2015 à 1616 UTC, le radiosondage montre que la couche-limite diurne s'étend sur une hauteur de 650 mètres au dessus du site de Jay Barns (courbes noires sur la Fig. 3.2), et les mesures de température montrent un profil thermique instable sur tous les sites de LANFEX avec une température à 2 m supérieure à celle observée aux niveaux supérieurs (Fig. 3.3). Avec la tombée du jour, la stratification stable se met en place à partir de 17 UTC et les sites des trois vallées étroites observent la mise en place de courants de drainage avec l'orientation du vent au nord-ouest (courbes vertes, bleues et jaunes sur la Fig. 3.4.b). Sur Skyborry et Pentre,

il est accompagné d'une diminution rapide de la température à 2 m ( $-7^{\circ}\text{C}$  entre 17 et 1830 UTC, courbes noires sur les Figs. 3.3.b et c). Ces ingrédients concordent avec les résultats de Vosper et al. [2014] trouvés sur la vallée de Whitcott lors de COLPEX : le fond des vallées étroites, abrité du flux de grande-échelle par le relief environnant, se refroidit plus rapidement en début de nuit. Sur le site de Jay Barns, le refroidissement est plus graduel au sein d'un flux de nord entre 2 et 3 m  $\text{s}^{-1}$  (courbes rouges sur les Figs. 3.4.b et c et 3.2.c et d), résultant probablement d'une canalisation du flux de NE dans l'axe nord-sud de la vallée, comme suggéré par les schémas conceptuels proposés par Whiteman and Doran [1993]. Sur le site de Springhill, situé au sommet d'une colline, le refroidissement nocturne est le moins marqué (Fig. 3.3.d) en raison de son exposition au flux de grande-échelle [Vosper et al., 2014].

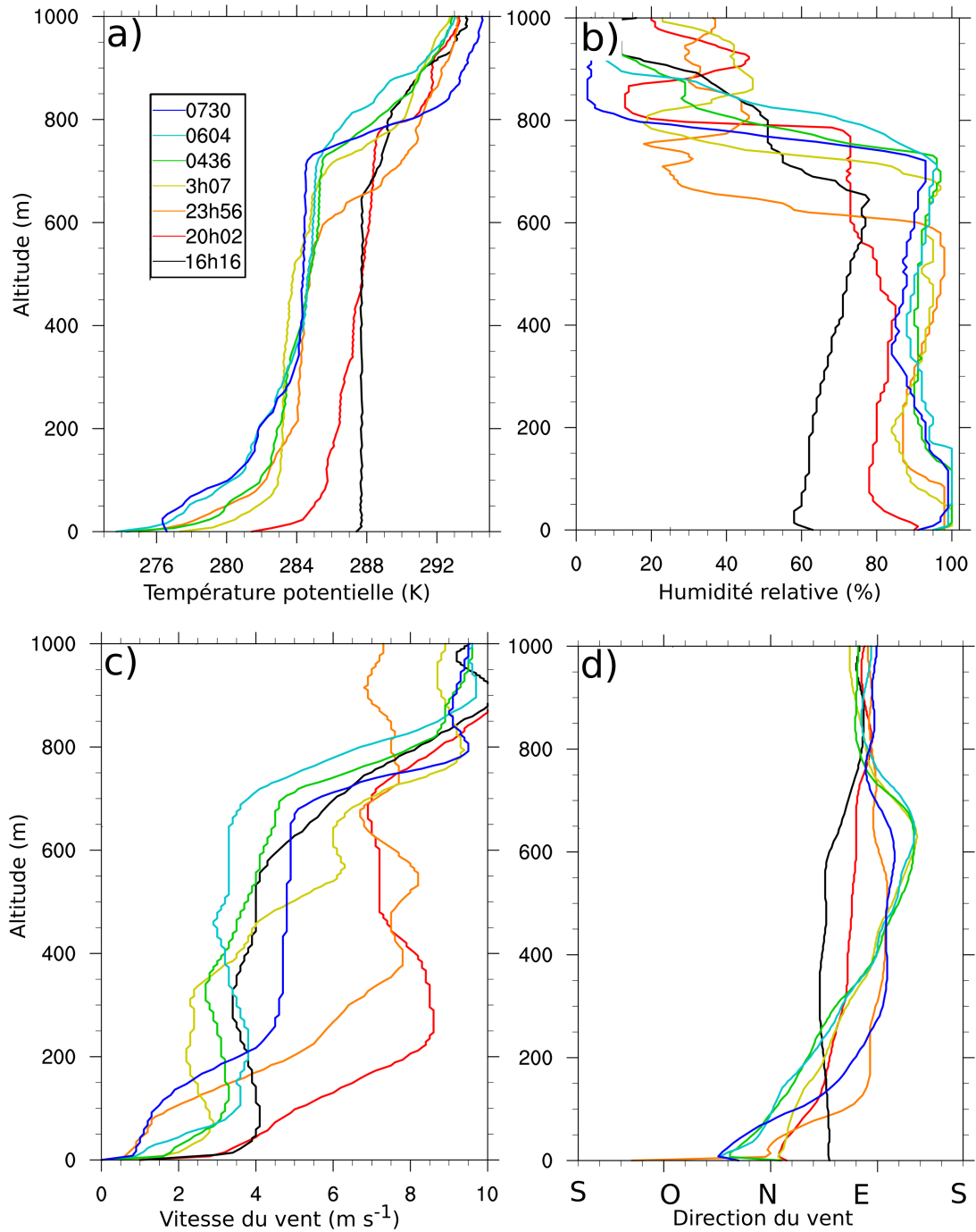
Le brouillard se forme sur les sites de Jay Barns et Skyborry à 2130 UTC et 22 UTC respectivement (Fig. 3.4.a). Celui-ci reste optiquement fin sans impact sur le flux  $\text{LW}\downarrow$  (Figs. 3.3.a et b). Une dissipation transitoire du brouillard a lieu sur le site de Jay Barns entre 2215 UTC et 2245 UTC, associé à une augmentation du vent à 10 m à plus de 1.5 m  $\text{s}^{-1}$  (Fig. 3.4.c), de direction NO (Fig. 3.4.b) et une augmentation de la température de  $1.5^{\circ}\text{C}$  entre 2 et 50 m (Fig. 3.3.a). Ceci suggère que la dynamique joue également un rôle sur les conditions de brouillard dans la vallée large. Aucun brouillard n'est observé au même moment sur les sites de Pentre et de Springhill, le premier étant soumis à des vitesses de vent non négligeables au sein du drainage (jusqu'à 2 m  $\text{s}^{-1}$  à 2330 UTC, Fig. 3.4.c), tandis que le refroidissement limité sur le deuxième site prévient la condensation.

La nuit de la POI 12 est marquée par le passage de stratocumulus de 00 UTC à 0230 UTC en sommet de couche limite stable, entre 400 et 600 m, et associé à un refroidissement de celle-ci (courbe orange sur la Fig 3.2.a). Ceci est caractéristique d'un processus advectif, avec l'orientation du flux à l'est entre 100 m et 600 m (Fig 3.2.d). La couverture nuageuse entraîne l'augmentation du flux  $\text{LW}\downarrow$  uniformément sur tous les sites, affaiblissant la stratification verticale (Fig. 3.3) et menant à la dissipation du brouillard sur Jay Barns et Skyborry (Fig. 3.4.a).

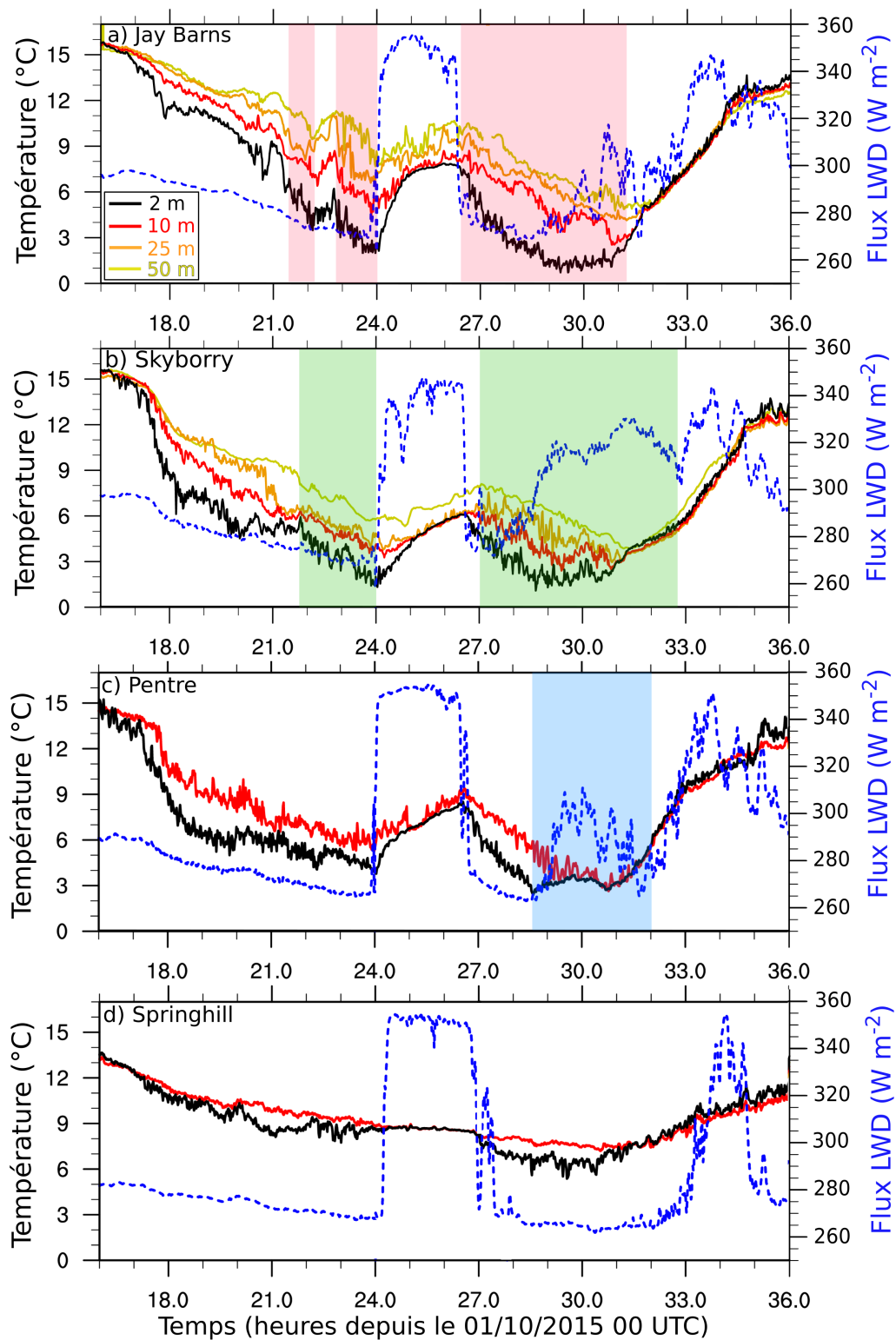
Après 0230 UTC, le retour des conditions de ciel clair permet la formation du brouillard à 0230 UTC sur Jay Barns, 03 UTC à Skyborry et 0430 UTC à Pentre, mais avec des caractéristiques radiatives et thermodynamiques contrastées entre les sites. Le site de Jay Barns montre le développement le plus lent avec une augmentation du flux  $\text{LW}\downarrow$  2 heures après que le brouillard s'est formé sur le site, et associé à une stratification thermique stable (Fig 3.3.a). A l'inverse, l'épaississement optique du brouillard est instantané sur le site de Pentre, associé à une diminution de la stratification stable (Fig 3.3.c), une augmentation de la vitesse du courant de drainage jusqu'à 2 m  $\text{s}^{-1}$  (Fig. 3.4.c) et de la turbulence (Fig. 3.4.d). Price et al. [2018] interprètent alors ce comportement comme étant la trace d'un brouillard s'étant développé non-loin du site et advecté sur celui-ci par le biais de processus non-locaux. Les ingrédients classiques à la formation du brouillard radiatif (vent et turbulence faibles, épaississement optique progressif) ne sont en effet pas observés sur ce site. A l'inverse, le site de Skyborry est également soumis à un régime

de drainage mais l'épaississement optique du brouillard se fait sur une période plus longue : l'augmentation du flux  $LW\downarrow$  et l'arrêt du refroidissement à 2 m interviennent respectivement 45 minutes et 1.5 h après sa formation. Sur tous les sites, ce second épisode de brouillard de la POI 12 prend fin à 09 UTC sous une nouvelle couverture nuageuse (flux  $LW\downarrow$  à  $350 \text{ W m}^{-2}$ , Fig. 3.3).

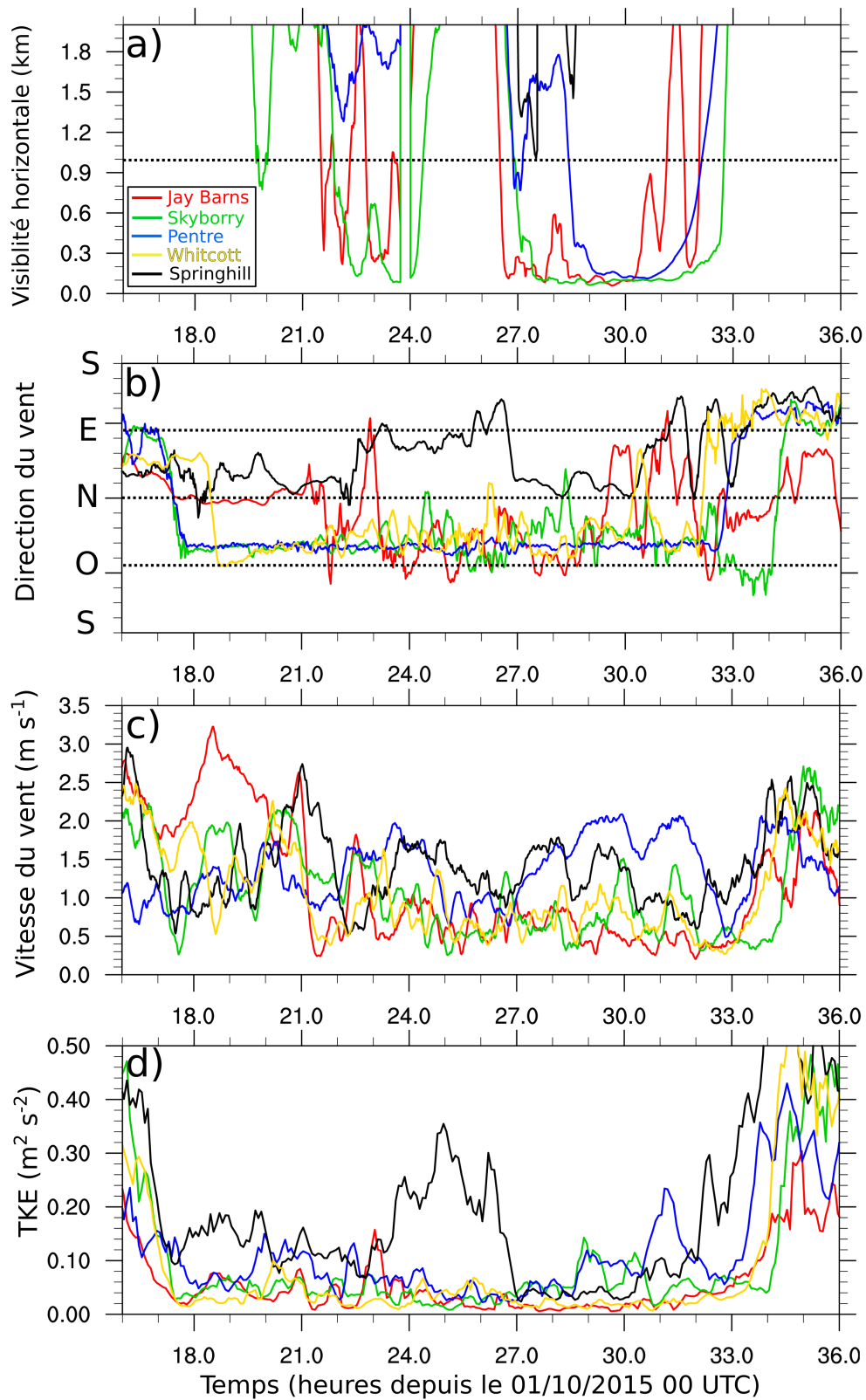
Ainsi, les observations recueillies lors de la POI 12 montrent un cas de brouillard qui correspond aux objectifs de LANFEX : comprendre pourquoi, au sein d'une même masse d'air, les conditions de brouillard peuvent être différentes entre des vallées pourtant proches. Ainsi, la suite de ce chapitre présente l'étude numérique effectuée à l'aide de Méso-NH sur ce même cas afin de comprendre quels processus entrent en jeu sur le cycle de vie du brouillard en terrain complexe.



**Figure 3.2** – Observations obtenues par les lancers de radiosondages à différents instants depuis le site de Jay Barns. (a) température potentielle (K), (b) humidité relative (%), (c) vitesse du vent ( $\text{m s}^{-1}$ ) et (d) direction du vent.



**Figure 3.3** – Séries temporelles observées de température à différentes hauteurs de mâts (traits pleins, échelle de gauche en  $^{\circ}\text{C}$ ) et de flux  $\text{LW}\downarrow$  en surface (pointillés bleus, échelle de droite en  $\text{W m}^{-2}$ ) sur les sites de (a) Jay Barns, (b) Skyborry, (c) Pentre et (d) Springhill pour cette POI 12. Les mesures de ces paramètres n’ont pas fonctionné pour Whitcott. Les plages de couleur indiquent la présence de brouillard sur chaque site (visibilité inférieure à 1 km pendant au moins 30 minutes).



**Figure 3.4** – Moyennes glissantes sur 30 minutes des séries temporelles observées sur les sites principaux lors de la POI 12. (a) visibilité horizontale à 1.2 mètres (km), (b) direction du vent à 10 mètres, (c) vitesse du vent à 10 mètres ( $\text{m s}^{-1}$ ) et (d) énergie cinétique turbulente ( $\text{m}^2 \text{s}^{-2}$ ).

## 3.2 Article : Impact des processus locaux et non-locaux en terrain complexe sur la formation du brouillard

### 3.2.1 Résumé

Pour étudier le cas de brouillard de la POI 12 de LANFEX et comprendre les processus en jeu dans sa formation pour des vallées de différentes géométries, le modèle Mésos-NH a été utilisé en configuration de cas réel : ses conditions initiales atmosphériques et de surface, ainsi que ses conditions de couplages horaires, sont données par les analyses du modèle opérationnel AROME. Afin de pouvoir résoudre correctement les processus de fine échelle liés au brouillard et aux circulations en terrain complexe, une méthode de « nesting » depuis la résolution kilométrique d'AROME a été nécessaire. Au modèle père à 500 mètres de résolution, ayant démarré le 01/10/2015 à 12 UTC, un modèle fils à 100 mètres de résolution horizontale est ainsi imbriqué à 18 UTC couvrant l'intégralité des vallées instrumentées pour LANFEX (Fig. 1 de l'article). Cela correspond à l'approche « haute résolution » présentée par Cuxart [2015]. Sur la verticale, 148 niveaux sont utilisés avec une résolution métrique proche de la surface jusqu'à 70 mètres. Au delà, la résolution verticale est progressivement dégradée pour atteindre 50 mètres à 1430 m, correspondant au sommet du modèle. La simulation de référence utilise le schéma microphysique à 2 moments LIMA.

Le modèle fils est capable de reproduire la dynamique nocturne interne aux vallées (Fig. 3.d). Il simule des conditions de brouillard différentes entre les sites, en terme de contenu en eau et d'épaisseur optique, en accord avec les observations. Des erreurs sur les conditions initiales et de couplage, conduisant à une humidité relative trop élevée dans la couche limite et un passage nuageux retardé en milieu de nuit, entraînent un contenu en eau trop important des brouillards (Fig. 2), comme déjà montré avec les simulations Mésos-NH utilisant ICE3 dans l'étude de Price et al. [2018]. Néanmoins, ces erreurs ont été jugées acceptables au vu de la bonne simulation des conditions thermodynamiques dans les vallées et des différences entre les sites sur les conditions de brouillard simulées. L'accent se focalise sur trois sites : Jay Barns, dans la vallée la plus large, Pentre, dans celle la plus étroite et Skyborry, une vallée plutôt intermédiaire, pour deux événements de formation du brouillard (avant et après le passage des stratocumulus).

Afin de comprendre les processus menant à de telles différences, une analyse par bilans d'eau nuageuse et de température a été effectuée en vue d'évaluer les contributions locales et non-locales agissant pendant la formation du brouillard. Il apparaît que la formation du brouillard à Jay Barns est essentiellement locale, entraînant un brouillard épais pour le premier épisode (Fig. 5.d). Sur le site de Pentre, le brouillard est plutôt de nature advective mais s'évaporant sur le site, il reste très fin (Fig. 5.e). Cette contribution de l'advection avait été identifiée dans les observations de Price et al. [2018] comme souligné précédemment. Enfin, le site de Skyborry subissait des conditions intermédiaires avec une formation locale du brouillard freinée par les effets non-locaux au sein du drainage (Fig. 5.f).

Pour le second épisode, les processus en jeu sont différents. Sur Skyborry, les processus non-locaux s’opposent moins à la formation locale et le brouillard y est alors plus épais que lors du premier épisode (Fig. 6.f). Sur Jay Barns, au contraire, la formation locale est freinée du fait d’une advection chaude généralisée sous une configuration dynamique différente du premier épisode : le flux de NO de la vallée tributaire de Whitcott traverse à présent la vallée de Jay Barns de part en part. Mais la contribution non-locale est un peu plus importante que lors du premier épisode (Fig. 6.d). Même si le brouillard sur ce site présente des épaisseurs optiques similaires entre les deux événements, les processus en jeu sont différents et dépendent de la configuration dynamique associée aux circulations à fine échelle. Pour Pentre, l’origine non-locale est confirmée mais l’évaporation moins importante : le brouillard se développe davantage que lors du premier événement sur le site (Fig. 6.e).

Afin d’évaluer de manière plus générale l’importance relative des processus locaux et non-locaux sur l’intégralité des vallées, une approche originale et s’appliquant sur un ensemble de points utilisant les fonctions de densité de probabilité a été proposée. Il s’avère que, dans la vallée large, les processus non-locaux de formation d’eau nuageuse montrent une grande variabilité du fait de la contribution de différentes circulations provenant des nombreuses ouvertures, mais le caractère prédominant reste une contribution locale participant à la formation d’un brouillard épais (Figs. 7 et 11.a). Dans les vallées étroites, l’effet non local est plus marqué : en s’opposant partiellement à la création locale d’eau nuageuse, le brouillard dans ces vallées se développe moins rapidement (Figs. 9, 10, 11.b, 11.c et 11.d). Le comportement advectif sur le site de Pentre résulte de la configuration topographique spécifique autour du site qui permet une accélération du drainage et un transport du brouillard depuis une zone relativement plus large en amont, tout en favorisant l’affaissement du drainage et la subsidence d’air chaud, en accord avec les résultats de Zängl [2004]. Cette advection chaude favorise alors l’évaporation du brouillard sur Pentre. Quant à la zone amont, avec sa configuration en quasi-bassin, elle est moins soumise à la destruction non-locale et le brouillard s’y développe davantage qu’en aval (Fig. 13.a). Ceci rejoint l’étude d’Arduini et al. [2017] qui ont montré qu’une telle configuration favorisait des plages froides plus importantes, et celle de Chachere and Pu [2016] montrant que l’occurrence des plages froides était fortement corrélée à celle des brouillards.

Enfin, des tests microphysiques préliminaires ont été réalisés en utilisant la microphysique à 1 moment ICE3, en faisant varier le nombre de gouttelettes fixe, mais également une simulation LIMA où l’impact radiatif du nombre de gouttelettes pronostique a été désactivé. Ces tests ont montré que l’effet radiatif du nombre de gouttelettes avait davantage d’impact sur le cycle de vie du brouillard que l’effet du nombre de gouttelettes sur la sédimentation (Figs. 14 et 15). Enfin, diminuer la concentration de gouttelettes d’un facteur 6 avec un schéma à 1 moments n’est pas suivi du même impact selon les sites. Cet impact peut être positif ou négatif, justifiant l’utilisation d’un schéma à 2 moments.

### 3.2.2 Article





# Fog in heterogeneous environments : The relative importance of local and non-local processes on radiative-advective fog formation

L. Ducongé<sup>a\*</sup>, C. Lac<sup>a</sup>, B. Vié<sup>a</sup>, T. Bergot<sup>a</sup> and J. D. Price<sup>b</sup>

<sup>a</sup>CNRM-GAME, UMR3589, Météo-France, 42 avenue Gaspard Coriolis, 31057 Toulouse cedex 1, France

<sup>b</sup>Met Office Research Unit, Cardington Airfield, MK42 0SY, United-Kingdom

\*Correspondence to: Météo-France, CNRM UMR 3589, Météo-France/CNRS, 42 avenue Gaspard Coriolis, Toulouse, France.

E-mail: leo.duconge@meteo.fr

A 100 m resolution simulation of radiation fog observed during the Local And Non-local Fog EXperiment (LANFEX) was performed over the Shropshire hills in order to understand the impact of local circulation on valley fog formation. The model correctly resolves all valleys and their different geometries, their associated dynamical features, and the different fog conditions between the measurement sites. A stratocumulus passage during the night leads to fog dissipation and gives the opportunity to study two fog formation stages. In narrow valleys, fog forms at the valley floor and non-local processes within drainage flows act to dissipate it. This equilibrium determines the fog optical thickness, varying within and between valleys. Wider basins are more subject to dense fog conditions, due to local formation, than narrower valleys where advecting fog events are locally observed through basins overflowing. The largest and most open valley of Jay Barns is impacted by numerous circulations from tributary narrower valleys, and their complex interactions impact the fog formation differently from an event to another. The impact of cloud microphysics on the simulated fog is studied comparing simulations with 1-moment and 2-moment schemes. The use of a 2-moment scheme brings improvements to the simulated fog development if the effective radius of cloud droplets is computed using their prognostic number concentration, revealing that the importance of radiative processes on fog evolution is greater than that from gravitational settling processes.

*Key Words:* radiation fog; complex terrain; drainage flow; high-resolution modelling

*Received . . .*

## 1. Introduction

Fog is defined by the World Meteorological Organization as a weather phenomenon where droplets in suspension cause a reduction in horizontal visibility to less than 1 km. Fog is a high-impact weather phenomenon, particularly for transport activity sector, human security and health. Even if the main ingredients for radiative fog formation are well known, such as clear sky, calm winds and high relative humidity, there are complex interactions between microphysical, dynamical, turbulent, surface and radiative processes, at meso- to local scale, which make fog forecast a challenge for Numerical Weather Prediction models. Effort is made from the meteorological community since many years to understand fog processes and correctly forecast fog events.

Numerical studies using 1D configuration showed the importance of radiative cooling, turbulent mixing, gravitational settling of droplets, surface processes and advection through forcing terms for fog formation and its life cycle (Brown and Roach 1976; Musson-Genon 1987; Duynkerke 1991; Bergot and Guedalia 1994). But the strong assumption of horizontal homogeneity strongly impacts the external forcing computation (Gultepe *et al.* 2007) through a poor

representation of horizontal heterogeneities. Recent 3D simulations at metric resolutions (called LES: Large-Eddy Simulation) using ideal-case configurations showed that buildings and trees introduce variability on fog formation time (Bergot *et al.* 2015; Mazoyer *et al.* 2017). In this way, fog modelling using a real and complex topography still remains challenging.

Cold pools appear to bring a favorable environment for fog formation since they are associated with patches of cold air (Gustavsson *et al.* 1998). The mechanisms by which they form are not well understood. The in-situ surface radiative cooling is often cited in areas sheltered by surrounding topography, preventing the near-surface turbulent mixing with warm air aloft (Thompson 1986; Vosper and Brown 2008). Drainage flows are sometimes pointed as sources of cold pools by transport of cold air to lowest places (Bodine *et al.* 2009). They occur when the valley cold air mass leads to a horizontal pressure gradient which drives the flow in the down-valley direction (Whiteman and Doran 1993). Drainage flows are impacted by valley width: lateral contractions are favourable to flow acceleration and enhance turbulent mixing (Zängl 2004). This is mainly true for narrower valleys which are subject to thermally driven circulations while larger valleys are more influenced by large-scale winds (Duine *et al.*

2017). In this way, large-scale winds and pressure gradient can interact differently with valley winds (Whiteman and Doran 1993; Banta *et al.* 2004). But it is not clear if the transport of cold-air down the valley is followed by a cooling across the valley floor. Drainage flows are intermittent by nature (Whiteman and Zhong 2008) and could be destructive to cold pool organization (Zängl 2005), with an increase of near-surface turbulent mixing associated with both regions of advective warming and cooling across the valley floor (Vosper *et al.* 2014).

Because of the sheltering mechanism and associated weak dynamics, the lowest isolated places, such as basins, appear to be more favourable to fog formation than broader and open valleys (Hodges and Pu 2016). However, fog over complex terrain shows an important day-to-day variation and cold pools are not systematically foggy (Müller *et al.* 2010). Drainage flows affect fog depending on the sign of heat and moisture advection (Pilié *et al.* 1975; Fitzjarrald and Lala 1989) and determine the location and timing of its formation (Golding 1993; Choi and Speer 2006). They can blow above fog layers, changing the strength of the thermal inversion, the entrainment velocity across the fog top and turbulent conditions (Cuxart and Jiménez 2012), and even control the fog thickness through complex interactions with cold pools and the ambient flow (Hang *et al.* 2016). Taking into account advective forcing from local circulations improves LES results in an idealized configuration (Porson *et al.* 2011). But such circulations often have dimensions greater than one kilometer, which is the domain size classically used in fog LES. Simulations at metric resolution over domains of a few tens of kilometers are presently difficult to achieve, due to their high computational cost. To study the dynamic processes generated by heterogeneity in the topography impacting the fog life cycle, a good compromise is to use Large-Eddy Permitting (LEP) simulations of about one hundred meters of resolution over these domains, since topographical features and the resulting dynamics are sufficiently resolved (Vosper *et al.* 2013, 2014).

The present study investigates the complexity of advective effects linked to these local circulations and their impact on fog formation. It will be based on the LANFEX (Local And Non-local Fog EXperiment, Price *et al.* (2018)) campaign, which was designed to improve our understanding of radiation fog formation. A major preliminary result from LANFEX is that wider and more open valleys are often foggier than narrower valleys even though nocturnal cooling is more rapid in the latter. In the same way, advecting fog events seem to be more common in the narrowest valleys. Generally, a high variability on fog conditions between the different valleys was observed.

In addition to dynamical processes occurring over complex terrain, the fog life cycle could be very dependent on its microphysical characteristics, as concluded by Müller *et al.* (2010). A correct representation of the different microphysical fields by numerical models is challenging. The main production of fog droplets is located where the cooling is maximum and sustains supersaturation. This cooling is firstly driven by radiative fluxes divergence at the surface and supports the formation of the first droplets. Once the fog layer is sufficiently dense, it becomes opaque to longwave radiation and the strongest radiative cooling moves to the fog top. The fog layer becomes nearly moist adiabatic, with the development of top-bottom weak convection (Roach *et al.* 1976; Duynkerke 1999; Bergot *et al.* 2007; Price 2011). These adiabatic fogs are generally more persistent than optically thin fogs associated with thermally

stable conditions. Radiative properties of fog layers are closely related to droplets size and concentration and their interactions with radiation (Bott *et al.* 1990). A 2-moment microphysical scheme can represent droplet concentration explicitly in numerical models. This number is linked to characteristics of cloud condensation nuclei on which droplets form (Bott 1991). Stolaki *et al.* (2015) and Maalick *et al.* (2016) showed, in 1D or 2D configurations, that an increase in CCN concentration have a positive feedback on the fog deepening and its lifetime due to reduced gravitational settling and additional radiative cooling at its top. More precisely, the accumulation mode of aerosols seems to act as the main mode for fog droplet formation (Boutle *et al.* 2018). Also the relative importance of reduced sedimentation against increased radiative cooling in the increase of the fog depth is not well established. Our study uses a prognostic representation of a realistic aerosol population with a 2-moment microphysical scheme over a real hilly terrain in a 3D large-eddy permitting configuration, in order to better characterize the main local and non-local processes leading to fog formation. The differences between 1-moment and 2-moment microphysical schemes are also addressed.

The main goal of this study is to answer the following questions:

- What role do local circulations play on fog formation over an hilly terrain, and what is the relative importance of local and non-local contributions?
- What are the main contributions of a 2-moment microphysical scheme on the radiative fog development?

After a description of the observational and numerical setup in section 2, the simulation is validated by comparison to observations from different valleys in section 3. A numerical analysis based on cloud water content and potential temperature budgets is then conducted in section 4, to characterize the elements leading to fog formation over the different valleys. Sensitivity tests are then applied in section 5 in order to evaluate the impact of the microphysical parameterizations and fog droplet number concentration over the fog life cycle, before conclusions and perspectives presented in section 6.

## 2. Observations and numerical model

### 2.1. The LANFEX field experiment

The LANFEX experiment, described in detail in Price *et al.* (2018), was designed to study the impacts of local circulations on fog over the Shropshire region, in western England, a region characterized by small hills and a complex valley network. It was an extension from the COLPEX experiment (Price *et al.* 2011) which was conducted to study nocturnal dynamics in dry cases over the same area. The main objective of LANFEX was to better understand why some air masses can thrive fog or not, or thrive different fog characteristics, according to the valley configuration. For this purpose, several valleys with different topographical characteristics were widely instrumented, giving an unprecedented 3-dimensional observational approach of fog heterogeneities over complex terrain.

Several observation sites were set-up throughout the Shropshire hills (Fig. 1): five main sites and eight secondary sites to capture the local meteorological conditions corresponding to different terrain geometries. The first valley, containing the Jay Barns main site, is 10 km wide and open

to its north-east and south-east sides, with connections in the north-west and west with smaller valleys. The other main sites are: Whitcott-Keysett (valley oriented west-southeast, 1- to 3-km wide valley), Skyborry (valley oriented northwest-southeast, 1-1.5-km wide valley) and Pentre, in the narrowest valley (oriented northwest-southeast, a few hundred meters wide). Skyborry valley has a relatively constant width along its axis, but for Pentre and Whitcott-Keysett valleys, the width is more variable with both basins and narrower regions present. The last main site, Springhill, is situated at the top of a hill of 400 m AMSL (Above Mean Sea Level) height, mainly to measure large-scale conditions and to detect whether fog reaches the hilltop.

Main sites (black stars in Fig. 1.b) were instrumented with towers measuring wind, temperature, relative humidity and turbulent fluxes at different heights : 2 m, 10 m, 25 m and 50 m at Jay Barns and Skyborry, 2 m and 16 m at Pentre and Whitcott-Keysett, 2 m and 10 m at Springhill, in addition to surface energy balance, soil characteristics, 2 m horizontal visibility and cloud base height. A set of dewmeters (Price and Clark 2014) were deployed over each main site to estimate the total amount of water deposited on the ground, resulting from either droplet turbulent deposition, gravitational settling or dew formation. The smaller secondary sites measured temperature, pressure, relative humidity at 1.2 m, wind speed and direction at 2.5 m above the ground. All available observations are listed in tables 1 and 2 of Price *et al.* (2018).

In this study, we focus on the Intense Observation Period (IOP) 12 of LANFEX, during the night of 1<sup>st</sup>-2<sup>nd</sup> October 2015, as the fog showed strong horizontal heterogeneities. In addition to measurements described above, radiosondes were launched at different times (1616 UTC, 2002 UTC and 2356 UTC on the 1<sup>st</sup> of October, 0307 UTC, 0436 UTC, 0604 UTC and 0730 UTC on the 2<sup>nd</sup> of October) from the Jay Barns site. An aerosol spectrometer (0.25-10 microns) gave indications on the aerosol population over the same site during this night, such as mean diameter and concentration. Other than aerosols concentration, there were no microphysical measurements for this IOP.

## 2.2. Numerical set-up

To simulate this fog case, we use the non-hydrostatic anelastic research model Meso-NH (Lac *et al.* 2018) at 100 m resolution. A downscaling method is applied from the Meteo-France operational model AROME (Seity *et al.* 2011; Brousseau *et al.* 2016) analysis at 1.3 km resolution, used for initial and hourly coupling conditions at boundaries of a 500 m horizontal resolution model, over a domain size of 250 x 250 grid points. The 100 m horizontal resolution model, over 270 x 225 grid points, is nested inside in a two-way interactive mode (Fig. 1). A nudging to large-scale fields from analysis is imposed above 500 m height above ground (vertical coordinate following the topography) through an absorbing layer where the prognostic variables are relaxed towards the large-scale (LS) fields, since LS conditions, such as the passage of a stratocumulus cloud, are a determinant factor in the fog studied case.

Both nested models have 148 vertical levels, with a 1 m vertical grid size for the first 70 m essential for fog and complex terrain dynamics modelling (Tardif 2007; Philip *et al.* 2016; Vosper *et al.* 2013). The resolution is stretched above this level up to a vertical grid size of 50 m at 1430 m, which is the model top. The orography data come from SRTM (Farr *et al.* 2007), at 90 m for the 500 m model, 30 m for the 100 m model.

The atmospheric model is coupled with the Interaction between Soil Biosphere and Atmosphere (ISBA) surface scheme (Noilhan and Planton 1989) through the EXternalized SURface (SURFEX) model (Masson *et al.* 2013). Surface cover data are provided by the Corine Land Cover program (Büttner and Eiselt 2013) at 100 m horizontal resolution.

Meso-NH uses a turbulent scheme with a prognostic TKE (Cuxart *et al.* 2000), in a 1D mode with the Bougeault and Lacarrere (1989) mixing length at 500 m resolution, and in a 3D mode with the Deardorff (1980) mixing length at 100 m.

To take into account the dynamical impact of forested areas over Shropshire hills, a drag approach, developed in Aumond *et al.* (2013), is used instead of a traditional roughness length, as the first vertical level is located below the height of the trees (15 m considered). The drag force acts as an additional sink term in the momentum and TKE equations and has already been used in fog simulations (Mazoyer *et al.* 2017).

The microphysical scheme is the 2-moment Liquid Ice Multiple Aerosol (LIMA) scheme (Vié *et al.* 2016) considering prognostic droplet and drop concentrations and a multimodal aerosol population, with a detailed treatment of aerosol-cloud interactions. Each CCN mode is defined by its chemical composition and nucleation properties. The main processes acting on each CCN mode are included, such as resolved and turbulent transport, below-cloud scavenging by rain and replenishment by cloud droplet evaporation. The CCN activation rate is computed with a diagnostic of maximum supersaturation (S) which depends on vertical velocity, radiative cooling and available CCNs. For the simulation considered here, an homogeneous initialization with sulfate aerosol concentration of 600 cm<sup>-3</sup> was used, with a size distribution centered around the mean diameter of 0.25  $\mu\text{m}$ . This aerosol distribution has been chosen according to aerosol spectrometer measurements at Jay Barns, which count the number of aerosols per size class for sizes higher than 0.25  $\mu\text{m}$ , corresponding to a total aerosol concentration of 300 cm<sup>-3</sup> above 0.25  $\mu\text{m}$ . The observed distribution was extrapolated under this minimum measured diameter considering a lognormal distribution leading to a doubling of the measured concentration. No observation about aerosol species was available.

In addition to droplet sedimentation, parametrized by Stokes law, fog deposition is also included to represent direct capture of droplets by the plant canopies, in a simplistic way as it acts as an additional sedimentation velocity of 2 cm s<sup>-1</sup> at the first level for grass and 15 m height for trees (Mazoyer *et al.* 2017).

The two nested models do not use a subgrid condensation scheme since it isn't yet implemented in the LIMA microphysical scheme.

The advection scheme for momentum variables is a centered scheme of 4<sup>th</sup> order in space, and a Runge-Kutta time-splitting of 4<sup>th</sup> order in time. For the scalar variables, the advection scheme is PPM (Piecewise Parabolic Method) from Colella and Woodward (1984).

The ECMWF radiation code is used to compute the radiative transfer, with the Rapid Radiation Transfer Model (RRTM, Mlawer *et al.* (1997)) for longwave radiation and Morcrette (1991) for shortwave radiation. Cloud optical properties for longwave and shortwave radiation take into account the explicit cloud droplet concentration, according to Savijärvi *et al.* (1997).

For the case study, the 500 m model run starts at 12 UTC on 2015/10/01, initialized from the AROME analysis, and

307 the nested 100 m model run starts at 18 UTC. Both models  
 308 run interactively until 2015/10/02 at 12 UTC. In Price *et al.*  
 309 (2018), results of a Meso-NH simulation during IOP 12 have  
 310 already been presented and compared with The Met Office  
 311 Unified Model results in the same configuration, except that  
 312 it used a 1-moment microphysics and a subgrid cloud scheme.

### 313 3. Observations and reference simulation of IOP 314 12

#### 315 3.1. Description of the observed case

316 One of the characteristics of IOP 12 is a stratocumulus  
 317 passage between 00 and 03 UTC over the whole domain  
 318 (Fig. 2, left column) which leads to fog dissipation at  
 319 Jay Barns, Skyborry and Whitcott-Keysett, and gives the  
 320 opportunity to study two incidents of fog formation for each  
 321 site, as fog was seen to re-form at same sites after the cloudy  
 322 interlude.

323 No fog is observed over the Pentre site before the cloudy  
 324 interlude but the observed horizontal visibility at 1.5 m is  
 325 reduced up to 1.5 km between 2145 and 00 UTC, while  
 326 fog forms at 2130 UTC and 22 UTC at the Jay Barns and  
 327 Skyborry sites respectively (Fig. 3.a in dashed lines). The  
 328 fog is confirmed by visibility at 1.5 m less than 1 km but is  
 329 thin with values of downward longwave (LWD) fluxes almost  
 330 similar to clear-sky values (Fig. 3.b), and its formation  
 331 is also intermittent at Jay Barns with an oscillation in  
 332 the visibility. This formation occurs at similar near-surface  
 333 temperature at both sites (Fig. 3.c), but in the presence of  
 334 different dynamical features: the 10 m wind speed remains  
 335 generally lower than  $0.5 \text{ m s}^{-1}$  with varying direction at  
 336 Jay Barns, while a northwesterly drainage flow was formed  
 337 over Skyborry with wind speed around  $1 \text{ m s}^{-1}$  (Fig. 3.d,e).  
 338 The flow pattern observed at Pentre is similar to the one  
 339 of Skyborry. For both sites, the formation of drainage flow  
 340 is accompanied by a sudden near-surface cooling of up  
 341 to  $7^\circ\text{C}$  in one hour followed by a smoother decrease and  
 342 could be associated with a microfront type structure as  
 343 described in Mahrt *et al.* (2010). At Jay Barns, the near-  
 344 surface temperature decreases more gradually. A transient  
 345 dissipation of the fog occurs at Jay Barns between 2230  
 346 UTC and 23 UTC, associated with a near-surface warming of  
 347  $2^\circ\text{C}$  and an intrusion of a northwesterly flow up to  $2 \text{ m s}^{-1}$ .

348 The stratocumulus passage is almost the same for all  
 349 the sites with a sharp LWD fluxes increase and an  
 350 increase of visibility, creating more homogeneous near-  
 351 surface meteorological conditions.

352 After 03 UTC, conditions are again favourable for fog  
 353 formation, but each site responds differently. The LWD  
 354 flux does not increase at the same rate between Jay Barns  
 355 and Pentre once fog appears. LWD flux increasing starts  
 356 2.5 hours after fog formation at Jay Barns. It is almost  
 357 instantaneous at Pentre when visibility decreases below 1 km  
 358 at 04 UTC, and is associated with weakening or dissipation of  
 359 the thermal stratification (not shown), and a small increase  
 360 in drainage speed from  $1.5$  to  $2 \text{ m s}^{-1}$ . As explained in Price  
 361 *et al.* (2018), it could be the signature of a well-developed fog  
 362 that had formed elsewhere in the valley and advected over  
 363 the site by local circulations. In contrast, fog at Jay Barns  
 364 and Skyborry forms in a thermally stable and less dynamic  
 365 environment. Only Springhill remains clear of fog throughout  
 366 the night, while Whitcott and Skyborry fog conditions are  
 367 almost similar.

368 To summarize, the 3-dimensional observational approach  
 369 of fog during IOP 12 of LANFEX shows differences  
 370 between sites in terms of fog formation and thermodynamic

371 conditions. Over Jay Barns and Skyborry, fog forms first  
 372 in a calm environment and remains thermally stable and  
 373 optically thin, while Pentre remains clear but with a  
 374 reduction of visibility up to 1.5 km. After the cloudy  
 375 interlude, fog forms over all sites except Springhill, but  
 376 at different rates. For the Pentre site, the fast increase  
 377 in the LWD flux, the higher wind speed and the vertical  
 378 temperature profile suggest that the fog could have been  
 379 advected from elsewhere.

380  
 381 For this IOP, fog formation appears very site-dependent.  
 382 A numerical study of this case will now be presented in order  
 383 to identify the contributions of local vs. non-local effects and  
 384 explain the differences between the sites.

#### 385 3.2. Validation of the reference simulation of IOP 12

386 The set-up chosen for the reference simulation (hereafter  
 387 denoted REF) was detailed in section 2.2. The simulated  
 388 1.5 m horizontal visibility is here calculated according to  
 389 the Koschmieder (1925) equation, linking the visibility to an  
 390 extinction coefficient function of the droplet size distribution,  
 391 through the Mie theory applied to spherical particles (Bohren  
 392 and Huffman 1983). The main differences between REF and  
 393 observations are an overestimation of relative humidity in  
 394 the afternoon (75 % instead of 60 % observed at 16 UTC, as  
 395 shown in Fig. 9 from Price *et al.* (2018)) and a 1.5 h delay  
 396 on the stratocumulus arrival also present in LS fields. Both  
 397 errors lead to an excess of simulated fog water content and  
 398 a too large vertical extension of the fog layer up to 02  
 399 UTC over all sites except Springhill (Fig. 2), leading to an  
 400 underestimation of the visibility (Fig. 3.a), and also a thin  
 401 fog formation at Pentre where no fog was observed at this  
 402 time but only a reduction of visibility up to 1.5 km. Despite  
 403 a simulated visibility decrease occurring between 2130 and 22  
 404 UTC at the three sites, the thickening of the fog is simulated  
 405 at different rates.

406 The first fog formation is correctly reproduced at Skyborry  
 407 at 22 UTC, while it is delayed by about 30 min at  
 408 Jay Barns. This delayed formation is associated with the  
 409 stronger simulated northerly flow before, leading to warmer  
 410 near-surface temperature than observed, but the visibility  
 411 lowering is consistent with the reduction of wind speed  
 412 (Fig. 3.c, Fig. 3.d and Fig. 3.e). At Jay Barns, fog formed  
 413 within a steady south-easterly flow of about  $1 \text{ m s}^{-1}$  which  
 414 lasted until 00 UTC. In contrast to the observations, there  
 415 are no intrusion of northerly flow once fog forms in the model,  
 416 and no increase in 1.5 m visibility above 1 km. The influence  
 417 of such flow on fog formation at Jay Barns will be discussed  
 418 later.

419 The direction and speed during the drainage flow onset,  
 420 and the associated drop in near-surface temperature, are  
 421 fairly well represented over the narrow valley sites (Fig. 3.c,  
 422 Fig. 3.d and Fig. 3.e). The stratocumulus delay caused the  
 423 drainage to strenghten at Pentre, through prolonged surface  
 424 radiative cooling on the sloping surfaces.

425 According to the stratocumulus delay, the second fog  
 426 formation is fairly well simulated over Pentre and Skyborry  
 427 sites in terms of LWD fluxes and thermodynamical fields.  
 428 The model captures fairly well the dynamical characteristics  
 429 at Jay Barns but fog remains optically too thick compared  
 430 to observations, leading to an overestimation of near-  
 431 surface temperature after cloud covering. Following the  
 432 overestimation of fog water content before the cloudy  
 433 interlude, the lower layers remain colder and wetter than  
 434 observed under cloud cover (not presented here), enhancing  
 435 the fog thickening for the second event.

436 Nevertheless, a fairly good agreement with observations  
 437 was identified in terms of thermodynamic conditions over  
 438 each site accompanying the different fog formations, in  
 439 addition to the different thickening rates simulated between  
 440 the sites once visibility decreases below 1 km, and this  
 441 simulation will be used in the next section to explore the  
 442 processes driving the fog events at the different sites.

#### 443 4. Impact of local circulations on fog formation

444 The simulated Liquid Water Path (LWP) is presented in  
 445 Fig. 4 for the first fog event. Valleys appear foggy and the  
 446 thickest fog is produced in the Jay Barns valley with LWP  
 447 values up to  $50 \text{ g m}^{-2}$ , while they are less than  $1 \text{ g m}^{-2}$  at  
 448 Pentre. Heterogeneities on fog thickness also exist within the  
 449 valleys. This justifies conducting the analysis over the whole  
 450 valley system and not just at the instrumented sites. The  
 451 analysis is based on heat and cloud water budgets in order  
 452 to separate local and non-local contributions to fog formation  
 453 and its optical thickening. We will mainly focus on the Jay  
 454 Barns, Skyborry and Pentre valleys as Whitcott presents  
 455 strong similarities with Skyborry in the configuration of the  
 456 valley.

##### 457 4.1. Fog in the large open valley of Jay Barns

458 Vertical profiles of tendencies at the Jay Barns site for  
 459 both events at formation time are presented in Fig. 5.a  
 460 and Fig. 5.d for potential temperature and cloud water  
 461 respectively during the first event, and Fig. 6.a and Fig. 6.d  
 462 for the same parameters during the second event. The south-  
 463 easterly flow previously identified over Jay Barns during the  
 464 first formation site has the characteristics of a Low-Level Jet  
 465 (noted LLJ) which blows below 35 m height and results in  
 466 a cold advection up to  $-2 \text{ K h}^{-1}$  over the site. Consequently,  
 467 fog droplets are mainly produced through the condensation  
 468 process and there is also a small positive contribution from  
 469 advective processes within the LLJ, leading to an important  
 470 cloud water total tendency up to  $0.4 \text{ g kg}^{-1} \text{ h}^{-1}$ . Both  
 471 processes are favorable to a fast optical thickening over this  
 472 site. The two sink terms limiting cloud water production  
 473 in the fog layer are turbulent diffusion below 30 m and  
 474 deposition of fog droplets onto the surface, brought near  
 475 the surface by both sedimentation and turbulent processes.  
 476 The fog layer spreads upwards, associated with a vertical  
 477 advection of the cold foggy airmass between 30 and 50  
 478 m height, where it reaches the north-westerly ambient flow.  
 479 Evaporation due to entrainment limits the vertical extension  
 480 of the fog layer which remains constrained within the  
 481 southeasterly LLJ. Northwesterly winds above 35 m mainly  
 482 come from northern valleys and pass above the fog layer at  
 483 the Jay Barns site (not shown). They are associated with a  
 484 decrease in cloud water total production in the northwestern  
 485 part of the Jay Barns valley (Fig. 7.a), with evaporation  
 486 at fog edges (Fig. 7.b) by advection of warmer air which  
 487 prevents local formation (Fig. 7.d). Advection of fog water  
 488 appears highly variable across the valley (Fig. 7.c). The  
 489 fast fog thickening over the site is explained here by local  
 490 and non-local contributions both favourable to a production  
 491 of fog droplets, but constrained in the vertical because of  
 492 circulations from tributary valleys.

493 The second period of fog formation shows an influence  
 494 of a west-north-westerly flow between the surface and  
 495 90 m height over the Jay Barns site, leading to a warm  
 496 advection and a decrease in the local contribution of fog  
 497 water to near-zero values compared to the previous event.  
 498 Fog is this time mainly brought by advection between 30

and 90 m height explaining that fog top reaches almost  
 499 instantaneously 100 m height, with a cloud water total  
 500 tendency twice as low as the first event. The formation at  
 501 Jay Barns is sensitive to local circulations from northern  
 502 tributary valleys, but now with an opposite impact than  
 503 during the first event. Considering the whole valley, such  
 504 flow from tributary narrow valleys blows from northwestern  
 505 to southeastern aperture of the valley and is associated with  
 506 opposite impacts between local (Fig. 8.b) and non-local  
 507 (Fig. 8.c) processes: regions of local fog formation are  
 508 subjected to non-local destruction. At the contrary, fog  
 509 evaporation occurs when it is brought through advection.  
 510 The combination of both processes leads to a loss of cloud  
 511 water in the northern part of the valley at the expense of  
 512 the southern part where total cloud water tendency remains  
 513 positive (Fig. 8.a). Because of warmer advective effects  
 514 (Fig. 8.d), the local contribution is generally weaker than  
 515 during the first fog event within this valley.  
 516  
 517  
 518

To summarize, local processes are helped with an advective  
 519 cooling from the southeastern valley aperture and sustain a  
 520 fast fog growth within Jay Barns valley for the first event.  
 521 Non-local processes are favourable to fog formation over the  
 522 measurement site too, but highly variable through the whole  
 523 valley. Fog formation is firstly constrained in the vertical over  
 524 Jay Barns because of a destructive effect from a circulation  
 525 coming from northwestern tributary valleys. For the second  
 526 event, the same circulation blows across the valley and is  
 527 associated with an advective warming, leading to weaker  
 528 local contribution and an advection of the foggy airmass to  
 529 its southern part. The ability of flows from tributary valleys  
 530 and surrounding plains to pass through the valley, and to  
 531 interact with each other, controls the fog characteristics with  
 532 a high variability from one event to another.  
 533

##### 534 4.2. Fog in the narrowest valley of Pentre

535 For the first event, the cloud mixing ratio budget shows  
 536 that fog droplets are advected over the site and evaporated  
 537 (Fig. 5.e). It results in a near-zero cloud water total tendency,  
 538 forming a very shallow fog layer of 20 m height. This  
 539 evaporation is supported by a warm advection through the  
 540 fog depth up to  $10 \text{ K h}^{-1}$  at the surface, with subsidence  
 541 of warmer air from upper layers within the drainage flow  
 542 (Fig. 5.b). This balance exists within the whole valley, but  
 543 the sign of each component changes: regions of local and non-  
 544 local formation exist, partially offset by non-local and local  
 545 processes respectively (Fig. 9.b and Fig. 9.c). Over the main  
 546 part of the valley, local and non-local effects have opposite  
 547 effects, which leads to a cloud water production lower than  
 548  $0.1 \text{ g kg}^{-1} \text{ h}^{-1}$ , explaining the shallow fog. This is not the  
 549 case in the basin, in the upstream part of the valley, where  
 550 an important local formation sustains a total cloud water  
 551 production of up to  $0.15 \text{ g kg}^{-1} \text{ h}^{-1}$ . The fog produced in  
 552 this basin is then advected down the valley. Drainage flow  
 553 is associated with a null or positive advective heating along  
 554 the valley axis, less pronounced than that on surrounding  
 555 hills, which acts to limit the local formation, or even cause  
 556 evaporation (Fig. 9.d).

557 For the second event (Fig. 10), the main difference is that  
 558 the total cloud water production is generalized to the whole  
 559 valley with higher values mainly because of local production.  
 560 The advection of cloud water has a positive contribution  
 561 near the surface only around Pentre at the basin aperture  
 562 (Fig. 6.e and Fig. 10.c), but has a destructive effect on the  
 563 local production for the rest of the valley.

564 Over the specific location of the site, model results  
 565 for both events confirm observational results from Price  
 566 *et al.* (2018), but this advective component is linked to the  
 567 local topographical configuration around Pentre site in a  
 568 lateral valley contraction that creates a strenghtening of the  
 569 drainage flow. Advective heating leads to fog evaporation.  
 570 For the rest of the valley, local processes mainly drive the fog  
 571 formation and are almost balanced by non-local effects. This  
 572 non-local destruction is less pronounced for the second event  
 573 than during the first, explaining the thicker fog formation  
 574 after the stratocumulus interlude.

#### 575 4.3. Fog in the narrow valley of Skyborry

576 Except near the surface, drainage flow over the Skyborry  
 577 site is associated with an advective cooling which supports  
 578 a local formation of fog during both the first (Fig. 5.c and  
 579 Fig. 5.f) and the second event (Fig. 6.c and Fig. 6.f). Non-  
 580 local processes partially oppose the local contribution during  
 581 the first event and result in a half the cloud water total  
 582 tendency compared to the Jay Barns site. This behaviour  
 583 is quite similar over the whole Skyborry valley where fog is  
 584 mainly produced by condensation, while non-local processes  
 585 partially offset this local production (not shown). During  
 586 the second event, a null or positive non-local cloud water  
 587 contribution appears in addition to local processes which  
 588 remain favourable to fog droplet production (Fig. 6.f),  
 589 leading to a higher total cloud water production and a  
 590 higher fog optical thickening than during the first event.

591  
 592  
 593 To summarize over all valleys, model results show that  
 594 the first fog event in narrow valleys is less developed than  
 595 in the large valley because of opposite effects of local and  
 596 non-local processes, while both processes are favorable to a  
 597 fast fog growth above the Jay Barns site, with an important  
 598 contribution from local circulations within the valley. For  
 599 the second event, the origin of the fog is non-local at Jay  
 600 Barns, created by the same northwestern circulation which  
 601 acted to limit the vertical extension of the first fog event,  
 602 while the local component is weaker than in the first event.  
 603 It shows that similar circulation results in different fog  
 604 behaviour between both events. Non-local processes also have  
 605 a null or positive contribution at Skyborry, explaining its  
 606 fast optical thickening. The site of Pentre is subject to fog  
 607 overflowing from an upstream basin where fog is mainly  
 608 produced through local processes, explaining the advective  
 609 origin shown around the site for both events, as a result of  
 610 its specific location.

#### 611 4.4. Relative importance of local and non-local processes

612 To illustrate the relative importance of local and non-local  
 613 processes which trigger and affect both fog events around the  
 614 main sites of LANFEX, probability density functions of the  
 615 main source terms of cloud water budget were computed for  
 616 identified formation periods, over the sub-domains shown in  
 617 Fig. 4. Each points of these domains where fog is present are  
 618 defined by a value of local and non-local cloud water budget,  
 619 and resulting scatter plots are presented in the form of a  
 620 fraction of the total sub-domain points number, normalized  
 621 by its maximum for an easier comparison (Fig. 11 to Fig. 13).

622 For the first fog event, most of the points (red color)  
 623 around Jay Barns, Skyborry and Whitcott sites experienced  
 624 a positive contribution from both local and non-local  
 625 processes, with the maximum of distributions centred around  
 626 the value of  $+0.05 \text{ g kg}^{-1} \text{ h}^{-1}$  for both contributions

(Fig. 11.a, Fig. 11.c and Fig. 11.d for Jay Barns, Skyborry  
 and Whitcott valleys respectively). However, considering  
 the shape of the distribution for Jay Barns, aligned with  
 the axis where advective tendency is near-zero, this valley  
 experiences rather more local formation than non-local,  
 driving a continuous thickening of the fog. For narrow valleys,  
 since the shape of their distribution is more aligned with the  
 line were both processes balance between them (dashed line),  
 but not completely, the local formation around Skyborry and  
 Whitcott sites is partially balanced by non-local destruction  
 at half the magnitude, resulting in thinner fog in these valleys  
 than in the Jay Barns valley. For these three sites, almost  
 all points are situated above the dashed line, indicating  
 that the total tendency resulting from the sum of both  
 processes remains positive and favourable to fog growth at  
 different rates. This is not the case around the Pentre site  
 where a non-negligible part of the distribution is located  
 below the dashed line (Fig. 11b). A larger fraction of points  
 than in other valleys are subject to a local formation of  
 $0.5 \text{ g kg}^{-1} \text{ h}^{-1}$  balanced by non-local processes at a  $-0.25$   
 $\text{ g kg}^{-1} \text{ h}^{-1}$  magnitude, explaining that the fog within this  
 valley remains the thinnest one for the first event.

The second event shows that fewer points are subject to  
 non-local destruction in the Pentre valley. The maximum of  
 the distribution is now situated where both processes are  
 favorable to fog formation (Fig. 12.b), leading to thicker fog  
 than during the first event. It makes this distribution shape  
 close to that obtained around Skyborry and Whitcott for  
 the first event. For these sites, the non-local sink is reduced  
 compared to the first event and fog is mainly formed through  
 local processes (Fig. 12.c and Fig. 12.d). This is especially  
 the case around Skyborry which becomes the most optically  
 thick fog by the end. At Jay Barns, the distribution is less  
 spread for the second event. The local component shows less  
 extreme values than during the first event while the non-  
 local one remains the same order of magnitude. There is an  
 almost equivalent distribution between local and non-local  
 formation and destruction, creating a patchy fog behaviour.  
 Around all sites, the maximum of the distribution (red color)  
 indicates that most of the points are subject to positive  
 contributions from both processes.

Distributions are computed separately for the "basin"  
 regions (i.e named as areas not completely isolated but  
 relatively larger than the rest of the valley considered) in the  
 Pentre and Whitcott valleys (Fig. 13), where LWP values  
 are generally higher than the rest of the valley (Fig. 4).  
 These show a decrease in the destructive effect from non-  
 local processes, leading to a fog mainly formed through local  
 processes and thicker than in other narrower regions in the  
 valleys. This difference between basins and the rest of the  
 valleys is especially apparent for the Pentre valley during  
 the first event while the difference is reduced during the  
 second event when fog is more developed and homogeneous  
 across the valley. In contrast, the downstream largest part  
 of the Whitcott valley experiment a down-valley drainage  
 throughout the night coming from tributary valleys, while  
 it is less the case in Pentre basin since it is situated in  
 the upstream part of the valley. Thus, for Whitcott valley,  
 differences between distributions shapes with the upstream  
 narrower part of the valley are less apparent than in Pentre  
 valley, but still exist with distributions slightly more aligned  
 horizontally for basin than that for narrower places.

This last analysis shows that, depending on valley  
 geometry, the processes involved are different between valleys  
 and between areas within a same valley. For narrow valleys,  
 the general pattern shows that local formation occurs at

693 valley floors and is partially removed by non-local processes  
 694 within drainage flows. This non-local destruction is more  
 695 pronounced in tight places than basins where drainage is  
 696 weaker: this is the reason why basins remain foggier than  
 697 other parts of the valleys due to local effects. Such "basin  
 698 fogs" can overflow downstream, explaining the non-local  
 699 origin identified at Pentre for both events. The same process  
 700 is identified in the Whitcott valley where the basin at the east  
 701 of the valley is followed downstream by a lateral contraction  
 702 (not shown).

703 The sign of the temperature advection associated with  
 704 drainage flows seems to trigger the local occurrence of  
 705 fog: over all sites, cold advection is followed by local  
 706 formation, while a warming effect acts to evaporate fog,  
 707 but could also be sometimes associated with fog advection.  
 708 Finally, the scenario seems relatively simple in narrow  
 709 valleys, summarized by a local formation partially offset  
 710 by non-local processes. In the largest and open valley of  
 711 Jay Barns, many circulations from tributary valleys and  
 712 surrounding plains interact together to modulate the fog  
 713 formation and development, with a high variability for the  
 714 main contributor to fog dynamics (local or non-local) from  
 715 one event to another. The behaviour of both fog events  
 716 could be summarized as follow: a first event characterized  
 717 by local and non-local contributions favourable to a fast  
 718 fog growth in the largest valley, while balance between  
 719 both makes the fog thinner in narrow valleys. Inversely,  
 720 local production dominates over non-local destruction in  
 721 narrow valleys for the second event, leading to thicker fog  
 722 after the stratocumulus passage. An influence of large-scale  
 723 conditions is suggested to explain the decrease of the non-  
 724 local destruction in narrow valleys: winds above hills are  
 725 more oriented from ESE during the second fog event, in  
 726 contrast to ENE for the first one (not shown), and could  
 727 brake the drainage of cold-air, and associated non-local  
 728 impacts, within valleys oriented from NW to SE as the  
 729 Skyborry one. On the same way, a pressure-driven channeling  
 730 effect (Whiteman and Doran 1993), which results from a  
 731 valley wind forced by the large-scale pressure gradient force,  
 732 could be the reason to explain the stronger drainage during  
 733 the first event than during the second one. Indeed, pressure  
 734 gradient force is oriented towards SE for the first event, and  
 735 towards SW for the second one (not shown). Banta *et al.*  
 736 (2004) showed that the direction of such large-scale force  
 737 could enhance, or reduce, the strenghtening of the drainage  
 738 flow depending on its alignment with the valley pressure  
 739 gradient driving the drainage flow. The influence of such LS  
 740 configuration will be further investigated in other study.

