



**HAL**  
open science

# Analyses eulériennes et lagrangiennes des systèmes convectifs quasi-stationnaires sur les Alpes

François Gheusi

► **To cite this version:**

François Gheusi. Analyses eulériennes et lagrangiennes des systèmes convectifs quasi-stationnaires sur les Alpes. Océan, Atmosphère. Université Paul Sabatier - Toulouse III, 2001. Français. NNT : . tel-00009368

**HAL Id: tel-00009368**

**<https://theses.hal.science/tel-00009368>**

Submitted on 2 Jun 2005

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

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

UNIVERSITÉ TOULOUSE III - PAUL SABATIER

# THÈSE

*pour obtenir le grade de*

DOCTEUR DE L'UNIVERSITÉ TOULOUSE III

*Spécialité :*

PHYSIQUE DE L'ATMOSPHERE

*présentée par*

**François GHEUSI**

*Titre :*

Analyses eulériennes et lagrangiennes  
des systèmes convectifs quasi-stationnaires sur les Alpes

*soutenue publiquement le 26 juin 2001 devant le jury composé de :*

M. Serge CHAUZY, Professeur de l'Université Toulouse III (Président),  
M. François LOTT, Chargé de Recherche au CNRS (Rapporteur),  
M. Christoph SCHÄR, Professeur à l'ETH de Zürich, Suisse (Rapporteur),  
M. Patrick MASCART, Physicien de l'Observatoire Midi-Pyrénées (Examinateur),  
M. Jacques PELON, Directeur de Recherche au CNRS (Examinateur),  
M. Yves POINTIN, Chargé de Recherche au CNRS (Examinateur),  
M. Joël STEIN, Ingénieur de la Météorologie (Directeur de thèse).

Centre National de Recherches Météorologiques, Météo-France,  
42 avenue G. Coriolis, 31057 TOULOUSE CEDEX, France.

*À Mano, ma grand-mère maternelle,  
parmi les pionnières du doctorat en médecine.*

# Remerciements

Mes remerciements vont en tout premier lieu à Joël Stein, qui a encadré ma thèse. L'ambiance de travail avec lui, détendue et humoristique, n'a jamais cessé d'être excellente pendant les années que j'ai passées dans l'équipe Relief. Sa disponibilité de tous les instants a été un formidable atout pour mon travail : alors que beaucoup de directeurs de thèse se contentent d'un entretien hebdomadaire avec leurs étudiants, la porte de Joël est restée toujours ouverte face à la mienne, et c'est plusieurs fois par jour que j'ai pu interagir avec lui. J'ai ainsi pleinement profité de sa rigueur, de ses grandes compétences scientifiques, et de son sens de la mise en valeur de résultats, qui ont largement contribué à la valeur scientifique de mon travail et m'ont solidement formé au métier de chercheur. Enfin, sa connaissance encyclopédique du code de MesoNH m'a été indispensable en maintes occasions : sans lui, je n'aurais jamais pu mettre en œuvre les configurations numériques particulièrement tordues dont je suis spécialiste ...

Un grand merci à Nicole Asencio et Geneviève Jaubert, grandes prêtresses des mystérieuses et capricieuses divinités de l'informatique. Leurs incantations, dispensées dans l'instant et avec le sourire, ont toujours su amadouer les logiciels. Elles ont souvent accepté de sacrifier du temps sur leur propre travail de recherche, mais leurs réalisations (site MAP du CNRM, logiciel *prep\_experiment*, et bien d'autres choses) sont d'extraordinaires outils de recherche, pour l'équipe Relief et au-delà.

Ma gratitude va aussi à Jacqueline Duron, pour avoir répondu à tous mes caprices quant au tracé avec *Diaprog* de mes diagnostics lagrangiens, pour le moins inhabituels. L'idée d'utiliser les traceurs passifs eulériens pour ces diagnostics m'a été donnée par Jean-Philippe Lafore un beau matin, tandis que je me préparais un expresso - cela vaut bien que je lui offre un café ! En fait, le vrai père de cette idée (je l'ai découvert par la suite) est Christophe Schär. Je lui suis multiplement reconnaissant : d'abord de m'avoir si gracieusement laissé exploiter sa propriété intellectuelle, mais aussi de s'être toujours intéressé à mon travail aux détours de conférences, d'avoir bien voulu rapporter sur ma thèse (malgré mon utilisation fréquente du subjonctif !), et de m'avoir recommandé pour mon futur travail à l'ETH de Zürich.

Merci à Philippe Bougeault, qui est à l'origine du sujet de ma thèse et m'a introduit au CNRM et auprès de Joël. Mes remerciements vont aussi au second rapporteur, François Lott, et à tous les autres membres du Jury, qui ont accepté de se déplacer dans le contexte chargé de la fin de l'année universitaire. La présidence détendue de Serge Chauzy m'a permis de passer l'épreuve de la soutenance sans stress.

Merci enfin à tous ceux du couloir Relief-MesoNH-MOANA, auprès de qui j'ai toujours pu trouver accueil, conseils, assistance et bonne humeur. Je quitte ce cadre de travail avec regret.



# Résumé étendu

La thèse s'inscrit dans le thème "*Mécanismes des précipitations orographiques*" du programme MAP (*Mesoscale Alpine Programme*). Plus précisément, elle poursuit deux objectifs : le premier est de comprendre le déclenchement et l'intensification des précipitations sur un relief complexe exposé à un flux humide incident quasi-stationnaire; le second est d'envisager le problème de la prévision numérique des fortes précipitations en zone de relief complexe à l'échelle de quelques kilomètres (cette précision est requise si l'on veut pouvoir alerter les risques d'inondations éclair).

La plupart des épisodes de pluies diluviennes sont observés dans les Alpes à l'automne, lorsque les premiers grands systèmes dépressionnaires guident vers le relief les masses d'air instables formées sur la Méditerranée encore chaude. Ces précipitations affectent plus spécialement les versants sud, exposés au vent, où le forçage orographique permet de libérer l'instabilité convective. La Période d'Observation Intensive (POI) 2B de la phase terrain de MAP fournit un cas typique d'épisode de pluie intense et quasi-stationnaire, très bien documenté au nord-ouest de l'Italie par des observations opérationnelles intensifiées et les moyens de recherche déployés pour la campagne. La région du Lac Majeur reçoit durant plus de 24 heures de l'air conditionnellement instable alimentant l'activité convective, et subit des cumuls de précipitation dépassant par endroit 200 mm sur la période.

Un outil d'analyse lagrangienne de l'écoulement de l'air sur les Alpes apparaît adapté au suivi des masses d'air et à l'étude de la formation des précipitations orographiques. Une méthode basée sur l'utilisation de champs eulériens de traceurs passifs a fait l'objet de développements originaux quant à son utilisation. Son application à une simulation numérique du cas de la POI 2B avec le modèle MesoNH permet d'étudier l'évolution physique d'une bande d'air sec de basse troposphère, présente dans l'analyse sur la Méditerranée, et de caractériser son impact sur la distribution des précipitations à méso-échelle sur les reliefs du nord-ouest de l'Italie.

Les profils de vent observés au dessus du Lac Majeur durant la POI 2B montrent que le flux dans la troposphère libre garde une intensité (autour de 20 m/s) et une direction de sud quasiment constantes durant une vingtaine d'heures. Afin d'étudier les précipitations obtenues sur les Alpes avec ce type de conditions de grande échelle, on met en œuvre une série de simulations forcées par un écoulement simplifié et stationnaire, tout en gardant l'orographie complexe. La structure verticale de l'atmosphère loin en amont reprend un radio-sondage mesuré pendant la POI 2B au sud de la Sardaigne, caractérisé par de fortes valeurs d'énergie potentielle et d'inhibition convectives.

Les distributions de précipitations stationnaires obtenues à moyenne résolution (10 km) en flux amont de sud uniforme à 20 m/s sont qualitativement en accord avec la climatologie des fortes précipitations au sud des Alpes en octobre, indiquant que les

pententes les plus arrosées correspondent à un forçage orographique du flux incident plus prononcé. La zone du Lac Majeur en particulier forme un creux d'une centaine de kilomètres logé au sein de la concavité alpine, qui guide une forte convergence du vent. Ceci reste vrai dans la simulation équivalente en flux de sud-ouest ; cette faible sensibilité à la direction du vent explique le maximum climatologique observé à cet endroit.

Des simulations du cas de sud à haute résolution (2.5 km) avec une microphysique purement explicite permettent de mettre en évidence certains mécanismes de déclenchement et d'alimentation de la convection. Ils ont en commun de faire intervenir des jets de basse couche induits par le relief alpin lui-même ou par les reliefs secondaires en amont des Alpes. Cet air incident est soulevé soit directement par l'orographie, soit au niveau de fronts de densité. L'entraînement des panaches convectifs par les mouvements explicites joue un rôle important dans la distribution des précipitations - mettant ainsi en défaut toute paramétrisation verticale de la convection pour une prévision à échelle fine.

Des expériences de sensibilité, où les reliefs secondaires en amont des Alpes sont tour à tour aplanis, permettent de préciser leur influence respective sur l'écoulement en basse couche et les déclenchements convectifs affectant les pentes alpines. Une dernière série de simulations permet d'étudier l'incidence sur les Alpes d'un jet troposphérique de sud d'environ 300 km de large - comme on en observe à l'avant des fronts. Ainsi le régime d'écoulement sur les Alpes varie localement, du fait de la variation de la vitesse du vent avec la longitude. L'activité convective sur la zone du Lac Majeur apparaît toujours forte quelle que soit la position longitudinale du jet, alors qu'elle est beaucoup plus variable sur les autres régions alpines.

Cette étude a mis en évidence des mécanismes de déclenchement et de développements de la convection pour un flux incident stationnaire sur l'orographie complexe des Alpes. Beaucoup sont liés à la présence de reliefs secondaires en amont, ou bien fortement influencés par eux. Certains d'entr'eux ont pu, de façon très préliminaire dans cette thèse, être rapprochés d'observations faites lors de la POI 2B. L'examen de l'ensemble des données collectées pour tous les cas convectifs de la phase terrain de MAP devrait permettre d'affirmer ou d'infirmer le réalisme des mécanismes mis en évidence avec un flux amont simplifié.

La thèse souligne en outre la grande difficulté du problème de la modélisation numérique des précipitations à échelle fine sur relief. En configuration de cas réel, la distribution obtenue est apparue extrêmement sensible à la structure de l'atmosphère à échelle méso- $\beta$  sur la Méditerranée - zone mal couverte en observations. Même des conditions d'alimentation simplifiées et contrôlées engendrent une complexité et une versatilité des phénomènes modélisés quasiment équivalentes à celles d'une simulation de cas réel.

# Eulerian and Lagrangian analyses of quasi-stationary convective systems over the Alps

## Extended abstract

This work is related to the project *Orographic precipitation mechanisms* of MAP (*Mesoscale Alpine Programme*), with two major concerns: i) the understanding of how the precipitation is triggered and enhanced over complex terrain in the case of a quasi-stationary impinging humid flow; ii) the numerical forecast of heavy precipitation at a scale of few kilometers (this precision is required if one wants to alert to flash-flooding danger).

Most of the heavy-precipitation events over the Alps are observed in autumn, when the first large cyclonic systems over western Europe drive unstable air-masses formed over the warm Mediterranean Sea towards the orography. Heavy-rain concerns more specifically the upwind (*i.e.* southern) slopes where the convection is triggered by orographic forcing. The Intensive Observation Period (IOP) 2B of MAP Special Observing Period is a typical case of strong and quasi-stationary precipitation, which is well documented to the south of the Alps by enhanced operational observations as well as the research measurements carried out especially for the campaign. The convective activity is sustained over the Lago Maggiore area by a continuous supply of unstable air over more than 24 hours. The rain amount locally exceeds 200 mm over the period.

A Lagrangian analysis of the air-flow over the Alps appears as relevant to track air-masses and to study the generation of orographic precipitation. An original use of a method based on Eulerian passive tracers has been developed. In the framework of a MesoNH simulation of the IOP2B case, it enables to study the physical evolution of a low tropospheric dry air-band which is present in the analysis over the Mediterranean, and to characterize its impact on the mesoscale precipitation distribution over the orography of north-west Italy.

The wind-profiles which have been observed over the Lago Maggiore during the IOP2B show a mid-tropospheric flux with quasi-steady intensity ( $\approx 20$  m/s) and orientation (S) during 20 hours. In order to study the precipitation obtained over the Alps with large-scale conditions of that type, a series of simulations forced by a steady simplified flow is carried out with keeping the complex orography. The vertical structure of the atmosphere far upstream is prescribed with a sounding launched during the IOP2B to the south of Sardinia. The maritime boundary layer is characterized by high values of both CAPE and CIN.

The stationary rain distribution simulated at the medium horizontal resolution of 10 km with an uniform 20 m/s southerly flux far upstream is in qualitative agreement

with the heavy-precipitation climatology in October over the Alps. This indicates that the slopes with a maximum of precipitation also correspond to a maximum of orographic lifting of the incident flow. In particular, the Lago Maggiore forms a low area with a diameter of about 100 km embedded within the global concavity of the Alpine arc and surrounded by high massives. This configuration of the topography forces the horizontal convergence of the wind towards the Gotthard Pass. This remains true when a south-westerly upstream flux is considered. This weak sensitivity of the precipitation to the wind direction contributes to the climatological maximum observed at that place.

High-resolution (2.5 km) simulations of the South case with only explicitly resolved clouds reveal some mechanisms for triggering and sustaining the convection. As a common feature, they involve low-level wind-jets induced by the Alpine ridge itself or by upstream secondary mountain ridges. The incident air is lifted either directly by the topography or by density fronts. The trailing of the convective plumes over few ten kilometers by the explicitly resolved wind has an important impact on the simulated precipitation distribution. Thus, any vertical parametrization of the convection would fail to forecast the precipitation at the valley scale.

Sensitivity experiments have been performed, where one or several upstream secondary mountain ridges have been removed. These experiments characterize their respective influence on the low-level flow just upstream from the Alps and on the related convection over the Alpine slopes. The configuration of an incident southerly wind-jet impinging on the Alps is investigated with a last series of simulations. The jet has a longitudinal width of 300 km. It mimics the low-level jet currently observed ahead of a cold front. The flow regime thus varies locally with longitude over the Alpine ridge, due to the varying wind-speed. The convective activity over the Lago Maggiore area remains strong independently of the meridian position of the jet, whereas it is much more variable over the other areas of the Alps.

This thesis suggests and investigates triggering and development mechanisms of the convection over the complex Alpine orography in the case of a stationary simplified incident flux. Most are linked or influenced by the presence of upstream secondary mountains. Some of them have been successfully compared to observations during the IOP2B - at least preliminarily. The examination of the whole data set collected during the MAP observation campaign should allow to confirm or not the realism of the mechanisms studied in simplified configurations.

This thesis, besides, points out that the numerical modelling of the orographic precipitation at the scale of the valley is a very difficult problem. In the real case configuration, the precipitation appears as very sensitive to the meso- $\beta$  scale structure of the low atmosphere over the Mediterranean (which moreover is an area poorly covered with observations). Even simplified and well controlled inflow conditions induce a degree in complexity and sensitivity of the modelled phenomena which is almost the same as in a real case simulation.



# Table des matières

<b>1</b>	<b>Introduction générale</b>	<b>13</b>
<b>I</b>	<b>Contexte scientifique et aspects méthodologiques</b>	<b>23</b>
<b>2</b>	<b>Les situations d’automne à fortes précipitations au sud des Alpes</b>	<b>25</b>
2.1	Climatologie des précipitations alpines . . . . .	25
2.2	Mécanismes de précipitations orographiques . . . . .	26
2.2.1	Formation des nuages sur orographie . . . . .	27
2.2.2	Précipitations orographiques stratiformes . . . . .	36
2.2.3	Précipitations orographiques convectives . . . . .	36
2.2.4	Conclusion . . . . .	42
2.3	Conditions favorables à grande échelle . . . . .	43
2.3.1	Conditions synoptiques . . . . .	43
2.3.2	Éléments de méso-échelle . . . . .	45
2.4	Un cas typique : la POI 2B de MAP . . . . .	45
2.4.1	Situation synoptique . . . . .	46
2.4.2	Scénario des précipitations sur la zone MAP . . . . .	49
2.4.3	Observations sur la zone du Lac Majeur . . . . .	52
2.5	Conclusion . . . . .	61

<b>3</b>	<b>Description lagrangienne des écoulements : méthode des traceurs passifs eulériens</b>	<b>63</b>
3.1	Introduction . . . . .	66
3.2	The numerical model . . . . .	69
3.3	The method . . . . .	69
3.3.1	Basic implementation . . . . .	69
3.3.2	Further developments . . . . .	71
3.4	Preliminary examples . . . . .	72
3.4.1	Adiabatic stratified flow past an isolated obstacle . . . . .	72
3.4.2	Deep convection . . . . .	74
3.5	Heavy precipitation over the Alps . . . . .	76
3.6	Discussion and conclusions . . . . .	79
<b>II</b>	<b>Précipitations générées sur la région alpine par un forçage stationnaire</b>	<b>99</b>
<b>4</b>	<b>Précipitations en forçage stationnaire: problématique et méthodologie</b>	<b>101</b>
4.1	Problématique . . . . .	101
4.2	Dispositif numérique . . . . .	102
4.3	Caractéristiques du forçage . . . . .	104
4.3.1	Profils verticaux de température et d'humidité . . . . .	104
4.3.2	Vent . . . . .	105
<b>5</b>	<b>Expériences de référence</b>	<b>107</b>
5.1	La prévision des fortes précipitations à l'échelle méso- $\beta$ . . . . .	107
5.1.1	Expérience en alimentation de sud . . . . .	107

5.1.2	Expérience en alimentation de sud-ouest . . . . .	109
5.1.3	Comparaison à la distribution climatologique . . . . .	111
5.1.4	Un élément d'explication au maximum climatologique du Lac Majeur . . . . .	111
5.2	Simulations à l'échelle méso- $\gamma$ . . . . .	115
5.2.1	Pentes du Piémont . . . . .	117
5.2.2	Pentes des reliefs côtiers . . . . .	120
5.2.3	Ligne de convection sur la plaine . . . . .	123
5.3	Conclusion . . . . .	133
<b>6</b>	<b>Expériences de sensibilité</b>	<b>135</b>
6.1	Influence des reliefs secondaires sur les précipitations . . . . .	135
6.1.1	Effets liés aux Apennins et au col ligure . . . . .	136
6.1.2	Influence des reliefs en amont du Golfe de Gênes . . . . .	141
6.1.3	Synthèse des effets des reliefs secondaires (flux de sud) . . . . .	147
6.2	Influence d'un jet troposphérique préfrontal . . . . .	148
6.2.1	Distribution de vent de base . . . . .	148
6.2.2	Analyse des simulations . . . . .	150
6.2.3	Discussion sur les expériences avec jet . . . . .	161
<b>7</b>	<b>Conclusions et perspectives</b>	<b>165</b>
<b>A</b>	<b>Procédure d'inversion du tourbillon potentiel dans MesoNH</b>	<b>171</b>
A.1	Introduction . . . . .	171
A.1.1	L'inversion de tourbillon potentiel . . . . .	171
A.1.2	Le cadre d'approximation utilisé . . . . .	172
A.2	Le système d'équations . . . . .	173



A.2.1	Équations d'Euler . . . . .	173
A.2.2	Système anélastique hydrostatique . . . . .	175
A.2.3	Équations quasi-géostrophiques . . . . .	177
A.3	Tourbillon potentiel quasi-géostrophique . . . . .	179
A.4	Inversion du tourbillon potentiel QG . . . . .	182
A.4.1	Position du problème . . . . .	182
A.4.2	Condition de compatibilité de l'inversion . . . . .	182
A.5	Mise en œuvre dans MesoNH . . . . .	183
A.5.1	Génération d'un état atmosphérique idéalisé . . . . .	183
A.5.2	Contrainte de compatibilité . . . . .	184
A.5.3	Résolution du problème elliptique . . . . .	184
A.5.4	Exemple d'utilisation . . . . .	185
	Index des symboles de l'annexe A . . . . .	187
<b>B</b>	<b>Atlas des Alpes et de leurs environs</b>	<b>189</b>
	<b>Bibliographie</b>	<b>191</b>

# Chapitre 1

## Introduction générale

### La société face aux dangers météorologiques

La dernière décennie est marquée par une médiatisation sans précédent des événements météorologiques et climatiques, et en particulier des phénomènes extrêmes. On pourrait y voir deux raisons, fondées sur la place de l'homme dans ces événements.

D'une part, les progrès de la climatologie ont révélé à l'homme sa propre action sur le climat de la Terre, et ont fait émerger la conscience d'une responsabilité collective à ce sujet. Il en est de même en ce qui concerne les questions d'aménagement du territoire : la modification des paysages s'est quelquefois révélée comme un facteur aggravant les conséquences de phénomènes météorologiques violents.

D'autre part, la fatalité est de moins en moins acceptée dans notre société. La tendance en toute occasion tragique est à rechercher nommément des responsables. Les catastrophes météorologiques sont d'autant plus traumatisantes qu'elles échappent, dans une large mesure, à toute responsabilité humaine directe.

Ainsi, les services météorologiques sont souvent les premiers incriminés, car leur mission est d'anticiper les catastrophes pour permettre de les éviter ou d'en réduire les conséquences. Dans ce contexte, ils pourraient être tentés, pour se dédouaner, d'adopter une politique alarmiste - ayant pour conséquence la multiplication des fausses alertes. Leur responsabilité est plutôt de faire progresser la connaissance et la prévision des phénomènes extrêmes, car celle-ci est encore aux limites de la science météorologique actuelle : elle s'intéresse en effet aux événements les plus rares et demande la plus grande précision.

## Les inondations éclair en Europe méditerranéenne

Les inondations sont parmi les phénomènes dangereux les plus courants et les plus dévastateurs en Europe occidentale. Dans les régions du pourtour méditerranéen en particulier, celles-ci sont fréquentes et ont la plupart du temps un caractère subit, les épisodes pluvieux durant deux ou trois jours au plus.

L'inventaire des situations à pluie diluviennes sur le sud-est de la France (régions Languedoc-Roussillon, Provence-Alpes-Côte-d'Azur et Corse), établi par Jacq (1994) sur la période 1958-1994 a révélé 144 épisodes ayant engendré plus de 190 mm (190 l/m<sup>2</sup>) de pluie en 24 h. Parmi les records, on citera les 840 mm de pluie en 24 h le 17 octobre 1940 à la Llau<sup>1</sup> (haut Vallespir, Pyrénées-Orientales), et beaucoup plus récemment l'épisode du 11-13 novembre 1999 ayant touché le Roussillon, l'Aude et le sud du Tarn, où plus de 600 mm ont été enregistrés près de Lézignan-Corbières sur la durée de l'événement (ce dernier cas est en outre exceptionnel par la surface affectée).

Si l'essentiel des dégâts est directement causé par des phénomènes relevant de l'hydrologie (rivières débordant de leur lit mineur, écoulements torrentiels, glissements de terrains), la cause première en est toujours un cumul de précipitations important concentré dans l'espace et dans le temps. Pour fixer des ordres de grandeur, un épisode d'inondation éclair présente un cumul de l'ordre de 100 mm ou plus en 24 h sur une région de quelques dizaines de kilomètres d'étendue - typiquement l'échelle du bassin versant d'une rivière ou d'un petit fleuve côtier.

## Les ingrédients de base d'une inondation éclair

Doswell *et al.* (1996) appréhende le phénomène d'inondation éclair dans sa généralité en proposant une formule qui, bien que simplifiée à l'extrême, dégage les ingrédients de base d'un événement à fort cumul de précipitations. En considérant un lieu donné où  $I$  est l'intensité moyenne des précipitations lors d'un événement de durée  $D$ , le cumul  $P$  des précipitations en ce lieu est

$$P = I \times D.$$

Un événement à fort cumul se caractérise donc par un taux de précipitation important et/ou une longue durée.

En particulier, même un événement à taux de précipitation modéré peut se révéler dangereux s'il se stationnarise au-dessus du lieu concerné. Les systèmes quasi-stationnaires sont d'ailleurs parmi les plus dévastateurs car la distribution spatiale

---

<sup>1</sup>Ce chiffre a été officialisé comme record de précipitation en 24 h en Europe (Jacq 1994). Mais la valeur vraisemblable de 1000 mm a été mesurée par l'instituteur de Saint-Laurent de Cerdans ce jour-là (Pardé 1941).

des précipitations est alors très inhomogène, l'essentiel tombant sur de très petites régions (parfois quelques kilomètres carrés)<sup>2</sup>.

En outre, l'intensité des précipitations sera proportionnelle au flux de vapeur d'eau entrant dans le système nuageux et à l'efficacité avec laquelle ce système convertira la vapeur en précipitations tombant au sol. On peut donc écrire

$$I = Ewr_v,$$

où  $E$  est l'efficacité de la conversion,  $w$  la vitesse d'ascendance à la base du système et  $r_v$  le contenu en vapeur d'eau. Le facteur d'efficacité est extrêmement variable suivant les systèmes précipitants (par ex. Smith 1979, pour des cas de précipitations orographiques), car il dépend de nombreux phénomènes complexes et eux-mêmes très variables (le détail des processus microphysiques mis en jeu dans le système nuageux, le déentraînement latéral, l'évaporation partielle des précipitations avant de toucher le sol, *etc.*). Il apparaît plus clairement que tous les processus météorologiques générant de fortes ascendances sont favorables à de forts taux de précipitation, en particulier lorsque ces ascendances transportent des masses d'air humide.

Parmi les mécanismes atmosphériques générant des ascendances humides, le plus efficace est la convection profonde, que l'on retrouve dans la plupart des inondations éclair. Le moteur de ces mouvements verticaux est la force de flottabilité : une masse d'air sera entraînée dans une ascendance convective si sa densité est plus faible que celle de l'air environnant. Trois conditions doivent être réunies pour créer une masse d'air humide à flottabilité positive :

- le profil de température doit être conditionnellement instable (*i.e.*, la température doit présenter une décroissance avec l'altitude plus rapide que le gradient adiabatique humide),
- la masse d'air doit être suffisamment humide pour posséder un niveau de convection libre,
- la masse d'air doit être amenée jusqu'au niveau de convection libre par un processus quelconque.

D'autres processus atmosphériques peuvent générer des ascendances produisant directement des précipitations, comme le soulèvement frontal ou orographique - dans ces cas les nuages générés ont un caractère stratiforme. Mais ces ascendances peuvent également intervenir de façon plus indirecte dans la formation des précipitations, en favorisant la convection profonde et/ou en participant à son déclenchement par transport des masses d'air jusqu'à leur niveau de convection libre. Précipitations stratiformes et convectives ne s'excluent d'ailleurs pas mutuellement : des cellules de convection profonde sont souvent observées au sein de systèmes stratiformes de plus grande échelle ("*embedded convection*", voir par ex. Browning 1990). Si les inondations éclair sont presque toujours liées à des épisodes convectifs, les précipitations stratiformes peuvent participer de façon non négligeable au cumul.

---

<sup>2</sup>A *contrario*, les systèmes orageux supercellulaires (par ex. Houze 1993 chap.8), bien que générant des précipitations très violentes, donnent rarement lieu à des cumuls importants du fait de leur déplacement rapide. Les dégâts qui y sont associés sont plutôt dus à la grêle et parfois aux tornades.

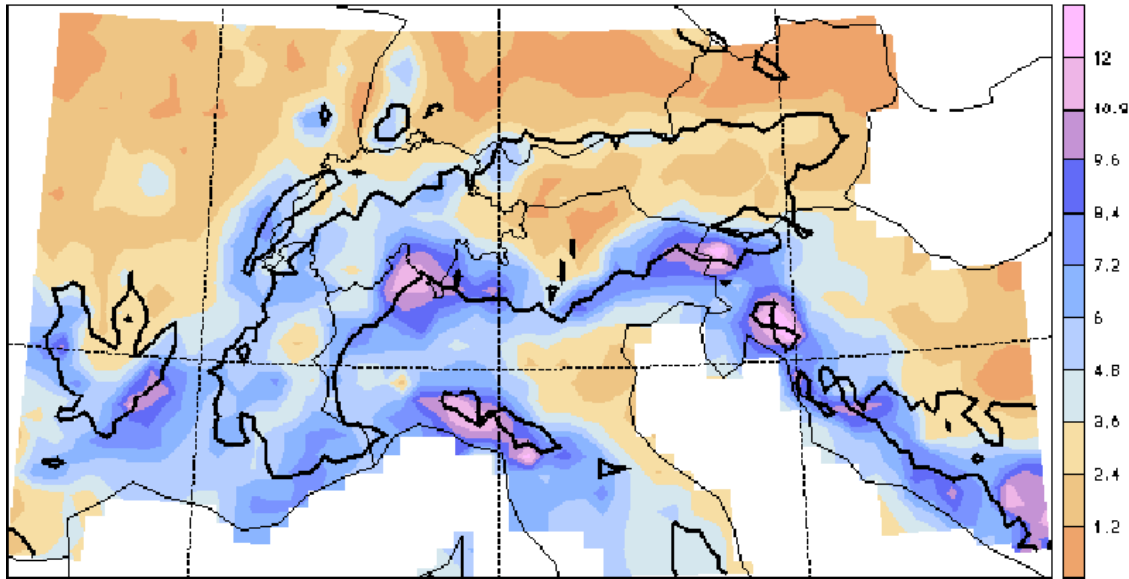


FIG. 1.1: Fréquence climatologique des fortes précipitations sur les Alpes pour le mois d'octobre. Le code de couleurs indiquent de pourcentage de jours où le cumul est supérieur à 20 mm/j. Le trait fort est la ligne de cote 800 m. (D'après Frei et Schär 1998.)

Pour résumer, les ingrédients de base d'une inondation éclair sont :

- une atmosphère à profil vertical de température conditionnellement instable, et humide en basses couches,
- des ascendances (hors ascendances convectives) de toutes échelles favorisant et/ou déclenchant la convection profonde - et pouvant apporter leur part de précipitations stratiformes,
- tous facteurs favorisant les systèmes à caractère quasi-stationnaire.

### **Le relief nord-méditerranéen : un environnement favorable**

L'accent a déjà été mis sur la fréquence élevée des inondations éclair près des côtes méditerranéennes de l'Europe. Une climatologie à haute résolution spatiale des précipitations sur la région alpine a été proposée par Frei et Schär (1998). La figure 1.1 établit le résultat supplémentaire d'une nette corrélation entre les zones où la fréquence des précipitations intenses est élevée en automne et la présence de reliefs.

Les éléments donnés dans le paragraphe précédent permettent une première explication de la fréquence des inondations éclair sur les reliefs en général, et plus particulièrement ceux situés au nord du bassin méditerranéen.

Par soulèvement direct d'air incident ou d'autres effets aérodynamiques plus com-

plexes, les reliefs sont la cause d'ascendances d'air à toutes les échelles, depuis l'échelle méso- $\alpha$  si l'on considère la chaîne alpine dans son ensemble, jusqu'à l'échelle méso- $\gamma$ , celle d'un sommet isolé.

Les reliefs sont en outre des forçages fixes. Si les conditions météorologiques de plus grande échelle produisent un écoulement incident peu variable sur la durée de l'événement considéré, il en est de même pour les ascendances dues au relief. Les effets de déclenchement de la convection et la production orographique de précipitations stratiformes sont alors également fixes. Les épisodes quasi-stationnaires sont par conséquent beaucoup plus probables qu'en terrain plat.

Enfin, la Méditerranée constitue une importante source d'humidité pour les basses couches atmosphériques, du fait du fort ensoleillement et de ses eaux chaudes. Par flux à composante de sud, ces masses d'air humide seront transportées vers les reliefs au nord.

## Le programme MAP

Les inondations éclair ne sont pas les seuls événements météorologiques violents rencontrés près des reliefs. On peut également citer des tempêtes de vent très violent en aval des pentes, ou bien la turbulence en air clair, menaçant la sécurité aérienne. De façon générale, les dangers météorologiques sont plus nombreux et plus fréquents au-dessus des principales régions montagneuses, comme la chaîne alpine.

Avec le programme MAP (*Mesoscale Alpine Programme*, Binder et Schär 1996), la communauté internationale des météorologues et hydrologues a répondu au besoin d'améliorer la compréhension et la prévision de ces phénomènes violents en zone de montagne. Seule une grande campagne de mesures sur le terrain peut permettre d'atteindre cet objectif, car une vaste base de données expérimentales est nécessaire pour valider les modèles numériques de simulation des phénomènes violents sur orographie.

Le point fort du programme MAP a donc été la Période Spéciale d'Observation (SOP<sup>3</sup>, Bougeault *et al.* 2001) ayant eu lieu du 7 septembre au 15 novembre 1999. Cette large coopération internationale (plus de 200 personnes impliquées, huit pays financeurs plus l'Union Européenne) a permis d'assembler une base de données disponible pour la poursuite des efforts de recherche.

La zone concernée par cette campagne de terrain couvrait une large partie de l'Europe alpine et péri-alpine (voir figure 1.2). Bien que la région alpine soit particulièrement bien couverte en moyens opérationnels de mesures, ce réseau est insuffisant pour permettre la validation de modèles numériques à haute résolution. En conséquence, un réseau dense de mesures supplémentaires a été déployé sur la zone. Ces

---

<sup>3</sup>*Special Observing Period.*

moyens étaient très diversifiés (stations au sol, radio-sondages, radars, lidars, avions instrumentés, ballons, *etc.*) et orientés vers la recherche - par exemple avec l'utilisation des techniques Doppler et polarimétriques pour les mesures radars. On se référera à Bougeault *et al.* 2001 pour un inventaire exhaustif des moyens mis en jeu pendant MAP.

Les opérations durant la SOP de MAP étaient dirigées depuis trois principaux centres, basés à Innsbrück (Autriche), Milan (Italie) et Bad Ragaz (Suisse) (respectivement indiqués par MOC, POC et COC sur la fig. 1.2). Afin de permettre une utilisation optimale des moyens de mesure, les décisions s'appuyaient sur huit objectifs scientifiques distincts, décrits en détail dans Bougeault *et al.* (1998). Suivant les situations météorologiques rencontrées et les objectifs choisis, les mesures se sont concentrées sur trois zones cibles, s'étendant sur quelques dizaines de kilomètres autour de la haute vallée du Rhin, du col du Brenner et du Lac Majeur (fig. 1.2).

On trouvera dans Bougeault *et al.* (2000) un premier bilan des situations rencontrées et des mesures effectuées durant les dix-sept Périodes d'Observations Intensives (POI) de la SOP de MAP.

### **L'objectif *Mécanismes des Précipitations Orographiques* de MAP**

Parmi les huit objectifs scientifiques, c'est surtout à l'objectif "P1", *Mécanismes des Précipitations Orographiques*, que l'on s'intéressera.

Cet objectif scientifique est défini sous la forme de trois questions (Bougeault *et al.* 1998) :

1. Comment des configurations spéciales de la topographie (comme des massifs montagneux incurvés, des vallées, *etc.*) exposées à un flux incident de grande échelle (en particulier un flux humide en basses couches) concentrent-elles les précipitations et produisent-elles des averses intenses et des inondations éclair ?
2. Comment l'écoulement au-dessus d'une topographie complexe modifie-t-il les mécanismes de croissance des hydrométéores précipitants ?
3. Comment la topographie modifie-t-elle, à travers des effets de soulèvement, d'ondes de relief, de blocage ou de guidage, des systèmes de méso-échelle pré-existants (fronts, bandes précipitantes, systèmes convectifs, *etc.*) ? Pourquoi ces modifications entraînent-elles la localisation, l'intensification et la persistance des précipitations ?

Ces questions représentent un des enjeux majeurs de MAP, et des moyens de mesure ont été plus spécialement déployés dans le cadre de l'objectif P1, dont quelques uns sont présentés ici.