## 741 5. Microphysical sensitivity tests

742 Another objective of this study is to evaluate the  
 743 contribution of a 2-moment microphysical scheme which  
 744 explicitly predicts the droplet number concentration. Some  
 745 microphysical and radiative fields from REF simulation are  
 746 presented in Fig. 14 for Jay Barns. Although the absence  
 747 of microphysical measurements prevents a quantitative  
 748 validation, the droplet number variability through the fog  
 749 depth seems realistic (Fig.14.a): fog droplet concentration is  
 750 maximum where radiative cooling allows CCN activation,  
 751 first occurring near the surface before 00 UTC and then  
 752 moving to the fog top when fog develops into a well-mixed  
 753 adiabatic layer (Fig. 14.b). Simulated droplet concentrations  
 754 are in the same range as those observed in other field  
 755 experiments, between 50 and 300  $\text{cm}^{-3}$  (Wendisch 1998;  
 756 Garcia-Garcia *et al.* 2002; Lu *et al.* 2013; Mazoyer *et al.*

2017). For the second event, droplet concentration is lower  
 than during the first event because of a less number of  
 CCNs available for droplet formation (Fig.14.c). This aerosol  
 concentration depletion is caused by two main factors: (a) a  
 decrease in concentration within valleys during the first fog  
 event through droplets sedimentation and deposition to the  
 surface (from 600  $\text{cm}^{-3}$  at 20 UTC to 150  $\text{cm}^{-3}$  at 04 UTC,  
 Fig. 14.c), leading to a loss of CCN from the atmosphere,  
 and (b) the stratocumulus passage which leads to an aerosol  
 concentration depletion in the free atmosphere above hills  
 (from 600  $\text{cm}^{-3}$  at 0130 UTC to 250  $\text{cm}^{-3}$  at 05 UTC, not  
 shown).

Sensitivity tests from the REF simulation were performed  
 in order to evaluate the impact of microphysics on the fog  
 life cycle:

- The NRAD simulation, using the same model set-up  
 except for the absence of radiative impact of explicit  
 droplet concentration. Cloud optical depth is then  
 calculated according to Martin *et al.* (1994) without  
 consideration of droplet concentration. This means  
 that the prognostic droplet concentration is taken into  
 account only through the sedimentation process.
- The N300 simulation which uses the 1-moment scheme  
 ICE3 (Pinty and Jabouille 1998) currently used in  
 AROME, from which LIMA was built. It considers a  
 fixed droplet number concentration of 300  $\text{cm}^{-3}$ , as in  
 the operational configuration. This value also matches  
 the upper bound of droplet concentrations reached  
 with the REF simulation.
- Considering the range of droplet number concentration  
 predicted with simulations using the 2-moment scheme  
 (between 50 and 300  $\text{cm}^{-3}$ ), an additional sensitivity  
 test with the 1-moment scheme has been performed  
 and considers a constant droplet number of 50  
 $\text{cm}^{-3}$  (N50 simulation).

Figure 15 compares the near-surface LWD flux and mass  
 of water on the surface between simulations and observations  
 for Jay Barns and Pentre sites. Taking into account the  
 droplet concentration in cloud optical properties computing  
 limits the fog thickening. Its transition to an optically thick  
 fog is slower (NRAD compared to REF in Fig. 15). After the  
 cloudy interlude, LWD fluxes are strongly reduced in REF  
 while fog immediatly reforms in NRAD. In this way, REF  
 brings improvements with more realistic simulation optical  
 thickness at the Jay Barns and Pentre sites.

Results from the 2-moment microphysical scheme without  
 the radiative impact of droplets concentration (NRAD) are  
 close to that obtained with the 1-moment scheme (N300 in  
 Fig. 15.a and Fig. 15.b). Since no rain was produced in the  
 NRAD simulation, the droplet number concentration only  
 impacts droplets sedimentation in both NRAD and N300  
 simulations. For this case, the change in droplet settling  
 speed has much less impact on fog characteristics than the  
 change in radiative properties linked to droplet size.

Decreasing the droplet number concentration to 50  
 $\text{cm}^{-3}$  with the 1-moment scheme shows similar results to  
 Boutle *et al.* (2018), with a decrease in optical thickness of  
 the fog layer. Indeed, for the same amount of condensed  
 water, decreasing the droplet concentration results in an  
 increase of the mean droplet diameter and subsequent  
 gravitationnal settling. The mass of water on the surface  
 shows that the increase in gravitationnal settling when  
 droplet concentration decreases leads to delay the increase  
 in LWD flux at Jay Barns site from 22 UTC to 23 UTC in  
 N50 compared to other simulations. It is associated with up

822 to 0.01 mm of water mass on the ground (corresponding to  
823 0.01 litre of liquid water per square meter) more in N50 than  
824 in other simulations and observations between 2130 UTC and  
825 23 UTC (Fig. 15.c). It leads to an optically thinner fog, with  
826 subsequent less liquid water content and water mass at the  
827 surface after 23 UTC in N50 than in other simulations. The  
828 overestimation of simulated water masses on the surface after  
829 00 UTC in all simulations, compared to observations, comes  
830 from the stratocumulus delay and enhanced simulated fog  
831 development at Jay Barns. Such errors are partially offset  
832 with N50 because of less fog water content than in other  
833 simulations.

834 Although the number concentration only impacts the  
835 sedimentation process in N50, the fog characteristics are very  
836 different from N300. This effect is much stronger than it was  
837 between the N300 and NRAD simulations. It is explained  
838 by the constant value used in the 1-moment scheme, leading  
839 to an increase in gravitational settling uniformly through  
840 the fog depth when the droplet concentration decrease.  
841 At the contrary, though the use of a 2-moment scheme  
842 shows similar droplet concentrations of  $50 \text{ cm}^{-3}$  at some  
843 locations, such values are not uniform through the fog depth  
844 with, for example, values at fog top closer to  $300 \text{ cm}^{-3}$ ,  
845 associated with weaker gravitational settling and higher fog  
846 water content. N50 brings improvements on the fog optical  
847 thickness simulated at the Jay Barns site but not at the  
848 Pentre one, showing the importance of considering droplets  
849 and aerosol concentration heterogeneities between sites,  
850 though they are close to each other and in a similar rural  
851 environment. Currently, many numerical models consider an  
852 homogeneous droplets concentration for a given environment  
853 (i.e. urban, rural or maritime) and cannot fully represent  
854 such heterogeneities.

855 Both at Jay Barns and Pentre, dew formation is visible  
856 before the formation of fog at 2130 UTC before the  
857 fog formation. The evaporation and evapotranspiration  
858 processes are negligible during the night in near-saturated  
859 conditions at the surface. Moreover, the simulated water  
860 mass onto the surface is still lower than 0.52 mm, which  
861 is the maximum value of the water interception capacity  
862 by vegetation canopy in our conditions, excluding runoff to  
863 the ground. In this way, dew formation is well predicted by  
864 the model over the Jay Barns site before the formation of  
865 the first fog droplets, with 0.04 mm of water lost from the  
866 atmosphere through this process, while the dew formation  
867 rate seems underestimated at the Pentre one (Fig. 15.d).  
868 More generally, sensitivity to the microphysical schemes is  
869 higher at Jay Barns than at Pentre, agreeing that the fog at  
870 Pentre is mainly driven by dynamics more than microphysics,  
871 in contrast with Jay Barns where local effects are more  
872 important.

## 873 6. Conclusions and outlooks

874 A 100 m resolution simulation was performed with the Meso-  
875 NH model over the hilly area of the LANFEX campaign,  
876 during IOP 12, in order to understand the dynamic processes  
877 involved in fog formation, for different valley configurations.  
878 Despite errors from initial and coupling conditions, resulting  
879 in the fog developing too fast, the main features are correctly  
880 reproduced, such as drainage flows, the cloudy interlude  
881 separating two fog events, the occurrence of fog and the  
882 differences in fog conditions between the sites. The numerical  
883 simulation has facilitated a greater understanding of the  
884 main processes involved in the two fog formation events.

885 The large, open valley of Jay Barns is subject to numerous  
886 circulations and complex interactions between surrounding

887 plains and tributary valleys. These conditions produce fog  
888 through both local and non-local processes for the first fog  
889 event, and the vertical extension was firstly limited by flow  
890 from tributary valleys at 40 m height which passes above the  
891 fog layer, causing evaporation at the fog top until 00 UTC  
892 and vertical development. During the second fog event, the  
893 same circulation pattern advects fog from tributary valleys  
894 over the site between surface and 90 m height. Even if the  
895 optical thickness of both fog events are similar over the site,  
896 their origin are different: the first is more local than the  
897 second which is rather non-local.

898 Narrow valleys show faster cooling than the large and  
899 open valley during the early evening transition creating  
900 drainage flows. Such flows act as a limiting factor in the  
901 local formation of the fog across the valley floor: non-local  
902 processes acted to remove locally formed fog resulting in  
903 optically thinner fog than in the larger valley, particularly  
904 for the first event. As suggested by Fitzjarrald and Lala  
905 (1989), the sign of heat advection associated with drainage  
906 flows affects the fog formation: cold advection supports local  
907 formation while a warming effect limits it or could even  
908 cause fog evaporation. Local formation is enhanced within  
909 relatively large areas, such as basins, as illustrated with the  
910 10-year observational results from Hodges and Pu (2016) in  
911 Utah, USA. The limiting impact of non-local effects is less  
912 pronounced in basins than in narrower places, leading to a  
913 denser fog.

914 The non-local origin of the fog identified in observations  
915 over Pentre in Price *et al.* (2018) results from its specific  
916 location at a basin aperture. The site is situated in a valley  
917 lateral contraction and subjected to an along-valley flow  
918 acceleration, supporting results from Zängl (2004). It leads to  
919 a fog overflowing from the upstream basin, which evaporates  
920 partly over the site, resulting in an optical thinner fog than  
921 that over other sites. The same scenario occurs at the end  
922 of Whitcott valley where the valley geometry is similar. A  
923 higher resolution observational network would be helpful to  
924 better capture such non-local behaviour depending on local  
925 valley geometry.

926 Microphysical sensitivity tests show that the use of a 2-  
927 moment scheme brings improvements in the simulated fog  
928 development, in terms of optical thickness, and realistic  
929 vertical structure provided that the explicit droplet number  
930 concentration is taken into account when calculating cloud  
931 optical properties. Without this, differences in liquid water  
932 path between 1-moment and 2-moment schemes come only  
933 from the gravitational settling formulation, and are much  
934 smaller in magnitude.

935 The decrease in the fixed droplet concentration with  
936 the use of a 1-moment scheme is followed by a decrease in  
937 fog water content through gravitational settling of bigger  
938 droplets. This is mainly true during the formation phase  
939 when optical thickness of the fog is not too strong. This leads  
940 to a slower optical thickening, in agreement with Boutle *et al.*  
941 (2018), but doesn't bring a more realistic optical thickness  
942 of the fog at all sites, showing the importance of considering  
943 droplet concentration variability in space and time to  
944 represent correctly fog optical thickness heterogeneities. The  
945 sensitivity to microphysical parameterization seems to be  
946 important where the development of the fog is local rather  
947 than non-local.

950 Regarding all of these conclusions, an heterogeneous  
951 initialization of aerosols and the use of a multimodal  
952 aerosol population could be interesting to investigate. In



order to use microphysical measurements for validation, an intercomparison exercise is in progress on IOP 1 of LANFEX, over the flatter region at Cardington (UK), for which microphysical observations are available. This LES intercomparison will be helpful to investigate the added value of a 2-moment microphysical scheme to predict fog. On the same way, the use of a prognostic population of CCN allows to study the impact of their repartition across the region of Shropshire, through the action of local circulations, and subsequent impacts on local fog microphysical characteristics.

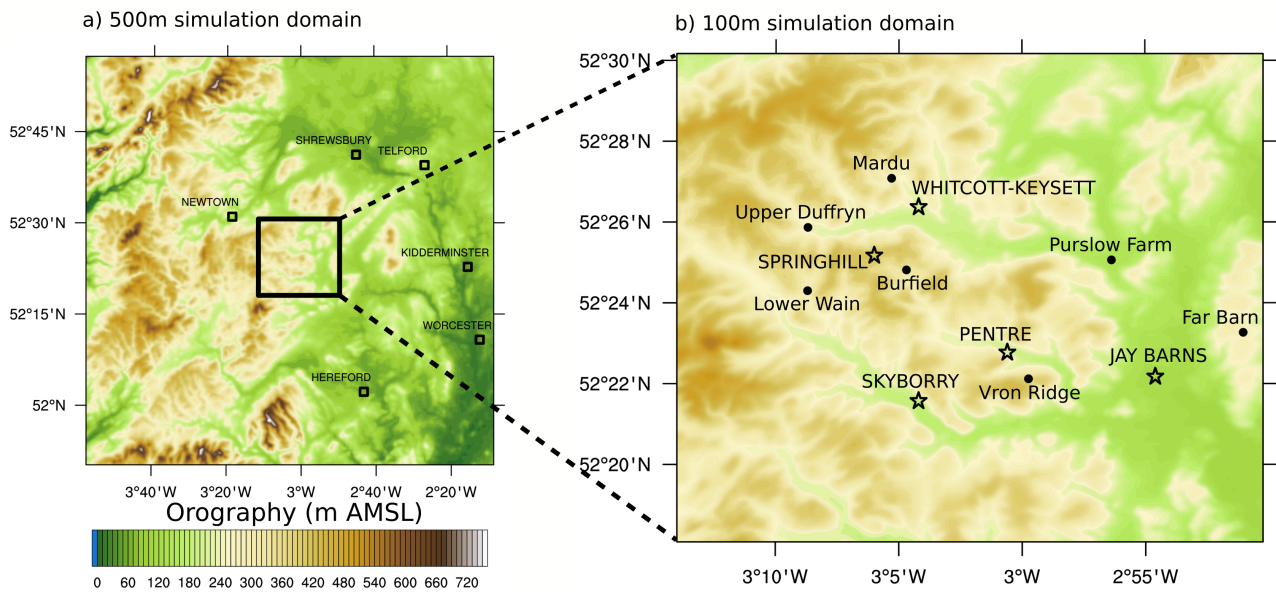
An extension of this study to other LANFEX observed fog cases could be useful to understand the behaviour of the fog, and especially the non-local effects in narrow valleys, under different large-scale conditions in terms of wind speed and direction, since it was the main assumption to explain the differences between the two fog events studied here.

This paper gives a new insight on how fog forms and develops in region of complex terrain, in the presence of different valley geometries. It shows that the use of LEP models at 100 m resolution over relatively larger domains than those used for LES simulations has a great potential to further our understanding of fog over highly heterogeneous regions.

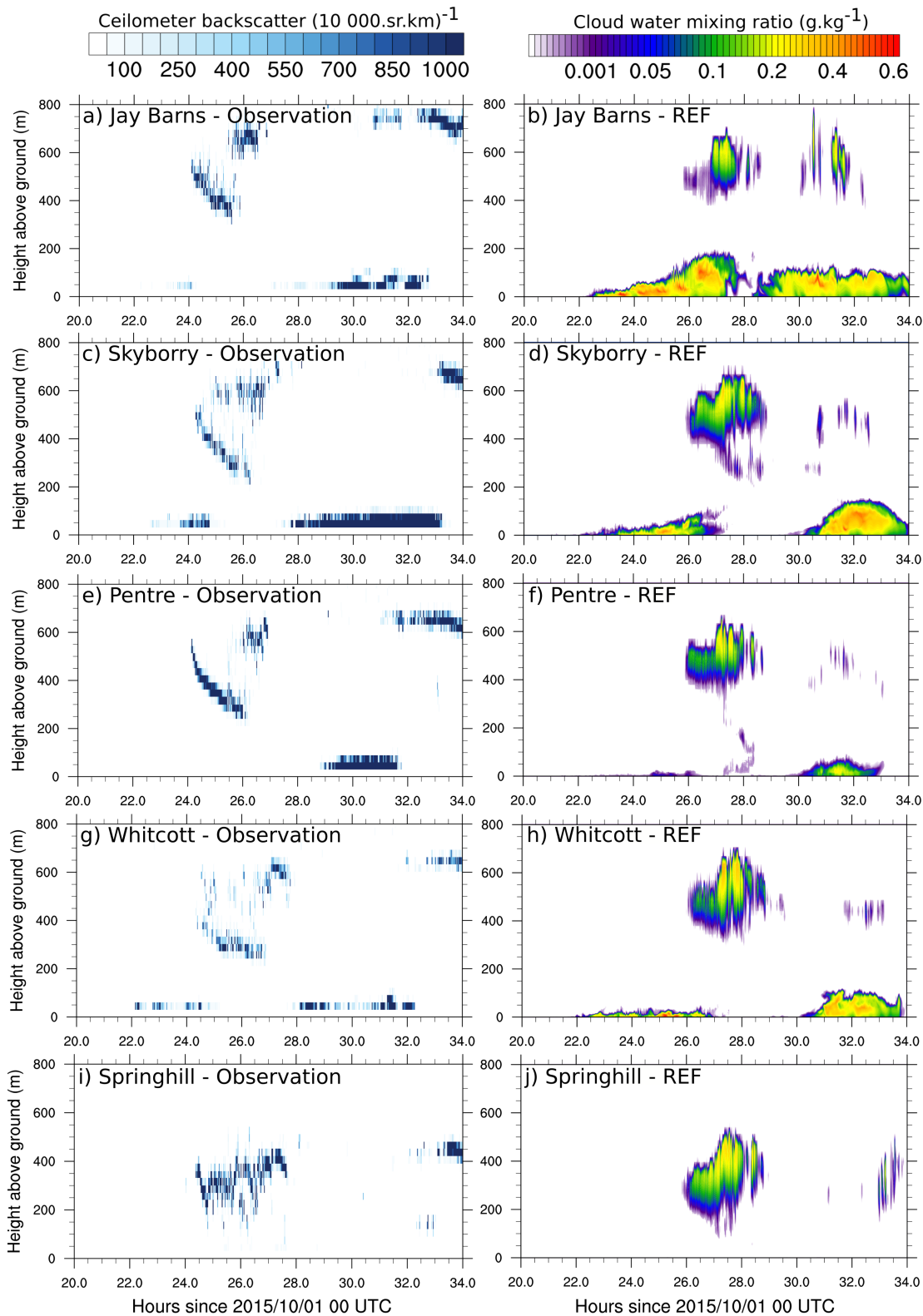
## References

- Aumond P, Masson V, Lac C, Gauvreau B, Dupont S, Berengier M. 2013. Including the drag effects of canopies: real case large-eddy simulation studies. *Boundary-layer meteorology* **146**(1): 65–80.
- Banta RM, Darby LS, Fast JD, Pinto JO, Whiteman CD, Shaw WJ, Orr BW. 2004. Nocturnal low-level jet in a mountain basin complex. part i: Evolution and effects on local flows. *Journal of applied meteorology* **43**(10): 1348–1365.
- Bergot T, Escobar J, Masson V. 2015. Effect of small-scale surface heterogeneities and buildings on radiation fog: Large-eddy simulation study at paris-charles de gaulle airport. *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society* **141**(686): 285–298.
- Bergot T, Guedalia D. 1994. Numerical forecasting of radiation fog. Part I: Numerical model and sensitivity tests. *Monthly Weather Rev.* **122**: 1218–1230.
- Bergot T, Terradellas E, Cuxart J, Mira A, Liechti O, Mueller M, Nielsen NW. 2007. Intercomparison of single-column numerical models for the prediction of radiation fog. *Journal of applied meteorology and climatology* **46**(4): 504–521.
- Bodine D, Klein PM, Arms SC, Shapiro A. 2009. Variability of surface air temperature over gently sloped terrain. *Journal of Applied Meteorology and Climatology* **48**(6): 1117–1141.
- Bohren CF, Huffman DR. 1983. Absorption and scattering by a sphere. *Absorption and scattering of light by small particles*: 82–129.
- Bott A. 1991. On the influence of the physico-chemical properties of aerosols on the life cycle of radiation fogs. *Boundary-Layer Meteorology* **56**(1-2): 1–31.
- Bott A, Sievers U, Zdunkowski W. 1990. A radiation fog model with a detailed treatment of the interaction between radiative transfer and fog microphysics. *J. Atmos. Sci.* **47**: 2153–2166.
- Bougeault P, Lacarrere P. 1989. Parameterization of orography-induced turbulence in a mesobeta-scale model. *Monthly Weather Review* **117**(8): 1872–1890.
- Boutle I, Price J, Kudzotsa I, Kokkola H, Romakkaniemi S. 2018. Aerosol-fog interaction and the transition to well-mixed radiation fog. *Atmospheric Chemistry and Physics* **18**(11): 7827–7840.
- Brousseau P, Seity Y, Ricard D, Léger J. 2016. Improvement of the forecast of convective activity from the arome-france system. *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society* **142**(699): 2231–2243.
- Brown RT, Roach WT. 1976. The Physics of Radiation Fog : II – A Numerical Study. *Quart. J. Roy. Meteorol. Soc.* **102**: 335–354.
- Büttner G, Eiselt BL. 2013. Corine land cover. *EEA and Eurostat: Luxembourg*.
- Choi H, Speer MS. 2006. The influence of synoptic-mesoscale winds and sea surface temperature distribution on fog formation near the korean western peninsula. *Meteorological Applications* **13**(4): 347–360.
- Colella P, Woodward PR. 1984. The piecewise parabolic method (ppm) for gas-dynamical simulations. *Journal of computational physics* **54**(1): 174–201.
- Cuxart J, Bougeault P, Redelsperger JL. 2000. A turbulence scheme allowing for mesoscale and large-eddy simulations. *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society* **126**(562): 1–30.
- Cuxart J, Jiménez M. 2012. Deep radiation fog in a wide closed valley: Study by numerical modeling and remote sensing. *Pure and applied geophysics* **169**(5-6): 911–926.
- Deardorff JW. 1980. Stratocumulus-capped mixed layers derived from a three-dimensional model. *Boundary-Layer Meteorology* **18**(4): 495–527.
- Duine GJ, Hedde T, Roubin P, Durand P, Lothon M, Lohou F, Augustin P, Fourmentin M. 2017. Characterization of valley flows within two confluent valleys under stable conditions: observations from the kascade field experiment. *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society* **143**(705): 1886–1902.
- Duynkerke PG. 1991. Radiation Fog: A Comparison of Model Simulation with Detailed Observations. *Mon. Wea. Rev.* **119**: 324–341.
- Duynkerke PG. 1999. Turbulence, radiation and fog in dutch stable boundary layers. *Boundary-Layer Meteorology* **90**(3): 447–477.
- Farr TG, Rosen PA, Caro E, Crippen R, Duren R, Hensley S, Kobrick M, Paller M, Rodriguez E, Roth L, et al. 2007. The shuttle radar topography mission. *Reviews of geophysics* **45**(2).
- Fitzjarrald DR, Lala GG. 1989. Hudson valley fog environments. *Journal of Applied Meteorology* **28**(12): 1303–1328.
- Garcia-Garcia F, Virafuentes U, Montero-Martinez G. 2002. Fine-scale measurements of fog-droplet concentrations: A preliminary assessment. *Atmospheric research* **64**(1-4): 179–189.
- Golding B. 1993. A study of the influence of terrain on fog development. *Mon. Weather Rev.* **121**: 2529–2541.
- Gultepe I, Tardif R, Michaelides S, Cermak J, Bott A, Bendix J, Mueller M, Pagowski M, Hansen B, Ellrod G, Jacobs W, Toth G, Cober S. 2007. Fog research: A review of past achievements and future perspectives. *Pure Appl. Geophys.* **164**: 1121–1159.
- Gustavsson T, Karlsson M, Bogren J, Lindqvist S. 1998. Development of temperature patterns during clear nights. *Journal of Applied Meteorology* **37**(6): 559–571, doi:10.1175/1520-0450(1998)037<0559:DOTPDC>2.0.CO;2.
- Hang C, Nadeau D, Gultepe I, Hoch S, Román-Cascón C, Pryor K, Fernando H, Creegan E, Leo L, Silver Z, et al. 2016. A case study of the mechanisms modulating the evolution of valley fog. *Pure and Applied Geophysics* **173**(9): 3011–3030.
- Hodges D, Pu Z. 2016. The climatology, frequency, and distribution of cold season fog events in northern utah. *Pure and Applied Geophysics* **173**(9): 3197–3211.
- Koschmieder H. 1925. Theorie der horizontalen sichtweite: Kontrast und sichtweite, keim& nennlich, frankfurt a. *Beitraege Physicae Freiburger Atmosphere* **12**: 171–181.
- Lac C, Chaboureaud JP, Masson V, Pinty JP, Tulet P, Escobar J, Leriche M, Barthe C, Aouizerats B, Augros C, Aumond P, Auguste F, Bechtold P, Berthet S, Bielli S, Bosseur F, Caumont O, Cohard JM, Colin J, Couvreux F, Cuxart J, Delautier G, Dauhut T, Ducrocq V, Filippi JB, Gazen D, Geoffroy O, Gheusi F, Honnert R, Lafore JP, Lebeaupin Brossier C, Libois Q, Lunet T, Mari C, Maric T, Mascart P, Mogé M, Molinié G, Nuissier O, Pantillon F, Peyrillé P, Pergaud J, Perraud E, Pianezze J, Redelsperger JL, Ricard D, Richard E, Riette S, Rodier Q, Schoetter R, Seyfried L, Stein J, Suhre K, Taufour M, Thouron O, Turner S, Verrelle A, Vié B, Visentin F, Vionnet V, Wautelet P. 2018. Overview of the meso-nh model version 5.4 and its applications. *Geoscientific Model Development* **11**(5): 1929–1969, doi:10.5194/gmd-11-1929-2018, URL <https://www.geosci-model-dev.net/11/1929/2018/>.
- Lu C, Liu Y, Niu S, Zhao L, Yu H, Cheng M. 2013. Examination of microphysical relationships and corresponding microphysical processes in warm fogs. *Acta Meteorologica Sinica* **27**(6): 832–848.
- Maalick Z, Kühn T, Korhonen H, Kokkola H, Laaksonen A, Romakkaniemi S. 2016. Effect of aerosol concentration and absorbing aerosol on the radiation fog life cycle. *Atmospheric Environment* **133**: 26–33.
- Mahrt L, Richardson S, Seaman N, Stauffer D. 2010. Non-stationary drainage flows and motions in the cold pool. *Tellus A* **62**(5): 698–705.

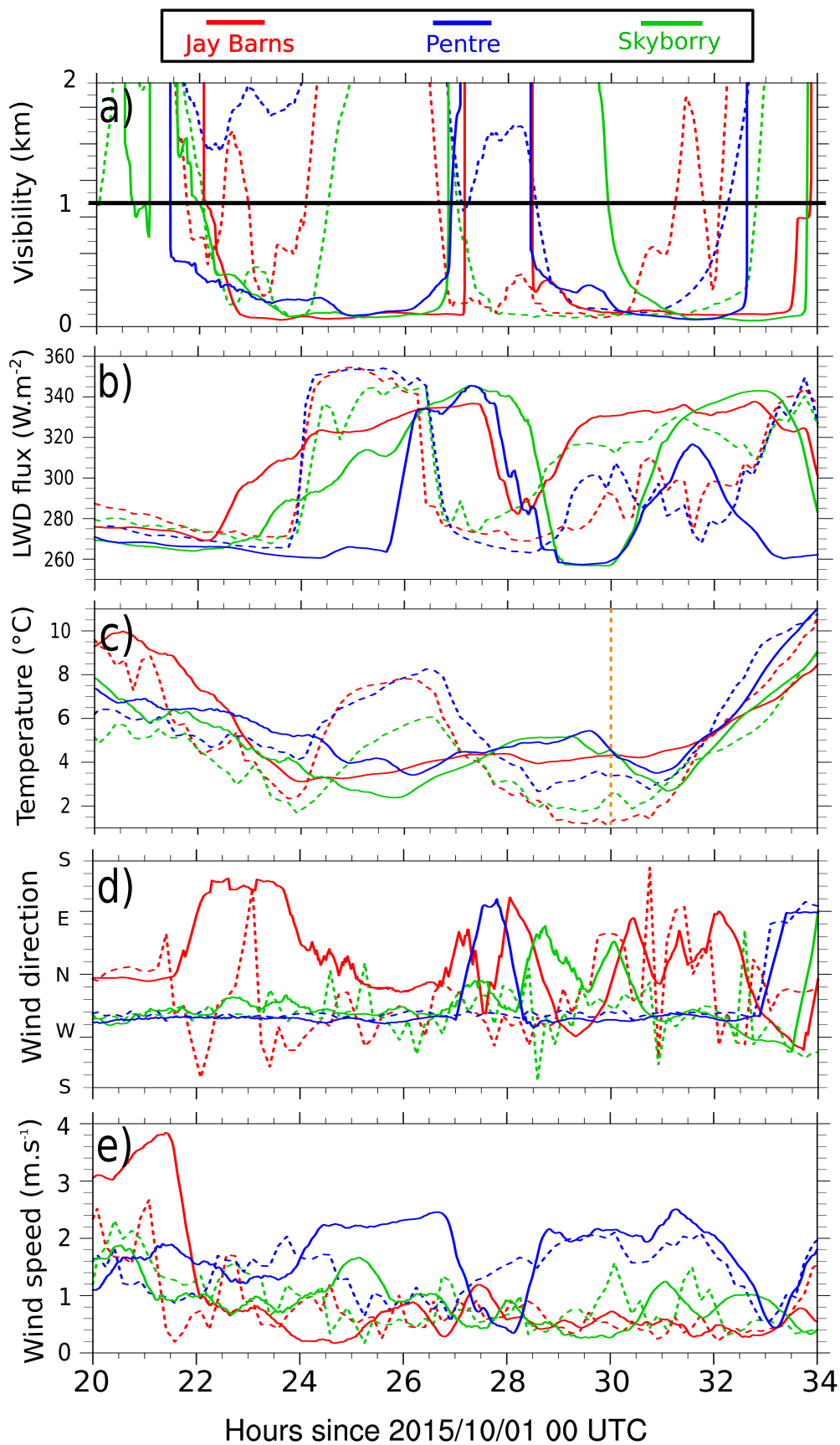
- 1102 Martin G, Johnson D, Spice A. 1994. The measurement and  
1103 parameterization of effective radius of droplets in warm  
1104 stratocumulus clouds. *Journal of the Atmospheric Sciences*  
1105 **51**(13): 1823–1842.
- 1106 Masson V, Le Moigne P, Martin E, Faroux S, Alias A, Alkama R,  
1107 Belamari S, Barbu A, Boone A, Bouyssel F, *et al.* 2013. The  
1108 surfexv7. 2 land and ocean surface platform for coupled or offline  
1109 simulation of earth surface variables and fluxes. *Geoscientific*  
1110 *Model Development* **6**: 929–960.
- 1111 Mazoyer M, Lac C, Thouron O, Bergot T, Masson V, Musson-  
1112 Genon L. 2017. Large eddy simulation of radiation fog: impact  
1113 of dynamics on the fog life cycle. *Atmospheric Chemistry and*  
1114 *Physics* **17**(21): 13 017.
- 1115 Mlawer EJ, Taubman SJ, Brown PD, Iacono MJ, Clough SA.  
1116 1997. Radiative transfer for inhomogeneous atmospheres: Rrtm,  
1117 a validated correlated-k model for the longwave. *Journal of*  
1118 *Geophysical Research: Atmospheres* **102**(D14): 16 663–16 682.
- 1119 Morcrette JJ. 1991. Radiation and cloud radiative properties in the  
1120 european centre for medium range weather forecasts forecasting  
1121 system. *Journal of Geophysical Research: Atmospheres* **96**(D5):  
1122 9121–9132.
- 1123 Müller MD, Masbou M, Bott A. 2010. Three-dimensional fog  
1124 forecasting in complex terrain. *Quarterly Journal of the Royal*  
1125 *Meteorological Society* **136**(653): 2189–2202.
- 1126 Musson-Genon L. 1987. Numerical Simulation of a Fog Event with  
1127 a One-Dimensional Boundary Layer Model. *Mon. Wea. Rev.* **115**:  
1128 592–607.
- 1129 Noilhan J, Planton S. 1989. A simple parameterization of land  
1130 surface processes for meteorological models. *Monthly weather*  
1131 *review* **117**(3): 536–549.
- 1132 Philip A, Bergot T, Bouteloup Y, Bouyssel F. 2016. The impact of  
1133 vertical resolution on fog forecasting in the kilometric-scale model  
1134 arome: A case study and statistics. *Weather and Forecasting*  
1135 **31**(5): 1655–1671.
- 1136 Pilié R, Mack E, Kocmond W, Rogers C, Eadie W. 1975. The life  
1137 cycle of valley fog. part i: Micrometeorological characteristics.  
1138 *Journal of Applied Meteorology* **14**(3): 347–363.
- 1139 Pinty JP, Jabouille P. 1998. 6b. a mixed-phased cloud  
1140 parameterization for use in a mesoscale non-hydrostatic model:  
1141 simulations of a squall line and of orographic precipitation. In:  
1142 *Conference on Cloud Physics: 14th Conference on Planned and*  
1143 *Inadvertent Weather Modification*. pp. 17–21.
- 1144 Porson A, Price J, Lock A, Clark P. 2011. Radiation fog. part ii:  
1145 large-eddy simulations in very stable conditions. *Boundary-Layer*  
1146 *Meteorology* **139**(2): 193–224.
- 1147 Price J. 2011. Radiation fog. part i: observations of stability and  
1148 drop size distributions. *Boundary-Layer Meteorology* **139**(2):  
1149 167–191.
- 1150 Price J, Clark R. 2014. On the measurement of dewfall and fog-  
1151 droplet deposition. *Boundary-layer meteorology* **152**(3): 367–393.
- 1152 Price J, Lane S, Boutle I, Smith D, Bergot T, Lac C, Ducongé  
1153 L, McGregor J, Kerr-Munslow A, Pickering M, Clark R.  
1154 2018. Lanfex: a field and modeling study to improve our  
1155 understanding and forecasting of radiation fog. *Bulletin of*  
1156 *American Meteorological Society* .
- 1157 Price J, Vosper S, Brown A, Ross A, Clark P, Davies F, Horlacher  
1158 V, Claxton B, McGregor J, Hoare J, *et al.* 2011. Colpex: field  
1159 and numerical studies over a region of small hills. *Bulletin of the*  
1160 *American Meteorological Society* **92**(12): 1636–1650.
- 1161 Roach WT, Brown R, Caughey SJ, Garland JA, Readings CJ. 1976.  
1162 The Physics of Radiation Fog : I – A Field Study. *Quart. J. Roy.*  
1163 *Meteorol. Soc.* **102**: 313–333.
- 1164 Savijärvi H, Arola A, Räisänen P. 1997. Short-wave optical  
1165 properties of precipitating water clouds. *Quarterly Journal of the*  
1166 *Royal Meteorological Society* **123**(540): 883–899.
- 1167 Seity Y, Brousseau P, Malardel S, Hello G, Bénard P, Bouttier  
1168 F, Lac C, Masson V. 2011. The arome-france convective-scale  
1169 operational model. *Monthly Weather Review* **139**(3): 976–991.
- 1170 Stolaki S, Haeffelin M, Lac C, Dupont JC, Elias T, Masson V. 2015.  
1171 Influence of aerosols on the life cycle of a radiation fog event. a  
1172 numerical and observational study. *Atmospheric research* **151**:  
1173 146–161.
- 1174 Tardif R. 2007. The impact of vertical resolution in the explicit  
1175 numerical forecasting of radiation fog: A case study. In: *Fog and*  
1176 *Boundary Layer Clouds: Fog Visibility and Forecasting*, Springer,  
1177 pp. 1221–1240.
- 1178 Thompson B. 1986. Small-scale katabatics and cold hollows.  
1179 *Weather* **41**(5): 146–153.
- Vié B, Pinty JP, Berthet S, Leriche M. 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**(2): 567–586.
- Vosper S, Brown A. 2008. Numerical simulations of sheltering in  
valleys: the formation of nighttime cold-air pools. *Boundary-layer*  
*meteorology* **127**(3): 429–448.
- Vosper S, Carter E, Lean H, Lock A, Clark P, Webster S. 2013. High  
resolution modelling of valley cold pools. *Atmospheric Science*  
*Letters* **14**(3): 193–199.
- Vosper S, Hughes J, Lock A, Sheridan P, Ross A, Jemmett-Smith B,  
Brown A. 2014. Cold-pool formation in a narrow valley. *Quarterly*  
*Journal of the Royal Meteorological Society* **140**(679): 699–714.
- Wendisch M. 1998. A quantitative comparison of ground-based fssp  
and pvm measurements. *Journal of Atmospheric and Oceanic*  
*Technology* **15**(4): 887–900.
- Whiteman CD, Doran JC. 1993. The relationship between overlying  
synoptic-scale flows and winds within a valley. *Journal of Applied*  
*Meteorology* **32**(11): 1669–1682.
- Whiteman CD, Zhong S. 2008. Downslope flows on a low-angle slope  
and their interactions with valley inversions. part i: Observations.  
*Journal of Applied Meteorology and Climatology* **47**(7): 2023–  
2038.
- Zängl G. 2004. A reexamination of the valley wind system in the  
alpine inn valley with numerical simulations. *Meteorology and*  
*Atmospheric Physics* **87**(4): 241–256.
- Zängl G. 2005. Dynamical aspects of wintertime cold-air pools in an  
alpine valley system. *Monthly weather review* **133**(9): 2721–2740.



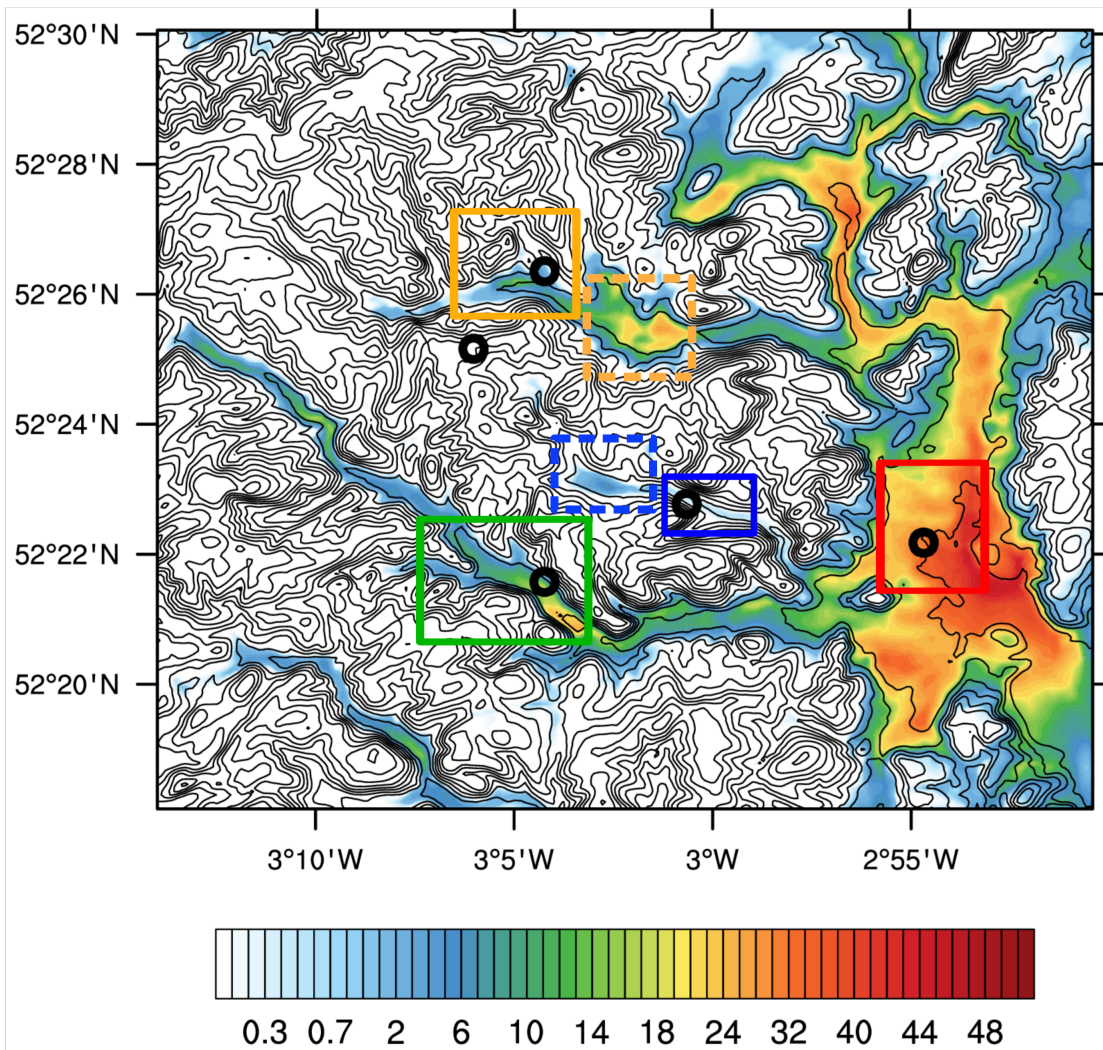
**Figure 1.** Domains used for, (a) the 500 m simulation and (b) the 100 m simulation. Main sites are in capital letters and marked with stars, secondary sites are in lowercase and marked with dots. The shading represents the orography.



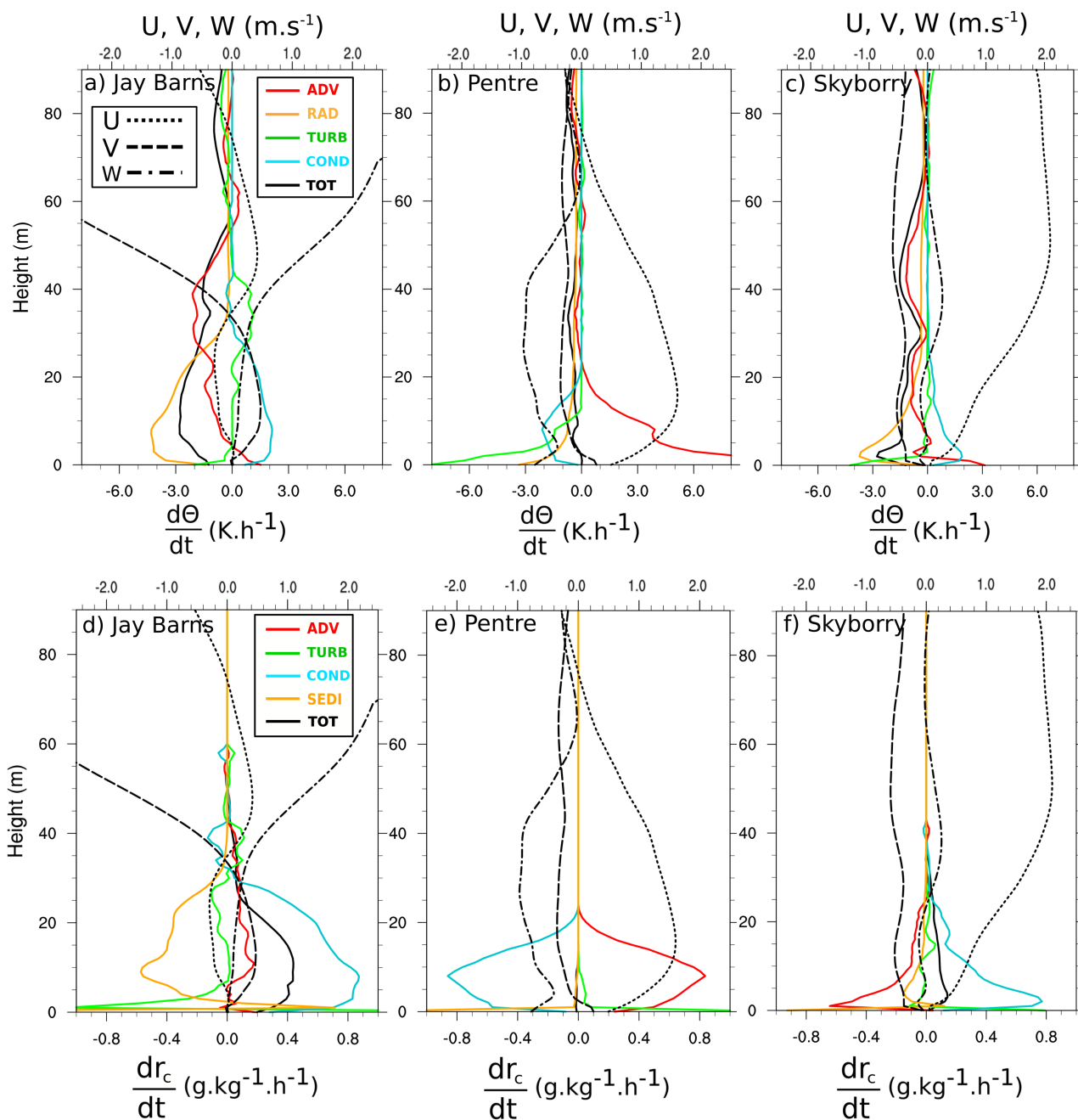
**Figure 2.** Time-series of vertical profiles of (left): backscatter (SI unit  $(10,000 \text{ sr km}^{-1})$ ) observed by a ceilometer for each main site; (right): cloud mixing ratio ( $\text{g kg}^{-1}$ ) simulated in REF at each main site during the night of 1<sup>st</sup>-2<sup>nd</sup> October 2015. Note that ceilometer measurements aren't available below 30 m.



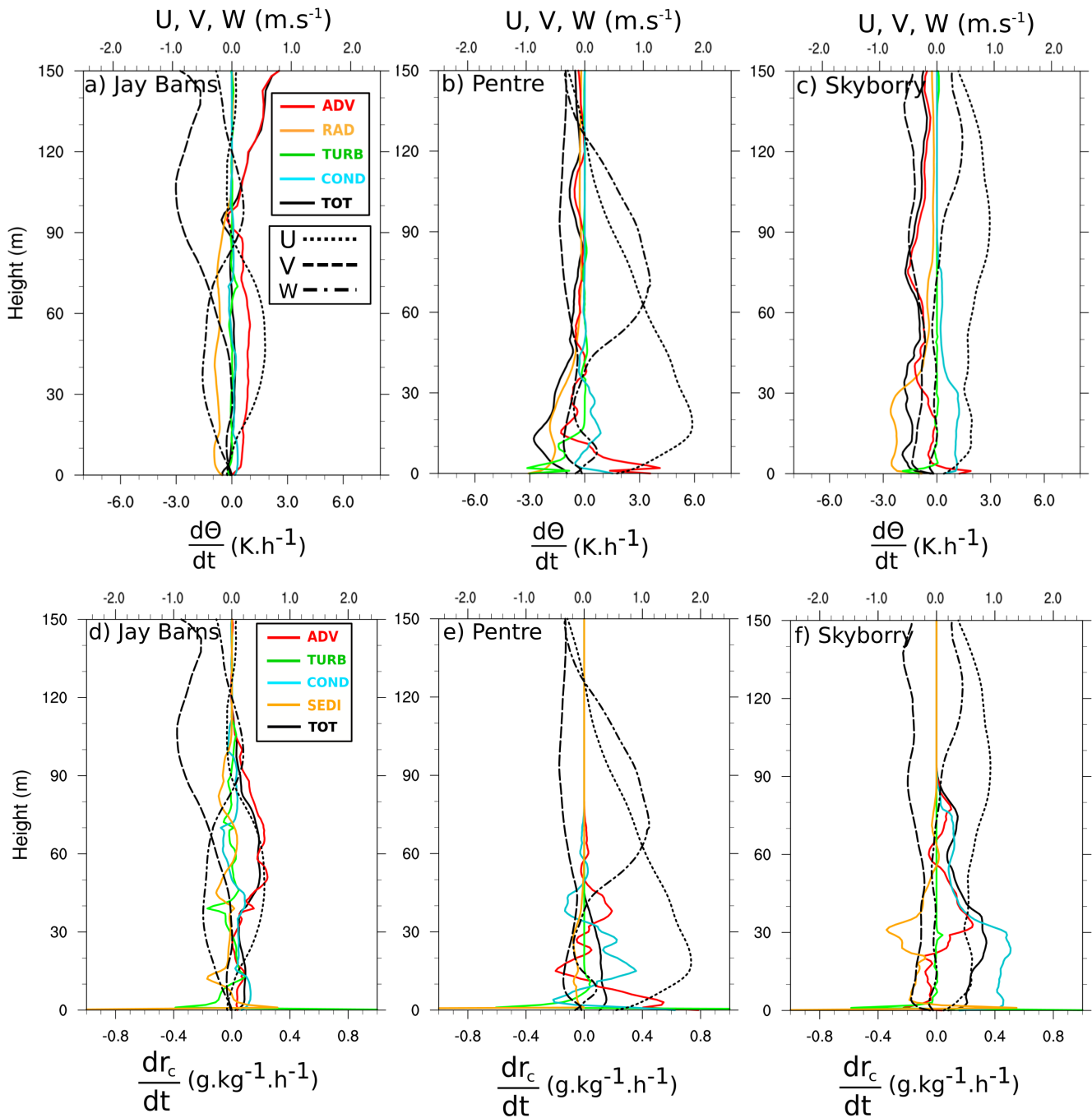
**Figure 3.** Time series of 30 min moving averages of (a) 1.5 m horizontal visibility (km), (b) surface downward longwave radiation ( $\text{W m}^{-2}$ ), (c) 2 m temperature ( $^{\circ}\text{C}$ ), (d) 10 m wind direction and (e) 10 m wind speed ( $\text{m s}^{-1}$ ), for sites of Jay Barns (red), Skyborry (green) and Pentre (blue). Observations are in dashed lines, results from REF simulation in solid lines. Sunrise is marked by the vertical dashed orange line on panel (c).



**Figure 4.** Horizontal cross-sections from the 100 m resolution model of Liquid Water Path (LWP) between 0 and 150 m ( $\text{g m}^{-2}$ ) averaged between 22 and 02 UTC. Black lines represent the orography, from 100 to 500 m AMSL, every 25 m. The five main sites are marked with black circles. Rectangles show the subdomains used to compute PDF in Fig. 11, 12 and 13.

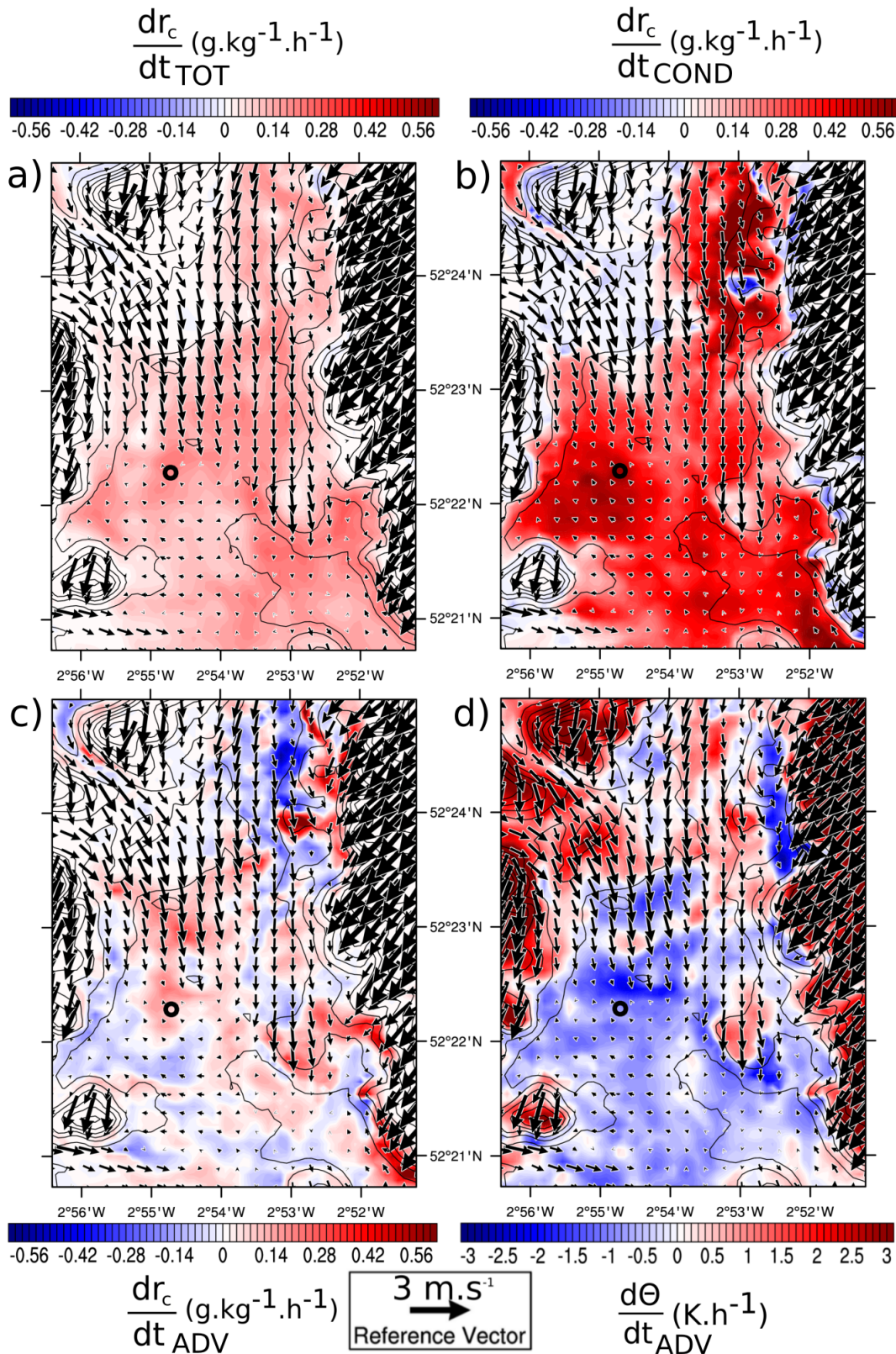


**Figure 5.** Vertical profiles at three main sites of potential temperature (bottom axis on a, b and c, in  $\text{K h}^{-1}$ ) and cloud mixing ratio (bottom axis on d, e and f, in  $\text{g kg}^{-1} \text{h}^{-1}$ ) budgets: ADV for advection, COND for the microphysical processes, TURB for turbulence, SEDI for sedimentation and surface deposition, RAD for radiative processes and TOT for the total tendency. Data are averaged for the formation times of the first fog event: 22-00 UTC at Jay Barns and Skyborry, 00-02 UTC at Pentre. Zonal, meridional and vertical wind speeds are averaged on for the same periods (top axis in  $\text{m s}^{-1}$ ) and shown with dotted, dashed and dotted-dashed lines respectively. For clarity reasons, vertical velocity has been multiplied by 20.

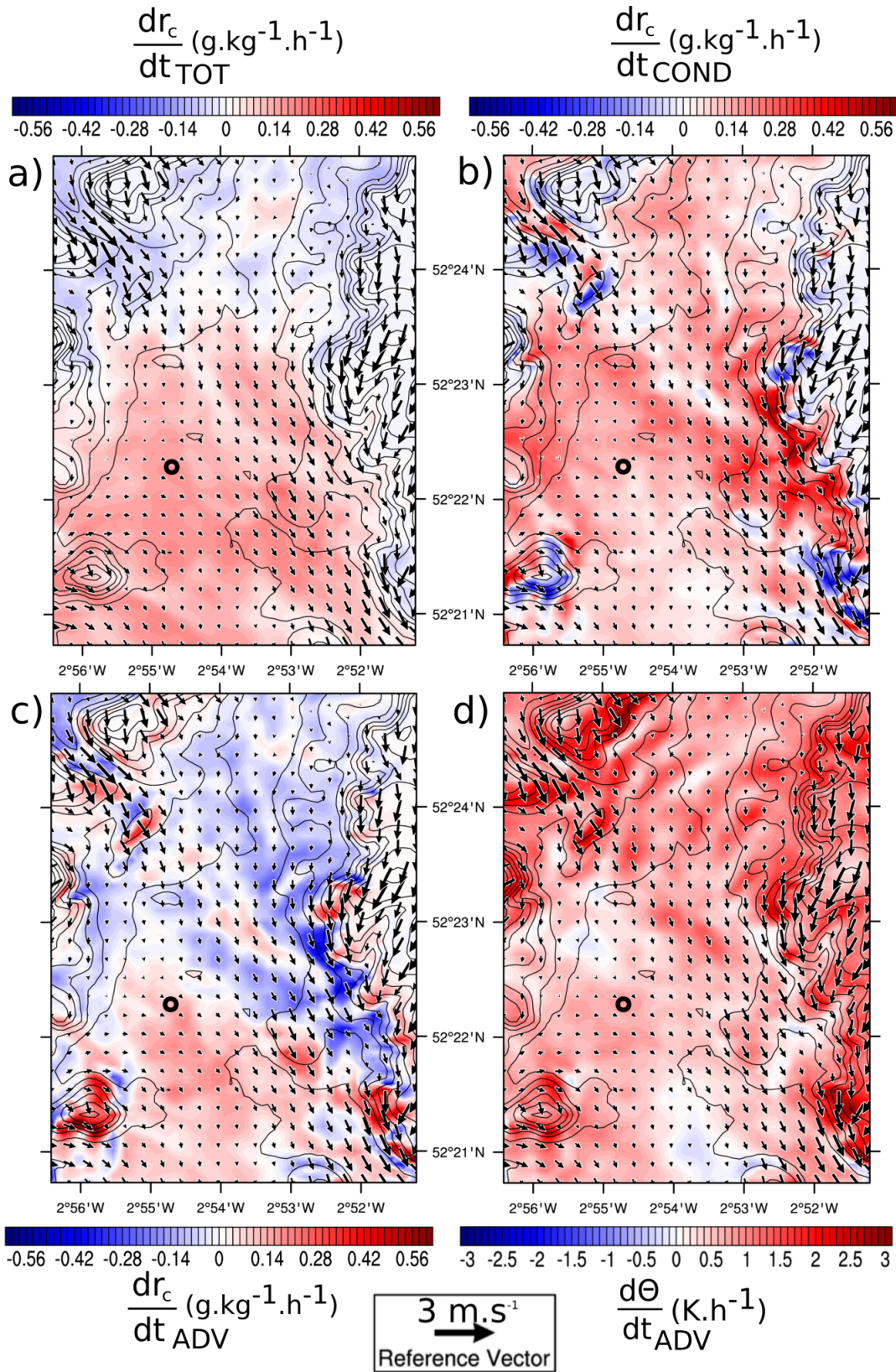


**Figure 6.** Same as Fig. 5 but averaged for the formation times of the second fog event: 04-0530 UTC at Jay Barns, 06-0730 UTC at Pentre and Skyborry.

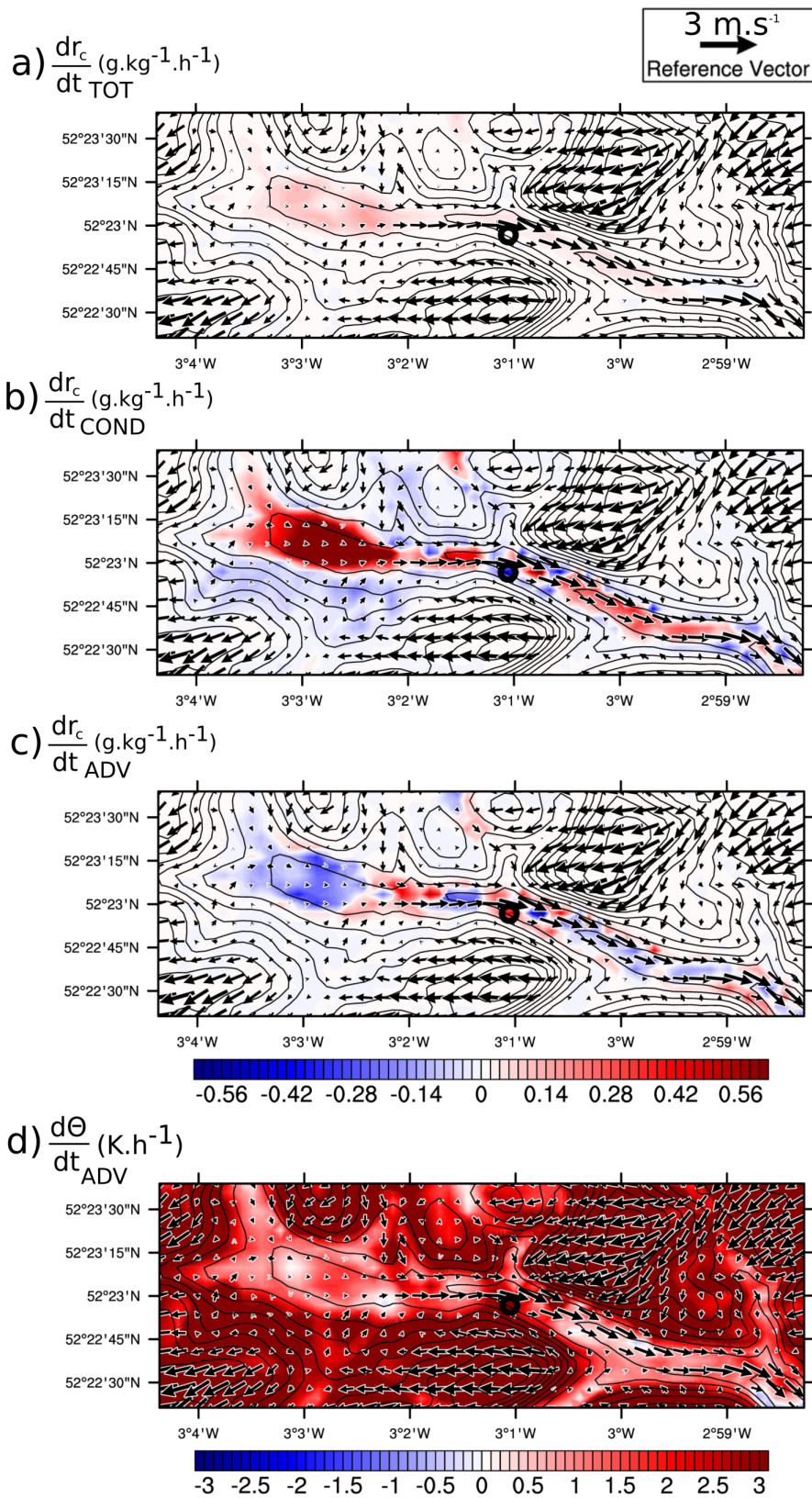




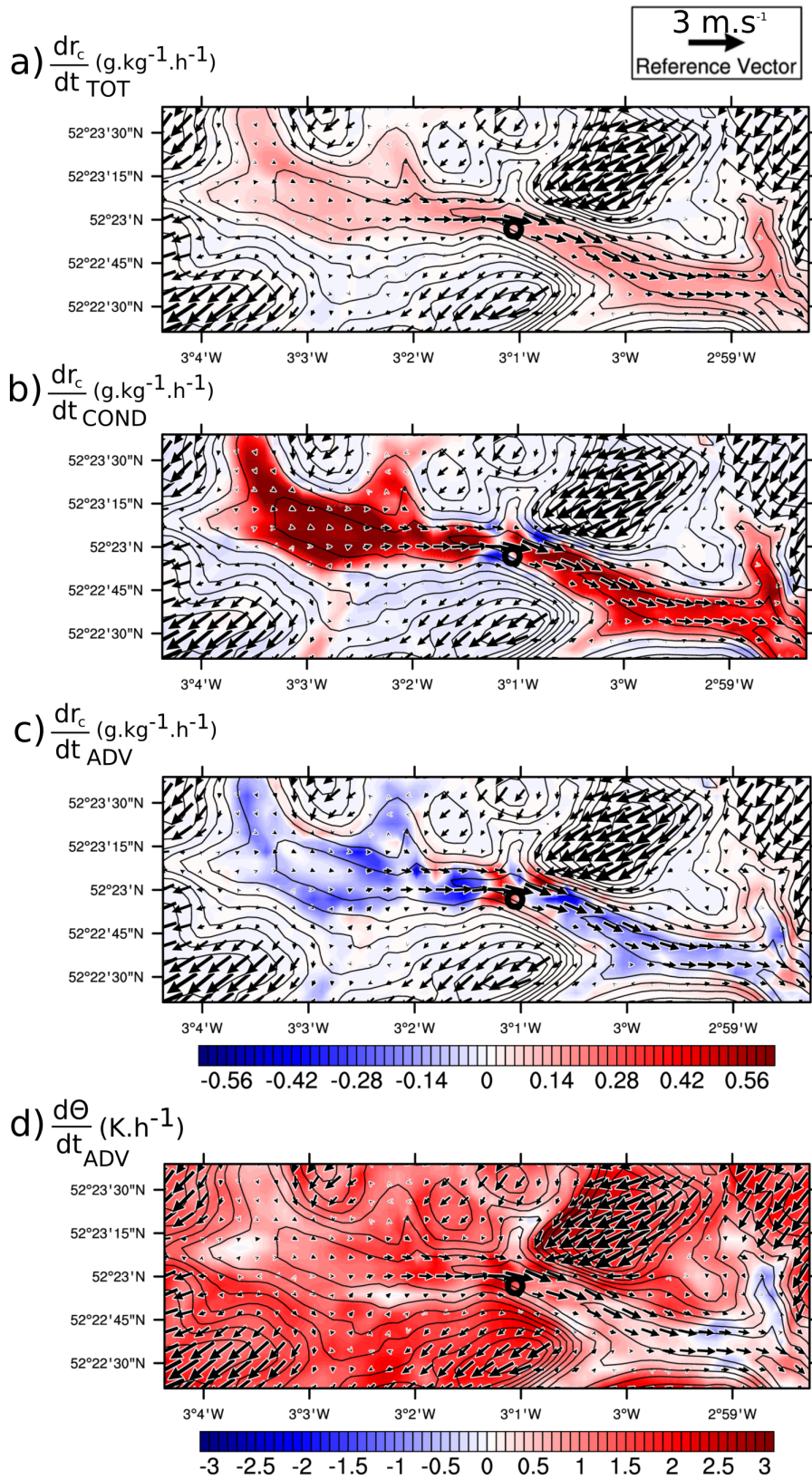
**Figure 7.** Horizontal cross-sections temporally averaged between 22 and 00 UTC the 1<sup>st</sup> of October and spatially from the surface to 40 m height, over the Jay Barns valley. (a) Total, (b) condensation and (c) advective tendencies of cloud water ( $\text{g kg}^{-1}\text{h}^{-1}$ ). (d) Advective tendency of potential temperature ( $\text{K h}^{-1}$ ). The Jay Barns site is marked with a black circle. Orography is shown in black contours, from 100 m to 600 m AMSL every 20 m.