Répondre à ces questions nécessite une représentation détaillée dans le temps et dans les trois dimensions de l'espace de l'écoulement près du relief et de la distribution en

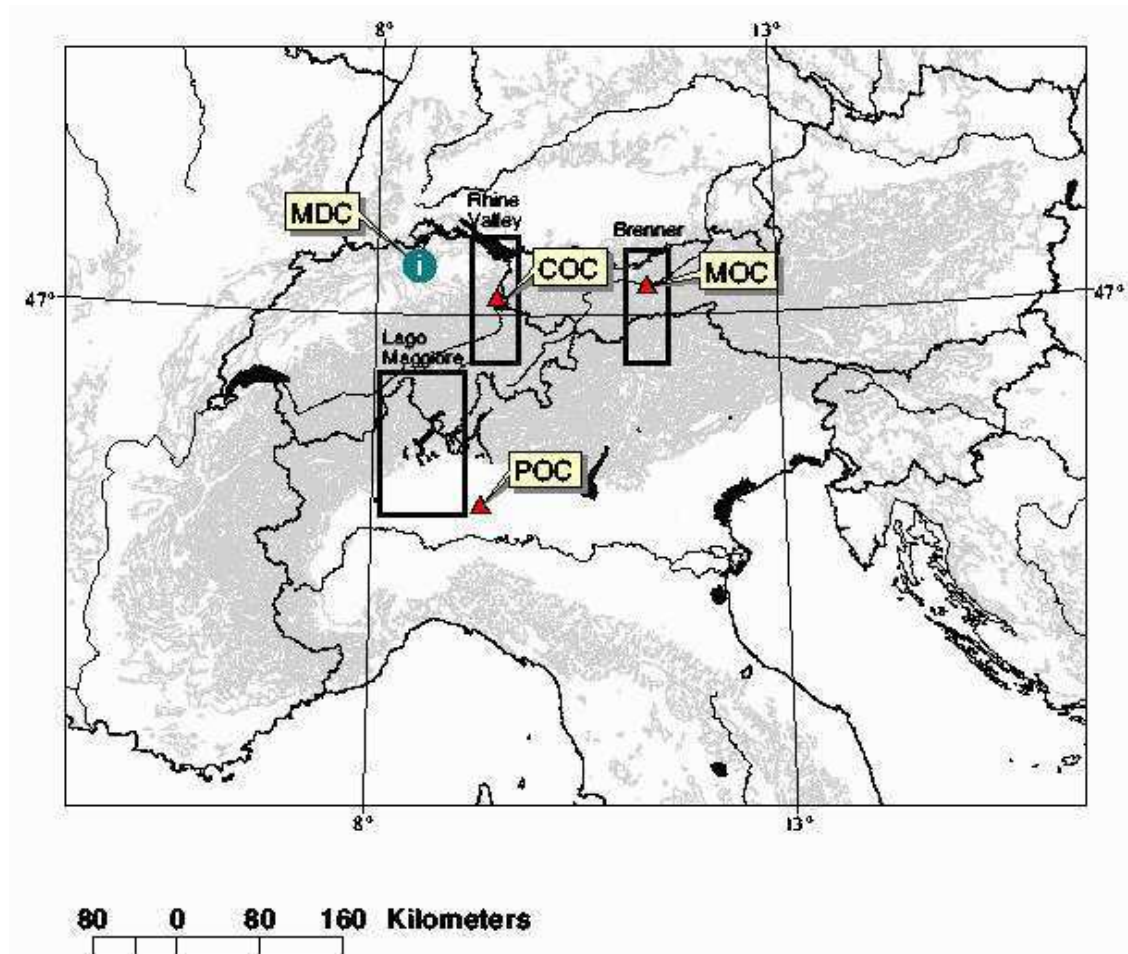


FIG. 1.2: Zone d'action de la campagne MAP (d'après Bougeault *et al.* 2000). Les cadres indiquent les trois zones cibles, les triangles les trois centres d'opérations : le *MAP Operation Center* (MOC) à Innsbruck ; le *Project Operation Center* (POC) à Milan ; le *Coordination and Operations Center* (COC) à Bad Ragaz (uniquement impliqué dans les opérations menées dans la vallée du Rhin). La base de donnée de MAP est hébergée à Zürich au *MAP Data Center* (MDC), indiqué par le logo 'i'.



hydrométéores. Dans l'état actuel de la technologie, seuls les radars peuvent fournir de telles informations pour une situation météorologique réelle. Ainsi, deux radars de recherche (le radar français RONSARD et le radar polarimétrique américain S-POL) ont été disposés autour de la zone cible du Lac Majeur, en plus du radar opérationnel suisse du Monte Lema (voir figure 2.16, chap.2). En particulier, les mesures Doppler simultanées des radars RONSARD, S-POL et Monte Lema ont permis en temps quasi-réel de restituer des champs tridimensionnels de vent dans la zone de recouvrement des faisceaux (Chong *et al.* 2000). La technique polarimétrique, quant à elle, permet d'accéder aux types d'hydrométéores présents dans le système précipitant. Enfin, utilisées en conjonction avec des mesures pluviométriques au sol, les données radar permettent une meilleure cartographie des précipitations.

En complément de ces moyens au sol viennent les mesures aéroportées, effectuées par les différents avions instrumentés<sup>4</sup> permettant un échantillonnage mobile et à haute résolution des systèmes précipitants. On citera aussi la mise en œuvre de radiosondages supplémentaires (en lieu de lancement et en fréquence) et de profileurs de vent (comme le profileur UHF/VHF du CNRM, installé à Lonate Pozzolo, non loin du Lac Majeur).

## Objectifs de la thèse

Cette thèse s'inscrit essentiellement dans les questions 1 et 3 de l'objectif P1 de MAP, évoquées au paragraphe précédent (les aspects relatifs au détail des processus microphysiques - question 2 - ne seront pas abordés).

À l'heure actuelle, plusieurs modèles numériques à domaine limité fournissent, en mode opérationnel, des prévisions numériques du temps sur la région alpine avec une résolution horizontale de l'ordre de 10 km. Ces modèles, à partir des analyses opérationnelles, permettent de simuler et de prévoir à courte échéance les systèmes précipitants à l'échelle méso- $\alpha$  (quelques centaines de km). Ainsi on sait convenablement prévoir un ou deux jours en avance et à quelques heures près le passage d'un système frontal, une cyclogénèse secondaire en Méditerranée, ou bien un risque de convection violente à l'échelle sub-alpine (celle d'un département français, par exemple).

On a cependant vu que les reliefs avaient pour effet d'augmenter l'intensité des précipitations et d'en hétérogénéiser la distribution. Ainsi, les inondations éclair en région alpine en automne sont produites par des systèmes (ou des sous-systèmes) précipitants dont la taille est bien en deçà de l'échelle méso- $\alpha$ , mais correspond plutôt à celle des massifs ou des grandes vallées. De plus, les valeurs maximales des cumuls observés localement dans ces événements sont souvent très supérieures

---

<sup>4</sup>Allemands : Falcon, Dornier 228 (DLR). Américains : P-3 (NOAA), Electra (NCAR). Anglais : C-130 (UKMO). Français : Merlin (Météo-France), ARAT (CNRS/IGN/CNES/Météo-France). Suisse : Dimona (Metair).

à celles prévues par les modèles de méso-échelle.

La prévision quantitative des précipitations à l'échelle de la vallée est un des enjeux du programme MAP.

Augmenter la résolution spatiale des modèles est nécessaire, mais même si la technologie des super-calculateurs le permettait dans un cadre opérationnel, c'est à elle seule une réponse insuffisante avec les méthodes actuelles. En effet, la qualité d'une prévision numérique repose aussi sur un certain nombre de schémas censés reproduire simplement des processus physiques complexes, et sur un état initial issu de l'assimilation de données observées. La seule augmentation de la résolution spatiale d'un modèle opérationnel conduirait au mieux à une redistribution vers les échelles les plus petites des propriétés des champs prédits à plus grande échelle.

L'utilisation d'un modèle de recherche tel que MésoNH (Lafore *et al.* 1998) est une réponse déjà plus satisfaisante, car ce système de simulation peut être activé avec un jeu de schémas numériques adaptés à la haute résolution. Cette utilisation est cependant restreinte à un cadre prospectif. De plus, on doit la plupart du temps se contenter d'états initiaux issus de données opérationnelles, qui ont une résolution spatiale très insuffisante pour un modèle à échelle fine.

Mais améliorer la prévision des précipitations à échelle fine passe en premier lieu par une bonne compréhension des phénomènes physiques à cette échelle. Le modèle de recherche peut alors être utilisé en tant que laboratoire numérique, car il permet une idéalisation partielle ou totale des problèmes, ou encore toute étude de sensibilité à divers paramètres (conditions initiales, topographie, processus physiques, paramétrisations, *etc.*).

Cette thèse vise à contribuer à la compréhension des phénomènes liés à l'écoulement d'air humide sur l'orographie complexe des Alpes et des reliefs voisins. Elle s'intéresse aux processus générant des précipitations intenses localisées à l'échelle des massifs ou des grandes vallées alpines, avec une attention particulière portée aux systèmes quasi-stationnaires qui favorisent les distributions hétérogènes des précipitations et les cumuls extrêmes. La simulation numérique à haute résolution constitue le principal outil de ce travail.

## Organisation de la thèse

La thèse est structurée en deux grandes parties.

**La première partie** présente le contexte scientifique et méthodologique. Le chapitre 2 situe les connaissances utiles pour la thèse sur la génération des précipitations intenses sur orographie - celle des versants sud-alpins en particulier. La POI 2 de MAP y est brièvement présentée en tant qu'événement typique à fortes précipitations au sud des Alpes. Le chapitre 3 introduit l'intérêt d'une analyse lagrangienne

des écoulements sur orographie et présente, sous la forme d'un article scientifique, une méthode de suivi lagrangien des masses d'air grâce à des champs eulériens de traceurs passifs. Les développements et l'utilisation de cette méthode sont largement originaux. Cet article contient en outre une étude numérique de la POI 2 de MAP, portant sur l'évolution dynamique et physique d'une masse d'air cohérente et sur son influence sur la distribution des précipitations.

**La deuxième partie** est l'étude numérique des précipitations générées sur l'orographie réelle des Alpes mais dans les conditions d'un écoulement amont stationnaire et simplifié. Le chapitre 4 aborde la problématique de cette étude et présente le cadre général des expériences numériques. Le chapitre 5 présente et discute les résultats des expériences de référence, réalisées sur orographie complète avec des vents uniformes en amont, de sud et de sud-ouest. Le chapitre 6 propose des expériences de sensibilité par rapport au cas de référence de sud. Le chapitre aborde d'abord l'influence des reliefs secondaires (Corse, Sardaigne, Appennins, chaîne côtière ligure) sur la dynamique de l'écoulement - en particulier sur la morphologie des jets incidents de basse couche. Dans la deuxième partie du chapitre, l'écoulement uniforme en amont est remplacé par une distribution de vent de sud présentant un jet de basse couche, comme on en trouve typiquement à l'avant d'un front.

Conclusions et perspectives sont enfin exposées au chapitre 7.

# Première partie

## Contexte scientifique et aspects méthodologiques



# Chapitre 2

## Les situations d'automne à fortes précipitations au sud des Alpes

Le premier point de ce chapitre présente une climatologie des fortes précipitations sur les Alpes. Il aborde ensuite la question de la génération de précipitations orographiques à l'échelle locale, puis la relie aux conditions météorologiques de plus grande échelle conduisant à de fortes précipitations sur les versants sud des Alpes. Un tel épisode est survenu les 19 et 20 septembre 1999, pendant la phase de terrain de MAP, et a fait l'objet de la Période d'Observations Intensives (POI) 2B. Il suit un scénario très classique et à ce titre est présenté en fin de chapitre .

### 2.1 Climatologie des précipitations alpines

Frei et Schär (1998) ont établi une climatologie à haute résolution des précipitations sur les Alpes et les reliefs environnants, basée sur un réseau dense de pluviomètres (plus de 6600) et sur une période de 20 ans (1971-1990).

La carte des précipitations annuelles moyennes ainsi obtenue montre que les maxima sont situés près des reliefs. Il existe cependant de nettes variations (de un à cinq en valeur relative) des précipitations moyennes au sein même des zones montagneuses. De façon générale, les versants sud apparaissent comme très exposés - avec, là encore, des variations notables. En particulier, les valeurs les plus élevées de la climatologie apparaissent sur des zones situées au sud de la ligne de crête, autour du Lac Majeur et sur la région des Alpes Juliennes, au nord de la mer Adriatique (voir annexe B pour la toponymie).

L'analyse saisonnière révèle que ces deux régions, mais également le flanc sud-est du Massif Central (Cévennes) et les versants sud des Apennins Ligure et Toscan reçoivent les cumuls de précipitation les plus élevés aux saisons d'équinoxe, en au-

tomne en particulier (voir figure 1.1 pour la climatologie du mois d'octobre).

La fréquence des précipitations (le nombre de jours où le cumul dépasse un certain seuil, 1 mm dans l'étude de Frei et Schär 1998) apparaît comme très nettement décorrélée des précipitations moyennes. En effet, les jours de précipitation sont nettement moins fréquents (un jour sur quatre environ) sur les versants sud que sur les versants nord (un jour sur trois). Ceci indique que les maxima climatologiques de précipitation observés sur les versants sud sont dus à des événements de forte intensité. Les régions du Lac Majeur, des Alpes Juliennes et des Cévennes sont en effet réputées pour la fréquence des précipitations diluviennes et des inondations éclair, tels les épisodes de Brig (22-25 septembre 1993, Buzzi et Foschini 2000, Stein *et al.* 2000), du Sud-Tessin<sup>1</sup> (12-14 septembre 1995), du Frioul (18-19 septembre 1995, Kerkmann 1996) ou de Nîmes (3 octobre 1988, Rivrain 1997), parmi beaucoup d'autres.

Sur les versants sud des Alpes et des reliefs voisins, la saison d'automne est donc marquée par des précipitations de forte intensité induisant des cumuls importants.

## 2.2 Mécanismes de précipitations orographiques

L'étude de Doswell *et al.* (1996, évoquée au chap.1) a montré que l'ingrédient de base de la génération de précipitations est l'ascendance d'air humide, et que les reliefs constituaient un environnement privilégié car générateurs d'importants mouvements verticaux.

La formation de précipitations suit (presque) toujours le schéma suivant : le mouvement ascendant d'une masse d'air humide s'accompagne d'une détente adiabatique qui finit par l'amener à saturation ; la vapeur d'eau se condense en fines particules d'eau ou de glace (eau condensée nuageuse) ; par des processus variés, ces particules se rassemblent pour former des hydrométéores (gouttes de pluie, flocons de neige, grésil, grêlons) de taille suffisante pour avoir une vitesse de sédimentation par rapport à l'air appréciable et précipiter au sol.

Les mouvements verticaux dus au relief peuvent intervenir de deux façons : soit les hydrométéores précipitants se forment dans l'ascendance directement forcée par la topographie, soit l'ascendance orographique agit en tant que facteur déclenchant la convection - c'est alors la force de flottabilité qui est le moteur de l'ascendance produisant les précipitations.

Cette partie explore d'abord l'interaction des mouvements verticaux générés par le relief avec la thermodynamique de l'atmosphère pour former des nuages. Les deux modes de production des précipitations orographiques (production directe et déclenchement de la convection) et leurs mécanismes sont ensuite décrits plus en détail.

---

<sup>1</sup><http://www.map.ethz.ch/map-doc/datacenter.htm>

### 2.2.1 Formation des nuages sur orographie

Deux ingrédients doivent être pris en compte lorsqu'on aborde la question de la formation de nuages par le relief :

1. les propriétés de stabilité verticale de l'atmosphère vis-à-vis de déplacements verticaux,
2. les déplacements verticaux effectivement générés par le relief.

Toutefois, ces deux points ne sont pas indépendants. Par exemple, augmenter la stabilité de l'atmosphère aura tendance à réduire l'amplitude des mouvements verticaux sur le relief ; inversement, les déplacements verticaux vont modifier la stabilité de l'atmosphère au-dessus du relief. Il est cependant fructueux de séparer ces deux aspects dans le cadre d'une première approche. Leurs interactions seront discutées ensuite.

#### **Stabilité verticale de l'atmosphère par déplacements finis. Types de nuages générés par un déplacement orographique donné.**

Les propriétés thermodynamiques de l'atmosphère s'écoulant vers le relief peuvent être, dans une approche simplifiée, représentées par un radio-sondage.

L'analyse particulière de stabilité (par ex. Emanuel 1994) d'un radio-sondage consiste à étudier l'évolution thermodynamique d'une particule subissant un déplacement vertical d'amplitude finie, et de comparer l'état de cette particule à celui de l'air environnant. C'est une méthode approximative car elle fait abstraction de la réaction de l'environnement au déplacement de la particule et du mélange des deux milieux. Elle permet cependant d'avoir une idée qualitativement correcte de la stabilité de l'atmosphère vis-à-vis de perturbations d'amplitude finie, et permet en outre d'évaluer l'énergie pouvant être libérée au profit de mouvements convectifs.

Une analyse particulière de stabilité permet de déterminer deux valeurs seuil importantes à partir des profils thermodynamiques : le niveau de condensation (*lifting condensation level*, ci-après LCL) et le niveau de convection libre (*level of free convection*, ci-après LFC). Le LCL est le niveau jusqu'où une particule d'air humide doit être soulevée pour être saturée en vapeur d'eau. Le LFC est le niveau jusqu'où la particule, une fois saturée, doit être soulevée pour avoir une flottabilité positive par rapport à l'air environnant. La particule gardera ensuite une flottabilité positive jusqu'à son niveau de flottabilité neutre (*level of neutral bouyancy*, LNB).

La force de flottabilité résultant d'un soulèvement s'y oppose tant que ce dernier ne permet pas à la particule d'atteindre son LFC. Mais si la particule dépasse son LFC, la force de flottabilité va dans le même sens que le soulèvement. La particule est donc *conditionnellement instable* vis-à-vis du profil considéré, l'instabilité ne se manifestant que pour un soulèvement d'amplitude suffisante.



L'énergie potentielle convective (*convective available potential energy*, CAPE) associée à une particule conditionnellement instable peut être évaluée comme le travail de la flottabilité depuis l'altitude initiale de la particule jusqu'à son LNB.

La particule conditionnellement instable devant vaincre une flottabilité contraire pour atteindre son LFC, l'énergie potentielle convective ne peut être libérée qu'après franchissement d'une barrière de potentiel, ou énergie d'inhibition de la convection (*convective inhibition*, CIN). La CIN est évaluée de la même façon que la CAPE, le calcul du travail se faisant cette fois de l'altitude initiale de la particule jusqu'au LFC.

Un phénomène important dans les systèmes convectifs précipitants est la production de masses d'air à flottabilité négative par refroidissement diabatique lorsque les précipitations s'évaporent à leur passage dans de l'air insaturé. L'énergie potentielle convective maximale d'une particule d'air insaturé peut être évaluée en deux étapes : i) la particule est refroidie à pression constante par évaporation de la quantité d'eau nécessaire pour l'amener à saturation ; ii) la particule subit une descente adiabatique humide jusqu'au sol avec l'évaporation juste nécessaire pour la maintenir saturée. La DCAPE (*downdraft convective available potential energy*) est définie comme le travail de la force de flottabilité le long de cette transformation (Emanuel 1994).

La figure 2.1 présente un radio-sondage mesuré durant la POI 2 de MAP, qui sera utilisé dans les derniers chapitres de la thèse. Une analyse de stabilité y est représentée pour une particule "A" de couche limite (en dessous de 950 hPa), conditionnellement instable. Les différents niveaux-seuils sont indiqués, ainsi que les surfaces hachurées représentant graphiquement la CAPE et la CIN<sup>2</sup>.

L'état de saturation et de stabilité verticale d'une particule d'air s'écoulant au-dessus d'un relief va dépendre de l'amplitude du soulèvement effectivement induit par celui-ci. Une analyse simple est proposée par Banta (1990) pour répondre aux deux questions : i) est-ce que de l'air, à un niveau quelconque, va être suffisamment soulevé pour atteindre son LCL et former un nuage ? ii) est-ce que de l'air, à un niveau quelconque, va être suffisamment soulevé pour atteindre son LFC et entrer en convection ?

Pour un radio-sondage donné, les LCL et LFC peuvent être vus comme des fonctions de l'altitude ( $z$ ) puisqu'on peut associer chaque analyse particulière à l'altitude de départ de la particule d'air. La figure 2.2 montre les fonctions  $LCL(z) - z$  et  $LFC(z) - z$  (c'est à dire le soulèvement nécessaire pour amener chaque particule depuis son niveau de départ jusqu'à saturation ou convection libre) calculées pour le sondage de la figure 2.1.

La perturbation liée au relief impose à une particule un déplacement vertical  $L(z) =$

---

<sup>2</sup>La CAPE et la CIN sont proportionnelles, sur un émagramme à échelle de pression logarithmique, à l'aire de la région située entre la courbe de température de la particule et celle de l'air environnant (Emanuel 1994).

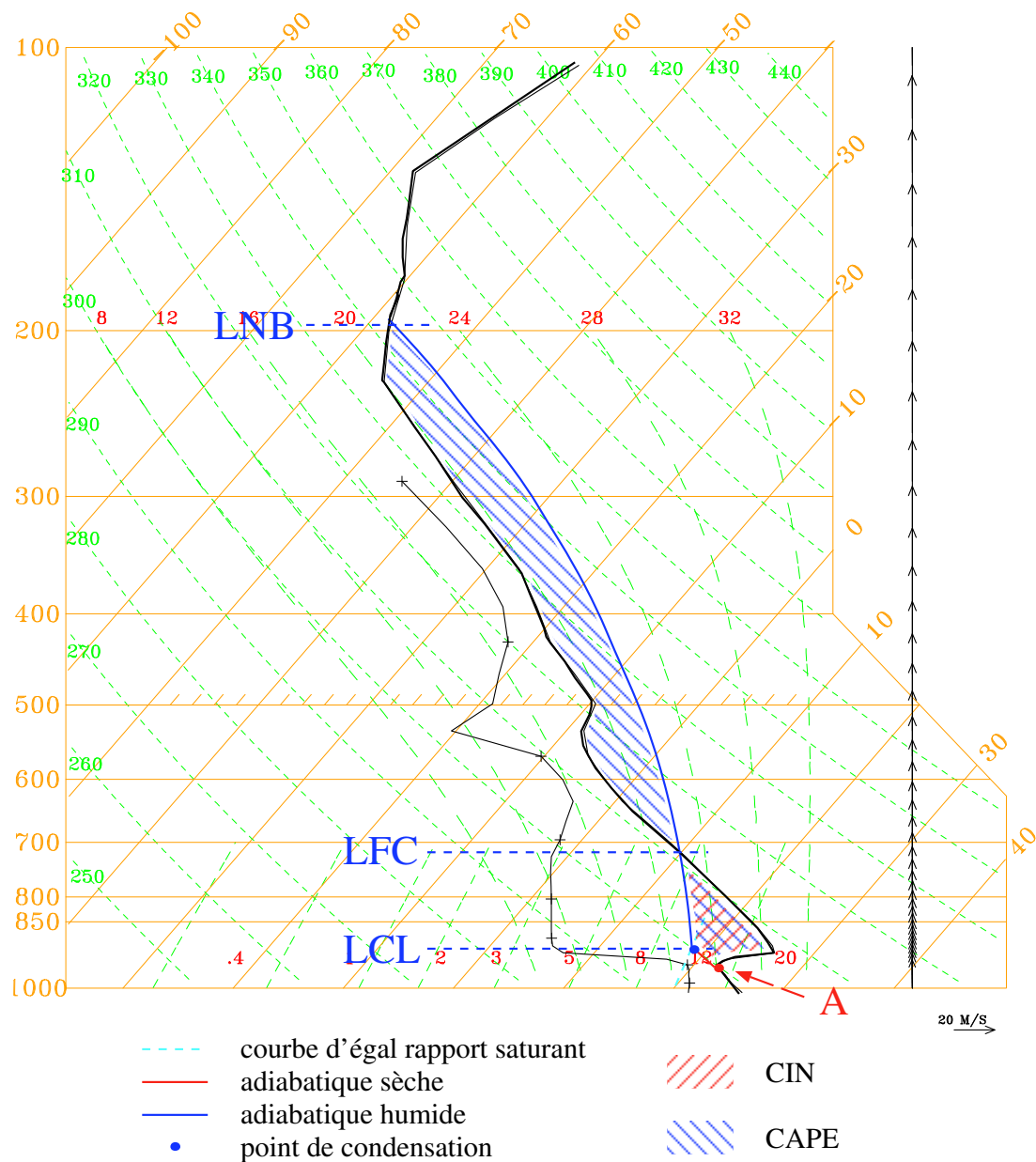


FIG. 2.1: Radio-sondage de Cagliari-Elma (Sardaigne) du 19/09/1999 à 22h46 TU : température et température du point de rosée. L'analyse particulière de stabilité concerne une particule (A) au sommet de la couche limite.

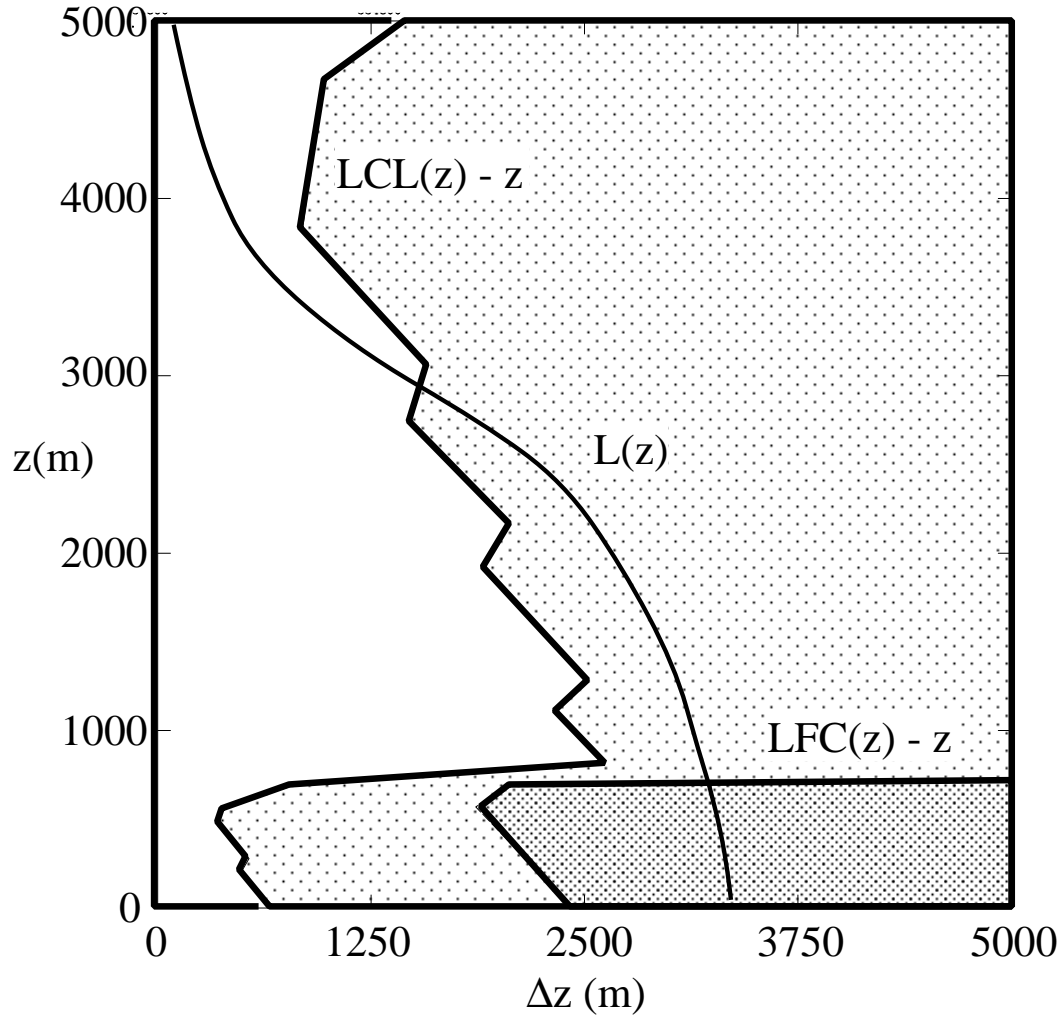


FIG. 2.2: Soulèvements nécessaires pour atteindre le niveau de condensation ( $LCL-z$ ) et de convection libre ( $LFC-z$ ) en fonction de l'altitude de départ  $z$ . Ces profils ont été calculés à partir du sondage de la figure 2.1. La fonction  $L(z)$  (ici arbitraire) représente, pour chaque couche d'altitude  $z$  loin en amont, le soulèvement qui pourrait être induit par le passage sur un relief.

$z_{max} - z$ , où  $z_{max}$  est le niveau maximal atteint lors du passage au-dessus du relief de la particule définie par son altitude  $z$  loin en amont. On supposera la courbe  $L(z)$  connue, et on la superpose aux courbes de la figure 2.2.

Les couches d'air correspondant à des niveaux de départ tels que  $L(z)$  reste dans la partie blanche (fig. 2.2) ne formeront pas de nuage sur le relief. Les couches telles que  $L(z)$  est dans la partie gris clair conduiront à la formation de nuages (et éventuellement de précipitations) stratiformes. Les couches telles que  $L(z)$  est dans la partie gris foncé génèreront des nuages convectifs.

La production de précipitations orographiques nécessite donc l'advection<sup>3</sup> vers le relief de couches d'air humides suffisamment proches de leur LCL, et éventuellement de leur LFC, pour que le soulèvement orographique permette de franchir au moins le premier de ces seuils, éventuellement les deux.

En revanche, cette analyse ne permet pas de conclure quant à l'existence et l'intensité des précipitations. Dans le cas de précipitations stratiformes, c'est extrêmement variable selon le détail des processus microphysiques et dynamiques. Dans le cas convectif, la formation d'hydrométéores précipitants dépend surtout de l'amplitude des mouvements convectifs - dont une mesure qualitative est donnée par la CAPE. En particulier, la convection profonde (cumulonimbus) génère presque toujours des précipitations.

## Régimes d'écoulement des basses couches sur un obstacle

L'essentiel de l'eau des systèmes précipitants provient des basses couches. C'est également près du sol que l'on rencontre les plus fortes valeurs de la CAPE. Les régimes d'écoulement des basses couches sur un obstacle et les mouvements verticaux associés sont décrits dans ce paragraphe.

Lorsque les basses couches sont advectées vers un relief, elles peuvent soit contourner l'obstacle avec un mouvement quasiment horizontal, soit passer tout droit par-dessus l'obstacle, ce qui entraîne un déplacement vertical de l'ordre de la hauteur de l'obstacle. On parlera pour désigner ces deux situations extrêmes de *régimes de contournement* et de *franchissement* - les écoulements réels se situant quelque part entre ces deux régimes.

En l'absence de la force de Coriolis, l'écoulement en amont de l'obstacle pour un écoulement de base à stratification stable (de pulsation de Brunt-Väisälä  $N$ ) et profil de vitesse ( $U$ ) uniformes est contrôlé par la hauteur adimensionnelle de l'obstacle  $\hat{h} = NH/U$ , où  $H$  est la hauteur de l'obstacle. Lorsque  $\hat{h}$  est suffisamment élevé,

---

<sup>3</sup>On exclut ici la convection estivale d'origine thermique, où le profil instable est créé sur place, par chauffage radiatif des basses couches, et où le déclenchement de la convection, assuré par les vents de pente, est également un mécanisme local.

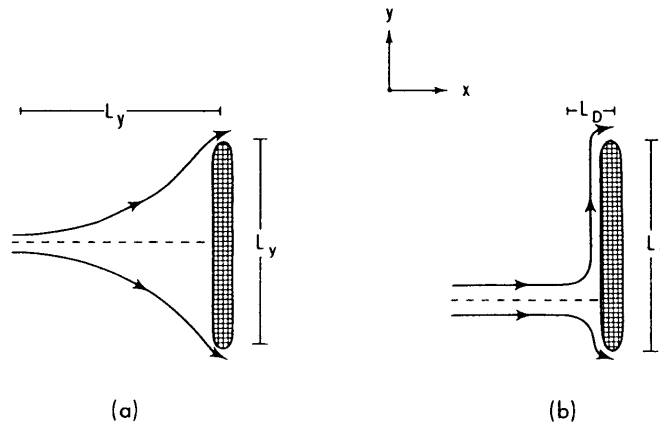


FIG. 2.3: Écoulement en amont d'un obstacle isolé dans un référentiel en rotation : (a)  $L_d \gg L_y$ ; (b)  $L_y \gg L_d$  (voir texte). (Figure issue de Pierrehumbert et Wyman 1985).

on observe un ralentissement notable - voire un blocage - des basses couches à l'approche de l'obstacle (Smith 1989). Dans le cas d'un obstacle tri-dimensionnel isolé, ce paramètre contrôle de façon critique, le passage du régime de franchissement ( $\hat{h}$  faible) au régime de contournement ( $\hat{h}$  élevé) - la valeur critique étant de l'ordre de l'unité (par ex. Schär et Durran, 1993).

À partir d'une analyse bidimensionnelle faisant intervenir le nombre de Rossby  $Ro = U/fL$  comme paramètre supplémentaire (où  $f$  est le paramètre de Coriolis et  $L$  la largeur de l'obstacle dans la direction de l'écoulement), Pierrehumbert et Wyman (1985) étudient le régime de contournement d'un obstacle en présence de la force de Coriolis : en ralentissant à l'approche de l'obstacle, les trajectoires des particules des basses couches s'incurvent en direction des basses pressions - l'ouest pour un flux du sud.

L'extension en amont de l'influence de l'obstacle est limitée par la distance  $L_d = Ro \hat{h} L (= NH/f)$ . Si la dimension transversale  $L_y$  est petite devant  $L_d$ , l'écoulement en amont sera essentiellement non-divergent et faiblement influencé par la force de Coriolis (figure 2.3a). Si au contraire  $L_y \gg L_d$ , le ralentissement longitudinal et la force de Coriolis induisent une composante transversale du vent  $v \sim U/Ro$ ; un jet de *vent de barrière* (*barrier wind*, Pierrehumbert et Wyman 1985), soufflant le long de la montagne se forme en amont sur une distance de l'ordre de  $L_d$ , et favorise le contournement de l'obstacle par la gauche<sup>4</sup> (figure 2.3b).

Le phénomène de vent de barrière a pour effet de déplacer le point de séparation du flux vers l'est, comme le confirment Olafsson et Bougeault (1997) par simulation numérique tri-dimensionnelle sur un obstacle allongé transversalement. Dans le cas

<sup>4</sup>dans l'hémisphère nord.

des Alpes par flux de sud, le point de séparation du flux se situe quasiment à l'extrémité est des Alpes (Schneidereit et Schär 2000) ; ainsi presque tout le versant sud des Alpes amont est concerné par un vent à composante d'est sous la ligne de crête.

Ces études soulignent l'importance du paramètre  $\hat{h}$ . Toutefois, la morphologie des écoulements stratifiés sur obstacle tri-dimensionnels dépend aussi d'autres paramètres tenant compte du frottement au sol, du cisaillement vertical du vent de base, du caractère non-hydrostatique de l'écoulement sur le relief, *etc.* Le problème général de ces écoulements adiabatiques déborde cependant du cadre de cette thèse, des revues et des études détaillées en sont proposées par Olafsson (1996 ; voir aussi Olafsson et Bougeault 1996) et Héreil (1996).

La définition du paramètre  $\hat{h}$  est en outre basée sur la stabilité statique de l'atmosphère<sup>5</sup>, donc suppose la nature essentiellement ondulatoire de l'écoulement sur obstacle. Cette vision se révèle satisfaisante pour la description globale des écoulements orographiques, car l'atmosphère libre présente toujours un profil stable en moyenne horizontale, avec des fréquences de Brunt-Väisälä dont l'ordre de grandeur varie peu (typiquement  $10^{-2} \text{ s}^{-1}$ ). La question se pose toutefois de savoir si ce cadre théorique convient aussi pour décrire l'écoulement de l'air de la couche limite. Or, c'est cette couche qui contient l'essentiel de l'énergie potentielle convective, et ses mouvements verticaux sont cruciaux pour le déclenchement de la convection.

Le sondage de la figure 2.1 montre par exemple une couche limite surmontée d'une inversion de température, dont les propriétés de flottabilité par déplacements verticaux seront très différentes de celles des couches de l'atmosphère libre. Par exemple, on peut s'attendre à ce que l'écoulement d'une telle couche sur un relief de hauteur comparable ou inférieure ait un comportement proche d'un écoulement hydraulique tant que le seuil de convection libre n'est pas atteint ; il est également probable que le régime soit complètement modifié dès que ce seuil est franchi.

Une étude des régimes d'écoulement de basses couches conditionnellement instables reste à mener, pour laquelle la CIN apparaît *a priori* comme un paramètre important.

## Interactions entre écoulement et stabilité

Dans l'exemple proposé sur la figure 2.2 pour analyser la stabilité de l'atmosphère par soulèvement orographique, une particule de basse couche sera amenée à son niveau de convection libre si elle franchit le relief Alpin, dont la crête principale dépasse 2500 m ; on peut donc s'attendre à des développements convectifs près des sommets des Alpes - si l'écoulement permet à l'air de passer par-dessus le relief plutôt que

---

<sup>5</sup>La fréquence de Brunt-Väisälä n'est pas constante sur la verticale dans l'atmosphère réelle. Une définition pertinente de la hauteur adimensionnelle de l'obstacle pour les cas réels est proposée et discutée dans Olafsson et Bougeault (1997).

de le contourner. L'écoulement au-dessus des reliefs secondaires en amont des Alpes (comme les Apennins Ligures, atteignant au plus 1800 m) ne devrait conduire en revanche qu'à des nuages stratiformes. Or on verra (chapitres 5 et 6) que le LFC pour les basses couches est atteint même au-dessus de ces reliefs plus modestes, et que la convection n'est pas uniquement concentrée sur les sommets les plus élevés du relief alpin. En effet, le principal point faible de l'analyse de Banta (1990), si l'on souhaite se placer dans un cadre prédictif, est qu'elle suppose que l'état de saturation et de stabilité de l'atmosphère d'un côté, le soulèvement orographique de l'autre, agissent indépendamment. Mais ces deux processus interagissent fortement pour déterminer l'écoulement effectivement obtenu sur le relief.

#### *Influence de la saturation et de l'instabilité sur l'écoulement.*

La formation de nuages au-dessus d'un relief, du fait de la libération de chaleur latente qu'elle implique, modifie considérablement le profil thermique de l'atmosphère, en particulier tend à diminuer la stabilité statique de l'atmosphère (Durran et Klemp 1982 [28]) et à favoriser les mouvements verticaux.