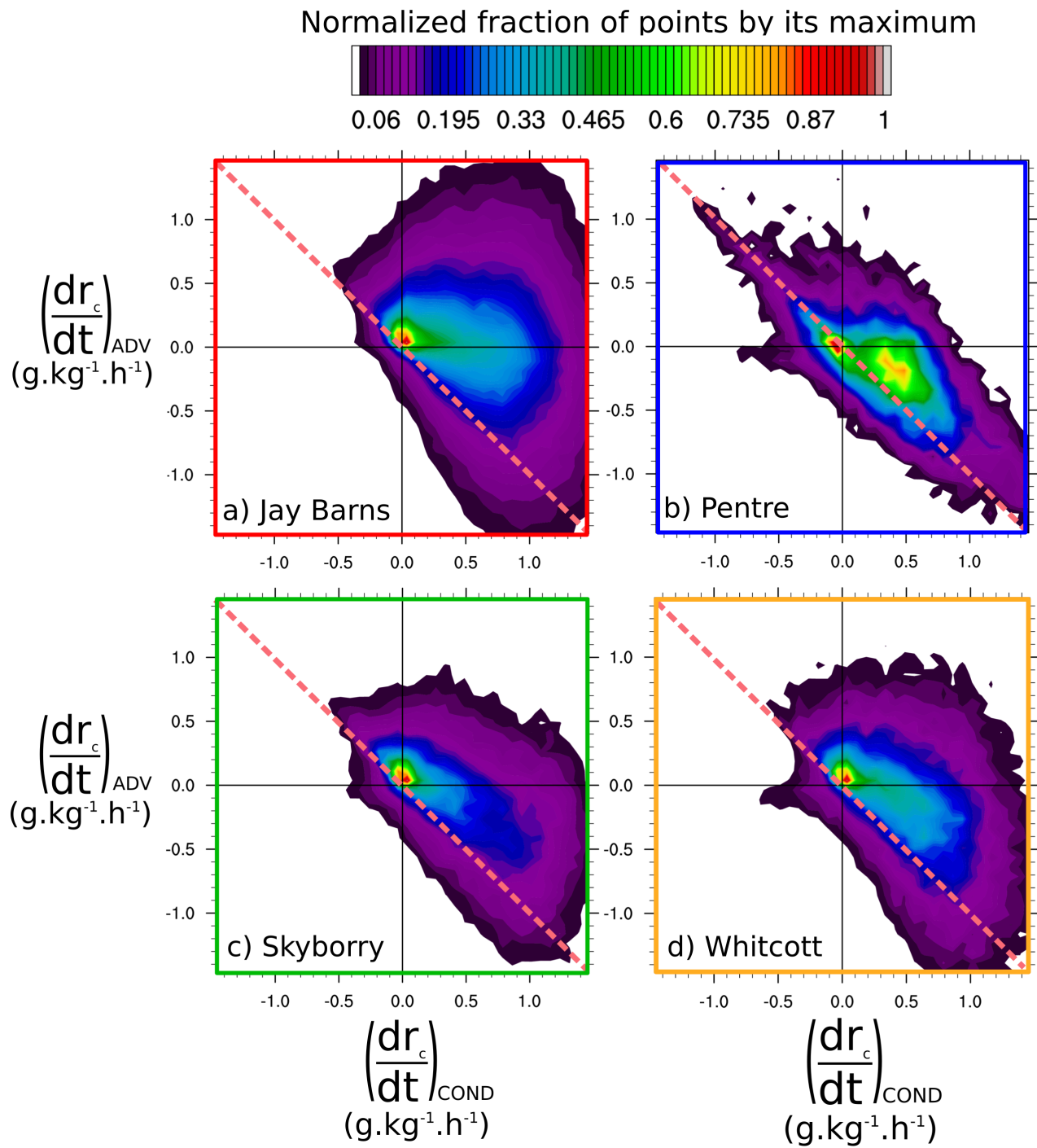
**Figure 8.** Same as Fig. 7, but tendencies are averaged between 04 UTC and 0530 UTC the 2<sup>nd</sup> of October, from the surface to 90 m height.



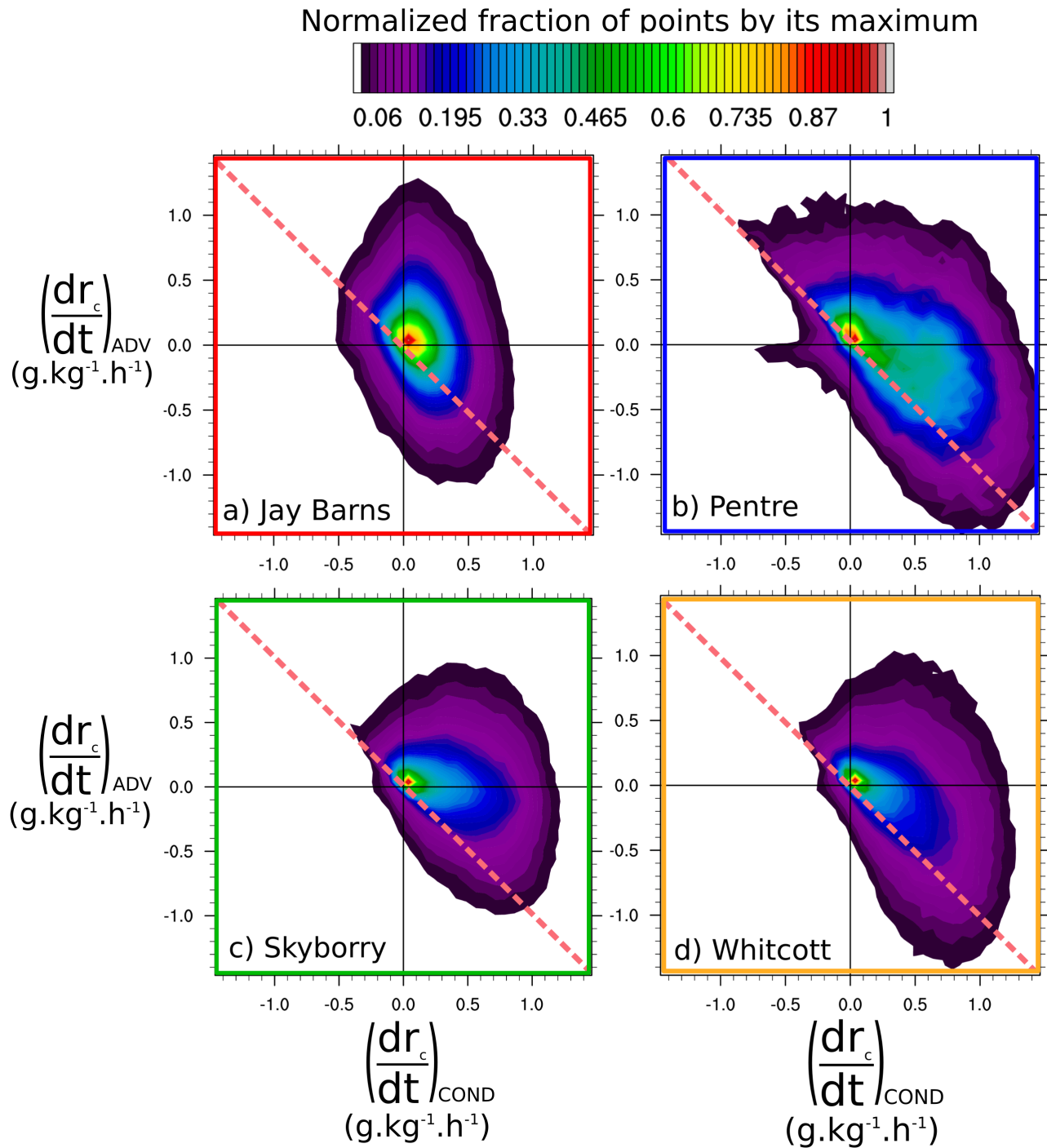
**Figure 9.** Same as Fig. 7 but for the Pentre valley with tendencies averaged between 00 and 02 UTC the 2<sup>nd</sup> of October, between the surface and 20 m height. The Pentre site is marked with a black circle.



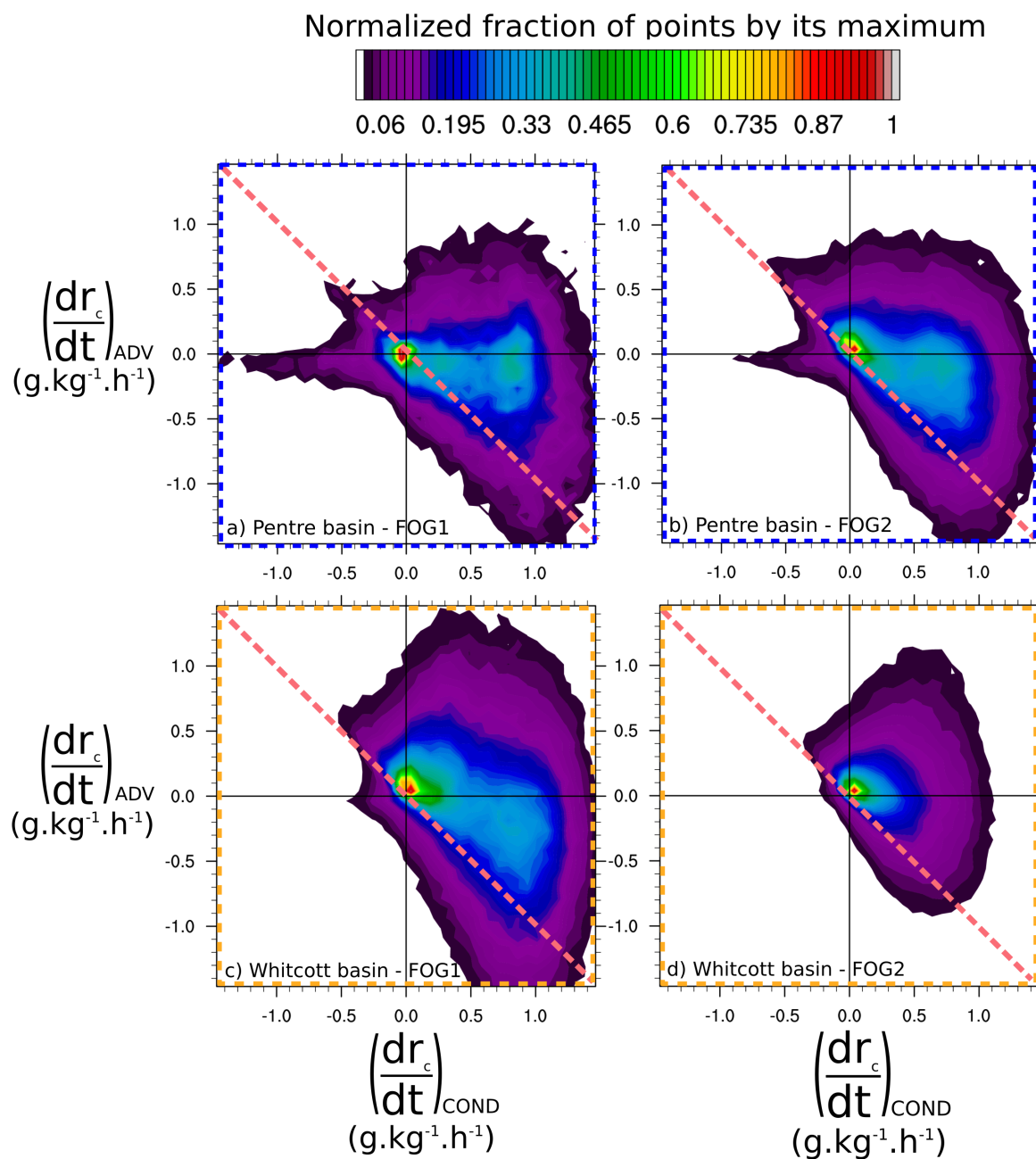
**Figure 10.** Same as Fig. 9 but tendencies are averaged between 06 and 0730 UTC the 2<sup>nd</sup> of October, between the surface and 50 m height.



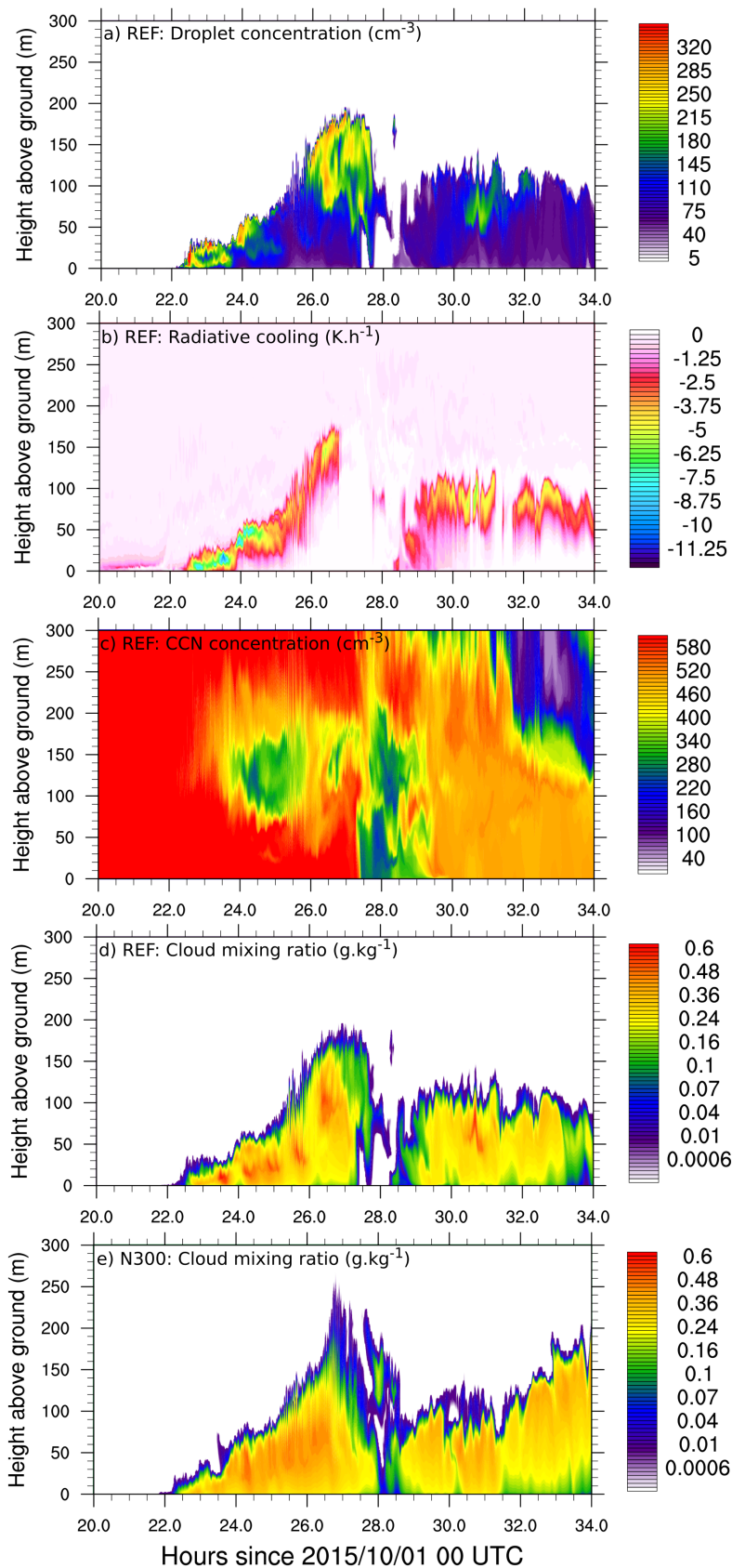
**Figure 11.** Probability density functions normalized by their respective maximum during the first fog formation around the main sites, taking into account only points where cloud mixing ratio is positive between surface and 200 m Above Ground Level (AGL), in domains defined in Fig. 4. Tendencies are computed every 5 min between 22 UTC and 00 UTC the 1<sup>st</sup> of October for (a) Jay Barns valley, (c) Skyborry valley and (d) Whitcott-Keysett valley and between 00 UTC and 02 UTC the 2<sup>nd</sup> of October for (b) Pentre valley. The pink dashed lines indicate the points where both processes balance each other.



**Figure 12.** Same as Fig. 11 for the second fog formation. Tendencies between 04 UTC and 0530 UTC for (a) Jay Barns and between 06 UTC and 0730 UTC for (b) Pentre, (c) Skyborry and (d) Whitcott-Keyset valleys.

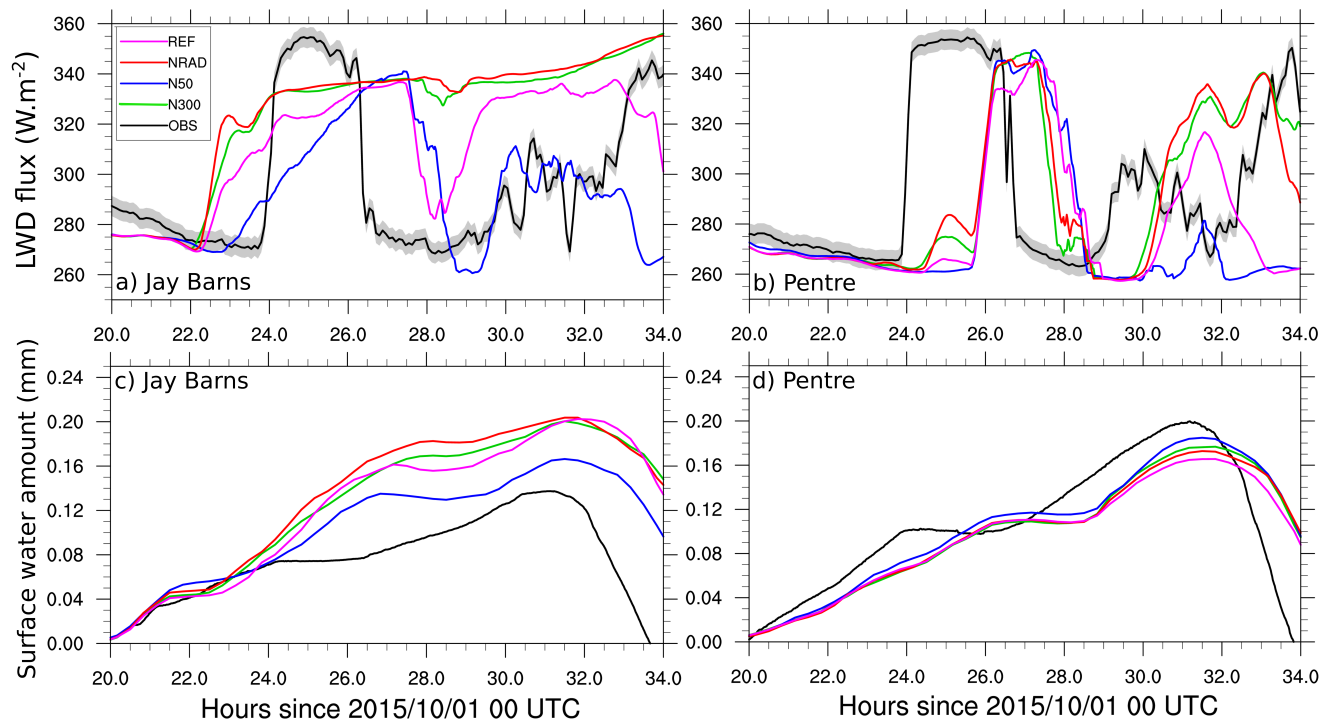


**Figure 13.** Same as Fig. 11 but for the basins of (a),(b) Pentre valley and (c), (d) Whitcott valley. Points are taken between (a) 00-02 UTC, (b) 06-0730 UTC, (c) 22-00 UTC, (d) 06-0730 UTC. FOG1 for the first formation, FOG2 for the second.



**Figure 14.** Temporal evolution of vertical profiles at Jay Barns of (a) droplet number concentration ( $\text{cm}^{-3}$ ), (b) radiative cooling ( $\text{K h}^{-1}$ ), (c) Total CCN concentration ( $\text{cm}^{-3}$ ) for REF simulation, (d) and (e) cloud water mixing ratio ( $\text{g kg}^{-1}$ ) for REF and N300 simulations respectively.

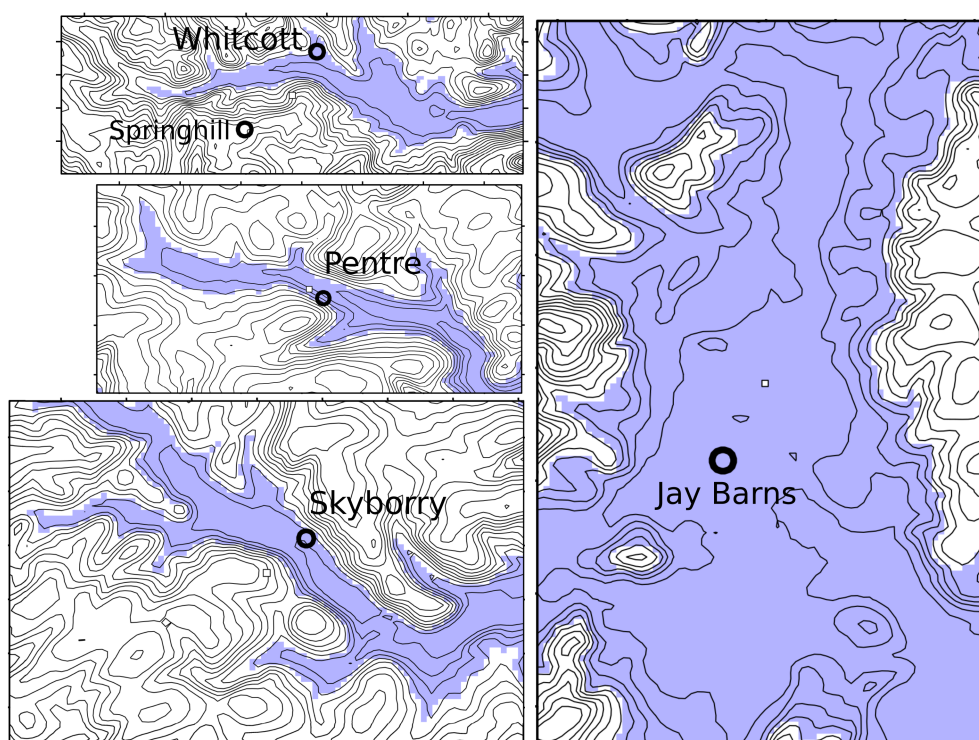




**Figure 15.** Time-series of 30 min averaged surface downward longwave radiations ( $\text{W}\cdot\text{m}^{-2}$ ) at (a) Jay Barns and (b) Pentre sites. Grey shaded areas show measurement uncertainty. Time-series of mass of water at the ground (mm) at (c) Jay Barns and (d) Pentre sites. Observation in black, simulations in colors.

### 3.3 Impacts des processus locaux et non-locaux sur d'autres périodes que la formation

L'étude de la section précédente montre les différents processus à l'œuvre pendant la phase de formation des deux épisodes de brouillard avec les bilans d'eau nuageuse, permettant d'expliquer pourquoi le brouillard devient rapidement épais dans une vallée mais pas dans une autre. Bien que les simulations montrent des différences avec les observations, l'étude reste intéressante pour la comparaison des conditions de brouillard entre les vallées. A présent, les mêmes bilans sont réutilisés en considérant chaque vallée comme un volume à part entière : les bilans sont moyennés sur tous les volumes occupés par les zones bleues de la Fig. 3.5 afin d'en étudier leur variation temporelle moyenne au cours de la nuit dans toute la vallée. Ils ne se limitent plus non à la phase de formation mais concernent l'ensemble du cycle de vie du brouillard



**Figure 3.5** – Figure illustrant les zones utilisées sur lesquelles les bilans sont moyennés (en bleu), avec pour limites supérieures : 220 m au dessus du niveau de la mer (AMSL) pour la vallée de Jay Barns, 250 m AMSL pour Skyborry, 265 m AMSL pour Pentre et 235 m AMSL pour Whitcott. Les contours noirs représentent les iso-contours de l'orographie tous les 20 mètres.

#### 3.3.1 Bilans d'eau nuageuse sur la nuit de la POI 12

La Fig. 3.6 présente les séries temporelles des bilans d'eau nuageuse moyennés sur le volume de chaque vallée lors de la nuit de la POI 12, ainsi que l'intensité de la composante horizontale du vent dans l'axe de chaque vallée et le contenu en eau moyen.

On retrouve ainsi les résultats présentés dans l'article de la section précédente, à savoir une formation principalement influencée par les processus locaux dans la vallée large (Fig. 3.6.a) tandis que la formation locale est limitée par les processus non-locaux dans les vallées étroites, prin-

cipalement pour le premier épisode mais de manière moins marquée pour le deuxième (Fig. 3.6.b, c et d). Ces processus sont sensiblement identiques pour les phases matures. Ainsi nous allons analyser dans la suite de cette partie les deux phases de dissipation.

### **Première dissipation nocturne sous conditions nuageuses**

L'arrivée de nuages de type stratocumulus à 02 UTC se traduit dans toutes les vallées par une diminution brutale de la contribution locale jusqu'à des valeurs nulles et, dans les vallées étroites, à un affaiblissement du drainage qui s'était mis en place à partir de 00 UTC (courbes noires tiretées, Figs. 3.6.b et d) voire à un renversement de la circulation de vallée vers un vent de vallée montant dans la vallée de Pentre (Fig. 3.6.c). Néanmoins, cet affaiblissement, ou ce renversement, n'est pas immédiat après l'arrivée du nuage mais se produit plutôt 1 heure après. Selon Whiteman [1982], un renversement du vent de vallée intervient plutôt entre 3 et 5 heures suivant le lever du soleil mais aucun temps caractéristique de ce renversement n'est documenté dans le cas d'une couverture nuageuse. Il pourrait également s'agir d'une canalisation du flux de grande échelle, s'orientant au sud-est lors du passage nuageux, dans l'axe de la vallée de même orientation.

Dans les vallées de Skyborry et de Whitcott entre 02 et 03 UTC, la destruction du brouillard par les processus non-locaux au sein des drainages, avant affaiblissement, s'ajoute à la diminution de la contribution locale sous la couverture nuageuse. Avec le processus de sédimentation, ceci contribue à dissiper totalement le brouillard à 03 UTC dans ces deux vallées (Figs. 3.6.b et d).

Dans la vallée de Pentre, du fait d'un brouillard très fin pour ce premier événement, cet effet est moins marqué malgré une contribution locale tombant à zéro à 0215 UTC. Mais l'établissement d'un vent de vallée montant entre 0230 et 04 UTC est accompagné d'une advection positive d'eau nuageuse (Fig. 3.6.c). Ce processus explique les traces d'eau nuageuses sporadiques simulées entre 03 et 0430 UTC entre la surface et 200 m au niveau du site de Pentre, sur la fig. 2.f de l'article présenté précédemment.

Dans la vallée de Jay Barns, la dissipation du brouillard n'est pas totale : Le passage nuageux s'accompagne d'un vent s'orientant au sud dans la vallée, probable conséquence d'un effet de canalisation également, mais les processus non-locaux ne sont ici pas suffisants pour éroder l'important contenu en eau résultant du premier épisode (Fig. 3.6.a).

### **Seconde dissipation en matinée sous conditions de ciel clair**

Sur la région du Shropshire, le 02/10/2015, le lever du soleil intervient vers 06 UTC. Dans les vallées soumises aux régimes de drainage, le renversement du vent de vallée intervient entre 3 et 4 heures après, en accord avec l'étude de Whiteman [1982]. Dans les vallées de Skyborry et de Whitcott, bien que la destruction non-locale au sein du drainage soit moins prononcée pour le second épisode de brouillard, voire inversée, celle-ci se rétablit lors de l'affaiblissement du drainage en matinée (Figs. 3.6.b et d). Cette dissipation non-locale du brouillard mène en

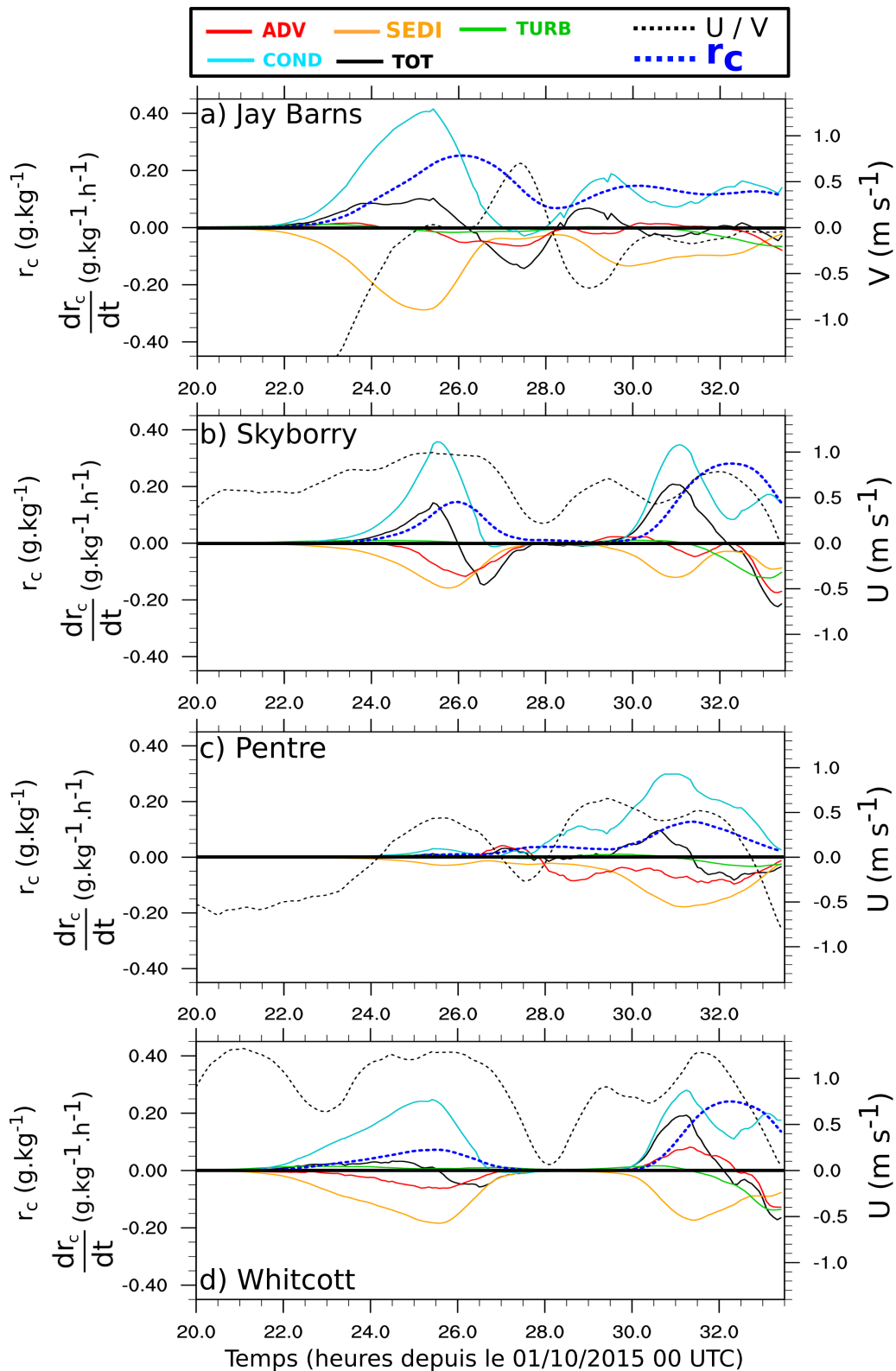
une perte de  $-0.15 \text{ g kg}^{-1} \text{ h}^{-1}$  pour ces deux vallées à 0930 UTC. Bien que la condensation participe au même instant à une création d'eau nuageuse du même ordre de grandeur, les processus de sédimentation, de dépôt et les processus turbulents s'ajoutent à la destruction advective en faveur d'une diminution du contenu en eau après 08 UTC pour ces deux vallées. En revanche, pour la vallée de Pentre (Fig. 3.6.c), la diminution du contenu en eau intervient dès 0730 UTC sous l'action des processus non-locaux et de la sédimentation, au sein d'un drainage encore actif, conjugués à une diminution de la contribution de la condensation. En revanche, pour cette vallée, le rétablissement du vent montant après 09 UTC est accompagné d'une diminution de l'impact de tous les processus. Enfin, dans la vallée de Jay Barns, les processus locaux restent prépondérants pendant la dissipation et la tendance totale d'eau nuageuse évolue peu, expliquant la dissipation plus tardive.

Nous avons vu que les processus non-locaux limitaient la formation du brouillard dans les vallées étroites. Mais en agissant également comme un puits pour l'eau nuageuse lors de la phase de dissipation, les processus non-locaux participent à accélérer la dissipation du brouillard dans les mêmes vallées. Le cycle de vie du brouillard est ainsi plus court dans les vallées étroites que dans la vallée large du fait de la présence des vents de vallée montants et descendants. Cet impact a été mis en évidence pour deux mécanismes de dissipation différents : l'apparition d'une couverture nuageuse et le lever du soleil. Non allons maintenant nous intéresser au bilan de température au sein des différentes vallées afin d'évaluer l'impact de la présence de brouillard sur celui-ci.

### 3.3.2 Impacts des processus non-locaux sur le bilan en température pendant le cycle de vie du brouillard

En conclusion de leur étude de sensibilité sur les plages froides en vallée idéalisée, [Vosper and Brown \[2008\]](#) avaient émis l'hypothèse que la présence de brouillard dans les vallées pouvait affecter le bilan thermique de celles-ci, via les effets radiatifs, et ainsi impacter le cycle de vie de la plage froide. Pour les quatre vallées considérées ici, les séries temporelles des contributions moyennes au bilan de température sont montrées sur la Fig. 3.7. Précédant la formation du brouillard avant 22 UTC, le refroidissement est piloté par les processus radiatifs et turbulents dans les quatre vallées. En revanche, les processus advectifs s'opposent en partie à ce refroidissement.

Conformément à ce qui a été montré dans l'article de la section précédente, la formation du brouillard dans la vallée de Jay Barns à 22 UTC est consécutive à une advection froide (Fig. 3.7.a). L'épaississement rapide du brouillard dans la vallée impacte le refroidissement radiatif qui influence à son tour le taux de refroidissement de la vallée, qui atteint  $-1.5 \text{ K h}^{-1}$  à 2345 UTC. Cela montre l'impact radiatif d'une couche de brouillard sur le bilan en température à l'échelle d'une vallée. Dans le même temps, le refroidissement turbulent est réduit.



**Figure 3.6** – Séries temporelles des bilans d’eau nuageuse moyennés sur le volume de chaque vallée. (a) Jay Barns, (b) skyborry, (c) Pentre et (d) Whitcott. Les contributions moyennes sont en traits pleins colorés (échelle de gauche, g kg<sup>-1</sup> h<sup>-1</sup>), les composantes du vent moyen aligné avec l’axe de la vallée en traits noirs tiretés (échelle de droite, m s<sup>-1</sup>) et le rapport de mélange d’eau nuageuse moyen en trait bleu tireté (échelle de gauche, g kg<sup>-1</sup>).

Le développement du brouillard dans les vallées étroites est également suivi d’un refroidissement radiatif significatif : entre 00 et 02 UTC pour Skyborry et Whitcott (Figs. 3.7.b et d

respectivement) et entre 06 et 07 UTC pour Pentre (Fig. 3.7.c). Néanmoins, le taux de refroidissement dans ces vallées est moins important que dans la vallée large du fait d'une advection chaude au sein des courants de drainage. Ceci peut expliquer que le processus de condensation y soit moins actif pour le premier évènement.

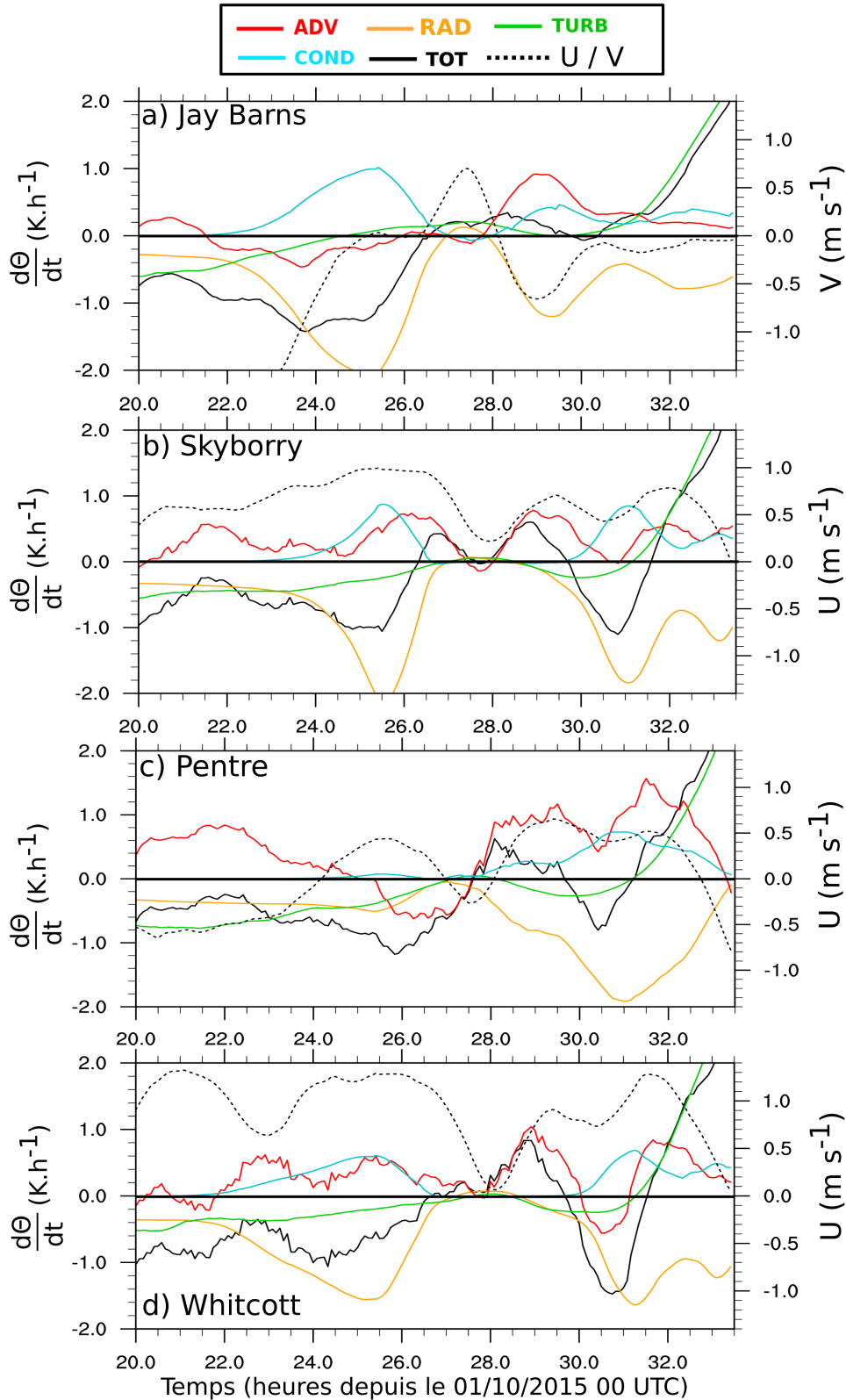


Figure 3.7 – Comme pour la Fig. 3.6 mais pour les contributions au bilan de température ( $\text{K}\cdot\text{h}^{-1}$ ).

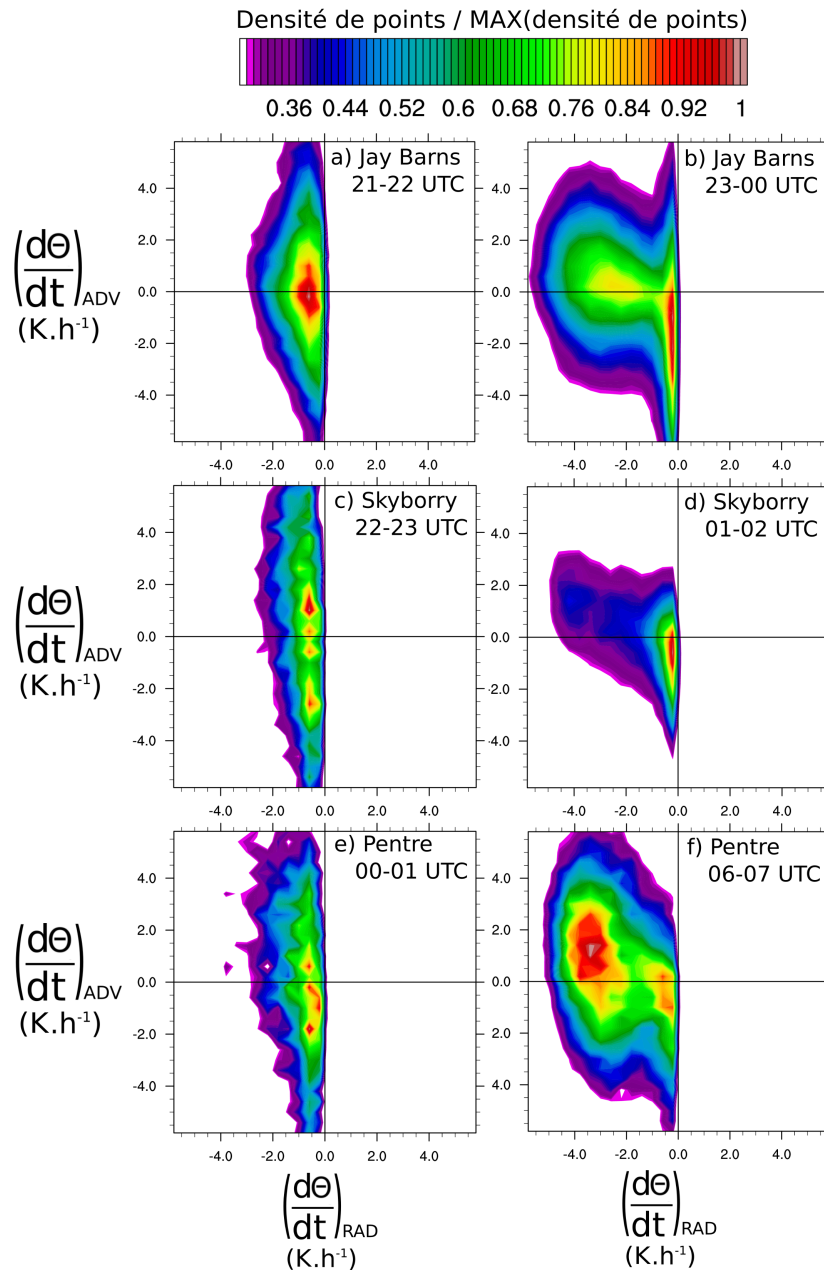
Afin d'évaluer l'impact des courants de drainage sur le bilan de température en fonction de l'épaisseur optique du brouillard (et donc du refroidissement radiatif associé), l'approche utilisant les fonctions de densité de probabilité (PDF), et présentée dans l'article de la section précédente pour l'eau nuageuse, a été réutilisée pour trois vallées en l'appliquant au bilan de température, et aux composantes locale (radiative) et non-locale (advective). La première période concerne celle où le brouillard commence à peine à se former dans la vallée, sans impact sur le refroidissement radiatif moyen à l'intérieur de celle-ci, et la deuxième période où le brouillard est suffisamment épais pour affecter le refroidissement radiatif à l'échelle de la vallée. Ces PDF, tracées seulement pour les points où de l'eau nuageuse est présente, sont présentées sur la Fig. 3.8.

Lorsque le brouillard est encore fin (colonne de gauche sur la Fig. 3.8), les processus sont répartis de façon similaire entre les trois vallées : la plus grande partie du brouillard (zones orangées à rouges) subit un refroidissement radiatif entre  $-0.5$  et  $-1 \text{ K h}^{-1}$ , soit des valeurs typiques d'un brouillard encore optiquement fin. Néanmoins, des disparités apparaissent sur les processus advectifs : là où le maximum de points pour Jay Barns est centré autour du zéro de la contribution advective, la dispersion est plus importante pour les vallées étroites, illustrant l'importante variabilité de ce processus dans ce type de vallée et en accord avec l'étude de Vosper et al. [2014] sur un cas de COLPEX.

Pour des conditions de brouillard devenu optiquement épais, la distribution évolue alors vers des valeurs de refroidissement radiatif plus importantes : un maximum relatif apparaît sur la distribution pour Jay Barns, centrée autour de  $-2$  à  $-3 \text{ K h}^{-1}$ , illustrant le refroidissement radiatif sommital du brouillard développé dans cette vallée. Même si la contribution des processus advectifs montre une grande dispersion, le maximum reste centré autour du zéro. Pour les vallées étroites - et notamment Pentre - les points où le refroidissement radiatif sommital est important (entre  $-3$  et  $-4 \text{ K h}^{-1}$ ) subissent également un réchauffement sous l'effet des processus advectifs (entre  $0$  et  $+2 \text{ K h}^{-1}$ ) : l'opposition des deux contributions amène l'idée que, pour un brouillard épais, celui se produisant dans une vallée étroite soumise aux régimes de drainage verra sa production principale d'eau nuageuse sommitale freinée par les effets non-locaux, par rapport à celui se développant dans des plaines ou des vallées plus larges. Enfin, la turbulence, jusque là peu active par rapport aux autres processus en présence de brouillard, est le processus qui pilote le réchauffement après le lever du soleil dans toutes les vallées.

Cet effet est illustré sur les coupes verticales au niveau du site de Skyborry présentées sur la Fig. 3.9. Le brouillard est alors formé en fond de vallée sous l'action de processus locaux (Fig. 3.9.a). Le refroidissement radiatif dans la partie supérieure du brouillard (environ  $-4 \text{ K h}^{-1}$ , Fig. 3.9.b) est partiellement compensé par un réchauffement advectif au sein du courant de drainage (environ  $1.5 \text{ K h}^{-1}$ , Fig. 3.9.c). L'étude numérique de Vosper et al. [2014] avait montré que les courants de drainage induisaient un réchauffement par advection sur les premiers mètres du fond de vallée lorsque celui-ci était libre de brouillard, s'opposant partiellement aux refroidissement radiatif proche de la surface. Lorsqu'un brouillard se développe en fond de vallée,

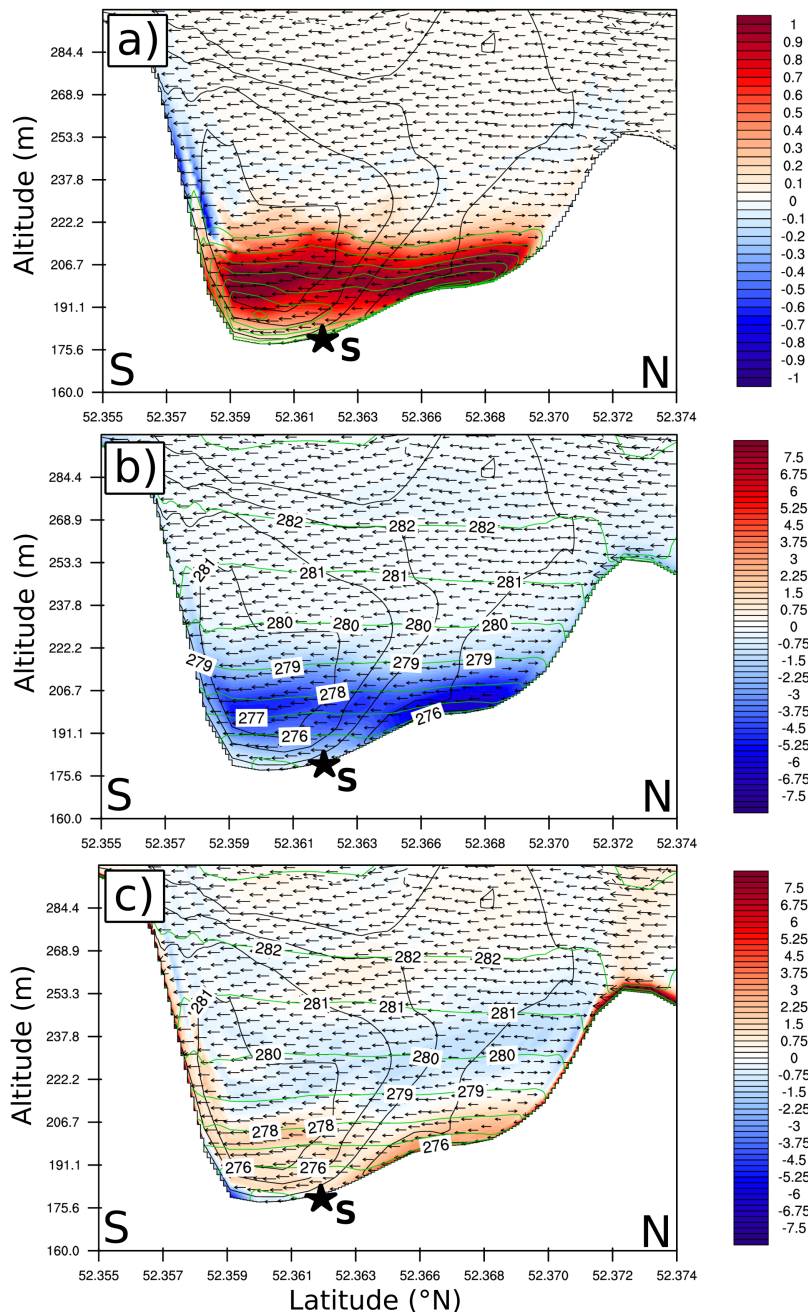
le réchauffement advectif intervient alors sur la hauteur de la couche de brouillard et vient partiellement s'opposer au refroidissement radiatif de celui-ci. Ainsi, en complément de l'étude de Cuxart and Jiménez [2012] qui concluait que les drainages affaiblissaient l'inversion sommitale par création de turbulence, les résultats trouvés ici suggèrent que l'advection chaude associée aux drainage va également dans le sens d'un affaiblissement de l'inversion et de la production d'eau sommitale.



**Figure 3.8** – Fonctions de densités de probabilité normalisées par leur maximum respectifs entre les contributions advectives et radiatives au bilan de température ( $\text{K h}^{-1}$ ) pour une période où le brouillard vient de se former dans la vallée (à gauche), et une autre période où il est bien établi (à droite). (a, b) Jay Barns, (c, d) Skyborry et (e, f) Pentre.

Cette étude de l'impact du terrain complexe sur le brouillard a montré que, dans les vallées étroites, les circulations à fine échelle de type vents de vallée (drainages et vents montants) s'op-





**Figure 3.9** – Coupes verticales nord-sud passant par le site de Skyborry, moyennées entre 01 et 02 UTC. (a) contribution de la condensation au bilan d'eau nuageuse (plages de couleurs,  $\text{g kg}^{-1} \text{h}^{-1}$ ) et iso-contours d'eau nuageuse (en verts, de 0.05 à 0.5  $\text{g kg}^{-1}$  par pas de 0.05  $\text{g kg}^{-1}$ ), (b) contribution radiative au bilan de température (plages de couleurs,  $\text{K h}^{-1}$ ) et iso-contours de température potentielle (K) et (c) contribution advective au bilan de température (plages de couleurs,  $\text{K h}^{-1}$ ) et iso-contours de température potentielle (K). Les contours noirs montrent le vent zonal perpendiculaire à l'axe de la coupe (de 0 à 3  $\text{m s}^{-1}$  par pas de 0.5) et les flèches le vent parallèle à l'axe de la coupe.

posent à l'augmentation du contenu en eau des brouillards, issue du processus de condensation, au sein de ces vallées. Cet impact se fait par l'action de deux principaux processus : 1) A la formation et à la dissipation, par une destruction non-locale d'eau nuageuse s'opposant à la contribution locale et 2) lorsque le brouillard est en phase mature, par advection chaude s'opposant au refroidissement radiatif sommital, freinant alors la production locale. Ces processus entraînent alors un cycle de vie plus court des brouillards dans les vallées étroites que dans la

vallée large, corroborant l’analyse des observations menée par [Price et al. \[2018\]](#).

### 3.4 Tests de sensibilités à la population de CCN

Dans la simulation de référence (REF) sur laquelle s’est appuyée l’analyse du chapitre 3, l’initialisation des CCN avec LIMA s’est faite sous certaines hypothèses. La première concerne le type de CCN utilisé que l’absence d’observations ne permettait pas de renseigner, nous avons donc supposé des sulfates. La seconde concerne le nombre de CCN initialisé puisque les observations ont mesuré la concentration d’aérosols au sol pour des diamètres supérieurs à  $0.25 \mu\text{m}$ , égale à  $300 \text{ cm}^{-3}$ . Afin de prendre en compte une concentration supplémentaire d’aérosols de diamètre inférieurs à  $0.25 \mu\text{m}$ , nous avons supposé une concentration totale d’aérosols de  $600 \text{ cm}^{-3}$  sur l’ensemble du spectre dimensionnel. Enfin, REF considère une paramétrisation du rayon effectif des gouttelettes selon [Savijärvi et al. \[1997\]](#), tenant compte de la concentration de gouttelettes pronostique de LIMA. Différents tests de sensibilité ont été menés sur les aérosols à partir de REF, et son résumés en Tab. 3.1 :

- La simulation L350, diminue le nombre total initial d’aérosols à  $350 \text{ cm}^{-3}$ ;
- La simulation NRAD considère la paramétrisation de [Martin et al. \[1994\]](#) pour le rayon effectif des gouttelettes, ne tenant ainsi pas compte de l’impact radiatif de  $N_c$ ;
- Et enfin la simulation LOR, basée aussi sur [Martin et al. \[1994\]](#) mais qui considère des aérosols organiques plutôt que sulfatés pour lesquels le paramètre d’hygroscopicité est réduit.

Pour rappel, les simulations REF et NRAD ont été comparées dans l’article 3.2. On s’intéresse à présent aux comparaisons REF/L350 et NRAD/LOR.

	Paramétrisation du rayonnement	$[\text{CCN}]_{INIT} (\text{cm}^{-3})$	Type de CCN	$\kappa$
REF	<a href="#">Savijärvi et al. [1997]</a>	600	Sulfates	0.61
L350	<a href="#">Savijärvi et al. [1997]</a>	350	Sulfates	0.61
NRAD	<a href="#">Martin et al. [1994]</a>	600	Sulfates	0.61
LOR	<a href="#">Martin et al. [1994]</a>	600	Organiques	0.1

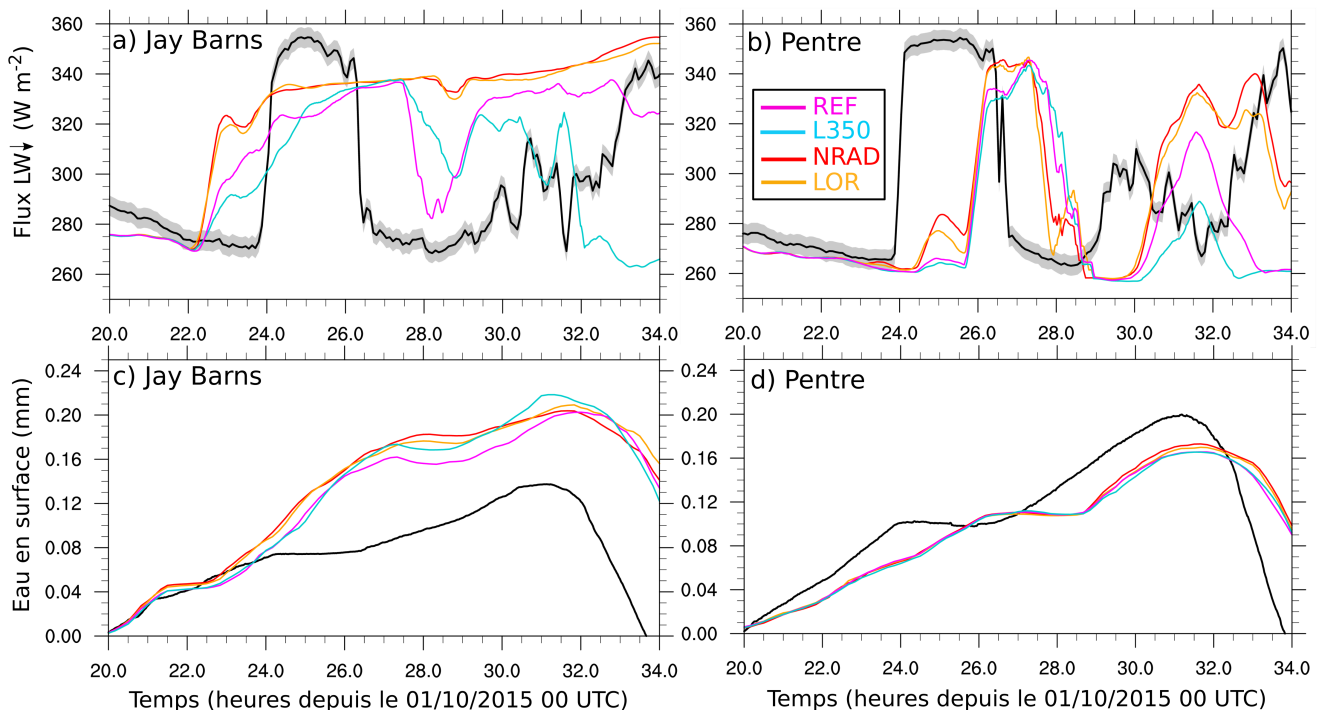
**Tableau 3.1** – Tableau rassemblant les différences entre les tests de sensibilités effectués sur l’initialisation des CCN dans LIMA. Le texte rouge dans la même colonne indique les paramètres clés pour l’étude de sensibilité. La dernière colonne indique la valeur du paramètre d’hygroscopicité pour le type de CCN choisi.

#### 3.4.1 Test de sensibilité à la concentration de CCN

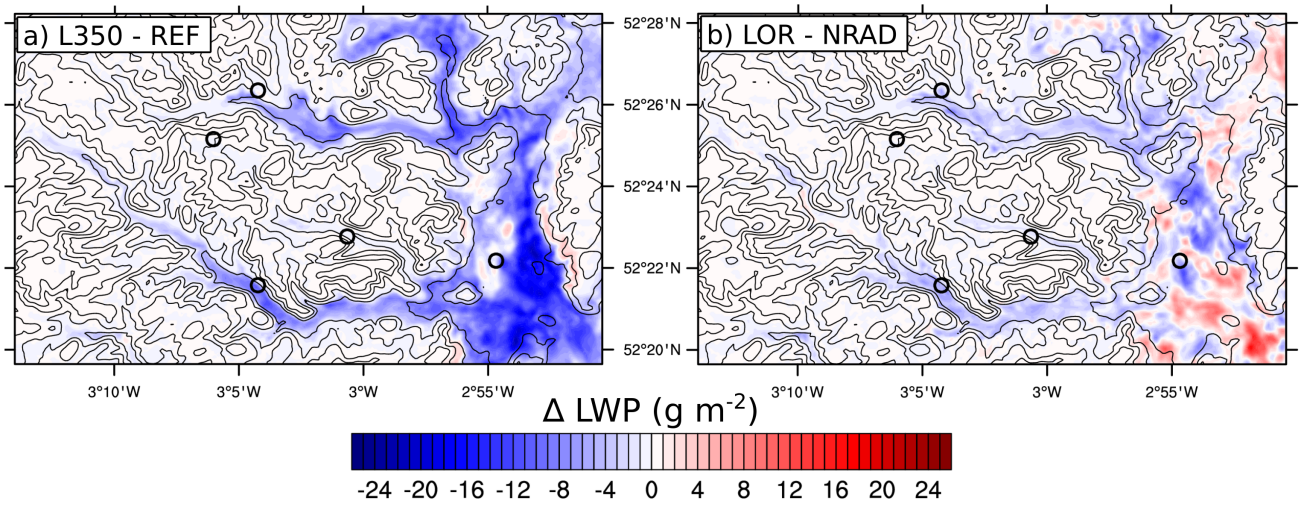
Sur la Fig. 3.10 sont montrées les évolutions temporelles du flux  $\text{LW}\downarrow$  et de la quantité d’eau récoltée en surface par les processus de rosée, de dépôt et de sédimentation pour Jay Barns et Pentre. On compare ici la simulation L350 à REF et aux observations. Conformément à de précédentes études effectuées en configuration idéalisée ([Bott et al. \[1990\]](#), [Stolaki et al. \[2015\]](#) et [Poku et al., 2019](#)), une diminution de la quantité de CCN disponibles est suivie d’un brouillard optiquement plus fin (Figs. 3.10.a et b), en raison d’un plus petit nombre de gouttelettes formées

( $80 \text{ cm}^{-3}$  pour L350 contre  $200 \text{ cm}^{-3}$  dans REF, Figs. 3.12.c et d) mais qui seront plus grosses ( avec des diamètres volumiques moyens de  $30 \mu\text{m}$  contre  $22 \mu\text{m}$ , Figs. 3.12.e et f), ce qui va diminuer le refroidissement radiatif sommital et augmenter la sédimentation, la vitesse de chute dépendant du diamètre des gouttelettes. Ceci est surtout retrouvé pour le deuxième épisode à Jay Barns.

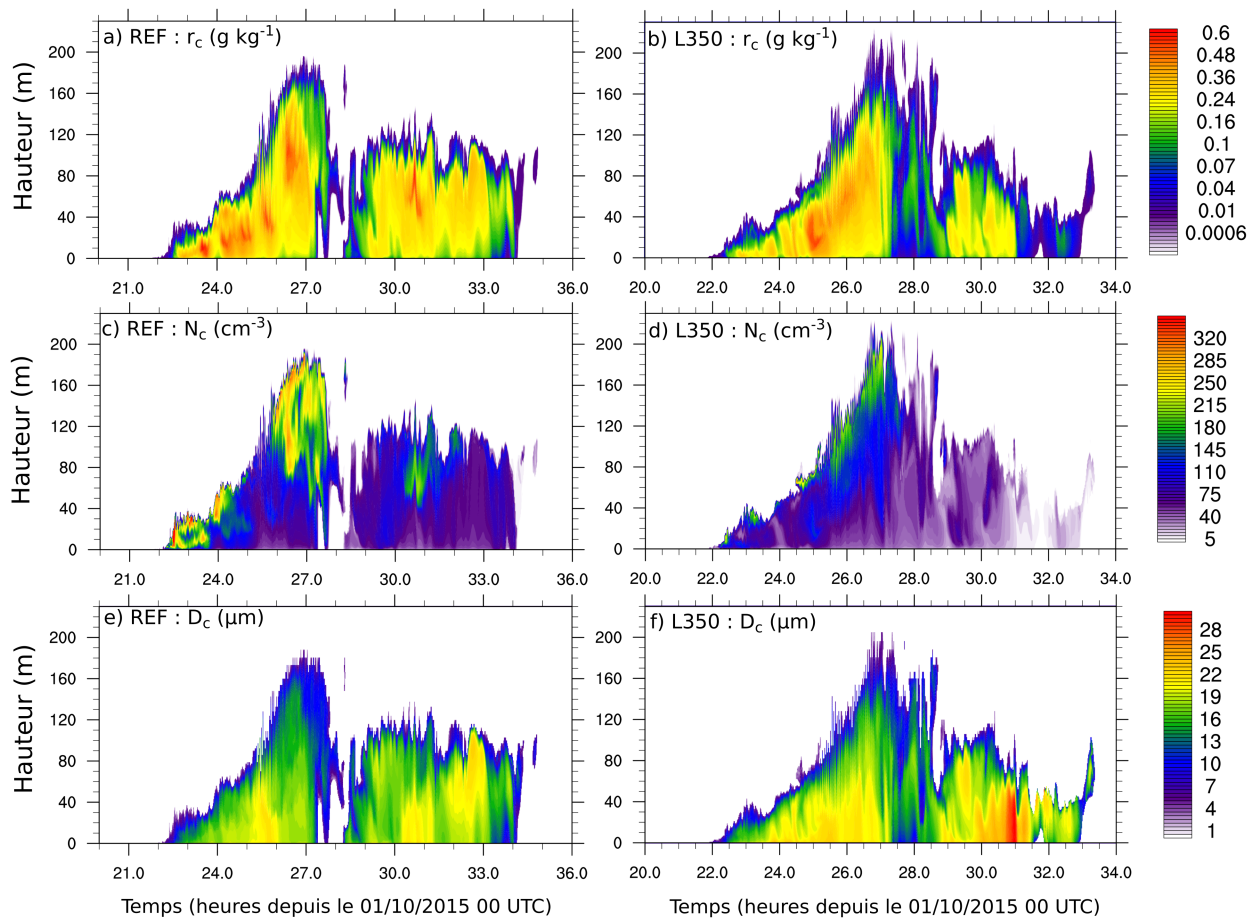
En revanche, l'augmentation de la hauteur du sommet du brouillard avec l'augmentation de la concentration en CCN, reportée dans les précédentes études, n'est pas observée pour le premier épisode sur le site de Jay Barns, car sa croissance verticale est dictée par l'organisation des différentes circulations au sein de la vallée comme précisé dans l'article. De même, aucune différence sur la quantité d'eau sédimentée n'apparaît sur le site de Pentre, là où le brouillard est aussi très dépendant de la configuration dynamique. Enfin, l'existence de zones où le contenu intégré en eau liquide ou *Liquid Water Path* (LWP) est plus important dans L350 que dans REF dans la vallée de Jay Barns, lors de la phase mature entre 00 et 02 UTC (Figs. 3.10.a et 3.11.a), laisse supposer l'existence de processus influençant davantage le cycle de vie du brouillard que la microphysique seule. Cela amène à nuancer l'affirmation d'une corrélation systématiquement positive entre la concentration en CCN, le contenu en eau et la hauteur du sommet du brouillard, quand les circulations dynamiques sont prépondérantes.



**Figure 3.10** – Séries temporelles de (a,b) flux  $\text{LW}\downarrow$  en surface ( $\text{W m}^{-2}$ ) et (c,d) quantité d'eau en surface résultant des processus de rosée, dépôt et sédimentation (mm) pour les sites de Jay Barns et Pentre. Observations en noir et simulations en couleur (légende dans l'encadré sur le panel b). Les observations de quantités d'eau ont été ramenées à zéro à 20 UTC pour faciliter la comparaison.



**Figure 3.11** – Différences du LWP (0-150 m), moyennées entre 00 et 02 UTC, entre (a) les simulations L350 et REF et (b) les simulation LOR et NRAD (en  $\text{g m}^{-2}$ ). Les sites principaux de LANSFEX sont repérés par les cercles noirs.



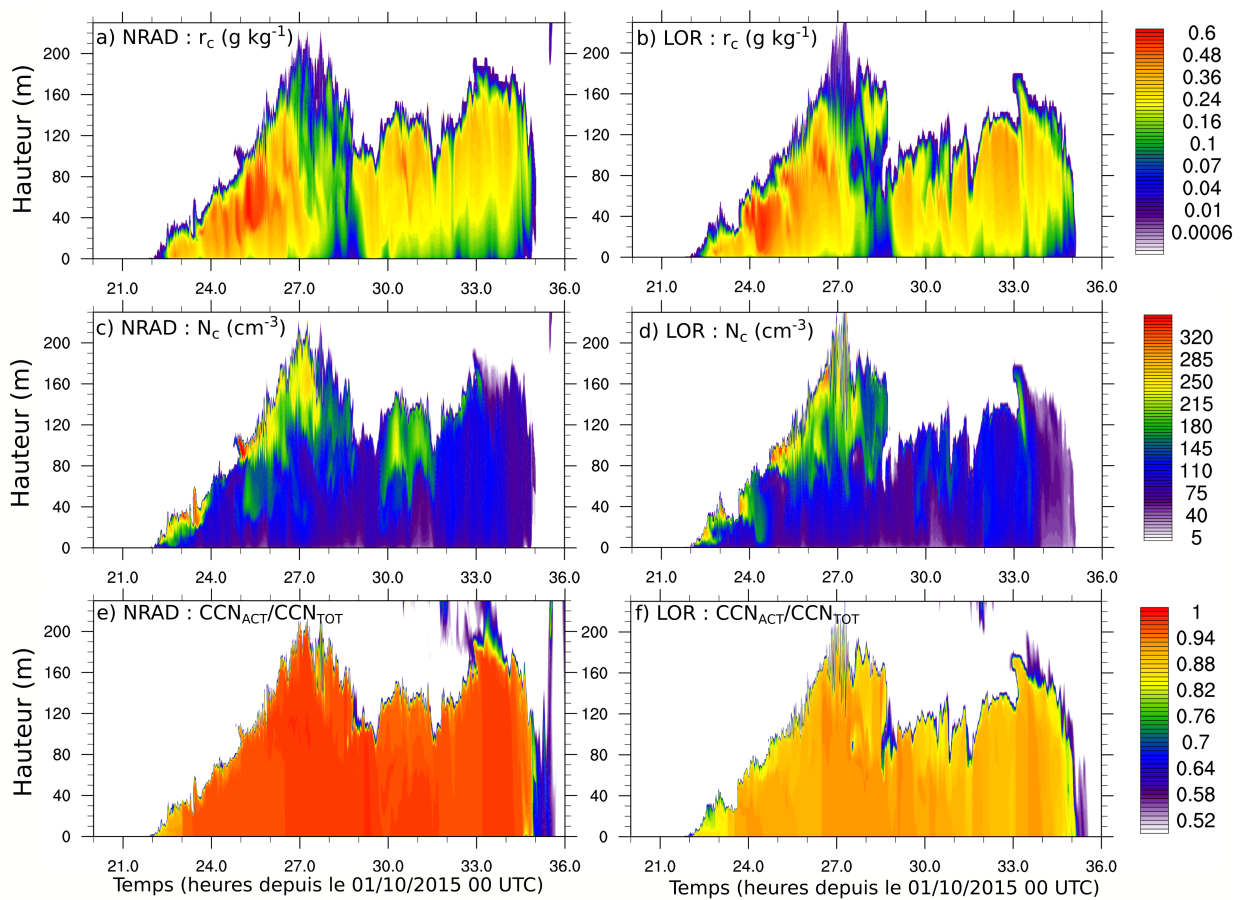
**Figure 3.12** – Séries temporelles de profils verticaux sur le site de Jay Barns de (a, b) rapport de mélange d'eau nuageuse ( $\text{g kg}^{-1}$ ), (c, d) concentration de gouttelettes ( $\text{cm}^{-3}$ ) et (e, f) diamètre volumique moyen des gouttelettes ( $\mu\text{m}$ ). Pour la simulation REF à gauche et la simulation L350 à droite.

### 3.4.2 Test de sensibilité au type de CCN

Le brouillard formé par l'activation des CCN organiques (simulation LOR) montre des valeurs légèrement plus faibles d'épaisseur optique et d'eau sédimentée en surface par rapport au

brouillard formé à partir de CCN sulfatés (simulation NRAD, Fig. 3.10), sans que cette différence ne soit pour autant significative. En effet, la simulation LOR simule un LWP légèrement plus faible dans les vallées étroites ( $-5 \text{ g m}^{-2}$ , Fig. 3.11.b) que la simulation NRAD. Dans la vallée large, l'impact est plus variable. Ces petites différences s'expliquent par une fraction de CCN activés légèrement plus faible (Figs. 3.13.e et f) du fait de la diminution de l'hygroscopicité, sans que le cycle de vie du brouillard ne soit affecté (Figs. 3.13.a et b).

Les résultats obtenus ici, dans une configuration en relief vallonné, viennent ainsi compléter ceux obtenus avec les simulations LES de Poku et al. [2019] : plus que la composition chimique des CCN, et leur fraction soluble impactant leurs propriétés de nucléation, c'est surtout le nombre de CCN disponibles à l'activation qui va jouer sur le cycle de vie du brouillard au travers du refroidissement radiatif et de la sédimentation. Néanmoins, cette sensibilité à la concentration de CCN est différente entre les deux épisodes étudiés ici, suggérant que l'influence des processus dynamiques et thermodynamiques en terrain complexe peut masquer cet impact, comme sur Jay Barns lors du premier évènement ou encore Skyborry lors du deuxième (non-montré ici, voir annexe E).



**Figure 3.13** — Séries temporelles de profils verticaux sur le site de Jay Barns de (a, b) rapport de mélange d'eau nuageuse ( $\text{g kg}^{-1}$ ), (c, d) concentration de gouttelettes ( $\text{cm}^{-3}$ ) et (e, f) fraction de CCN activés sur la population totale (sans unité). Pour la simulation NRAD à gauche et la simulation LOR à droite.

### 3.5 Conclusion de l'étude numérique sur le brouillard en terrain complexe

L'étude numérique de cette POI 12 s'est concentrée sur la compréhension des processus locaux et non-locaux agissant sur la formation et le cycle de vie du brouillard en terrain vallonné. En accord avec les observations, la simulation a montré une grande variabilité des processus locaux et non-locaux entre les vallées ainsi qu'à l'intérieur d'une même vallée, mais également entre les deux épisodes de brouillards séparés par la formation de stratocumulus.

Le premier épisode se caractérisait par un brouillard devenant rapidement épais dans la vallée large en raison d'une importante contribution des processus locaux (i.e. condensation), tandis qu'au sein des autres vallées, la formation d'un courant de drainage agissait comme un frein à cette formation locale, et le brouillard résultant était alors plus fin.

Dans la vallée la plus étroite, la présence d'un resserrement local au niveau du site de Pentre était favorable à une accélération du drainage [Zängl, 2004] et à un brouillard qui revêtait un caractère advectif, confirmant les observations de Price et al. [2018] sur ce même site. Ce brouillard provenait de la partie supérieure de la vallée, plus large, où il s'était développé via les processus locaux. Ce résultat vient compléter l'étude de Arduini et al. [2017] faite sur une vallée en configuration similaire, où la partie amont développait alors des plages froides plus marquées que dans la partie aval plus étroite. Les plages froides étant statistiquement favorables au brouillard [Chachere and Pu, 2016], notre étude a ainsi montré que celui-ci s'y formait via les processus locaux.

La formation de stratocumulus en milieu de nuit a entraîné une première dissipation du brouillard sur les collines du Shropshire. Dans les deux vallées étroites, la dissipation est favorisée par un contenu en eau plus faible, une diminution de la contribution positive locale et des processus non-locaux défavorables. Dans la vallée la plus large, l'important contenu en eau du premier épisode de brouillard, ainsi que la faiblesse des processus non-locaux, ont freiné sa dissipation.

Lors du deuxième épisode, sous l'effet d'un réchauffement advectif généralisé, la formation d'eau nuageuse par les processus locaux était alors moindre dans la vallée de Jay Barns. La configuration dynamique y était d'ailleurs différente : c'était cette fois un flux de nord-ouest provenant d'une vallée tribulaire qui traversait la vallée large de part en part. Au contraire, dans les deux vallées étroites, le facteur limitant des processus non-locaux sur l'eau nuageuse, identifié lors du premier épisode, était moins prononcé et le brouillard était alors plus épais. En matinée, le rétablissement des vents de vallée montants a favorisé la dissipation du brouillard par les processus non-locaux au sein de ces mêmes vallées.

Pour la vallée très étroite, la configuration de vent de vallée montant sous la couverture nua-

geuse tend à apporter de l'eau nuageuse par advection au sein de la vallée, tandis qu'en matinée l'impact de cette circulation est plus limité : la diminution de toutes les contributions, locales et non-locales, mène à une dissipation du brouillard plus classique dans cette vallée.

Nus avons montré également que, en impactant le bilan de température au sein des trois vallées soumises au régime de drainage, les processus non-locaux liés à ces circulations étaient responsables d'advections chaudes qui s'opposaient partiellement au refroidissement radiatif sommital des brouillards de vallée suffisamment développés, freinant ainsi la production d'eau liquide sommitale. Ceci vient compléter l'étude de [Cuxart and Jiménez \[2012\]](#) qui s'était concentrée sur l'impact de la turbulence additionnelle générée par de telles circulations sur l'intensité de l'inversion au sommet du brouillard.

Ainsi, pour cette POI 12, la conjonction de ces différents facteurs induit un cycle de vie des brouillards, dans les vallées soumises au régime de drainage, plus court que dans la vallée large.

Des tests de sensibilités ont été menés sur la représentation de la microphysique. Il est apparu que l'apport d'un schéma à 2 moments était surtout positif lorsque l'impact radiatif de la concentration de gouttelettes était pris en compte, et que cet impact était plus grand que celui de la sédimentation. Enfin, des tests sur l'initialisation des CCN ont permis de montrer que la corrélation positive entre leur concentration, la durée de vie et la hauteur de la couche de brouillard, mise en évidence dans de précédentes études en configurations idéalisées [[Bott et al., 1990](#); [Maalick et al., 2016](#); [Stolaki et al., 2015](#)], était à nuancer avec une orographie plus complexe. En effet, les circulations tri-dimensionnelles deviennent le processus prédominant. Néanmoins, lorsque l'influence de ces circulations est peu marquée, l'impact de la microphysique est plus important et rejoint les conclusions des études précédentes. L'impact de la prise en compte d'une population de CCN plus hydrophobe, de type organique, est très faible, en accord avec les résultats récents issus des LES de [Poku et al. \[2019\]](#). La dynamique en terrain complexe apparaît donc comme le principal facteur favorisant, ou non, le développement du brouillard à l'intérieur d'une vallée.

Le prochain chapitre s'affranchit des processus non-locaux et présente des simulations LES de la POI 1 de LANFEX en terrain plat et homogène. De plus, les mesures microphysiques plus complètes fournies par cette POI permettent d'évaluer les performances de LIMA sur la modélisation de la microphysique des brouillards.

## Chapitre 4

# POI 1 de LANFEX : Apport du schéma microphysique à 2 moments LIMA en terrain homogène

### Sommaire

---

<b>4.1</b>	<b>Présentation du cas d'étude</b>	<b>104</b>
4.1.1	Phase de formation	106
4.1.2	Phase mature	107
4.1.3	Dissipation	108
4.1.4	Simulations existantes de la POI 1	113
<b>4.2</b>	<b>Simulation du cas d'étude avec le modèle Méso-NH</b>	<b>115</b>
4.2.1	Configuration numérique	115
4.2.2	Initialisation d'une population multimodale de CCN	116
<b>4.3</b>	<b>Test de sensibilité à l'initialisation des aérosols</b>	<b>126</b>
<b>4.4</b>	<b>Prise en compte des gouttelettes déjà existantes dans le diagnostic de sursaturation</b>	<b>127</b>
<b>4.5</b>	<b>Utilisation de la sursaturation pronostique de Thouron et al. [2012]</b>	<b>128</b>
<b>4.6</b>	<b>Conclusion</b>	<b>129</b>

---

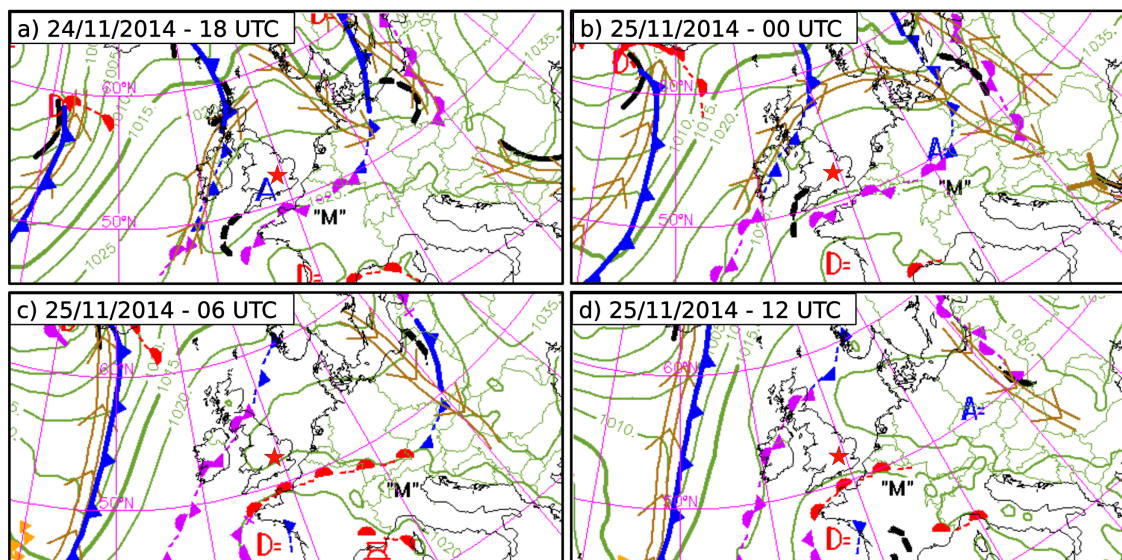
Ce chapitre présente des simulations numériques de brouillard en mode LES de la POI 1 de LANFEX, pour laquelle des observations microphysiques sont disponibles, afin de tester le schéma microphysique à 2 moments LIMA. Des simulations LES de ce cas ont déjà été réalisées dans Boutle et al. [2018] et Poku et al. [2019] et s'inscrivent, tout comme les simulations effectuées dans cette étude, dans un exercice GASS (Global Atmospheric System Studies) d'inter-comparaison de modèles (en modes LES et unicolonne) de différents instituts météorologiques : le Met Office (Angleterre) utilisant MONC (Met Office NERC Cloud Model), l'Institut Météorologique Finlandais (FMI) avec UCLALES-SALSA, les universités de Wageningen (Pays-Bas) avec WRF et de Hanovre (Allemagne) avec PALM, le DWD (*Deutscher Wetterdienst*, le service météorologique allemand) utilisant ICON-LES, l'Université de Francfort (Allemagne) avec



COSMO-LES, la NOAA (National Oceanic and Atmospheric Administration, États-Unis) avec WRF, le Centre Européen pour les Prévisions Météorologiques à Moyen-Terme (CEPMNT) avec IFS et Météo-France avec Méso-NH. Après une présentation du cas et de la simulation de référence, des tests de sensibilité à l'initialisation des aérosols et à la paramétrisation de l'activation seront menés. A noter que nous avons également produit des simulations 1D pour l'exercice GASS, qui ne seront pas présentées ici.

## 4.1 Présentation du cas d'étude

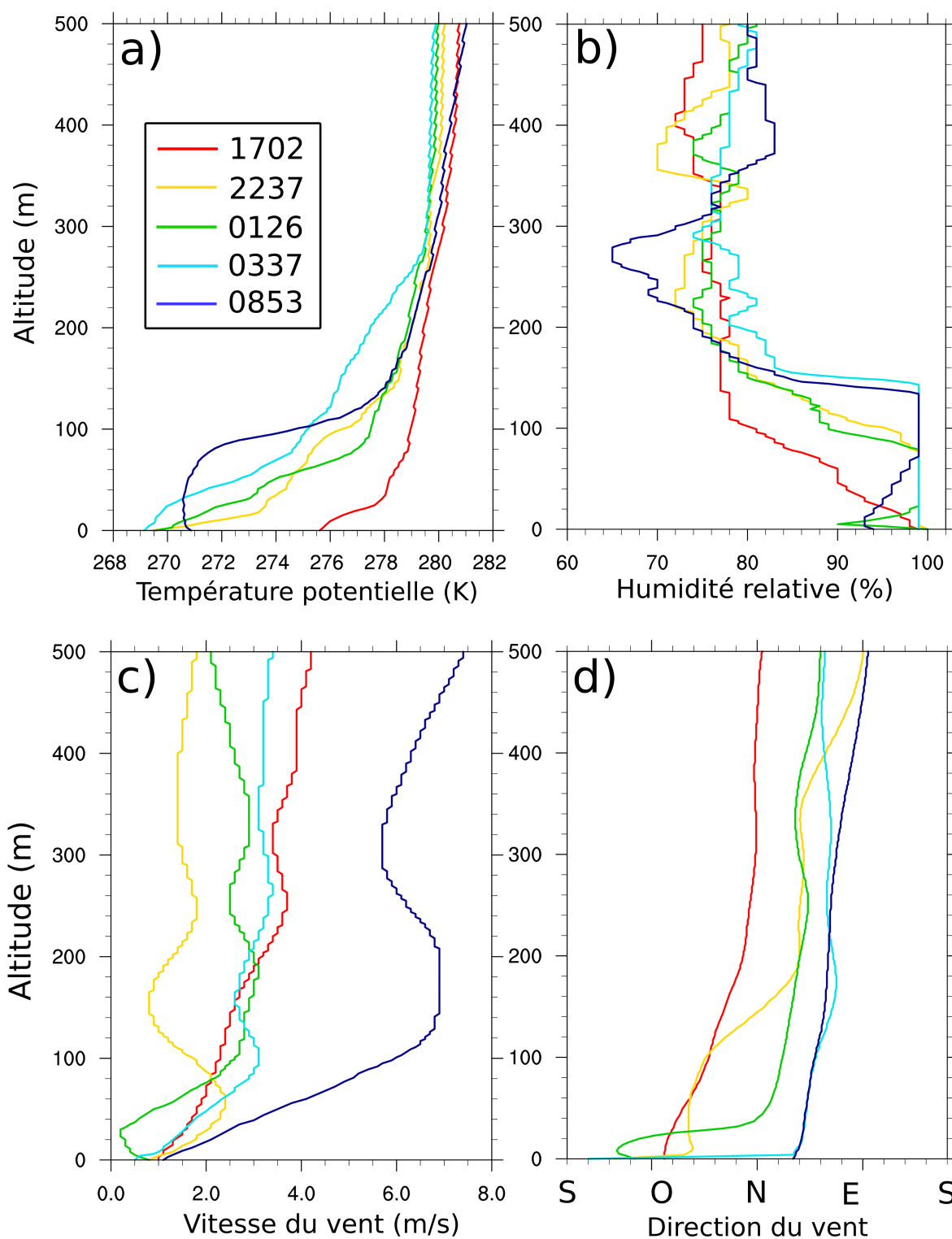
Le 24 novembre 2014 à 18 UTC, un anticyclone à 1025 hPa est présent sur le sud de l'Angleterre (Fig. 4.1.a). Le champ de pression autour de la zone reste relativement constant en cours de nuit, au dessus de 1020 hPa, avec toutefois une faiblesse intervenant en fin de matinée du 25 novembre avec l'approche de deux fronts par l'ouest et le sud. Ces conditions anticycloniques apparaissent comme favorables à la formation du brouillard radiatif sur le sud de l'Angleterre.



**Figure 4.1** – Analyses synoptiques des pressions réduites au niveau de la mer (hPa) produites par Météo-France toutes les 6 heures, dans la nuit du 24 au 25 novembre 2014. Les « A » représentent les centres des anticyclones, les « D » ceux des dépressions. Les isobares sont en traits verts. Le site de Cardington est repéré par l'étoile rouge au centre de chaque carte.

Pour cette POI 1 observée à Cardington, un premier radiosondage est lancé à 17 UTC (courbes rouges sur la Fig. 4.2). Les profils observés montrent alors le développement d'une inversion en surface jusqu'à 30 mètres d'altitude (Fig. 4.2.a) ainsi qu'une humidification des basses couches jusqu'à 99% (Fig. 4.2.b) et un vent d'ouest inférieur à  $2 \text{ m s}^{-1}$  sur les 50 premiers mètres (Fig. 4.2.c et d). Ces conditions thermodynamiques apparaissent favorables à la formation du brouillard radiatif. Le flux solaire incident diminue jusqu'à des valeurs nulles à 16 UTC (Fig. 4.3.a). Ainsi, la température de surface diminue de  $7^\circ\text{C}$  (courbe rouge sur la Fig. 4.3.c) et l'humidité relative de surface augmente jusqu'à saturation à 16 UTC (courbe bleue sur la Fig. 4.3.c). De la rosée se forme dès 16 UTC sur le capteur à Cardington (Fig. 4.3.e) avec un flux de chaleur latente devenant négatif en surface (Fig. 4.3.d). Le fait de voir une variation positive de masse d'eau avant 16 UTC indique probablement une erreur de mesure, puisque le flux LE

positif au même moment traduit un processus d'évaporation. L'annulation du flux LE à 1745 UTC indique le début de la formation du brouillard.



**Figure 4.2** – Profils verticaux observés par les radiosondages lancés lors de la nuit du 24 au 25 novembre 2014 depuis Cardington. (a) température potentielle (K), (b) humidité relative (%), (c) vitesse du vent ( $\text{m s}^{-1}$ ), (d) direction du vent.

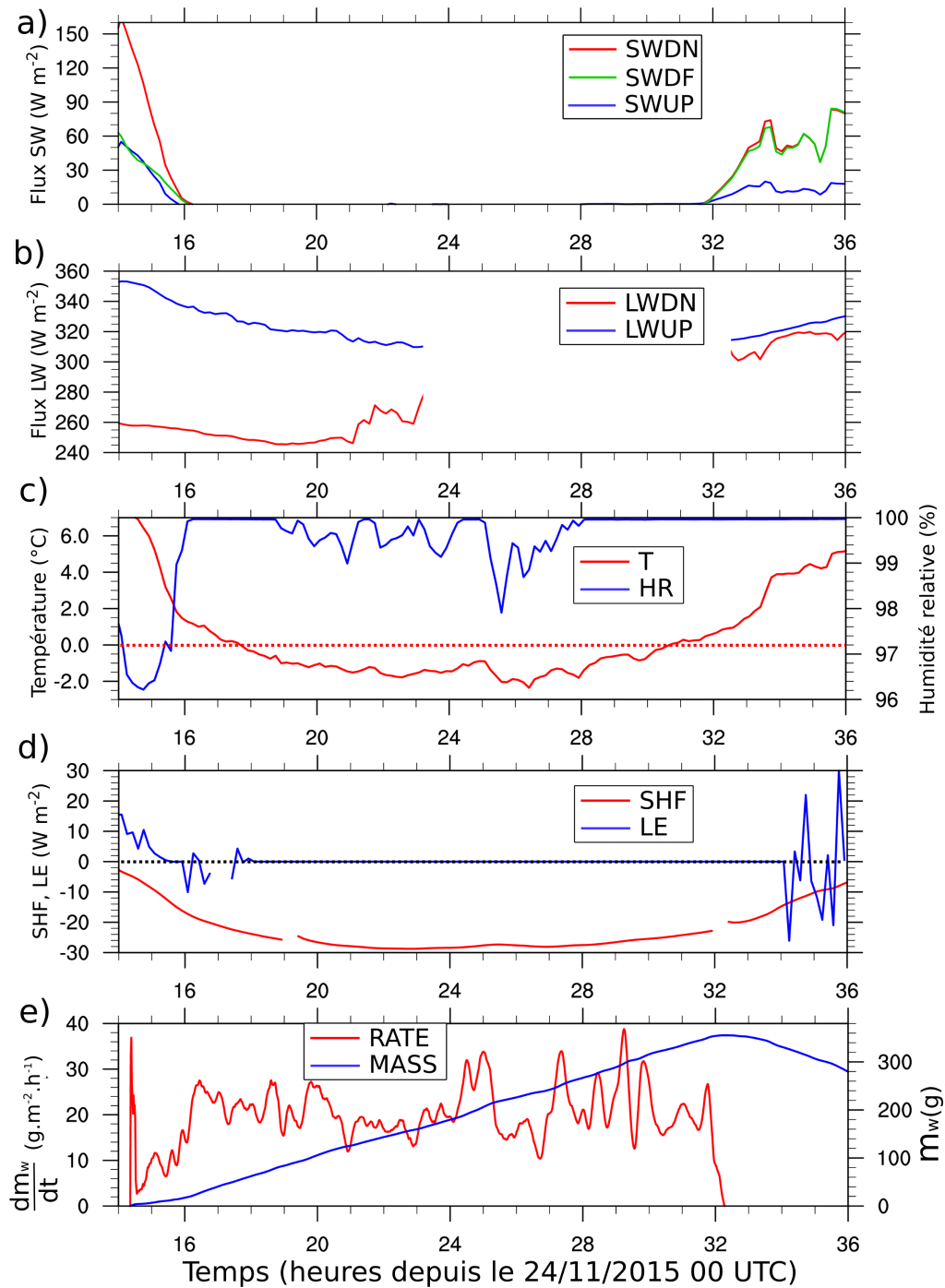
### 4.1.1 Phase de formation

Le brouillard se forme sur Cardington à 1745 UTC, avec une diminution de la visibilité, mesurée à 1.2 mètres, en dessous du seuil de 1 km de façon intermittente jusqu'à 21 UTC (Fig. 4.4.a). Dans le même temps, la stratification stable se développe avec une diminution de la température d'environ 1 K/h (Fig. 4.4.b) et une augmentation de l'humidité relative jusqu'à saturation (Fig. 4.4.c) à 1.5 m. Un cisaillement vertical de vitesse de vent (+2 m s<sup>-1</sup> entre 2 et 25 m, Fig. 4.4.d) avec une composante d'ouest (Fig. 4.4.e) est responsable d'une production dynamique de TKE avec des pics à 0.12 m<sup>2</sup> s<sup>-2</sup> (Fig. 4.4.f). Enfin, les variances de la vitesse verticale restent en dessous de 0.005 m<sup>2</sup> s<sup>-2</sup> à tous les niveaux : selon Price [2019], un maintien de la turbulence en dessous de ce seuil pourrait être un critère favorable à l'apparition du brouillard radiatif. Les mesures par radiomètre montrent une augmentation progressive du LWP (de 2 à 8 g m<sup>-2</sup>, Fig. 4.7) jusqu'à 21 UTC, avec cependant une forte incertitude sur la mesure (10 g m<sup>-2</sup>), tandis que la formation de rosée et les processus de dépôt et de sédimentation contribuent à limiter ce contenu en eau à hauteur de 20 g m<sup>-2</sup> h<sup>-1</sup> (Fig. 4.3.e).

Après 21 UTC, la visibilité horizontale chute à 100 mètres. Aucune mesure de rayonnement LW n'est disponible pour cette nuit entre 2315 et 0815 UTC, Boutle et al. [2018] expliquant qu'un dépôt de givre sur le capteur était responsable d'une surestimation des valeurs mesurées. Néanmoins, les données disponibles jusqu'à 2315 UTC suggèrent un léger épaissement optique du brouillard après 21 UTC, avec un flux LW ↓ augmentant de 20 W m<sup>-2</sup> jusqu'à 2315 UTC (Fig. 4.3.b).

Considérant le dépôt humide sur le capteur d'humidité relative des radiosondages (RS), la hauteur de la couche saturée mesurée y est probablement surestimée. La sonde sous ballon captif suggère une hauteur du brouillard se situant à 50 m à 2230 UTC, avec un contenu en eau (LWC) maximal au sommet de 0.1 g m<sup>-3</sup> associé à une concentration de gouttelettes ( $N_c$ ) de 50 m<sup>-3</sup> (courbes marrons sur la Fig. 4.5). Ces paramètres microphysiques évoluent peu jusqu'au RS de 0032 UTC. Cependant, une augmentation rapide de la hauteur du sommet du brouillard à 90 m est observée à 0002 UTC, associée à un arrêt du refroidissement en surface (Fig. 4.3.b). Un processus non-local pourrait peut-être expliquer ce développement rapide, d'autant plus qu'un tel développement n'est plus observé sur la mesure de 0032 UTC avec une température de surface diminuant de nouveau, mais les mesures à disposition ne permettent pas de confirmer une telle hypothèse. Les radiosondages de 2237 et 0126 UTC montrent qu'un jet de basses-couches de NO à N, dont les vitesses s'échelonnent de 2 à 3 m s<sup>-1</sup> (Fig. 4.2.c et d), se trouve au-dessus de la couche de brouillard.

L'arrêt du refroidissement à 2 mètres à 03 UTC et la diminution de l'intensité de la stratification stable en surface (Fig. 4.2.a et Fig. 4.4.b) traduisent le début du passage de la phase de formation à la phase mature. L'augmentation de la variance des vitesses verticales après 06 UTC à tous les niveaux (Fig. 4.4.g) au dessus du seuil de 0.005 m<sup>2</sup> s<sup>-2</sup> marque la fin de la phase de formation.



**Figure 4.3** – Séries temporelles mesurées en surface à Cardington entre le 24/11/2014 17 UTC et le 25/11/2014 12 UTC. (a) flux SW montants (SWUP), descendants (SWDN) et diffus (SWDF) ( $\text{W m}^{-2}$ ), (b) flux LW montants (LWUP) descendants (LWDN) avec données manquantes entre 2315 et 0815 UTC en raison d'un probable dépôt de givre sur le capteur ( $\text{W m}^{-2}$ ), (c) température infrarouge ( $^{\circ}\text{C}$ ) et humidité relative (%) au niveau du sol, (d) flux de chaleur sensible à 1 cm dans le sol (SHF) et flux de chaleur latente à 10 mètres (LE) ( $\text{W m}^{-2}$ ) et (e) masse d'eau déposée sur le dewmeter (courbe bleue « MASS »,  $m_w$  en g) et sa variation (courbe rouge « RATE »,  $\frac{dm_w}{dt}$  en  $\text{g m}^{-2} \text{h}^{-1}$ ).

#### 4.1.2 Phase mature

Les lancers des ballons captifs de 0546 et 0615 UTC permettent de mettre en évidence une structure verticale typique des brouillards en phase mature. Les maxima de LWC et  $N_c$  se retrouvent au sommet du brouillard autour de 90 m ( $0.3/0.4 \text{ g m}^{-3}$  et  $190/320 \text{ cm}^{-3}$  respective-

ment pour les deux instants) qui devient alors le siège de la production principale d'eau nuageuse sous l'action du refroidissement radiatif. Ces quantités sont plus faibles en dessous de 40 mètres, de l'ordre de  $0.05/0.1 \text{ g m}^{-3}$  et  $20/50 \text{ cm}^{-3}$ , la sédimentation des plus grosses gouttelettes étant la principale source d'eau à ces altitudes, avec des diamètres volumiques moyens de l'ordre de  $15\text{-}20 \mu\text{m}$  (Fig. 4.6). Les taux de masse d'eau déposée et sédimentée restent centrés autour d'une moyenne d'environ  $20 \text{ g m}^{-2} \text{ h}^{-1}$  mais leur variabilité est plus importante que pendant la phase de formation.

### 4.1.3 Dissipation

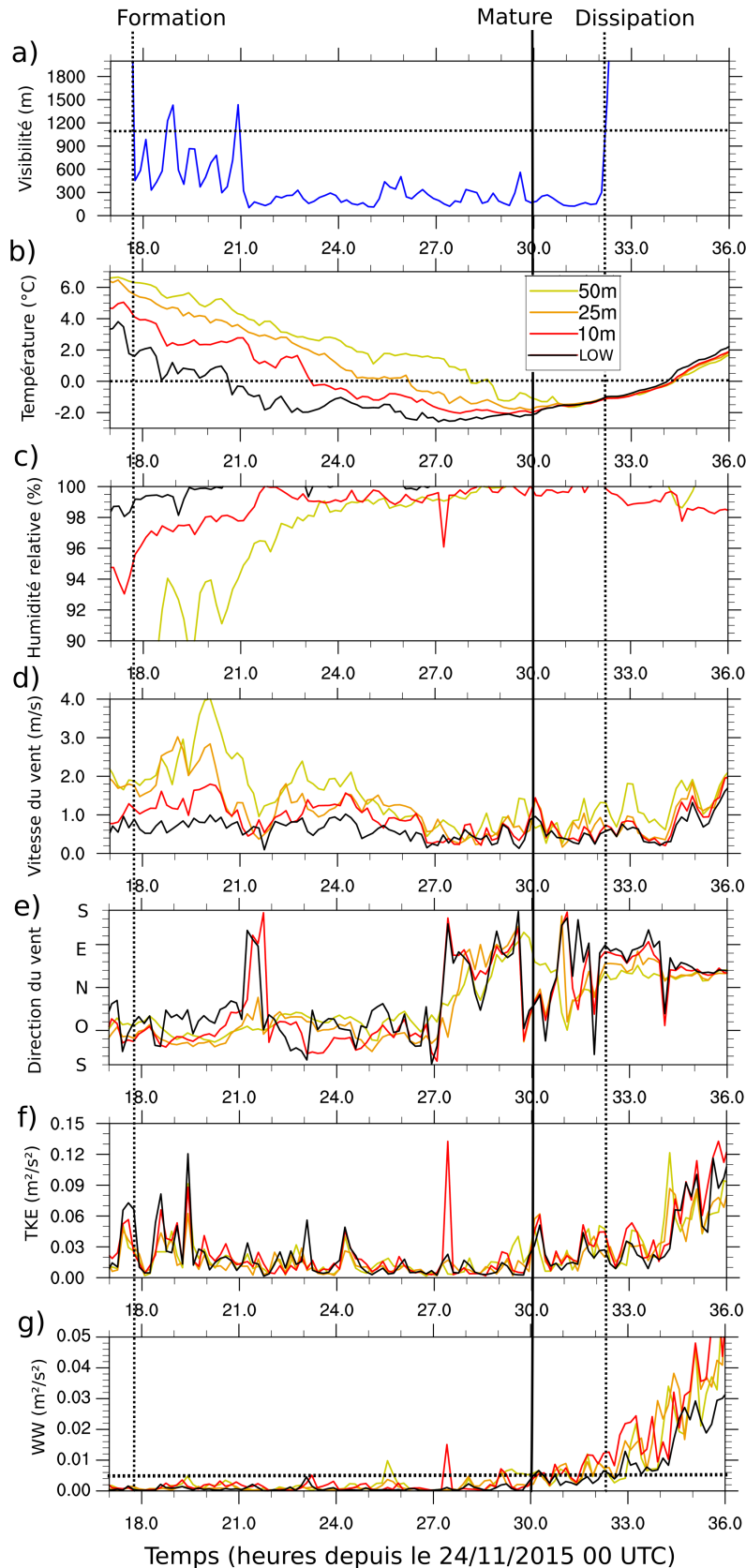
D'après les mesures de visibilité, la dissipation du brouillard à 1.2 mètres intervient à 0810 UTC (Fig. 4.4.a), soit 20 minutes après le lever du soleil (Fig. 4.3.a). La turbulence (Fig. 4.4.f et 4.4.g) augmente alors sous l'action du rayonnement solaire en surface. Le ballon captif lancé à 0755 UTC montre une très grande variabilité des caractéristiques microphysiques au sein de la couche de brouillard lors de la phase de dissipation. L'augmentation du LWC conduit à une augmentation du LWP mesuré (Fig. 4.7). Selon Bergot [2016], l'apport d'eau nuageuse depuis le sommet du brouillard vers l'intérieur de celui-ci par les branches subsidentes de circulations retarde la dissipation en surface. Dans notre cas, il est probable qu'il y ait également création d'eau nuageuse sur les branches ascendantes des mêmes circulations à l'intérieur de la couche de brouillard, conduisant alors à une augmentation globale de son contenu en eau lors de cette phase et expliquant la hausse du LWP à cet instant.

Le radiosondage lancé à 0853 UTC (courbe bleue sur la Fig. 4.2) montre l'établissement d'une couche mélangée sur les 70 premiers mètres associée à une diminution de l'humidité relative à des valeurs autour de 95 %. Une couche saturée est présente au dessus, entre 80 et 140 mètres de hauteur, traduisant la transition du brouillard en stratus lors de sa phase de dissipation, par érosion de sa base due aux processus turbulents (Figs. 4.4.f et g). Le radiosondage montre également un renforcement important de la dynamique en matinée, avec un jet de basses-couches de NE atteignant les  $7 \text{ m s}^{-1}$ , ainsi qu'un assèchement prononcé au dessus de l'inversion, entre 150 et 300 mètres, suivi par une augmentation de la turbulence (Figs. 4.4.f et g). Ce sont des facteurs potentiellement non-locaux pouvant accélérer la dissipation du brouillard par érosion sommitale.

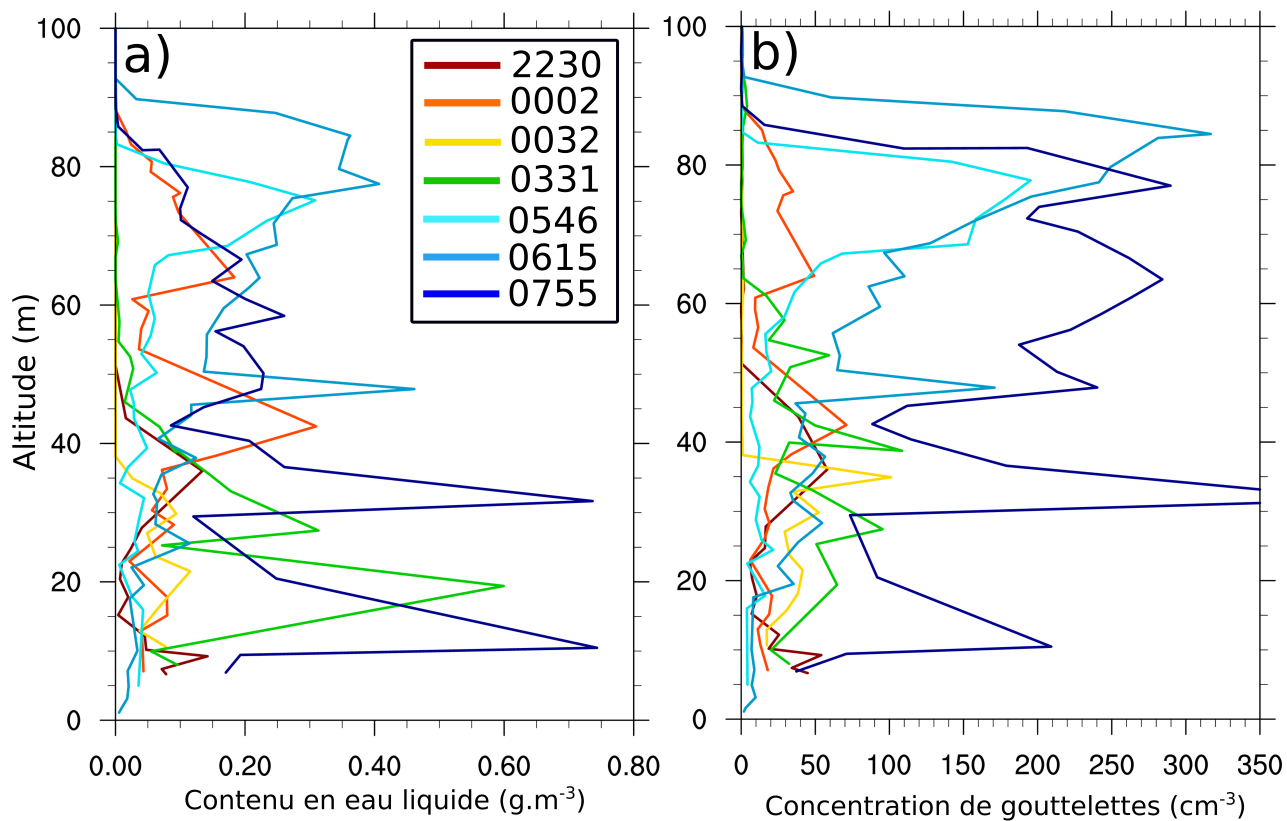
Sur la totalité de l'épisode, jusqu'à sa dissipation à 0810 UTC, les processus de dépôt et de sédimentation ont contribué à un transfert d'eau de  $300 \text{ g}$  de l'atmosphère vers la surface.

Les mesures disponibles pour cette POI ont permis de bien caractériser le cycle de vie de cet épisode de brouillard. Celui-ci reste optiquement fin et peu développé entre 1745 et 06 UTC avec une augmentation progressive de son contenu en eau. Selon Price et al. [2018] et Boutle et al. [2018], ce lent développement est le signe d'une prépondérance des processus locaux sur les processus non-locaux dans la formation du brouillard. La phase mature s'établit sur une période

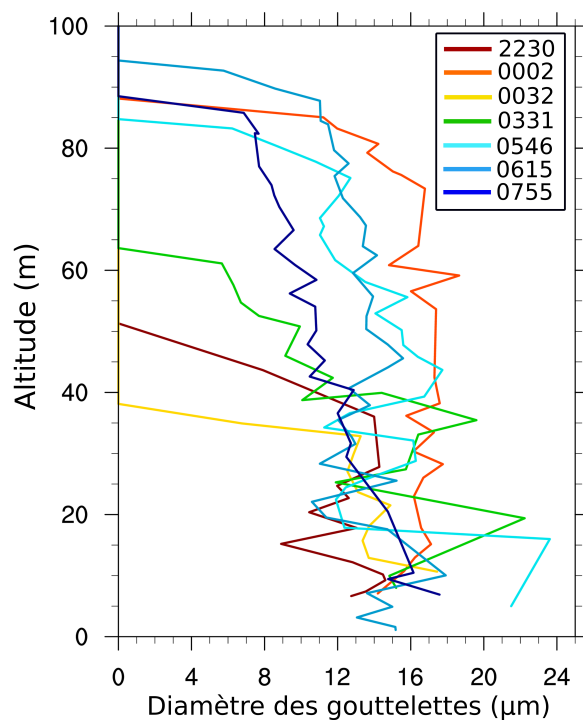
d'un peu plus de 2 h et la dissipation intervient à 0810 UTC sous l'action du rayonnement solaire, mais possiblement aussi d'une modification des conditions thermodynamiques dans la couche résiduelle. Les mesures de la POI 1 montrent ainsi un cas de brouillard radiatif dominé par une phase de formation progressive, se prêtant bien à un exercice d'inter-comparaison dans une configuration idéalisée.



**Figure 4.4** – Séries temporelles mesurée sur le mât instrumenté à Cardington entre le 24/11/2014 17 UTC et le 25/11/2014 12 UTC. (a) Visibilité horizontale (m) à 1.2 mètres puis, pour différentes hauteurs (LOW indiquant 1.5 mètres pour température et humidité relative, et 2 mètres pour le vent et les quantités turbulentes) : (b) température (°C), (c) humidité relative (%), (d) vitesse du vent ( $m s^{-1}$ ), (e) direction du vent, (f) TKE ( $m^2 s^{-2}$ ) et (g) variance de la vitesse verticale ( $m^2 s^{-2}$ ). Les pointillés sur le panel (a) montrent le seuil de définition du brouillard selon l’OMM, sur le panel (b) le seuil du  $0^{\circ}C$ , sur le panel (c) le seuil de la saturation et sur le panel (g) la seuil marquant la frontière entre un brouillard fin et un brouillard développé selon Price [2019].

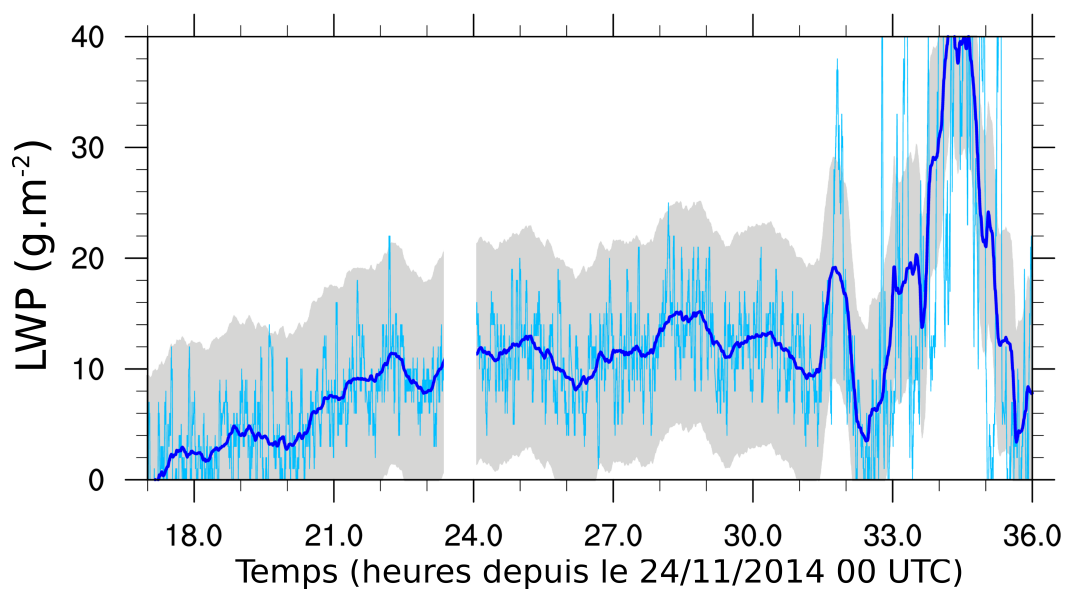


**Figure 4.5** – Profils verticaux de (a) contenu en eau liquide ( $\text{g m}^{-3}$ ) et (b) concentration en gouttelettes ( $\text{cm}^{-3}$ ) observés par les ballons captifs lors de la POI 1.



**Figure 4.6** – Profils verticaux de diamètre volumique moyen des gouttelettes ( $\mu\text{m}$ ) calculés avec les mesure de contenu en eau liquide et de concentration de gouttelettes de la Fig. 4.5





**Figure 4.7** – Séries temporelles de contenu en eau liquide intégré sur la verticale, observé par radiomètre en bleu ciel ( $\text{g m}^{-2}$ ) avec la moyenne glissante sur 30 minutes en bleu foncé et l'incertitude de mesure en plage grisée.

#### 4.1.4 Simulations existantes de la POI 1

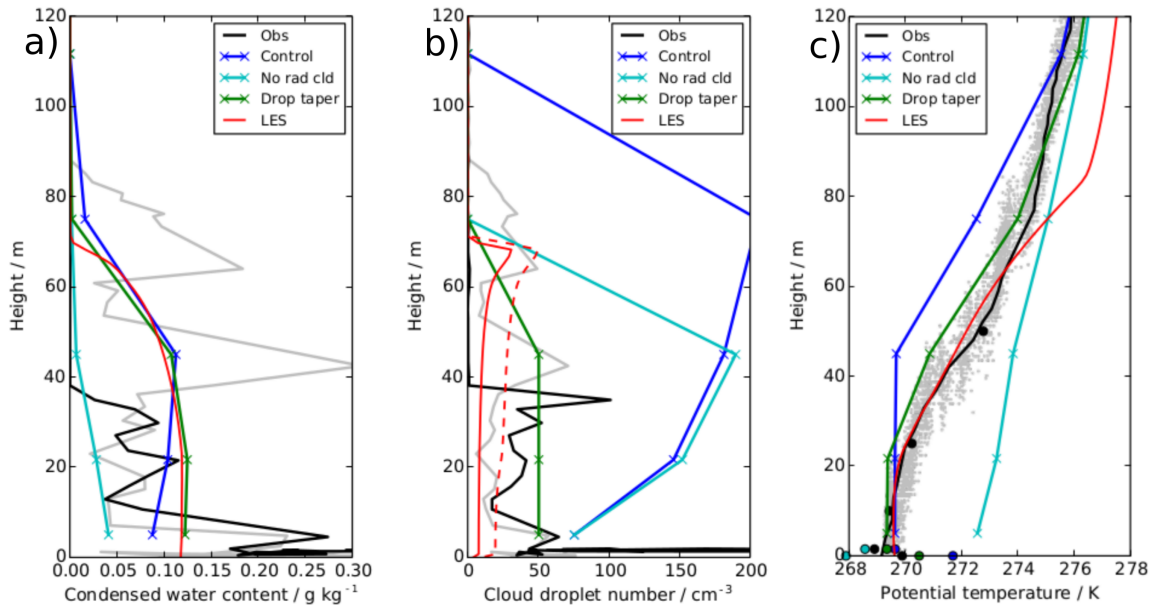
Avant de présenter la simulation Més0-NH, nous résumerons les principaux résultats des premières études liées à l'exercice d'inter-comparaison, concernant la microphysique.

Le cas de la POI 1 a d'abord été étudié par [Boutle et al. \[2018\]](#), avec l'aide de simulations numériques utilisant le modèle opérationnel du Met Office à 1.5 km de résolution horizontale, le Unified Model [[Boutle et al., 2016](#)], ainsi que de simulations numériques en mode LES avec le modèle UCLALES-SALSA [[Tonttila et al., 2017](#)]. Le schéma microphysique utilisé avec ce modèle LES est un schéma « bin ». Il considère 10 bins d'aérosols, de 3 nm à 10  $\mu\text{m}$ . Lorsqu'ils sont activés, ceux-ci sont alors transférés vers un modèle bin séparé traitant les gouttelettes nuageuses pour des diamètres compris entre 0.7 et 50  $\mu\text{m}$  répartis en 10 bins. De plus, l'évolution de la sursaturation est pronostique et l'équation de condensation est résolue en chaque point à chaque pas de temps. Ainsi, l'activation n'est pas paramétrée mais résolue explicitement, de même que la croissance des aérosols en gouttelettes, avec un transfert des bins des aérosols vers les bins des gouttelettes dès que l'aérosol dépasse son diamètre critique prévu par la théorie de Köhler. Dans la LES de [Boutle et al. \[2018\]](#), trois modes d'aérosols ont été utilisés à l'initialisation : un mode d'Aitken (diamètre moyen à 0.05  $\mu\text{m}$ ) à  $1000\text{ cm}^{-3}$ , un mode d'accumulation (diamètre moyen à 0.15  $\mu\text{m}$ ) à  $100\text{ cm}^{-3}$  et un mode grossier (diamètre moyen à 0.1  $\mu\text{m}$ ) à  $2\text{ cm}^{-3}$ .

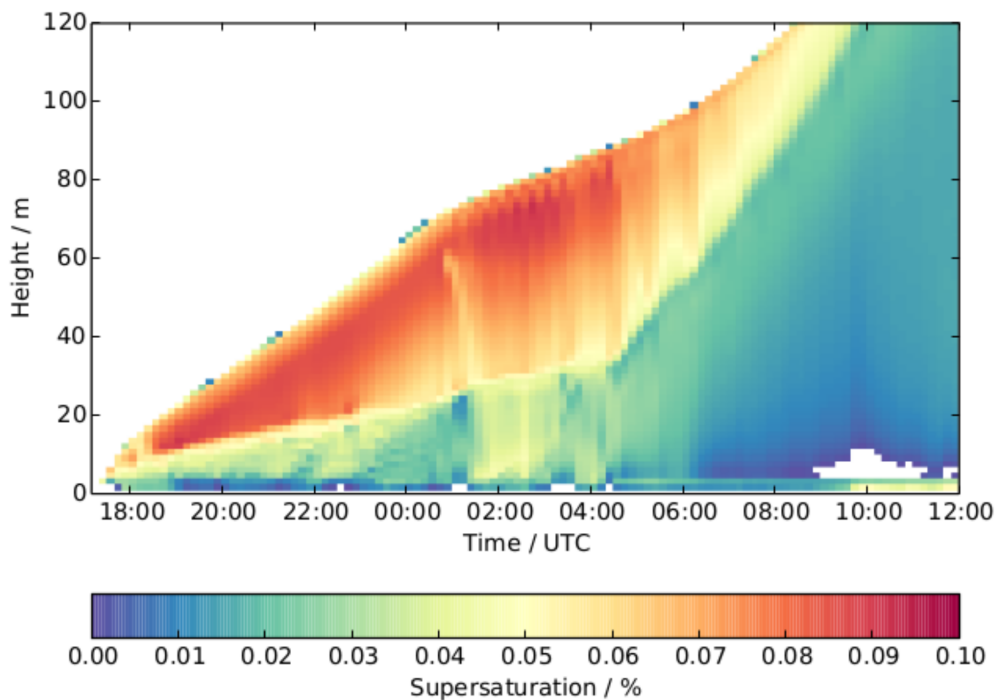
La simulation LES de [Boutle et al. \[2018\]](#) montre un assez bon accord avec les observations avec des contenus en eau et des concentrations de gouttelettes faibles (un peu sous-estimées, Fig. 4.8 à 0030 UTC). Ces faibles intensités s'expliquent par des valeurs de sursaturation inférieures à 0.1 % (Fig. 4.9), proches des valeurs observées sur d'autres campagnes comme ParisFog [[Hammer et al., 2014](#); [Mazoyer et al., 2019](#)].

[Poku et al. \[2019\]](#) ont également simulé ce cas avec le modèle LES MONC (Met Office and Naturel Environment Research Council Cloud, [[Brown et al., 2015](#)]) couplé avec le schéma CASIM (Cloud AeroSol Interactive Microphysics) développé spécifiquement pour l'étude des interactions aérosols-nuages. CASIM est un schéma bulk multi-moments, qui a été utilisé en mode 2 moments dans l'étude de [Poku et al. \[2019\]](#), avec une représentation pronostique de la masse et de la concentration en nombre d'une population multimodale d'aérosols. [Poku et al. \[2019\]](#) ont initialisé la population d'aérosols sur une gamme de diamètres allant de 0.1 à 1  $\mu\text{m}$ , correspondant au mode d'accumulation avec un diamètre moyen 0.15  $\mu\text{m}$  et une concentration de  $100\text{ cm}^{-3}$ . A l'inverse de [Boutle et al. \[2018\]](#), [Poku et al. \[2019\]](#) ont en effet dû réduire la concentration initiale d'aérosols à  $100\text{ cm}^{-3}$  pour obtenir des valeurs de concentration de gouttelettes et de LWP proches des observations. Ils pointent ainsi l'utilisation du diagnostic de sursaturation maximale activant trop d'aérosols.

Dans notre cas, LIMA est un schéma bulk qui paramétrise l'activation des CCN par un



**Figure 4.8** – Profils verticaux issus de [Boutle et al. \[2018\]](#) à 0030 UTC :(a) le contenu en eau liquide ( $\text{g m}^{-2}$ ), (b)  $N_c$  ( $\text{cm}^{-3}$ ) et (c)  $\theta$  (K). En noir l’observation (en gris à 00 UTC) et en rouge la simulation LES. Les autres courbes ne sont pas commentées ici. Pour la LES sur le panel b, il y a distinction entre les particules activées (trait plein) et les particules de diamètre supérieur à  $2 \mu\text{m}$  (pointillés).



**Figure 4.9** – Série temporelle de profils verticaux de sursaturation (%) simulés par la simulation LES de [Boutle et al. \[2018\]](#).

diagnostic de la sursaturation maximale commun à chaque mode de CCN : il est donc assez proche du schéma microphysique de [Poku et al. \[2019\]](#). Les simulations LES en cas idéalisé de [Mazoyer \[2016\]](#), qui utilisaient le schéma microphysique à 2 moments de [Khairoutdinov and Kogan \[2000\]](#), avaient montré que ce diagnostic de sursaturation conduisait à de trop fortes sursaturations dans le cas du brouillard, ce qui menait à une surestimation du nombre de CCN activés. L’objectif de cette partie sera d’évaluer LIMA, avec dans un premier temps la simulation

de référence utilisant la même initialisation des aérosols que [Boutle et al. \[2018\]](#). Puis nous mènerons une étude de sensibilité sur l'initialisation des aérosols, et enfin des tests sur le schéma d'activation.

## 4.2 Simulation du cas d'étude avec le modèle Méso-NH

### 4.2.1 Configuration numérique

#### Initialisation et forçages

La configuration de la simulation est fixée par l'exercice d'intercomparaison. Le domaine utilisé pour cette simulation LES est centré sur le site de Cardington (52.1°N, -0.42°E, voir figure 2.1). Ses dimensions horizontales sont de 1024 x 1024 mètres, soit 256 x 256 points avec une résolution horizontale de 4 mètres. La discrétisation verticale se fait sur 250 niveaux, avec une résolution verticale de 1 m entre la surface et 150 m de haut, puis étirée de 3% pour arriver à une résolution verticale de 30 mètres au sommet du modèle, situé à 775 mètres. Une zone de relaxation est appliquée au dessus de 500 mètres jusqu'au sommet du modèle. La simulation commence le 24/11/2014 à 17 UTC et se termine le 25/11/2014 à 12 UTC.

Les conditions initiales atmosphériques ont été imposées par des profils initiaux de température, humidité et de vent, suivant le radiosondage lancé à 1702 UTC depuis le site de Cardington (courbes rouges sur la Fig. 4.2), et sont homogènes sur l'horizontale. Une perturbation de 0.5 K sur la température a été appliquée sur les 50 premiers mètres afin d'initier la turbulence.

La surface est considérée comme étant plane et homogène. Ses paramètres descriptifs sont : un couvert herbeux dont l'émissivité est égale à 0.98, un albédo dans le visible à 0.25, un LAI de 2 et une longueur de rugosité de 0.1 mètres. Les observations de la température de surface (courbe rouge sur la Fig. 4.3.c) sont utilisées pour l'initialisation à 17 UTC puis le forçage de la température de surface de la LES toutes les 10 minutes. Le nombre de couches dans le sol est de deux et l'humidité du sol est considérée comme étant égale à sa capacité au champ.

Le transport des variables se fait par la combinaison du schéma d'advection CEN4TH et du schéma temporel RKC4 pour les variables vent et les variables scalaires sont advectées via le schéma PPM (voir section 2.2.1). Les conditions aux limites latérales sont cycliques.

#### Paramétrisations physiques

Pour la première partie de cet exercice d'inter-comparaison, la surface n'est pas interactive. Seul le forçage de surface décrit plus haut impacte les champs atmosphériques.

La longueur de mélange utilisée ici dans le schéma de turbulence 3D est celle de [Deardorff \[1980\]](#). La TKE minimale est fixée à  $10^{-6} \text{ m}^2 \text{ s}^{-2}$  afin de représenter la faible turbulence en couche très stable.