Durran et Klemp (1982 [27]) étudient par exemple les effets de l'humidité sur des ondes piégées sous le vent d'un obstacle. Ils montrent que le piégeage des ondes peut être supprimé par les effets de la saturation, même si l'atmosphère saturée reste absolument stable. Les ondes sont détruites dans une couche conditionnellement instable.

La diminution de la stabilité statique peut modifier profondément le régime d'écoulement des basses couches en amont du relief par rapport à un écoulement adiabatique - la hauteur adimensionnelle de l'obstacle diminuant en proportion de la stabilité statique. Des études numériques d'écoulement d'air humide sur les Alpes, en configuration réelle (Buzzi *et al.* 1998 ; Buzzi et Foschini 2000) ou idéalisée (Schneider *et al.* 2000) confirment que la libération de chaleur latente favorise le régime de franchissement du relief au détriment du régime de contournement.

#### *Influence de l'écoulement sur la stabilité verticale*

Le soulèvement à l'approche du relief n'a pas d'influence sur la valeur du niveau de condensation d'une particule d'air humide. En revanche, le LFC est modifié par rapport au radio-sondage loin en amont, car le soulèvement s'accompagne d'un refroidissement adiabatique des couches situées au-dessus du niveau de condensation de la particule considérée. La figure 2.4 montre par exemple comment un profil conditionnellement instable est rendu absolument instable par soulèvement d'ensemble de 30 hPa. Ainsi, la fonction  $LFC(z)$  obtenue à partir du profil loin en amont du relief ne donne qu'une limite supérieure des seuils de convection libre effectivement observés sur le relief.

Des effets dynamiques peuvent modifier localement la stabilité verticale. Smith (1979) souligne qu'à l'approche d'un obstacle, le soulèvement des couches de moyenne troposphère commence bien avant que la topographie ne s'élève. Ceci provoque l'étiement vertical de la colonne d'air entre le sol et la moyenne troposphère, ce qui tend

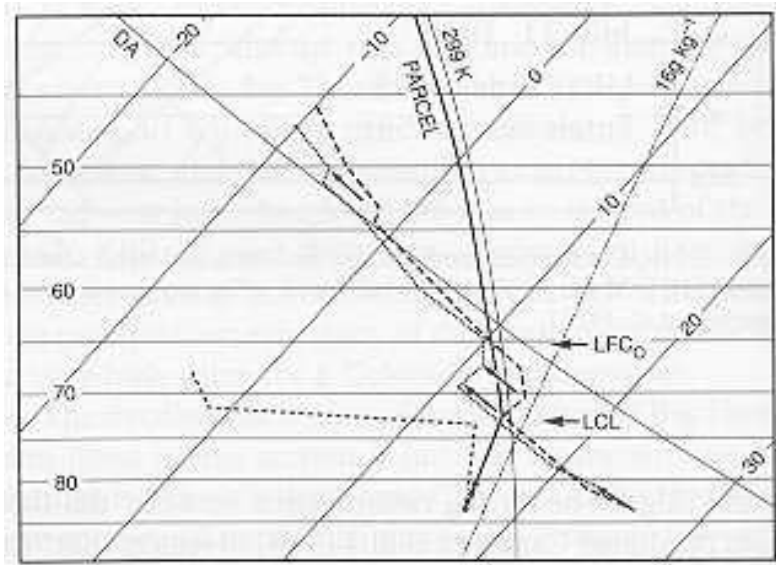


FIG. 2.4: Effet du soulèvement de l'ensemble d'une colonne d'air humide. Le profil de température initial est indiqué en tirets longs, la température de rosée en tirets courts ; le profil de température de la colonne soulevée de 30 hPa est en pointillés. La pression (lignes horizontales) est en kPa ; la température (lignes obliques) en °C. La figure précise en outre : la ligne de rapport saturant égal à  $16 \text{ g.kg}^{-1}$  ; la courbe de température potentielle équivalente égale à 299 K ; la pente de l'adiabatique sèche (DA). L'analyse de stabilité est faite pour la particule partant du sol : la ligne continue sous le LCL est la courbe d'égal rapport saturant ; celle au-dessus du LCL l'adiabatique humide ;  $\text{LFC}_0$  est le niveau de convection libre pour la colonne non-soulevée. Dans le profil initial, la couche limite est coiffée d'une inversion ; le soulèvement de la colonne refroidit suffisamment l'inversion pour permettre la convection libre de la particule dès qu'elle est saturée. (D'après Banta 1990.)

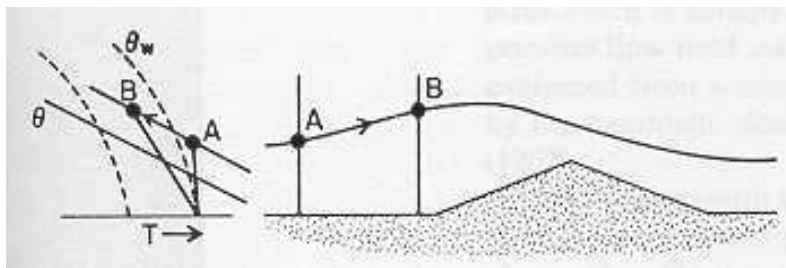


FIG. 2.5: Mécanisme de déstabilisation en basse couche par étirement vertical bien en amont du relief. La particule subit une ascendance adiabatique ( $A \rightarrow B$ ) qui déstabilise la colonne d'air en dessous. (D'après Smith 1979.)



à destabiliser la colonne (figure 2.5). Cet effet se manifeste en particulier dans les régimes d'écoulement contournant un obstacle de large extension transversale, car le ralentissement des basses couches s'accompagne alors d'une convergence horizontale importante (Pierrhumbert et Wyman 1985).

Enfin, dans une atmosphère horizontalement inhomogène, la rotation du vent et le cisaillement rendent discutable la notion de profil loin en amont, puisque la colonne d'air à la verticale du relief sera composée de masses d'air d'origines géographiques très différentes. Dans ces cas, la notion ne peut être pertinente que sur des échelles de temps et de distance très limitées - une analyse lagrangienne de l'origine des masses d'air peut cependant permettre d'étendre ces échelles.

### 2.2.2 Précipitations orographiques stratiformes

Bien que les nuages orographiques stratiformes participent dans certains cas à partie non négligeable ou même à l'essentiel du cumul de précipitations observé au sol, l'étude de ce type de précipitations ne fait pas partie des objectifs directs de la thèse. On ne l'évoquera que brièvement dans ce paragraphe.

Les précipitations orographiques stratiformes sont générées par le forçage ascendant d'une couche d'air absolument stable (ou conditionnellement instable, mais dont le LFC n'est pas atteint). Un nuage stratiforme se forme dès que le niveau de condensation est franchi. Si la durée du passage d'une particule d'air dans le nuage est suffisante et que les processus microphysiques sont assez efficaces, certains hydrométéores deviennent suffisamment gros pour précipiter au sol (figure 2.6).

Certains nuages orographiques stratiformes qui ne donneraient pas de précipitation par eux-mêmes peuvent néanmoins participer, sur un relief de petite échelle, au renforcement des précipitations générées indépendamment par un système de plus grande échelle. Il s'agit du mécanisme d'ensemencement-alimentation (*seeder-feeder*, Bergeron 1968) : en traversant le nuage orographique de basse couche, la pluie produite par le système de grande échelle collecte l'eau des gouttelettes du nuage et transporte cet excès d'eau vers le sol.

### 2.2.3 Précipitations orographiques convectives

La plupart des épisodes à précipitations diluviennes sont, en tout ou partie, dus à des systèmes convectifs. La convection profonde est en effet le mécanisme le plus efficace, lorsqu'il est actif, pour transporter la vapeur d'eau en altitude, produire des précipitations et réduire l'instabilité.

Les mécanismes propres et l'auto-organisation de la convection ne seront pas décrits

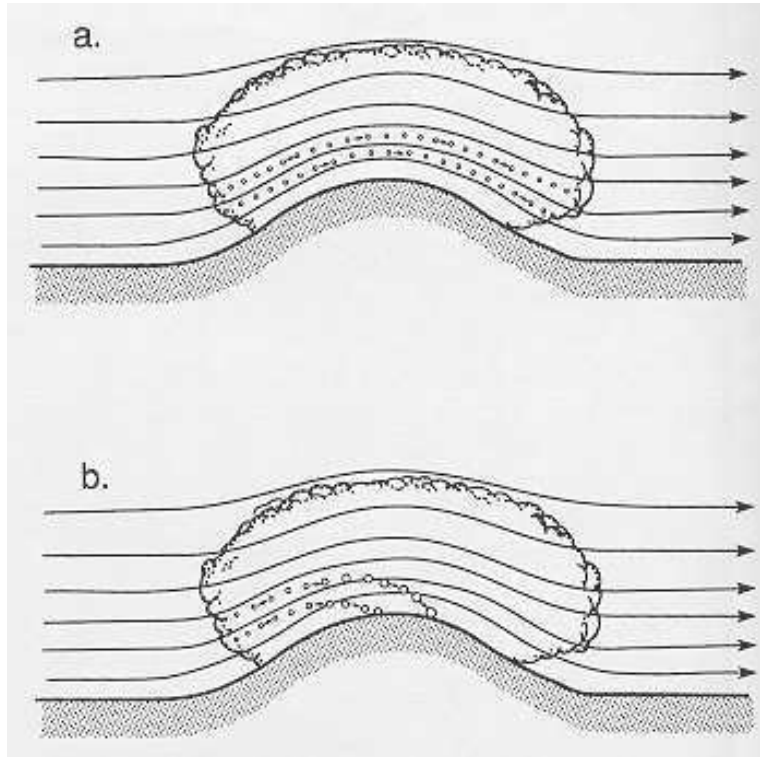


FIG. 2.6: Cycle de vie des particules d'eau condensée dans un nuage orographique stratiforme. Les flèches représentent les lignes de courant de l'écoulement sur le relief. (a) Les particules ne croissent pas assez vite pour sédimenter : les gouttelettes sont transportées en aval du relief et s'évaporent dans la subsidence. (b) Les particules croissent assez vite et précipitent. (D'après Banta 1990.)

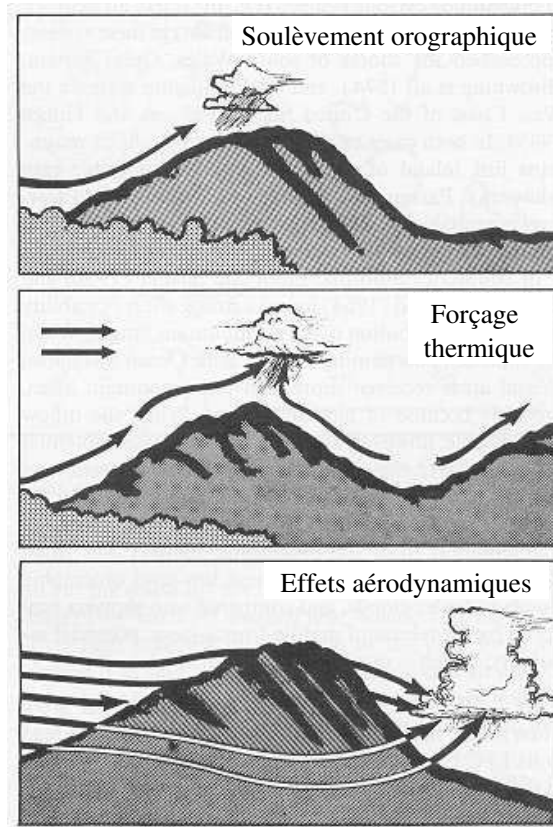


FIG. 2.7: Trois types de déclenchement de la convection sur orographie.

ici (voir par ex. Houze 1993). On s'attache plutôt ici à répertorier les mécanismes de déclenchement orographiques. Une étude des régimes convectifs sur un obstacle est présentée à la fin.

### Mécanismes de déclenchement

Les mécanismes déclencheurs propres aux circulations orographiques conditionnent en premier lieu la distribution des précipitations convectives sur le relief. On peut discerner trois mécanismes principaux (figure 2.7) :

1. forçage direct jusqu'au niveau de convection libre sur la pente amont du relief,
2. effets aérodynamiques,
3. forçage thermique.

(Ce dernier mécanisme est dû au chauffage radiatif du sol et concerne surtout la période estivale. Les cas de fortes précipitations d'automne sont plutôt liés à des circulations de plus grande échelle, où le forçage thermique ne joue le plus souvent qu'un rôle secondaire. Il ne sera donc pas évoqué davantage.)

## Forçage direct jusqu'au LFC

Ce cas recouvre deux types de situations météorologiques assez différentes. Il est favorisé par le régime de franchissement, qui implique de forts déplacements verticaux des basses couches.

Le cas d'une atmosphère incidente dont les basses couches présentent une instabilité conditionnelle caractérisée par une CAPE élevée (comme le sondage de la figure 2.1) conduit à des systèmes convectifs profonds se développant sur le relief. Banta (1990) mentionne plusieurs situations de ce type ayant produit des inondations éclair sur le relief de l'ouest des États-Unis.

Le deuxième cas est celui d'un profil dont la CAPE maximale est faible (mais non nulle). La température potentielle équivalente étant fortement contrôlée par le contenu en vapeur d'eau, il n'est pas rare qu'un profil présente une ou plusieurs couches *potentiellement* instables, *i.e.*, caractérisées par  $d\theta_e/dz < 0$ . Si ces couches sont portées jusqu'à saturation par le soulèvement, il se développe en leur sein des nuages convectifs d'extension verticale limitée (stratocumulus). Ces nuages peuvent produire des averses convectives incluses en général dans des systèmes stratiformes.

## Effets aérodynamiques

Ces effets recouvrent toutes les ascendances qui sont produites dans l'écoulement perturbé par l'orographie, en dehors du soulèvement direct sur la pente amont. Les deux principaux mécanismes sont les ascendances liées à des zones de convergence près du sol et les ondes de gravité.

### *Déclenchements par convergences*

À partir de mesures radar Doppler sur un large échantillon d'orages estivaux dans les Montagnes Rocheuses, Wilson et Schreiber (1986) établissent une corrélation très nette entre le lieu de déclenchement des orages et l'observation dans la couche limite de lignes de convergence pouvant s'étendre sur des longueurs de plusieurs centaines de kilomètres. Dans leurs premiers stades ces lignes ont une largeur comprise entre 500 m et 5 km et sont observées y compris en air clair. Leur cause n'est en général pas indentifiée dans cette étude; lorsqu'elle l'est, les courants de densité convectifs sont le plus fréquemment évoqués.

Une étude du soulèvement lié à une ligne de convergence dans une couche neutre est proposée par Crook et Klemp (2000), avec une approche analytique et numérique. Dans le cas où la couche neutre n'est pas surmontée par un écoulement, le soulèvement parvient à amener l'air depuis la surface jusqu'au niveau de convection libre à condition que  $U \geq (2CIN)^{\frac{1}{2}}$ , où  $U$  est la vitesse en surface de part et d'autre de la ligne de convergence symétrique. Les auteurs soulignent que la vitesse verticale

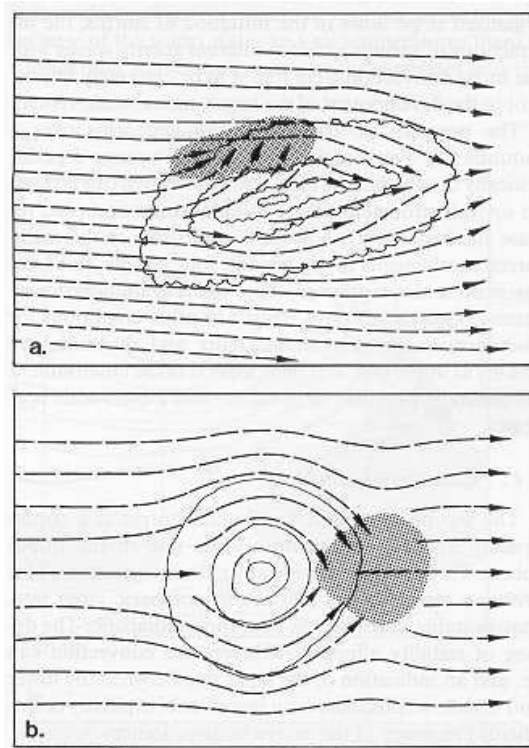


FIG. 2.8: Schématisations d'écoulements horizontaux illustrant le déclenchement de la convection par effets de convergence : (a) déflexion de l'écoulement ; (b) confluence dans le sillage de l'obstacle. Les zones grisées indiquent les régions où la convergence est maximale. (D'après Banta 1990.)

maximale atteinte dans l'ascendance est alors  $w_{max} \approx 0.74U$ , et donc le critère traditionnellement utilisé basé sur l'énergie cinétique verticale,  $w_{max} \geq (2CIN)^{\frac{1}{2}}$ , est trop restrictif. Un écoulement à stratification stable au-dessus de la couche neutre a cependant tendance à reculer ce seuil de déclenchement.

Des convergences près du sol peuvent être créées par le ralentissement lié à un effet de blocage en amont de l'obstacle (Smith 1989). Par exemple, Grossman et Durran (1984) évaluent avec un modèle analytique le soulèvement des basses couches sur la mer à une centaine de kilomètres en amont d'une barrière montagneuse côtière de 800 m ; ils montrent que ce soulèvement suffit à expliquer les déclenchements convectifs observés bien avant la pente au vent. Ces effets de blocage sont en particulier favorisés dans les régimes de contournement d'obstacles de grande dimension transversale.

Plus généralement, on trouve aussi des zones de convergence en basse couche dans les écoulements autour d'obstacles tri-dimensionnels - schématisées sur la figure 2.8. Smolarkiewicz *et al.* (1988) montrent par exemple que les bandes nuageuses souvent présentes en amont des îles d'Hawaï s'interprètent simplement avec un modèle d'écoulement stratifié sur un obstacle isolé de grande hauteur adimensionnelle. Chu

et Lin (2000) évoquent également des déclenchements convectifs sur la convergence associée à un ressaut hydraulique sur la pente sous le vent d'un relief.

### *Déclenchements par ondes de gravité orographiques*

Le champ d'onde de gravité dans un écoulement sur obstacle présente une (ou plusieurs) région(s) d'ascendance coïncidant avec une réduction de la stabilité statique. Ces zones peuvent donc être favorables au déclenchement de la convection. Un tel mécanisme est par exemple mis en évidence dans Cosma (2000) par simulation numérique d'un écoulement humide sur un relief présentant des indentations de petite échelle. Il explique en partie l'organisation des précipitations en une bande s'étirant dans le sillage des indentations (une convergence de sillage, comparable à celle de la figure 2.8, est également évoquée pour interpréter cette distribution).

## **Régimes convectifs sur orographie**

Dans les paragraphes précédents, on a répertorié les conditions favorisant l'instabilité verticale dans les écoulements sur relief et les mécanismes de déclenchement propres aux écoulements orographiques. On a aussi mentionné la rétroaction diabatique de la convection sur l'écoulement global. Il faut ajouter à cette liste la dynamique propre des mouvements convectifs (panaches convectifs, entraînement, courant de densité, *etc.*, voir par ex. Emanuel 1994).

Tous ces éléments relèvent de mécanismes non-linéaires (dont des phénomènes à seuil) et interagissent fortement. La question de l'interaction entre les écoulements sur relief et la convection lorsque tous ces mécanismes sont en jeu, apparaît extrêmement complexe, et la littérature sur le sujet reste peu aboutie.

Smith et Lin (1982) soulignent cette difficulté en abordant le problème d'un écoulement stratifié soumis à une combinaison de forçages thermique et orographique. Ils prennent le parti de prescrire une distribution de chauffage diabatique pour représenter la chaleur latente libérée par un nuage précipitant. Ils montrent que l'amplitude des ondes de gravité générées par ce forçage thermique peut égaler ou même excéder celle des ondes orographiques, dans des conditions typiques de vent et de taux de précipitation. La formation de cellules convectives sur un relief génère alors un train d'ondes de gravités susceptible de déclencher de nouvelles cellules.

Chu et Lin (2000) proposent une étude des régimes convectifs générés par un écoulement conditionnellement instable sur un obstacle idéalisé, grâce à des simulations numériques bidimensionnelles, non-hydrostatiques et avec une physique des nuages purement explicite. Ces régimes sont classifiés suivant la propagation des systèmes convectifs, et contrôlés par la hauteur adimensionnelle "humide"  $\hat{h}$  de l'obstacle (*i.e.*, calculée avec la pulsation de Brunt-Väisälä humide). Ces auteurs distinguent trois régimes. Le mode (i), à  $\hat{h}$  élevé, est caractérisé par un blocage important en amont

du relief; le front de densité créé sur la pente au vent se propage vers l'amont et finit par gagner la plaine. Dans le mode (ii), à  $\hat{h}$  intermédiaire, un système convectif quasi-stationnaire s'établit sur la pente au vent, le courant de densité équilibrant le forçage orographique. Dans le mode (iii), à faible  $\hat{h}$ , la convection quasi-stationnaire du régime (ii) subsiste sur la pente au vent tandis que d'autres foyers convectifs se développent sous le vent de l'obstacle, au niveau des convergences associées à un ressaut hydraulique se propageant vers l'aval, ainsi qu'à des fronts de densité.

Dans tous ces régimes, la convection démarre près du sommet par forçage orographique direct. Les trains d'ondes de gravité émis par cette convection jouent un rôle important pour le déclenchement de cellules secondaires, en particulier durant la phase d'établissement. Ce rôle est ensuite principalement dévolu aux fronts de densité générés par les cellules préexistantes.

Les régimes de convection orographique ne sont ici explorés que suivant le paramètre  $\hat{h}$ . Or Raymond et Rotunno (1989), dans leur étude de la formation des courants de densité dans un écoulement stratifié, ont mis en évidence que le phénomène est contrôlé par deux nombres sans dimension caractérisant la zone d'évaporation et le taux de refroidissement. Chu et Lin (2000) concèdent d'ailleurs que leur étude nécessiterait, pour une exploration plus complète des régimes, la définition d'un paramètre caractérisant la formation et l'impact des fronts de densité.

La description théorique de la convection orographique en terme de régimes reste donc une question encore largement ouverte.

## 2.2.4 Conclusion

Pour résumer cette partie sur les mécanismes de précipitations orographiques, on retiendra que les montagnes sont des zones très favorables à la formation de précipitations, aussi bien stratiformes que convectives, à condition que la circulation atmosphérique de plus grande échelle guide une advection d'air humide vers le relief. En outre, des conditions de grande échelle favorisant l'instabilité verticale de l'atmosphère incidente seront propices aux systèmes convectifs profonds, qui produisent les précipitations les plus intenses. La partie suivante fait le portrait, aux échelles synoptique et méso- $\alpha$  et  $-\beta$ , des situations météorologiques qui réunissent ces facteurs sur la région sud-alpine.



FIG. 2.9: Configuration typique des isohypses à 500 hPa produisant de la convection violente sur le sud-est de la France ou la région sud-alpine. À titre d'exemple de sous-structure cyclonique à méso-échelle, le trait pointillé au niveau des Îles Baléares marque l'axe d'un thalweg de courte longueur d'onde remontant dans le flux. (D'après Rivrain 1997.)

## 2.3 Conditions favorables à grande échelle

### 2.3.1 Conditions synoptiques

#### Surface et moyenne troposphère

Fortement ensoleillée en été, la mer Méditerranée constitue un réservoir d'humidité et d'énergie qui peut alimenter les basses couches atmosphériques jusqu'à l'approche de l'hiver. La saison d'automne est de plus caractérisée par un net refroidissement de la moyenne troposphère, lié à la décroissance du flux solaire et au retour des systèmes dépressionnaires. Des profils atmosphériques conditionnellement instables et propices à la convection profonde sont donc fréquemment observés en automne sur la Méditerranée.

Toutes les situations synoptiques qui guident vers les Alpes un flux de moyenne et basse troposphère ayant une composante de sud sont donc susceptibles de produire des systèmes convectifs sur les reliefs sud-alpins. C'est en particulier le cas lorsque les premiers grands systèmes dépressionnaires de la saison arrivent par l'Atlantique - ce type de situation est schématisé sur la figure 2.9. Lorsque la dépression aborde les côtes ouest de l'Europe, le flux est généralement de sud-ouest sur les Alpes. On parle de *cas de sud-ouest*.



À cette dépression est généralement associé un front froid orienté nord-sud et progressant vers l'est. Si le front a une extension méridionale suffisante, il balaye le bassin ouest-méditerranéen en guidant devant lui un fort flux de sud advectant vers les Alpes l'air de la bande transporteuse chaude (*warm conveyor belt*, Browning 1990). On parle de *cas de sud*.

Le flux de sud est souvent précédé d'un flux de sud-ouest. Des conditions de forçage synoptique à composante sud peuvent ainsi durer plusieurs jours sur la région alpine, réalimentant la convection sur relief et favorisant les systèmes quasi-stationnaires. La POI 2 de MAP sera présentée dans la suite de l'exposé comme exemple typique de ce genre de situations.

## Haute troposphère

La dépression de surface est généralement liée à un profond thalweg d'altitude, associé à un enfoncement d'air stratosphérique polaire à des latitudes parfois très méridionales. Cette configuration évolue souvent en un profond minimum isolé, appelé *goutte froide*.

L'importance de ces structures d'altitude dans les épisodes de fortes précipitations sur les reliefs nord-méditerranéens a été soulignée depuis longtemps puisque la notion de goutte froide est déjà évoquée par Ehrard (1962).

Massacand *et al.* (1998) établissent le lien entre ces épisodes et ces intrusions d'air froid (diagnostiquées en terme de tourbillon potentiel) qui se présentent sous forme de filaments nord-sud alignés derrière le front de surface, et s'étendent jusqu'à la Méditerranée. À échelle synoptique, ces structures favorisent les fortes précipitations pour deux raisons : i) l'équilibre vertical de l'atmosphère se trouve fragilisé du fait de l'air froid en altitude (en termes de grandeurs diagnostiques, les isentropes sous l'anomalie positive de tourbillon potentiel sont étirées verticalement); ii) la bande transporteuse chaude à l'avant du front se trouve renforcée.

Fehlmann et Quadri (2000 [33]) présentent une étude statistique sur cinq mois d'octobre de la prévision des fortes précipitations (supérieures à 10 mm/j) sur le sud-est de la France et la région alpine. Cette étude confirme que la configuration synoptique en moyenne et haute troposphère pour tous les épisodes est très proche de celle décrite dans cette partie. En outre, ils mettent en évidence une corrélation entre la position du filament de PV en altitude (celle de son extrémité sud en particulier) et la distribution prévue des précipitations 24 h après.

Enfin, le couplage des minima de pression d'altitude et de surface peut, si leur disposition relative est favorable, induire une amplification du système en surface (Hoskins *et al.* 1985), mais aussi des cyclogénèses secondaires à méso-échelle - évoquées au paragraphe suivant.

### 2.3.2 Éléments de méso-échelle

#### Surface et moyenne troposphère

Des éléments cycloniques de méso-échelle viennent souvent jouer un rôle important dans les épisodes à fortes précipitations.

Dans son inventaire des épisodes orageux à précipitations extrêmes sur le sud-est de la France, Rivrain (1997) note que des thalwegs de courte longueur d'onde sont souvent inclus dans le système dépressionnaire de grande échelle (voir figure 2.9). Ces structures renforcent localement l'activité frontale et/ou le flux humide dirigé vers les reliefs. Certains épisodes répertoriés ne présentent d'ailleurs pas de forçage synoptique évident, et sont entièrement imputables à une cyclogénèse de méso-échelle.

À l'approche de thalwegs ou de dépressions synoptiques vers les Alpes, on observe fréquemment une cyclogénèse dans leur sillage, conduisant à des minima de pression en surface sur le golfe de Gênes ou la plaine du Pô (par ex., Rössler *et al.* 1992). Ces dépressions de méso-échelle induisent une advection humide de sud-est ou d'est, provenant de la mer Adriatique.

#### Haute troposphère

On s'intéresse ici aux détails de l'anomalie de tourbillon potentiel en haute troposphère dont une première description, à l'échelle synoptique, a été faite plus haut.

Le tourbillon potentiel sur le flanc avant (est) de l'anomalie se réalise généralement sous forme de tourbillon absolu, signant la présence d'un jet d'altitude. Massacand *et al.* (1998) soulignent que la convection est favorisée dans les ascendances (dues à des réajustements vers l'équilibre géostrophique) présentes sous les zones de diffluence (confluence) en sortie (entrée) de jet (Sanders et Hoskins, 1990).

Avec une étude numérique de l'inondation éclair sur le Piémont italien (cas du 4-6 novembre 1994), Fehlmann *et al.* (2000 [34]) démontrent l'impact des sous-structures de méso-échelle présentes dans l'anomalie d'altitude sur la prévision quantitative des précipitations, et également sur l'évolution ultérieure de l'anomalie elle-même.

## 2.4 Un cas typique : la POI 2B de MAP

Durant la phase de terrain de la campagne MAP, la région du Lac Majeur a subi plusieurs épisodes de fortes précipitations, dont le plus classique est celui de la POI

2B<sup>6</sup>, les 19 et 20 septembre 1999. Des cumuls de pluie supérieurs à 250 mm en 48 h ont été enregistrés dans la région du Lac Majeur (voir figure 2.10), avec des cumuls horaires dépassant parfois les 30 mm. La côte ligure a également été violemment arrosée (cumuls horaires supérieurs à 50 mm), mais sur une durée moindre; les cumuls sur 48 h atteignent tout de même 138 mm sur les Apennins et 176 mm sur les Alpes Maritimes.

Cet épisode illustre la plupart des aspects évoqués dans la partie précédente, et suit un scénario fréquent sur la région, comparable à des cas étudiés avant MAP - par exemple celui du Piémont (4-6 novembre 1994, Buzzi *et al.* 1998, Fehlmann *et al.* 2000 [34], Ferretti *et al.* 2000).

### 2.4.1 Situation synoptique

Ce paragraphe présente l'analyse opérationnelle de Météo-France (Arpège) de la POI 2B.

La figure 2.11 montre les champs de température et de géopotentiel à 500 hPa, le 19/09 et le 20/09 à 12 h TU. Durant ces 24 h, un profond minimum de pression stationne au large des côtes britanniques et bretonnes. Il se prolonge vers le sud par un thalweg s'étendant jusqu'en Espagne le 19 à 12 h TU. Son axe opère un mouvement de rotation antihoraire tandis qu'un secteur chaud bien marqué pénètre vers le nord en passant au-dessus des Alpes. Le secteur chaud est poussé par un front froid très actif s'étendant, le 19 à 12 h TU, des Açores jusqu'aux îles britanniques, puis balayant tout le bassin ouest-méditerranéen. La zone MAP est concernée par un flux de sud-ouest en moyenne troposphère, virant au sud au passage du front.

Le front aborde les Alpes françaises le 20 vers 00 h TU. Il est clairement identifiable en basses couches (figure 2.12, à 850 hPa) en terme de rotation du vent (de sud à ouest), de gradient de température potentielle et d'humidité relative. À cet instant, la zone MAP est encore loin en avant du front (200 à 300 km) mais subit déjà une intense advection d'air méditerranéen à forte température potentielle équivalente.

La dynamique en haute troposphère est montrée sur la figure 2.13, le 20 à 00 h TU. Un filament de fortes valeurs du tourbillon potentiel s'étend légèrement en arrière de l'axe du thalweg de moyenne troposphère. Son flanc avant présente un fort jet de vent de sud (dépassant les 50 m/s). L'humidité relative supérieure à 90 % à l'avant du jet témoigne d'une activité convective profonde au sein du front.

---

<sup>6</sup>La POI 2 de MAP s'est étalée sur quatre jours. La situation qui nous intéresse a eu lieu durant le deux derniers jours. Elle est référencée sous le nom de POI 2B dans Bougeault *et al.* 2001.

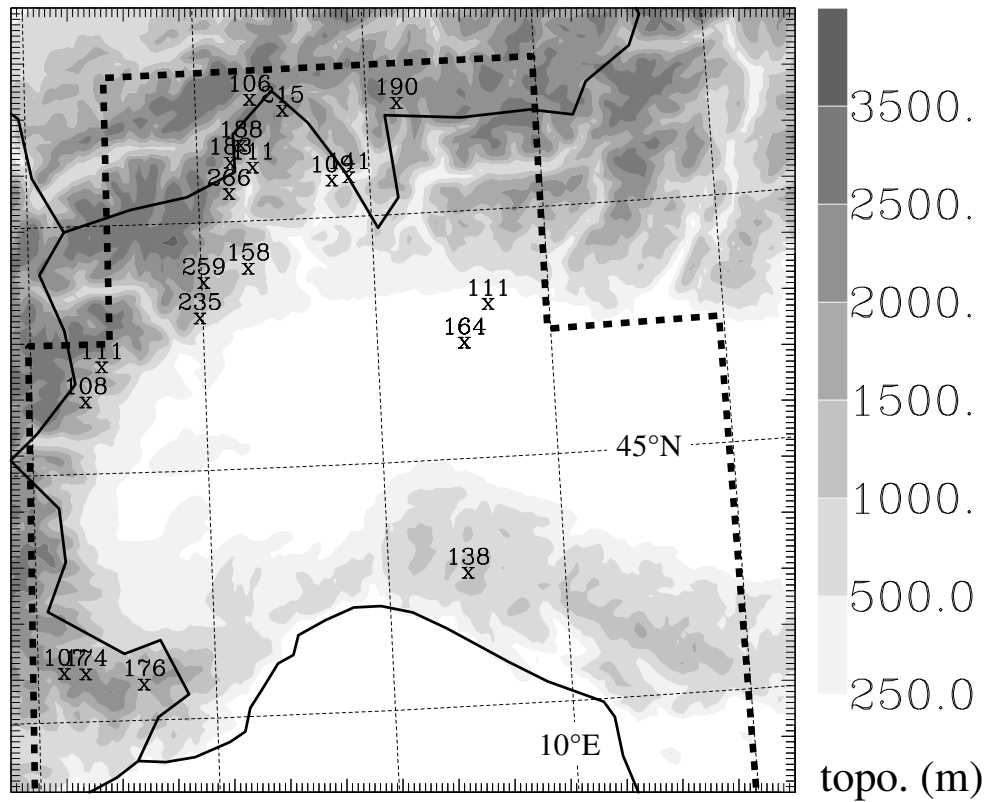


FIG. 2.10: Cumuls de précipitations (en mm) sur 48 h pour la période du 19/09/1999 00 h TU au 21/09/1999 00 h TU, enregistrés par le réseau SURF. Seuls sont représentés les cumuls supérieurs à 100 mm et à l'intérieur de la région délimitée en pointillés.

19990919 1200

19990920 1200

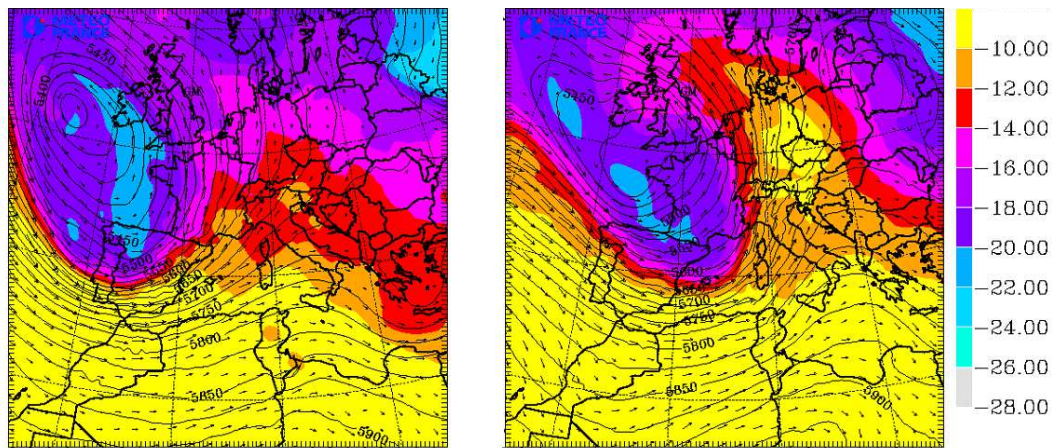


FIG. 2.11: Analyse Arpège à 500 hPa : température (échelle colorée, en °C), géopotential (isolignes, en m) et champ de vent (flèches).

19990920 0000

Thetae (K) Hu&gt;90% Wind (&gt;5m/s) ON 850hPa

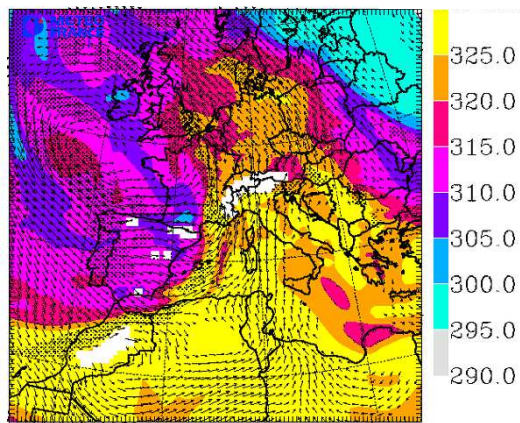


FIG. 2.12: Analyse Arpège à 850 hPa : température potentielle équivalente (échelle colorée, en K), humidité relative > 90 % (zone ombrée) et vent > 5 m/s (flèches).