Le schéma microphysique utilisé est le schéma à 2 moments LIMA. Une simulation supplémentaire utilisant le schéma microphysique à 1 moment ICE3 avec un nombre de gouttelettes fixe de  $50 \text{ cm}^{-3}$  (simulation notée N50) a également été produite pour l'exercice d'inter-comparaison et est brièvement présentée en annexe C. Les processus de sédimentation et de dépôt des gouttelettes sont pris en compte. Compte-tenu de la résolution métrique, le schéma de condensation sous-maille est désactivé. Différents tests seront menés avec LIMA sur l'initialisation des aérosols, toujours de type sulfates, et sur la paramétrisation de l'activation. Ces tests sont résumés dans le tableau 4.1.

Nom de simulation	Paramétrisation de l'activation	$D_m$ ( $\mu\text{m}$ )	$[\text{CCN}]_{INIT}$ ( $\text{cm}^{-3}$ )
3MOD	Diagnostic de $S_{max}$	0.05	1000
		0.15	100
		1	2
L100	Diagnostic de $S_{max}$	0.15	100
NSX	Diagnostic modifié de $S_{max}$	0.05	1000
		0.15	100
		1	2
SPRO	Sursaturation pronostique de Thouron et al. [2012]	0.05	1000
		0.15	100
		1	2

**Tableau 4.1** – Tableau rassemblant les différences entre les tests de sensibilités effectués sur le cas de la POI 1. Les deux dernières colonnes spécifient l'initialisation des modes de CCN. Les différences entre 3MOD et les autres tests sont mis en évidence en texte rouge.

Le schéma de rayonnement est appelé toutes les secondes. Pour LIMA, il prend en compte le nombre de gouttelettes pronostique dans le calcul du rayon effectif et des propriétés optiques des nuages. Pour ICE3 (voir annexe C), il tient compte seulement du contenu en eau liquide et le nombre de gouttelettes considéré est celui de [Martin et al. \[1994\]](#).

#### 4.2.2 Initialisation d'une population multimodale de CCN

Pour cette première simulation, notée 3MOD, LIMA est initialisé avec 3 modes d'aérosols dont les distributions log-normales suivent celles utilisées par [Boutle et al. \[2018\]](#) (Tab. 4.1) et correspondant aux observations courants sur Cardington.

### Thermodynamique

Le brouillard se forme dès le début de la simulation avec une visibilité horizontale qui chute en dessous du seuil kilométrique dès 17 UTC contre 1745 UTC dans les observations (courbe rose sur la Fig. 4.10.a). Le brouillard se développe ensuite trop rapidement avec un flux  $\text{LW}\downarrow$  atteignant  $300 \text{ W m}^{-2}$  à 2030 UTC (Fig. 4.10.b), caractéristique d'un brouillard optiquement épais, et la température à 2 m est sous-estimée de 1 K malgré le forçage en surface (Fig. 4.10.c).

Parallèlement, la turbulence à 2 mètres augmente ( $\overline{w'^2}$  à  $0.008 \text{ m}^2 \text{ s}^{-2}$  à 2030 UTC, Fig. 4.10.d) et le flux de chaleur sensible en surface devient positif (Fig. 4.10.e) : la stratification stable au sein de la couche de brouillard est détruite sur les 50 premiers mètres à 23 UTC (Fig. 4.11.a). Ainsi, la simulation 3MOD montre un passage à la phase mature trop rapide par rapport à ce qui est observé.

La comparaison aux mesures des radiosondages (courbes roses sur la Fig. 4.12) montre ainsi une surestimation du développement vertical de la couche de brouillard dès 2237 UTC avec un profil adiabatique sur les 45 premiers mètres surmonté par une importante inversion sommitale (7 K sur 25 mètres). En revanche, sa dissipation se produit plus tôt qu'observée avec une visibilité à 1.2 m qui repasse au-dessus du seuil kilométrique à 0615 UTC. Cette dissipation est probablement due à une surestimation de la turbulence et du flux de chaleur sensible à la base de la couche de brouillard pendant toute la phase mature.

Les caractéristiques thermodynamiques simulées par 3MOD montrent ainsi une transition trop rapide de la phase de formation vers la phase mature. Du fait de cette augmentation rapide d'épaisseur optique, l'hypothèse privilégiée est que la turbulence au sein de la couche de brouillard atteint un seuil critique menant à une dissipation en surface plus précoce qu'observée.

## Microphysique

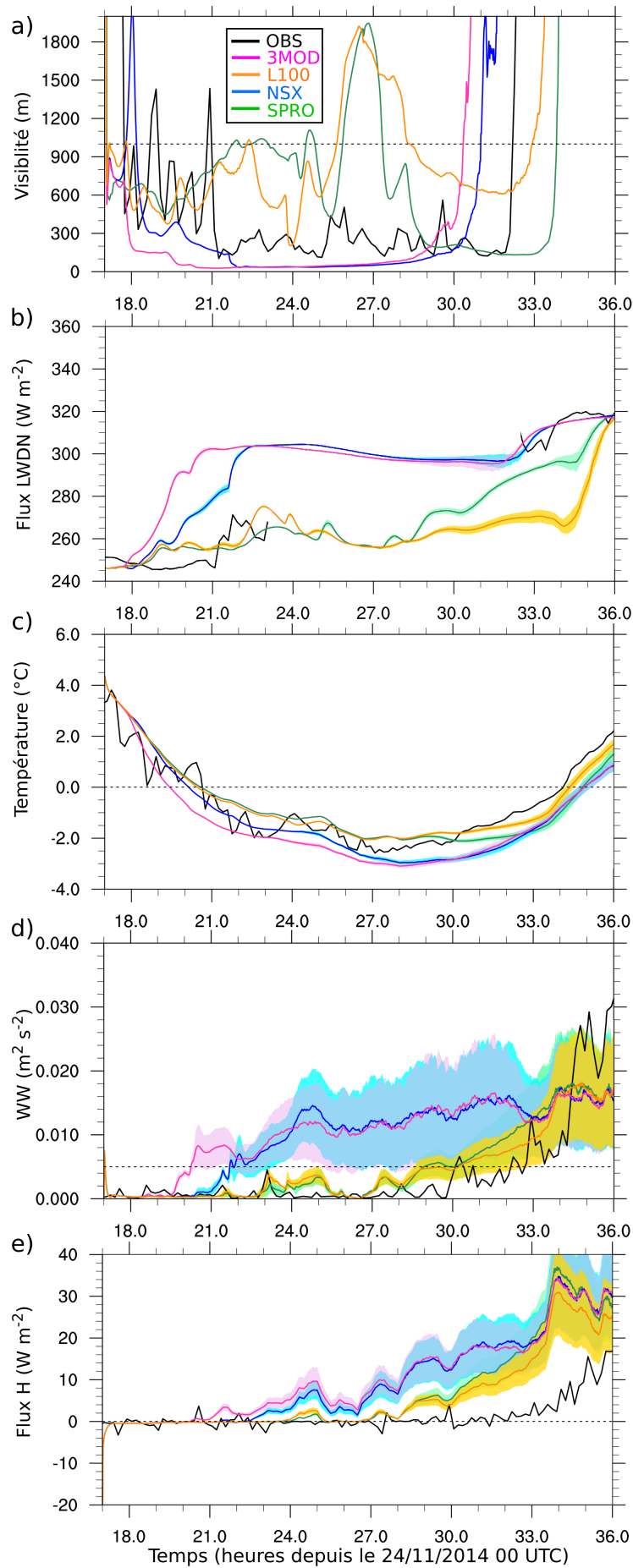
La formation du brouillard simulé par 3MOD s'accompagne d'une augmentation rapide du LWP à partir de 19 UTC, atteignant  $30 \text{ g m}^{-2}$  à 2130 UTC, soit une valeur typique d'un brouillard optiquement épais selon Wærsted et al. [2019] (courbe rose sur la Fig. 4.13.a). Cette surestimation du LWP provient du fait que le contenu en eau liquide et la hauteur du sommet de la couche de brouillard sont tous deux surestimés (Figs. 4.14.a, b et c). La surestimation du contenu en eau liquide (LWC) concorde avec le fait que la concentration en gouttelettes ( $N_c$ ) soit plus forte qu'observée, d'un facteur 2 à 5 au sommet du brouillard (Figs. 4.14.d, e et f), tandis que leur diamètre volumique moyen, autour de  $15 \mu\text{m}$ , est assez bien représenté (Figs. 4.14.g, h et i). Le refroidissement radiatif lié au fort  $N_c$  est alors surestimé et contribue à la production d'eau nuageuse.

Du fait de ce fort LWP, la perte d'eau par les processus de sédimentation et de dépôt est surestimée par le modèle (Fig. 4.13.b et c). Cette surestimation s'atténue ensuite et est plus proche des valeurs observées lors de la dissipation à 0615 UTC. L'augmentation des flux turbulents en surface et du dépôt s'accompagnent alors d'une érosion du brouillard par sa base (illustrée par un LWC décroissant rapidement vers la surface sur la Fig. 4.14.c). Ceci rejoint les résultats de Wærsted et al. [2019] qui montraient qu'un brouillard très développé sur la verticale a des chances de se dissiper plus tôt qu'un brouillard plus fin sous l'action de l'érosion basale, résultant en une diminution de l'eau déposée et sédimentée en surface.

La Fig. 4.15 permet d'illustrer l'important développement du brouillard dans la simulation 3MOD. Le contenu en eau moyen atteint les  $0.5 \text{ g kg}^{-1}$  vers le sommet du brouillard entre 20 et 00 UTC. Ces valeurs correspondent à des concentrations moyennes de gouttelettes de l'ordre de  $280$  à  $400 \text{ cm}^{-3}$  pour des sursaturations maximales moyennes de  $0.4$ - $0.7 \%$  au sommet du brouillard, soit des valeurs de sursaturation supérieures d'un ordre de grandeur à ce qui est classiquement observé dans le brouillard radiatif [Hammer et al., 2014; Mazoyer et al., 2019]. Ces valeurs de sursaturation induisent l'activation du mode d'Aitken (initialisé à  $1000 \text{ cm}^{-3}$  à un diamètre moyen de  $0.05 \mu\text{m}$ ), avec des concentrations moyennes de CCN activés entre  $500$  et  $700 \text{ cm}^{-3}$  pour ce même mode (non montré, voir annexe D), expliquant les fortes concentrations en gouttelettes simulées par 3MOD.

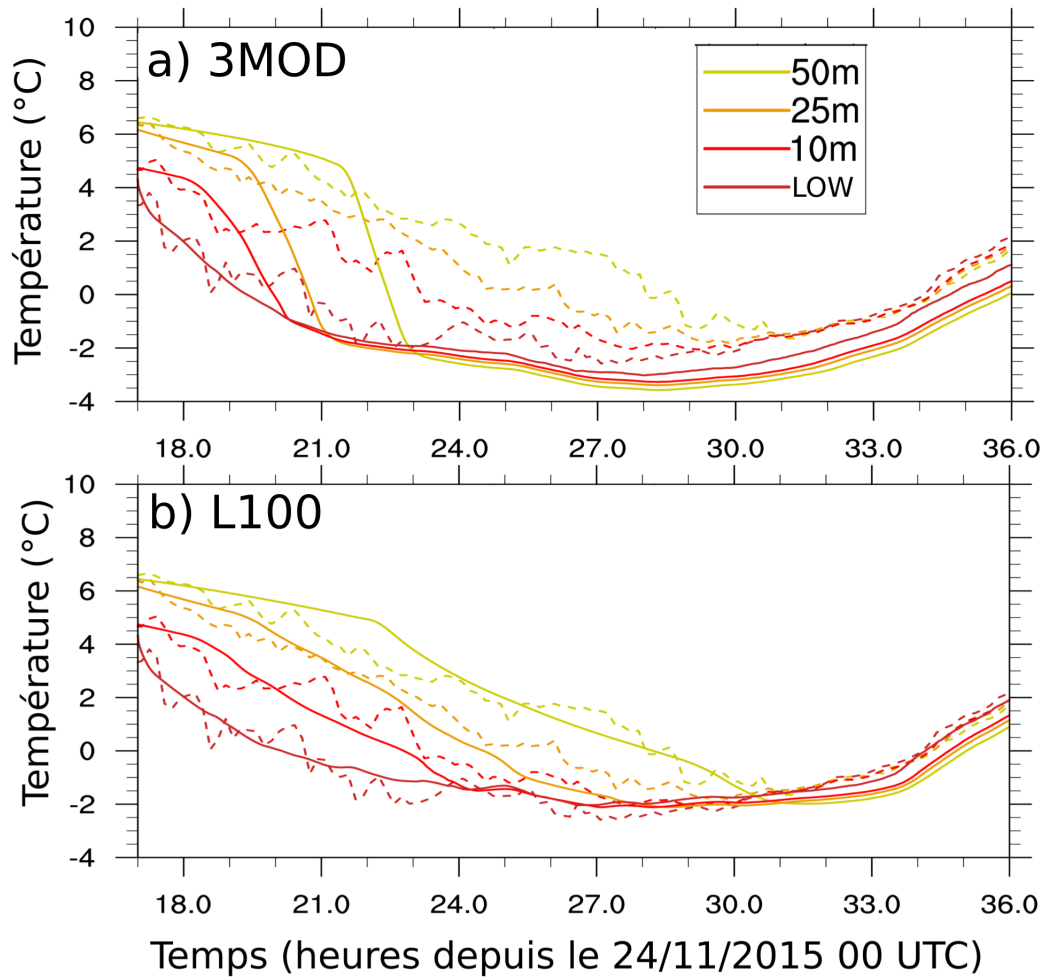
Les fortes valeurs de sursaturation, et de  $N_c$ , apparaissent au sein de la couche de brouillard à  $10 \text{ m}$  de hauteur à  $2015 \text{ UTC}$ . Ces fortes valeurs de concentration sont réparties sous la forme de structures ondulatoires alignées perpendiculairement au vent (Fig. 4.17.a et c) avec des valeurs maximales de  $N_c$  à  $450 \text{ cm}^{-3}$  situés à l'interface entre les branches ascendantes et subsidentes de ces ondes, d'une longueur d'onde de  $40 \text{ m}$ . La formation de ces ondes est alors accompagnée de valeurs de sursaturation maximales jusqu'à  $1.2 \%$  ponctuellement (Fig. 4.17.e) qui soutiennent ainsi la formation de gouttelettes et l'épaississement optique du brouillard à cet instant. Ces valeurs de sursaturation sont trop importantes pour du brouillard radiatif. Cette organisation ondulatoire avait été mise en évidence par les simulations LES de Nakanishi [2000] et Bergot [2013] lors de la phase de développement du brouillard radiatif. En revanche, contrairement à ces études, le comportement ondulatoire au sommet du brouillard est moins identifiable lorsque celui-ci est en phase mature (Figs. 4.17.b, d et f). Néanmoins, on retrouve de fortes valeurs de sursaturation et de  $N_c$  associées à des dipôles « ascendance-subsidence » (par exemple à  $Y=400 \text{ m}$  et  $X=600 \text{ m}$ ).

Au vu de l'activation importante de mode d'Aitken, soutenue par des valeurs de sursaturation maximales peu réalistes pour du brouillard radiatif, un test de sensibilité à l'initialisation de la population de CCN va ainsi être présenté afin de limiter la croissance du brouillard.

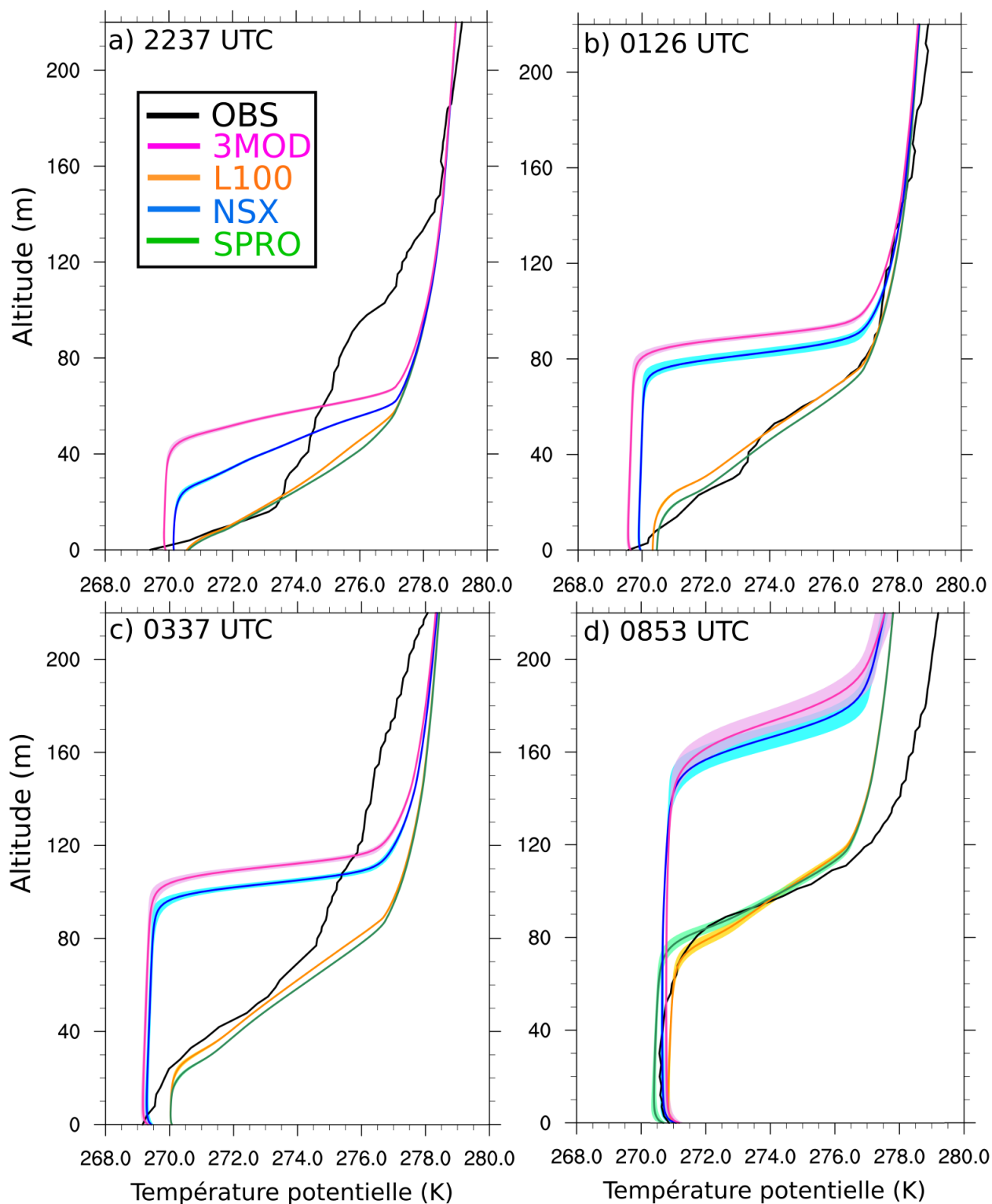


**Figure 4.10** – Séries temporelles observées (en noir), simulées par 3MOD (rose), L100 (jaune), NSX (bleu) et SPRO (vert). Les données modèles ont été moyennées sur l'horizontale, sur tout le domaine. (a) Visibilité à 1.2 mètres (m), (b) flux LW↓ en surface ( $\text{W m}^{-2}$ ), (c) température à 1.5 mètres ( $^{\circ}\text{C}$ ), (d) variance de la vitesse verticale à 2 mètres ( $\text{m}^2 \text{s}^{-2}$ ) et (e) flux de chaleur sensible en surface (modèle) et à 2 mètres (observé) ( $\text{W m}^{-2}$ ). Les plages de couleur montrent la dispersion sur tout le domaine.

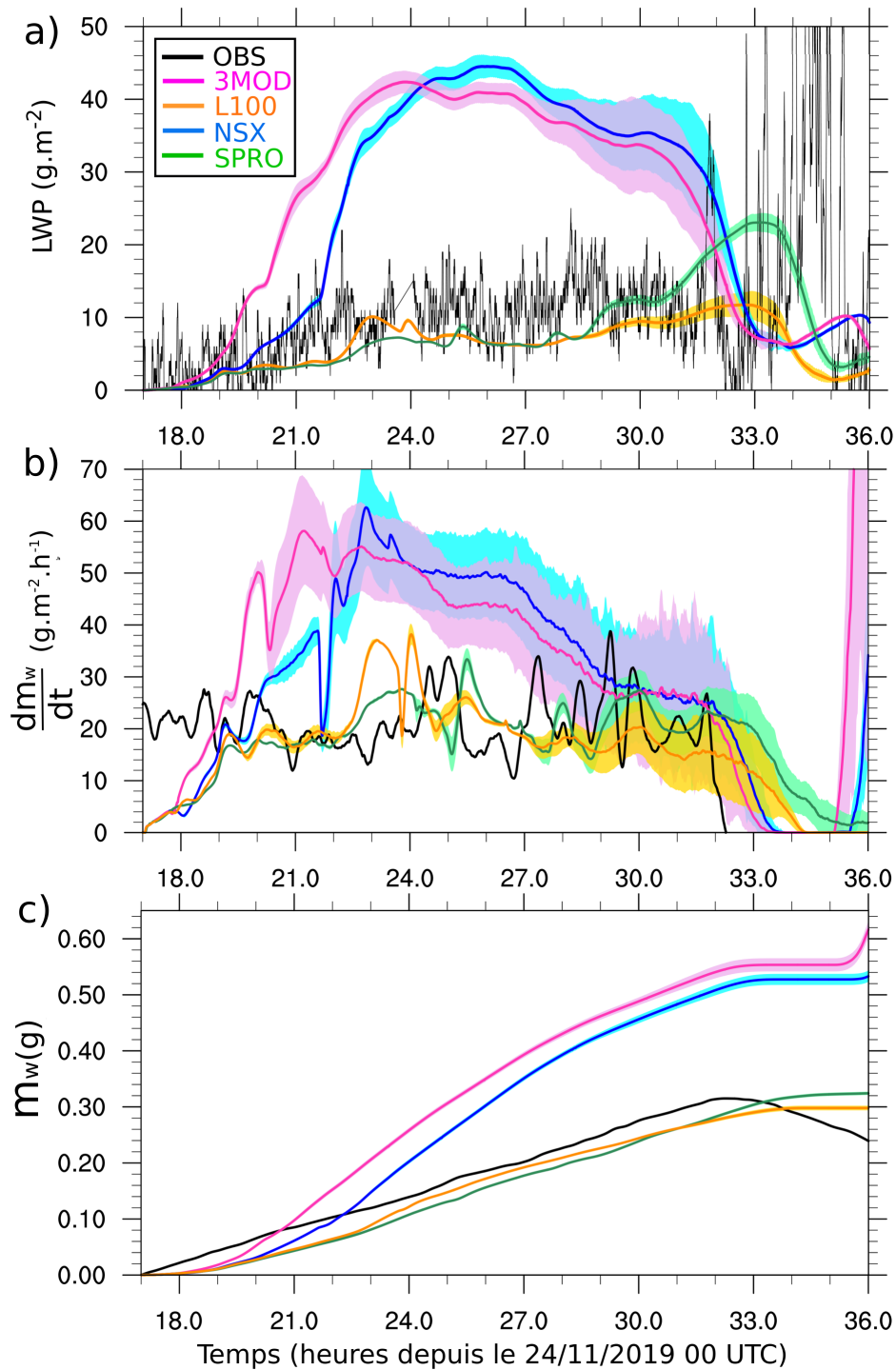




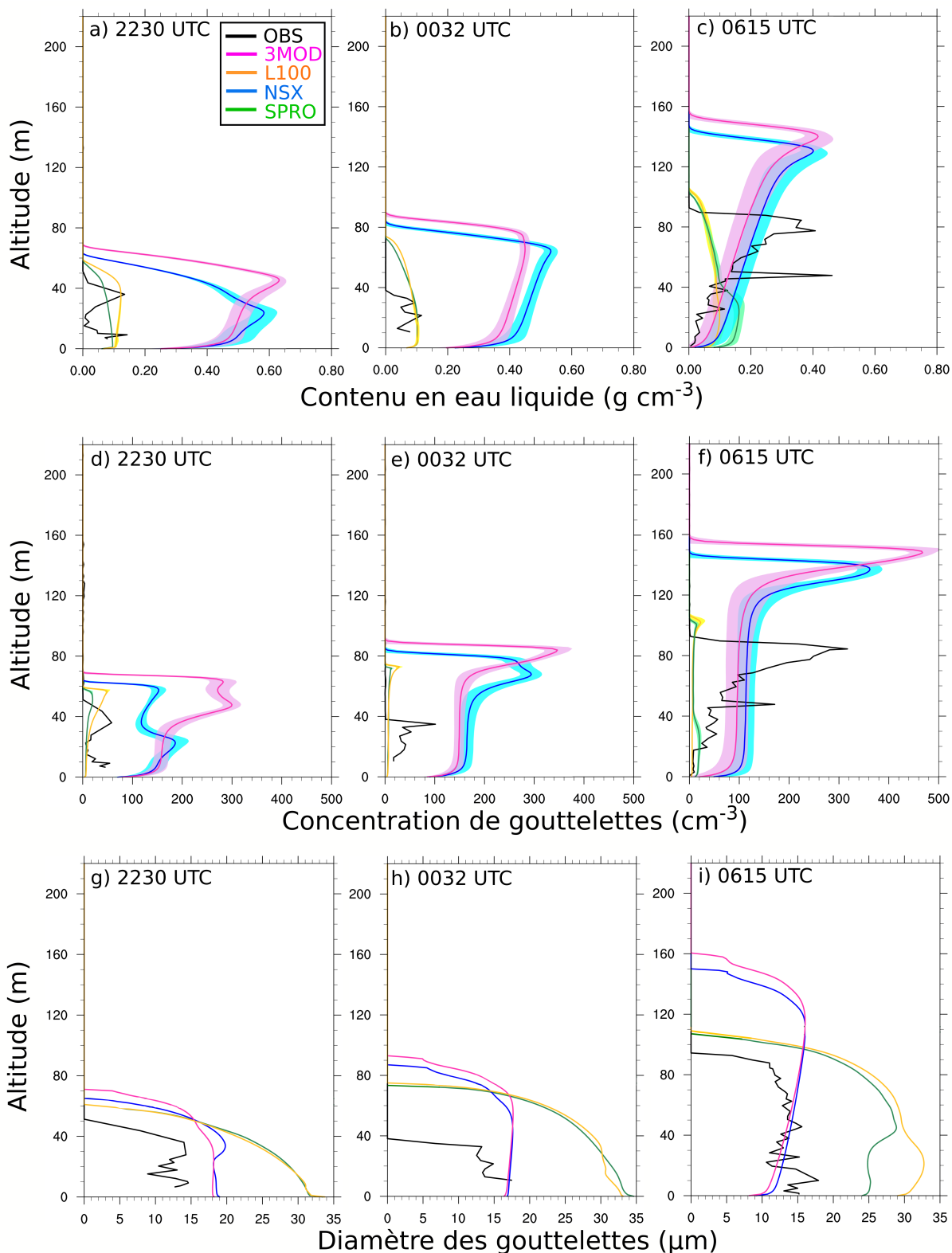
**Figure 4.11** – Séries temporelles des températures observées (pointillés) et simulés (traits pleins) à différentes hauteurs par (a) 3MOD et (c) L100. Les données modèles ont été moyennées sur l’horizontale, sur tout le domaine. Le terme ”LOW” désigne la hauteur 1.5 mètres ici.



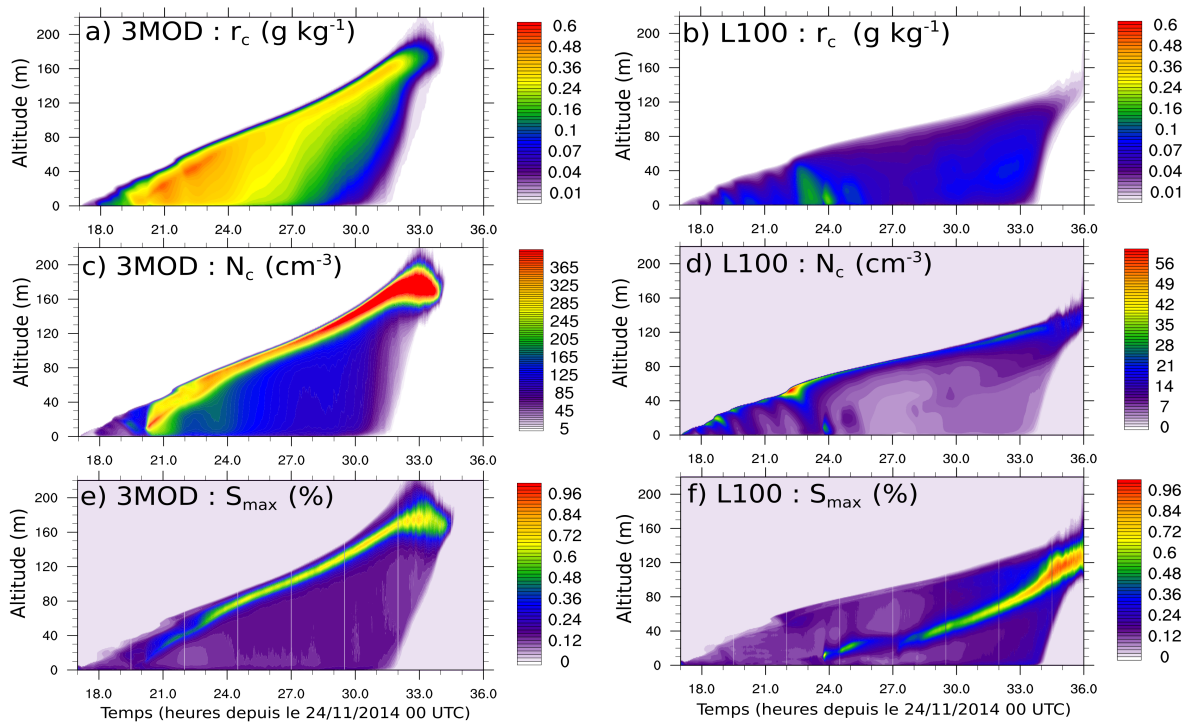
**Figure 4.12** – Profils verticaux à différents instants de la température potentielle (K) observée par radiosondages (en noir), simulés par 3MOD (rose), L100 (jaune), NSX (bleu) et SPRO (vert). Les données modèles ont été moyennées sur l'horizontale, sur tout le domaine. Les plages de couleur montrent la dispersion sur tout le domaine pour les simulations.



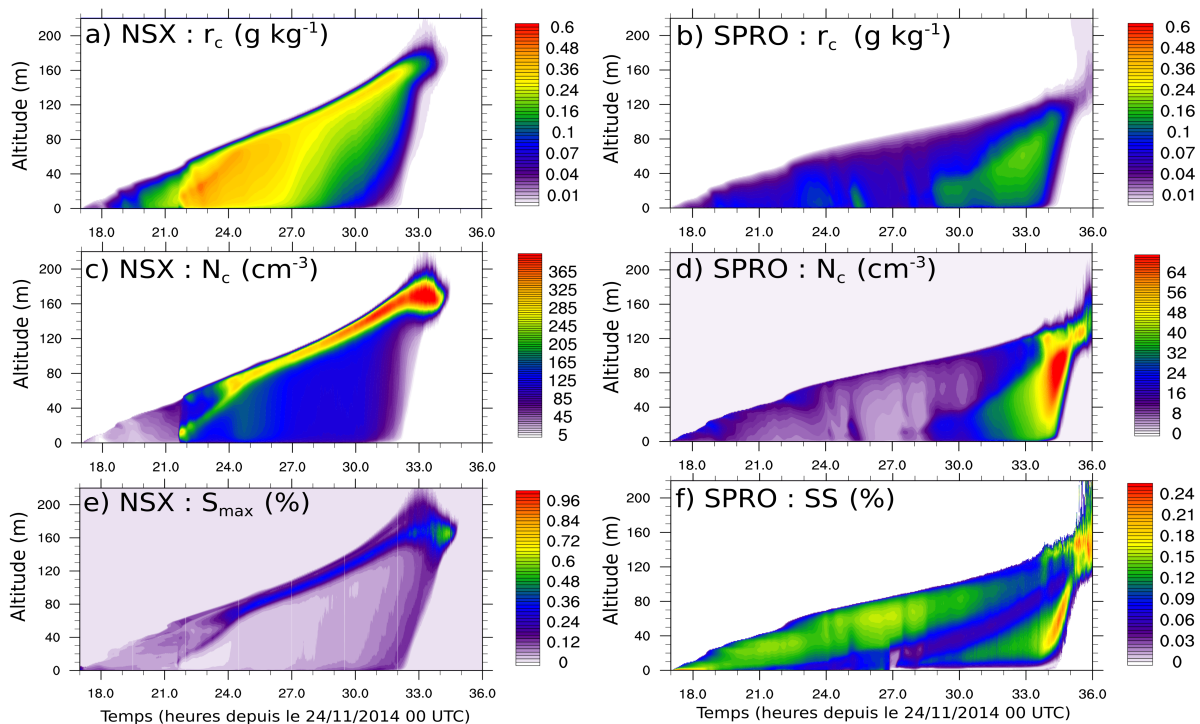
**Figure 4.13** – Séries temporelles observées (en noir), simulées par 3MOD (rose), L100 (jaune), NSX (bleu) et SPRO (vert). Les données modèles ont été moyennées sur l'horizontale, sur tout le domaine. (a) LWP ( $\text{g m}^{-2}$ ), (b) variation de la masse d'eau en surface, les données modèles sont issus de la somme des vitesses de dépôt et de sédimentation simulées en surface ( $\text{g m}^{-2} \text{h}^{-1}$ ) et (c) masse d'eau en surface depuis 18 UTC (g). Les plages de couleur montrent la dispersion sur tout le domaine pour les simulations.



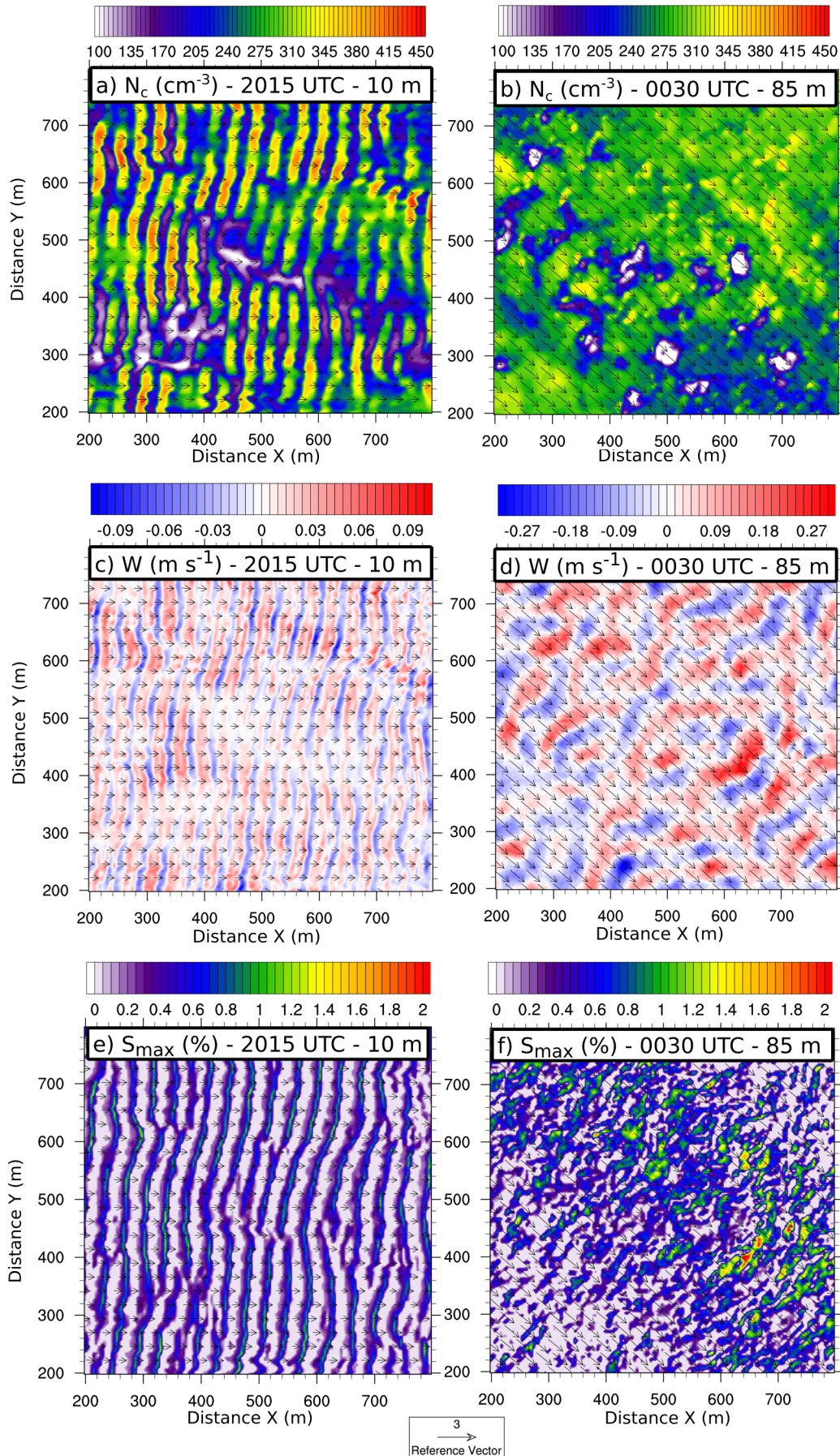
**Figure 4.14** – Profils verticaux à différents instants observé par la sonde sous ballon captif (en noir), simulés par 3MOD (rose), L100 (jaune), NSX (bleu) et SPRO (vert). Les données modèles ont été moyennées sur l'horizontale, sur tout le domaine. En haut : contenu en eau liquide ( $\text{g cm}^{-3}$ ). Au milieu : concentration de gouttelettes ( $\text{cm}^{-3}$ ). En bas : diamètre des gouttelettes ( $\mu\text{m}$ ). Les plages de couleur montrent la dispersion sur tout le domaine pour les simulations, pour le contenu en eau liquide et la concentration de gouttelettes.



**Figure 4.15** – Séries temporelles de profils verticaux simulés par 3MOD (gauche) et L100 (droite). (a, b) rapport de mélange d'eau nuageuse ( $\text{g kg}^{-1}$ ), (c, d) Concentration de gouttelettes ( $\text{cm}^{-3}$ , avec des isolignes différentes entre c et d) et (e, f) sursaturation maximale (%). Les profils sont moyennés horizontalement sur tout le domaine de la simulation.



**Figure 4.16** – Comme pour la figure 4.15 mais pour les simulations NSX (gauche) et SPRO (droite). Pour SPRO, le panel f indique ici la sursaturation pronostique (avec des isolignes différentes entre e et f).



**Figure 4.17** – Coupes horizontales instantanées à 2015 UTC à 10 m (gauche) et à 0030 UTC à 85 m (droite) simulées par 3MOD. (a, b) Concentration de gouttelettes ( $\text{cm}^{-3}$ ), (c, d) vitesse verticale ( $\text{m s}^{-1}$ , avec des isolignes différentes) et (e, f) sursaturation maximale (%).

### 4.3 Test de sensibilité à l’initialisation des aérosols

Une initialisation utilisant seulement le mode d’accumulation ( $100 \text{ cm}^{-3}$  à un diamètre moyen de  $0.15 \text{ }\mu\text{m}$ ) a été testée. Cette configuration, notée L100, est analogue à celle utilisée par [Poku et al. \[2019\]](#). Les valeurs de visibilité horizontales sont reproduites avec le bon ordre de grandeur par L100 entre 18 et 21 UTC (courbe jaune sur la Fig. 4.10.a), de même que le flux  $\text{LW}\downarrow$  (Fig. 4.10.b). La stratification reste stable (Figs. 4.11.c et 4.12) et la turbulence faible (Fig. 4.10.d), traduisant le caractère optiquement fin du brouillard jusqu’à 06 UTC, comme dans les observations. Entre 21 et 08 UTC, la visibilité est ensuite surestimée, et le  $\text{LW}\downarrow$  sous-estimé.

On retrouve des valeurs de contenu en eau liquide et de concentrations de gouttelettes similaires à celles obtenues par la LES de [Boutle et al. \[2018\]](#). Le contenu en eau du brouillard est modélisé dans le bon ordre de grandeur en première partie de nuit, jusqu’à 0032 UTC (courbes jaunes sur les Figs. 4.14.a et b). Le nombre de gouttelettes est en revanche sous-estimé tout au long de la simulation (Figs. 4.14.d, e et f) entraînant un diamètre volumique moyen des gouttelettes plus important qu’observé (Figs. 4.14.g et h). Cette surestimation du diamètre des gouttelettes explique la surestimation de la visibilité simulée, et la sous-estimation du flux  $\text{LW}\downarrow$ . Néanmoins, le LWP et la masse d’eau résultante des processus de dépôt et de sédimentation sont simulés dans le bon ordre de grandeur (Fig. 4.13).

Comparativement à la simulation 3MOD, cette diminution du nombre de CCN disponibles, presque d’un facteur 10, est responsable d’une diminution du contenu en eau moyen d’un facteur 5 (Fig. 4.15.b) et le nombre de gouttelettes maximal moyen passe de  $400$  à  $60 \text{ cm}^{-3}$  au sommet du brouillard dont la hauteur ne dépasse pas 120 mètres au moment de sa dissipation en stratus à 09 UTC (contre 150 m pour 3MOD à 0615 UTC). On retrouve ici des résultats connus avec un impact positif du nombre de CCN sur le contenu en eau et la hauteur de la couche de brouillard [[Bott et al., 1990](#); [Stolaki et al., 2015](#)]. Parce que le contenu en eau liquide est fortement diminué, le fait d’avoir un nombre de gouttelettes moins important n’entraîne pas davantage de sédimentation en surface (Figs. 4.13.b et c). Enfin, la dissipation plus tardive dans L100 que dans 3MOD est en accord avec [Wærsted et al. \[2019\]](#), qui ciblent l’importance du LWP et de la hauteur du sommet du brouillard sur son heure de dissipation.

Même si le cycle de vie du brouillard est très impacté par le nombre de CCN utilisé à l’initialisation, les valeurs de sursaturation maximales diagnostiquées sont du même ordre de grandeur entre 3MOD et L100 (Figs. 4.15.e et f), et donc très probablement surestimées : la diminution de la concentration initiale d’aérosols ne permet pas de diminuer le max de sursaturation diagnostiqué. Les fortes valeurs de sursaturation apparaissent plus tard, vers 2345 UTC, et sont également associées à une formation de structures ondulatoires à 10 m (non-montré). Comme 3MOD, ces fortes valeurs migrent ensuite plus en altitude. En revanche, elles restent à mi-hauteur de la couche de brouillard, ne sont pas associées aux plus fortes valeurs de gouttelettes, situées au sommet, et séparent la couche de refroidissement radiatif sommital et la partie basse de la

couche de brouillard (non-montré, voir annexe 4.6).

Ainsi, la simulation L100 représente mieux le cycle de vie du brouillard de la POI 1, du fait d'un nombre de gouttelettes limité par la quantité de CCN activables et donc un épaissement optique moins important. Néanmoins, les valeurs de sursaturation diagnostiquées restent encore trop fortes comparées à celles théoriquement atteintes dans le brouillard radiatif et simulées par [Boutle et al. \[2018\]](#). Le réalisme du cycle de vie du brouillard reproduit par L100 est ainsi obtenu grâce à une diminution artificielle du nombre d'aérosols, permettant de corriger l'activation trop active de LIMA. Elle correspond très probablement à la même raison pour laquelle [Poku et al. \[2019\]](#) ont utilisé cette même initialisation à  $100 \text{ cm}^{-3}$ . Ce défaut avait auparavant été mis en évidence par [Mazoyer \[2016\]](#) avec le schéma KHKO. Ces résultats invitent à mener des tests sur la paramétrisation de l'activation.

## 4.4 Prise en compte des gouttelettes déjà existantes dans le diagnostic de sursaturation

Afin de palier le problème de surestimation de la sursaturation maximale diagnostiquée, la simulation NSX, initialisée avec le même nombre réaliste d'aérosols que 3MOD, prend en compte une contribution supplémentaire au terme puits de l'équation d'évolution de la sursaturation (équation 2.13) qui représente la croissances des gouttelettes déjà présentes comme détaillé en section 2.2.4.

Dans NSX, l'épaissement optique du brouillard, et le passage à la phase mature, se font sur une durée plus longue que dans 3MOD : le flux  $\text{LW}\downarrow$  simulé par NSX atteignant les  $300 \text{ W m}^{-2}$  à 22 UTC contre 2015 UTC pour la simulation 3MOD (Fig. 4.10.b). Ce décalage se retrouve ainsi sur l'augmentation de la turbulence (Fig. 4.10.d), du flux de chaleur sensible (Fig. 4.10.d), du LWP (Fig. 4.13.a) et de la vitesse de dépôt et de sédimentation (Fig. 4.13.b). En revanche, après 22 UTC, les brouillards simulés par 3MOD et NSX sont tous deux optiquement épais et leurs caractéristiques radiatives, turbulentes et microphysiques sont similaires.

Avant 2145 UTC, le contenu en eau moyen (Fig. 4.16.a), le nombre de gouttelettes (Fig. 4.16.c) et la sursaturation maximale (Fig. 4.16.e) sont entre 2 et 3 fois inférieurs dans NSX par rapport à 3MOD. Deux raisons expliquent cela : il y a l'impact direct de la prise en compte du terme puits additionnel diminuant la sursaturation maximale, qui implique l'impact indirect du refroidissement radiatif moins fort en raison du nombre de gouttelettes et du contenu en eau plus faible. Ainsi, le terme puits de l'équation 2.13 est plus fort et le terme source de refroidissement est plus faible dans NSX.

Néanmoins, une fois que le brouillard entre dans sa phase mature après 2145 UTC, avec de nouveau la mise en place de structures ondulatoires à partir de la surface (non-montré), les valeurs moyennes de contenu en eau sont très similaires entre les deux simulations (Figs. 4.14.a, b et c). Seules la hauteur moyenne du sommet de la couche de brouillard est un peu plus faible



dans NSX que dans 3MOD (Figs. 4.14.d, e et f) et la sursaturation maximale significativement plus faible (valeurs au sommet à 0.35 % pour NSX contre 0.7 % pour 3MOD). Le faible impact pendant la phase mature s’explique par la forme du spectre d’activation (Fig. 2.4) : lorsque les valeurs de sursaturation maximale deviennent relativement élevées, une variation de  $S_{max}$  a peu d’impact sur le nombre de CCN activés, contrairement aux faibles valeurs.

Là encore, comme énoncé par Wærsted et al. [2019], un brouillard moins développé verticalement se dissipe moins rapidement : la dissipation intervient à 07 UTC dans NSX contre 0615 dans 3MOD (Fig. 4.10.a). Pour les deux simulations, elle est associée à des valeurs de  $\overline{w'^2}$  et de flux de chaleur sensible similaires.

La prise en compte d’une contribution supplémentaire dans le terme puits de l’équation d’évolution de la sursaturation, représentant la croissance des gouttelettes déjà présentes, engendre une phase de formation plus longue et donc plus réaliste en retardant le passage à la phase mature. Pendant cette phase, le terme puits permet de diminuer d’un facteur 2 les valeurs de sursaturation maximales. L’impact est ensuite supprimé dès la phase mature. Seule la sursaturation maximale conserve des valeurs plus faibles mais qui restent suffisamment élevées pour ne pas diminuer significativement le nombre de CCN activés (compte tenu de la fonction hypergéométrique du spectre d’activation, Fig. 2.4). Cela amène donc à remettre en question le diagnostic de la sursaturation maximale, en testant la représentation pronostique de la sursaturation de Thouron et al. [2012] dans LIMA.

## 4.5 Utilisation de la sursaturation pronostique de Thouron et al. [2012]

Une nouvelle simulation, notée SPRO, considère la sursaturation pronostique selon Thouron et al. [2012] implantée dans LIMA, et l’initialisation des aérosols réaliste similaire à 3MOD et NSX.

Les caractéristiques thermodynamiques du brouillard simulé par SPRO sont très proches de celles simulées par la simulation L100, où le nombre de CCN activés avait alors été diminué d’un facteur 10. Le flux  $LW\downarrow$  en surface reste en effet inférieur à  $270 \text{ W m}^{-2}$  jusqu’à 05 UTC (Fig. 4.10.b) et est associé à un brouillard faiblement turbulent (Fig. 4.10.d) au profil thermique stable (Fig. 4.12), avec un faible contenu en eau (Figs. 4.13.a et 4.14.a, b et c) associé à une quantité réaliste d’eau sédimentée et déposée en surface (Figs. 4.13.b et c). Tout comme dans L100, la visibilité est un peu sur-estimée entre 00 et 05 UTC, traduisant un brouillard un peu trop fin.

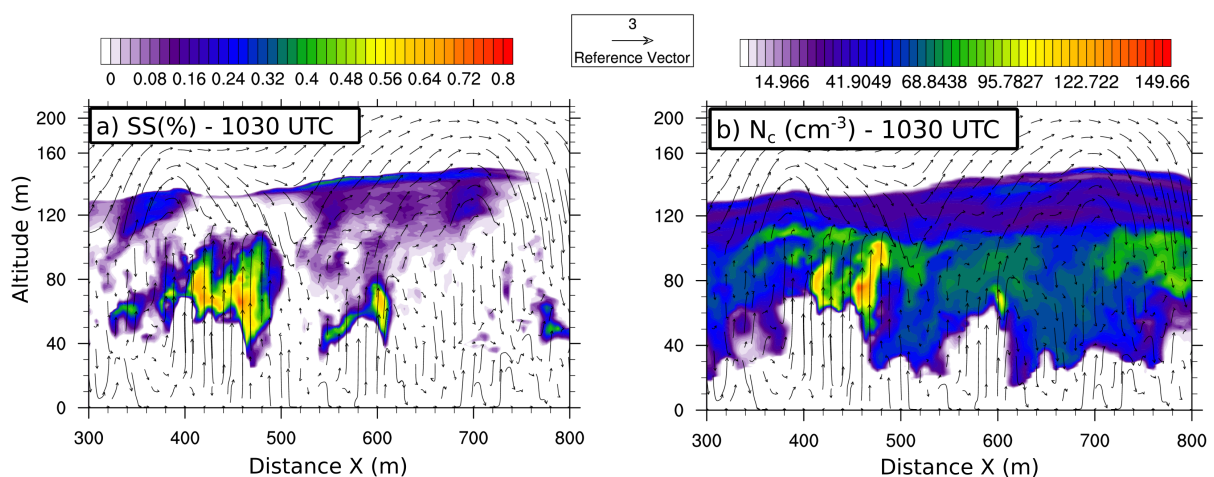
Pendant cette longue phase de formation, le rapport de mélange moyen varie entre 0.05 et  $0.1 \text{ g kg}^{-1}$  (Fig. 4.16.b), et des concentrations moyennes de gouttelettes jusqu’à  $25 \text{ cm}^{-3}$  ponctuellement, à 2230 UTC au sommet du brouillard (Fig. 4.16.d), soit des valeurs approximativement

égales à celles simulées par L100 et [Boutle et al. \[2018\]](#). En revanche, la sursaturation pronostiquée par SPRO n'excède pas 0.16 % à l'intérieur de la couche de brouillard pendant la phase de formation (Fig. 4.16.f), avec des valeurs en meilleur accord avec la LES de [Boutle et al. \[2018\]](#) et les observations passées.

Après 05 UTC, l'augmentation de la turbulence au sein de la couche de brouillard, associé à l'augmentation du LWP et du flux  $LW\downarrow$ , traduit l'épaississement optique progressif du brouillard contrairement à L100. Le rapport de mélange moyen et la concentration moyenne en gouttelettes montrent un bon accord avec les mesures près du sol (Fig. 4.14) mais sont sous-estimées au sommet du brouillard. Le diamètre moyen des gouttelettes est surestimé d'un facteur 1.5 à 2 sur toute l'épaisseur du brouillard, expliquant la sous-estimation du flux  $LW\downarrow$ .

La dissipation du brouillard en surface, à 0945 UTC (Fig. 4.10.a), évoluant vers un stratus, est caractérisée par l'apparition de sursaturations plus élevées liées à l'activité convective naissante, menant à une activation des gouttelettes sur toute la profondeur du nuage. Ainsi, lors de la phase de dissipation, SPRO représente correctement les maxima locaux de  $N_c$  comme observés (Fig. 4.5), ainsi que le pic de LWP (Fig. 4.13.a). Ceci est illustré sur les coupes verticales à 1030 UTC (Fig. 4.18), où les ascendances participent à des pics de sursaturation à 0.8 % localement, favorisant la production de gouttelettes.

Il apparaît ainsi que l'approche par la sursaturation pronostique est la seule simulation à produire des champs microphysiques réalistes (nombre de gouttelettes, contenu en eau et sursaturation) sans modifier la concentration initiale des aérosols.



**Figure 4.18** – Coupes verticales instantanées à  $Y = 500$  m à 1030 UTC simulées par SPRO. (a) sursaturation (%) et (b) Concentration de gouttelettes ( $\text{cm}^{-3}$ ).

## 4.6 Conclusion

Dans ce chapitre, le cas de brouillard radiatif de la POI 1 de LANFEX, observé à Cardington la nuit du 24 au 25/11/2014, a été simulé en utilisant le modèle Mésos-NH en configuration

LES idéalisée avec le schéma microphysique bulk à deux moments LIMA. Ce cas est caractérisé par une longue phase de formation et une lente transition vers la phase mature en fin de nuit.

Des simulations LES de ce cas avaient été précédemment effectuées par [Boutle et al. \[2018\]](#) et [Poku et al. \[2019\]](#). En configuration tri-modale (concentration totale en CCN de  $1102 \text{ cm}^{-3}$ ), identique à la celle utilisée dans la LES de [Boutle et al. \[2018\]](#), la microphysique bulk de LIMA produit un brouillard caractérisé par une transition trop rapide vers un brouillard en phase mature, avec un nombre de gouttelettes et un contenu en eau trop importants. Un premier test de sensibilité a été effectué en diminuant artificiellement le nombre de CCN, avec seulement le mode d'accumulation à  $100 \text{ cm}^{-3}$ . Cette configuration est similaire à celle de [Poku et al. \[2019\]](#), traduisant ainsi un problème, commun aux schémas à 2 moments basés sur l'ajustement à la saturation, de surestimation de la concentration de gouttelettes. Le cycle de vie du brouillard, comparé aux observations disponibles, apparaît alors comme étant plus réaliste lorsqu'il est initialisé avec une population d'aérosols fortement réduite qui, elle, n'est plus représentative de la réalité. Même si le maximum de sursaturation diagnostiqué reste surestimé, le contenu en eau du brouillard est maintenant limité par le nombre de CCN en capacité d'être activés.

Ainsi, des tests sur les paramétrisations de l'activation ont été effectués en considérant la population réaliste tri-modale, selon [Boutle et al. \[2018\]](#), de l'environnement du site de Cardington. Un premier test a conservé le diagnostic de sursaturation maximale, mais en y incluant l'impact des gouttelettes déjà présentes pouvant capter la vapeur pour croître, ajoutant un puits pour la sursaturation ambiante. Cet ajout modifie l'activation tant que les valeurs de  $S_{max}$  sont faibles, c'est à dire pendant la phase de formation. Il retarde ainsi la transition vers la phase mature d'environ 2 heures avec une diminution de la sursaturation calculée d'un facteur 2. En revanche, lors du passage à la phase mature, l'initiation des structures ondulatoires conduit de nouveau à une importante production de gouttelettes via la contribution de la vitesse verticale dans l'équation 2.13. Ainsi, une fois la phase mature du brouillard en place, l'impact de ce processus est peu visible car les sursaturation maximales, bien que plus faibles dans dans REF, deviennent supérieures à 0.1 %.

Enfin, le dernier test utilisant la sursaturation pronostique proposée par [Thourot et al. \[2012\]](#), et porté dans LIMA, montre des résultats très proches de ceux obtenus avec la configuration divisant artificiellement par 10 le nombre d'aérosols, et présente en plus des valeurs de sursaturation réalistes et un épaissement optique progressif du brouillard entre 05 et 10 UTC. La phase de dissipation en stratus montre également une augmentation réaliste du LWP associé à l'activité convective naissante. Il prouve ainsi la nécessité de remettre en cause le diagnostic de la sursaturation maximale pour des LES de brouillard, dans la continuité des travaux de [Thourot et al. \[2012\]](#) portant sur les nuages de couche-limite.

# Conclusions et Perspectives

Le brouillard est un phénomène difficilement prévisible par les modèles de prévision numérique du temps du fait des nombreuses interactions existantes entre les processus de surface, radiatifs, turbulents, dynamiques et microphysiques. En présence de relief, les conditions dynamiques locales se retrouvent alors modifiées : le refroidissement nocturne à la surface des pentes génère des accumulations d'air froid dans les vallées et des courants de drainage qui s'écoulent alors des vallées vers les plaines. Ces modifications des conditions thermodynamiques locales, fortement dépendantes de la géométrie des vallées, avaient précédemment été étudiées lors de la campagne COLPEX [Price et al., 2011] en zone de relief modéré : les collines du Shropshire, s'échelonnant sur des élévations de quelques centaines de mètres. La campagne de mesures LANFEX [Price et al., 2018] a ensuite permis de recueillir des observations de brouillard sur la même zone, montrant des conditions de brouillard très hétérogènes d'une vallée à une autre. Ainsi, une partie de cette thèse s'est focalisée sur la problématique du brouillard en terrain complexe afin de comprendre pourquoi, au sein d'une même masse d'air, de telles différences pouvaient exister sur de faibles distances.

Pour répondre à cette problématique, le cas de la POI 12 de LANFEX, durant la nuit du 1 au 2 octobre 2015 sur les collines du Shropshire, a été simulé en configuration réelle avec le modèle Méso-NH en utilisant la microphysique à 2 moments de LIMA, permettant une représentation pronostique de la concentration en gouttelettes nuageuses et en aérosols. Le choix de ce cas a été motivé par les observations de brouillard disponibles sur chaque site, montrant un brouillard hétérogène sur la zone, ainsi que par l'opportunité d'étudier deux événements distincts séparés par le passage de stratocumulus en milieu de nuit.

La comparaison de la simulation avec des observations disponibles sur les sites principaux mis en place pendant LANFEX a permis de montrer qu'aux résolutions utilisées, 1 mètre sur la verticale et 100 mètres sur l'horizontale, le modèle est capable de produire les éléments dynamiques principaux liés au terrain complexe que sont les courants de drainage. Le brouillard simulé, en revanche, devenait rapidement épais contrairement aux observations. Comme indiqué dans Price et al. [2018], les conditions de grande échelle trop humides et un passage nuageux nocturne retardé ont favorisé un développement rapide sur une plus longue durée. Néanmoins, on retrouvait les différences sur les brouillards simulés entre les sites, en terme de contenus en eau et de conditions dynamiques et thermodynamiques. Ces différences, fréquemment rencontrées durant la campagne LANFEX, se caractérisent par des brouillards plus épais et de durée plus longues dans les vallées larges qu'étroites.

Une analyse par bilans d'eau nuageuse et de température a permis de distinguer l'influence des processus locaux (condensation et refroidissement radiatif) et des processus non-locaux (advection) permettant d'expliquer les différences entre les sites. Une méthode graphique utilisant les fonctions de distribution de probabilité pour les deux tendances liées à ces processus a per-

mis de mettre en évidence que la formation du premier évènement de brouillard dans la vallée large de Jay Barns était pilotée par les processus locaux. Les processus non-locaux étaient, eux, très variables du fait des nombreuses ouvertures de la vallée qui agit alors comme réceptacle pour différentes circulations. Dans les vallées étroites (Skyborry, Pentre et Whitcott), même si le brouillard était également piloté par les processus locaux pour ce premier évènement, les processus non-locaux au sein des courants de drainage limitaient cette formation locale et le brouillard se développait ainsi moins rapidement. Du fait d'une configuration topographique particulière, le brouillard revêtait un caractère advectif sur le site de mesures de Pentre, dans la vallée la plus étroite, en accord avec les observations de [Price et al. \[2018\]](#). Cette vallée est caractérisée par la présence d'un bassin en amont, où se forme le brouillard ensuite advecté par le courant de drainage, et d'un resserrement au niveau de Pentre, qui renforce le drainage et y advecte le brouillard. Ces résultats viennent ainsi compléter l'étude de [Arduini et al. \[2017\]](#) sur ce type de configuration en quasi-bassin qui favorise une plage froide plus intense que le reste de la vallée. Cette plage froide voit la formation d'un brouillard plus épais que le reste de la vallée, en accord avec [Chachere and Pu \[2016\]](#). Enfin, l'accélération du drainage au niveau du resserrement, identifiée par [Zängl \[2004\]](#) pour une vallée alpine, est ici favorable à au transport puis à l'évaporation du brouillard depuis le bassin amont.

Dans ces mêmes vallées étroites, la dissipation du brouillard sous les stratocumulus était aussi facilitée par la destruction non-locale perdurant, du fait d'un courant de drainage encore actif pendant l'heure suivant la formation de la couverture nuageuse. Au contraire, l'épais brouillard formé dans la vallée large ne se dissipait pas totalement du fait de processus non-locaux peu significatifs au même moment.

Pour le deuxième évènement, après le passage des stratocumulus, la vallée large voit sa production locale diminuer, à cause d'une advection chaude et dans une configuration dynamique différente de celle du premier évènement. A contrario, la destruction non-locale dans les vallées étroites est moins prononcée, voire s'inverse et favorise la production d'eau nuageuse. Le rétablissement du vent de vallée montant en matinée favorise la dissipation plus rapide dans les vallées étroites que dans la vallée large. Dans la vallée la plus étroite, on retrouve une opposition entre processus locaux et non-locaux similaire à ce qui est observé dans les deux vallées étroites lors du premier évènement, et la dissipation montre un caractère plus classique avec une diminution progressive de l'impact des processus locaux et non-locaux.

La présence de brouillard au sein des vallées modifie également la répartition du bilan de température en terme de processus locaux et non-locaux. Dans les vallées étroites, l'étude numérique de [Vosper et al. \[2014\]](#) sur un cas de COLPEX avait montré que les courants de drainage s'opposaient partiellement au refroidissement radiatif du fond de vallée par le maintien d'une advection positive de température sur les cinq premiers mètres. Les résultats montrés dans cette thèse suggèrent que, en présence de brouillard, cette advection chaude est présente sur toute la hauteur de la couche de brouillard et s'oppose en partie au refroidissement radiatif sommital, freinant la production d'eau nuageuse associée.

Ainsi, les résultats issus de l'analyse par bilans de processus du cas de brouillard dans la POI 12 montrent un cycle de vie du brouillard plus court dans les vallées étroites que dans la vallée large, en raison de processus non-locaux, liés aux régimes de vents de vallées descendants la nuit et montants en matinée, majoritairement défavorables à la formation et au maintien de l'eau nuageuse dans ces mêmes vallées. Néanmoins, une grande variabilité de ces processus a été trouvée entre les deux épisodes ainsi qu'entre les vallées.

Enfin, sur le cas de la POI 12, des tests de sensibilité préliminaires à la représentation de la microphysique ont été effectués à l'aide de LIMA et du schéma à 1 moment ICE3. L'apport du 2 moments est avéré, en terme de structure verticale et de cycle de vie du brouillard, lorsque l'impact radiatif de la concentration pronostique de gouttelettes nuageuses est pris en compte dans les simulations. Dans le cas contraire, seul le processus de sédimentation est impacté par la concentration pronostique dans LIMA, et les résultats obtenus montrent alors un brouillard très similaire à celui simulé par ICE3. Enfin, des tests sur la concentration initiale de CCN et leur nature avec LIMA ont suggéré que la microphysique avait moins d'impact sur le cycle de vie des brouillards simulés que les circulations tri-dimensionnelles induites par le relief. Ceci amène à nuancer les conclusions de précédentes études faites en configurations idéalisées en terrain plat et qui montraient une corrélation systématiquement positive entre les concentrations en CCN, le contenu en eau, la durée du cycle de vie et la hauteur de la couche de brouillard ([Bott et al. \[1990\]](#), [Stolaki et al. \[2015\]](#), [Maalick et al. \[2016\]](#)).

Bien que la POI 12 ait permis d'observer les conditions thermodynamiques et de brouillard propres à chaque vallée, elle n'a pas pu fournir d'observations microphysiques suffisantes. Afin d'évaluer les performances de LIMA sur un cas de brouillard dans la seconde partie de cette thèse, des simulations en configuration LES idéalisées ont été effectuées sur le cas de la POI 1 de LANFEX, autour du site de Cardington dans une région quasiment plane où l'influence des processus non-locaux a été jugée négligeable. Ces simulations font également partie d'un exercice d'inter-comparaison international en cours, du programme GASS.

Les simulations LES ont été initialisées avec une population tri-modale d'aérosols, considérée comme réaliste pour les environs peu pollués de Cardington [[Boutle et al., 2018](#)]. Avec l'utilisation du schéma LIMA, cette configuration a conduit à un brouillard modélisé devenant épais trop rapidement. La cause est le processus d'activation, utilisant un diagnostic de sursaturation maximal, et qui entraîne des sursaturations trop importantes et des concentrations en gouttelettes trop fortes par rapport à ce qui est classiquement observé dans le brouillard radiatif [[Hammer et al., 2014](#); [Mazoyer et al., 2019](#)]. Ce défaut semble général aux schémas microphysiques à 2 moments basés sur l'ajustement à la saturation, [Poku et al. \[2019\]](#) présentant les mêmes défauts sur cette même POI.

Une diminution artificielle de nombre de CCN d'un facteur 10 a permis d'obtenir un cycle de vie du brouillard plus réaliste mais avec une population de CCN qui n'était plus représentative de la réalité. L'épaisseur optique et le contenu en eau devenaient en effet conformes aux observations, du fait d'une concentration de gouttelettes limitée par le nombre de CCN disponibles à l'activation. Cependant, les sursaturations maximales demeuraient trop élevées.

Des tests de sensibilité à cette paramétrisation de l'activation des CCN ont été effectués avec LIMA, en utilisant la population d'aérosols réaliste, en vue de corriger ce problème. Le premier test considérait une contribution supplémentaire au terme puits de l'équation d'évolution de la sursaturation utilisée pour le diagnostic de sursaturation maximale. Celle-ci représente la perte de vapeur d'eau en excès sur les gouttelettes formées aux pas de temps précédents et encore présentes au pas de temps du calcul du diagnostic. Ainsi, le passage à la phase mature est retardé de 2 h car l'activation est moindre lors de la phase de formation, du fait de valeurs de  $S_{max}$  plus faibles. En revanche, l'initiation des structures ondulatoires marquant le passage à la phase mature entraîne de trop fortes concentrations en gouttelettes et l'impact est ensuite peu visible. En effet, bien que les valeurs de sursaturation soient diminuées, elles restent trop élevées lors de la phase mature pour diminuer le nombre de CCN activés, compte tenu de la forme du spectre d'activation.

Une approche pronostique de la sursaturation a alors été testée, qui supprime l'ajustement à la saturation selon la méthode de [Thouren et al. \[2012\]](#) adaptée à LIMA. Le cycle de vie du brouillard étudié est maintenant reproduit de façon réaliste et similaire à la simulation où la concentration de CCN avait été diminuée artificiellement, avec une longue phase de formation nocturne suivie par un développement en matinée. Pour la première fois, les valeurs de sursaturation atteintes sont beaucoup plus faibles, avec des valeurs maximales de 0.15% sous l'action du refroidissement radiatif pendant la phase de formation, soit des valeurs plus conformes à ce qui est classiquement observé [[Hammer et al., 2014](#); [Mazoyer et al., 2019](#)] ou simulé avec des schémas bin [[Boutle et al., 2018](#)]. La dissipation en matinée est marquée par la formation d'ascendances au sein de la couche de brouillard responsables de pics de sursaturation, jusqu'à 0.5 %, entraînant des maxima locaux de concentrations en gouttelettes, en accord avec les observations sur Cardington. Ainsi, les pistes d'amélioration de la microphysique dans les simulations de brouillard ont été clairement établies.

## Perspectives

Cette thèse a permis de montrer que les processus locaux et non-locaux en terrain complexe se répartissaient différemment au sein de différentes vallées pour former des conditions de brouillards très hétérogènes entre des zones pourtant peu distantes.

La configuration numérique utilisée pour la POI 12 pourrait être appliquée aux autres POIs

de LANFEX s'étant déroulées sur le Shropshire (11 au total). Ceci permettrait de distinguer les éléments qui seraient spécifiques au cas étudié ici, et ceux qui seraient d'ordre plus général sur les processus clefs dans la formation du brouillard. Notamment, des simulations en cas réel de POIs s'étant déroulées sous différentes conditions de grande échelle, en terme de vitesse et de direction de vent ainsi que d'organisation des centres d'action, permettraient d'évaluer l'influence de ces conditions sur l'impact non-local des drainages dans le brouillard de vallée. Dans le cas de la POI 12, l'évolution des conditions de grande échelle pourrait expliquer les différences sur les impacts locaux et non-locaux entre les deux événements. En effet, les circulations à fine échelle sont rarement découplées de la grande échelle et de nombreuses possibilités d'interactions dynamiques existent entre elles [Whiteman and Doran, 1993]. Pour la vallée de Jay Barns, cette généralisation aux autres cas de LANFEX permettrait de dresser un portrait plus large des configurations dynamiques d'une telle vallée connectée à de nombreuses autres vallées, et donc soumise à différents régimes de circulations.

Même si l'étude de la POI 12 a montré un rôle secondaire des processus microphysiques par rapports aux effets dynamiques et thermodynamiques, il serait intéressant de refaire cette simulation avec une initialisation des aérosols hétérogène ou bien issue d'analyses. Ainsi, il serait possible d'étudier les hétérogénéités des concentrations de CCN nées des circulations en terrain complexe et de voir comment celles-ci affectent les hétérogénéités sur les conditions de brouillard. A plus long terme, intégrer les interactions de la population pronostique de CCN avec le rayonnement pourrait aller dans le sens d'une meilleure représentation du cycle de vie du brouillard avec LIMA, à l'instar des travaux de Bott [1991] en configuration 1D.

Un autre moyen d'étudier la sensibilité aux processus en terrain complexe serait d'avoir recours à une approche idéalisée. Souvent privilégiée dans de nombreuses études sur la dynamique en terrain complexe, une telle approche est très peu documentée dans le cas du brouillard en vallées idéalisées. Ainsi, il serait également possible d'étudier l'influence des conditions dynamiques de l'atmosphère sus-jacente à la vallée [Doran, 1991] sur le brouillard qui peut s'y former. De même, l'étude de Vosper et al. [2013] sur le degré de découplage des conditions de vallée avec l'atmosphère de grande échelle pourrait être reprise en présence de brouillard dans le fond de vallée, afin d'étudier l'impact de la modification de la stabilité statique au sein de la plage froide en présence d'un brouillard en phase mature. Il serait également possible de tester des géométries de vallées de plus en plus complexes, avec notamment des resserrlements locaux potentiellement favorables à des brouillards advectifs fins. Cela pourrait permettre de répondre à la question : « Existe-t-il un seuil critique sur le rétrécissement de la section de la vallée pour qu'il y ait formation locale dans le bassin amont puis transport en aval, comme dans la vallée de Pentre, plutôt qu'une formation locale le long de la vallée partiellement compensée par une destruction non-locale, comme dans celles de Skyborry et Whitcott ? », ou encore des réseaux de vallées connectées pour étudier l'impact des écoulements provenant des vallées tributaires. La prescription d'une dynamique de grande-échelle peu ou pas ventuse, simulant une atmosphère anticyclonique, permettrait de s'affranchir des interactions dynamiques entre la grande-échelle et l'atmosphère des vallées pour étudier l'impact isolé des circulations à fine



échelle sur le brouillard, comme cela a été fait dans [Sabatier \[2018\]](#). De même, multiplier les tests microphysiques en configuration idéalisée de terrain complexe permettrait d'apporter des précisions sur l'importance relative de la concentration en CCN sur le cycle de vie du brouillard par rapport aux impacts dynamiques des circulations, et dégager les situations pour lesquelles la dynamique ou la microphysique est prépondérante sur ce cycle de vie.

Une descente d'échelle jusqu'à des résolutions métriques, typiques des LES, permettrait de reprendre l'approche graphique utilisant les PDF sur des périodes plus courtes et/ou des domaines plus petits. En effet, une telle approche statistique nécessite un nombre de points suffisamment grand pour être significative et, aux résolutions utilisées ici, cela contraint leur utilisation sur des zones suffisamment larges et des périodes suffisamment longues. Ainsi, l'emploi de LES sur certaines zones charnières, comme le resserrement local dans la vallée de Pentre (large d'une centaine de mètres seulement, aux limites de la résolution utilisée) ou encore les convergences de circulations entre vallées tributaires, et sur des périodes de transition, comme les changements de phase au cours du cycle de vie du brouillard, permettrait d'évaluer les contributions des différents processus sur les conditions de brouillard dans des zones où les interactions dynamiques et turbulentes sont plus complexes [[Coulter et al., 1991](#); [Zängl, 2004](#)]. De plus, les résolutions horizontales utilisées sur la POI 12 ne permettent pas de résoudre les échelles inertielles de la turbulence associée aux circulations de vallées, qui sont plutôt de l'ordre de la dizaine de mètres [[Cuxart, 2015](#)], justifiant l'emploi des LES.

L'emploi de la sursaturation pronostique de [Thouaron et al. \[2012\]](#) avec les simulations LES utilisant LIMA a montré une meilleure représentation du processus d'activation qui impacte tout le cycle de vie, mais nécessite des résolutions spatiales et temporelles fines. Une étude de sensibilité à la résolution du modèle pourrait être effectuée afin d'évaluer la résolution à partir de laquelle cette représentation pronostique de la sursaturation devient nécessaire pour améliorer le réalisme des propriétés microphysiques des brouillards, par rapport au diagnostic de sursaturation maximale. Cette approche par la sursaturation pronostique mène à un surcoût numérique du fait de la variable supplémentaire et du faible pas de temps, compliquant son utilisation en prévision opérationnelle. Une approche intermédiaire basée sur un diagnostic de la sursaturation (et non plus une sursaturation maximale, selon le schéma B proposé par [Thouaron et al. \[2012\]](#)) pourrait constituer la solution pour le modèle opérationnel AROME, qu'il conviendrait d'évaluer avant l'intégration future de LIMA dans la chaîne opérationnelle. De telles modifications du schéma d'activation dans AROME doivent également être étudiées dans le cas de situations météorologiques différentes (fronts, convection, etc).

La mise en évidence du problème de la surestimation de l'activation avec le diagnostic de sursaturation maximal emmène également à se questionner sur les conclusions tirées des tests de sensibilités à la population de CCN lors de la POI 12, dans le chapitre 3. En effet, si  $S_{max}$  est trop fort, on active une fraction importante des CCN quelque soit leur type, et la différence

sur les brouillards simulés est peu visible. Avec l'utilisation de ce diagnostic de sursaturation maximale, les différences sur les brouillards simulés proviennent alors principalement du nombre de CCN disponibles à l'activation, comme l'ont montré les tests sur la POI 1. Ainsi, la différence de 10% sur la fraction activée, pour le test entre les CCN sulfatés et organiques, pourrait être plus importante en considérant la sursaturation plutôt que la sursaturation maximale. De même, l'impact du type de CCN pourrait être plus visible lorsque la concentration de CCN est initialement moins importante.

Enfin, dans l'objectif de mieux documenter les hétérogénéités tri-dimensionnelles dans le brouillard, Météo-France va mener, à l'hiver prochain, la campagne SOFOG3D dans le sud-ouest de la France. La mise en place d'une instrumentation novatrice à haute résolution spatiale, comme les vols de drones instrumentés, les mesures par ballons captifs et les radars nuages, devrait permettre de recueillir un échantillonnage jamais égalé d'observations thermodynamiques et microphysiques. Situé dans la forêt des Landes, le domaine expérimental permettra également de mieux documenter les impacts des hétérogénéités de surface de type végétation et nature des surfaces. De plus, le positionnement de la zone d'étude à quelques dizaines de kilomètres de l'océan Atlantique offrira l'opportunité d'étudier l'influence de différentes masses d'air, composées de CCN de natures différentes, suivant l'orientation du flux (maritime d'ouest ou continental d'est). L'objectif majeur de SOFOG3D, d'un point de vue prévision opérationnelle, est également de pouvoir valider, sur un grand nombre de cas, les prévisions du modèle de PNT AROME utilisant le schéma microphysique LIMA. Les pistes d'amélioration de la microphysique proposés dans cette thèse constituent une première contribution.



# Annexe A : Contribution à l'étude de Price et al. [2018]

# LANFEX

## A Field and Modeling Study to Improve Our Understanding and Forecasting of Radiation Fog

J. D. PRICE, S. LANE, I. A. BOUTLE, D. K. E. SMITH, T. BERGOT, C. LAC, L. DUCONGE,  
J. MCGREGOR, A. KERR-MUNSLow, M. PICKERING, AND R. CLARK

A collaborative field and modeling study used a small system of valleys as a natural laboratory to study the formation and evolution of fog.

**A**tmospheric fog can have a high impact on human activity, particularly transport (Gultepe et al. 2007). Delays due to poor visibility can be extensive and costly. Agarwal et al. (2005) estimated that fog causes a decrease in vehicle speed of 6%–12% and a reduction in traffic capacity of 10%–12% on freeways in Iowa. Figures for the impact of fog on aviation presented by Robinson (1989) indicate that the cost to an airline of a single day of heavy fog at

a single airport was about \$92,000 (U.S. dollars; about \$200,000 when adjusted for inflation). It is likely that current costs are much higher because of the expansion of the aviation industry. To some extent the disruption from fog can be mitigated if events are correctly forecast by weather service providers, allowing suitable preparations to be put in place. According to Vautard et al. (2009), between 1980 and 2005 Europe experienced approximately 40 days per year with visibility <5 km. Given that their analysis was based on data taken at four times per day only (0300, 0900, 1500, and 2100 UTC), we expect this figure to be an underestimate. Thus, the frequency of occurrence is sufficient for fog to be a high forecast priority.

Despite a long history of fog research [Taylor (1917) is an early example], numerical weather prediction (NWP) models still require improvement to more accurately forecast fog (Tudor 2010; van der Velde et al. 2010; Steeneveld et al. 2015; Boutle et al. 2016). Other techniques including machine learning (Bartoková et al. 2015; Herman and Schumacher 2016), use of selected local observations (Haeffelin et al. 2016), use of stochastic physics (McCabe et al. 2016), and statistical methods (Román-Cascón et al. 2016; Menut et al. 2014) may be used to supplement deterministic NWP forecasts.

**AFFILIATIONS:** PRICE, LANE, BOUTLE, MCGREGOR, KERR-MUNSLow, PICKERING, AND CLARK—Met Office, Exeter, United Kingdom; SMITH—Centre for Ocean and Atmospheric Sciences, School of Environmental Sciences, University of East Anglia, Norwich, United Kingdom; BERGOT, LAC, AND DUCONGE—CNRM, UMR3589, Météo-France, CNRS, Toulouse, France

**CORRESPONDING AUTHOR:** Jeremy D. Price,  
jeremy.price@metoffice.gov.uk

*The abstract for this article can be found in this issue, following the table of contents.*

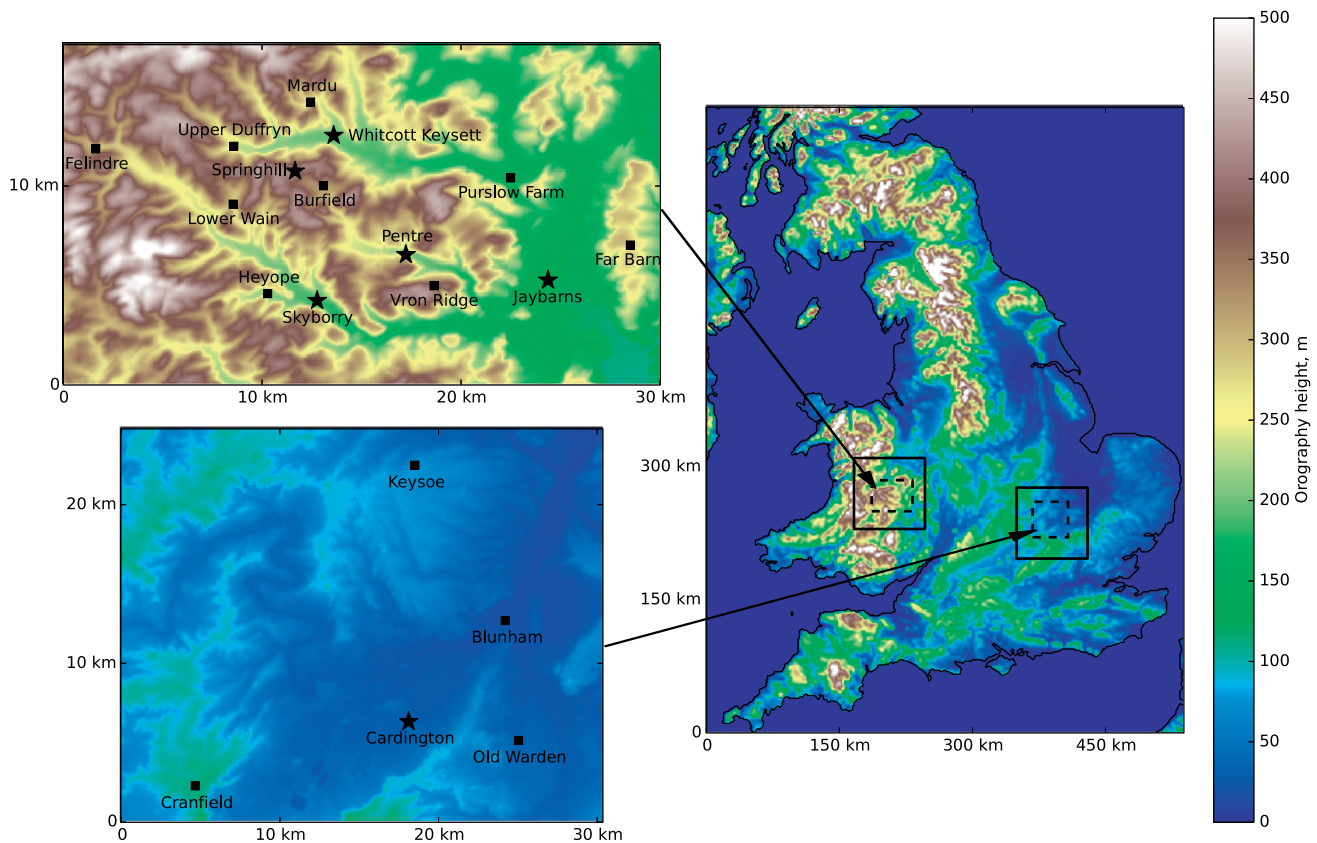
DOI:10.1175/BAMS-D-16-0299.1

A supplement to this article is available online (10.1175/BAMS-D-16-0299.2)

In final form 8 March 2018

©2018 American Meteorological Society

For information regarding reuse of this content and general copyright information, consult the [AMS Copyright Policy](#).



**FIG. 1.** Showing the locations of the deployment sites in Shropshire (west) and Bedfordshire (east). The black squares indicate the extent of the high-resolution model domains used [333 (solid) and 100 m (dashed)]. (left) Subregions of the 100-m domain encompassing the observation sites. Shaded colors show elevation above MSL (m).

Notwithstanding the difficulties in modeling fog, there remain gaps in our understanding of this phenomenon. For example, the initial formation of fog has been discussed previously, including by Rodhe (1962), Roach et al. (1976), Duynkerke (1999), Bergot (2013), Nakanishi (2000), and Zhou and Ferrier (2008). Some of these studies proposed different formation mechanisms. While most of these studies agree that very low levels of turbulence are required for radiation fog to form, Rodhe (1962) and Duynkerke (1999) proposed that increased levels of turbulence mixing nearly saturated masses of air at different temperatures are responsible.

Radiation fog can be defined as fog that forms principally as a result of radiative cooling at the surface and the air immediately above it. It therefore normally forms in a nocturnal stable boundary layer (SBL) and is initially thermally stable. In the United Kingdom it is a very common type of fog. The normal processes present in SBLs, such as drainage flows, are expected to influence the development of the radiation fog, but radiation is the root cause of the fog.

Once radiation fog has formed, its subsequent evolution is also of significant interest. For a site in southeast England, Price (2011) identified that when

radiation fog occurred, it developed into deep, optically thick fog (defined here as being opaque to thermal radiation in the 8–12- $\mu\text{m}$  range) in approximately 50% of cases. The other 50% remained shallow, optically thin (i.e., transparent to thermal radiation in the 8–12- $\mu\text{m}$  range), and often inhomogeneous. The latter often remained less than 50 m deep, whereas the former usually reached 100 m deep or more. While shallow, optically thin fog remained thermally stable, the deeper, optically thick fog normally developed a saturated adiabatic temperature profile (due to surface warming and fog-top cooling). This allowed more turbulence and weak convection to readily form. In this manuscript we define the term “shallow fog” to refer to shallow radiation fog that is optically thin and thermally stable and “deep fog” to refer to deeper optically thick fog with a saturated adiabatic temperature profile. Thus, shallow and deep fog are quite distinct. Shallow fog is usually not long lived (generally less than 8–10 h) and often dissipates during the morning (even in winter). Deep fog is normally more persistent and can last 24 h or more, with therefore much greater potential to cause disruption to human activity. Identifying whether fog is likely to remain shallow or become deep is clearly an important forecasting goal.

**TABLE 1. Summary of equipment and measurements deployed at the various sites. An asterisk denotes a measurement was made for a limited period only. Variables include wind speed  $U$ , temperature  $T$ , relative humidity (RH), and pressure  $P$ . Radiation measurements consisted of separate upwelling and downwelling radiances for both shortwave (305 to 2,800 nm) and longwave (4.5 to 42 nm) radiation. Numbers indicate height of deployment (m).**

Measurement	Main site						Fog monitor
	Cardington	Jaybarns	Skyborry	Pentre	Whitcott Keysett	Springhill	
Flux measurement	2, 10, 25, 50	2, 10, 25, 50	2, 10, 25, 50	2, 16	2, 16	2, 10	No
Mean $T$ , RH	1.2, 10, 25, 50	1.2, 10, 25, 50	1.2, 10, 25, 50	1.2, 16	1.2, 16	1.2, 10	1.2
Mean $U$	2, 10, 25, 50	2, 10, 25, 50	2, 10, 25, 50	2, 16	2, 16	2, 10	2
Mean $P$	Yes	Yes	Yes	Yes	Yes	Yes	Yes
Canopy $T$ , RH	Yes	Yes	Yes	Yes	Yes	Yes	No
Radiation (at 2 m)	Yes	Yes	Yes	Yes	Yes	Yes	No
Subsurface $T$ , moisture, heat flux	Yes	Yes	Yes	Yes	Yes	Yes	No
Visibility	Yes	Yes	Yes	Yes	Yes	Yes	No
Rainfall	Yes	Yes	Yes	Yes	Yes	Yes	Yes
Fog spectrometer	Yes	Yes	Yes	No	No	No	Yes
Aerosol (0.1–10- $\mu$ m diameter)	Yes	Yes	Yes*	No	No	No	No
Doppler lidar	Yes	Yes	Yes*	No	No	No	No
Radiosonde	Yes	Yes	Yes	No	No	No	No
Tethered balloon	Yes	Yes	No	No	No	No	No
Microwave radiometer	Yes	Yes	No	No	No	No	No
Infrared camera	Yes	No	Yes	No	No	No	No
Dewmeter	Yes	Yes	Yes	Yes	Yes	Yes	No
Cloud radar	Yes	No	Yes	No	No	No	No

However, uncertainties remain regarding the mechanisms and subtle interactions responsible for fog formation, growth, and development. For example, the relative importance of in situ development versus nonlocal advective development, along with the conditions that might favor either of these, is not yet clear. Advective effects have been observed to be important for fog development in a number of observational studies, including Guedalia and Bergot (1994), Ye et al. (2015), and Price et al. (2015), who observed the rapid spread of a fog layer caused by a gravity current at its edge.

Previous field studies investigating fog include Roach et al. (1976), who discuss early observations at Cardington, United Kingdom. Fitzjarrald and Lala (1989) discuss an experiment in the Hudson valley, Fuzzi et al. (1992) give an overview of the Po valley fog experiment in Italy, Gultepe et al. (2016) examined ice fog occurrence in a mountain valley environment, and Cuxart and Jiménez (2012) show results from a study in the Ebro valley, Spain. While all of these

studies provided valuable insight into the behavior of fog, precise details that govern its initial formation, and subsequent development of stable radiation fog into deeper adiabatic fog, remain elusive in the literature. The Local and Nonlocal Fog Experiment (LANFEX) field campaign was designed to address some of the outstanding questions relating to the formation, development, and dissipation of radiation fog, as discussed above, in both an observational and modeling context. The broad objectives are to

- 1) better understand the sensitivity of radiation fog formation to turbulence, humidity, and dew deposition;
- 2) better understand the factors affecting the vertical growth of radiation fogs and their potential to transition from stable shallow fog to deeper fog with a saturated adiabatic temperature profile;
- 3) better understand the relative importance of local and nonlocal processes (such as drainage currents) on radiation fog;

- 4) assess the current performance of both forecast and research models using bespoke quality observations; and
- 5) develop improved model parameterizations leading to more accurate forecasting of fog.

The experiment ran over an 18-month period, from September 2014 to March 2016, with over 300 instruments deployed at 18 sites in Shropshire and Bedfordshire, United Kingdom. A particular emphasis was to deploy a network of sites over a relatively

small region (~20–30 km) to assess high-resolution models. The campaign was a collaboration among the Met Office, Météo-France, and the Universities of East Anglia, Leeds, Manchester, and Hertfordshire. LANFEX is a development from the Cold-Air Pooling Experiment (COLPEX) campaign (see Price et al. 2011), which examined the dynamics of nocturnal cold pools in the same Shropshire region.

## DESCRIPTION OF LANFEX SITES AND INSTRUMENTATION.

The field campaign was based in two regions of the United Kingdom: Bedfordshire in southeast England and Shropshire in western England. The former was centered at the Met Office's U.K. research site at Cardington. Figure 1 shows both locations. Cardington (52°6'N, 0°25.5'W) is located in a wide, shallow valley characterized by a patchwork of mostly arable fields with low hedges (field size about 50 ha). The valley is approximately 10 km wide at this location and essentially flat across its width. The ground at the valley sides rises approximately 40 and 30 m (see Fig. 1), and the down-valley gradient is 1:375 or 0.15°. The rationale of using this site was that it represents a reasonably homogeneous landscape, representative of the region

**TABLE 2. Showing the main instrument sensors used for the LANFEX field trial.**

Measurement	Instrument	Uncertainty	Sampling/ logging frequency
Wind speed and direction	Gill HS50 sonic anemometer	2% 3°	10 Hz
	Gill 2D WindSonic		1 Hz/1 min
Radial wind speed ww	Halo Photonics Streamline lidar	0.2 m s <sup>-1</sup>	~0.5–1 Hz
	Gill HS50	20%	10 Hz
Temperature	Vector Instruments T302	0.1°C	1 Hz/1 min
	PRTs: PT100 IEC60751 "A"	0.1°C	
	Delta T (subsoil) ST1	0.2°C	
	Rotronics Hygroclip2	0.15°C	
	Vaisala RS 92 radiosonde	0.15°–0.5°C	0.5 Hz
Humidity	Heitronics KT19 II, KT-15D IRTs	~1°C	1 Hz/1 min
	Vaisala HMP155 and HMP110	1%–2%	1 Hz/1 min
	Rotronics Hygroclip2		
	Vaisala RS92 radiosonde	2%–5%	0.5 Hz
	LI-COR Li-7500A	~20%	10 Hz
Pressure	Campbell Scientific KH-20	~20%	10 Hz
	Setra 270 Bosch BMP085	1 hPa	1 Hz/1 min
Soil heat flux	Hukseflux HFP01SC-10	~20%	1 Hz/1 min
Soil moisture	Delta T ML3	1%	1 Hz/1 min
Integrated liquid water path	Radiometrics WVI00, TP3000	0.015 kg m <sup>-2</sup>	Typical 0.1 Hz
Shortwave radiation	Kipp and Zonen CM21, CMP21, CMP22	<7 W m <sup>-2</sup>	1 Hz/1 min
	CMP3	<15 W m <sup>-2</sup>	
	Kipp and Zonen CG4, CGR4	<4 W m <sup>-2</sup>	1 Hz/1 min
Longwave radiation	CGR3	<15 W m <sup>-2</sup>	
	Belfort6230A Biral VPF-7230	Typical 10%	1 Hz/1 min
Visibility	Campbell Scientific CS125		
Rainfall	Munroe tipping bucket, onset tipping bucket	~10%	Event driven, 0.2-mm tip
Cloud droplets	DMT CDP	~1-μm bin uncertainty	5–10 s
	Fog-monitor CDP		30 s

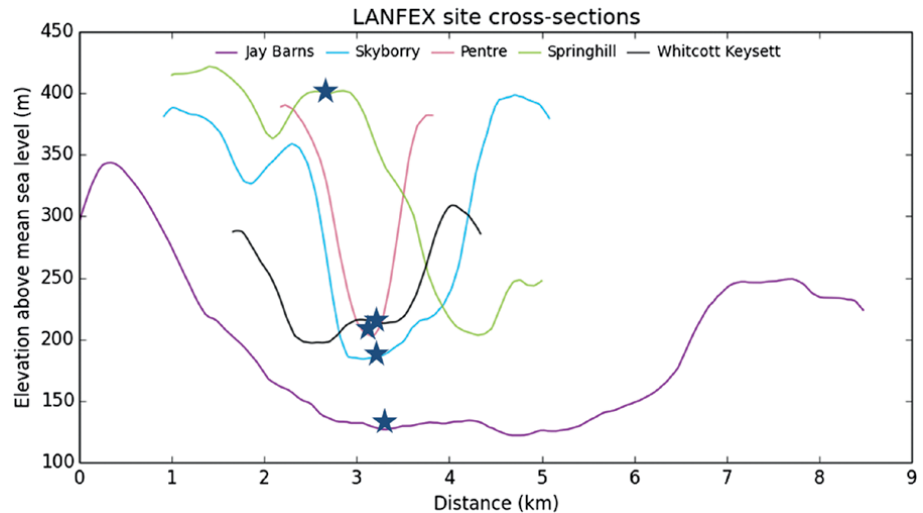


with relatively shallow orography, and it offers the opportunity to study fog that may be dominated by in situ development rather than advection.

The Shropshire region (centered on 52°25.2'N, 3°6'W) was chosen for its network of valleys and small hills. These range in valley-to-hilltop heights of approximately 100–150 m and valley widths of 1–4 km. Land use is mostly pasture with low hedges (field size about 10–20 ha) and some forestry. The rationale of choosing this area was to use the valley network as a natural laboratory. During overnight SBL conditions, each valley was expected to experience subtly different meteorological conditions that may have induced formation of fog at certain locations but not others. When studied over a suitable time scale (in this case, 18 months), a picture can be built wherein the more important meteorological processes leading to or affecting fog formation can be identified and quantified.

Figure 1 also shows the orography in the two regions and the locations of instrumented sites. Note that most of these sites are located in valley bottoms, as radiation fog usually forms in the SBLs that can develop there on calm, clear evenings. However, a few sites were located on hilltops, including one extensively instrumented site (Springhill), and these were intended to measure conditions over the valley tops as well as detecting whether fog development reached the hilltops. A full list of the approximately 300 sensors deployed is not given here, but we provide an overview of the site instrument deployments in Table 1. The characteristics of the main measurements are given in Table 2. The deployment included a suite of remote sensing equipment, the most useful of which to date have been the infrared (IR) camera (fog dynamics and temperature), microwave radiometer (integrated liquid water path), and Doppler lidar (SBL dynamics). Example data from the IR camera are presented below.

Two types of site were deployed: main sites and fog-monitor sites. Main sites were based around larger towers (either 10, 16, or 50 m), were extensively instrumented, and were capable of measuring the surface



**FIG. 2.** Topographic cross sections through the five main sites. The site locations are indicated by stars.

energy balance. Fog-monitor sites were smaller weather stations based around a single 2.5-m mast (see below). Some sites were additionally equipped to allow for the release of radiosondes or operation of a tethered balloon. Flux measurements were based around Gill HS50 sonic anemometers and LI-COR LI-7500 or Campbell Scientific Krypton hygrometers.

Figure 2 shows valley profiles for the five main Shropshire sites, illustrating the different valley geometries and heights above mean sea level (MSL). Note that the aspect ratio of this plot (vertical to horizontal) is approximately 13:1, which greatly exaggerates the apparent gradient of the slopes. Vosper and Brown (2008) and Price et al. (2011) illustrated the effect of valley geometry on the formation of SBLs and thus radiation fog. Narrow, deep valleys tend to decouple from the overlying flow (such that there is minimal momentum or heat exchange between the two) early during the evening and hence can cool radiatively from an earlier time compared to a wider, more open valley. This may influence the onset of fog. These results were taken into consideration when selecting sites for LANFEX.

Some novel instrumentation was deployed during LANFEX, including a set of dewmeters. Dewfall can remove excess water vapor and supersaturation from the air mass next to the ground and thus inhibit fog formation. Additionally, deposition of fog droplets is an important process that not only directly influences visibility but can determine the fate of fog (Mazoyer et al. 2017) and is thus important to quantify. Price and Clark (2014) described an instrument to measure dew and fog droplet deposition, and several of these instruments were deployed during LANFEX. The devices work by measuring the weight of water



**FIG. 3. Two dewmeters with artificial canopies deployed at Cardington. The round canopies can be seen flush with the surrounding grass surface.**

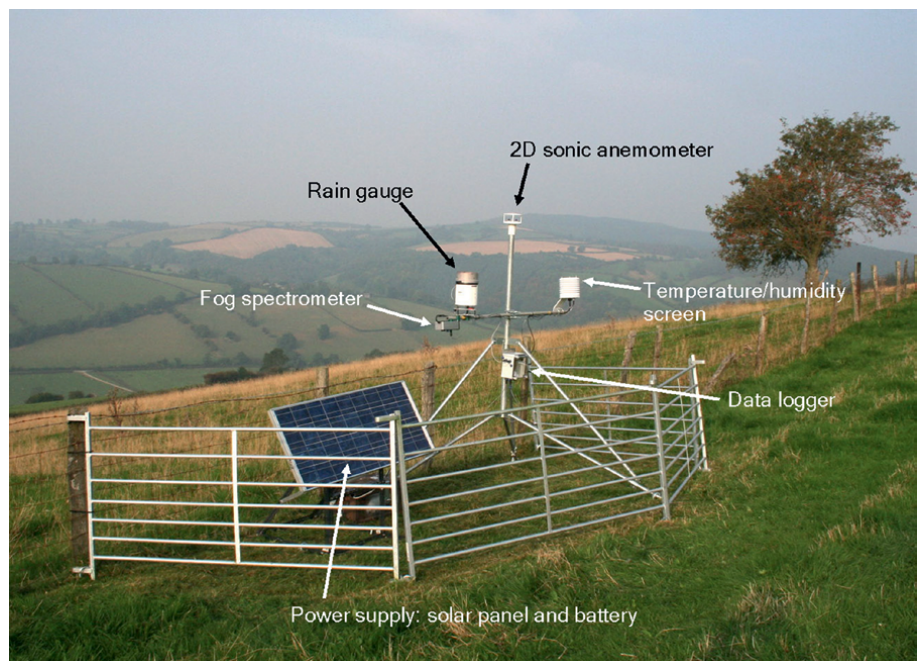
deposited onto a canopy, which may be made of real or artificial grass (identical artificial canopies were used for LANFEX to aid comparison between sites). A typical deployment is shown in Fig. 3.

An element of the LANFEX campaign was to build and deploy a number of small weather stations (at fog-monitor sites) with two important capabilities, namely, the ability to measure light winds (using a Gill 2D sonic anemometer) and also to measure a fog droplet spectrum using a newly developed (prototype), inexpensive optical particle counter (with 28 bins from 0.8 to 40  $\mu\text{m}$ ). These devices proved effective at unambiguously identifying the presence of fog, although it remains to be established how well they captured quantitative microphysical information. Winds can be measured down to a few centimeters per second, allowing light SBL winds to be monitored. The stations also measure basic mean meteorological parameters: temperature  $T$ , relative humidity (RH), and pressure  $P$ . The meteorological station was designed and built by the Met Office Cardington and the fog spectrometer

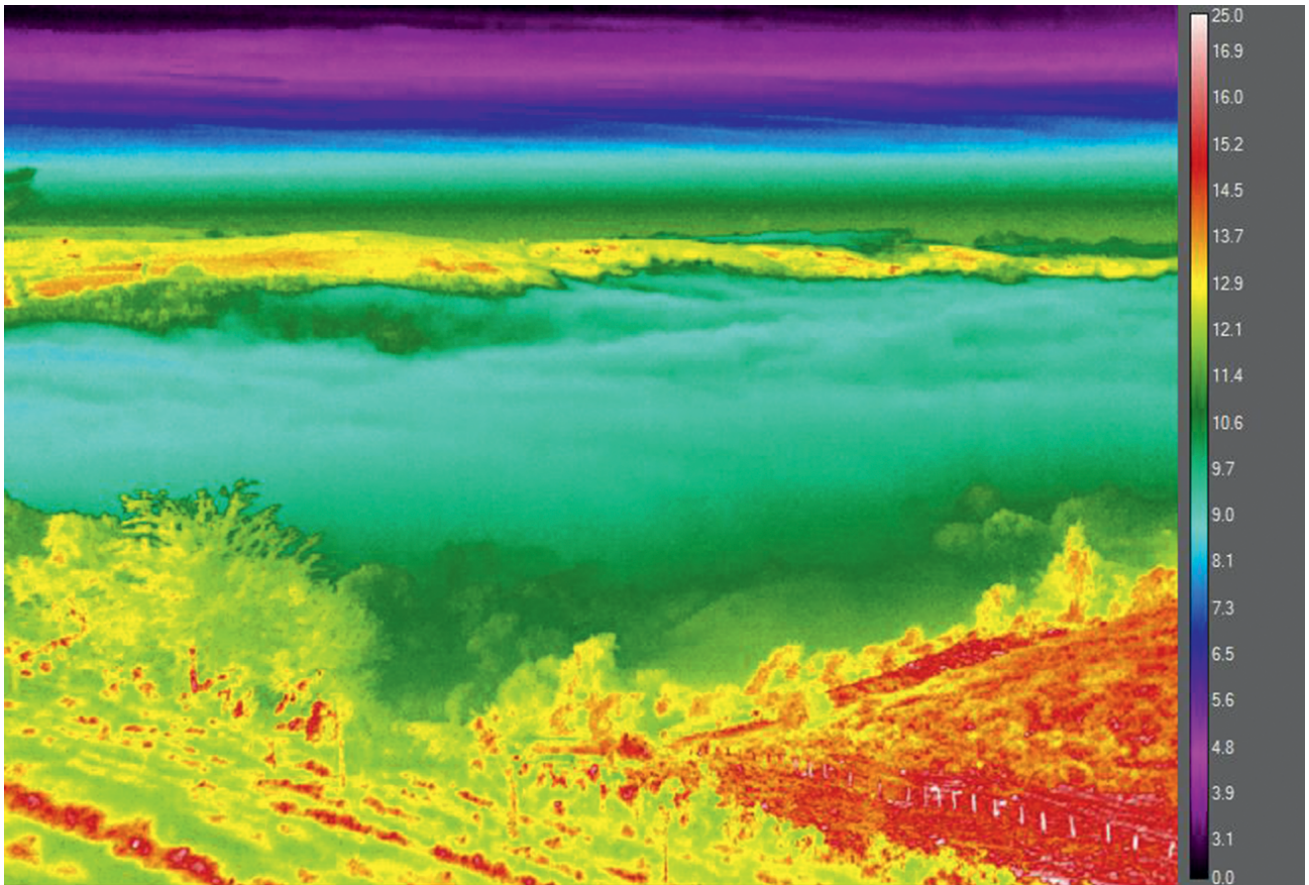
by the University of Hertfordshire. A deployment of a fog-monitor station is shown in Fig. 4.

Infrared (IR) cameras were deployed during the COLPEX campaign (Price et al. 2011) and found to provide useful information on local variations in canopy (i.e., surface) temperature throughout the night. During LANFEX, IR cameras were deployed at Cardington and Skyborry, United Kingdom, to observe the development of the SBL and fog. These sites were chosen to contrast the significantly

different orography at each location. The camera at Cardington operated continuously, while that at Skyborry was deployed during intensive observation periods (IOPs; see below). The cameras were manufactured by FLIR Systems and are sensitive in the 8–12- $\mu\text{m}$  region. An example still image of a nighttime fog case is shown in Fig. 5, but the real power of these devices is to create overnight video sequences of fog evolution (we took one image per minute to do this). In this way, the evolution of the SBL and dynamics of the fog often become very



**FIG. 4. The fog-monitor deployment at Vron Ridge in Shropshire. The sheep hurdles are to protect the equipment from livestock.**



**FIG. 5.** A layer of fog sits in the valley over the Skyborry site as seen with a thermal infrared camera. The temperature scale on the right is in degrees Celsius.

apparent, with gravity waves and “sloshing” of the air within a valley clearly visible. Importantly, it is possible in some instances to see clearly whether a fog forms and develops in situ or whether advective effects dominate. An example video file of a night time fog at Skyborry is available as supplemental material to this paper (<https://doi.org/10.1175/BAMS-D-16-0299.2>).

Most measurements were collected continuously, and, where possible, equipment deployed in Shropshire was monitored from Cardington via satellite link to check correct operation. Regular visits were carried out (at least once per month) to perform a full equipment check and visual inspection at each site. At certain times throughout the campaign, IOPs were conducted, during which extra measurements were collected via a tethered balloon, radiosondes, and an infrared camera. In Shropshire, a small tethered balloon (21 m<sup>3</sup>) carried the same type of droplet probe fitted to the fog-monitor stations (attached to the tether cable). At Cardington, a much larger balloon (51 m<sup>3</sup>) was flown that carried a Droplet Measurement Technologies (DMT) cloud droplet probe (CDP). The IOP periods were chosen because

fog was expected at these times. However, we also conducted some IOPs in clear SBL cases (i.e., no fog or significant cloud present) to make comparisons with the foggy cases.

**DATA AVAILABILITY AND IOPs.** Instrument calibrations and intercomparisons were performed at Cardington before and after the field deployment to ensure that the quality of collected data could be verified. A record of data availability was kept that revealed that instruments produced good data for 75%–97% of possible instances, with most instruments producing 80%–90% of possible data. During the deployment, 19 IOPs were conducted (numbered 1 to 19). Of these, 12 cases experienced some fog (defined when measured visibility < 1 km for at least 30 min) and 7 were clear-sky cases. None experienced snow cover, but several experienced air frosts. IOPs ranged in scale, with some featuring the release of just one or two radiosondes from a single site and others featuring 10–20 radiosondes released over a night (at two sites) with the infrared camera and tethered balloon system also deployed. Some foggy periods occurred when no IOPs were conducted.

## POWERING A FOG-MONITOR SITE

Fog-monitor sites are autonomous and powered by solar panels and batteries. The power management of these devices was a particular challenge during the rather dark and cloudy winters experienced. Stations were designed to shut down power-hungry applications, such as the fog spectrometer, when power was low. In addition, fog spectrometers were only switched on when RH was greater than 96% and switched off when it decreased below 94%, to save power. Using this technique, data availability was kept above 87%.

### INITIAL ANALYSIS OF FOG OBSERVATIONS.

Initial statistics for the Shropshire sites have been gathered and can be compared with those from Cardington, for which fog morphology and statistics of fog are already well defined (Price 2011). During LANFEX, 27 cases of fog were identified over the Shropshire region; these cases were defined as those that formed overnight in initially clear-sky conditions and lasted at least 30 min at one or more sites. Table 3 shows some basic comparisons between the Shropshire sites, including which sites experienced the most fog and dense fog (visibility < 200 m). Jaybarns and Skyborry were the foggiest sites, but Jaybarns developed the densest fog by a significant margin. Recall that Jaybarns lies within the widest, most open valley. A preliminary analysis of temperature (not shown) indicates that, consistent with the findings of Vosper and Brown (2008), the temperature in the narrower valleys sometimes falls more quickly than the wider valleys during clear, calm evenings. One conclusion from our findings so far is that this more rapid cooling does not bias the narrower valley sites to being foggiest; in fact, we have found the opposite. We also noted that when Jaybarns did cool more slowly during the evening SBL period, it was usually observed to continue cooling for longer into the night, and, in many cases, by 0200–0400 UTC, it was often then the coldest site.

Note that some occurrences of fog at the hilltop site Springhill could be due to the formation of low nocturnal stratus cloud, which then intersects the hill (this was observed on numerous occasions). However, note also that the occurrence of

nocturnal stratus and stratocumulus clouds on clear nights was observed for some of the IOPs and was seen to inhibit the formation or persistence of fog in the valleys. This was observed for a brief period during IOP 12, presented below (Fig. 6).

Of the 27 fog cases identified, deep fog was observed to develop from shallow stable radiation fog in approximately 50% of cases. This figure is the same as that found for Cardington, Bedfordshire. It would seem, therefore, that the larger scale of the orography in Shropshire, compared to Cardington, had little influence on whether fog develops into a deep fog. However, since there are also small hills (approximately a few tens of meters in height) surrounding the Cardington site, we cannot conclude that orography is not important to the development of deep radiation fog. The time at which deep fog developed varied among sites, occurring first at Skyborry (average time ~0400 UTC) and last at Jaybarns (~0520 UTC). Other factors, such as the local vertical humidity gradient, may be important in controlling the vertical growth of fog, but further study is required to verify this.

If, at the first occurrence of fog, the temperature profile within the fog is saturated adiabatic (and thus is deep fog), this may be an indication that it has not developed in situ but was of nonlocal origin and advected over the site. This is because we expect in situ formation of radiation fog to occur in an SBL and therefore be thermally stable. Some fog observed

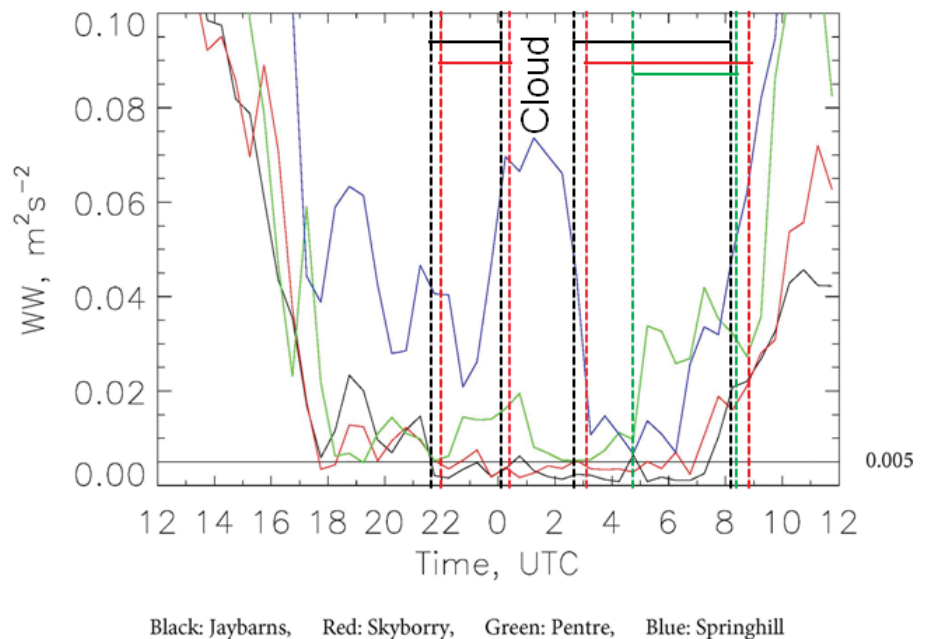
**TABLE 3. Frequency of occurrence of fog at the Shropshire sites for 23 cases, when data were available at all sites for each case. Columns 1–5 describe the number of instances where the site formed fog first, second, etc. The “none” column is when fog did not form at that site but did for at least one of the others. The “only site” column is when that site was the only one that experienced fog for a given period.**

	1	2	3	4	5	None	Only site
<b>Site visibility &lt; 1 km</b>							
Jaybarns	11	6	4	0	0	2	3
Skyborry	8	10	1	1	0	3	2
Pentre	1	0	4	4	2	12	0
Springhill	2	1	5	1	0	14	0
Whitcott Keysett	2	1	3	4	2	11	0
<b>Visibility &lt; 200 m</b>							
Jaybarns	11	5	0	0	0	7	5
Skyborry	5	4	3	0	1	10	1
Pentre	0	1	0	3	0	19	0
Springhill	2	2	2	0	0	17	0
Whitcott Keysett	1	1	2	1	0	18	0

during LANFEX fell into this category and was either deep from onset or very quickly became deep (within 1 h). The rapid transition from a stable to a saturated adiabatic temperature profile can be expected when a deep fog layer propagates into a clear stable region and mixes with it. Since the fog layer will cool radiatively more quickly than clear adjacent air, it may form a gravity current and flow into the clear region (Price et al. 2015). The analysis indicates that these advecting deep fog events were relatively rare in the Shropshire region but were more common at Pentre than elsewhere. Of

the 10 fog events at Pentre, half were advecting deep fog. The only other site to experience advecting deep fog was Springhill, with one incidence. Studying the movement of fog throughout the Shropshire valleys will form an important element of future work.

Although a full discussion of the effects of turbulence falls outside the scope of this article, we briefly present some data to illustrate our initial findings. As discussed, most authorities agree that turbulence levels must be sufficiently low for the initial formation of radiation fog. The LANFEX database has the capability to offer guidance on the magnitude of turbulence under which fog may form. As an example, Fig. 6 shows vertical velocity variance (ww) measured at 2 m above ground at some of the main sites during IOP 12 (1–2 October 2015). We have chosen ww since it relates to the vertical transport of heat and humidity that will directly affect fog formation. IOP 12 was conducted in Shropshire during a persistent surface anticyclonic period that lasted several days. The boundary layer was relatively moist with high RH. Winds were light all night, with clear skies, except for a cloudy interlude of low stratocumulus for approximately 2 h part way through the night. Fog formed before and after this interlude at some of the sites. We can see the expected decrease in turbulence during the evening and overnight and also that Springhill, the hilltop site, remained more turbulent than the valley sites (though turbulence there did drop to almost the same levels as in the valleys between 0300 and

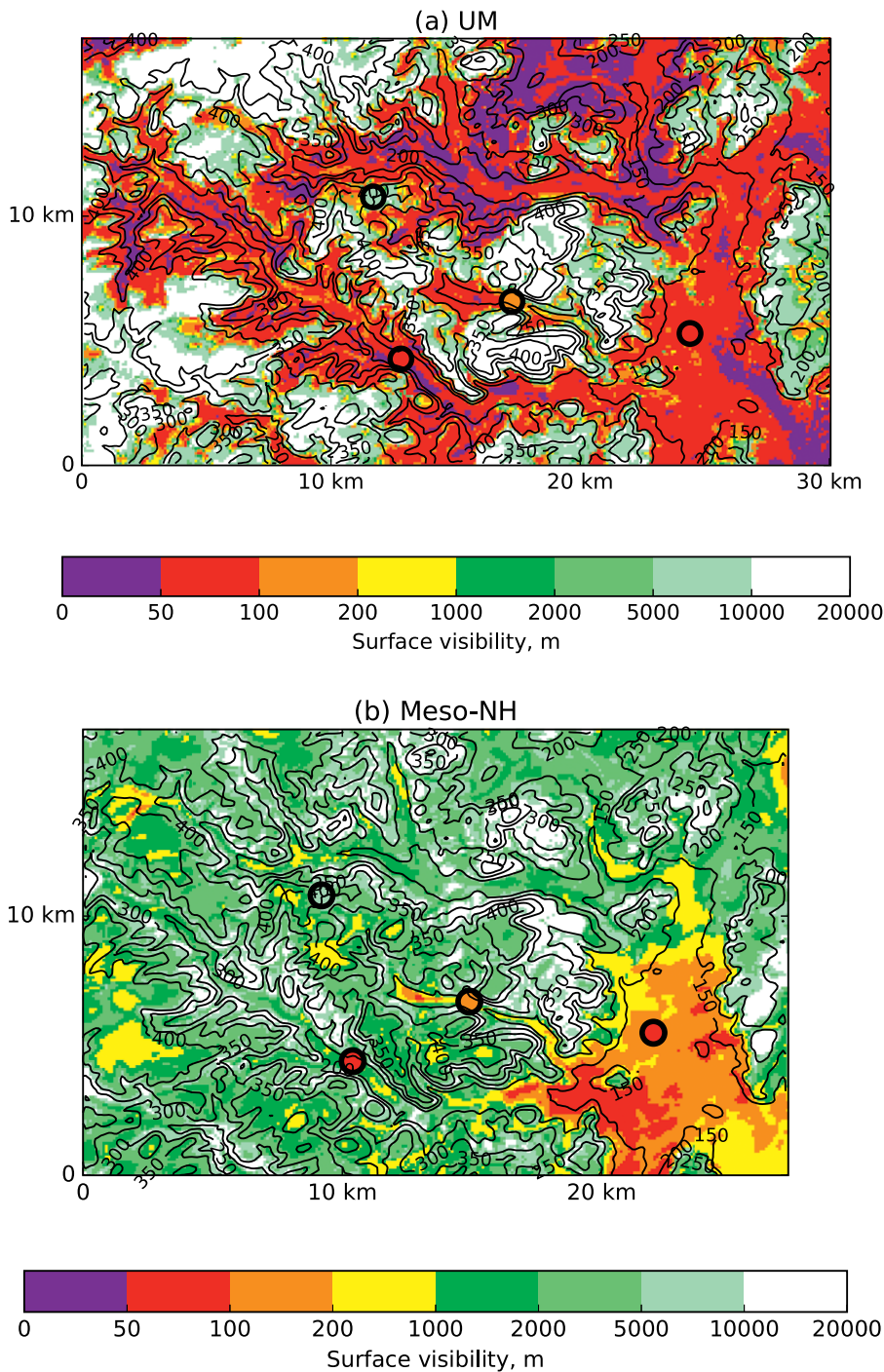


**FIG. 6.** Evolution of ww at some Shropshire sites for IOP 12 (1 Oct 2015). Note the turbulent threshold of  $0.005 \text{ m}^2 \text{ s}^{-2}$  and the dashed vertical lines, which delineate when fog was present.

0615 UTC). Note that in each case of fog formation, ww at 2 m was at or below the value of  $0.005 \text{ m}^2 \text{ s}^{-2}$ . Future presentation of further analysis will confirm whether this result is typical.

In contrast to measurements at Jaybarns and Skyborry, note in Fig. 6 that when fog appeared at Pentre, it was accompanied by a very rapid increase in turbulence (at the same time the temperature profile changed from stable to approximately saturated adiabatic). This is an example of an established deep and more turbulent fog advecting over the site. This fog probably started out life as a thermally stable, shallow radiation fog, deepened and developed a saturated adiabatic temperature profile, and then propagated into adjacent clear regions as a gravity current (Price et al. 2015). IR video clips (e.g., see the supplementary video taken at Skyborry) would appear to support the theory that this can occur in the Shropshire valleys. However, further analysis is required to confirm this. Note that during the cloudy interlude, turbulence remained weak at all valley sites (the boundary layer remained stable), but fog dissipated because of warming.

**MODELING.** A key aim of LANFEX is to improve the skill of NWP fog forecasts, and therefore the modeling activities are integral to achieving this. The way the observations discussed above will be utilized to do this can be broadly classified into two themes: 1) Improve the physical parameterizations used in



**FIG. 7. Surface visibility at 0600 UTC (colored) and orography height (contoured) from IOP 12 showing (a) UM and (b) Meso-NH. Colored dots show the observations.**

NWP models—microphysics, turbulence, cloud macrophysics, land surface, radiation, and aerosol representation are all key to producing correct fog forecasts, and improvements to any of these will be beneficial

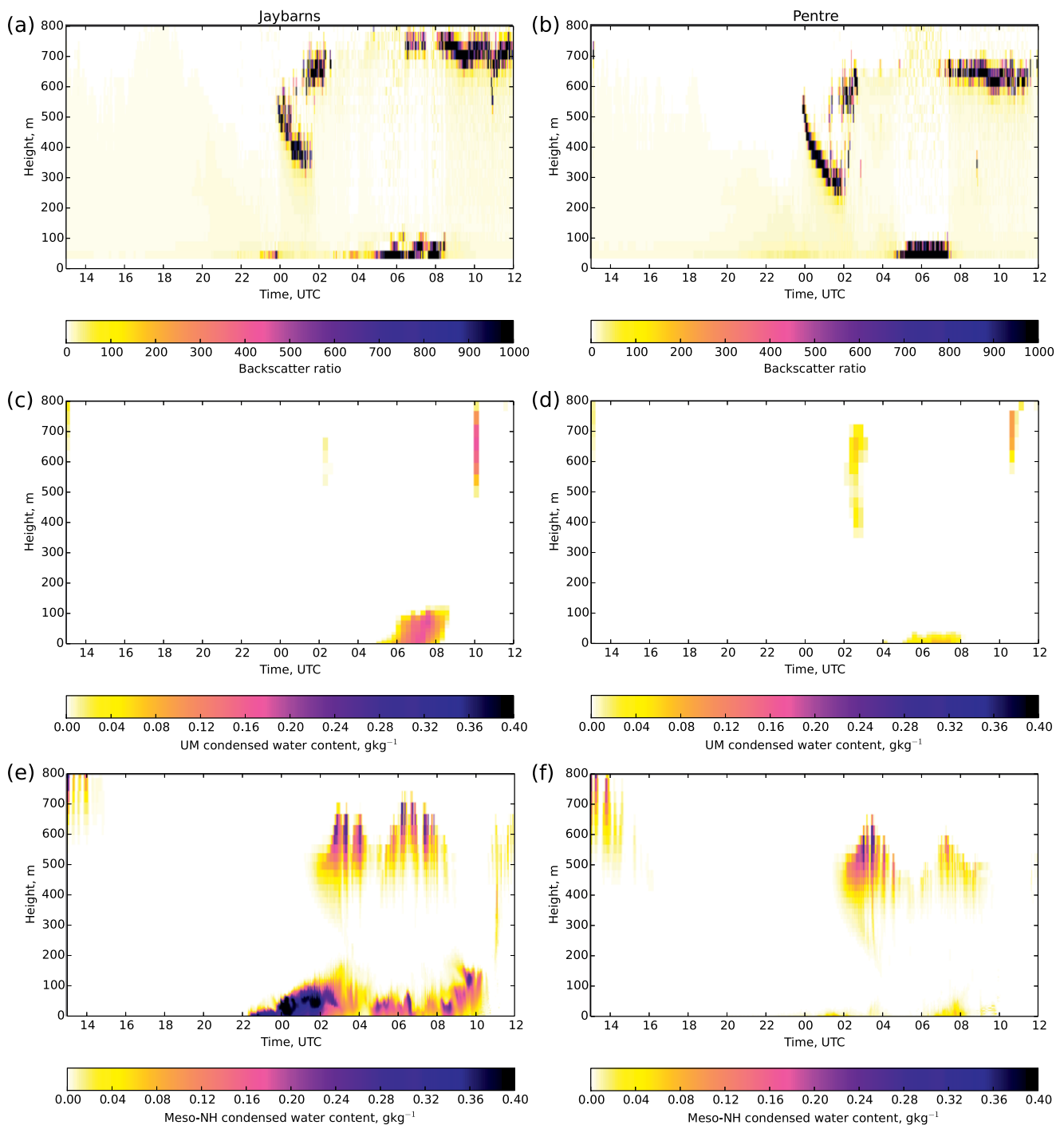
- 2) Understand and evaluate the sub-kilometer-scale models that are starting to be used for NWP forecasts and will form the next generation of NWP models as computational resources grow—for

example, the London Model (Boutle et al. 2016) or Delhi Model (Jayakumar et al. 2018)

The first of these themes is a traditional aim of any field campaign, but some of the new instrumentation deployed during LANFEX, such as the dewmeters discussed above, should help to provide additional constraints on model parameterizations not previously available. The second theme is a distinct feature of the LANFEX design, instrumenting a range of nearby sites within the domain of a ~100-m-grid-length NWP model to evaluate the local-scale variability of fog and its representation in the model. This is something that has not been looked at by previous fog campaigns (e.g., Gultepe et al. 2009, 2016), which focused primarily on kilometer-scale NWP models.

Here, we present a comparison of IOP 12 as simulated by two models—the operational Met Office Unified Model (UM) and research model Meso-NH, which contains identical physics to the French operational Application of Research to Operations at Mesoscale (AROME) model. Both models use a grid length of 100 m over domains similar to those

presented in Fig. 1. The UM is initialized from its own analysis (at 1.5-km grid length) at 1200 UTC and uses a similar scientific configuration to that used in previous studies of fog and complex terrain (Vosper et al. 2013; Boutle et al. 2017). Meso-NH (Lac et al. 2018) is initialized from the 1.3-km AROME analysis (Seity et al. 2011), with an intermediate nest at 500-m grid length also being used and the 100-m domain not being initialized until 1800 UTC. Both models contain similar

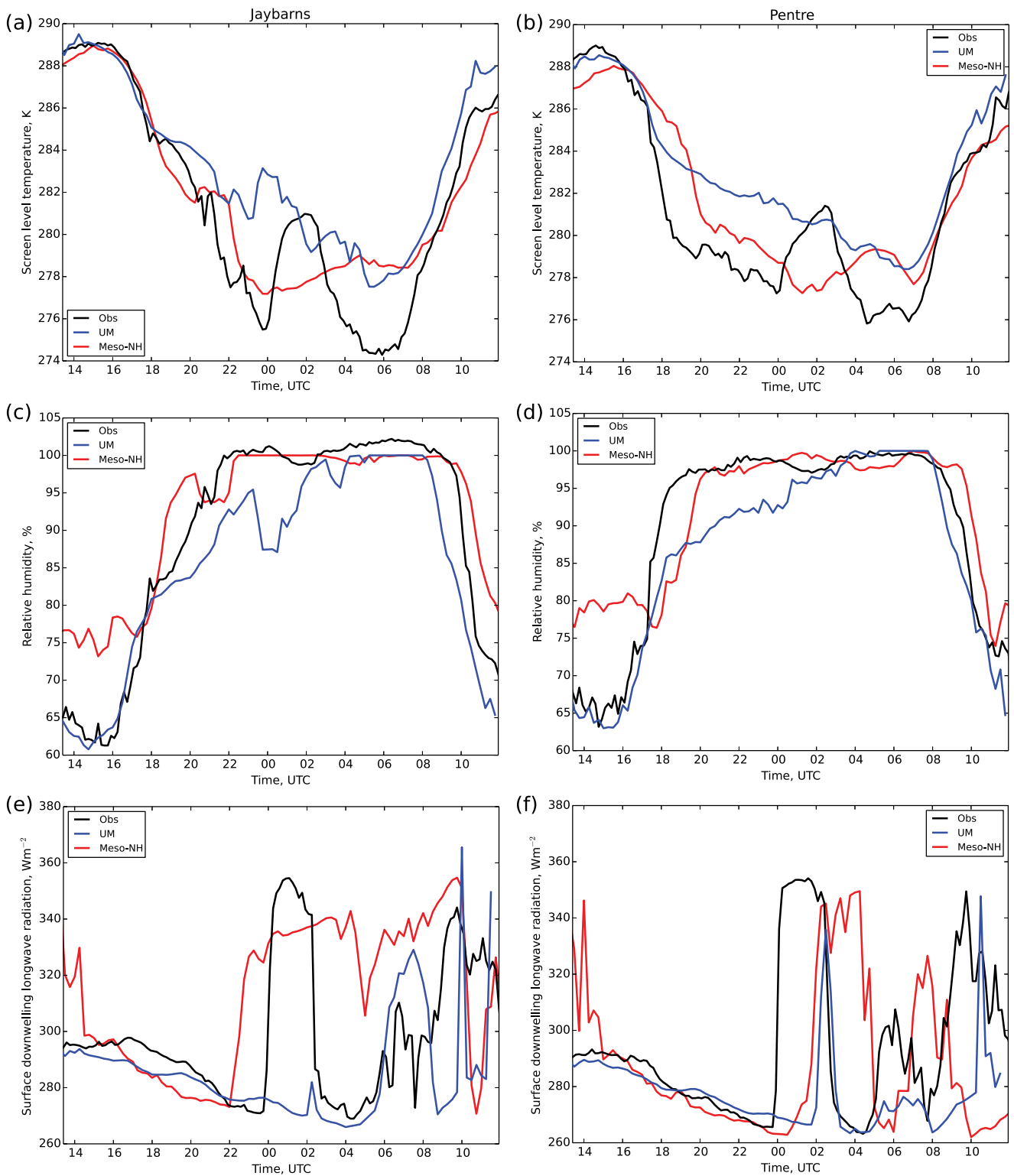


**FIG. 8.** Time–height plots showing model results and observations for the (left) Jaybarns and (right) Pentre sites for IOP 12. (a),(b) Ceilometer data, (c),(d) time–height plots of UM condensed water content, and (e),(f) time–height plots of Meso-NH condensed water content. Note that the ceilometers cannot see below 30-m height.

physical parameterizations, including a 3D turbulence representation, interactive land surface parameterizations, a subgrid cloud condensation scheme to allow partial cloudiness of a grid box, and a single-moment microphysics scheme including droplet sedimentation. The key differences come from the vertical resolution, which is much higher in Meso-NH (148 levels below 1,400 m, compared with 43 in the UM); the inclusion of droplet deposition processes in Meso-NH (von

Glasow and Bott 1999; Mazoyer et al. 2017) but not the UM; and the inclusion of a single-species prognostic aerosol in the UM (Clark et al. 2008), used to represent aerosol–cloud interactions, compared to a fixed cloud droplet number concentration in Meso-NH.