19990920 0000

PV (Pvu) Jet(&gt;30m/s) REHU (&gt;90%) ON 315K

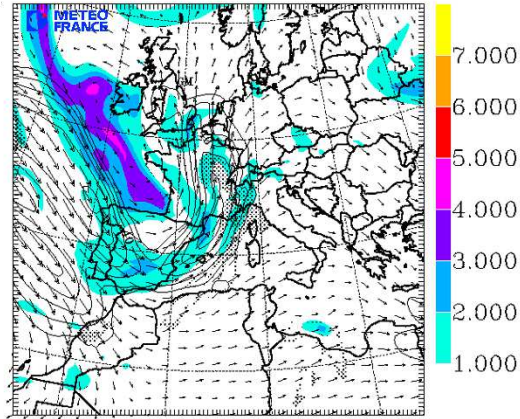


FIG. 2.13: Analyse Arpège, surface  $\theta = 315$  K : tourbillon potentiel (échelle colorée, en PVU), module du vent  $> 30$  m/s (isolignes, tous les 5 m/s), humidité relative  $> 90$  % (zone ombrée) et champ de vent (flèches).

## 2.4.2 Scénario des précipitations sur la zone MAP

Un scénario des précipitations durant la POI 2B peut être échaffaudé à partir des images enregistrées par les différents radars présents autour du Golfe du Lion et sur la zone MAP. La figure 2.14 montre des intensités de pluie (estimées à partir de la réflectivité radar maximale sur une même verticale).

Les premiers échos sont enregistrés dès le matin du 19 septembre sur la zone du Lac Majeur. On observe des pluies d'intensité modérée généralisées à l'ensemble du Piémont à 12 h TU (fig. 2.14a). Dans le même temps les Cévennes et le sud de la vallée du Rhône subissent des précipitations violentes.

Bien que les précipitations sur le flanc est des Alpes françaises soient soutenues durant toute la journée du 19 septembre (sous forme de convection préfrontale), on peut estimer que celles associées au front froid abordent les Alpes en fin de soirée (figure 2.14b, le 20/09 à 00 h TU). Dès lors, une progression claire des précipitations frontales n'est plus visible jusqu'au environ de 06 h TU.

Entre-temps, des pluies modérées à fortes ont perduré sur le Lac Majeur, le Piémont et la plaine du Pô. Vers 06 h TU (fig. 2.14c) une première bande de précipitations frontales se reforme sur la plaine du Pô à la longitude de Milan, suivie au même endroit d'une seconde bande quelques heures plus tard (fig. 2.14d, 10 h TU). Ces bandes parallèles au front ont une largeur de quelques dizaines de kilomètres, compatible avec la structure en *bandes larges de méso-échelle* (*wide mesoscale rainbands*,



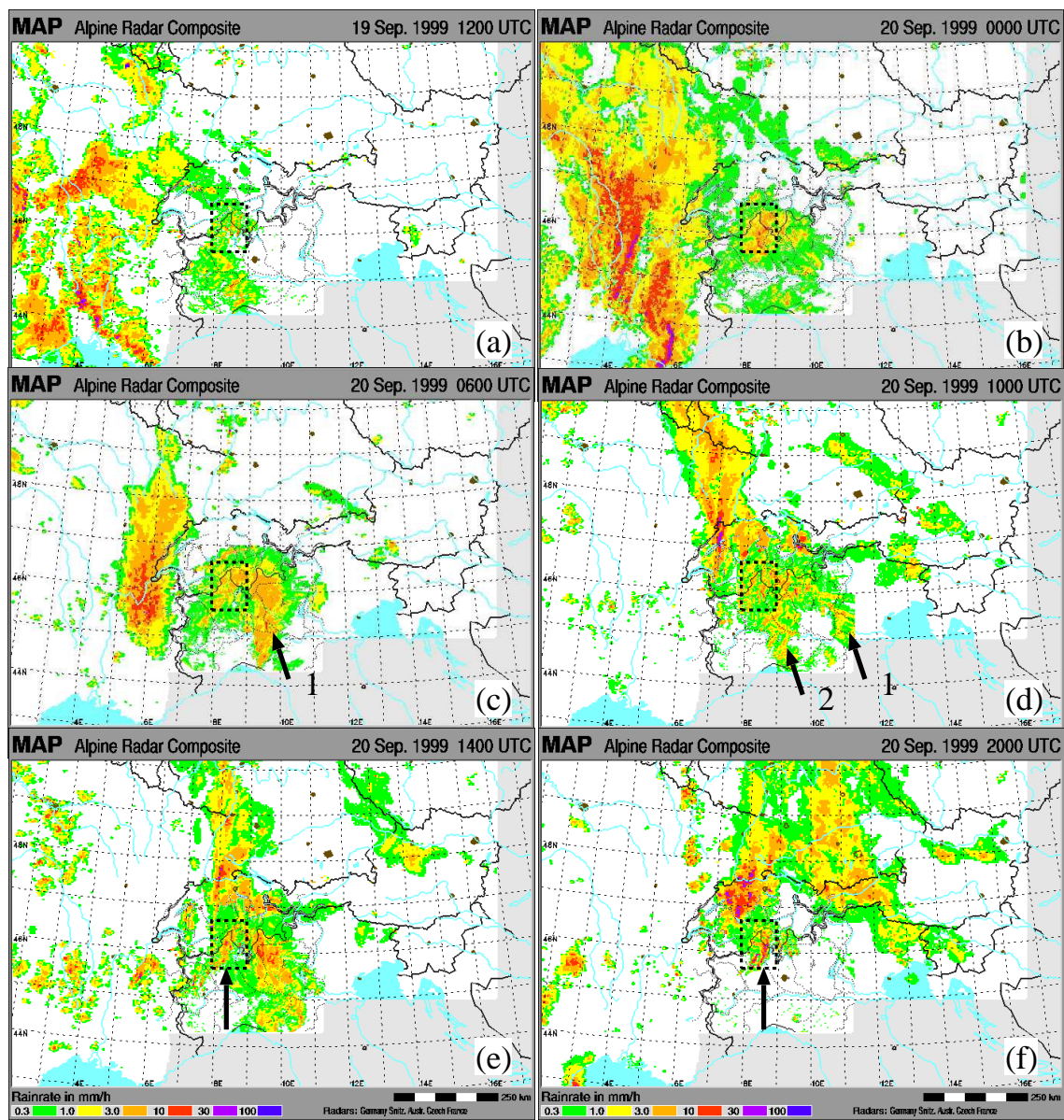


FIG. 2.14: Composite alpin des intensités de précipitation estimées par mesures radars. Le cadre en pointillé indique la zone cible du Lac Majeur. En (c) et (d), les flèches numérotées 1 et 2 indiquent les deux bandes larges frontales (voir texte). En (e) et (f), la flèche indique la ligne de convection résiduelle.

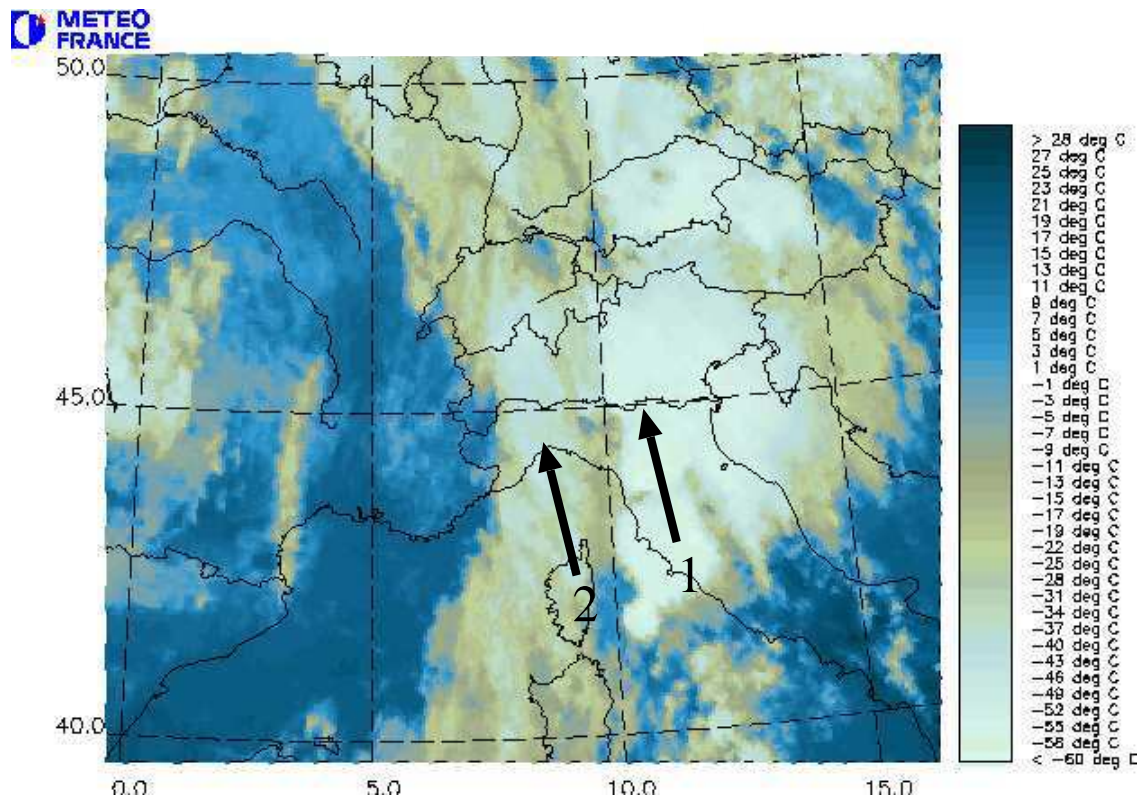


FIG. 2.15: Image Météosat infra-rouge le 20 septembre à 10 h TU (température de brillance du sommet des nuages, en °C). Les structures nuageuses fléchées 1 et 2 correspondent aux bandes de pluie de la figure 2.14(d).

Browning 1990) au sein de la bande transporteuse. Elles sont clairement associées à deux bandes nuageuses visible sur l'image satellite infra-rouge (figure 2.15).

Ensuite (fig. 2.14e-f), le système frontal s'évacue vers l'est tandis que des précipitations résiduelles subsistent toute la journée près du Lac Majeur, organisées sous forme d'une ligne pratiquement stationnaire. Les précipitations perdurent jusqu'au matin du 21 septembre, en se localisant dans la vallée de la Toce, sur les pentes du massif du Mont Rose (pour la toponymie, voir la figure 2.16 ou l'annexe B).

En résumé, la zone du Lac Majeur subit un épisode de précipitations modérées à fortes quasi-continues sur près de 48 h. On peut distinguer trois phases :

1. Une phase préfrontale le 19 septembre.
2. Une période intermédiaire (20/09 00-06 h TU) correspondant au franchissement des Alpes par le front : la limite frontale n'est pas clairement définie en terme de précipitations sur le nord de l'Italie ; la structure des précipitations sur le Lac Majeur ressemble à celle de la phase préfrontale, avec cependant une intensité accrue.
3. Une phase de convection résiduelle après le passage du front à partir de 06 h TU le 20 septembre.



### 2.4.3 Observations sur la zone du Lac Majeur

Afin de préciser les conditions ayant régné sur la région du Lac Majeur pendant la POI 2B, quelques unes des mesures effectuées localement sont ici présentées. Les localisations du radar Doppler du Monte-Lema (Service Météorologique Suisse), du radar Doppler RONSARD (CETP, France), du radar Doppler S-Pol (NCAR, États-Unis), du radar profileur de vent de Lonate Pozzolo (Météo-France) et du lieu de lancement du radio-sondage de Milan sont indiquées sur la figure 2.16 (ainsi que quelques autres informations géographiques).

Les figures 2.17 et 2.18 montrent l'évolution du vent mesurée par le profileur de Lonate (en mode VHF) sur l'ensemble de la POI 2B. Pour la journée du 19, il indique vers 4000 m un flux orienté entre les directions SW et SSW, subissant une intensification en début de l'après-midi du 19 septembre et atteignant son maximum vers 2 h TU la nuit suivante. Sans faiblir, le flux s'oriente plus au sud dans les heures qui suivent, correspondant au passage du front. Il revient ensuite au sud-ouest en s'affaiblissant dans l'après-midi du 20 septembre, derrière le front.

#### Phase préfrontale

Les profils de vent à proximité immédiate du Lac Majeur (figure 2.19) ont été obtenus par analyse VAD<sup>7</sup> des données du radar du Monte Lema (altitude: 1600 m). Durant la journée du 19 (voir profils à 12 h TU), le vent est établi à 10 m/s entre 2000 et 4000 m avec une composante d'est faible ou nulle. Le vent fraîchit jusqu'à des valeurs de 15 à 20 m/s en fin d'après midi, avec une composante d'est plus marquée dans les premiers niveaux, correspondant au phénomène de vent de barrière (voir les régimes d'écoulement, §2.2.1).

Le champ de vent tridimensionnel a pu être restitué d'après les données des radars RONSARD, S-POL et du Monte Lema par la technique multi Doppler (Chong *et al.* 2000). La figure 2.20 montre la réflectivité radar et les composantes du vent le 20/09 à 01 h TU en coupe verticale WE au niveau du Lac Majeur. Le vent de barrière est bien visible sur le versant est du massif du Mont Rose en dessous de 3000 m (fig. 2.20b). Le vent total, sous la ligne de crête, a une orientation de SSE à SE. Il contribue à l'advection vers le Lac Majeur et les pentes du massif du Mont Rose d'air humide conditionnellement instable en basses couches sur la plaine du Pô, comme le montre le radio-sondage de Milan le 19/09 à 23 h TU (figure 2.21).

Les conditions décrites ici restent quasi-stationnaires durant toute la nuit du 19 au 20 septembre, avec un vent établi aux environs 20 m/s entre 2000 et 4000 m. On note cependant un coup de vent en milieu de nuit (fig. 2.19, 20/09 01-02 h TU) - avec une augmentation en conséquence du vent de barrière. Ce coup de vent est associé

---

<sup>7</sup> *Velocity Azimuth Display.*

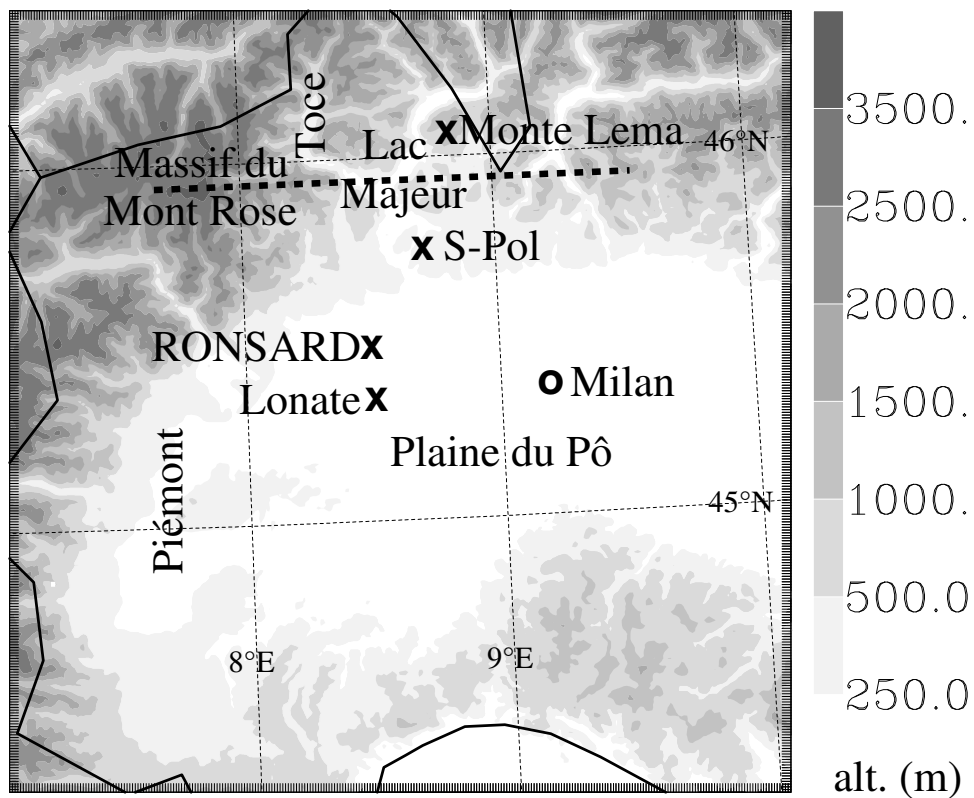


FIG. 2.16: Vue générale de la région Alpine autour du Lac Majeur (topographie indiquée en échelle grisée, en m). Les 'x' indiquent les radars mentionnés dans le texte, le 'o' le lieu de lacher du radio-sondage de Milan. Le trait en pointillée est la trace de la coupe verticale de la figure 2.20.

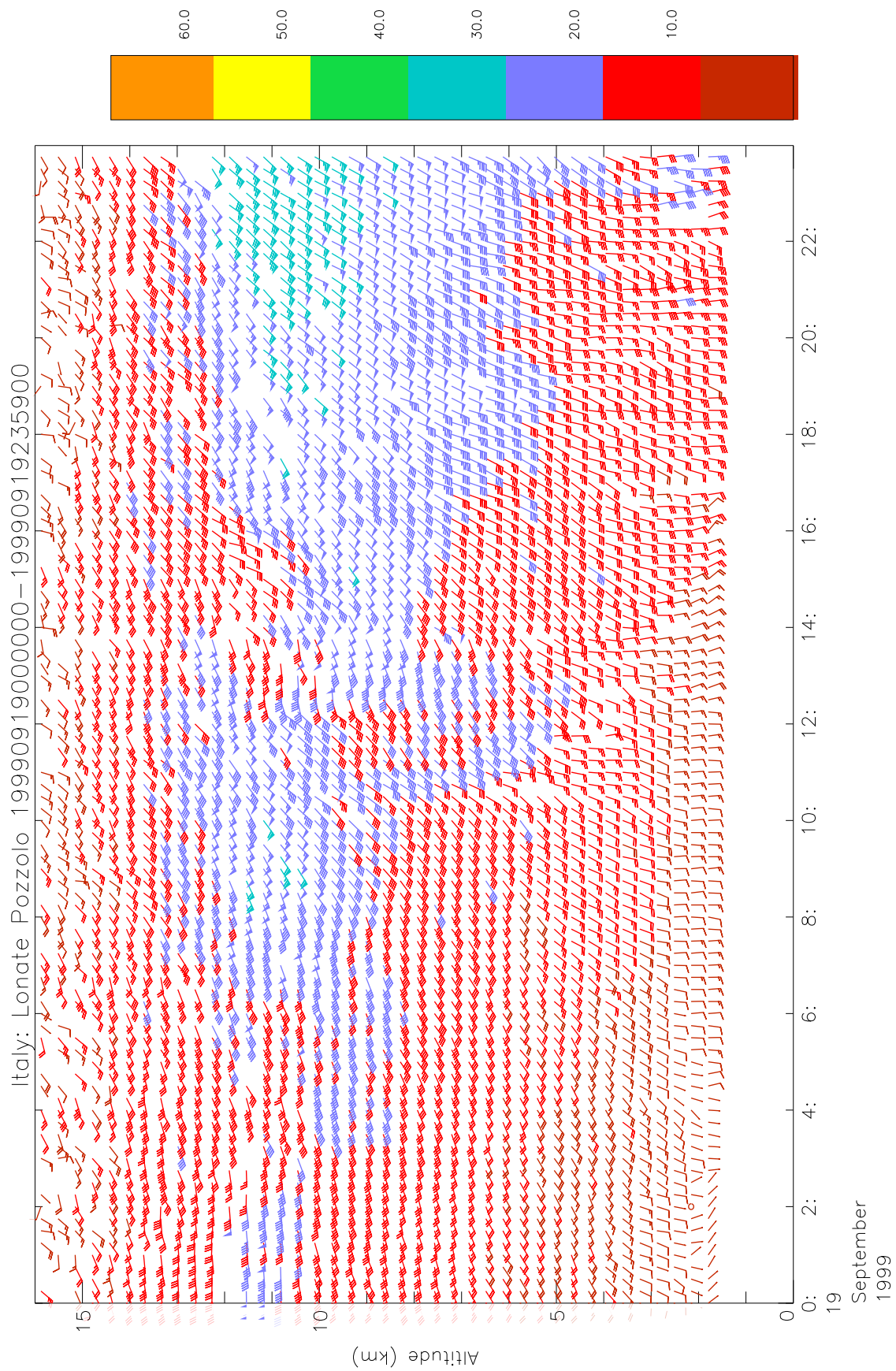


FIG. 2.17: Profils de vent pour le 19/09/1999, mesuré en mode VHF par le radar profileur du CNRM (Météo-France) installé à Lonate Pozzolo (voir fig. 2.16).

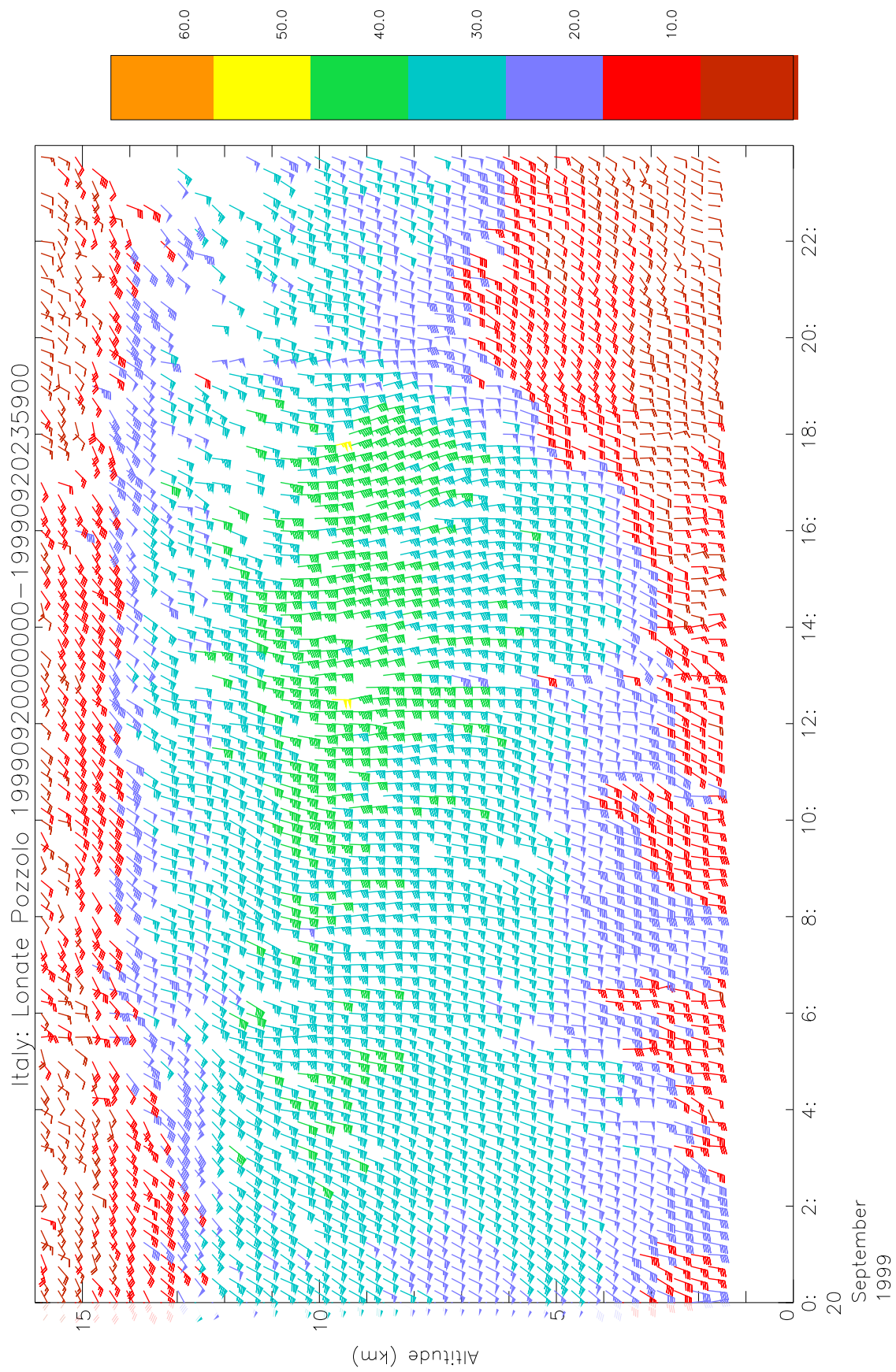


FIG. 2.18: Comme la figure 2.17 pour la journée du 20/09/1999.

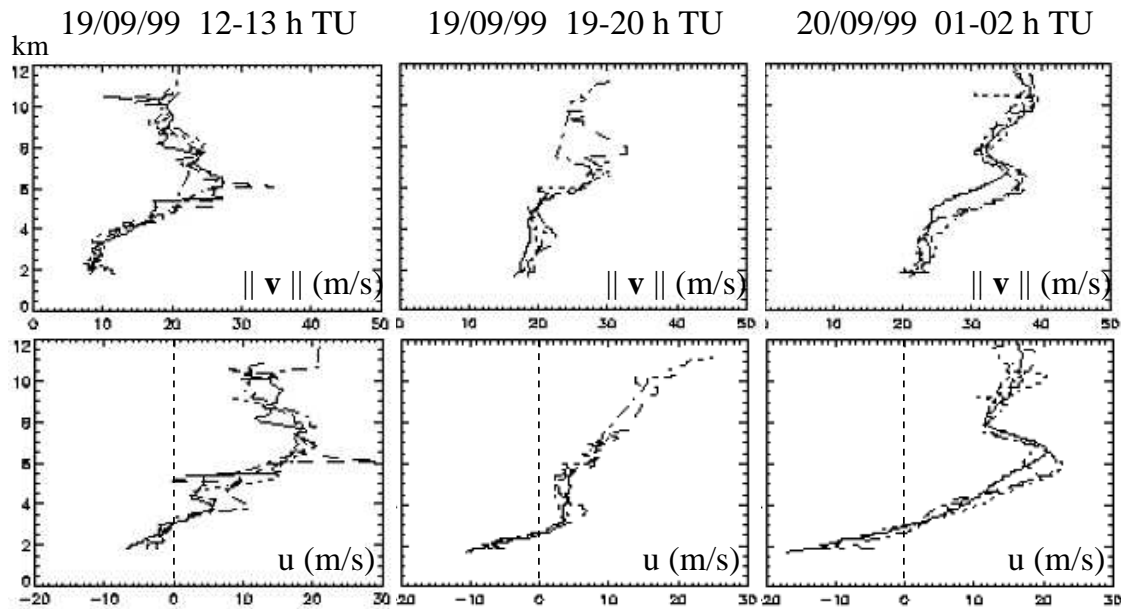


FIG. 2.19: Radar du Monte-Lema: profils verticaux VAD du module (haut) et de la composante zonale (bas) du vent horizontal. Les quatre courbes superposées dans chaque image sont les moyennes par quart d'heure de données fournies toutes les 2 mn 30 s. Chaque image couvre une période d'une heure.

à un pic dans l'activité convective, comme le montre l'intensité des précipitations estimée par le radar du Monte Lema (figure 2.22).

### Convection résiduelle

L'effet de vent de barrière est maintenu toute a journée du 20 septembre - et même renforcé au passage du front, entre 05 et 14 h TU, du fait de la légère accélération du flux (20 à 25 m/s entre 2000-4000m) et son orientation plus au sud. Après le passage du front, une convection résiduelle est ainsi entretenue sur la zone du Lac Majeur, les basses couches sur la plaine du Pô restant conditionnellement instables (voir radio-sondage de Milan le 20/09 à 17 h TU, figure 2.23).

Cette convection résiduelle prend un caractère organisé dans l'après-midi. Le radar du Monte Lema (figure 2.24) montre entre 14 et 16 h l'initiation d'une ligne de convection sur le Piémont qui s'étend au nord jusqu'au massif du Mont Rose. Ensuite, tandis que la partie sud de cette ligne disparaît, sa partie nord se propage vers l'est en se détachant des pentes du massifs. Un explication possible de ce comportement propagatif est l'effet d'un courant froid d'étalement généré sur les pentes par la convection elle-même; le sondage de Milan (fig. 2.23) montre en effet une couche sèche entre 800 et 550 hPa favorisant l'évaporation de la pluie.



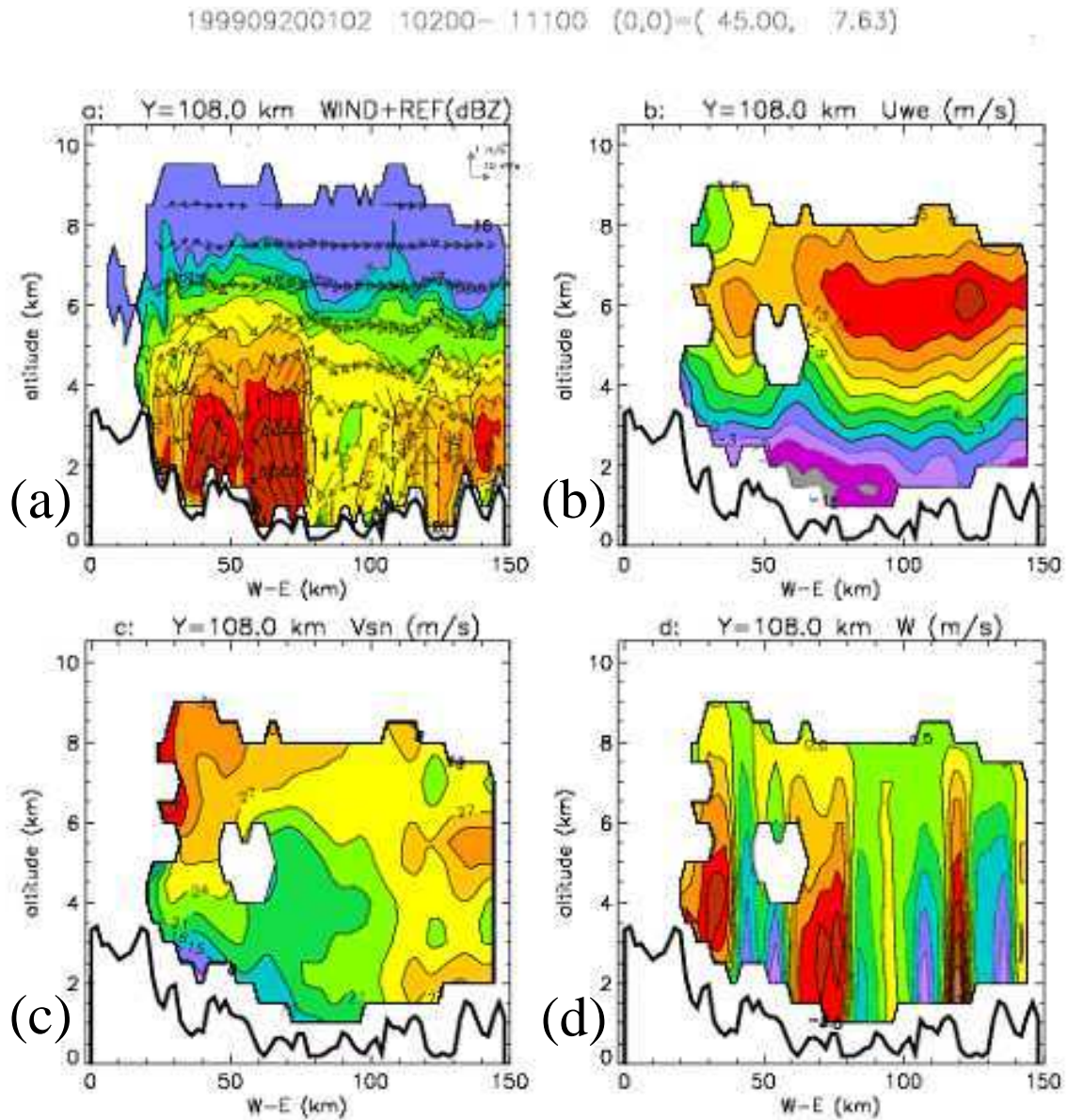


FIG. 2.20: Restitution multi Doppler du champ de vent, en coupe verticale WE (trace de la coupe indiquée sur la figure 2.16) le 20/09 à 01 h TU : (a) réflectivité radar (échelle colorée, en dBZ) et vent dans le plan de coupe (flèches); (b) composante zonale du vent (m/s); (c) composante méridienne du vent (m/s); (d) composante verticale du vent (m/s).

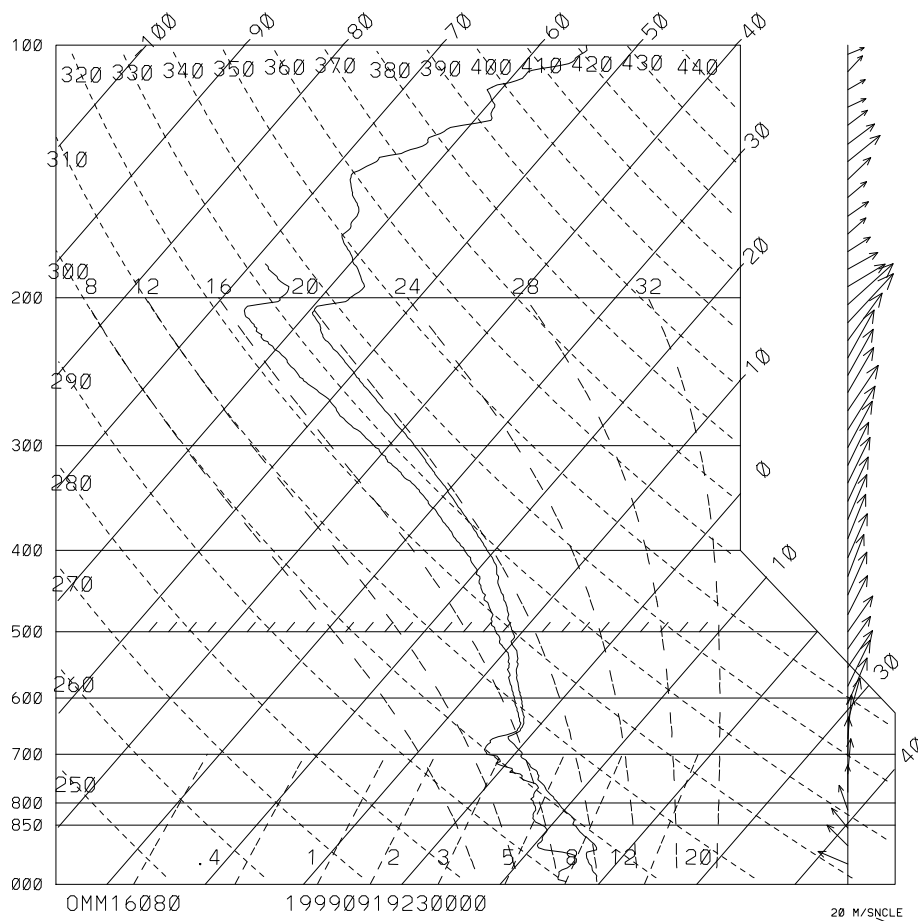


FIG. 2.21: Radio-sondage de Milan, 19/09/1999 23 h TU.

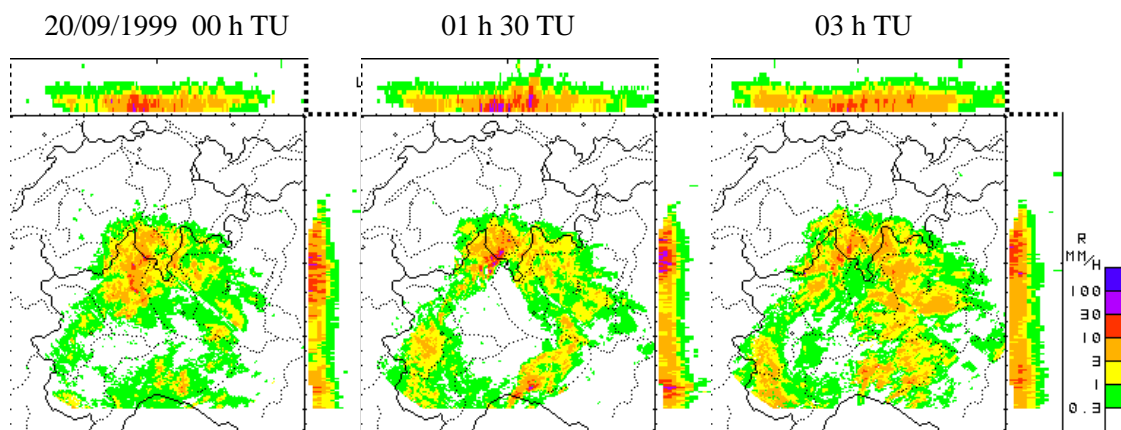


FIG. 2.22: Radar du Monte-Lema: intensité de précipitation (mm/h). Pour chaque figure, les trois plans de projection montrent la valeur maximale rencontrée le long de la direction de projection.