Figure 7 shows the predicted visibility fields at 0600 UTC from each model. The fog is well constrained to the valley systems in both models, with hilltops (such as Springhill) remaining correctly fog

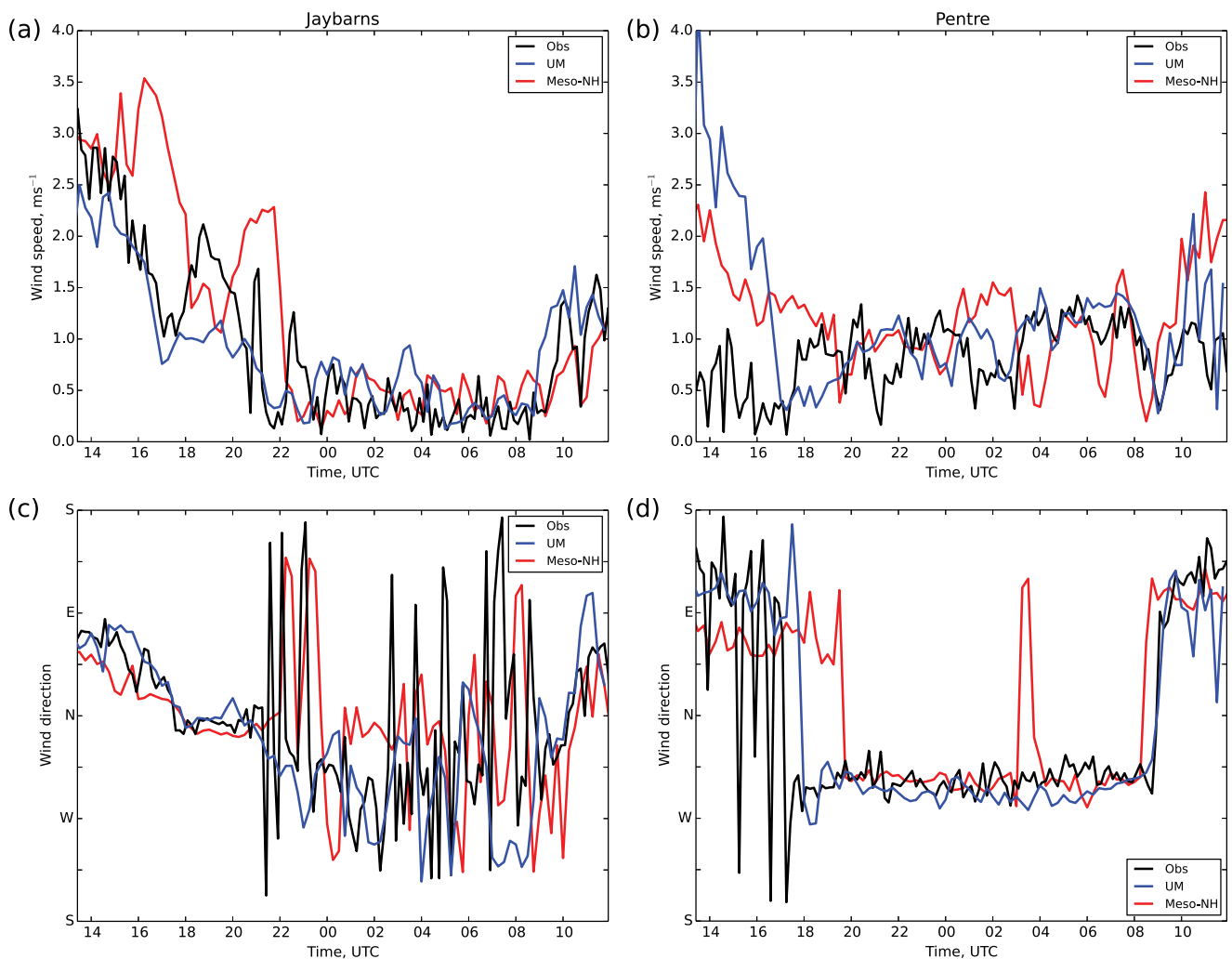


**FIG. 9.** Time series plots showing model results and observations for (left) Jaybarns and (right) Pentre: (a),(b) temperature at screen level (1.2 m), (c),(d) relative humidity at screen level, and (e),(f) downwelling longwave radiation at 2-m level. The black line denotes observations, and the blue and red lines denote model simulations from the UM and Meso-NH, respectively.

free. However, there are interesting differences between the models. At Jaybarns, where both models are predicting low visibility, the UM values (<100 m) appear in better agreement with the observations

than the Meso-NH values (~200 m). The method of predicting the visibility differs between the models, being a simple function of water content in Meso-NH (Kunkel 1984) compared with a more complicated





**FIG. 10.** Time series plots of (a),(b) wind speed and (c),(d) direction from (left) Jaybarns and (right) Pentre, showing observations (black line) and model simulations from the UM (blue line) and Meso-NH (red line).

treatment based on aerosol and water content in the UM (Clark et al. 2008). Since many weather service customers, particularly in the aviation sector, require increasingly accurate forecasts of visual range, rather than just “fog” or “no fog,” it is intended that the LANFEX dataset can help improve model parameterizations of visibility, answering questions such as what level of complexity is required in the aerosol model for accurate visibility prediction.

Figure 7 also shows differences in the location of the fog, with the narrow valleys near Pentre and Skyborry containing lower visibility in the UM than Meso-NH, seemingly in better agreement with the observations. We therefore compare and contrast the model behavior in the wide valley of Jaybarns with the narrow valley of Pentre (see Fig. 2 for the cross sections). Figure 8 presents time–height plots of the cloud/fog water content observed by a ceilometer and simulated by the models. At Jaybarns, Meso-NH is clearly superior with the timing of fog onset (around

2300 UTC); however, the fog that develops is quickly too deep. A notable early result of LANFEX, presented in Boutle et al. (2017), is that the overly quick development of fog like this, which is common in numerical models (e.g., also see Maronga and Bosveld 2017), can be the result of poor representation of aerosol–fog interactions. Figure 9e demonstrates that the downwelling longwave radiation (proportional to the fog optical thickness) is considerably too high in Meso-NH during this early fog period, and the increase seen is instant after fog onset (rather than gradual, as expected when a fog layer gradually deepens), which is consistent with the conclusions of Boutle et al. (2017). In this case, the overdevelopment could also be linked to the overestimation of near-surface humidity prior to the onset of fog (Fig. 9c), motivating further study of the dewmeter observations or the overlying stratus cloud (at 600-m altitude; Fig. 8a), which arrives 2 h late in the Meso-NH model. This cloud caused a temporary dissipation of fog (Fig. 6,

and it is possible that by arriving late in the model, it allowed the fog too much time to develop and also meant that the fog did not dissipate completely in the model when the cloud was present. The simulation of this overlying stratus is also clearly superior in Meso-NH compared to the UM. This illustrates a point noted previously (Hughes et al. 2015; Boutle et al. 2016) that model simulations are very sensitive to the macroscale parameterization of cloud cover, even at the 100-m scale where most models assume that cloud cover is all or nothing. As fog forecasts are so sensitive to this behavior, future LANFEX work will aim to develop cloud parameterizations for the 100 m<sup>-1</sup> km grid scale.

Figure 8 shows that the UM by contrast does not develop fog until 0500 UTC, which is considerably late at Jaybarns. Figure 9a shows that this is likely to be because the near-surface temperature is approximately 6 K too warm by 0000 UTC, in contrast to Meso-NH, which has a very good representation of the temperature evolution prior to the stratus cloud arriving. The dynamics of the valley flows (Fig. 10) appear well represented in both models, although the sudden drop in temperature coincident with the drop in wind speed to <1 m s<sup>-1</sup> in the observations and the Meso-NH model is not apparent in the UM. This drop in temperature is likely to be due to the cessation of turbulence, suggesting that either the turbulence parameterization is too active in the UM [see Holtslag et al. (2013) for a recent review of problems with stable boundary layer turbulence in NWP models] or the vertical resolution cannot accurately represent the enhanced near-surface cooling [e.g., similar to the discussion in Vosper et al. (2013)]. The excess temperature in the UM is certainly a key reason for the delayed fog onset, but improvements to this must be coupled with improvements to the fog microphysics to prevent the overdevelopment of fog such as that shown in Meso-NH.

Finally, we consider the narrow valley of Pentre. Here, there is a very clear shift in wind direction, from easterly to westerly at 1800 UTC (Fig. 10d), as the onset of a downslope drainage flow commences. The UM is able to clearly reproduce this shift in wind direction, despite the simulated upslope flow during the daytime being too strong. Meso-NH also reproduces the direction change well, although ~2 h too late in conjunction with the near-surface temperature drop. A similar model run where the 100-m model was initialized 5 h earlier (at 1300 UTC) gave a similar result, indicating that the initialization time was not responsible for the late forecast of wind change. Since the Meso-NH forecast the onset of drainage flows at

the other three valley sites well, the result at Pentre is likely to be a local effect. The result highlights the challenges of forecasting boundary layer flow in regions of heterogeneous terrain.

**SUMMARY AND OUTLOOK.** We have described the LANFEX field and modeling campaign to study radiation fog formation and evolution. A principal goal was to use a region of small hills as a natural laboratory, comparing and contrasting subtly different meteorological conditions in different valleys and deducing any effects these differences have on fog formation.

We have found that when fog transitions from shallow stable layers to deep fog, the magnitude of the surrounding orography does not appear to play a role, since we observed the same proportion of transitions to adiabatic fog in two regions of significantly differing orography: the Cardington site is flatter and more homogeneous than Shropshire. However, since shallow orography is present at Cardington, we cannot conclude that orography does not play a role in the vertical growth of fog. Further work is required to examine this, and data from very flat, open sites may prove useful in this respect.

There is also some evidence to suggest that where higher cooling rates were present during the evening (generally seen in the steeper narrower valleys), fog was no more likely to form as a result. In fact, in Shropshire the location with the greatest occurrence of fog (Jaybarns) was the widest and shallowest valley and sometimes experienced a slower cooling rate. Despite this, temperatures there would “catch up” with those in the narrower valleys, usually sometime after midnight, when it often became the coolest site, and persistent fog would often form. In this respect, it may be significant that Jaybarns was the lowest-lying site (Fig. 2) so that on a clear night it can be expected to be where the coldest air eventually accumulates and therefore experiences a higher occurrence of fog.

Observations of turbulence [vertical velocity variance (ww)] have been conducted for LANFEX data. Forming a better understanding of how turbulence affects the fluxes of heat and moisture, as well as the relationship between dew deposition and fog formation, is a central aim of LANFEX. A question arising from the analysis so far is whether a general turbulence threshold exists above which radiation fog will not form. Future presentation of results will address these issues and provide a fuller analysis of LANFEX turbulence observations [a report detailing the relationship between turbulence, humidity, dew deposition, and fog formation is given in Price

(2018), which supports the initial result presented in Fig. 6].

A key aim of LANFEX is to improve numerical weather prediction for fog events so that their often negative impact on human activities can, at least, be partly mitigated. We have presented some early results that have identified areas of weather prediction that need to be improved. The modeling work so far has shown that NWP models in the region of 100-m-grid-length range can reasonably reproduce the local-scale variability that leads to the onset and development of fog in a network of small valleys. It has also shown that adequate representation of the vertical resolution is equally important to the horizontal resolution. Clear deficiencies in model parameterizations—*aerosol activation, turbulence representation, cloud micro- and macrophysics*—are in need of further development, and LANFEX provides a complete set of observations from which to improve them. Boutle et al. (2017) provide an example, using LANFEX data, of how changes to microphysics can improve the simulation of fog evolution from shallow to deep. Future work will more thoroughly investigate the differences between models for IOP 12, using some of our more novel observations, such as dew deposition, to further constrain the fog microphysics. Intercomparisons of other LANFEX IOPs (such as IOP 1) will determine the generality of these results and help to evaluate the ability of high-resolution models to simulate both the local and nonlocal mechanisms of fog development.

To date the LANFEX dataset has proven most useful in studying the initial formation and midlife development of radiation fog, which was the main aim of the project. However, the study of fog dissipation should also be given high priority, and while we note that the LANFEX dataset has potential to study this, fewer data were collected for the fog dissipation phase such that it is anticipated further observation campaigns are required to study this.

**ACKNOWLEDGMENTS.** Our thanks go to all of the people involved in the LANFEX campaign, including the landowners on whose land we placed equipment, many of whom asked for nothing in return. Dave Bamber, Bernard Claxton, Tony Jones, Nicky Osborn, and Jeff Norwood-Brown are acknowledged for their help with technical and administrative matters and during setup, takedown, and intensive observation periods. D. K. E. Smith was supported by NERC Grant NE/M010325/1. We thank the editor and anonymous reviewers for their detailed comments, which helped to improve this paper.

## REFERENCES

- Agarwal, M., T. Maze, and R. Souleyrette, 2005: Impact of weather on urban freeway traffic flow characteristics and facility capacity. Centre for Transportation Research and Education Rep., 22 pp., [www.ctr.e.iastate.edu/reports/weather\\_impacts.pdf](http://www.ctr.e.iastate.edu/reports/weather_impacts.pdf).
- Bartoková, I., A. Bott, J. Bartok, and M. Gera, 2015: Fog prediction for road traffic safety in a coastal desert region: Improvement of nowcasting skills by the machine-learning approach. *Bound.-Layer Meteor.*, **157**, 501–516, <https://doi.org/10.1007/s10546-015-0069-x>.
- Bergot, T., 2013: Small-scale structure of radiation fog: A large-eddy simulation study. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, **139**, 1099–1112, <https://doi.org/10.1002/qj.2051>.
- Boutle, I. A., A. Finnenkoetter, A. P. Lock, and H. Wells, 2016: The London Model: Forecasting fog at 333 m resolution. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, **142**, 360–371, <https://doi.org/10.1002/qj.2656>.
- , J. Price, I. Kudzotsa, H. Kokkola, and S. Romakkaniemi, 2017: Aerosol–fog interaction and the transition to well-mixed radiation fog. *Atmos. Chem. Phys.*, **18**, 7827–7840, <https://doi.org/10.5194/acp-18-7827-2018>.
- Clark, P. A., S. A. Harcourt, B. Macpherson, C. T. Mathison, S. Cusack, and M. Naylor, 2008: Prediction of visibility and aerosol within the operational Met Office Unified Model. I: Model formulation and variational assimilation. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, **134**, 1801–1816, <https://doi.org/10.1002/qj.318>.
- Cuxart, J., and M. A. Jiménez, 2012: Deep radiation fog in a wide closed valley: Study by numerical modeling and remote sensing. *Pure Appl. Geophys.*, **169**, 911–926, <https://doi.org/10.1007/s00024-011-0365-4>.
- Duynkerke, P. G., 1999: Turbulence, radiation, and fog in Dutch stable boundary layers. *Bound.-Layer Meteor.*, **90**, 447–477, <https://doi.org/10.1023/A:1026441904734>.
- Fitzjarrald, D. R., and G. G. Lala, 1989: Hudson valley fog environments. *J. Appl. Meteor.*, **28**, 1303–1328, [https://doi.org/10.1175/1520-0450\(1989\)028<1303:HVFE>2.0.CO;2](https://doi.org/10.1175/1520-0450(1989)028<1303:HVFE>2.0.CO;2).
- Fuzzi, S., and Coauthors, 1992: The Po valley fog experiment 1989: An overview. *Tellus*, **44B**, 448–468, <https://doi.org/10.3402/tellusb.v44i5.15561>.
- Guedalia, D., and T. Bergot, 1994: Numerical forecasting of radiation fog. Part II: A comparison of model simulation with several observed fog events. *Mon. Wea. Rev.*, **122**, 1231–1246, [https://doi.org/10.1175/1520-0493\(1994\)122<1231:NFORFP>2.0.CO;2](https://doi.org/10.1175/1520-0493(1994)122<1231:NFORFP>2.0.CO;2).
- Gultepe, I., and Coauthors, 2007: Fog research: A review of past achievements and future perspectives. *Pure Appl. Geophys.*, **164**, 1121–1159, <https://doi.org/10.1007/s00024-007-0211-x>.

- , and Coauthors, 2009: The Fog Remote Sensing and Modeling (FRAM) field project. *Bull. Amer. Meteor. Soc.*, **90**, 341–359, <https://doi.org/10.1175/2008BAMS2354.1>.
- , and Coauthors, 2016: An overview of the MATERHORN fog project: Observations and predictability. *Pure Appl. Geophys.*, **173**, 2983–3010, <https://doi.org/10.1007/s00024-016-1374-0>.
- Haeffelin, M., Q. Laffineur, J.-A. Bravo-Aranda, M.-A. Drouin, J.-A. Casquero-Vera, J.-C. Dupont, and H. De Backer, 2016: Radiation fog formation alerts using attenuated backscatter power from automatic lidars and ceilometers. *Atmos. Meas. Tech.*, **9**, 5347–5365, <https://doi.org/10.5194/amt-9-5347-2016>.
- Herman, G. R., and R. S. Schumacher, 2016: Using reforecasts to improve forecasting of fog and visibility for aviation. *Wea. Forecasting*, **31**, 467–482, <https://doi.org/10.1175/WAF-D-15-0108.1>.
- Holtzlag, A. A. M., and Coauthors, 2013: Stable atmospheric boundary layers and diurnal cycles: Challenges for weather and climate models. *Bull. Amer. Meteor. Soc.*, **94**, 1691–1706, <https://doi.org/10.1175/BAMS-D-11-00187.1>.
- Hughes, J. K., A. N. Ross, S. B. Vosper, A. P. Lock, and B. C. Jemmet-Smith, 2015: Assessment of valley cold pools and clouds in a very high-resolution NWP model. *Geosci. Model Dev.*, **8**, 3105–3117, <https://doi.org/10.5194/gmd-8-3105-2015>.
- Jayakumar, A., E. N. Rajagopal, I. A. Boutle, J. P. George, S. Mohandas, S. Webster, and S. Aditi, 2018: An operational fog prediction system for Delhi using the 330 m Unified Model. *Atmos. Sci. Lett.*, **19**, e796, <https://doi.org/10.1002/asl.796>.
- Kunkel, B. A., 1984: Parameterization of droplet terminal velocity and extinction coefficient in fog models. *J. Climate Appl. Meteor.*, **23**, 34–41, [https://doi.org/10.1175/1520-0450\(1984\)023<0034:PODTV A>2.0.CO;2](https://doi.org/10.1175/1520-0450(1984)023<0034:PODTV A>2.0.CO;2).
- Lac, C., and Coauthors, 2018: Overview of the Meso-NH model version 5.4 and its applications. *Geosci. Model Dev.*, **11**, 1929–1969, <https://doi.org/10.5194/gmd-2017-297>.
- Maronga, B., and F. Bosveld, 2017: Key parameters for the life cycle of nocturnal radiation fog: A comprehensive large-eddy simulation study. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, **143**, 2463–2480, <https://doi.org/10.1002/qj.3100>.
- Mazoyer, M., C. Lac, O. Thouron, T. Bergot, V. Masson, and L. Musson-Genon, 2017: Large-eddy simulation of radiation fog: Impact of dynamics on microphysics. *Atmos. Chem. Phys.*, **17**, 13 017–13 035, <https://doi.org/10.5194/acp-17-13017-2017>.
- McCabe, A., R. Swinbank, W. Tennant, and A. Lock, 2016: Representing model uncertainty in the Met Office convection-permitting ensemble prediction system and its impact on fog forecasting. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, **142**, 2897–2910, <https://doi.org/10.1002/qj.2876>.
- Menut, L., S. Mailler, J. C. Dupont, M. Haeffelin, and T. Elias, 2014: Predictability of the meteorological conditions favourable to radiative fog formation during the 2011 ParisFog campaign. *Bound.-Layer Meteor.*, **150**, 277–297, <https://doi.org/10.1007/s10546-013-9875-1>.
- Nakanishi, M., 2000: Large-eddy simulation of radiation fog. *Bound.-Layer Meteor.*, **94**, 461–493, <https://doi.org/10.1023/A:1002490423389>.
- Price, J. D., 2011: Radiation fog. Part I: Observations of stability and drop size distributions. *Bound.-Layer Meteor.*, **139**, 167–191, <https://doi.org/10.1007/s10546-010-9580-2>.
- , 2018: On the formation and development of radiation fog: An observational study. Cardington Tech. Note 93, 23 pp.
- , and R. Clark, 2014: On the measurement of dewfall and fog-droplet deposition. *Bound.-Layer Meteor.*, **152**, 367–393, <https://doi.org/10.1007/s10546-014-9930-6>.
- , and Coauthors, 2011: COLPEX: Field and numerical studies over a region of small hills. *Bull. Amer. Meteor. Soc.*, **92**, 1636–1650, <https://doi.org/10.1175/2011BAMS3032.1>.
- , A. Porson, and A. Lock, 2015: An observational case study of persistent fog and comparison with an ensemble forecast model. *Bound.-Layer Meteor.*, **155**, 301–327, <https://doi.org/10.1007/s10546-014-9995-2>.
- Roach, W. T., R. Brown, S. J. Caughey, J. A. Garland, and C. J. Readings, 1976: The physics of radiation fog: I—A field study. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, **102**, 313–333, <https://doi.org/10.1002/qj.49710243204>.
- Robinson, P. J., 1989: The influence of weather on flight operations at the Atlanta Hartsfield International Airport. *Wea. Forecasting*, **4**, 461–468, [https://doi.org/10.1175/1520-0434\(1989\)004<0461:TLOWOF>2.0.CO;2](https://doi.org/10.1175/1520-0434(1989)004<0461:TLOWOF>2.0.CO;2).
- Rodhe, B., 1962: The effect of turbulence on fog formation. *Tellus*, **14**, 49–86, <https://doi.org/10.3402/tellusa.v14i1.9528>.
- Román-Cascón, C., G. J. Steeneveld, C. Yagüe, M. Sastre, J. A. Arrillaga, and G. Maqueda, 2016: Forecasting radiation fog at climatologically contrasting sites: Evaluation of statistical methods and WRF. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, **142**, 1048–1063, <https://doi.org/10.1002/qj.2708>.
- Seity, Y., P. Brousseau, S. Malardel, G. Hello, P. Bénard, F. Bouttier, C. Lac, and V. Masson, 2011: The AROME-France convective-scale operational

- model. *Mon. Wea. Rev.*, **139**, 976–991, <https://doi.org/10.1175/2010MWR3425.1>.
- Steenefeld, G. J., R. J. Ronda, and A. A. M. Holtslag, 2015: The challenge of forecasting the onset and development of radiation fog using mesoscale atmospheric models. *Bound.-Layer Meteor.*, **154**, 265–289, <https://doi.org/10.1007/s10546-014-9973-8>.
- Taylor, G. I., 1917: The formation of mist and fog. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, **43**, 241–268, <https://doi.org/10.1002/qj.49704318302>.
- Tudor, M., 2010: Impact of horizontal diffusion, radiation and cloudiness parameterization schemes on fog forecasting in valleys. *Meteor. Atmos. Phys.*, **108**, 57–70, <https://doi.org/10.1007/s00703-010-0084-x>.
- van der Velde, I. R., G. J. Steenefeld, B. G. J. W. Schreur, and A. A. M. Holtslag, 2010: Modeling and forecasting the onset and duration of severe radiation fog under frost conditions. *Mon. Wea. Rev.*, **138**, 4237–4253, <https://doi.org/10.1175/2010MWR3427.1>.
- Vautard, R., P. Yiou, and G. J. van Oldenborgh, 2009: Decline of fog, mist and haze in Europe over the past 30 years. *Nat. Geosci.*, **2**, 115–119, <https://doi.org/10.1038/ngeo414>.
- von Glasow, R., and A. Bott, 1999: Interaction of radiation fog with tall vegetation. *Atmos. Environ.*, **33**, 1333–1346, [https://doi.org/10.1016/S1352-2310\(98\)00372-0](https://doi.org/10.1016/S1352-2310(98)00372-0).
- Vosper, S. B., and A. R. Brown, 2008: Numerical simulation of sheltering in valleys: The formation of nighttime cold-air pools. *Bound.-Layer Meteor.*, **127**, 429–448, <https://doi.org/10.1007/s10546-008-9272-3>.
- , E. Carter, H. Lean, A. Lock, P. Clark, and S. Webster, 2013: High resolution modelling of valley cold-pools. *Atmos. Sci. Lett.*, **14**, 193–199, <https://doi.org/10.1002/asl2.439>.
- Ye, X., B. Wu, and H. Zhang, 2015: The turbulent structure and transport in fog layers observed over the Tianjin area. *Atmos. Res.*, **153**, 217–234, <https://doi.org/10.1016/j.atmosres.2014.08.003>.
- Zhou, B., and B. S. Ferrier, 2008: Asymptotic analysis of equilibrium in radiation fog. *J. Appl. Meteor. Climatol.*, **47**, 1704–1722, <https://doi.org/10.1175/2007JAMC1685.1>.

## A Scientific Peak: How Boulder Became a World Center for Space and Atmospheric Science

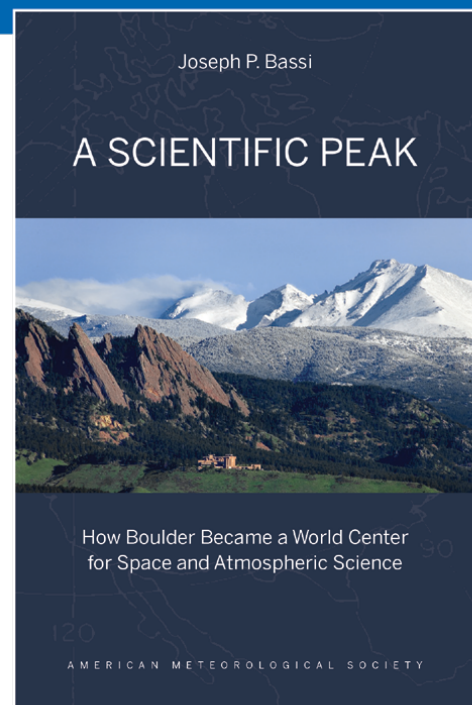
Joseph P. Bassi

Once a Wild West city tucked between the Rocky Mountains and the Great Plains, Boulder is now home to some of the biggest names in science, including NCAR, NOAA, and NIST.

**Why did big science come to Boulder? How did Boulder become the research mecca it is today?**

*A Scientific Peak* is a fascinating history that introduces us to a wide variety of characters, such as Walter Orr Roberts, and the serendipitous brew of politics, passion, and sheer luck that, during the post-WWII and Cold War eras, transformed this “scientific Siberia” into one of America’s smartest cities.

© 2015, 264 pages, paperback  
 print ISBN: 978-1-935704-85-0 eISBN: 978-1-940033-89-1  
 List price: \$35 AMS Member price: \$25



**AMS BOOKS**  
 RESEARCH APPLICATIONS HISTORY

> [bookstore.ametsoc.org](http://bookstore.ametsoc.org)

# Annexe B : Tableaux résumant l'instrumentation mise en place et les caractéristiques des 18 POIs de LANFEX

	POI 1	POI 12					
	Cardington	Jay Barns	Skyborry	Pentre	Whitcott	Springhill	2ND
Flux turbulents	2-10-25-50	2-10-25-50	2-10-25-50	2-16	2-16	2-10	×
Vitesse du vent	2-10-25-50	2-10-25-50	2-10-25-50	2-16	2-16	2-10	2
Direction du vent	2-10-25-50	2-10-25-50	2-10-25-50	2-16	2-16	2-10	2
Température et humidité relative	1.2-10-25-50	1.2-10-25-50	1.2-10-25-50	1.2-16	1.2-16	1.2-10	1.2
	0	0	0	0	0	0	×
	-0.1	-0.1	-0.1	-0.1	-0.1	-0.1	×
Pression	0	0	0	0	0	0	0
Flux LW/SW	2	2	2	2	2	2	×
Flux G	-0.01	-0.01	-0.01	-0.01	-0.01	-0.01	×
Visibilité horizontale	2	2	2	2	2	2	×
Lidar Doppler	×	×	OUI	×	×	×	×
Radiosondages	OUI	OUI	×	×	×	×	×
Aérosols 0.25-10 $\mu\text{m}$	×	0	×	×	×	×	×
LWP	OUI	×	×	×	×	×	×
Capteurs de rosée	0	0	0	0	0	0	×
Concentration gouttelettes	OUI	×	×	×	×	×	×
Contenu eau liquide	OUI	×	×	×	×	×	×
Hauteur base nuageuse	×	OUI	OUI	OUI	OUI	OUI	×

**Tableau 2** – Mesures disponibles pour les POIs 1 et 12 de LANFEX. Les chiffres indiquent les hauteurs de mesures (en mètres). Les "0" indiquent que la mesure est faite en surface, et les chiffres négatifs (en mètres) que la mesure est faite en dessous de la surface. Le "OUI" désigne une mesure faite sur un site spécifiquement. Les croix indiquent qu'il n'y a pas de mesures. La colonne « 2ND » désigne les paramètres mesurés sur les sites secondaires.

Mesures	Instruments	Incertitudes	Fréquence
Vent (vitesse, direction)	Gill HS50 (anémomètre sonique)	2% 3°	10 Hz
Vitesses radiales	Halo Photonics (LIDAR Doppler)	0.2 m s <sup>-1</sup>	0.5-1 Hz
Variance des vitesses verticales ww	Gill HS50	20%	10 Hz
Température	Sondes PRT PT100 (mâts)	0.1 °C	1 Hz
	Vaisala RS 92 (RS)	0.15-0.5 °C	0.5 Hz
	Rotronics (Fog Monitor)	0.15 °C	1 Hz
	ST01 (sub-surface)	0.2 °C	1 Hz
Humidité	Vaisala HMP155 (mâts)	1-2%	1 Hz
	Vaisala RS 92 (RS)	2-5%	0.5 Hz
	Rotronics (Fog Monitor)	1-2%	1 Hz
	LI-COR Li-7500A (flux)	20%	10 Hz
Pression	Setra 270	1 hPa	1 Hz
	Bosch BMP085		
Flux G	Hukseflux HFP01SC-10	20%	1 Hz
Contenu en eau du sol	Delta T ML3	1%	1 Hz
LWP	Radiomètre WV-100	0.015 kg m <sup>-2</sup>	0.1 Hz
Flux SW	Kipp and Zonen CMP21, CMP22	7 W m <sup>-2</sup>	1 Hz
	CMP3	15 W m <sup>-2</sup>	1 Hz
Flux LW	Kipp and Zonen CG4, CGR4	4 W m <sup>-2</sup>	1 Hz
	CGR3	15 W m <sup>-2</sup>	1 Hz
Visibilité	Biral VPF-7230	10%	1 Hz
Concentration de gouttelettes et contenu en eau liquide	Sonde DMT CDP	incertitude de 1 μm sur les classes de taille échantillonnées	5-10 s
Hauteur des bases nuageuses	Céломètre Vaisala CT25K	± 15 m (res. verticale : 30 m)	1 Hz

**Tableau 3** – Instrumentation utilisée pendant la campagne LANFEX, avec détails des incertitudes et de la fréquence d'échantillonnage.

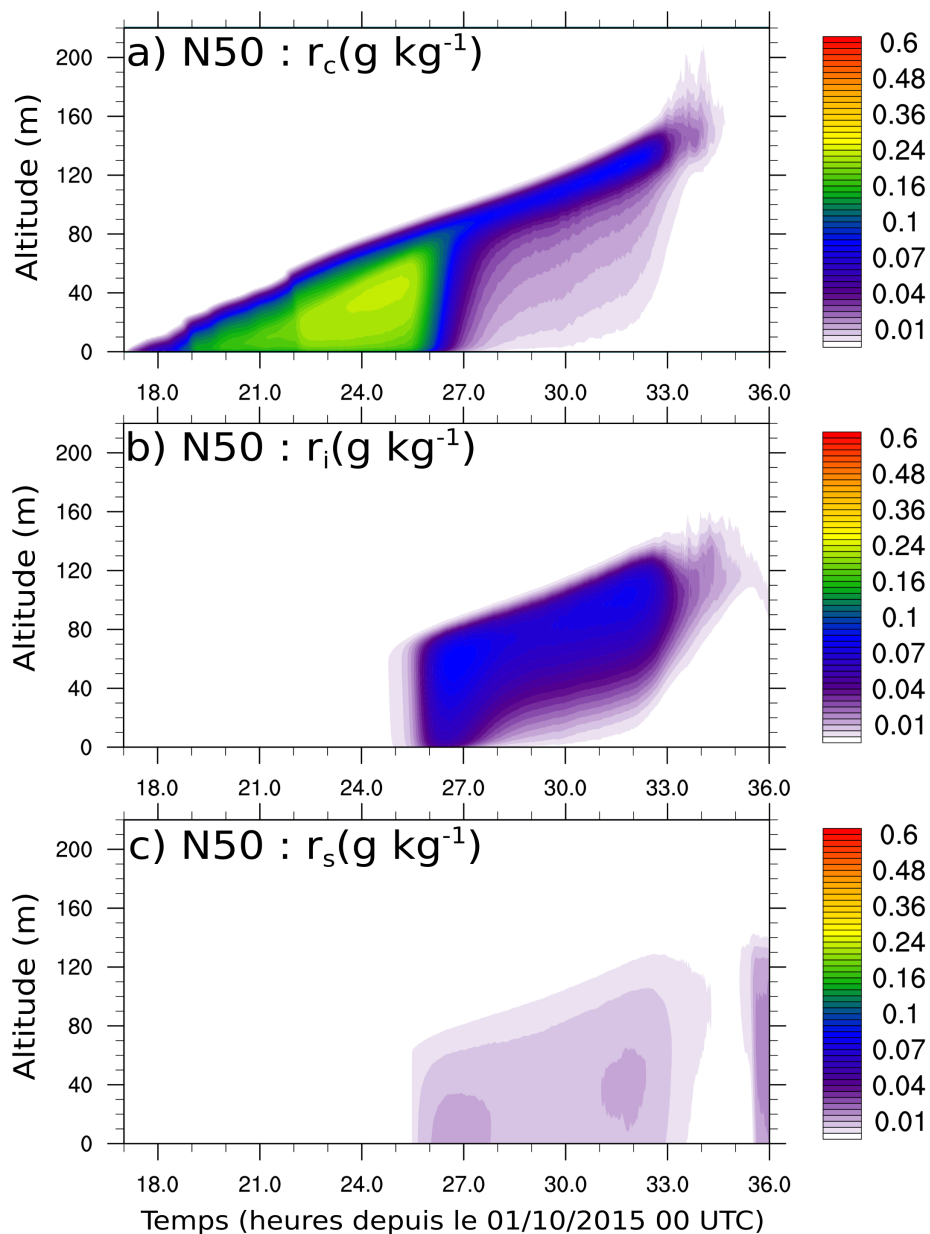
POI	Région	Date	Caractéristiques du brouillard	Mesures spécifiques
1	Cardington	24-25/11/2014	Brouillard radiatif optiquement fin pendant plus de 10 heures	Ballon captif, radiosondages (RS).
2	Shropshire	03/12/2014	Brouillard prévu mais pas de formation observée	3 radiosondages lancés depuis Jay Barns
3	Cardington	19/01/2015	Brouillard fin, en bancs et intermittent pendant de courtes périodes	Ballon captif, radiosondages
4	Shropshire	17/03/2015	Épisode de brume et de brouillard en bancs, plus persistant sur Skyborry	Radiosondages à Jay Barns et Skyborry
5	Shropshire	18/03/2015	Court épisode à Jay Barns, conditions claires à Skyborry	Radiosondages à Jay Barns et Skyborry
6	Shropshire	14/04/2015	Couche limite stable, sans brouillard	Radiosondages à Jay Barns et Skyborry
7	Cardington	10/09/2015	Brouillard fin et hétérogène pendant quelques heures, vent fort au-dessus de la couche de brouillard	Ballon captif avec sonde de turbulence (TP), de gouttelettes (CDP) et spectromètre (SP)
8	Shropshire	18-21/09/2015	Brouillard formé sur deux nuits	Mini-POI : Un radiosondage le premier jour, caméra IR à Skyborry
9	Shropshire	28/09/2015	Brouillard fin à Skyborry, clair à Jay Barns, formation de stratocumulus (SCu) en cours de nuit	RS à Jay Barns et Skyborry, caméra IR et Lidar Doppler à Skyborry
10	Shropshire	29/09/2015	Pas de brouillard, conditions venteuses et formation de SCu en cours de nuit	Ballon captif à Jay Barns, RS, caméra IR et Lidar à Skyborry
11	Shropshire	30/09/2015	identique à la POI 10	identique à la POI 10
12	Shropshire	01/10/2015	Brouillard formé en deux périodes distinctes à Jay Barns et Skyborry, séparées par le passage de SCu en cours de nuit	Radiosondages à Jay Barns, Lidar à Skyborry
13	Cardington	08/10/2015	Vents faibles et brouillard restant peu développé	Ballon captif (TP, CDP, SP) et radiosondages
14	Cardington	02/11/2015	Brouillard et stratus étendus à une grande partie de l'Angleterre	Ballon captif (TP et CDP) et radiosondages
15	Shropshire	19/01/2016	Faible anticyclone, vents faibles en couche limite stable, pas de brouillard	2 radiosondages à Skyborry : 17 et 20 UTC
16	Shropshire	20/01/2016	Même conditions que la POI 15 avec un front approchant par l'ouest	Identiques à la POI 15
17	Cardington	20/01/2016	Vents faibles, formation d'un brouillard en bancs sans développement	Ballon captif (TP et SP) et radiosondages.
18	Cardington	10/03/2016	Formation d'un brouillard avec un développement rapide	Ballon captif (TP et SP) et radiosondages.

**Tableau 4** – Tableau résumant les caractéristiques des 18 POIs de LANFEX.

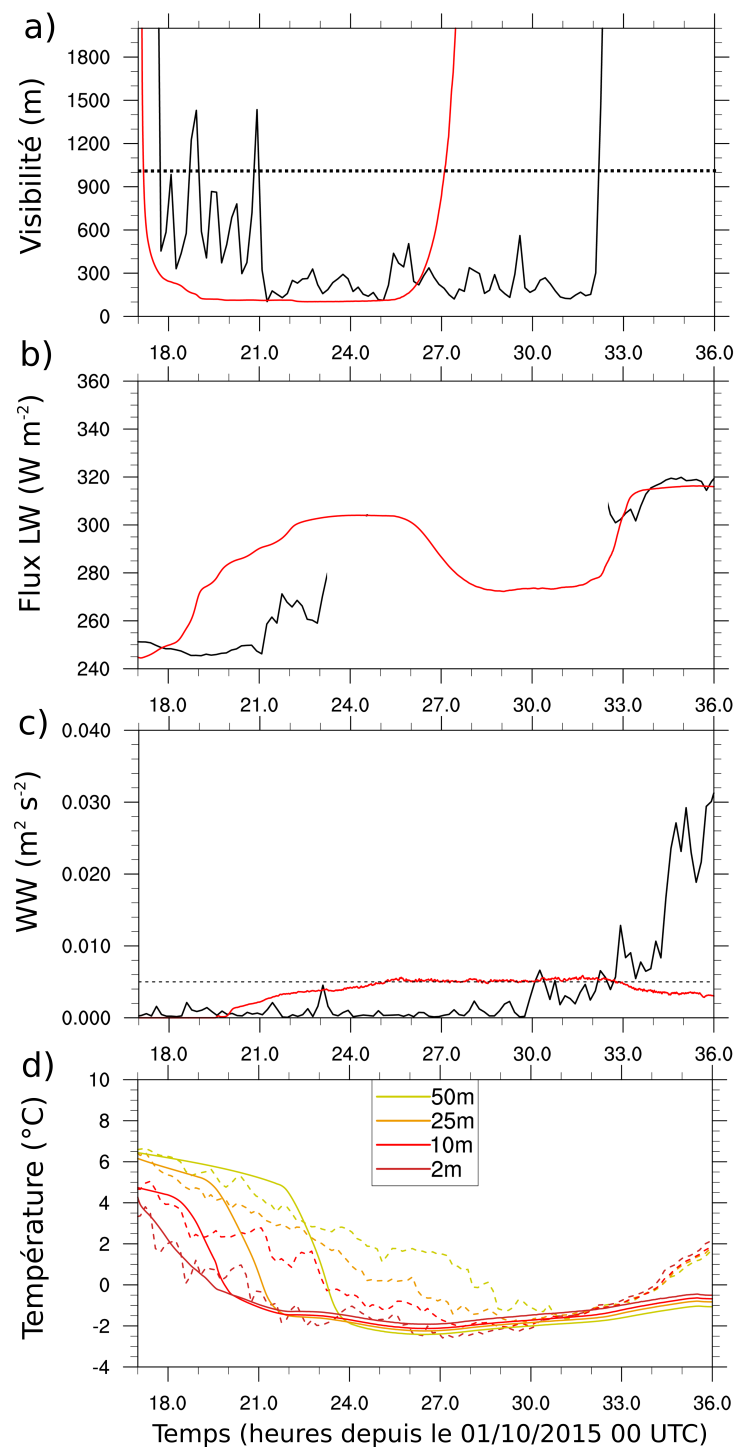




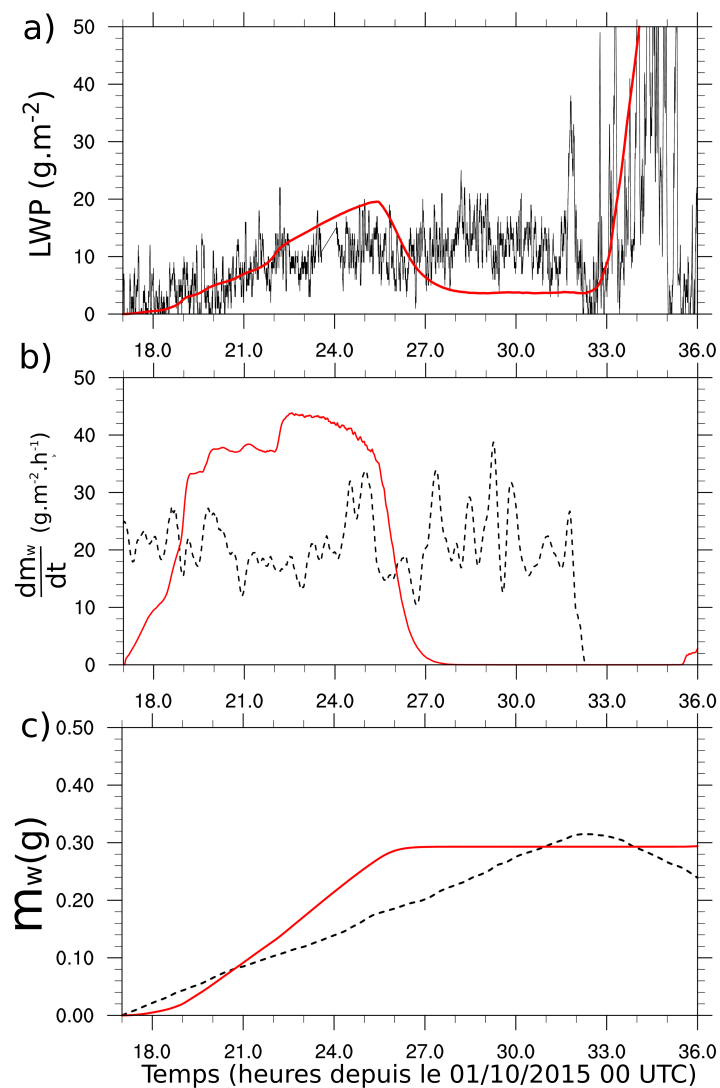
# Annexe C : Simulation de la POI 1 avec le schéma à 1 moment ICE3



**Figure 19** – Séries temporelles de profils verticaux simulés par N50, de rapports de mélange ( $\text{g kg}^{-1}$ ) : (a) d'eau nuageuse, (b) de glace nuageuse et (c) de neige. Les profils sont moyennés horizontalement sur tout le domaine de la simulation.



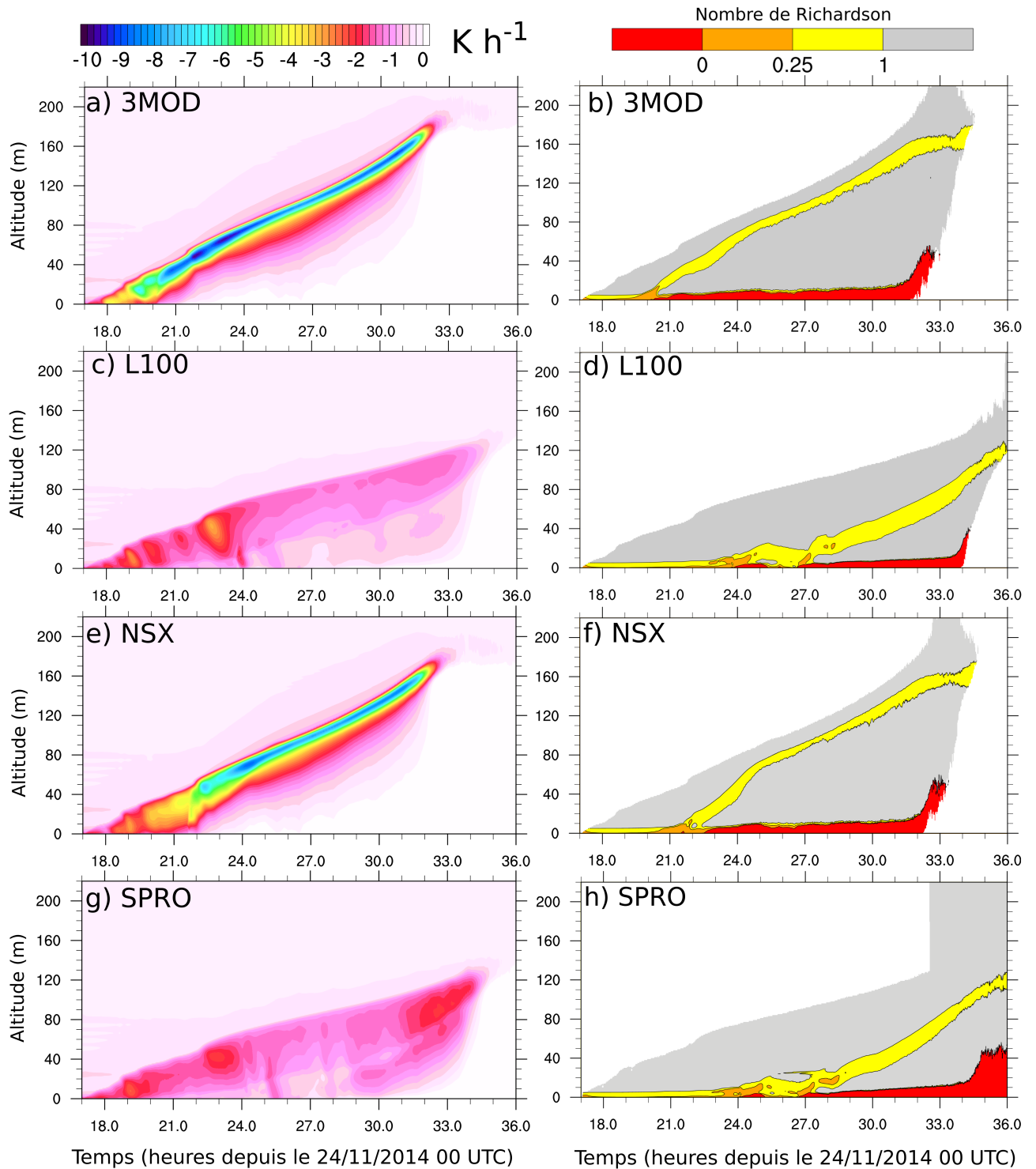
**Figure 20** – Séries temporelles observées (en noir), simulées par N50 (rouge). Les données modèles ont été moyennées sur l'horizontale, sur tout le domaine. (a) Visibilité à 1.2 mètres (m), (b) flux LW $\downarrow$  en surface ( $\text{W m}^{-2}$ ), (c) variance de la vitesse verticale à 2 mètres ( $\text{m}^2 \text{s}^{-2}$ ). Le panel (d) indique montre la température ( $^{\circ}\text{C}$ ) aux différents niveaux : observations en pointillés et simulation en traits pleins.



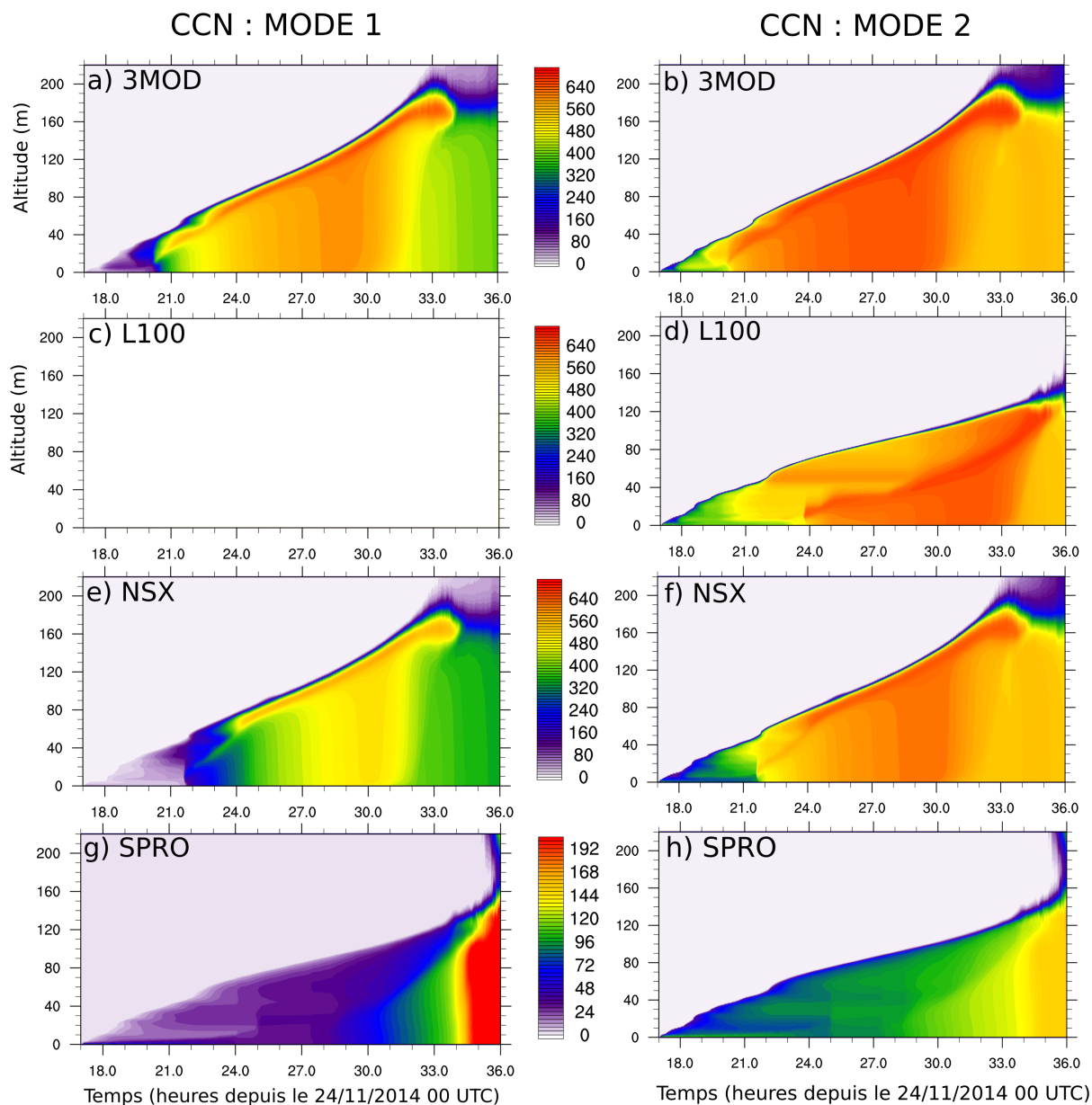
**Figure 21** – Séries temporelles observées (en noir), simulées par N50 (rouge). Les données modèles ont été moyennées sur l'horizontale, sur tout le domaine. (a) LWP ( $\text{g m}^{-2}$ ), (b) variation de la masse d'eau en surface, les données modèles sont issues de la somme des vitesses de dépôt et de sédimentation simulées en surface ( $\text{g m}^{-2} \text{h}^{-1}$ ) et (c) masse d'eau en surface depuis 18 UTC (g).



# Annexe D : Refroidissement radiatif, nombre de Richardson et CCN acti- vés pour les tests de sensibilité sur la POI 1.



**Figure 22** — Séries temporelles de profils verticaux de refroidissement radiatif (à gauche,  $\text{K h}^{-1}$ ) et de nombre de Richardson dans le brouillard (à droite, sans unité), moyennés horizontalement sur les domaines des simulations (a, b) 3MOD, (c, d) L100, (e, f) NSX et (g, h) SPRO.

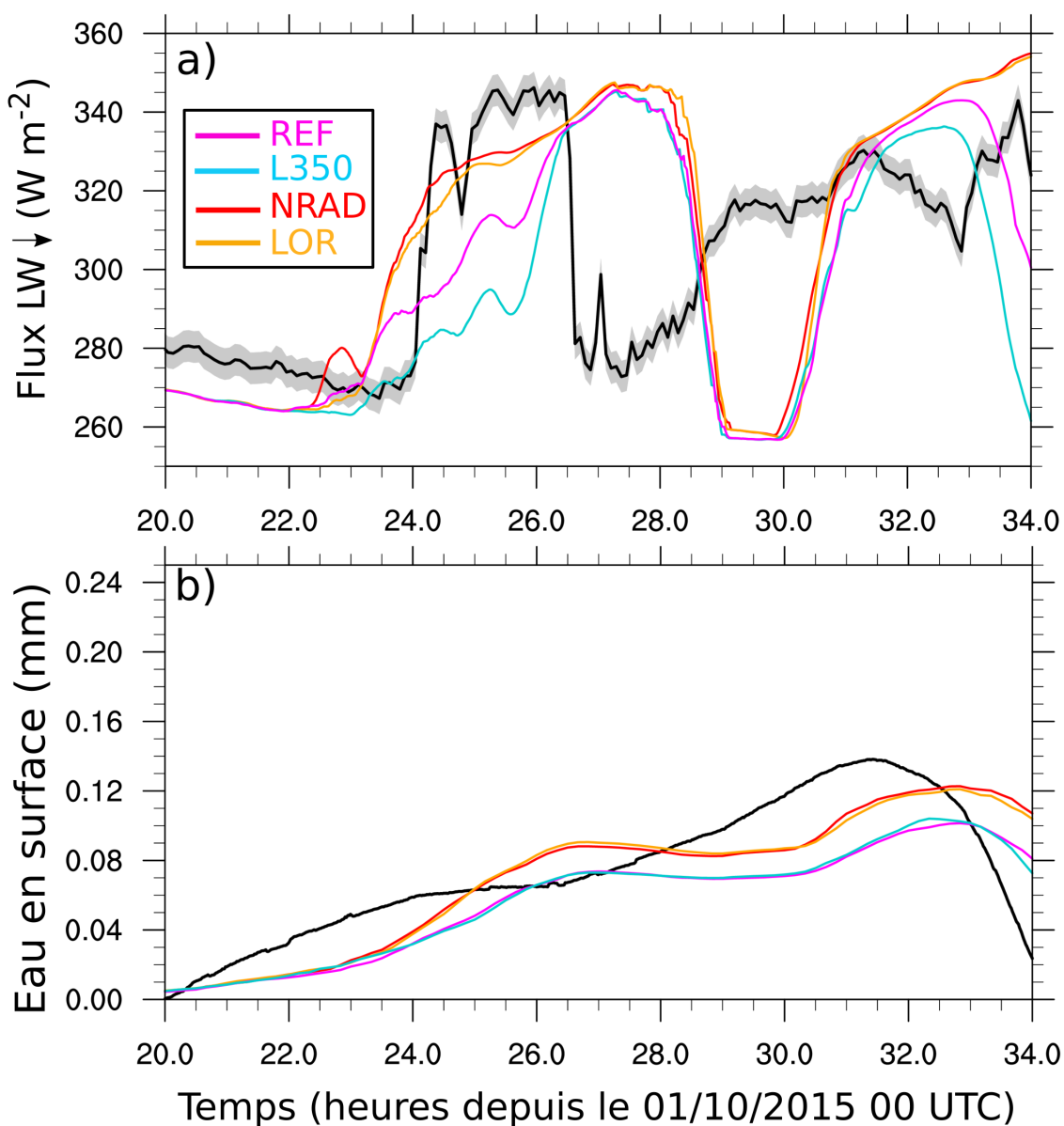


**Figure 23** – Séries temporelles de profils verticaux de concentration de CCN activés ( $\text{cm}^{-3}$ ) du mode d'Aitken (à gauche) et d'accumulation (à droite), moyennés horizontalement sur les domaines des simulations (a, b) 3MOD, (c, d) L100, (e, f) NSX et (g, h) SPRO. La légende de (g) n'est pas la même que (a, c et e).

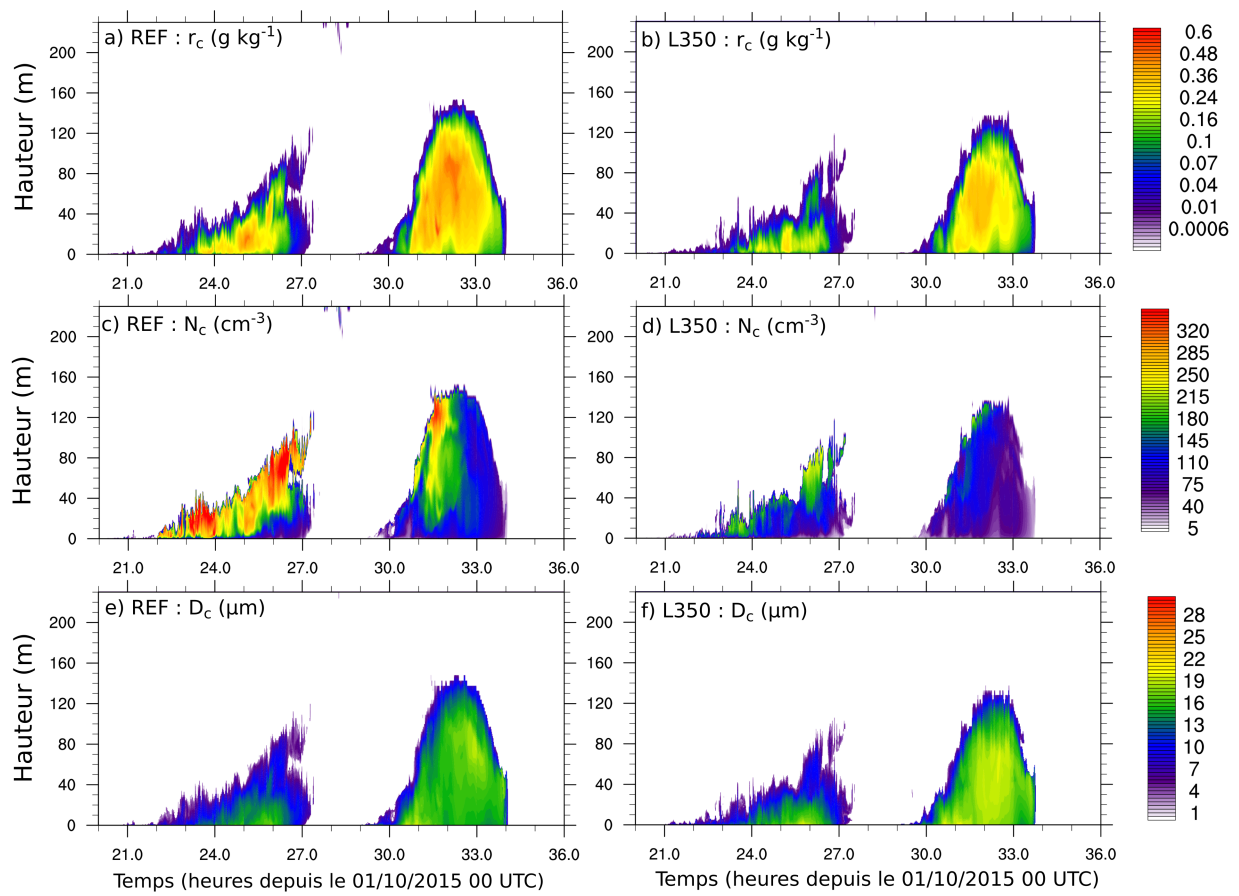




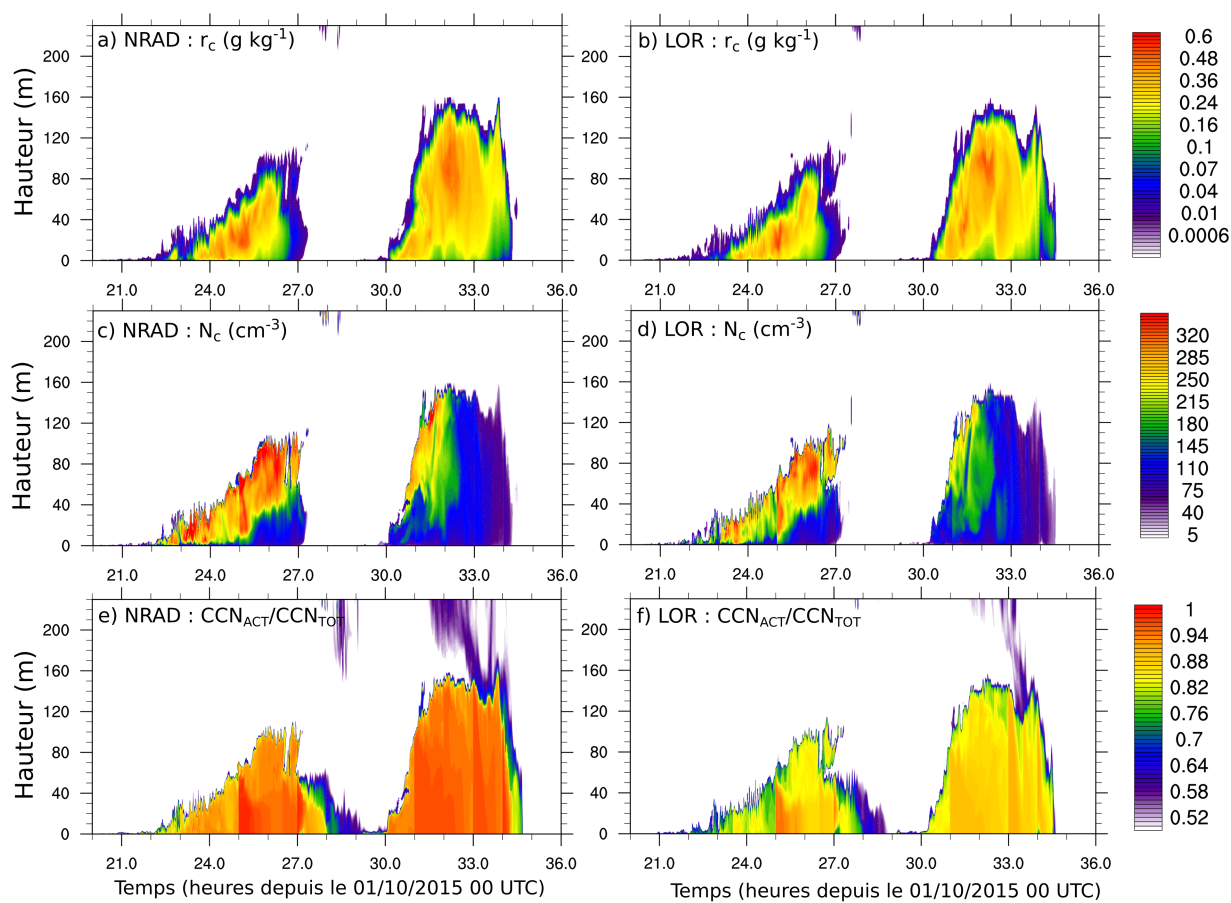
# Annexe E : Tests de sensibilité à la microphysique lors de la POI 12, site de Skyborry



**Figure 24** – Séries temporelles de (a) flux  $\text{LW}\downarrow$  en surface ( $\text{W m}^{-2}$ ) et (b) quantité d'eau en surface résultant des processus de rosée, dépôt et sédimentation (mm) pour le site de Skyborry. Observations en noir et simulations en couleur (légende dans l'encadré sur le panel b). Les observations de quantités d'eau ont été ramenées à zéro à 20 UTC pour faciliter la comparaison.



**Figure 25** – Séries temporelles de profils verticaux sur le site de Skyborry de (a, b) rapport de mélange d'eau nuageuse ( $\text{g kg}^{-1}$ ), (c, d) concentration de gouttelettes ( $\text{cm}^{-3}$ ) et (e, f) diamètre volumique moyen des gouttelettes ( $\mu\text{m}$ ). Pour la simulation REF à gauche et la simulation L350 à droite.



**Figure 26** – Séries temporelles de profils verticaux sur le site de Skyborry de (a, b) rapport de mélange d'eau nuageuse ( $\text{g kg}^{-1}$ ), (c, d) concentration de gouttelettes ( $\text{cm}^{-3}$ ) et (e, f) fraction de CCN activés sur la population totale (sans unité). Pour la simulation NRAD à gauche et la simulation LOR à droite.



## Bibliographie

- Arduini, G., Chemel, C., and Staquet, C. (2017). Energetics of deep alpine valleys in pooling and draining configurations. *Journal of the Atmospheric Sciences*, 74(7) :2105–2124. [31](#), [63](#), [101](#), [132](#)
- Aumond, P., Masson, V., Lac, C., Gauvreau, B., Dupont, S., and Berengier, M. (2013). Including the drag effects of canopies : real case large-eddy simulation studies. *Boundary-layer meteorology*, 146(1) :65–80. [47](#)
- Banta, R. and Gannon, P. (1995). Influence of soil moisture on simulations of katabatic flow. *Theoretical and applied climatology*, 52(1-2) :85–94. [29](#)
- Banta, R. M., Darby, L. S., Fast, J. D., Pinto, J. O., Whiteman, C. D., Shaw, W. J., and Orr, B. W. (2004). Nocturnal low-level jet in a mountain basin complex. part i : Evolution and effects on local flows. *Journal of applied meteorology*, 43(10) :1348–1365. [32](#)
- Beare, R. J. and Macvean, M. K. (2004). Resolution sensitivity and scaling of large-eddy simulations of the stable boundary layer. *Boundary-layer meteorology*, 112(2) :257–281. [2](#)
- Bell, M. L. and Davis, D. L. (2001). Reassessment of the lethal london fog of 1952 : novel indicators of acute and chronic consequences of acute exposure to air pollution. *Environmental health perspectives*, 109(Suppl 3) :389. [1](#)
- Bergot, T. (2013). Small-scale structure of radiation fog : a large-eddy simulation study. *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, 139(673) :1099–1112. [3](#), [16](#), [19](#), [43](#), [118](#)
- Bergot, T. (2016). Large-eddy simulation study of the dissipation of radiation fog. *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, 142(695) :1029–1040. [20](#), [43](#), [108](#)
- Bergot, T., Carrer, D., Noilhan, J., and Bougeault, P. (2005). Improved site-specific numerical prediction of fog and low clouds : A feasibility study. *Weather and Forecasting*, 20(4) :627–646. [2](#)
- Bergot, T., Escobar, J., and Masson, V. (2015). Effect of small-scale surface heterogeneities and buildings on radiation fog : Large-eddy simulation study at paris–charles de gaulle airport. *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, 141(686) :285–298. [3](#), [17](#), [19](#), [43](#), [47](#)
- Bergot, T. and Guedalia, D. (1994a). Numerical forecasting of radiation fog. Part I : Numerical model and sensitivity tests. *Monthly Weather Rev.*, 122 :1218–1230. [2](#), [4](#), [17](#)
- Bergot, T. and Guedalia, D. (1994b). Numerical forecasting of radiation fog. Part II : A comparison of model simulations with several observed fog events. *Monthly Weather Rev.*, 122 :1231–1246. [16](#)
- Bergot, T. and Lestringant, R. (2019). On the predictability of radiation fog formation in a mesoscale model : A case study in heterogeneous terrain. *Atmosphere*, 10(4) :165. [17](#), [33](#)

- Blein, S. (2016). *Observation et modélisation de couche limite atmosphérique stable en relief complexe : le processus turbulent d'écoulement catabatique*. PhD thesis, Grenoble Alpes. [13](#), [187](#)
- Bodine, D., Klein, P. M., Arms, S. C., and Shapiro, A. (2009). Variability of surface air temperature over gently sloped terrain. *Journal of Applied Meteorology and Climatology*, 48(6) :1117–1141. [3](#)
- Boltzmann, L. (1884). Ableitung des stefan'schen gesetzes, betreffend die abhängigkeit der wärmestrahlung von der temperatur aus der electromagnetischen lichttheorie. *Annalen der Physik*, 258(6) :291–294. [12](#)
- Bott, A. (1991). On the influence of the physico-chemical properties of aerosols on the life cycle of radiation fogs. *Boundary-Layer Meteorology*, 56(1-2) :1–31. [4](#), [24](#), [25](#), [26](#), [135](#)
- Bott, A., Sievers, U., and Zdunkowski, W. (1990). A radiation fog model with a detailed treatment of the interaction between radiative transfer and fog microphysics. *J. Atmos. Sci.*, 47 :2153–2166. [4](#), [25](#), [97](#), [102](#), [126](#), [133](#)
- Bougeault, P. and Lacarrere, P. (1989). Parameterization of orography-induced turbulence in a mesobeta-scale model. *Monthly Weather Review*, 117(8) :1872–1890. [46](#)
- Boutle, I., Finnenkoetter, A., Lock, A., and Wells, H. (2016). The london model : forecasting fog at 333 m resolution. *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, 142(694) :360–371. [113](#)
- Boutle, I., Price, J., Kudzotsa, I., Kokkola, H., and Romakkaniemi, S. (2018). Aerosol–fog interaction and the transition to well-mixed radiation fog. *Atmospheric Chemistry and Physics*, 18(11) :7827–7840. [22](#), [36](#), [37](#), [38](#), [50](#), [103](#), [106](#), [108](#), [113](#), [114](#), [115](#), [116](#), [126](#), [127](#), [129](#), [130](#), [133](#), [134](#), [190](#), [191](#)
- Brown, N., Weiland, M., Hill, A., Shipway, B., Maynard, C., Allen, T., and Rezný, M. (2015). A highly scalable met office nerc cloud model. In *Proceedings of the 3rd International Conference on Exascale Applications and Software*, pages 132–137. University of Edinburgh. [113](#)
- Brown, R. T. and Roach, W. T. (1976). The Physics of Radiation Fog : II – A Numerical Study. *Quart. J. Roy. Meteorol. Soc.*, 102 :335–354. [2](#), [16](#), [36](#)
- Burnet, F. and Brenguier, J.-L. (2007). Observational study of the entrainment-mixing process in warm convective clouds. *Journal of the atmospheric sciences*, 64(6) :1995–2011. [27](#)
- Büttner, G. and Eiselt, B. L. (2013). Corine land cover. *EEA and Eurostat : Luxembourg*. [46](#)
- Caniaux, G., Redelsperger, J., and Lafore, J. P. (1994). A numerical study of the stratiform region of a fast-moving squall line. part i : General description and water and heat budgets. *Journal of the atmospheric sciences*, 51(14) :2046–2074. [48](#)

- Catalano, F. and Cenedese, A. (2010). High-resolution numerical modeling of thermally driven slope winds in a valley with strong capping. *Journal of Applied Meteorology and Climatology*, 49(9) :1859–1880. [29](#)
- Chachere, C. N. and Pu, Z. (2016). Connections between cold air pools and mountain valley fog events in salt lake city. *Pure and Applied Geophysics*, 173(9) :3187–3196. [3](#), [33](#), [63](#), [101](#), [132](#)
- Cho, Y.-K., Kim, M.-O., and Kim, B.-C. (2000). Sea fog around the korean peninsula. *Journal of Applied Meteorology*, 39(12) :2473–2479. [15](#)
- Choi, H. and Speer, M. S. (2006). The influence of synoptic-mesoscale winds and sea surface temperature distribution on fog formation near the korean western peninsula. *Meteorological Applications*, 13(4) :347–360. [2](#), [33](#)
- Chow, F. K., De Wekker, S. F., and Snyder, B. J. (2013). *Mountain weather research and forecasting : recent progress and current challenges*. Springer. [7](#), [31](#)
- Clark, T. L. and Farley, R. (1984). Severe downslope windstorm calculations in two and three spatial dimensions using anelastic interactive grid nesting : A possible mechanism for gustiness. *Journal of the Atmospheric Sciences*, 41(3) :329–350. [43](#)
- Cohard, J.-M. and Pinty, J.-P. (2000). A comprehensive two-moment warm microphysical bulk scheme. i : Description and tests. *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, 126(566) :1815–1842. [48](#), [49](#), [50](#), [188](#)
- Colella, P. and Woodward, P. R. (1984). The piecewise parabolic method (ppm) for gas-dynamical simulations. *Journal of computational physics*, 54(1) :174–201. [44](#)
- Coulter, R. L., Martin, T. J., and Porch, W. M. (1991). A comparison of nocturnal drainage flow in three tributaries. *Journal of Applied Meteorology*, 30(2) :157–169. [32](#), [136](#)
- Cunningham, E. (1910). On the velocity of steady fall of spherical particles through fluid medium. *Proceedings of the Royal Society of London. Series A, Containing Papers of a Mathematical and Physical Character*, 83(563) :357–365. [50](#)
- Cuxart, J. (2015). When can a high-resolution simulation over complex terrain be called les ? *Frontiers in Earth Science*, 3 :87. [3](#), [62](#), [136](#)
- Cuxart, J., Bougeault, P., and Redelsperger, J.-L. (2000). A turbulence scheme allowing for mesoscale and large-eddy simulations. *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, 126(562) :1–30. [46](#)
- Cuxart, J. and Jiménez, M. (2012). Deep radiation fog in a wide closed valley : Study by numerical modeling and remote sensing. *Pure and applied geophysics*, 169(5-6) :911–926. [33](#), [95](#), [102](#)
- Deardorff, J. W. (1980). Stratocumulus-capped mixed layers derived from a three-dimensional model. *Boundary-Layer Meteorology*, 18(4) :495–527. [46](#), [115](#)



- Delmas, R., Mérieu, G., and Peuch, V.-H. (2005). *Physique et chimie de l'atmosphère*. Belin. 14, 187
- Doran, J. (1991). The effects of ambient winds on valley drainage flows. *Boundary-Layer Meteorology*, 55(1-2) :177–189. 32, 135
- Doran, J., Horst, T., and Whiteman, C. D. (1990). The development and structure of nocturnal slope winds in a simple valley. *Boundary-Layer Meteorology*, 52(1-2) :41–68. 30
- Duine, G.-J., Hedde, T., Roubin, P., Durand, P., Lothon, M., Lohou, F., Augustin, P., and Fourmentin, M. (2017). Characterization of valley flows within two confluent valleys under stable conditions : observations from the cascade field experiment. *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, 143(705) :1886–1902. 3, 31
- Dupont, J.-C., Haefelin, M., Protat, A., Bouniol, D., Boyouk, N., and Morille, Y. (2012). Stratus-fog formation and dissipation : a 6-day case study. *Boundary-layer meteorology*, 143(1) :207–225. 16
- Dupuy, R. (2003). *ETUDE DE L'ACTIVATION DES NOYAUX DE CONDENSATION : MESURE, ANALYSE ET DEVELOPPEMENT INSTRUMENTAL*. PhD thesis, Université Blaise Pascal-Clermont-Ferrand II. 23, 187
- Duynkerke, P. G. (1991). Radiation Fog : A Comparison of Model Simulation with Detailed Observations. *Mon. Wea. Rev.*, 119 :324–341. 2, 16
- Faroux, S., Kaptué Tchuenté, A., Roujean, J.-L., Masson, V., Martin, E., and Moigne, P. L. (2013). Ecoclimap-ii/europe : A twofold database of ecosystems and surface parameters at 1 km resolution based on satellite information for use in land surface, meteorological and climate models. *Geoscientific Model Development*, 6(2) :563–582. 46
- Fitzjarrald, D. R. and Lala, G. G. (1989). Hudson valley fog environments. *Journal of Applied Meteorology*, 28(12) :1303–1328. 33
- Fouquart, Y. and Bonnel, B. (1980). Computations of solar heating of the earth's atmosphere—a new parameterization. *Beitraege zur Physik der Atmosphaere*, 53 :35–62. 53
- Fouquart, Y., Bonnel, B., and Ramaswamy, V. (1991). Intercomparing shortwave radiation codes for climate studies. *Journal of Geophysical Research : Atmospheres*, 96(D5) :8955–8968. 54
- Ghan, S. J., Leung, L. R., Easter, R. C., and Abdul-Razzak, H. (1997). Prediction of cloud droplet number in a general circulation model. *Journal of Geophysical Research : Atmospheres*, 102(D18) :21777–21794. 9
- Golding, B. (1993). A study of the influence of terrain on fog development. *Mon. Weather Rev.*, 121 :2529–2541. 2, 33
- Gultepe, I., Pearson, G., Milbrandt, J., Hansen, B., Platnick, S., Taylor, P., Gordon, M., Oakley, J., and Cober, S. (2009). The fog remote sensing and modeling field project. *Bulletin of the American Meteorological Society*, 90(3) :341–360. 1

- Gultepe, I., Tardif, R., Michaelides, S., Cermak, J., Bott, A., Bendix, J., Mueller, M., Pagowski, M., Hansen, B., Ellrod, G., Jacobs, W., Toth, G., and Cober, S. (2007a). Fog research : A review of past achievements and future perspectives. *Pure Appl. Geophys.*, 164 :1121–1159. [16](#), [17](#)
- Gultepe, I., Tardif, R., Michaelides, S., Cermak, J., Bott, A., Bendix, J., Müller, M. D., Pagowski, M., Hansen, B., Ellrod, G., et al. (2007b). Fog research : A review of past achievements and future perspectives. *Pure and Applied Geophysics*, 164(6-7) :1121–1159. [2](#)
- Gustavsson, T., Karlsson, M., Bogren, J., and Lindqvist, S. (1998). Development of temperature patterns during clear nights. *Journal of Applied Meteorology*, 37(6) :559–571. [3](#)
- Haiden, T. and Whiteman, C. D. (2005). Katabatic flow mechanisms on a low-angle slope. *Journal of applied meteorology*, 44(1) :113–126. [29](#)
- Hammer, E., Gysel, M., Roberts, G., Elias, T., Hofer, J., Hoyle, C., Bukowiecki, N., Dupont, J.-C., Burnet, F., Baltensperger, U., et al. (2014). Size-dependent particle activation properties in fog during the parisfog 2012/13 field campaign. *Atmospheric Chemistry and Physics*, 14(19) :10517–10533. [9](#), [22](#), [113](#), [118](#), [133](#), [134](#)
- Hang, C., Nadeau, D., Gultepe, I., Hoch, S., Román-Cascón, C., Pryor, K., Fernando, H., Creegan, E., Leo, L., Silver, Z., et al. (2016). A case study of the mechanisms modulating the evolution of valley fog. *Pure and Applied Geophysics*, 173(9) :3011–3030. [32](#)
- Helmis, C. and Papadopoulos, K. (1996). Some aspects of the variation with time of katabatic flow over a simple slope. *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, 122(531) :595–610. [29](#)
- Hodges, D. and Pu, Z. (2016). The climatology, frequency, and distribution of cold season fog events in northern utah. *Pure and Applied Geophysics*, 173(9) :3197–3211. [3](#), [32](#)
- Hoppel, W. and Frick, G. (1990). Submicron aerosol size distributions measured over the tropical and south pacific. *Atmospheric Environment. Part A. General Topics*, 24(3) :645–659. [22](#)
- Jaenicke, R. (1993). Tropospheric aerosols. In *International Geophysics*, volume 54, pages 1–31. Elsevier. [21](#)
- Khairoutdinov, M. and Kogan, Y. (2000). A new cloud physics parameterization in a large-eddy simulation model of marine stratocumulus. *Monthly weather review*, 128(1) :229–243. [114](#)
- Köhler, H. (1936). The nucleus in and the growth of hygroscopic droplets. *Transactions of the Faraday Society*, 32 :1152–1161. [23](#)
- Kolmogorov, A. (1942). Equations of motion of an incompressible turbulent fluid. *Izv Akad Nauk SSSR Ser Phys*, 6(6) :56–58. [9](#)
- Koschmieder, H. (1925). Theorie der horizontalen sichtweite : Kontrast und sichtweite, keim&nemnich, frankfurt a. *Beitraege Physicae Freiburger Atmosphere*, 12 :171–181. [51](#)

- Kunkel, B. A. (1984). Parameterization of Droplet Terminal Velocity and Extinction Coefficient in Fog Models. *J. Clim. Appl. Meteorol*, 23 :34–41. [51](#)
- Lac, C., Chaboureaud, J.-P., Masson, V., Pinty, J.-P., Tulet, P., Escobar, J., Leriche, M., Barthe, C., Aouizerats, B., Augros, C., Aumond, P., Auguste, F., Bechtold, P., Berthet, S., Bielli, S., Bosseur, F., Caumont, O., Cohard, J.-M., Colin, J., Couvreux, F., Cuxart, J., Delautier, G., Dauhut, T., Ducrocq, V., Filippi, J.-B., Gazen, D., Geoffroy, O., Gheusi, F., Honnert, R., Lafore, J.-P., Lebeaupin Brossier, C., Libois, Q., Lunet, T., Mari, C., Maric, T., Mascart, P., Mogé, M., Molinié, G., Nuissier, O., Pantillon, F., Peyrillé, P., Pergaud, J., Perraud, E., Pianezze, J., Redelsperger, J.-L., Ricard, D., Richard, E., Riette, S., Rodier, Q., Schoetter, R., Seyfried, L., Stein, J., Suhre, K., Taufour, M., Thouron, O., Turner, S., Verrelle, A., Vié, B., Visentin, F., Vionnet, V., and Wautelet, P. (2018). Overview of the meso-nh model version 5.4 and its applications. *Geoscientific Model Development*, 11(5) :1929–1969. [43](#), [45](#)
- Langlois, W. (1973). A rapidly convergent procedure for computing large-scale condensation in a dynamical weather model. *Tellus*, 25(1) :86–87. [49](#)
- Largerion, Y. (2010). Dynamique de la couche limite atmosphérique stable en relief complexe. application aux épisodes de pollution particulaire des vallées alpines. [32](#)
- Lunet, T., Lac, C., Auguste, F., Visentin, F., Masson, V., and Escobar, J. (2017). Combination of weno and explicit runge–kutta methods for wind transport in the meso-nh model. *Monthly Weather Review*, 145(9) :3817–3838. [45](#)
- Maalick, Z., Kühn, T., Korhonen, H., Kokkola, H., Laaksonen, A., and Romakkaniemi, S. (2016). Effect of aerosol concentration and absorbing aerosol on the radiation fog life cycle. *Atmospheric Environment*, 133 :26–33. [4](#), [24](#), [25](#), [102](#), [133](#)
- Mahrt, L., Richardson, S., Seaman, N., and Stauffer, D. (2010). Non-stationary drainage flows and motions in the cold pool. *Tellus A*, 62(5) :698–705. [29](#)
- Malardel, S. (2009). *Fondamentaux de météorologie*. Cépadués Editions. [7](#)
- Maronga, B. and Bosveld, F. (2017). Key parameters for the life cycle of nocturnal radiation fog : a comprehensive large-eddy simulation study. *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, 143(707) :2463–2480. [17](#), [18](#), [20](#)
- Martin, G., Johnson, D., and Spice, A. (1994). The measurement and parameterization of effective radius of droplets in warm stratocumulus clouds. *Journal of the Atmospheric Sciences*, 51(13) :1823–1842. [53](#), [97](#), [116](#)
- Mason, J. (1982). The physics of radiation fog. *Journal of the Meteorological Society of Japan. Ser. II*, 60(1) :486–499. [36](#)
- Masson, V. (2000). A physically-based scheme for the urban energy budget in atmospheric models. *Boundary-layer meteorology*, 94(3) :357–397. [45](#)

- Masson, V., Le Moigne, P., Martin, E., Faroux, S., Alias, A., Alkama, R., Belamari, S., Barbu, A., Boone, A., Bouyssel, F., et al. (2013). The surfexv7. 2 land and ocean surface platform for coupled or offline simulation of earth surface variables and fluxes. *Geoscientific Model Development*, 6 :929–960. [45](#)
- Mazoyer, M. (2016). *Impact du processus d'activation sur les propriétés microphysiques des brouillards et sur leur cycle de vie*. PhD thesis. [24](#), [50](#), [114](#), [127](#), [187](#)
- Mazoyer, M., Burnet, F., Denjean, C., Roberts, G. C., Haeffelin, M., Dupont, J.-C., and Elias, T. (2019). Experimental study of the aerosol impact on fog microphysics. *Atmospheric Chemistry and Physics*, 19(7) :4323–4344. [9](#), [26](#), [37](#), [113](#), [118](#), [133](#), [134](#)
- Mazoyer, M., Lac, C., Thouron, O., Bergot, T., Masson, V., and Musson-Genon, L. (2017). Large eddy simulation of radiation fog : impact of dynamics on the fog life cycle. *Atmospheric Chemistry and Physics*, 17(21) :13017. [3](#), [16](#), [17](#), [19](#), [43](#), [47](#), [50](#)
- Mironov, D., Heise, E., Kourzeneva, E., Ritter, B., Schneider, N., and Terzhevik, A. (2010). Implementation of the lake parameterisation scheme flake into the numerical weather prediction model cosmo. [45](#)
- Mlawer, E. J., Taubman, S. J., Brown, P. D., Iacono, M. J., and Clough, S. A. (1997). Radiative transfer for inhomogeneous atmospheres : Rrtm, a validated correlated-k model for the longwave. *Journal of Geophysical Research : Atmospheres*, 102(D14) :16663–16682. [53](#)
- Morcrette, J.-J. (1991). Radiation and cloud radiative properties in the european centre for medium range weather forecasts forecasting system. *Journal of Geophysical Research : Atmospheres*, 96(D5) :9121–9132. [53](#)
- Müller, M. D., Masbou, M., and Bott, A. (2010). Three-dimensional fog forecasting in complex terrain. *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, 136(653) :2189–2202. [2](#), [33](#)
- Müller, M. D., Schmutz, C., and Parlow, E. (2007). A one-dimensional ensemble forecast and assimilation system for fog prediction. *Pure and Applied Geophysics*, 164(6-7) :1241–1264. [2](#)
- Musson-Genon, L. (1987). Numerical Simulation of a Fog Event with a One-Dimensional Boundary Layer Model. *Mon. Wea. Rev.*, 115 :592–607. [2](#)
- Nakanishi, M. (2000). Large-eddy simulation of radiation fog. *Boundary-layer meteorology*, 94(3) :461–493. [3](#), [16](#), [19](#), [20](#), [118](#)
- Niu, S., Lu, C., Liu, Y., Zhao, L., Lü, J., and Yang, J. (2010). Analysis of the microphysical structure of heavy fog using a droplet spectrometer : A case study. *Advances in Atmospheric Sciences*, 27(6) :1259–1275. [27](#)
- Noilhan, J. and Planton, S. (1989). A simple parameterization of land surface processes for meteorological models. *Monthly weather review*, 117(3) :536–549. [45](#)
- Oke, T. R. (2002). *Boundary layer climates*. Routledge. [30](#), [187](#)

- O'Steen, L. B. (2000). Numerical simulation of nocturnal drainage flows in idealized valley-tributary systems. *Journal of Applied Meteorology*, 39(11) :1845–1860. [32](#)
- Petters, M. and Kreidenweis, S. (2007). A single parameter representation of hygroscopic growth and cloud condensation nucleus activity. *Atmospheric Chemistry and Physics*, 7(8) :1961–1971. [24](#)
- Philip, A., Bergot, T., Bouteloup, Y., and Bouyssel, F. (2016). The impact of vertical resolution on fog forecasting in the kilometric-scale model arome : A case study and statistics. *Weather and Forecasting*, 31(5) :1655–1671. [52](#), [188](#)
- Pilié, R., Mack, E., Kocmond, W., Rogers, C., and Eadie, W. (1975). The life cycle of valley fog. part i : Micrometeorological characteristics. *Journal of Applied Meteorology*, 14(3) :347–363. [16](#), [29](#), [33](#)
- Pinty, J.-P. and Jabouille, P. (1998). 6b. a mixed-phased cloud parameterization for use in a mesoscale non-hydrostatic model : simulations of a squall line and of orographic precipitation. In *Conference on Cloud Physics : 14th Conference on Planned and Inadvertent Weather Modification*, pages 17–21. [48](#)
- Poku, C., Ross, A., Blyth, A., Hill, A., and Price, J. (2019). How important are aerosol–fog interactions for the successful modelling of nocturnal radiation fog? *Weather*. [26](#), [97](#), [100](#), [102](#), [103](#), [113](#), [114](#), [126](#), [127](#), [130](#), [133](#)
- Porch, W. M., Fritz, R. B., Coulter, R. L., and Gudiksen, P. H. (1989). Tributary, valley and sidewall air flow interactions in a deep valley. *Journal of Applied Meteorology*, 28(7) :578–589. [32](#)
- Porson, A., Price, J., Lock, A., and Clark, P. (2011). Radiation fog. part ii : large-eddy simulations in very stable conditions. *Boundary-Layer Meteorology*, 139(2) :193–224. [3](#), [19](#), [36](#), [37](#), [38](#)
- Price, J. (2011). Radiation fog. part i : observations of stability and drop size distributions. *Boundary-Layer Meteorology*, 139(2) :167–191. [18](#), [36](#), [37](#), [39](#)
- Price, J. (2019). On the formation and development of radiation fog : An observational study. *Boundary-Layer Meteorology*, pages 1–31. [17](#), [18](#), [106](#), [110](#), [190](#)
- Price, J. and Clark, R. (2014). On the measurement of dewfall and fog-droplet deposition. *Boundary-layer meteorology*, 152(3) :367–393. [38](#)
- Price, J., Lane, S., Boutle, I., Smith, D., Bergot, T., Lac, C., Ducongé, L., McGregor, J., Kerr-Munslow, A., Pickering, M., and Clark, R. (2018). Lanfex : a field and modeling study to improve our understanding and forecasting of radiation fog. *Bulletin of American Meteorological Society*. [4](#), [35](#), [37](#), [41](#), [42](#), [52](#), [57](#), [62](#), [97](#), [101](#), [108](#), [131](#), [132](#), [139](#), [187](#)

- Price, J., Porson, A., and Lock, A. (2015). An observational case study of persistent fog and comparison with an ensemble forecast model. *Boundary-Layer Meteorology*, 155(2) :301–327. [19](#), [20](#), [27](#), [36](#)
- Price, J., Vosper, S., Brown, A., Ross, A., Clark, P., Davies, F., Horlacher, V., Claxton, B., McGregor, J., Hoare, J., et al. (2011). Colpex : field and numerical studies over a region of small hills. *Bulletin of the American Meteorological Society*, 92(12) :1636–1650. [4](#), [30](#), [39](#), [42](#), [131](#)
- Pruppacher, H. R. and Klett, J. D. (1978). Microstructure of atmospheric clouds and precipitation. In *Microphysics of Clouds and Precipitation*, pages 9–55. Springer. [27](#)
- Rangognio, J., Tulet, P., Bergot, T., Gomes, L., Thouron, O., and Leriche, M. (2009). Influence of aerosols on the formation and development of radiation fog. *Atmospheric Chemistry and Physics Discussions*, 9(5) :17963–18019. [26](#)
- Roach, W. T., Brown, R., Caughey, S. J., Garland, J. A., and Readings, C. J. (1976). The Physics of Radiation Fog : I – A Field Study. *Quart. J. Roy. Meteorol. Soc.*, 102 :313–333. [1](#), [16](#), [19](#), [27](#), [36](#)
- Román-Cascón, C., Steeneveld, G., Yagüe, C., Sastre, M., Arrillaga, J., and Maqueda, G. (2016). Forecasting radiation fog at climatologically contrasting sites : evaluation of statistical methods and wrf. *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, 142(695) :1048–1063. [17](#)
- Rooy, W. D., Bruijn, C. D., Tijm, S., Neggers, R., Siebesma, P., and Barkmeijer, J. (2010). Experiences with harmonie at knmi. In *HIRLAM Newsletter*, volume 56, pages 21–29. [52](#)
- Sabatier, T. (2018). *Circulations à fine échelle et qualité de l'air hivernal dans une vallée alpine urbanisée*. PhD thesis, Université de Toulouse, Université Toulouse III-Paul Sabatier. [136](#)
- Savijärvi, H., Arola, A., and Räisänen, P. (1997). Short-wave optical properties of precipitating water clouds. *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, 123(540) :883–899. [54](#), [97](#)
- Savijärvi, H. and Räisänen, P. (1998). Long-wave optical properties of water clouds and rain. *Tellus A*, 50(1) :1–11. [54](#)
- Schmidli, J. and Rotunno, R. (2010). Mechanisms of along-valley winds and heat exchange over mountainous terrain. *Journal of the atmospheric sciences*, 67(9) :3033–3047. [30](#)
- Schwenkel, J. and Maronga, B. (2019). Large-eddy simulation of radiation fog with comprehensive two-moment bulk microphysics : impact of different aerosol activation and condensation parameterizations. *Atmospheric Chemistry and Physics*, 19(10) :7165–7181. [51](#)
- Serafin, S., Adler, B., Cuxart, J., De Wekker, S., Gohm, A., Grisogono, B., Kalthoff, N., Kirshbaum, D., Rotach, M., Schmidli, J., et al. (2018). Exchange processes in the atmospheric boundary layer over mountainous terrain. *Atmosphere*, 9(3) :102. [31](#), [187](#)

- Sheridan, P., Vosper, S., and Brown, A. (2014). Characteristics of cold pools observed in narrow valleys and dependence on external conditions. *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, 140(679) :715–728. [32](#), [39](#)
- Skamarock, W. C. (2004). Evaluating mesoscale nwp models using kinetic energy spectra. *Monthly weather review*, 132(12) :3019–3032. [44](#)
- Slingo, A. (1989). A gcm parameterization for the shortwave radiative properties of water clouds. *Journal of the Atmospheric Sciences*, 46(10) :1419–1427. [54](#)
- Slingo, A. and Schrecker, H. (1982). On the shortwave radiative properties of stratiform water clouds. *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, 108(456) :407–426. [53](#)
- Spracklen, D., Carslaw, K., Pöschl, U., Rap, A., and Forster, P. (2011). Global cloud condensation nuclei influenced by carbonaceous combustion aerosol. *Atmospheric Chemistry and Physics*, 11(17) :9067–9087. [9](#)
- Stolaki, S., Haeffelin, M., Lac, C., Dupont, J.-C., Elias, T., and Masson, V. (2015). Influence of aerosols on the life cycle of a radiation fog event. a numerical and observational study. *Atmospheric research*, 151 :146–161. [4](#), [25](#), [97](#), [102](#), [126](#), [133](#)
- Tao, W.-K., Chen, J.-P., Li, Z., Wang, C., and Zhang, C. (2012). Impact of aerosols on convective clouds and precipitation. *Reviews of Geophysics*, 50(2). [25](#), [187](#)
- Tardif, R. (2007). The impact of vertical resolution in the explicit numerical forecasting of radiation fog : A case study. In *Fog and Boundary Layer Clouds : Fog Visibility and Forecasting*, pages 1221–1240. Springer. [2](#)
- Tardif, R. and Rasmussen, R. M. (2007). Event-based climatology and typology of fog in the new york city region. *Journal of applied meteorology and climatology*, 46(8) :1141–1168. [1](#), [15](#)
- Taylor, G. (1917). The formation of fog and mist. *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, 43(183) :241–268. [1](#)
- Terradellas, E. and Cano, D. (2007). Implementation of a single-column model for fog and low cloud forecasting at central-spanish airports. In *Fog and Boundary Layer Clouds : Fog Visibility and Forecasting*, pages 1327–1345. Springer. [2](#)
- Thouren, O., Brenguier, J.-L., and Burnet, F. (2012). Supersaturation calculation in large eddy simulation models for prediction of the droplet number concentration. *Geoscientific Model Development*, 5(3) :761–772. [viii](#), [50](#), [51](#), [103](#), [116](#), [128](#), [130](#), [134](#), [136](#)
- Tonttila, J., Maalick, Z., Raatikainen, T., Kokkola, H., Kühn, T., and Romakkaniemi, S. (2017). Uclales-salsa v1. 0 : a large-eddy model with interactive sectional microphysics for aerosol, clouds and precipitation. *Geoscientific Model Development*, 10(1) :169. [25](#), [113](#)
- Toth, G., Gulpepe, I., Milbrandt, J., Hansen, B., Pearson, G., Fogarty, C., and Burrows, W. (2010). On fog and fog forecasting. [1](#)

- Vié, B., Pinty, J.-P., Berthet, S., and Leriche, M. (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(2) :567–586. [48](#)
- Voldoire, A., Decharme, B., Pianezze, J., Brossier, C. L., Sevault, F., Seyfried, L., Garnier, V., Bielli, S., Valcke, S., Alias, A., et al. (2017). Surfex v8. 0 interface with oasis3-mct to couple atmosphere with hydrology, ocean, waves and sea-ice models, from coastal to global scales. [45](#)
- Vosper, S. and Brown, A. (2008). Numerical simulations of sheltering in valleys : the formation of nighttime cold-air pools. *Boundary-layer meteorology*, 127(3) :429–448. [3](#), [31](#), [32](#), [91](#)
- Vosper, S., Carter, E., Lean, H., Lock, A., Clark, P., and Webster, S. (2013). High resolution modelling of valley cold pools. *Atmospheric Science Letters*, 14(3) :193–199. [4](#), [39](#), [135](#)
- Vosper, S., Hughes, J., Lock, A., Sheridan, P., Ross, A., Jemmett-Smith, B., and Brown, A. (2014). Cold-pool formation in a narrow valley. *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, 140(679) :699–714. [4](#), [29](#), [30](#), [39](#), [40](#), [57](#), [94](#), [132](#), [188](#)
- Wærsted, E. G., Haeffelin, M., Dupont, J.-C., Delanoë, J., and Dubuisson, P. (2017). Radiation in fog : quantification of the impact on fog liquid water based on ground-based remote sensing. *Atmospheric Chemistry and Physics*, 17(17) :10811–10835. [17](#), [18](#), [19](#), [25](#)
- Wærsted, E. G., Haeffelin, M., Steeneveld, G.-J., and Dupont, J.-C. (2019). Understanding the dissipation of continental fog by analysing the lwp budget using idealized les and in situ observations. *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, 145(719) :784–804. [20](#), [117](#), [126](#), [128](#)
- Whitby, K. T. (1978). The physical characteristics of sulfur aerosols. In *Sulfur in the Atmosphere*, pages 135–159. Elsevier. [22](#)
- Whiteman, C. D. (1982). Breakup of temperature inversions in deep mountain valleys : Part i. observations. *Journal of Applied Meteorology*, 21(3) :270–289. [30](#), [90](#)
- Whiteman, C. D. (2000). *Mountain meteorology : fundamentals and applications*. Oxford University Press. [28](#), [30](#), [187](#)
- Whiteman, C. D. and Barr, S. (1986). Atmospheric mass transport by along-valley wind systems in a deep colorado valley. *Journal of climate and applied meteorology*, 25(9) :1205–1212. [30](#)
- Whiteman, C. D., Bian, X., and Sutherland, J. L. (1999). Wintertime surface wind patterns in the colorado river valley. *Journal of Applied Meteorology*, 38(8) :1118–1130. [29](#), [30](#)
- Whiteman, C. D. and Doran, J. C. (1993). The relationship between overlying synoptic-scale flows and winds within a valley. *Journal of Applied Meteorology*, 32(11) :1669–1682. [32](#), [57](#), [135](#)
- Xue, Y., Wang, L.-P., and Grabowski, W. W. (2008). Growth of cloud droplets by turbulent collision–coalescence. *Journal of the Atmospheric Sciences*, 65(2) :331–356. [27](#)



- Zaïdi, H., Dupont, E., Milliez, M., Musson-Genon, L., and Carissimo, B. (2013). Numerical simulations of the microscale heterogeneities of turbulence observed on a complex site. *Boundary-layer meteorology*, 147(2) :237–259. [47](#)
- Zängl, G. (2004). A reexamination of the valley wind system in the alpine inn valley with numerical simulations. *Meteorology and Atmospheric Physics*, 87(4) :241–256. [3](#), [31](#), [63](#), [101](#), [132](#), [136](#)
- Zhang, X., Musson-Genon, L., Dupont, E., Milliez, M., and Carissimo, B. (2014). On the influence of a simple microphysics parametrization on radiation fog modelling : A case study during parisfog. *Boundary-layer meteorology*, 151(2) :293–315. [50](#)
- Zhao, X., Pu, W., Meng, W., Ma, Z., Dong, F., and He, D. (2013). Pm<sub>2.5</sub> pollution and aerosol optical properties in fog and haze days during autumn and winter in beijing area. *Huan jing ke xue= Huanjing kexue*, 34(2) :416–423. [27](#)
- Zhong, S. and Whiteman, C. D. (2008). Downslope flows on a low-angle slope and their interactions with valley inversions. part ii : Numerical modeling. *Journal of Applied Meteorology and Climatology*, 47(7) :2039–2057. [29](#)
- Zhou, B. and Ferrier, B. S. (2008). Asymptotic analysis of equilibrium in radiation fog. *Journal of Applied Meteorology and Climatology*, 47(6) :1704–1722. [19](#)

# Acronymes

$S_{max}$  sursaturation maximale. 49

$\kappa$  paramètre d'hygroscopicité. 24

$\theta$  température potentielle. 8

$e$  énergie cinétique turbulente. 9

$r_c$  rapport de mélange d'eau nuageuse. 43

$r_i$  rapport de mélange de la glace. 8

$r_l$  rapport de mélange d'eau liquide. 8

$r_{v,s}$  rapport de mélange de vapeur d'eau à saturation. 9

$r_v$  rapport de mélange de vapeur d'eau. 8, 43

**AC** processus d'auto-collection. 27

**ACTI** processus d'activation. 26

**ADV** advection. 10

**CCN** noyaux de condensation nuageux ou *Cloud Condensation Nuclei*. 4

**CLA** couche limite atmosphérique. 8

**COLPEX** *COLd-air Pooling EXperiment*. 4

**COND** processus de condensation. 26

**DEPO** processus de dépôt. 27

**DISS** dissipation. 10

**DP** production dynamique ou *dynamical production*. 10

**G** flux de chaleur échangé avec le sous-sol. 13

**H** flux de chaleur sensible. 13

**HR** humidité relative. 9

**LANFEX** *Local And Non-local fog EXperiment*. 4

**LE** flux de chaleur latente. 13

**LES** simulation aux grands tourbillons, ou *Large-Eddy Simulation*. 2

- LIMA** *Liquid Ice Multiple Aerosols*. 4
- LW**↓ rayonnement aux grandes longueurs d'onde descendant ou *downward longwave*. 12
- LW**↑ rayonnement aux grandes longueurs d'onde montant ou *upward longwave*. 12
- LWC** contenu en eau liquide ou *Liquid Water Content*. 51
- LWP** contenu intégré en eau liquide ou *Liquid Water Path*. 98
- N<sub>c</sub>** concentration en nombre de gouttelettes. 44
- OMM** Organisation Météorologique Mondiale. 1
- PNT** Prévision Numérique du Temps. 2
- RE** rayon effectif. 53
- S** sursaturation. 51
- SEDI** processus de sédimentation. 27
- SW**↓ rayonnement aux courtes longueurs d'onde descendant ou *downward shortwave*. 12
- SW**↑ rayonnement aux courtes longueurs d'onde montant ou *upward shortwave*. 12
- TP** production thermique ou *thermal production*. 10
- TR** transport. 10
- TURB** processus turbulents. 27
- VIS** visibilité. 51

# Liste des figures

1	Nombre de jours moyen de brouillards par an calculé sur la période 1981-2010 pour plusieurs stations météorologiques en France. Source : Météo-France. . . . .	2
1.1	Illustration schématique des quatre principaux processus régissant l'évolution de la turbulence au sein d'un fluide en 2 dimensions. 1) Turbulence d'origine dynamique, 2) advection de turbulence par le mouvement moyen du fluide de vitesse $U$ , 3) turbulence d'origine thermique pour des températures $T_1 > T_2$ et 4) transport de la turbulence par la turbulence elle-même. Les flèches roses désignent le déplacement turbulent local relativement à la vitesse moyenne du fluide $U$ . Image issue du site de l'Université de Duisburg-Essen. . . . .	11
1.2	Principaux flux et bilan d'énergie idéalisé sur une surface plane (a) en journée et (b) pendant la nuit. Extrait de Blein [2016]. . . . .	13
1.3	Cycle idéalisé de la couche limite atmosphérique en terrain plat pour des conditions de grande-échelles non-nuageuses et à vent faible, tiré de Delmas et al. [2005].	14
1.4	Cycle de vie idéalisé du brouillard radiatif en terrain homogène avec les phases de formation, mature et dissipation. Cette dernière découle de trois mécanismes possible de dissipation : 1) par augmentation du vent synoptique, 2) par apparition d'une couche nuageuse d'altitude et 3) par rayonnement solaire. . . . .	18
1.5	Schéma idéalisé de la distribution granulométrique des aérosols atmosphériques montrant leurs sources, leurs transformations et leurs puits, issu de Dupuy [2003].	23
1.6	Schéma illustrant l'évolution de la sursaturation en vapeur d'eau à l'interface particule-air en fonction du diamètre de la particule, issu de Mazoyer [2016]. . . . .	24
1.7	Illustration des différentes interactions entre aérosols, nuages et rayonnement solaire reportées dans la littérature, issu de Tao et al. [2012] . . . . .	25
1.8	Illustration schématique des phénomènes d'écoulement (a) catabatique et (b) anabatique développés sur une pente, issu de Whiteman [2000] . . . . .	28
1.9	Représentation conceptuelle de la dynamique interne à une vallée par conditions stables nocturnes et sans influence de la grande-échelle. Adapté de Oke [2002]. . . . .	30
1.10	Illustration schématique du mécanisme de formation du courant de drainage en conditions stables nocturnes. L'indice $p$ désigne les paramètres descriptifs de la plaine, l'indice $v$ ceux de la vallée. Les différences $\Delta P$ et $\Delta\theta$ indiquent les différences de pression et de température potentielle vallée-plaine. Adapté de Serafin et al. [2018]. . . . .	31
2.1	Régions d'intérêt sur lesquelles la campagne LANFEX s'est déroulée. En haut : les collines du Shropshire, les sites principaux sont repérés par des étoiles, les sites secondaires sont repérés par des carrés. En bas : l'environnement relativement plat autour de Cardington. Issu de Price et al. [2018] . . . . .	37

2.2	Orographie (en mètres) du domaine d'étude de la campagne COLPEX. Les sites principaux sont repérés par des carrés : « D » pour Duffryn (noté « Upper Duffryn » pendant LANFEX, voir Fig. 2.1), « S » pour Springhill et « B » pour Burfield. Les ronds numérotés indiquent la position et les numéros des capteurs de température mis en place. On identifie une partie des vallées de Pentre et de Skyborry au sud, peu ou pas instrumentées pendant COLPEX. Issu de Vosper et al. [2014]. . . . .	40
2.3	Orographie (en mètres) avec un zoom sur les vallées instrumentées pendant LANFEX. Les étoiles marquent les positions des sites principaux. Les numéros indiquent les connexions entre chaque vallée et leurs ouvertures. . . . .	40
2.4	Exemple de spectres d'activation pour des CCN de type continentaux, pour différents rayons géométriques. Issu de Cohard and Pinty [2000]. . . . .	49
2.5	Illustration de la PDF utilisée pour déterminer la fraction nuageuse sous-maille. Ici, l'aire hachurée détermine la fraction nuageuse de la maille pour toutes les valeurs locales de $r_t$ supérieures à la valeur moyenne $\overline{r_{sat}}$ de la maille. Schéma adapté de Philip et al. [2016]. . . . .	52
3.1	Analyses synoptiques produites par Météo-France toutes les 6 heures, dans la nuit du 1 au 2 octobre 2015. Les « A » représentent les centres des anticyclones, les « D » ceux des dépressions. Les isobares sont en traits verts et indiquent la pression réduite au niveau de la mer. La région du Shropshire est repérée par l'étoile rouge au centre de chaque carte. . . . .	56
3.2	Observations obtenues par les lancers de radiosondages à différents instants depuis le site de Jay Barns. (a) température potentielle (K), (b) humidité relative (%), (c) vitesse du vent ( $\text{m s}^{-1}$ ) et (d) direction du vent. . . . .	59
3.3	Séries temporelles observées de température à différentes hauteurs de mâts (traits pleins, échelle de gauche en °C) et de flux $\text{LW}\downarrow$ en surface (pointillés bleus, échelle de droite en $\text{W m}^{-2}$ ) sur les sites de (a) Jay Barns, (b) Skyborry, (c) Pentre et (d) Springhill pour cette POI 12. Les mesures de ces paramètres n'ont pas fonctionné pour Whitcott. Les plages de couleur indiquent la présence de brouillard sur chaque site (visibilité inférieure à 1 km pendant au moins 30 minutes). . . . .	60
3.4	Moyennes glissantes sur 30 minutes des séries temporelles observées sur les sites principaux lors de la POI 12. (a) visibilité horizontale à 1.2 mètres (km), (b) direction du vent à 10 mètres, (c) vitesse du vent à 10 mètres ( $\text{m s}^{-1}$ ) et (d) énergie cinétique turbulente ( $\text{m}^2 \text{s}^{-2}$ ). . . . .	61
3.5	Figure illustrant les zones utilisées sur lesquelles les bilans sont moyennés (en bleu), avec pour limites supérieures : 220 m au dessus du niveau de la mer (AMSL) pour la vallée de Jay Barns, 250 m AMSL pour Skyborry, 265 m AMSL pour Pentre et 235 m AMSL pour Whitcott. Les contours noirs représentent les isocontours de l'orographie tous les 20 mètres. . . . .	89

3.6	Séries temporelles des bilans d'eau nuageuse moyennés sur le volume de chaque vallée. (a) Jay Barns, (b) skyborry, (c) Pentre et (d) Whitcott. Les contributions moyennes sont en traits pleins colorés (échelle de gauche, $\text{g kg}^{-1} \text{ h}^{-1}$ ), les composantes du vent moyen aligné avec l'axe de la vallée en traits noirs tiretés (échelle de droite, $\text{m s}^{-1}$ ) et le rapport de mélange d'eau nuageuse moyen en trait bleu tireté (échelle de gauche, $\text{g kg}^{-1}$ ). . . . .	92
3.7	Comme pour la Fig. 3.6 mais pour les contributions au bilan de température ( $\text{K h}^{-1}$ ). . . . .	93
3.8	Fonctions de densités de probabilité normalisées par leur maximum respectifs entre les contributions advectives et radiatives au bilan de température ( $\text{K h}^{-1}$ ) pour une période où le brouillard vient de se former dans la vallée (à gauche), et une autre période où il est bien établi (à droite). (a, b) Jay Barns, (c, d) Skyborry et (e, f) Pentre. . . . .	95
3.9	Coupes verticales nord-sud passant par le site de Skyborry, moyennées entre 01 et 02 UTC. (a) contribution de la condensation au bilan d'eau nuageuse (plages de couleurs, $\text{g kg}^{-1} \text{ h}^{-1}$ ) et iso-contours d'eau nuageuse (en verts, de 0.05 à 0.5 $\text{g kg}^{-1}$ par pas de 0.05 $\text{g kg}^{-1}$ ), (b) contribution radiative au bilan de température (plages de couleurs, $\text{K h}^{-1}$ ) et iso-contours de température potentielle (K) et (c) contribution advective au bilan de température (plages de couleurs, $\text{K h}^{-1}$ ) et iso-contours de température potentielle (K). Les contours noirs montrent le vent zonal perpendiculaire à l'axe de la coupe (de 0 à 3 $\text{m s}^{-1}$ par pas de 0.5) et les flèches le vent parallèle à l'axe de la coupe. . . . .	96
3.10	Séries temporelles de (a,b) flux $\text{LW}\downarrow$ en surface ( $\text{W m}^{-2}$ ) et (c,d) quantité d'eau en surface résultant des processus de rosée, dépôt et sédimentation (mm) pour les sites de Jay Barns et Pentre. Observations en noir et simulations en couleur (légende dans l'encadré sur le panel b). Les observations de quantités d'eau ont été ramenées à zéro à 20 UTC pour faciliter la comparaison. . . . .	98
3.11	Différences du LWP (0-150 m), moyennées entre 00 et 02 UTC, entre (a) les simulations L350 et REF et (b) les simulation LOR et NRAD (en $\text{g m}^{-2}$ ). Les sites principaux de LANFEX sont repérés par les cercles noirs. . . . .	99
3.12	Séries temporelles de profils verticaux sur le site de Jay Barns de (a, b) rapport de mélange d'eau nuageuse ( $\text{g kg}^{-1}$ ), (c, d) concentration de gouttelettes ( $\text{cm}^{-3}$ ) et (e, f) diamètre volumique moyen des gouttelettes ( $\mu\text{m}$ ). Pour la simulation REF à gauche et la simulation L350 à droite. . . . .	99
3.13	Séries temporelles de profils verticaux sur le site de Jay Barns de (a, b) rapport de mélange d'eau nuageuse ( $\text{g kg}^{-1}$ ), (c, d) concentration de gouttelettes ( $\text{cm}^{-3}$ ) et (e, f) fraction de CCN activés sur la population totale (sans unité). Pour la simulation NRAD à gauche et la simulation LOR à droite. . . . .	100

4.1	Analyses synoptiques des pressions réduites au niveau de la mer (hPa) produites par Météo-France toutes les 6 heures, dans la nuit du 24 au 25 novembre 2014. Les « A » représentent les centres des anticyclones, les « D » ceux des dépressions. Les isobares sont en traits verts. Le site de Cardington est repéré par l'étoile rouge au centre de chaque carte. . . . .	104
4.2	Profils verticaux observés par les radiosondages lancés lors de la nuit du 24 au 25 novembre 2014 depuis Cardington. (a) température potentielle (K), (b) humidité relative (%), (c) vitesse du vent ( $\text{m s}^{-1}$ ), (d) direction du vent. . . . .	105
4.3	Séries temporelles mesurées en surface à Cardington entre le 24/11/2014 17 UTC et le 25/11/2014 12 UTC. (a) flux SW montants (SWUP), descendants (SWDN) et diffus (SWDF) ( $\text{W m}^{-2}$ ), (b) flux LW montants (LWUP) descendants (LWDN) avec données manquantes entre 2315 et 0815 UTC en raison d'un probable dépôt de givre sur le capteur ( $\text{W m}^{-2}$ ), (c) température infrarouge ( $^{\circ}\text{C}$ ) et humidité relative (%) au niveau du sol, (d) flux de chaleur sensible à 1 cm dans le sol (SHF) et flux de chaleur latente à 10 mètres (LE) ( $\text{W m}^{-2}$ ) et (e) masse d'eau déposée sur le dewmeter (courbe bleue « MASS », $m_w$ en g) et sa variation (courbe rouge « RATE », $\frac{dm_w}{dt}$ en $\text{g m}^{-2} \text{h}^{-1}$ ). . . . .	107
4.4	Séries temporelles mesurée sur le mât instrumenté à Cardington entre le 24/11/2014 17 UTC et le 25/11/2014 12 UTC. (a) Visibilité horizontale (m) à 1.2 mètres puis, pour différentes hauteurs (LOW indiquant 1.5 mètres pour température et humidité relative, et 2 mètres pour le vent et les quantités turbulentes) : (b) température ( $^{\circ}\text{C}$ ), (c) humidité relative (%), (d) vitesse du vent ( $\text{m s}^{-1}$ ), (e) direction du vent, (f) TKE ( $\text{m}^2 \text{s}^{-2}$ ) et (g) variance de la vitesse verticale ( $\text{m}^2 \text{s}^{-2}$ ). Les pointillés sur le panel (a) montrent le seuil de définition du brouillard selon l'OMM, sur le panel (b) le seuil du $0^{\circ}\text{C}$ , sur le panel (c) le seuil de la saturation et sur le panel (g) la seuil marquant la frontière entre un brouillard fin et un brouillard développé selon Price [2019]. . . . .	110
4.5	Profils verticaux de (a) contenu en eau liquide ( $\text{g m}^{-3}$ ) et (b) concentration en gouttelettes ( $\text{cm}^{-3}$ ) observés par les ballons captifs lors de la POI 1. . . . .	111
4.6	Profils verticaux de diamètre volumique moyen des gouttelettes ( $\mu\text{m}$ ) calculés avec les mesure de contenu en eau liquide et de concentration de gouttelettes de la Fig. 4.5 . . . . .	111
4.7	Séries temporelles de contenu en eau liquide intégré sur la verticale, observé par radiomètre en bleu ciel ( $\text{g m}^{-2}$ ) avec la moyenne glissante sur 30 minutes en bleu foncé et l'incertitude de mesure en plage grisée. . . . .	112
4.8	Profils verticaux issus de Boutle et al. [2018] à 0030 UTC :(a) le contenu en eau liquide ( $\text{g m}^{-2}$ ), (b) $N_c$ ( $\text{cm}^{-3}$ ) et (c) $\theta$ (K). En noir l'observation (en gris à 00 UTC) et en rouge la simulation LES. Les autres courbes ne sont pas commentées ici. Pour la LES sur le panel b, il y a distinction entre les particules activées (trait plein) et les particules de diamètre supérieur à $2 \mu\text{m}$ (pointillés). . . . .	114

4.9	Série temporelle de profils verticaux de sursaturation (%) simulés par la simulation LES de Boutle et al. [2018]. . . . .	114
4.10	Séries temporelles observées (en noir), simulées par 3MOD (rose), L100 (jaune), NSX (bleu) et SPRO (vert). Les données modèles ont été moyennées sur l'horizontale, sur tout le domaine. (a) Visibilité à 1.2 mètres (m), (b) flux LW↓ en surface ( $\text{W m}^{-2}$ ), (c) température à 1.5 mètres ( $^{\circ}\text{C}$ ), (d) variance de la vitesse verticale à 2 mètres ( $\text{m}^2 \text{s}^{-2}$ ) et (e) flux de chaleur sensible en surface (modèle) et à 2 mètres (observé) ( $\text{W m}^{-2}$ ). Les plages de couleur montrent la dispersion sur tout le domaine. . . . .	119
4.11	Séries temporelles des températures observées (pointillés) et simulés (traits pleins) à différentes hauteurs par (a) 3MOD et (c) L100. Les données modèles ont été moyennées sur l'horizontale, sur tout le domaine. Le terme "LOW" désigne la hauteur 1.5 mètres ici. . . . .	120
4.12	Profils verticaux à différents instants de la température potentielle (K) observée par radiosondages (en noir), simulés par 3MOD (rose), L100 (jaune), NSX (bleu) et SPRO (vert). Les données modèles ont été moyennées sur l'horizontale, sur tout le domaine. Les plages de couleur montrent la dispersion sur tout le domaine pour les simulations. . . . .	121
4.13	Séries temporelles observées (en noir), simulées par 3MOD (rose), L100 (jaune), NSX (bleu) et SPRO (vert). Les données modèles ont été moyennées sur l'horizontale, sur tout le domaine. (a) LWP ( $\text{g m}^{-2}$ ), (b) variation de la masse d'eau en surface, les données modèles sont issus de la somme des vitesses de dépôt et de sédimentation simulées en surface ( $\text{g m}^{-2} \text{h}^{-1}$ ) et (c) masse d'eau en surface depuis 18 UTC (g). Les plages de couleur montrent la dispersion sur tout le domaine pour les simulations. . . . .	122
4.14	Profils verticaux à différents instants observé par la sonde sous ballon captif (en noir), simulés par 3MOD (rose), L100 (jaune), NSX (bleu) et SPRO (vert). Les données modèles ont été moyennées sur l'horizontale, sur tout le domaine. En haut : contenu en eau liquide ( $\text{g cm}^{-3}$ ). Au milieu : concentration de gouttelettes ( $\text{cm}^{-3}$ ). En bas : diamètre des gouttelettes ( $\mu\text{m}$ ). Les plages de couleur montrent la dispersion sur tout le domaine pour les simulations, pour le contenu en eau liquide et la concentration de gouttelettes. . . . .	123
4.15	Séries temporelles de profils verticaux simulés par 3MOD (gauche) et L100 (droite). (a, b) rapport de mélange d'eau nuageuse ( $\text{g kg}^{-1}$ ), (c, d) Concentration de gouttelettes ( $\text{cm}^{-3}$ , avec des isolignes différentes entre c et d) et (e, f) sursaturation maximale (%). Les profils sont moyennés horizontalement sur tout le domaine de la simulation. . . . .	124
4.16	Comme pour la figure 4.15 mais pour les simulations NSX (gauche) et SPRO (droite). Pour SPRO, le panel f indique ici la sursaturation pronostique (avec des isolignes différentes entre e et f). . . . .	124



4.17	Coupes horizontales instantanées à 2015 UTC à 10 m (gauche) et à 0030 UTC à 85 m (droite) simulées par 3MOD. (a, b) Concentration de gouttelettes ( $\text{cm}^{-3}$ ), (c, d) vitesse verticale ( $\text{m s}^{-1}$ , avec des isolignes différentes) et (e, f) sursaturation maximale (%). . . . .	125
4.18	Coupes verticales instantanées à $Y = 500$ m à 1030 UTC simulées par SPRO. (a) sursaturation (%) et (b) Concentration de gouttelettes ( $\text{cm}^{-3}$ ). . . . .	129
19	Séries temporelles de profils verticaux simulés par N50, de rapports de mélange ( $\text{g kg}^{-1}$ ) : (a) d'eau nuageuse, (b) de glace nuageuse et (c) de neige. Les profils sont moyennés horizontalement sur tout le domaine de la simulation. . . . .	161
20	Séries temporelles observées (en noir), simulées par N50 (rouge). Les données modèles ont été moyennées sur l'horizontale, sur tout le domaine. (a) Visibilité à 1.2 mètres (m), (b) flux $\text{LW}\downarrow$ en surface ( $\text{W m}^{-2}$ ), (c) variance de la vitesse verticale à 2 mètres ( $\text{m}^2 \text{s}^{-2}$ ). Le panel (d) indique montre la température ( $^{\circ}\text{C}$ ) aux différents niveaux : observations en pointillés et simulation en traits pleins. . . . .	162
21	Séries temporelles observées (en noir), simulées par N50 (rouge). Les données modèles ont été moyennées sur l'horizontale, sur tout le domaine. (a) LWP ( $\text{g m}^{-2}$ ), (b) variation de la masse d'eau en surface, les données modèles sont issues de la somme des vitesses de dépôt et de sédimentation simulées en surface ( $\text{g m}^{-2} \text{h}^{-1}$ ) et (c) masse d'eau en surface depuis 18 UTC (g). . . . .	163
22	Séries temporelles de profils verticaux de refroidissement radiatif (à gauche, $\text{K h}^{-1}$ ) et de nombre de Richardson dans le brouillard (à droite, sans unité), moyennés horizontalement sur les domaines des simulations (a, b) 3MOD, (c, d) L100, (e, f) NSX et (g, h) SPRO. . . . .	166
23	Séries temporelles de profils verticaux de concentration de CCN activés ( $\text{cm}^{-3}$ ) du mode d'Aitken (à gauche) et d'accumulation (à droite), moyennés horizontalement sur les domaines des simulations (a, b) 3MOD, (c, d) L100, (e, f) NSX et (g, h) SPRO. La légende de (g) n'est pas la même que (a, c et e). . . . .	167
24	Séries temporelles de (a) flux $\text{LW}\downarrow$ en surface ( $\text{W m}^{-2}$ ) et (b) quantité d'eau en surface résultant des processus de rosée, dépôt et sédimentation (mm) pour le site de Skyborry. Observations en noir et simulations en couleur (légende dans l'encadré sur le panel b). Les observations de quantités d'eau ont été ramenées à zéro à 20 UTC pour faciliter la comparaison. . . . .	169
25	Séries temporelles de profils verticaux sur le site de Skyborry de (a, b) rapport de mélange d'eau nuageuse ( $\text{g kg}^{-1}$ ), (c, d) concentration de gouttelettes ( $\text{cm}^{-3}$ ) et (e, f) diamètre volumique moyen des gouttelettes ( $\mu\text{m}$ ). Pour la simulation REF à gauche et la simulation L350 à droite. . . . .	170
26	Séries temporelles de profils verticaux sur le site de Skyborry de (a, b) rapport de mélange d'eau nuageuse ( $\text{g kg}^{-1}$ ), (c, d) concentration de gouttelettes ( $\text{cm}^{-3}$ ) et (e, f) fraction de CCN activés sur la population totale (sans unité). Pour la simulation NRAD à gauche et la simulation LOR à droite. . . . .	171

# Liste des tableaux

2.1	Tableau rassemblant les heures de lancers des radiosondages et des sondes sous ballon captif depuis le site de Cardington pendant la POI 1 de LANFEX. . . . .	38
3.1	Tableau rassemblant les différences entre les tests de sensibilités effectués sur l’initialisation des CCN dans LIMA. Le texte rouge dans la même colonne indique les paramètres clés pour l’étude de sensibilité. La dernière colonne indique la valeur du paramètre d’hygroscopicité pour le type de CCN choisi. . . . .	97
4.1	Tableau rassemblant les différences entre les tests de sensibilités effectués sur le cas de la POI 1. Les deux dernières colonnes spécifient l’initialisation des modes de CCN. Les différences entre 3MOD et les autres tests sont mis en évidence en texte rouge. . . . .	116
2	Mesures disponibles pour les POIs 1 et 12 de LANFEX. Les chiffres indiquent les hauteurs de mesures (en mètres). Les ”0” indiquent que la mesure est faite en surface, et les chiffres négatifs (en mètres) que la mesure est faite en dessous de la surface. Le ”OUI” désigne une mesure faite sur un site spécifiquement. Les croix indiquent qu’il n’y a pas de mesures. La colonne « 2ND » désigne les paramètres mesurés sur les sites secondaires. . . . .	157
3	Instrumentation utilisée pendant la campagne LANFEX, avec détails des incertitudes et de la fréquence d’échantillonnage. . . . .	158
4	Tableau résumant les caractéristiques des 18 POIs de LANFEX. . . . .	159