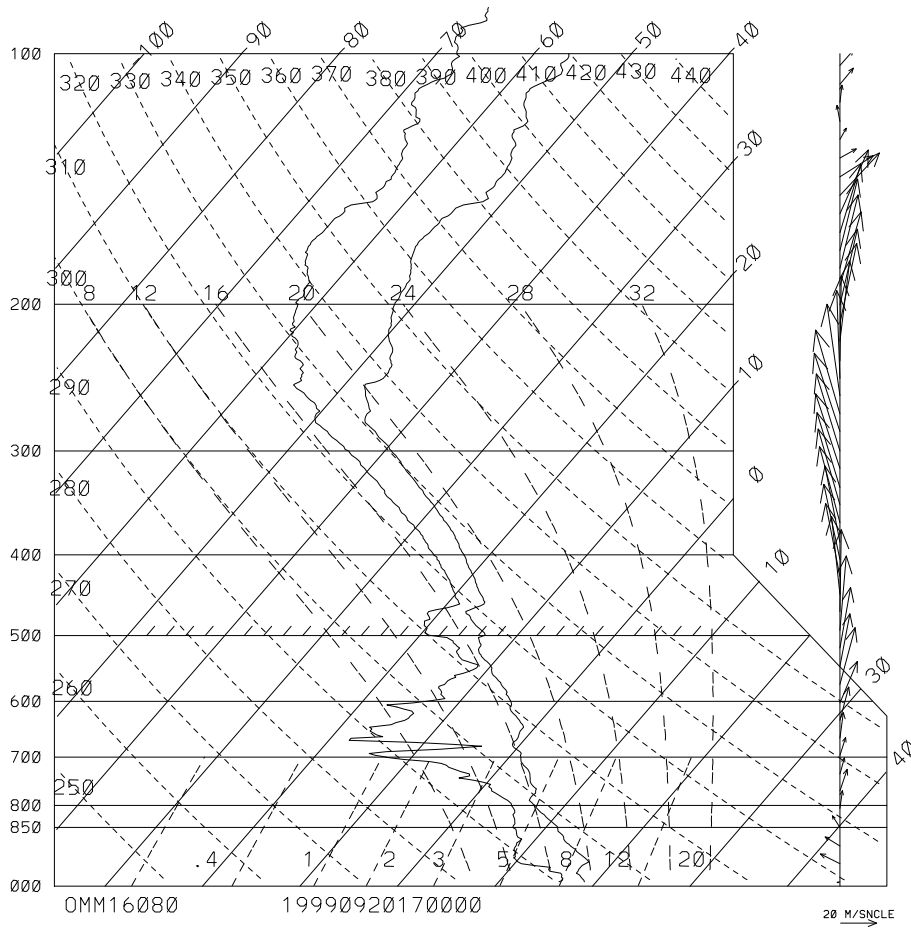


FIG. 2.23: Radio-sondage de Milan, 20/09/1999 17 h TU.



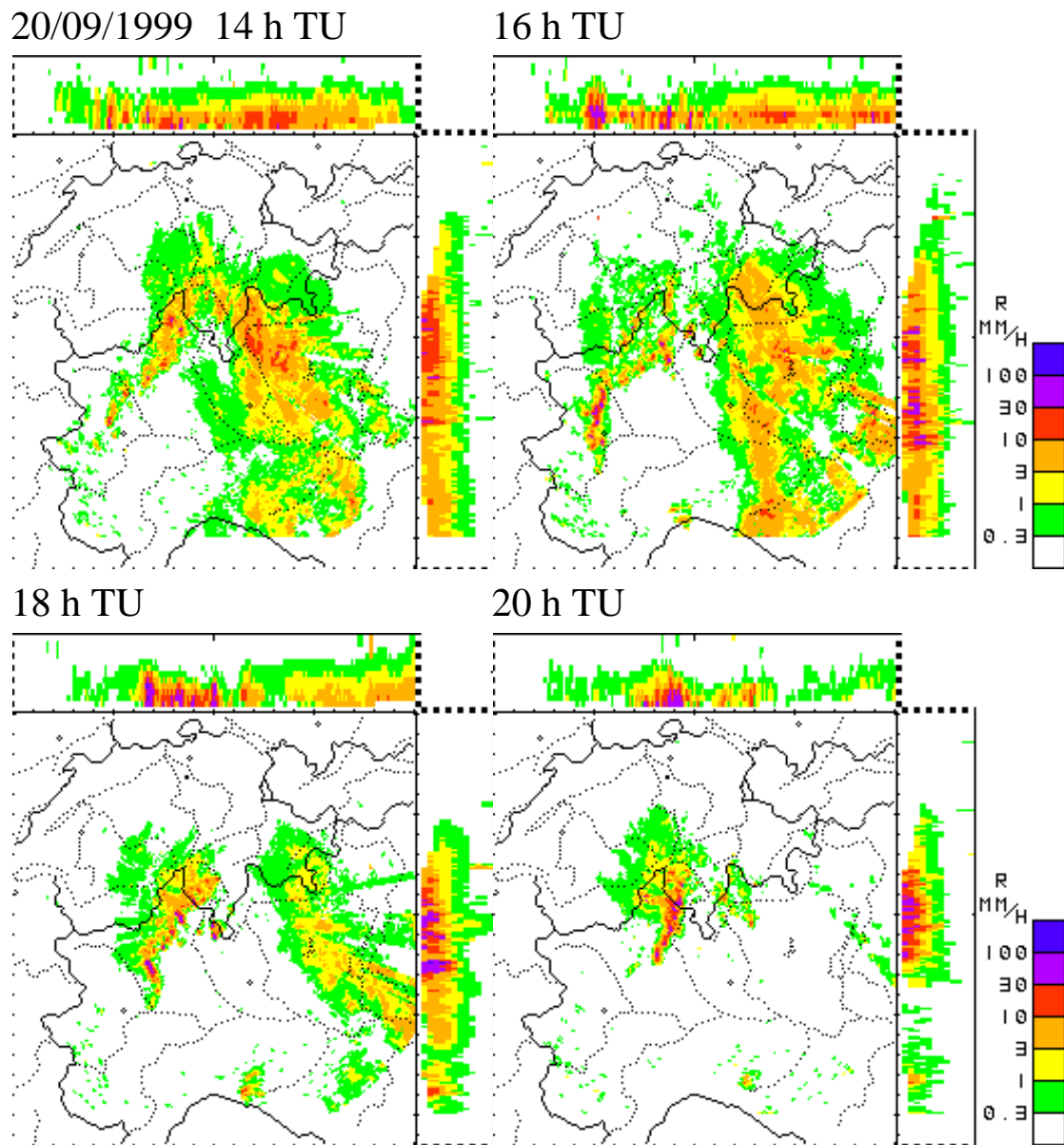


FIG. 2.24: Voir figure 2.22.

## 2.5 Conclusion

Les versants sud des Alpes comptent parmi les régions climatologiquement les plus arrosées en Europe en automne, sous la forme d'épisodes convectifs générant des précipitations intenses et de forts cumuls. On a recensé les mécanismes de précipitation orographique, avec une attention plus particulière aux conditions favorisant la convection profonde. On a ensuite caractérisé le contexte synoptique et les éléments de méso-échelle conduisant à des épisodes de fortes précipitations alpines. On a pu relier certaines observations sur la région du Lac Majeur lors de la POI 2B aux mécanismes décrits précédemment.

Cependant, même un réseau d'observation dense, tel que celui déployé pendant les POI de MAP, ne permet pas d'avoir une vision de l'atmosphère et de son évolution suffisamment globale et continue pour pouvoir comprendre le détail des mécanismes à l'œuvre. L'utilisation conjointe de la modélisation numérique à haute résolution assortie d'outils d'analyse pertinents peut y aider. Le chapitre suivant présente une méthode d'analyse lagrangienne de simulations numériques de l'atmosphère, avec comme exemple d'application une étude de la POI 2B.



# Chapitre 3

## Description lagrangienne des écoulements : méthode des traceurs passifs eulériens

L'approche eulérienne est de loin la plus couramment utilisée pour la description des écoulements fluides. Mais cette utilisation repose sur des considérations pratiques plus que physiques. D'une part, il est beaucoup plus aisé d'utiliser des capteurs fixes dans le référentiel d'étude ; ainsi sont la plupart des moyens de mesures météorologiques au sol (stations, radars, *etc.*). D'autre part, les champs eulériens permettent de décrire commodément le système à grand nombre de degrés de liberté qu'est le fluide, et dont les sous-systèmes élémentaires (les particules fluides mésoscopiques) ne sont pas liés entre eux et peuvent donc avoir des déplacements relatifs importants et complexes.

On doit cependant revenir à une vision lagrangienne dès qu'on aborde la physique de l'évolution de ces sous-systèmes élémentaires : l'équation d'Euler, par exemple, n'est autre que l'expression du principe fondamental de la dynamique, où l'accélération lagrangienne de la particule fluide est écrite avec les champs eulériens. En météorologie, la dynamique microphysique d'une particule d'air est également de nature lagrangienne (y compris la sédimentation des hydrométéores précipitants, qui s'envisage en premier lieu dans le référentiel de la particule).

Le mécanicien des fluides adopte aussi volontiers une approche lagrangienne lorsqu'il s'agit d'interpréter physiquement des phénomènes observés à l'échelle macroscopique dans un écoulement : preuve en est l'intérêt constant porté aux quantités conservées par l'écoulement (invariants lagrangiens), comme le sont, par exemple en météorologie, la température potentielle et le tourbillon potentiel sous l'hypothèse d'une évolution adiabatique. Hoskins *et al.* (1985) identifient ainsi, grâce à des cartes isentropiques de tourbillon potentiel, des masses d'air cohérentes d'air stratosphérique qui descendent depuis les latitudes polaires (gouttes froides) et jouent un rôle im-

portant dans la cyclogénèse aux latitudes moyennes. Dans l'étude de la convection profonde, on peut utiliser la température potentielle équivalente<sup>1</sup> pour distinguer l'air des panaches convectifs de l'air environnemental.

L'identification d'une masse d'air cohérente par une de ces quantités n'est cependant possible que si la masse d'air est effectivement physiquement caractérisée par cette quantité, et que les hypothèses pour la conservation de cette quantité soient respectées. De plus, aucune distinction ne pourra être faite entre deux particules au sein de cette masse d'air, ce qui peut être limitatif par exemple pour étudier l'historique du phénomène.

Enfin, il peut être important pour l'interprétation d'un phénomène de connaître l'origine géographique de la (ou des) masse(s) d'air en présence; ce peut être le cas par exemple pour interpréter l'état de stabilité verticale de l'atmosphère en un lieu donné - comme mentionné au chapitre 2. Or les quantités conservatives classiques ne caractérisent pas forcément une origine géographique donnée, dans les cas réels en particulier.

C'est pour ces raisons qu'une approche lagrangienne complète, *i.e.*, permettant d'identifier individuellement les particules lagrangiennes, est souvent menée en parallèle aux diagnostics eulériens (par ex. Rössler *et al.* 1992, Schär et Wernli 1993, Wernli et Davies 1997, Stone *et al.* 1999), car elle permet une analyse beaucoup plus précise des mécanismes en jeu.

L'étude des mécanismes de convection sur orographie, proposée dans la suite de cette thèse, utilise fréquemment des analyses lagrangiennes. La méthode utilisée est inspirée de celle de Schär et Wernli (1993) mais a fait l'objet de développements originaux, qui sont décrits dans un article accepté pour publication au *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, présenté dans la suite de ce chapitre<sup>2</sup>. Cet article contient en particulier une étude numérique de la POI 2B de MAP, qui fera l'objet de quelques remarques supplémentaires en fin de chapitre.

---

<sup>1</sup>ou d'autres quantités conservées lors d'une évolution adiabatique humide, comme la température potentielle d'eau liquide - voir dans la suite du chapitre.

<sup>2</sup>C'est ici la version révisée de juillet 2001 qui est proposée.

## Résumé en français

Une méthode de suivi lagrangien de masses d'air cohérentes est présentée dans cet article. Elle est basée sur trois champs eulériens de traceurs passifs plutôt que sur le calcul de trajectoires individuelles. Ces champs sont initialisés avec les coordonnées initiales de chaque point de grille. Ceci permet l'identification ultérieure de chaque particule d'air lagrangienne par référence à sa position initiale. On a de plus la possibilité de suivre l'évolution de chaque grandeur physique associée à la particule. Les avantages de cette méthode par rapport à celles basées sur des trajectoires sont discutés dans l'article. Plusieurs exemples sont donnés à travers l'étude de quelques écoulements : un écoulement stratifié bidimensionnel sur un obstacle générant une onde de gravité déferlante, une ligne de grain conduisant à de la convection profonde, la POI 2B de MAP comme cas réel à fortes précipitations. Dans ce dernier exemple, une masse cohérente d'air sec et froid est identifiée, et on met en évidence son impact sur la distribution des précipitations.

# Lagrangian Description of Air-Flows Using Eulerian Passive Tracers

François GHEUSI, Joël STEIN

*Météo-France, Centre National de Recherches Météorologiques, Toulouse, France.*

—

## Abstract

A method of tracking coherent Lagrangian air-masses is presented. It is not based on the computation of individual trajectories, but rather on three Eulerian passive tracers initialised with the coordinates of each grid-cell. This 'initial coordinates' method allows the later unambiguous identification of each Lagrangian air-parcel by referring to its initial position. Further, the physical history of each parcel can be retrieved. The advantages of this method in the framework of mesoscale numerical modelling are discussed with respect to trajectory-based methods. Preliminary examples are given by studying idealised airflows: i) a two-dimensional stratified flow past an isolated obstacle generating gravity-wave breaking; ii) a deep convective squall-line. Then the method is applied to a heavy-rain situation over the Alps during the Mesoscale Alpine Programme (*MAP*) field-phase. A coherent mesoscale pool of dry air is identified over the Mediterranean and tracked with the aid of the initial coordinates method. Its influence on the rain distribution over the Ligurian Alps and Apennines is demonstrated.

## 3.1 Introduction

The Lagrangian perspective is widely used in the framework of the atmospheric sciences. The tracking of air-parcels enables the identification of 'Coherent Ensembles of Trajectories' (Wernli and Davies 1997), defined as ensembles of air-parcels which experience a common physical history and may have a significant influence on the circulation.

The most usual technique for the Lagrangian description of an airflow is the calculation of trajectories, using wind fields extracted from either analysis systems, global circulation models or limited area models. For instance, trajectories calculated from analyses have proved to usefully complement Eulerian diagnostic techniques for the study of flow structure in the troposphere and stratosphere, when long range transport over several days is considered (*e.g.*, Wernli and Davies 1997).

High-resolution numerical modelling over shorter time ranges has appeared as an efficient tool to capture some features of the dynamics of airflows at the mesoscale. When the question of Lagrangian tracking is considered in this framework, some

drawbacks of the trajectory technique can be listed in terms of implementation, treatment, and accuracy.

Most atmospheric models are based on the equations of fluid mechanics in their Eulerian form. A specific numerical model of trajectories is then needed in addition to the Eulerian model. The wind fields generated by the Eulerian model are required at every time-step of the trajectory model. Thus, as explained by Rössler *et al.* (1992), trajectories can either be computed in parallel to the Eulerian model run (runtime method, hereafter 'RT-method'), or post-processed from the model outputs (post-mortem method, hereafter 'PM-method'). Compared to the RT-method, the PM-method has the advantage to allow calculations of forward as well as backward trajectories.

The number of calculated trajectories rarely exceeds a few hundred, well below the number of model grid-cells. The trajectories hence provide a small part of the available Lagrangian information. Moreover, if parcels are arbitrarily chosen, only a few of the trajectories will actually give physical or dynamical informations which would be relevant to the phenomenon under consideration. Backward trajectories are more suitable to select relevant information, but their use is not possible with the RT-method. Focusing on forward trajectories, either the calculation of a large amount of trajectories or a preselection of parcels are needed. The latter is somewhat arbitrary and requires that the flow is already known, at least from an Eulerian point of view, in order to be relevant. In any case, preselecting trajectories appears to be difficult with the RT-method, thus the PM-method is more usually preferred over the RT-method. However, it is less accurate, due to the time-resolution which is much coarser in the PM- than in the RT-case, since it is hardly ever feasible to store the wind-field data at every time step of the Eulerian model.

Trajectory models in general may have inaccuracies from other causes. In a case of idealised cyclogenesis, Walmsley and Mailhot (1983) estimate the error in parcel location due to various numerical causes. They conclude that the most important error arises from the spatial interpolation of the wind between the main-model grid-points.

Trajectories are not the only possible method for the Lagrangian description of an airflow. For example, any flow-conservative variable provides at least part of the information about parcel motions, *e.g.*, potential vorticity or potential temperature in dry airflows, and any passive tracers in general. Most of the time, motions of passive tracers are simulated with the aim to study transport of pollutants or chemical species. Schär and Wernli (1993), however, propose to use passive tracer fields to study the dynamics in adiabatic idealised cyclogenesis with Lagrangian diagnoses. They use three passive tracer fields, initialised with uniform zonal, meridional and vertical gradients respectively. Thus, the initial value of the triplet of tracers for a given grid point can be directly related to the cartesian coordinates of the grid point. They identify cloudy structures from the vertical displacement field. They remark



that surface fronts are more visible in horizontal tracers plots than in  $\theta$  or vorticity plots. They also deduce parcel trajectories from the tracer fields.

Schär and Wernli (1993) have implemented their technique in the framework of a semi-geostrophic model. Nevertheless, the Lagrangian point of view has also proved to be useful, in association with numerical modelling with complex physics, to understand physical mechanisms in real configurations (*e.g.*, Gyakum *et al.* 1995).

The mechanism of enhanced precipitation over complex topography is still poorly understood. The aim of this paper is to explore further the passive tracers technique suggested by Schär and Wernli (1993) and to present a successful application to study a real case of heavy precipitation over the Alps.

This kind of event is frequently observed in the autumn on the south side of the Alps (Frei and Schär 1998). Some rain gauges in the Lago Maggiore area (north-western Italy) recorded amounts exceeding 250 mm in 48 h on the 19th and 20th of September 1999. This episode occurred during the Intensive Observation Period (IOP) 2B of the *MAP (Mesoscale Alpine Programme)* terrain phase (Bougeault *et al.* 2001). This episode is of particular interest since it appears, at the synoptic scale, as typical for producing heavy precipitation over the Alps.

Massacand *et al.* (1998) evidenced that such events are associated at the tropopause level with coherent intrusions of polar and stratospheric air, in the form of positive anomaly filaments on potential vorticity maps, which enhance at low level the maritime moisture-laden southerly flow impinging on the Alps. Fehlmann *et al.* (2000) established further that the mesoscale sub-structures in such filaments can influence the low-level prefrontal wind-jet and thus also the precipitation distribution. Focusing on low-level mesoscale features, Buzzi *et al.* (1998) show, in a numerical study of a case comparable to MAP IOP2B, that a split of a frontal structure into multiple wind-jets and rain-bands occurs due to the cooling by precipitation melting and evaporation. This mesoscale process incidently has a great impact on the rain distribution at the ground. The question thus arises, of the evolution of coherent low level mesoscale air-masses in the incident flow over the Mediterranean, and their influence on the precipitation over the Alps. In the present paper, we investigate the influence of a mesoscale feature in the humidity field observed over the Mediterranean.

The outlines of the paper are as follows. The Eulerian numerical model is briefly described in section 2. In section 3, we detail the passive tracer technique and its implementation. Section 4 deals with preliminary examples of idealised adiabatic (§4.1) and diabatic (§4.2) airflows. The Lagrangian analysis of MAP IOP2B is presented in section 5. Section 6 summarises the passive tracer method and its advantages in mesoscale numerical modelling, and concludes on the MAP case.

## 3.2 The numerical model

The numerical simulations are carried out with the atmospheric non hydrostatic meso-scale model MesoNH (Lafore *et al.* 1998), jointly developed by the Laboratoire d'Aérodynamique (Toulouse, France) and the CNRM (Météo-France). This model enables the simulation of atmospheric motions, ranging from the synoptic scale (few thousands kilometers) to the large turbulent eddy scale (few tens of meters). It is based on the Lipps and Helmer (1982) modified anelastic system of equations. The inclusion of the orography in the model computation is made by the use of the Gal-Chen and Sommerville (1975) terrain-following coordinate  $\bar{z} = \mathcal{H}(z - h)/(\mathcal{H} - h)$ , where  $\mathcal{H}$  is the height of the model top and  $h$  the local altitude of the topography. The spatial discretisation is based on second-order accurate centered finite differences on an Arakawa C grid (Arakawa and Mesinger 1976). The temporal discretisation is purely explicit, and a weak time filter (Asselin 1972) is applied to control the rapid oscillations generated by the leapfrog treatment of the equations. Advections of thermodynamical and passive variables are processed either with a second-order centered scheme with flux correction (FCT scheme, Zalesak 1979, Lafore *et al.* 1998) or the MPDATA scheme with the non-oscillatory option (Smolarkiewicz and Grabowski 1990). Open-radiative conditions (based on a Sommerfeld condition) are used at the lateral boundaries of the model in order to avoid wave reflections. The complete numerical formulation of the dynamical part of the model is given by Lafore *et al.* (1998).

The MesoNH simulation system allows the use of several nested models with identical vertical extensions and resolutions, but different horizontal resolutions (Stein *et al.* 2000). For the simulations presented in this paper, the nesting is two-way interactive.

The microphysical scheme includes the three water phases with five species of condensed water (Pinty and Jabouille 1998). The subgrid convection is parametrised with a 1D mass flux scheme (Bechtold *et al.* 2001). The surface and radiation schemes are detailed in Noilhan and Planton (1989) and Morcrette (1991), respectively.

## 3.3 The method

### 3.3.1 Basic implementation

The Lagrangian description of a flow consists in identifying any fluid-parcel at any moment without ambiguity. With trajectories, the identification is evident since the parcel location is known at any time.

Alternatively, we propose to identify each air-parcel by referring to its initial location.

More precisely, one wants to calculate the initial location  $\vec{x}_0$  of the parcel that is present at any location  $\vec{x}$  and any time  $t$ , *i.e.*, :

$$\vec{x}_0 = \vec{x}_0(\vec{x}, t).$$

It is an Eulerian vector field, which will directly be treated within the Eulerian model. (In contrast, the trajectory of the parcel initially present at the location  $\vec{x}_0$  is given by  $\vec{x} = \vec{x}(\vec{x}_0, t)$ , which is a Lagrangian vector field).

Three scalar fields  $x_0, y_0, z_0$ , hereafter referred as the *initial coordinates*, are used to calculate this vector field. They are initialised with the Cartesian coordinates:

$$x_0(\vec{x}, t = 0) = x, \quad (3.1)$$

$$y_0(\vec{x}, t = 0) = y, \quad (3.2)$$

$$z_0(\vec{x}, t = 0) = z. \quad (3.3)$$

These fields are considered as passive scalars driven by the flow, *i.e.*, their evolution is governed by the equation

$$\frac{\partial \vec{x}_0}{\partial t} + \vec{u} \cdot \text{grad} \vec{x}_0 = 0, \quad (3.4)$$

where  $\vec{u}$  is the wind vector-field.

In the discretised formulation, the fields  $x_0, y_0, z_0$ , are initialised with the coordinates of the model grid-points and during the model run, experience all the transport processes:

- advection,
- transport by subgrid turbulent motions,
- transport by subgrid convective motions.

At the lateral boundaries of the model, the initial coordinates are prescribed depending on the out- or inflow condition. Where outflow occurs, parcels are definitively eliminated from the model. In the inflow case, new parcels enter the model. The initial coordinates of the inflowing parcels are set according to table 3.1. With such values, any parcel which has entered the model during the simulation can be easily identified since one of its horizontal initial coordinates exceeds the model-domain dimension. Moreover, for such a parcel one is able to know where and when it has entered the model. For example, for a model grid-point let  $x_0 = \xi < x_{min}$ ,  $y_0 = v$ ,  $z_0 = \zeta$ . We can conclude that the parcel has entered the model at the point  $(x_{min}, v, \zeta)$  and at the time  $t = (x_{min} - \xi)/c_{in}$  (where  $c_{in}$  is the velocity-like constant defined in table 3.1).

In the case of simulations with nested models, the initial coordinates at the boundaries of the most outer model are prescribed as above. The initial coordinates at the boundaries of inner models are given by the outer model for inflow conditions, and advected out for outflow conditions. The boundaries of the inner models are thus 'two-way permeable' to the initial coordinates.

### 3.3.2 Further developments

#### Physical variables

The evolution of the physical quantities (water vapour content, potential temperature, potential vorticity, *etc.*) of Lagrangian parcels can be known by comparing the actual (Eulerian) value at given location and time, to the initial value for the parcel under consideration, *i.e.*, the value read at the time origin and at the initial location of the parcel. More precisely, let us consider any physical quantity  $\alpha$ . The value of  $\alpha$  at  $t = 0$  for the parcel located at  $\vec{x}$  at time  $t$  is given by

$$\alpha_0(\vec{x}, t) = \alpha(\vec{x}_0(\vec{x}, t), t = 0), \quad (3.5)$$

and hence the net change of  $\alpha$  experienced by this parcel between  $t = 0$  and  $t$  is

$$\Delta\alpha = \alpha(\vec{x}, t) - \alpha_0(\vec{x}, t). \quad (3.6)$$

The fields  $\alpha_0(\vec{x}, t)$  can also be used to select Lagrangian ensembles of air-parcels defined along a physical criterion at the time origin. Considering the ensemble of Lagrangian parcels defined at  $t = 0$  by  $\{\vec{x} \mid \alpha(\vec{x}, t = 0) = \alpha_{def}\}$ , this ensemble later verifies to be  $\{\vec{x} \mid \alpha_0(\vec{x}, t) = \alpha_{def}\}$ . For example, this enables one to define true material surfaces that initially coincide with isosurfaces of poorly conserved quantities, such as potential temperature or potential vorticity in diabatic flows.

#### Arbitrary time origins. Backward trajectories.

With the basic implementation presented above, the time origin of the Lagrangian evolution coincides with the model start. However, one could need to consider the Lagrangian evolution only for the last hour of a 12 hour model run, for example to study convective plumes. More generally, one would like to be able to study Lagrangian evolutions from an arbitrary date after the model start, and over an arbitrary duration.

This can be done by reinitialisation of the three  $x_0, y_0, z_0$  according to Eq (3.1-3.3) at several arbitrary times  $t_0 = 0 < t_1 < .. < t_n$  during the model run ( $t_0$  corresponding to the model start). This procedure enables the choice of the time origin among the  $t_i$ 's, in addition to  $t_0 = 0$ .

In the remainder of the paper, we will denote  $\vec{x}_{t_i}(\vec{x}, t > t_i)$  to be the location at time  $t_i$ , of the Lagrangian parcel present at time  $t >$  and location  $\vec{x}$  (*i.e.*, the subscript  $t_i$  will refer to the time origin).

For  $t_{i+1} < t$ , the initial coordinate fields have been reinitialised at least once since the time  $t_i$ .  $\vec{x}_{t_i}(\vec{x}, t)$  can however be retrieved by joining together fragments of Lagrangian motions. With  $t > t_j > t_i$ , the method consists in reading  $\vec{x}_{t_j}$  at time  $t$  and location  $\vec{x}$ , then  $\vec{x}_{t_{j-1}}$  at time  $t_j$  and location  $\vec{x}_{t_j}$ , and so on, until reading  $\vec{x}_{t_i}$  at time  $t_{i+1}$  and location  $\vec{x}_{t_{i+1}}$ . The same algorithm also enables the post-processed calculation of backward trajectories, and the tracking of any physical quantity along the trajectory. Further details are given in the appendix.

## 3.4 Preliminary examples

This section deals with two idealised airflows, for which Lagrangian diagnoses with the initial coordinates technique will be presented as preliminary illustrations of the method before the real case study of section 3.5. Another aim is also to demonstrate the ability of such diagnoses to easily provide supplemental and useful information compared to classical Eulerian diagnoses.

### 3.4.1 Adiabatic stratified flow past an isolated obstacle

Simulation WAVEBR (table 3.2) investigates the two-dimensional flow with upstream uniform stable stratification (Brunt-Väisälä frequency  $N$ ) and uniform horizontal velocity ( $U$ ), past a bell-shaped orography given by

$$h(x) = \frac{H}{1 + (x - x_0)^2/L^2}.$$

$L$  and  $H$  are the characteristic width and height of the mountain, respectively, and  $x_0 = 12.2L$  is the abscissa of the mountain peak. The flow is governed by the following two dimensionless numbers:

$$\begin{aligned} NL/U &= 4.17, \\ NH/U &= 1.67. \end{aligned}$$

The lower boundary condition is free-slip. The upper boundary condition is free-slip with rigid lid. The generated gravity wave is non-hydrostatic and corresponds to a strongly non-linear perturbation of the upstream flow (see Baines 1995, chap.5, for an overview on uniformly stratified flows over obstacles). (This physical configuration is similar to simulation *1b* in Gheusi *et al.* (2000), with the added assumption of an inviscid flow).

Simulation WAVEBR was performed with two nested models<sup>3</sup> (at authors' convenience to test the Eulerian passive tracers method in a nesting configuration). Ho-

---

<sup>3</sup>The inner model extends vertically over the whole domain ( $8.4H$ ) and horizontally over  $6.4L$ . It is centered  $0.7L$  downstream from the mountain crest.

wever, the wave breaking region exceeds in extension the size of the inner model, so that results will be shown for the outer model only.

The constant  $c_{in}$  (table 3.1) is chosen to be equal to the basic inflow velocity,  $U$ .

The gravity-wave field evolution is shown in Fig. 3.1 for  $20N^{-1} < t < 120N^{-1}$ . Iso- $z_0$  lines capture the deformation of initially horizontal material lines. The lowest gravity wave-front steepens up, overturns, and eventually breaks into a mixed fluid region.

In this simple case of adiabatic dynamics of a fluid with initial uniform stratification, the information provided by the initial altitude  $z_0$  or by the potential temperature is the same. Extra information about the motions within the breaking wave, however, can be obtained when considering the  $x_0$ -field. Stars in Fig. 3.1 mark fluid selected along the criterion:  $0 < x_0 < 4.8L$  and  $2.1H < z_0 < 2.4H$ . The corresponding thin stream of parcels enters the overturning region from  $t = 40N^{-1}$  up to  $t = 60N^{-1}$ . These parcels remain present within the mixed-fluid region until  $t = 100N^{-1}$ , *i.e.*, they have been trapped there for a time of at least  $40N^{-1}$ , much greater than the advection time at speed  $U$  past the obstacle ( $2L/U = 8.34N^{-1}$ ). Thus, the mixed-fluid region resulting from the gravity-wave breaking acts as a reservoir of quasi-stagnant fluid. Yet, the long term trapping concerns only a thin layer fluid far upstream, since much shorter delays are obtained when the initial band of markers is slightly shifted by only  $0.3H (= \frac{1}{2}U/N)$  downwards or upwards (not shown).

During the trapping period, the parcels migrate slowly towards the upper part of the mixed-fluid region, as revealed by figure 3.1 between  $t = 60$  and  $100N^{-1}$ . From  $t = 100N^{-1}$ , the parcels are then taken away by the quasi-laminar flow just above the mixed-fluid region.

Figure 3.2 focuses on the structure of the mixed fluid region at  $t = 120N^{-1}$ . Both  $x_0$ - and  $z_0$ -fields vary slowly in this region, which in contrast is bounded by sharp gradients. This reveals the close neighbourhood of fluids from very different origins. The flow in the upper sharp gradient region appears as laminar with non visible fluid mixing.

The boundaries of the mixed fluid region, subjectively defined from the gradient intensity, are shown as thickened contours in figure 3.2. According to the altitude of the upper boundary, we distinguish between two parts:

- The ‘wave overturning region’ (encompassed with thick solid isocontours in Fig. 3.2). The global shape of this region remains stationary from  $t = 60N^{-1}$ , as soon as the breaking of the first gravity wave front has occurred. Its horizontal and vertical extents are of about  $2L$  and  $2H$  respectively. This region corresponds to the breaking of the overturned orographic wave, since its horizontal and vertical extensions agree with the superadiabatic region predicted by Long’s non-linear stationary solution (Long 1953), as shown in figure 3.3 (Long’s solution is computed here following Bacmeister 1987).

- The 'propagating mixed fluid region' (encompassed with the thick dashed isocontours in Fig. 3.2). Its depth, of about  $1.5H$ , is thinner than that of the wave overturning region. It is unstationary and propagates downstream with a mean speed of about  $U/2$  over the considered time range. A well shaped roll is visible at its leading edge from  $t = 80N^{-1}$  (Fig. 3.1). The undulating appearance of the  $z_0$ -contours at the bottom edge denotes the presence of less powerful rolls.

Smith (1991) showed in a comparable configuration that such rolls are generated by Kelvin-Helmholtz instability. The latter is first triggered by the downslope acceleration of the lowest layers and the vertical density gradient due to breaking orographic wave above. K-H rolls then sustain the mixed fluid region above and also ensure its downstream propagation.

This sustenance and propagation mechanism can be evidenced with the initial abscissa tracer ( $x_0$ ), besides  $z_0$ . Since the flow far upstream from the obstacle is uniform and stationary, the value of  $x_0$  can be directly related to the 'age' of the fluid parcel. Considering both  $x_0$  and  $z_0$  fields within the propagating mixed fluid region, one can notice in Fig. 3.2 that the gradients of both  $x_0$  and  $z_0$  have been roughly rotated counterclockwise by 90. The downstream part of the mixed fluid region can be schematised as columns of homogeneous fluid. In each column, the fluid has a given initial altitude (hence a given potential temperature), the columns being arranged horizontally from high  $z_0$  (high potential temperatures) upstream to low  $z_0$  (low potential temperatures) downstream. The most recent fluid is at the bottom of given column, the oldest one at the top<sup>4</sup>. The propagating mixed fluid region thus appears to be supplied with new fluid from the bottom (the mixing being due to the shear induced rolls) while the old fluid is drained off at the top.

The sustenance mechanism seems to be comparable for the wave overturning region. The roll-up of recent into older fluid is indeed well visible in Fig. 3.2 at the bottom of the considered region.

The example considered in this subsection shows that the initial coordinates can provide information of different natures: i) in this case of stably stratified adiabatic flow with steady upstream conditions, the potential temperature (or the density) and the initial altitude  $z_0$  are directly related, so the information provided by  $z_0$  is physical in nature; ii) in contrast, the initial abscissa  $x_0$  gives the age of the parcel, which is a historical information.

### 3.4.2 Deep convection

As second example, we investigate a tropical convective squall-line, where the diabatic processes play a major role. The potential temperature  $\theta$  of a Lagrangian parcel will vary along its path, hence  $\theta$  cannot be considered as a Lagrangian conserved

---

<sup>4</sup>This statement has to be related to the slow upwards migration of the parcels suggested by Fig. 3.1.

quantity. The loss of this property is currently overcome by the introduction of derived quantities such as the equivalent potential temperature or the liquid-water potential temperature. These quantities are currently used to capture vertical transports in deep convective flows. We alternatively propose to use the initial altitude  $z_0$ .

Simulation SQLINE (table 3.2) is two-dimensional without topography. It is initialised with a horizontally uniform basic state, obtained from a sounding of the experiment *COPT81* (Caniaux *et al.* 1994, case of the 23rd of June). The horizontal uniformity of the basic state is perturbed with a progressive cooling of 6 K applied within a box during the first ten minutes of simulation, in order to obtain a 'cold pool'. It is approximately centered in the middle of the simulation domain, extending from the ground up to  $z = 4$  km vertically, and over 12.5 km horizontally. Because of the propagation of the squall-line, the reference frame has a horizontal translation motion of  $14 \text{ m.s}^{-1}$  with respect to the ground. For simulation SQLINE, the water microphysics is purely explicit, using only a warm reversible cycle without precipitation, including only vapor ( $r_v$ ) and cloud liquid water ( $r_c$ ) contents. This simplification ensures that the total water-content,  $r_t$ , and the liquid-water potential temperature,  $\theta_l$ , are Lagrangian well-conserved quantities, where  $\theta_l$  is defined as

$$\theta_l = \theta - \frac{Lr_c}{C_p\Pi} \quad (3.7)$$

( $L$  is the latent heat of water vaporisation,  $C_p$  the specific heat at constant pressure for dry air, and  $\Pi = (P/P_0)^{R/C_p}$  the Exner function with  $R = \frac{2}{7}C_p$  and  $P_0 = 1000$  hPa. The conservation property of  $\theta_l$  is discussed by Wilhelmson (1977).).

For the run, we use the 'MPDATA' advection-scheme with the non-oscillatory option (§2). The conserved quantities  $r_t$  and  $\theta_l$  are directly advected in the model, so that the dynamics provided by  $z_0$  can be compared to these fields as validation in the case of deep convective transport.

The time evolution of the first cumulus is shown in Fig. 3.4, where the total water-content  $r_t$  is represented from  $t = 10$  min (600 s) up to 14 min. The deformation of the material iso-line  $z_0 = 1500$  m is shown in the same plot. Since  $r_t$  and  $z_0$  are both conserved quantities which initially depend only on the altitude, their iso-contours are expected to superimpose at any time, as confirmed in figure 3.4, revealing the same mushroom-like pattern. It was verified (not shown) by tracking  $r_t$  for parcels within the strong convective uplift through the whole troposphere, that  $r_t$  deviates by less than 10% from its initial value. This can be considered as satisfactorily small, given the rather extreme conditions for advecting  $r_t$  and  $z_0$  at the top of the cumulus. Indeed, the intrusion of low-level wet air within the high-level dry air environment leads locally to a very strong sharpen of the  $r_t$  and  $z_0$  gradients.

Figure 3.5 shows the time evolution of the thermodynamical variables  $r_c$  and  $\theta$  for the Lagrangian layer defined as  $z_0 = 1500$  m. The progressive increase of  $r_c$  at the top of the cumulus (Fig. 3.5a) is due to condensation of vapor into cloud liquid



water. The associated heating (Fig. 3.5b) corresponds to the last term of Eq. 3.7.

As conclusion, the initial altitude field is able to capture the intense vertical transports of Lagrangian parcels in the case of deep convection, and allows a reliable tracking of the thermodynamical history of the considered air-mass. In the example given here, some other Lagrangian conserved quantities ( $r_t, \theta_t$ ) can be built from the thermodynamical variables and provide the same information as  $z_0$ . When, however, real meteorological situations are investigated, complex microphysics are required, and it is impossible to build a conserved quantity, in particular for parcels involved in deep convective motions. In that case,  $z_0$  will be very useful since it is *defined* as a Lagrangian conserved quantity.

### 3.5 Heavy precipitation over the Alps

Heavy precipitation events over the Alps are basically due to the advection towards the southern flank of the ridge of warm and humid air from the Mediterranean and Adriatic Seas. One of the scientific objectives of the Mesoscale Alpine Programme was devoted to the understanding of the production or enhancement of precipitation by the Alpine orography (Bougeault *et al.* 2001). The Lagrangian evolution of a mesoscale air-mass observed over the Mediterranean during MAP IOP 2B (19 to 20 September 1999), and its later influence on the precipitation distribution are investigated in this section.

The numerical simulations (CONTRL and NOCOOL, see table 3.2) are performed with two nested models (Fig. 3.6a) with resolutions of 40 and 10 km. The place names used in the paper are given in Fig. 3.6(b). The outermost model is initialised and forced at its lateral boundaries every six hours with the French operational *Arpège 3D-Var* analyses<sup>5</sup>. The first six hours of the simulations, from 12 UTC until 18 UTC on 99/09/19, are performed with the low resolution model only. Then, the two nested models are used for the remainder of the simulations.

The surface analysis on 99/09/19 at 12 UTC (Fig. 3.7) shows a deep low centered to the west of Ireland. The associated cold front extends from the British Isles to the Azores, then moves eastwards during the next 24 h. A stationary high-pressure region is located over the eastern Mediterranean. The analysis at 00 UTC on 99/09/19 (Fig. 3.8a) reveals a mesoscale air-mass characterised by low values of equivalent potential temperature ( $\theta_e \leq 312$  K, white area in the figure), present ahead of the cold front, over the north-western coast of Marocco. This air-mass is coherently advected and can be seen again in the analysis 12 hours later (Fig. 3.8b), in the shape of a  $\gamma$  extending from the north-western coast of Algeria to the Balearic Islands, and up to Sardinia for the eastern branch. The soundings of Casablanca at

---

<sup>5</sup>The *3D-Var* data assimilation scheme is formulated in Courtier *et al.* 1998 The specifications of the French operational data assimilation system are given in Thépaut *et al.* (1998).

00 UTC (Fig. 3.8c) and of Palma at 12 UTC (Fig. 3.8d) confirm the presence of this air-mass, and reveal rather warm and extremely dry air between 850 and 600 hPa.

The south-westerly flow over the western Mediterranean advects two distinct bands of humid air separated by the dry air band, as it can be seen at 18 UTC in figure 3.9 (simulation CONTRL, model 1). We are now interested in the further Lagrangian evolution of these air-masses. We choose 99/09/19 at 18 UTC (Fig. 3.9) to be the time origin for this evolution (referred to by the term *initial* and the subscript '18'), and we adopt the criterion  $r_v \leq 5$  g/kg at  $z = 2000$  m (white area in Fig. 3.9) in order to define the 'dry air-mass' objectively. Figure 3.10 (a), (c) and (e) show the evolution of the Lagrangian surface defined as  $z_{18} = 2000$  m. This surface is initially horizontal at an altitude of 2000 m and is then distorted with the flow as a material surface<sup>6</sup>. The air-mass initially defined as 'dry' is identified on this surface with the criterion  $r_{v18} \leq 5$  g/kg ( $r_{v18}$  being defined along Eq. 3.5), and is transported coherently. Figures 3.10 (a) and (b) (99/09/19 at 20 UTC) reveal two rain bands oriented along the south-westerly flow. They are associated with two maxima of positive vertical velocity between the altitudes of 4 and 6 km. The northern tip of the easternmost rain band overlaps a maximum of negative vertical velocity (in Fig. 3.10a, within the circle, and b). The same pattern, namely the presence of rain within subsident air, is also visible at later times (at 22 UTC, Fig. 3.10c and d, and 99/09/20 at 01 UTC, Fig. 3.10e and f). It creates a coherent air-pool, present at 01 UTC near Genoa, which corresponds to the rear part of the 'initially dry' air-mass. The pool then progressively moves inland during the next few hours.

This air pool and its influence on the precipitation distribution over north-west Italy are investigated with the high resolution model (CONTRL, model 2, see table 3.2). Due to the smaller area under consideration, the time origin for the Lagrangian evolutions is now chosen as 99/09/19 at 21 UTC (referred by the term *initial* and the subscript '21'). Figure 3.11(a) shows the actual altitude of the points of the surface  $z_{21} = 2000$  m four hours later, at 01 UTC. The net diabatic change  $\Delta\theta$  for the 4h-evolution is directly obtained by application of Eq (3.6) for the potential temperature at 01 UTC (Fig. 3.11b). The parcels within the ascents associated with the rain bands have been lifted up to 9500 m while being heated by as much as 27 K. The parcels of the pool, in contrast, have significantly sunk, some of them below the altitude of 500 m, with a cooling of 5 K at least.

Figure 3.12(a) shows the structure of the cooled air at  $z = 500$  m on 99/09/20 02 UTC. The maximum cooling is located between Genoa and Corsica, and is well correlated with air which is dry (water vapor mixing ratio,  $r_v \leq 10$  g/kg) relative to the surrounding maritime boundary-layer moist air ( $r_v$  up to 16 g/kg). The Lagrangian diagnoses in the form of continuous fields in Figs. 3.10 to 3.12(a) have enabled the identification of a pool of cooled air which is coherent, *i.e.*, in which

---

<sup>6</sup>Such a surface may become multi-valued over a given vertical  $(x, y)$ . In such case, we only retain for 2D horizontal plots the point with maximum altitude. The surface may also intersect the topography, resulting in data-free regions in plots.

all the air-parcels have similar individual trajectories and physical evolution. One of these (backward) trajectories trajectory is plotted in Fig. 3.12(a) and (b) with the evolution of its potential temperature ( $\theta$ ), water-vapor mixing ratio ( $r_v$ ) and relative humidity. The approximate 10 K cooling of the parcel is associated with an increase in  $r_v$  of about 3.6 g/kg, while the parcel remains unsaturated during its subsident motion. This suggests that the cooling and sinking of the air pool are due to (at least partial) evaporation of the rain droplets generated above and falling through the low level dry air (*e.g.*, Fig. 3.10c).

A sensitivity experiment (simulation NOCOOL, table 3.2) was performed in order to confirm the role of the rain evaporation process. For this experiment, the term of cooling by explicit rain evaporation was set to zero. Figure 3.13 for simulation NOCOOL can be directly compared to Fig. 3.12. The contour  $r_v = 10$  g/kg is not visible in Fig. 3.12(a) since  $r_v$  is everywhere greater than this value. Although the cooling by rain evaporation was turned off, the existence of cooled air-masses (west of Corsica or Sardinia) is due to the effect of the subgrid convection scheme. However, this cooling is not sufficient to generate the cold pool depicted above. The trajectory of the parcel is quite different compared to the one in the CONTRL experiment (Fig. 3.12a). The parcel experiences only weak vertical motions, the only significant one corresponding to the flow over the orography of Corsica. The evolutions of  $\theta$  and  $r_v$  reveal a first phase (from 23 to 01 UTC) of latent heat release while the parcel flows over Corsica, then a rapid cooling/re-moistening of the parcel (from 01 to 02 UTC) due to a strong convective shower. The net thermodynamic changes between 22 and 02 UTC for the parcel turn out to be insignificant. As a result, the low level air present over the Gulf of Genoa just before being advected towards the Ligurian coast is warmer and moister in simulation NOCOOL than in simulation CONTRL. The forward motion of an ensemble of low level parcels located at 21 UTC off the eastern coast of Sardinia is shown in Fig. 3.14 for both simulations. As already seen for the single trajectory (Fig. 3.13a), this ensemble of parcels flows coherently over the Gulf of Genoa at 02 UTC in simulation NOCOOL (Fig. 3.14b), and then impinges on the Ligurian coastal mountain ridge. In contrast in simulation CONTRL (Fig. 3.14a), the parcels are deflected by the cooled air-pool present over the Gulf of Genoa towards the northern part of the Apennines ridge (in the area of Pisa).

The precipitation distributions given in Fig. 3.15 can thus be explained in terms of Lagrangian air-masses. In simulation CONTRL (Fig. 3.15a), the cold and dry air-pool present over the Gulf of Genoa reduces the convective activity over Genoa, and, in the same time, deflects the warm and moist low-level jets towards the areas of Nice and Pisa, causing the precipitation maxima to be over these areas (130 mm over Nice). In simulation NOCOOL, the cold pool does not exist and the low level jet from the Tyrrhenian Sea directly impinges on the coastal mountain ridge in the area of Genoa and on the Alps behind, over the Lago Maggiore area. In the latter case, the amount exceeds 120 mm in 6 hours over the Lago Maggiore area and has the maximum value of 174 mm near Genoa.

The above diagnoses concerning Lagrangian air-masses, allowed by the use of the initial coordinates, are well suited tools for the elaboration of physical scenarios and the explanation of real heavy-rain situations at the mesoscale.

## 3.6 Discussion and conclusions

In this paper, we have presented a technique based on Eulerian fields to study flow dynamics with the Lagrangian point of view. Three fields are initialised with the three cartesian coordinates of the model grid-points. These fields are then treated as passive tracer fields within the airflow model used, *i.e.*, they only experience during the model run the transport processes: advection, subgrid turbulent and convective transport.

The so-called 'initial coordinates' technique appears to overcome some of the drawbacks that may be encountered with the trajectory technique in the particular framework of mesoscale numerical modelling:

- The three passive tracer fields are Eulerian and can be treated directly within a pre-existing Eulerian model. Their implementation will be in general much easier than the addition of an extra Lagrangian trajectory model.
- The technique enables the study of forward as well as backward motions, with the added benefit of the full temporal resolution of the model. The transport processes calculated at every time-step and at the grid-points avoid any time or spatial interpolation of the model wind field. Further, since the sub-grid transport processes are taken into account, the motions captured by the Lagrangian tracers correspond exactly to the model dynamics.
- The Lagrangian information is given in the form of continuous fields over the whole model domain. The interesting Lagrangian information is thus available without selection, since coherent air masses are immediately visible in continuous plots.

The question may arise of whether it is relevant to take non-conservative transport processes into account, namely the turbulent diffusion and the subgrid convection, even though the considered tracers are supposed to be conserved quantities. From a mathematical point of view it is relevant. If the resolution was infinite, these fields would be continuous and only transported by advection (Eq 3.4). When these fields are discretised, advection is only the resolved part of the transport scheme. Sub-grid transports have a physical reality and are conservative in nature. Their non-conservative form arises only from their simplified modelling in the equations of the numerical setup. Vertical transports dominated by the subgrid processes are common in atmosphere modelling. For example in boundary layers, or when deep subgrid convection is active, the part of the explicit vertical velocity induced by the subgrid processes may be weak, although strong vertical transports are involved. As a

result, simple trajectory methods based only on the resolved wind-field fail to capture some significant vertical motions. Trajectory methods including a turbulent random-walk component have been yet proposed (*e.g.*, De Baas *et al.*, 1986, in the case of a convective boundary layer). However, such methods go far in complexity beyond the goals of the easily implemented method explored in this paper. In contrast, the initial coordinates with the subgrid parametrisations account for these transports - as good as a parametrisation can do. An example has been given in the paper, with the study of the heavy rain event over the Alps (MAP IOP2B). The deep ascent of an initially horizontal material surface within the convective rain bands was not only due to explicit vertical velocity, but also to the sub-grid convection scheme. Indeed, the mixing of a high level layer with air from below lowers the initial altitude value at a given grid point. This results in the ascent of the iso- $z_0$  surfaces.

The initial coordinates technique enables the easy post-processing of classical Lagrangian diagnoses (such as backward trajectories) as well as more original diagnoses, such as plotting fields on Lagrangian surfaces, or tracking the forward motion of selected air-masses. By means of these diagnoses, original conclusions have been given on the dynamics and the physics of the various flows investigated in this paper.

A two-dimensional simulation of orographic gravity-wave breaking was investigated. Not only the thermodynamical structure, but also the history of the mixed fluid region were provided by the initial coordinates: (i) the air parcels were found to originate from decreasing altitudes (hence to have a decreasing potential temperature) with increasing downstream distance to the orography; (ii) in a given column of fluid, the age of the parcels was found to increase with height.

In the case of a two-dimensional cumulus, deep vertical transport was well captured with the aid of the initial altitude and the ability to track the evolution of thermodynamical quantities of the parcels within the convective plume.

A real heavy precipitation event over the Alps, namely the IOP 2B of MAP, was finally studied in terms of Lagrangian air-masses. An analysis with the initial coordinates technique allowed us to track a mesoscale pool of dry air observed over the Mediterranean, to study its physical evolution, and to characterise its influence on the fine scale structure of low level flow impinging on the Alps and the Apennines, and its impact on the precipitation distribution. A three-steps strategy was used: (i) The pool of initially dry air was identified to the rear of an active rain band and found to coherently sink down to very low levels over the Gulf of Genoa. (ii) This air-pool was found to experience Lagrangian moistening and cooling due to rain evaporation, as proved by a sensitivity experiment. (iii) The precipitation distribution was related to the presence of the dry and cold air-pool which deflected the moist and warm low-level wind-jets. This result complements those of Fehlmann *et al.* (2000), and of Fehlmann and Quadri (2000), about the role of mesoscale substructures in high-level PV filaments, as it shows how mesoscale structures present at low level in an analysed initial state can influence the fine scale numerically

simulated distribution of precipitation.

The initial coordinates technique appears as particularly suitable to identify and study coherent mesoscale air-masses even in complex real situations, and helps to elaborate physical scenarios. The three-steps strategy (identification of coherent air-masses, physical tracking, interpretation) applied to the other heavy rain events documented in the MAP database, or also to well-controlled simplified configurations, will contribute to better understand the problem of moist flows over orography.

## Appendix: post-processing with tracers reinitialised during the model run

### Catenation of path fragments

Let  $t_0 = 0 < t_1 < \dots < t_n$  ( $t_0$  corresponding to the model start) be the times when the initial coordinate fields are reinitialised along Eq (3.1-3.3) during the model run.

It is not necessary to calculate the evolution of a triplet of initial coordinates for each time origin, but actually sufficient to know the evolution of the single triplet  $(x_{t_i}, y_{t_i}, z_{t_i})$  for each time interval  $t_i < t \leq t_{i+1}$ , even if one wants to retrieve Lagrangian motions over longer periods. During the model run, computer memory and calculations thus remain required for never more than one triplet in the same time, long-range Lagrangian evolutions being obtained post-mortem, as follows.

Let us consider  $t_i$  as the interesting time origin of the Lagrangian evolutions. For  $t_{i+p} < t < t_{i+p+1}$ , the fields have been reinitialised  $p$  times since  $t_i$ .

Let us consider the Lagrangian parcel at time  $t$  at the location  $\vec{x}$  and denote  $\vec{X}(t_j)$  ( $i \leq j \leq i+p$ ) the successive locations of the parcel at times  $t_i < \dots < t_{i+p}$ . If  $\vec{X}(t_j)$  is known, the previous location of the parcel  $\vec{X}(t_{j-1})$  can be retrieved by reading, at time  $t_j$  and location  $\vec{X}(t_j)$  the initial coordinates transported with the parcel since  $t_{j-1}$ , that is:

$$\vec{X}(t_{j-1}) = \vec{x}_{t_{j-1}}(\vec{X}(t_j), t_j).$$

If  $t_j < t \leq t_{j+1}$  with  $i < j < n$  (or  $t > t_n$  if  $j = n$ ), the location of the parcel  $(\vec{x}, t)$  at time  $t_j$  can thus be retrieved along the following algorithm:

$$\vec{X}(t_j) = \vec{x}_{t_j}(\vec{x}, t), \tag{3.8}$$

$$\vec{X}(t_{j-1}) = \vec{x}_{t_{j-1}}(\vec{X}(t_j), t_j), \tag{3.9}$$

$$\vec{X}(t_i) = \vec{x}_{t_i} \left( \vec{X}(t_{i+1}), t_{i+1} \right), \quad (3.10)$$

and finally

$$\vec{x}_{t_i}(\vec{x}, t) = \vec{X}(t_i).$$

In particular, one may choose  $t_i = t_0 = 0$  and obtain the initial coordinates field that would have been calculated without any reinitialisation after the model start.

*Remarks:*

- It may occur during the iterative process (3.8-3.10) that one of the  $\vec{X}(t_k)$ 's is located outside the model domain. In that case, the process is stopped and we have adopted, for simplicity, to flag the value  $\vec{x}_{t_i}(\vec{x}, t)$  as 'parcel not present in the model domain at  $t_i$ ' without any other information (the point  $(\vec{x}, t)$  will appear as data empty in plots of the fields  $x_{t_i}$ ,  $y_{t_i}$  and  $z_{t_i}$ , or in any other plots requiring this information).

- In general, the  $\vec{X}(t_k)$ 's are not located at the grid points. The discretised formulation of the algorithm therefore requires spatial interpolation between the grid points (linear interpolation throughout this paper).

## Backward trajectories

The algorithm (Eq 3.8-3.10) can be directly used for the plot of individual backward trajectories, since it gives the successive locations of a chosen Lagrangian parcel. Further, the value of any physical quantity  $\alpha$  along the Lagrangian parcel trajectory can be immediately obtained from the Eulerian field of  $\alpha$  as

$$\alpha_{Lag}(t_j) = \alpha_{Eul} \left( \vec{X}(t_j), t_j \right).$$

*Acknowledgements.* We are grateful to J.Duron (Laboratoire d'Aérodologie, Toulouse, France) for specific developments in our graphical software. We also thank JP.Lafore, C.Pascoe (Météo-France), and C.Schär (ETH Zürich, Switzerland) for their helpful advice.

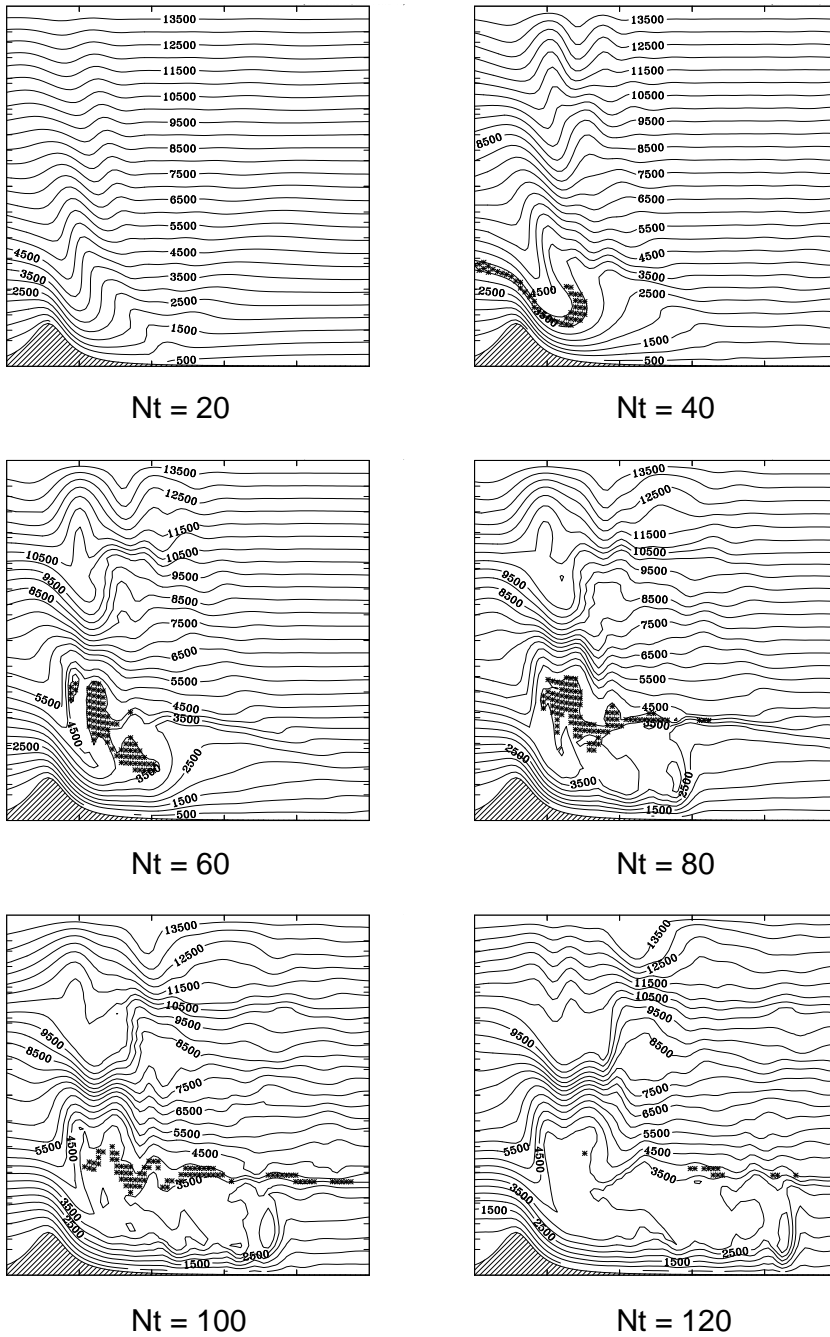


FIG. 3.1: Simulation WAVEBR, model 1. Contours:  $z_0$ -field, spacing:  $0.3H$ . Stars: parcels with  $0 < x_0 < 4.8L$  and  $2.1H < z_0 < 2.4H$ . For clarity, vertical dimensions are exaggerated by a factor of 4.7.



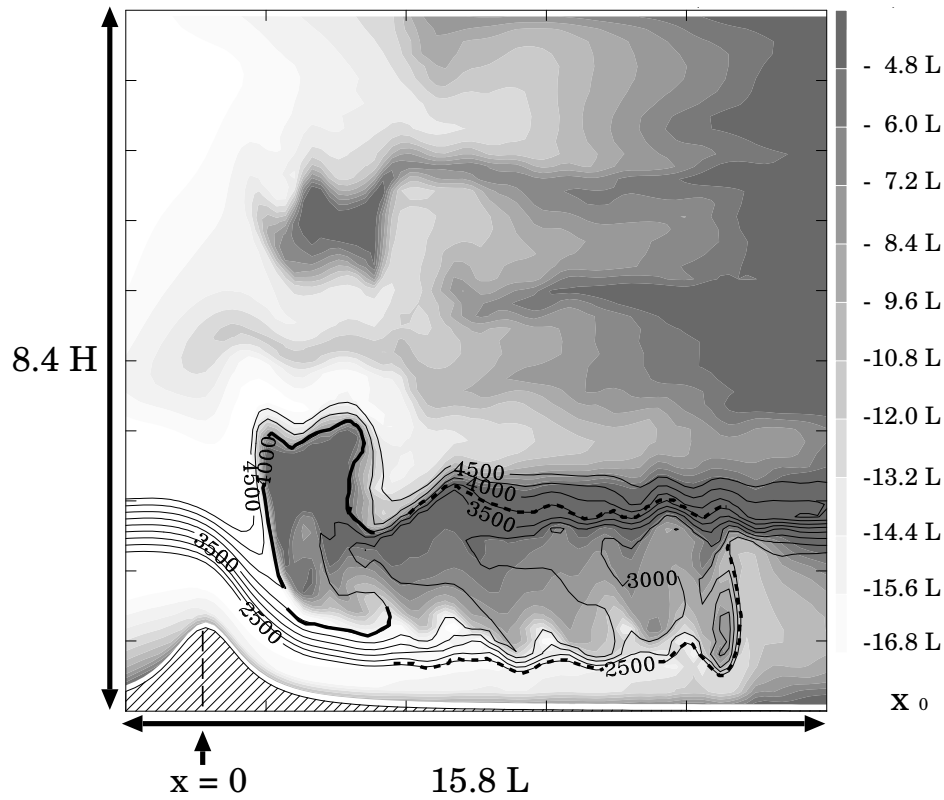


FIG. 3.2: Simulation WAVEBR, model 1,  $t = 120N^{-1}$ . Contours:  $z_0$ -field, spacing:  $0.15H (= 250 \text{ m})$ . Greyscale:  $x_0$ -field. Some contours have been highlighted with thick lines, the solid lines delimit the "upstream part of the mixed fluid region" mentioned in the text and the dashed lines mark the boundary of the "downstream part".

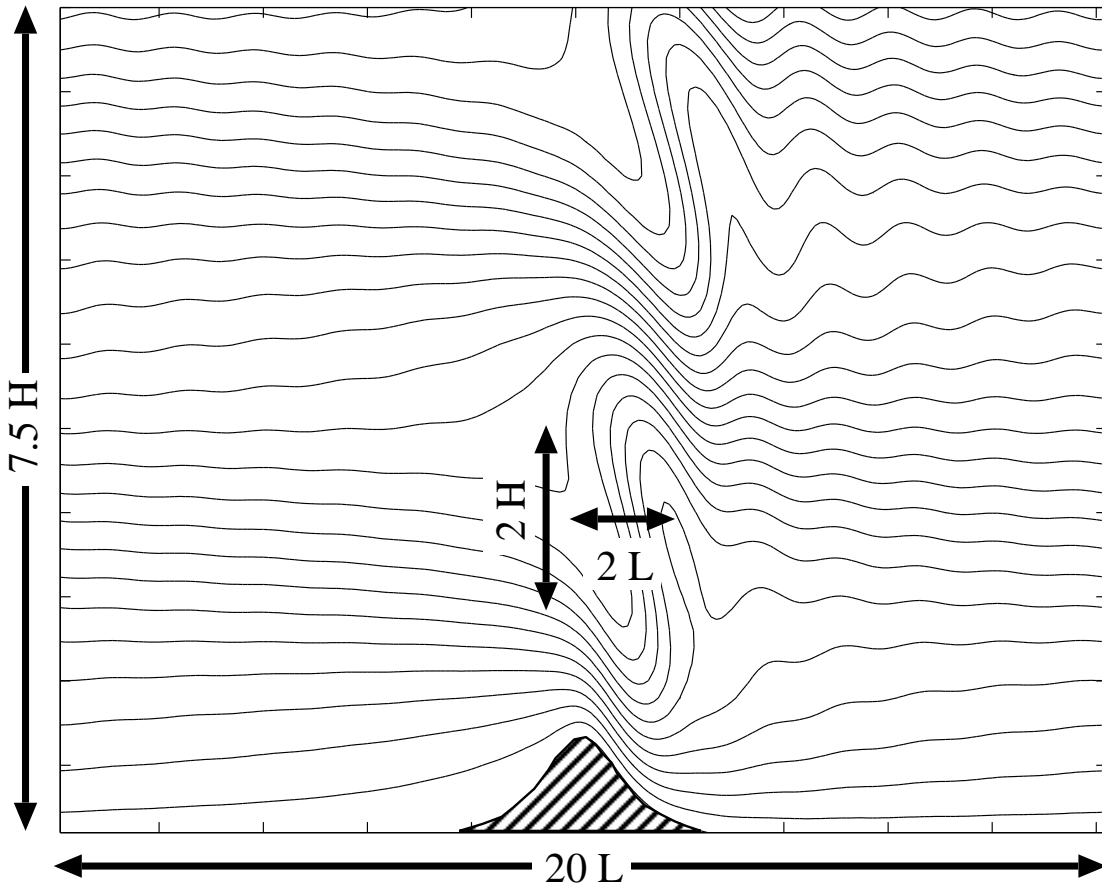


FIG. 3.3: Long's model solution for the investigated flow:  $z_0$ -isocontours.

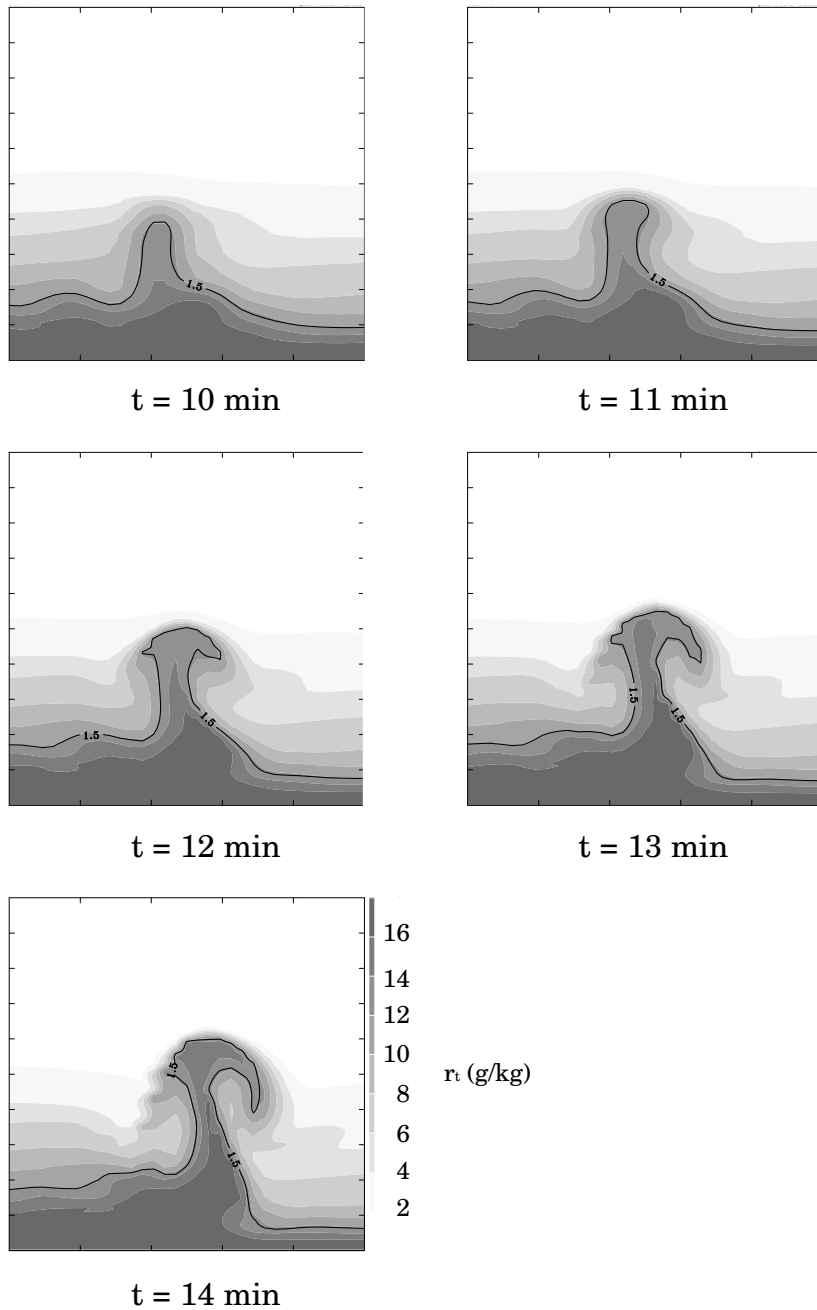


FIG. 3.4: Simulation SQLINE: Time-evolution of the first convective plume. Greyscale: total water-content  $r_t = r_v + r_c$  ( $\text{g}\cdot\text{kg}^{-1}$ ). Solid contour: initial altitude  $z_0 = 1500$  m.

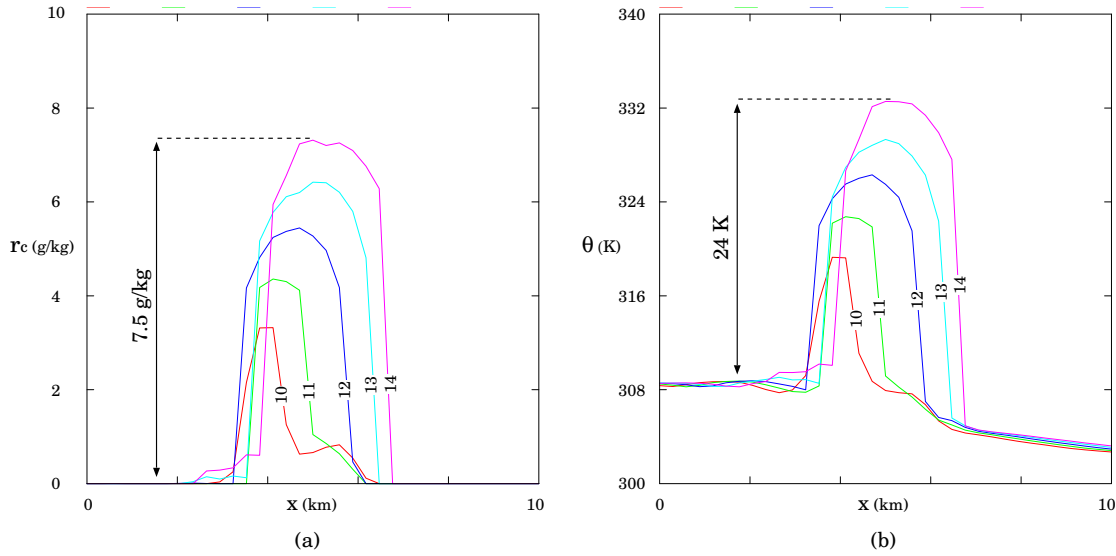


FIG. 3.5: Simulation SQLINE: (a) Cloud liquid-water content  $r_c$  along the isoline  $z_0 = 1500$  m. (b) Potential temperature  $\theta$  along the isoline  $z_0 = 1500$  m. Labels in (a) and (b) correspond to the time in minutes.

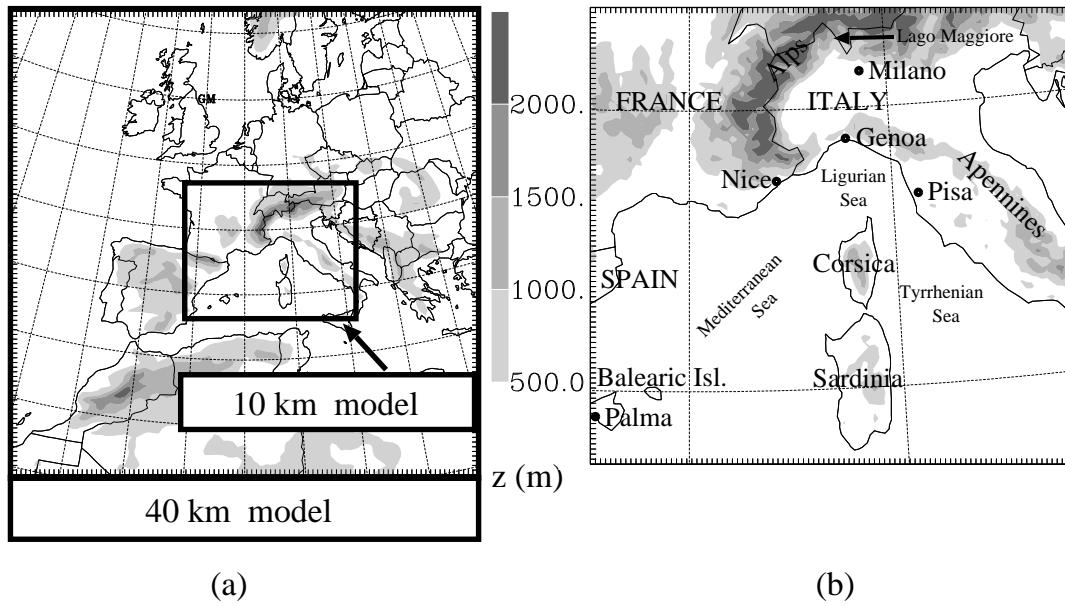


FIG. 3.6: (a),(b) Greyscale: topography  $z$  in m. (a) Model domains and nesting configurations for simulations CNTRL and NOCOOL. (b) Place names in the northwestern Mediterranean area.

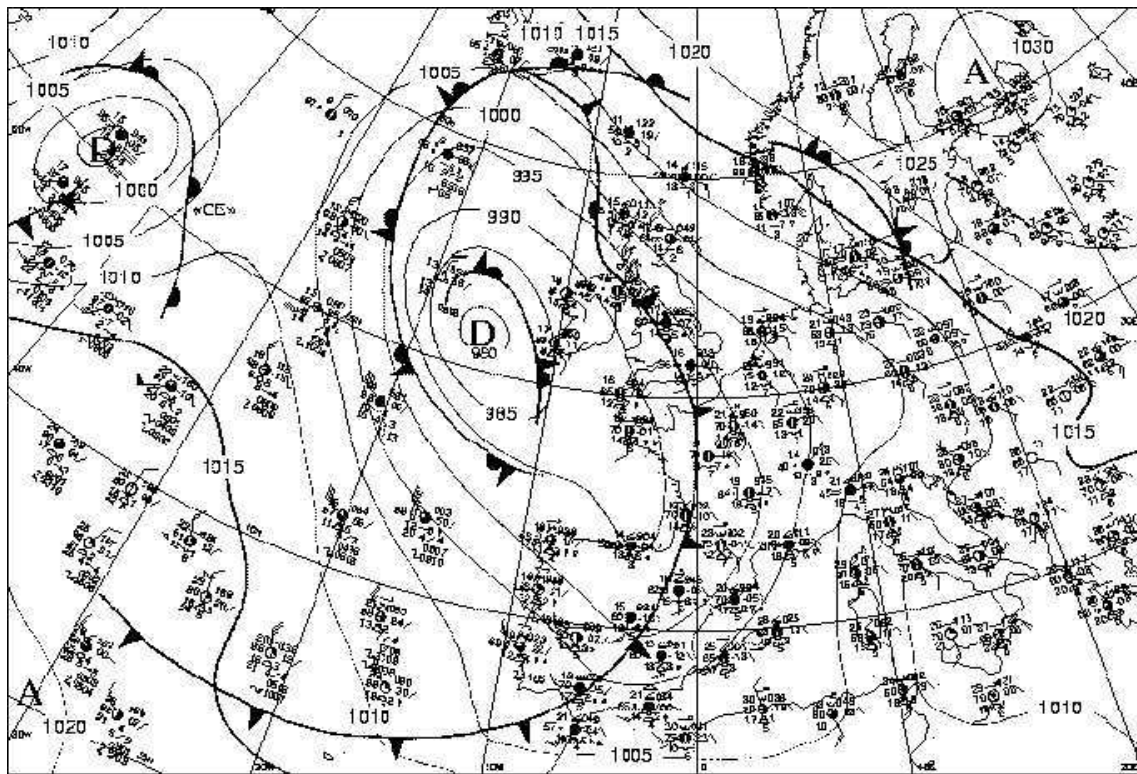


FIG. 3.7: French analysis, available at 12 UTC on 99/09/19: surface pressure contours (hPa) and frontal analysis.

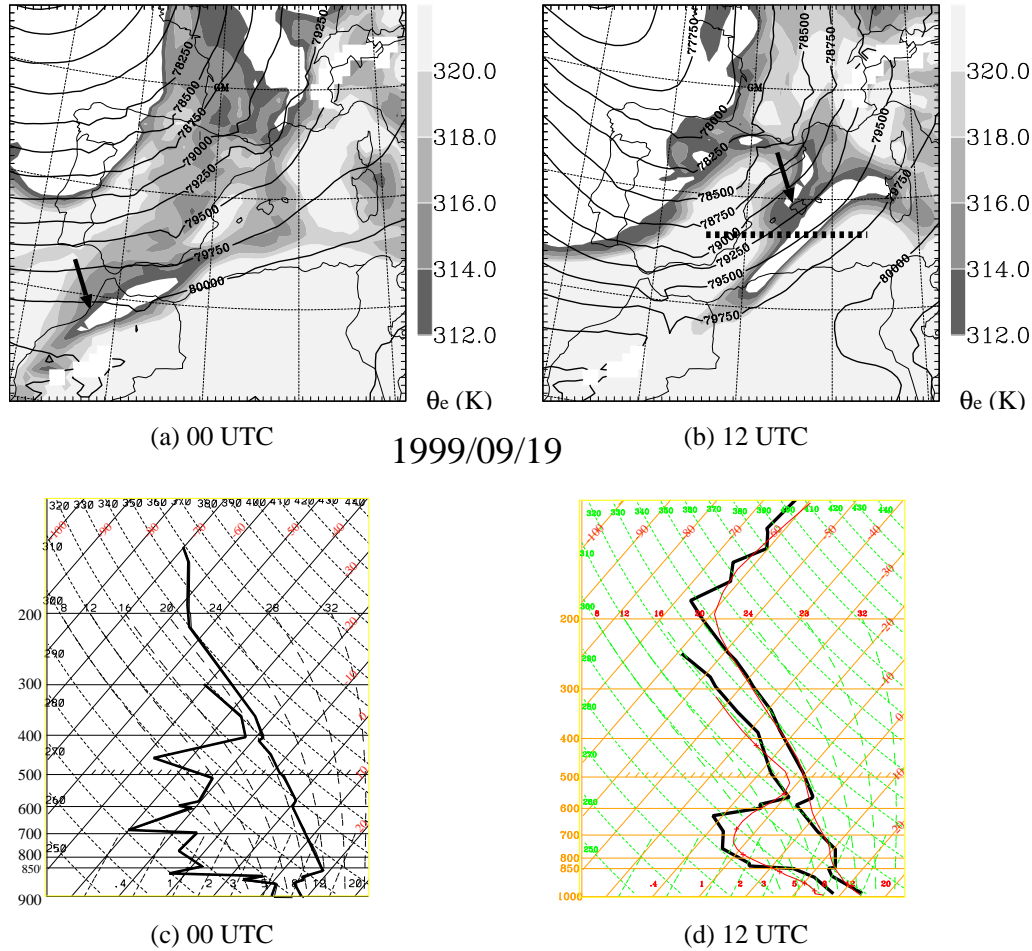


FIG. 3.8: (a-b) French operational analyses on 99/09/19, horizontal sections at  $z = 2000$  m. Greyscale: equivalent potential temperature  $\theta_e$  (K). Contours: pressure (Pa). (c) Sounding (temperature and dew point temperature) of Casablanca (33.57N-7.67W, indicated with the arrow in Fig. a) launched on 1999/09/18 23:08 UTC. (d) Thick line: sounding of Palma (39.55N-2.62E, arrow in panel b, also indicated in Fig. 3.6b) launched on 1999/09/19 11:11 UTC. Thin line: sounding of Palma extracted from the analysis at 12 UTC.

99/09/19 18 UTC  $z = 2000$  m

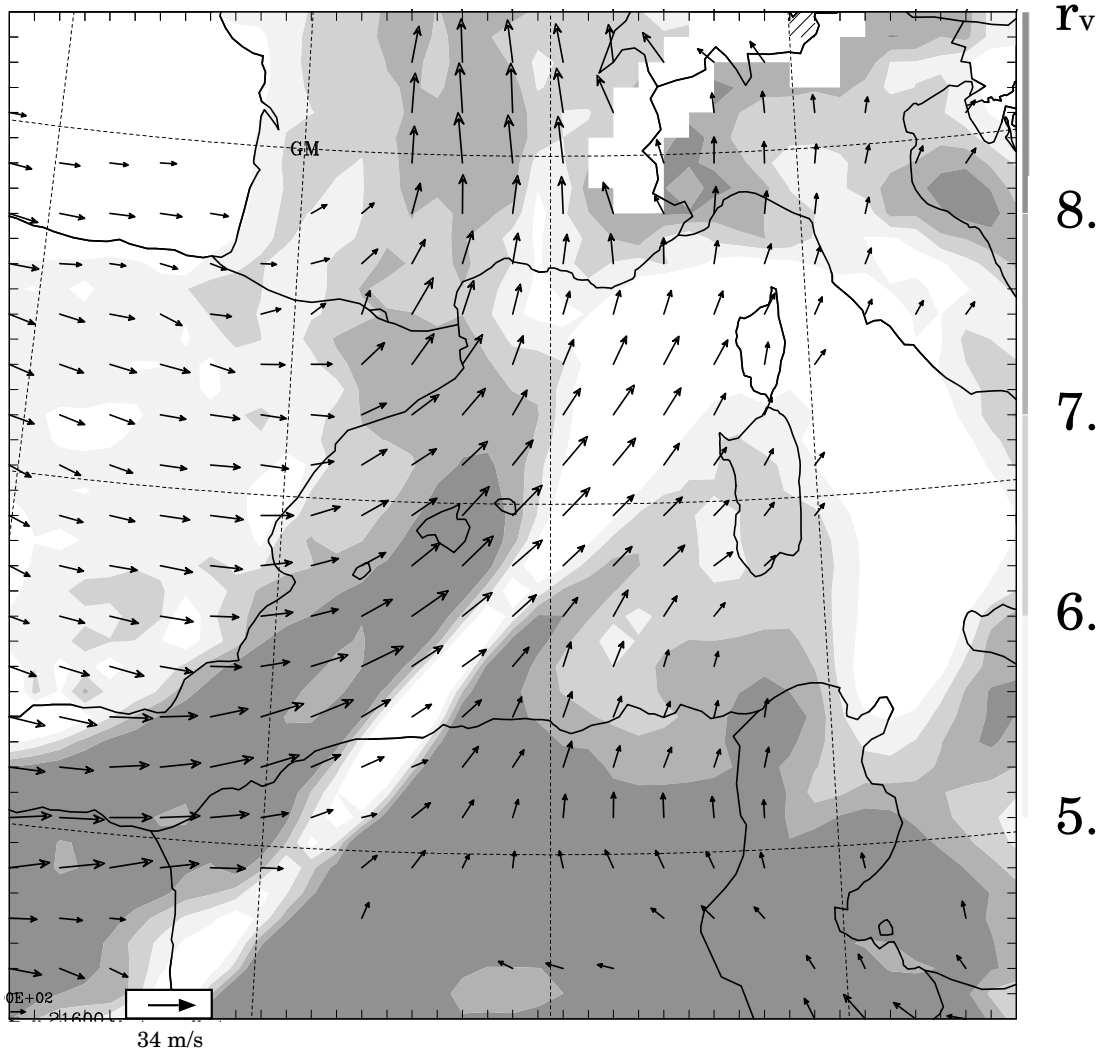
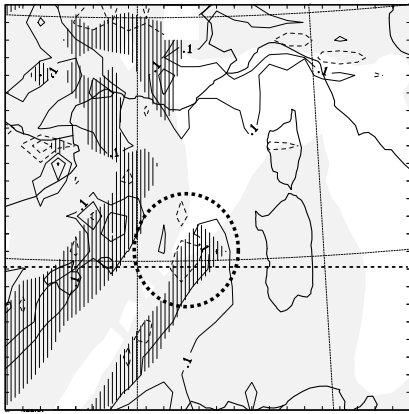
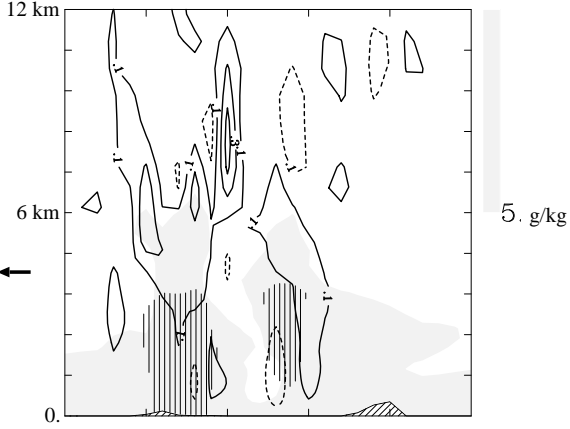


FIG. 3.9: Simulation CONTRL, model 1, on 99/09/19 18 UTC,  $z = 2000$  m: Greyscale: water vapor mixing ratio,  $r_v$ , in g/kg. Arrows: horizontal wind  $\geq 10$  m/s.

1999/09/19 20 UTC

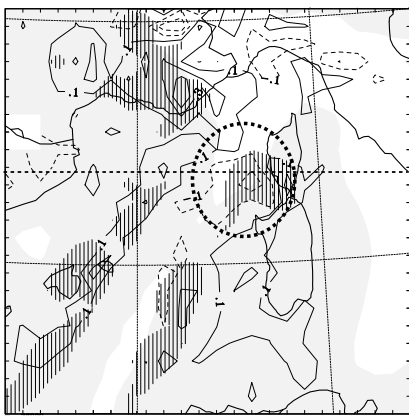


(a)

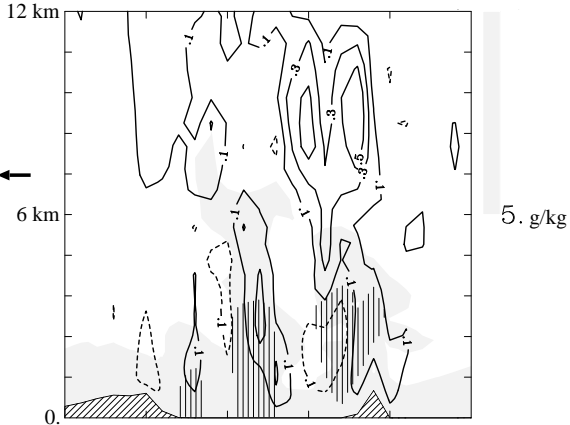


(b)

1999/09/19 22 UTC

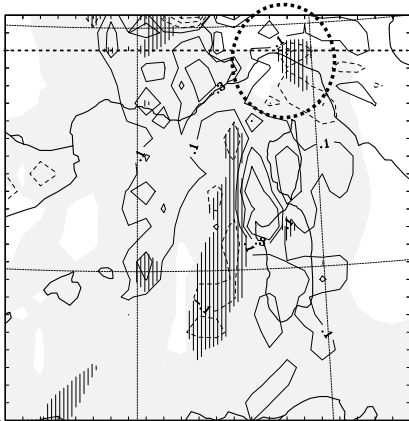


(c)

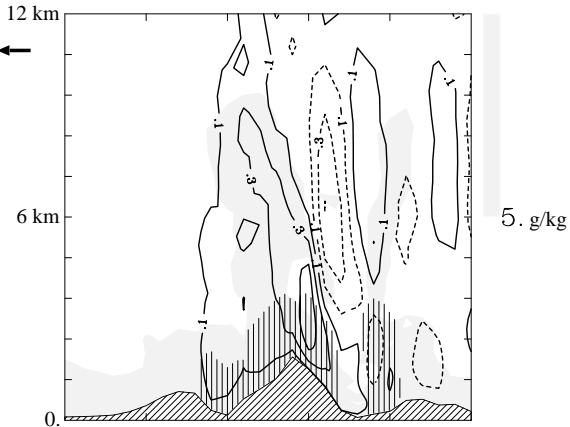


(d)

1999/09/20 01 UTC



(e)



(f)



FIG. 3.10: Simulation CONTRL, model 1. Time origin: 1999/09/19 18 UTC. Contours: vertical velocity (m/s). Shaded areas: initial water vapor mixing ratio  $r_{v18} \geq 5$  g/kg. Hatched areas: rain droplet mixing ratio  $r_r \geq 0.05$  g/kg. (a) (c) (e) Horizontal plots on the Lagrangian surface  $z_{18} = 2000$  m. The dashed circles emphasise the phenomenon under consideration in the text. (b) (d) (f) W-E vertical cross sections, located as indicated by the dashed line and the arrow in (a), (c), (e) respectively.

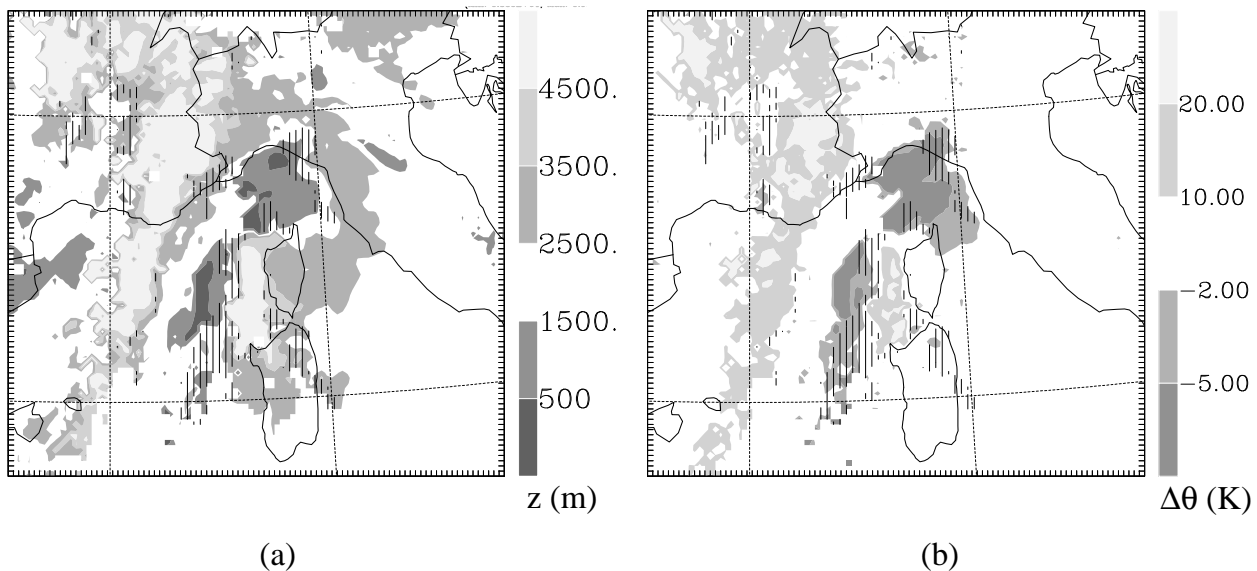


FIG. 3.11: Simulation CONTRL, model 2, 1999/09/20 01 UTC. Time origin: 1999/09/19 21 UTC. Horizontal plots on the Lagrangian surface  $z_{21} = 2000$  m. (a) Greyscale: altitude  $z$  (m) of the surface points. Hatched areas: rain droplet mixing ratio  $\geq 0.05$  g/kg. (b) Greyscale: Lagrangian net diabatic change  $\Delta\theta = \theta - \theta_{21}$  (K). Hatched areas: as in (a).

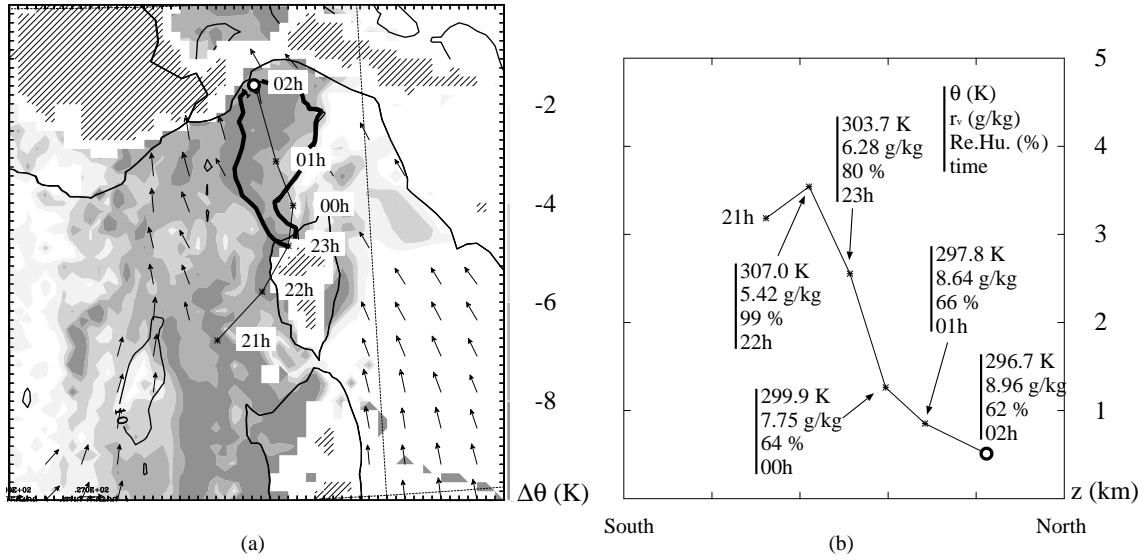


FIG. 3.12: Simulation CONTRL, model 2. (a) Horizontal plot at  $z = 500$  m on 1999/09/20 02 UTC. Shaded areas: Lagrangian net diabatic change  $\Delta\theta = \theta - \theta_{21}$  (K). Arrows: wind  $\geq 20$  m/s. The contour delimits the area with  $r_v \leq 10$  g/kg. The horizontal projection of an individual backward trajectory is plotted with the corresponding hourly locations. The parcel considered is marked with a circle at its final location, at  $z = 500$  m on 1999/09/20 02 UTC. (b) Projection of the parcel trajectory in a S-N oriented vertical plane, with the corresponding hourly locations and physical variables.

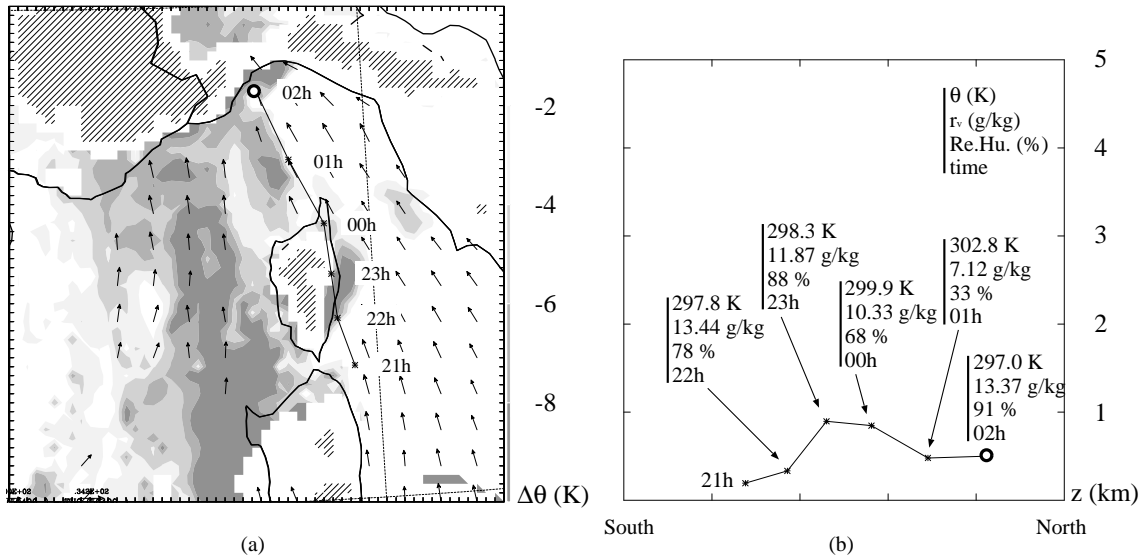


FIG. 3.13: Simulation NOCOOL. As in Fig. 3.12.

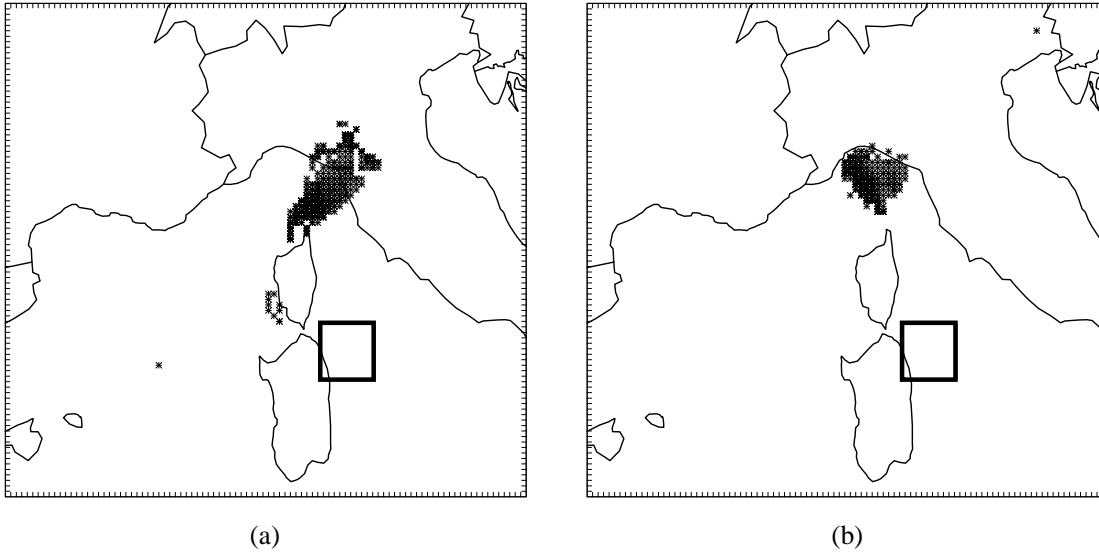


FIG. 3.14: Stars: parcels at 02 UTC that were present at 21 UTC within the box delimited by the square and of vertical extension 0-750 m. (a) Simulation CONTRL, model 2. (b) Simulation NOCOOL.

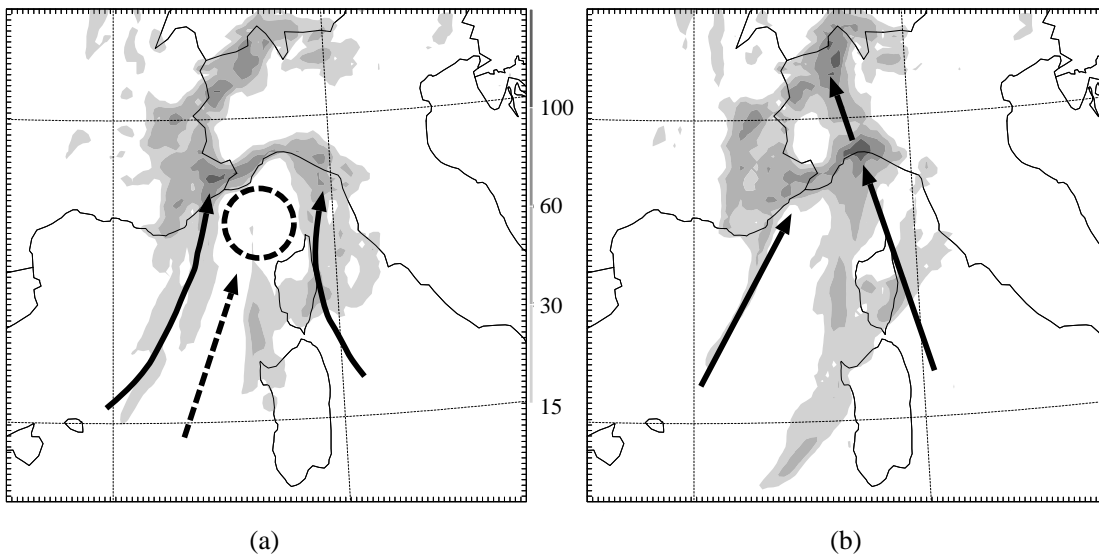


FIG. 3.15: Accumulated precipitation over the period 1999/09/20 00 to 06 UTC. (a) Simulation CONTRL, model 2. (b) Simulation NOCOOL.

## Tables

Lateral Boundary	Initial Coordinates
$x = x_{min}$	$x_0(x_{min}, y, z, t) = x_{min} - c_{in}t$
	$y_0(x_{min}, y, z, t) = y$
	$z_0(x_{min}, y, z, t) = z$
$x = x_{max}$	$x_0(x_{max}, y, z, t) = x_{max} + c_{in}t$
	$y_0(x_{max}, y, z, t) = y$
	$z_0(x_{max}, y, z, t) = z$
$y = y_{min}$	$x_0(x, y_{min}, z, t) = x$
	$y_0(x, y_{min}, z, t) = y_{min} - c_{in}t$
	$z_0(x, y_{min}, z, t) = z$
$y = y_{max}$	$x_0(x, y_{max}, z, t) = x$
	$y_0(x, y_{max}, z, t) = y_{max} + c_{in}t$
	$z_0(x, y_{max}, z, t) = z$

TAB. 3.1: Values of the 'initial' coordinates for parcels entering the simulation domain at time  $t$ .  $x_{min}$ ,  $x_{max}$ ,  $y_{min}$ ,  $y_{max}$  are the abscissas and ordinates of the lateral boundaries.  $c_{in}$  is an arbitrary constant with the dimension of a velocity.

Simulation	WAVEBR	SQLINE	CONTRL	NOCOOL
Grid-nesting	mod1/mod2	mod1	mod1/mod2	mod1/mod2
Points in $x$	160/64	320	100/144	100/144
Points in $y$	-	-	100/120	100/120
Points in $z$	56	176	42	42
$\Delta x$	$0.2L/0.1L$	312.5m	40km/10km	40km/10km
$\Delta y$	-	-	40km/10km	40km/10km
$\Delta z$	$0.15H$	55m ( $z = 0$ ) - 217m ( $z = 22515$ m)	60m ( $z = 0$ ) - 800m ( $z = 18254$ m)	
$\Delta t$	$0.02N^{-1}/0.01N^{-1}$	0.5s	60s/20s	60s/20s
Comment	-	MPDATA adv. scheme	full physics	no cooling by rain evaporation

TAB. 3.2: Specifications of the numerical simulations. The length and time units for simulation WAVEBR ( $L$ ,  $H$  and  $N^{-1}$ ) are defined in the text (§4.1).

## Commentaires sur l'étude de la POI 2B

Cet article a présenté en détail les outils d'analyse lagrangienne qui seront utilisés dans la suite de la thèse, ainsi qu'une première étude numérique d'un cas réel à fortes précipitations, celui de la POI 2B de MAP.

La simulation numérique présentée rend compte de certains aspects de la dynamique d'une bande pluvieuse. Le phénomène d'évaporation des précipitations dans de l'air sec de basse troposphère, par la génération d'un courant de densité, apparaît en particulier influencer notablement sur la circulation des basses couches sur le Golfe de Gênes.

La bande pluvieuse est ici suffisamment bien organisée à l'échelle méso- $\beta$  pour que le phénomène de courant de densité soit bien décrit avec une résolution de 10 km. Ce phénomène est toutefois connu pour intervenir à l'échelle des cellules convectives ; son influence à plus petite échelle sur la distribution des précipitations sera étudiée dans la suite grâce à des simulations à haute résolution et avec une microphysique purement explicite.

Cette simulation met enfin en évidence la très grande sensibilité aux conditions en amont des reliefs pour la prévision des précipitations à l'échelle de quelques dizaines de kilomètres. Or c'est ici une structure présente à l'échelle méso- $\beta$  sur le champ d'humidité de l'état initial qui joue un rôle crucial sur la distribution des précipitations. Ceci donne une idée de la qualité des analyses qui est requise pour la prévision numérique fine des fortes précipitations.

La modification de la circulation a pu être clairement reliée avec celle de la distribution des précipitations sur les reliefs bordant la Mer Ligure. Cette influence semble se prolonger jusqu'aux versants alpins, bien qu'indirectement exposés. La question des mécanismes générant des précipitations sur les Alpes en aval des ces reliefs côtiers sera abordée plus en détail dans la deuxième partie de cette thèse.



## Deuxième partie

# Précipitations générées sur la région alpine par un forçage stationnaire





# Chapitre 4

## Précipitations en forçage stationnaire: problématique et méthodologie

### 4.1 Problématique

Dans le chapitre 2, on a dressé le portrait-robot d'un épisode d'automne à fortes précipitations sur les versants sud des Alpes et des reliefs voisins : des conditions de grande échelle guidant une advection de sud ou de sud-ouest de couches d'air ayant une énergie potentielle convective élevée.

La POI 2B de MAP (présentée dans le chapitre 2), ainsi que la plupart des épisodes d'inondations éclair au sud des Alpes, font apparaître que de telles conditions sont souvent quasi-stationnaires et peuvent durer plusieurs jours. Même si le contexte synoptique évolue, ceci peut rester vrai localement au moins : durant la POI 2B, on a observé sur la zone du Lac Majeur des conditions sensiblement équivalentes avant et après le passage d'un système frontal synoptique (voir au chapitre 2 les profils de vent de Lonate et les radio-sondages de Milan).

On se propose dans les chapitres suivants d'étudier la génération de fortes précipitations sur les reliefs de la région alpine dans des conditions de forçage de grande échelle simplifiées et stationnaires. Cette étude se base sur une modélisation numérique à moyenne et haute résolution. Les simulations présentées dans ces chapitres montrent que les distributions stationnaires de pluie sont obtenues, dans leurs grands traits au moins, pour des durées de simulation inférieures à 24 h.

Dans des cas comme celui de la POI 2B, les conditions en amont des Alpes varient peu sur cette durée. Des distributions de précipitations associées à un écoulement quasi-stationnaire sur le relief alpin sont donc susceptibles d'être identifiées. L'objectif

des expériences numériques présentées par la suite est de connaître cette signature stationnaire.

Cette démarche d'élaboration de signatures épurées ne peut en outre être fructueuse que si l'on s'affranchit dans une large mesure de la complexité rencontrée dans les cas réels, afin de contrôler l'écoulement par un nombre limité de paramètres.

En conséquence, les conditions imposées aux frontières du domaine de simulation, pour les expériences numériques présentées dans ces chapitres, répondent aux exigences suivantes :

- elles sont stationnaires,
- le flux entrant dans le domaine est spatialement uniforme et unidirectionnel, ou alors imite de façon simplifiée le flux qui serait généré par des structures de grande échelle.

Afin de pouvoir comparer l'écoulement obtenu à des cas réels, l'orographie complexe est conservée. L'élimination de certains reliefs permet ensuite d'étudier leur influence propre sur l'écoulement.

## 4.2 Dispositif numérique

Cette étude nécessite de couvrir une large gamme d'échelles, afin de pouvoir à la fois prendre en compte l'influence des chaînes montagneuses dans leur ensemble, et résoudre explicitement des phénomènes convectifs sur la zone d'intérêt. La technique des modèles emboîtés (*grid-nesting*) apparaît donc ici particulièrement adaptée.

Les simulations présentées dans ce chapitre utilisent trois modèles, avec des résolutions horizontales de 40, 10 et 2.5 km en allant du modèle externe vers l'intérieur. Le relief et la disposition géographique des trois modèles sont représentés sur la figure 4.1. On notera que tout le relief nord-africain a été aplani dans le domaine à 40 km, de façon à ne pas perturber le flux entrant censé reproduire une alimentation en air méditerranéen.

Pour tous les modèles, on fait l'hypothèse d'un  $f$ -plan en coordonnées horizontales cartésiennes. Cette hypothèse est nécessaire, malgré l'extension zonale importante du domaine de simulation. En effet, un vent géostrophique méridien uniforme sur ce domaine est instable sur la sphère, avec développement d'une circulation anticyclonique. Un régime de vent méridien stationnaire ne peut être maintenu qu'avec l'hypothèse du  $f$ -plan. La valeur du paramètre de Coriolis  $f_0$  est prise égale à  $f$  au milieu du domaine de simulation à 40 km de résolution, soit  $f_0 = 0.9 \cdot 10^{-4} \text{ s}^{-1}$ .

Le modèle de grande échelle est forcé par des conditions aux limites latérales stationnaires (dont la description fait l'objet de la partie suivante). Un régime d'écoulement stationnaire s'instaure plus ou moins rapidement après le démarrage de chacun des

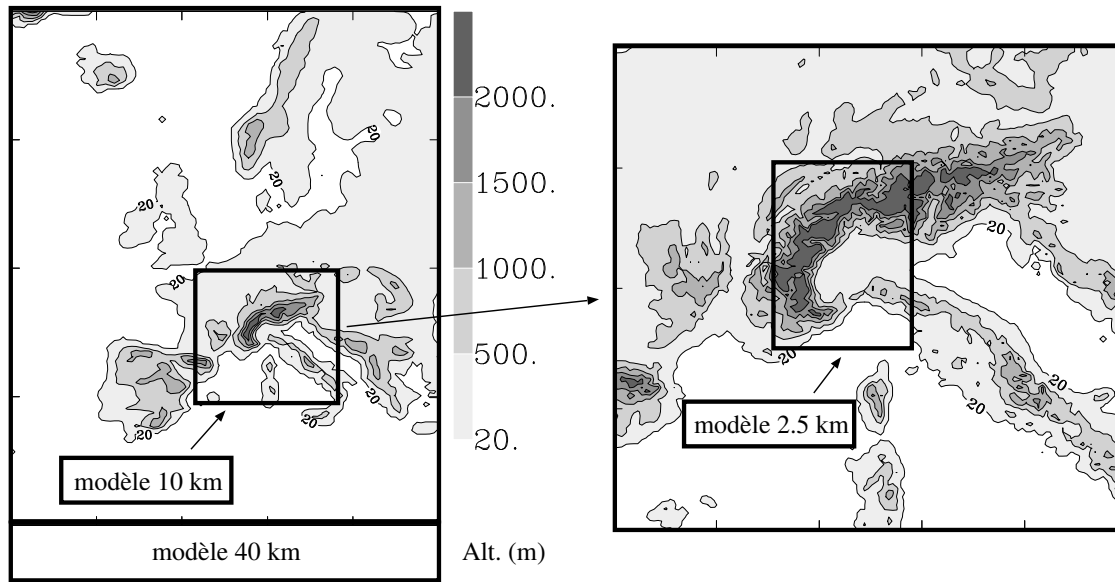


FIG. 4.1: Positions respectives des modèles emboîtés.

modèles. Chaque modèle intérieur est démarré après stationnarisation du modèle père. Les temps de simulation de 48 h qui sont utilisés pour les étapes modèle 1 et modèles 1+2 se sont révélés plus que suffisants pour une stationnarisation fine des écoulements en amont de la crête des Alpes<sup>1</sup>.

Les conditions à la limite inférieure sont adaptées du schéma de sol ISBA (Noilhan et Planton, 1989) utilisé dans la configuration 'cas réel' standard de MesoNH. Toutefois, l'étude se focalisant sur l'advection d'un air de profil thermodynamique donné, on supprime les flux de chaleur sensible et d'humidité susceptibles de modifier ce profil. L'action du schéma de sol se réduit donc aux frottements.

Pour la même raison, les effets du rayonnement ne sont pas pris en compte.

Le schéma de nuage est de type Kessler (1969) et utilise une microphysique de l'eau à trois phases et cinq espèces d'eau condensée (voir Caniaux *et al.* 1994, Pinty et Jabouille 1998, Stein *et al.* 2000, ou bien la documentation scientifique de MesoNH<sup>2</sup>).

Un schéma de convection sous-maille est activé pour les modèles à 40 et 10 km de résolution. Il est inspiré de Kain et Fritsch (1990) et a été adapté, validé et développé

<sup>1</sup>La stationnarisation du sillage alpin, hors du propos de cette thèse, nécessite des temps beaucoup plus longs, de l'ordre de la dizaine de jours.

<sup>2</sup><http://www.aero.obs-mip.fr/mesonh/index2.html>

par Bechtold *et al.* (2001).

La turbulence sous-maille est paramétrisée par un schéma 1D incluant l'énergie cinétique turbulente comme grandeur pronostique (Cuxart *et al.* 2000), et utilisant la longueur de mélange de Bougeault et Lacarrère (1989).

### 4.3 Caractéristiques du forçage

Le modèle de grande échelle est forcé par des conditions aux limites stationnaires, caractérisées par :

- un profil vertical de température et d'humidité uniforme sur l'horizontale et issu d'un radio-sondage réel,
- un champ de vent en équilibre géostrophique.

#### 4.3.1 Profils verticaux de température et d'humidité

Les profils verticaux de température et d'humidité choisis sont issus d'un radio-sondage mesuré pendant la POI2B de MAP, à Cagliari (extrémité sud de la Sardaigne), le 19 septembre 1999 en début de nuit (22h46 TU). Ce radio-sondage a déjà été évoqué au chapitre 2 (figure 2.1).

On peut y voir deux couches d'origines assez caractéristiques :

- une couche limite marine en dessous de 900 hPa, chaude (température potentielle proche de 300 K) et fortement chargée en vapeur d'eau dont le contenu dépasse  $16 \text{ g.kg}^{-1}$ .
- de 900 à 600 hPa environ, une couche très sèche et presque adiabatique (légèrement stable), vraisemblablement vestige d'une couche limite saharienne.

Ces deux couches sont séparées par une inversion très marquée, la température croissant de  $5^\circ\text{C}$  en quelques dizaines d'hectopascals.

Ce profil révèle de fortes valeurs tant pour l'énergie potentielle convective (CAPE) que pour l'énergie d'inhibition (CIN) : pour la particule potentiellement la plus instable de la colonne, on trouve une  $\text{CAPE} \simeq 2000 \text{ J.kg}^{-1}$  associée à une  $\text{CIN} \simeq 200 \text{ J.kg}^{-1}$ . Des valeurs de même ordre de grandeur caractérisent toute la couche limite marine humide, tandis que la CAPE tombe pratiquement à zéro au-dessus de l'inversion.

De telles conditions en amont d'un relief alarment particulièrement les prévisionnistes : du fait de la forte inhibition, aucune convection ne se déclenche sur mer, et seul un forçage fort comme le soulèvement à l'approche d'un relief donnera l'énergie suffisante pour libérer la convection, qui sera d'autant plus violente que les couches près de la surface se seront chargées en vapeur d'eau lors de leur trajet maritime.

C'est pour cette raison qu'on qualifie souvent ce genre de profil de "fusil chargé" ("*loaded gun*").

Enfin, la couche sèche d'origine saharienne est caractérisée par une forte valeur de l'énergie potentielle de flottabilité négative ( $DCAPE \simeq 1500 \text{ J.kg}^{-1}$  vers 5000 m d'altitude). On peut donc s'attendre à la formation d'importants courants d'étalement sous les précipitations.

### 4.3.2 Vent

Le champ de vent utilisé pour le forçage aux limites du modèle externe est stationnaire et en équilibre géostrophique avec le champ de masse de grande échelle. Deux types de distributions seront utilisées dans les parties suivantes :

- une distribution uniforme, sur l'horizontale aussi bien que sur la verticale, de vent de sud ou de sud-ouest. Cette configuration est destinée à reproduire, de façon simplifiée, les situations de précipitations quasi-stationnaires préfrontales.
- une distribution bidimensionnelle de vent de sud, homogène selon la direction méridienne et présentant une structure de jet de basse couche reproduisant l'augmentation du vent immédiatement à l'avant d'un front. Pour générer cette distribution, on utilise une procédure d'inversion d'une anomalie de tourbillon potentiel (annexe A).



# Chapitre 5

## Expériences de référence

### 5.1 La prévision des fortes précipitations à l'échelle méso- $\beta$

À l'heure actuelle, plusieurs modèles numériques à aire limitée fournissent en mode opérationnel des prévisions sur la zone alpine à l'échelle méso- $\beta$  (par exemple le modèle *Aladin* de Météo-France, le *Schweizer Modell* de MeteoSwiss, *etc.*). La résolution horizontale de tels modèles est de l'ordre de la dizaine de kilomètres. Ils sont basés sur un système d'équations hydrostatiques, des schémas microphysiques simplifiés (avec seulement 3 classes d'eau : vapeur, eau nuageuse, pluie) et une paramétrisation verticale de la turbulence et de la convection sous-maille. Les prévisions de modèles de plus grande échelle leur servent de conditions aux limites.

Les simulations présentées dans ce paragraphe sont réalisées avec deux modèles emboîtés à 40 et 10 km de résolution horizontale. Elles peuvent donc être considérées comme représentatives de l'état de l'art en matière de prévision numérique opérationnelle à méso-échelle sur les Alpes - ou au moins comme une limite supérieure, puisque des raffinements tels que le caractère non hydrostatique ou bien l'eau en phase glace sont pris en compte dans le modèle MesoNH.

#### 5.1.1 Expérience en alimentation de sud

Le modèle extérieur est ici forcé à ses frontières latérales par un vent de sud uniforme à 20 m/s. Les résultats sont montrés après stationnarisation des distributions d'intensité de précipitation - aussi bien pour les précipitations générées par le schéma explicite de nuage (ci-après *précipitations explicites*) que par le schéma de convection sous-maille (ci-après *précipitations implicites*). La durée de stationnarisation utilisée (48 h) correspond environ à vingt fois le temps d'advection au-dessus des Alpes à la



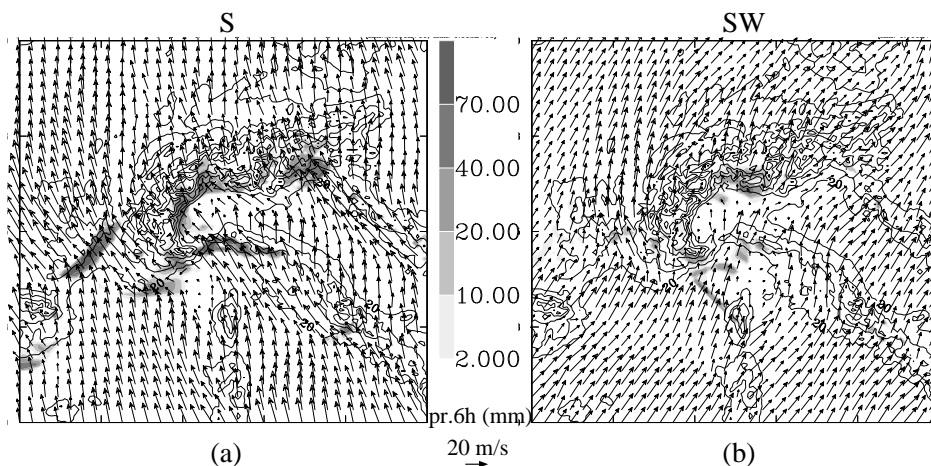


FIG. 5.1: Simulation à moyenne résolution (10 km) et vent de base uniforme de 20 m/s : précipitation totale (explicite + implicite) cumulée sur 6 heures (échelle grisée, en mm) et champ de vent horizontal à 500 m au-dessus du sol (un vecteur tous les 40 km). (a) Alimentation de sud. (b) Alimentation de sud-ouest.

vitesse de base (20 m/s).

La précipitation totale (explicite + implicite) cumulée sur 6h est montrée sur la figure 5.1(a), ainsi que le vent à 500 m au-dessus du sol (au sein de la couche limite). Les cumuls atteignent des valeurs très élevées (jusqu'à 112 mm en 6 h) sur les pentes au vent : sur la partie concave de l'arc alpin (la zone du Lac Majeur en particulier), les Alpes Maritimes, le flanc sud-est du Massif Central, la chaîne ligure, les Alpes Juliennes. On peut noter dans les trois derniers cas que ces pentes sont exposées chacune à un jet de sud-est qui semble résulter de la déflexion du flux par une chaîne de montagnes : les Alpes françaises pour le Massif Central, les Apennins pour la chaîne ligure, les Alpes Dinariques pour les Alpes Juliennes.

Le cumul sur les zones de terrain plat n'excède le seuil de visualisation de la figure 5.1(a) qu'en de rares endroits (Golfe du Lion par exemple) - le schéma explicite de nuage ne participant que minoritairement (30% au plus) aux précipitations totales. Ce résultat n'est pas surprenant du fait du profil atmosphérique utilisé : la forte inhibition n'est surmontée qu'en présence d'un forçage important des basses couches, d'où l'absence de déclenchement du schéma de convection presque partout sur terrain plat.

### 5.1.2 Expérience en alimentation de sud-ouest

L'expérience est identique à la précédente, mais l'orientation du vent d'alimentation est maintenant de sud-ouest. Les cumuls de précipitations totales et le vent à 500 m au-dessus du sol sont donnés sur la figure 5.1(b).

La valeur maximale (67 mm en 6 h) est nettement plus faible que dans le cas de sud. Cependant, la valeur de 70 mm en 6 h n'était dépassée pour le cas de sud que très localement sur la chaîne ligurienne. Les mêmes valeurs, de 30 à 50 mm, sont obtenues dans les deux cas si l'on considère des zones d'une cinquantaine de kilomètres d'étendue.

La région du Lac Majeur reste extrêmement exposée aux précipitations. Par rapport au cas de sud, on note cependant un déplacement du maximum de la distribution vers l'est, au niveau du versant sud des Alpes Bergamasques. En revanche, le Piémont est abrité.

Le flux aborde dans ce cas perpendiculairement les chaînes des Apennins et des Alpes Dinariques, et on n'observe plus de jet de basse couche le long de ces barrières. En particulier, les fortes précipitations présentes dans le cas de sud sur les Alpes Juliennes ont presque complètement disparu du fait de l'absence du jet le long des Alpes Dinariques. Un jet de contournement des Alpes françaises subsiste, mais les précipitations sur le Massif Central qui lui sont associées sont beaucoup moins intenses, concernent une région moins étendue, et sont localisées plus au nord (sur les Monts du Vivarais).

La ligne de précipitations entre la Corse et les Alpes Maritimes provient d'une ligne de convergence le long de laquelle la convection se déclenche (fig.5.2a). Cette ligne de convergence sépare nettement une zone d'accélération en amont d'une zone d'air bloqué et turbulent couvrant tout le Golfe de Gênes, et dans laquelle des recirculations induisent d'autres lignes de convergence et des précipitations. La coupe verticale de la figure 5.2(c) montre que l'accélération en amont de la ligne se fait avec une descente progressive des isentropes, traduisant une consommation d'énergie potentielle de pesanteur ; la décélération brutale (signée par la ligne de convergence) correspond à une structure de ressaut. Ces éléments pourraient s'expliquer par un comportement d'écoulement hydraulique qui devient surcritique dans l'accélération forcée par l'étranglement du flux entre le relief corse et les Alpes Maritimes. La présence de reliefs en aval (Apennins) favorise de plus le blocage et la recirculation de l'air après le ressaut.

La figure 5.2(b) montre une forte diminution de l'inhibition convective sur toute cette zone de blocage. Ceci peut-être interprété, d'après Smith (1979, voir fig.2.5 chap.2) par l'étirement vertical des colonnes d'air, comme le montre la figure 5.2(c). Cette masse d'air instable et désinhibé génère de fortes précipitations à son arrivée sur le versant sud-ouest de l'Apennin Ligurien.

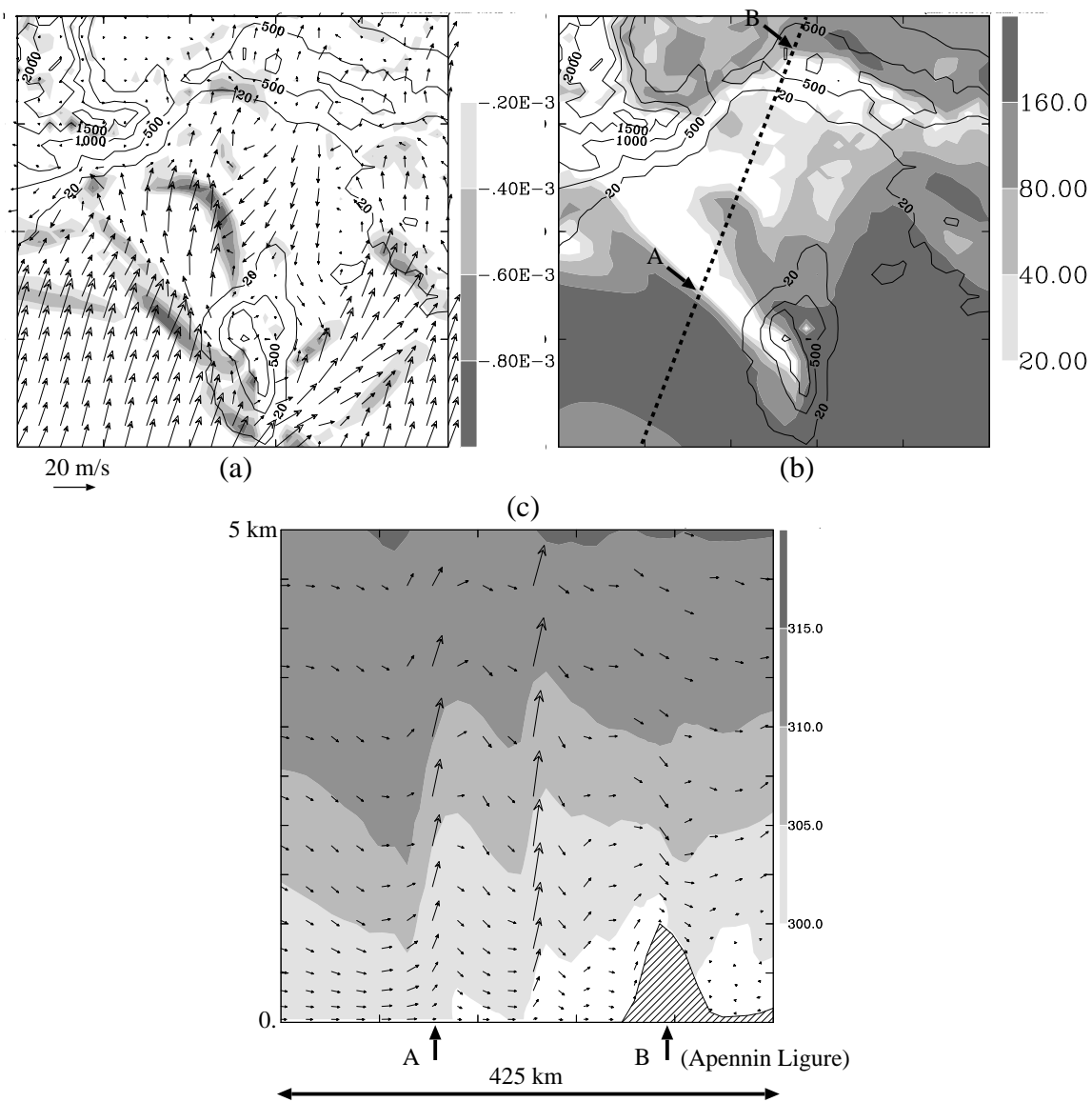


FIG. 5.2: Alimentation de sud-ouest, 20 m/s. (a) Divergence au sol (échelle grisée, en  $s^{-1}$ ), vent à 30 m au-dessus du sol (un vecteur tous les 20 km). (b) Énergie d'inhibition de la convection (CIN, échelle grisée, en  $J/kg$ ) pour la particule d'énergie potentielle convective maximale sur la colonne. (c) Température potentielle (échelle grisée, en  $K$ ) et vent parallèle au plan de coupe vertical, indiquée en (b) par le trait pointillé. Pour la clarté, la composante verticale des vecteurs est exagérée en (c) - l'information sur la vitesse verticale est donc qualitative.

### 5.1.3 Comparaison à la distribution climatologique

Suivant l'extension méridionale des dépressions ou thalwegs synoptiques à l'origine d'épisodes à fortes précipitations, et aussi la présence éventuelle de sous-systèmes de méso-échelle, la direction du flux sur les Alpes en moyenne troposphère lors de ces épisodes varie typiquement entre sud-ouest et sud. La moyenne des précipitations sur les deux cas simulés, de sud et de sud-ouest, peut donner une première idée représentative de l'ensemble de tels épisodes.

La moyenne des distributions des précipitations totales (*i.e.*, la moyenne des figures 5.1a et 5.1b) est représentée sur la figure 5.3. En la rapprochant de la figure 1.1, on voit qu'elle reproduit les grands traits de la fréquence climatologique des fortes précipitations en octobre. On retrouve une assez bonne coïncidence sur les zones typiquement les plus exposées : le sud-est du Massif Central, la côte ligure, la concavité des Alpes (la zone du Lac Majeur en particulier), les Alpes Juliennes.

Il apparaît donc qu'un modèle numérique d'échelle méso- $\beta$  fournira des prévisions de fortes précipitations d'automne assez satisfaisantes à la simple condition que deux ingrédients soient réunis : un flux soutenu à composante sud et une atmosphère conditionnellement instable en basses couches.

Cependant, la précision de ces prévisions se limite à des zones d'une centaine de kilomètres d'extension. Cela est suffisant pour émettre des bulletins d'alerte sur une région, mais pas pour la prévision des inondations éclair où une précision à l'échelle de la vallée ou du bassin versant est requise.

Les deux expériences numériques ont également montré que l'essentiel des précipitations simulées étaient produites par le schéma de convection sous-maille ; de ce fait, l'énergie potentielle convective est consommée sur place dès que le déclenchement est réalisé, ce qui a tendance à localiser les fortes précipitations préférentiellement sur les versants exposés au vent (en l'absence d'autres forçages, tels que le soulèvement frontal). Or les mesures de la POI 2B, par exemple, montrent que de fortes précipitations peuvent affecter également des zones de terrain plat comme la plaine du Pô. On peut aussi citer le cas du 22-25 septembre 1993 (Buzzi et Foschini 2000, Stein *et al.* 2000) où une inondation éclair est survenue au-delà de la crête principale des Alpes, sur la ville suisse de Brig (haute vallée du Rhône).

### 5.1.4 Un élément d'explication au maximum climatologique du Lac Majeur

La région du Lac Majeur apparaît sur la climatologie de la figure 1.1 comme une des zones les plus fréquemment exposées aux fortes précipitations d'automne. Schneidereit et Schär (2000) montrent avec des simulations sur un relief idéalisé à l'échelle

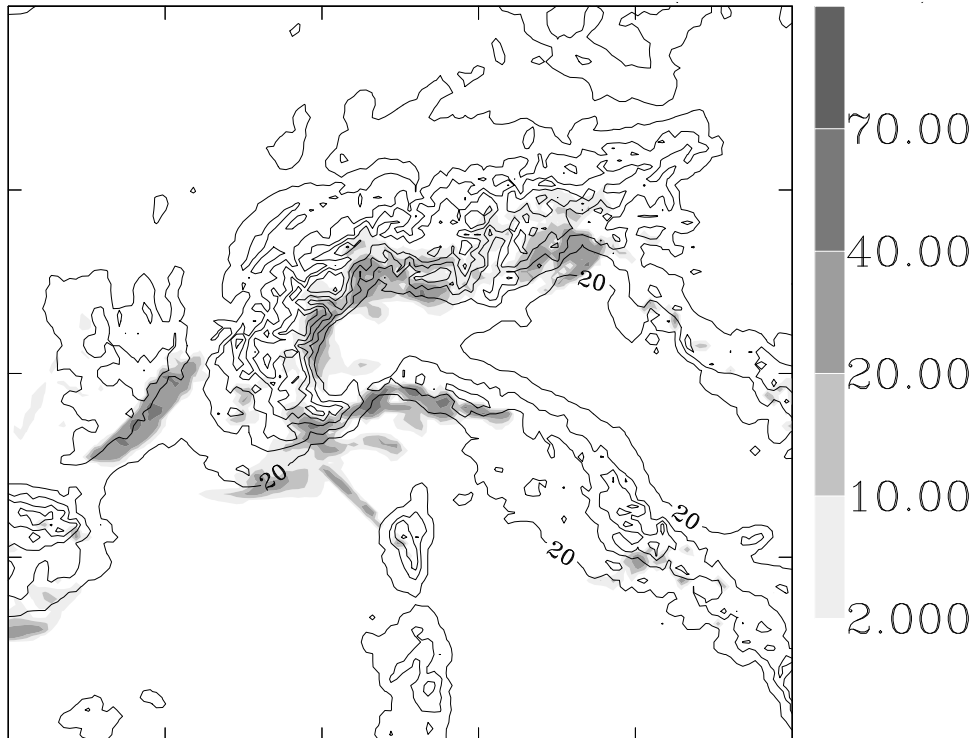


FIG. 5.3: Moyenne des précipitations totales sur les cas de sud (fig.5.1a) et de sud-ouest (fig.5.1b). (Échelle grisée en mm pour 6 h de cumul).

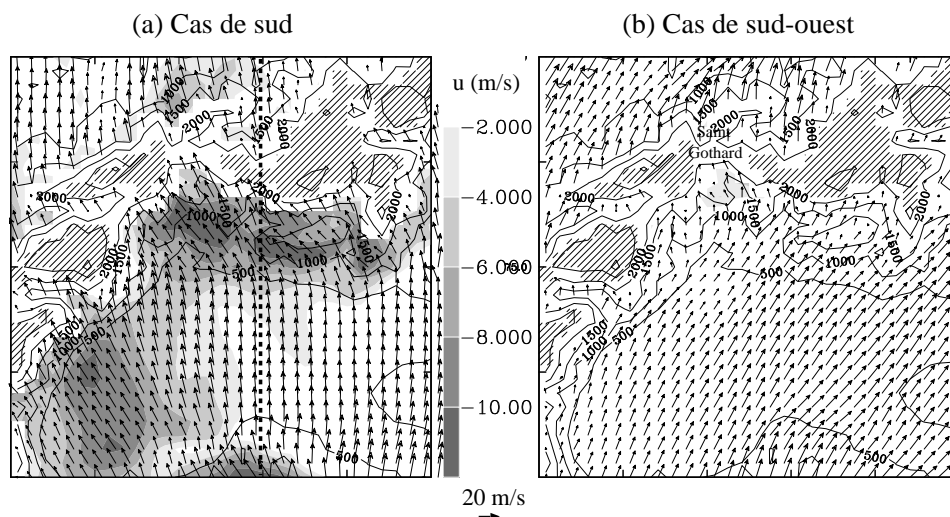


FIG. 5.4: Champs de vent (un vecteur tous les 10 km) et composante zonale (échelle grisée, en m/s) à 2000 m : (a) cas d'alimentation sud (le trait pointillé marque la coupe verticale de la figure 5.6) ; (b) cas d'alimentation sud-ouest.

mésos- $\alpha$  que les précipitations sont favorisées sur la concavité de la chaîne alpine.

Les deux expériences numériques des figures 5.1(a) et (b) indiquent également de forts cumuls sur cette région quelle que soit l'orientation, sud ou sud-ouest, du flux. L'arrosage des pentes immédiatement voisines dépend cependant beaucoup plus de cette orientation (Piémont dans le cas de sud, Alpes Bergamasques dans le cas de sud-ouest). L'explication est sans doute liée à la topographie : la zone forme un cirque d'une centaine de kilomètres entouré de massifs dépassant 3000 m. La partie ouest de ce cirque est délimitée par les pentes est du massif du Mont Rose qui, à l'échelle méso- $\beta$ , sont parmi les plus raides de la chaîne alpine.

La figure 5.4 montre le champ de vent à 2000 m pour les deux cas S et SW.

L'analyse de Pierrehumbert et Wyman (1985, voir chapitre 2) peut être appliquée aux écoulements étudiés. On conserve ici les valeurs utilisées par ces auteurs pour la morphologie alpine ( $H = 2.5$  km,  $L = 50$  km). Le profil amont (fig.2.1) possède entre 1000 et 4000 m une couche légèrement stable où stabilité statique varie peu autour de la valeur  $N = 0.75$  s $^{-1}$ . Avec  $f = 10^{-4}$  s $^{-1}$  et le vent de base à 20 m/s, on obtient  $\hat{H} = 0.9$  et  $Ro = 4$ , soit un écoulement non-linéaire proche du régime de contournement, et où la force de Coriolis ne peut être négligée dans la dynamique du ralentissement des basses couches sur environ  $L_d = NH/f \approx 200$  km en amont de l'obstacle. Il est à noter que la valeur  $L = 50$  km choisie pour les Alpes par Pierrehumbert et Wyman (1985) est significativement plus petite que dans d'autres études (par ex.  $L = 200$  km dans Schneidereit et Schär 2000), ce qui augmente en

proportion inverse la valeur du nombre de Rossby, mais ne change cependant pas la conclusion qualitative sur l'influence de la force de Coriolis - la zone d'influence ( $L_d$ ) ne dépend d'ailleurs pas du choix de  $L$ .

Dans le cas de sud, cette dernière distance est nettement inférieure à la dimension transversale (*i.e.*, est-ouest) des Alpes ( $\sim 700$  km). Le contournement devrait donc se faire sous la forme d'un vent de barrière, à composante d'est de l'ordre de  $U/Ro = 5$  m/s. Un jet de vent de barrière est en effet visible dans la simulation (fig.5.4a) le long de la chaîne alpine dans sa partie allongée. Ce jet s'étend depuis la pente jusqu'à une cinquantaine de kilomètre plus au sud. Le vent possède une composante d'est d'environ 10 m/s ; l'orientation du vent total est de sud-est : les pentes du Massif du Mont Rose y sont exposées quasi-perpendiculairement. La valeur de la composante d'est est très comparable aux mesures VAD du radar du Monte Lema pendant la POI 2B durant la nuit du 19 au 20/09/1999, et reste compatible en ordre de grandeur avec la valeur théorique de Pierrehumbert et Wyman (1985). Le jet simulé est en revanche significativement plus étroit que la valeur  $L_d \approx 200$  km : ce fait est mentionné dans l'article de Pierrehumbert et Wyman (1985), et également discuté dans le chapitre 6 (étude de sensibilité au reliefs secondaires).

Dans le cas de sud-ouest (fig.5.4b), le vent dans le cirque du Lac Majeur est défléchi vers la gauche, guidé par la topographie vers le passage du Saint-Gothard. Une déflexion de la sorte est mise en évidence par observation radar et restitution multi-Doppler du vent dans le cas de sud-ouest de la POI 9 de MAP (Chong *et al.* 2000).

Il semble donc que l'afflux du vent sur les pentes autour du Lac Majeur soit dû à l'écoulement sur cette topographie particulière. Afin d'en étudier l'aspect purement aérodynamique, deux simulations comparables aux expériences de S et SW ont été réalisées en s'affranchissant des effets dynamiques de la libération de chaleur latente. Ces simulations adiabatiques sont calculées sans schéma de nuage ni de convection sous-maille ; la vapeur d'eau du sondage d'alimentation est conservée de façon à ne pas modifier la flottabilité de l'air insaturé, mais est traitée comme un scalaire passif et n'est pas condensée lorsque la saturation est atteinte.

La divergence du vent horizontal près du sol (30 m) est représentée sur la figure 5.5(a) pour le cas de sud sans diabatisme. On observe sur les pentes exposées au vent que la convergence est maximale dans une bande corrélée avec les courbes de niveau, entre 1500 et 2500 m. Le vent à 2000 m est également représenté sur la figure 5.5(a). Malgré la suppression des effets diabatiques, le jet de vent de barrière reste similaire au cas de sud avec physique complète (le vent est cependant globalement moins fort en amont des Alpes, sans doute du fait d'un blocage plus important). Une coupe verticale (figure 5.6) montre un noyau de vent de barrière entre 1500 m et la crête des Alpes. La convergence particulièrement marquée autour du Lac Majeur apparaît donc liée, par flux de sud, à l'incidence du vent de barrière.

Le même tracé est réalisé pour le cas de sud-ouest sans diabatisme (fig.5.5b). La zone du Lac Majeur apparaît également comme une zone de convergence importante.

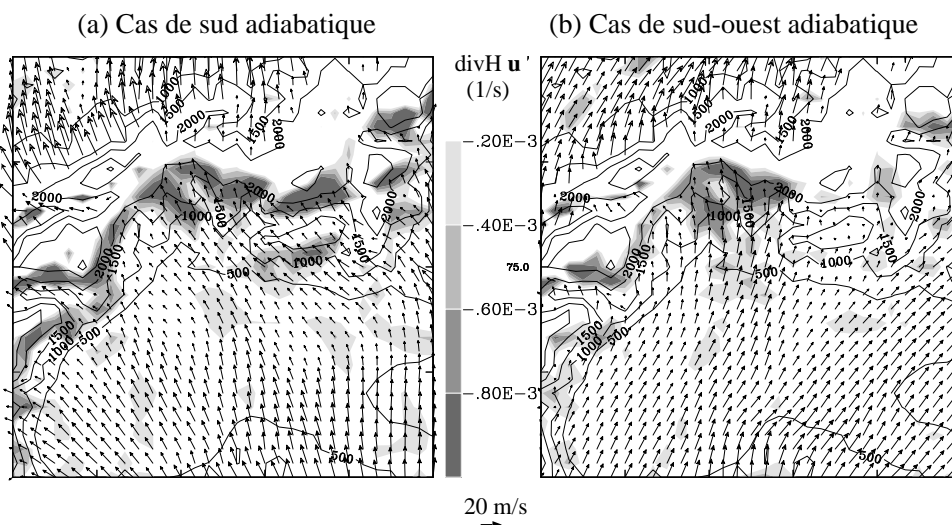


FIG. 5.5: Expériences sans diabatisme. Champs de divergence du vent horizontal à 30 m au-dessus du sol (échelle grisée, en  $s^{-1}$ ) et de vent à 2000 m (un vecteur tous les 10 km) : (a) cas d'alimentation sud ; (b) cas d'alimentation sud-ouest.

Celle-ci concerne la même gamme d'altitude que pour le cas de sud. Le vent à 2000 m subit la même déflexion que dans l'expérience avec physique complète.

En plus d'une topographie favorable à l'échelle méso- $\alpha$  (la concavité des Alpes), la forme du relief à l'échelle méso- $\beta$  semble jouer un rôle important sur la fréquence et l'intensité des précipitations sur la zone du Lac Majeur : ce creux topographique d'une centaine de kilomètre de diamètre qui s'enfonce au cœur de la chaîne alpine joue le rôle de cul-de-sac dans lequel le vent vers 2000 m vient affluer, indépendamment de la direction précise du flux.

## 5.2 Simulations à l'échelle méso- $\gamma$

On utilise maintenant un modèle emboîté supplémentaire, à 2.5 km de résolution horizontale. Par rapport aux simulations précédentes, cette résolution apporte deux améliorations notables :

- la topographie est correctement résolue à l'échelle des grandes vallées (Aoste, haute vallée du Rhône) et des grands lacs ; les crêtes les plus élevées dépassent les 3500 m.
- le modèle résout explicitement les mouvements convectifs à l'échelle des gros cumulus ; on abandonne donc le schéma de convection sous-maille (qui contraignait les transports convectifs selon la verticale).



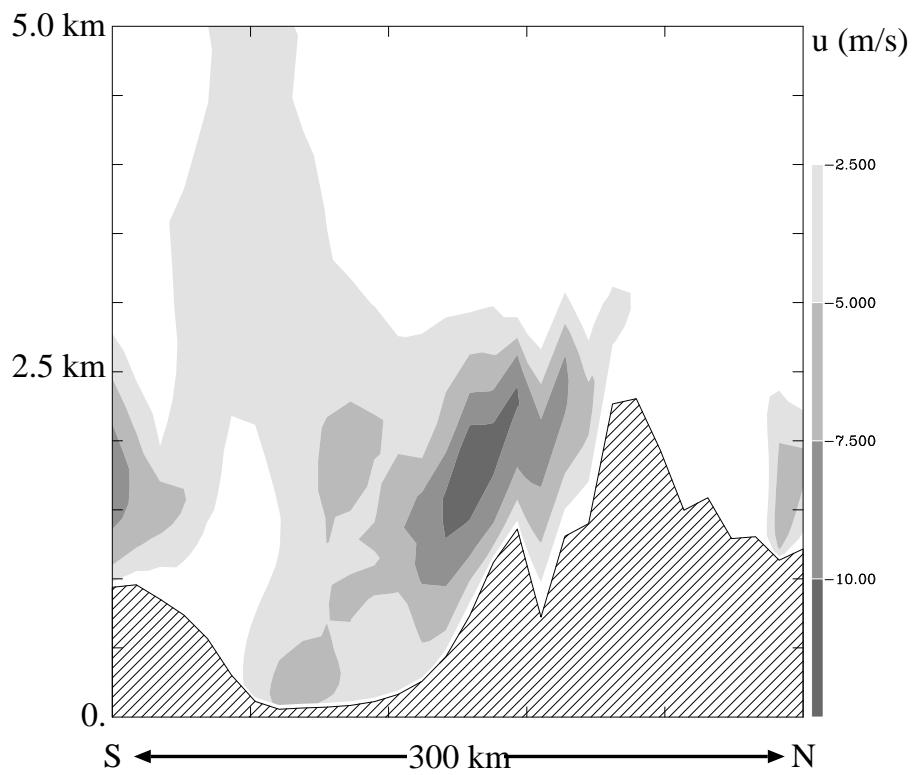


FIG. 5.6: Cas de sud sans diabatisme. Composante zonale du vent (échelle grisée en m/s) en coupe verticale sud-nord. La trace de la coupe est indiquée sur la figure 5.4(a).

On se consacre désormais au seul cas du flux de sud pour étudier les mécanismes d'échelle méso- $\gamma$  de génération et de distribution des précipitations.

La figure 5.7 montre le cumul de précipitations sur 6 h de simulation en régime stationnarisé<sup>1</sup>. En comparant à la distribution simulée en mode méso- $\beta$  (modèles 40 et 10 km seuls, fig.5.1a), on retrouve des zones de précipitations notables sur les pentes au vent au nord du Piémont et autour du Lac Majeur. On note cependant des différences importantes :

- les précipitations sur les pentes au vent des Alpes débordent au-delà de la crête principale,
- on constate des cumuls considérablement moins élevés sur les pentes au vent des reliefs côtiers,
- le maximum de précipitation est ici obtenu sur terrain plat, organisé en une ligne s'étendant dans le sillage d'un petit sommet de la chaîne côtière ligure jusqu'à la zone du Lac Majeur.

Les mécanismes à l'origine de cette distribution des précipitations sont discutés dans les paragraphes suivants.

### 5.2.1 Pentas du Piémont

Le champ de vent horizontal à 1500 m et son module sont montrés sur la figure 5.8(a), le vent vertical sur la figure 5.8(b). Un jet de contournement est présent entre la crête des Apennins et une vingtaine de kilomètres en amont ; la limite de ce jet est nettement signée par la brusque rotation vers la gauche du vent horizontal et une mince ligne d'ascendance parallèle au relief. Ce jet s'engouffre vers la plaine du Piémont par l'ouverture (que l'on nommera *col ligure* par la suite) laissée entre les Apennins et les Alpes maritimes par une chaîne côtière de moindre altitude. Il en résulte qu'une structure en jet de sud-est se prolonge jusqu'au massif Alpin et se heurte aux pentes situées autour de l'entrée du Val d'Aoste, forçant un noyau d'ascendance à ce niveau (fig.5.8b).

La figure 5.7 confirme que des précipitations prennent naissance sur ces pentes. Leur distribution est organisée en bandes orientées sud-nord - dans le sens du flux dans l'atmosphère libre -, chacune de ces bandes prenant naissance sur une indentation du relief (Cosma 2000).

On voit ici une différence nette avec les simulations à l'échelle méso- $\beta$  : les cellules convectives, dont les mouvements sont explicitement simulés, naissent sur les indentations du relief puis sont entraînées dans leur ascendance par le flux général, d'où

---

<sup>1</sup>*Remarque* : un régime convectif explicite instationnaire s'établit durablement au-delà des reliefs ligures. Toutefois, la succession des cellules convectives s'organise en un système convectif quasi-stationnaire. Comme critère de stationnarisation du modèle haute résolution, on a donc veillé d'une part à ce que l'écoulement incident en basses couches au niveau de la côte ligure soit stabilisé, d'autre part que le système convectif soit établi dans sa phase quasi-stationnaire.

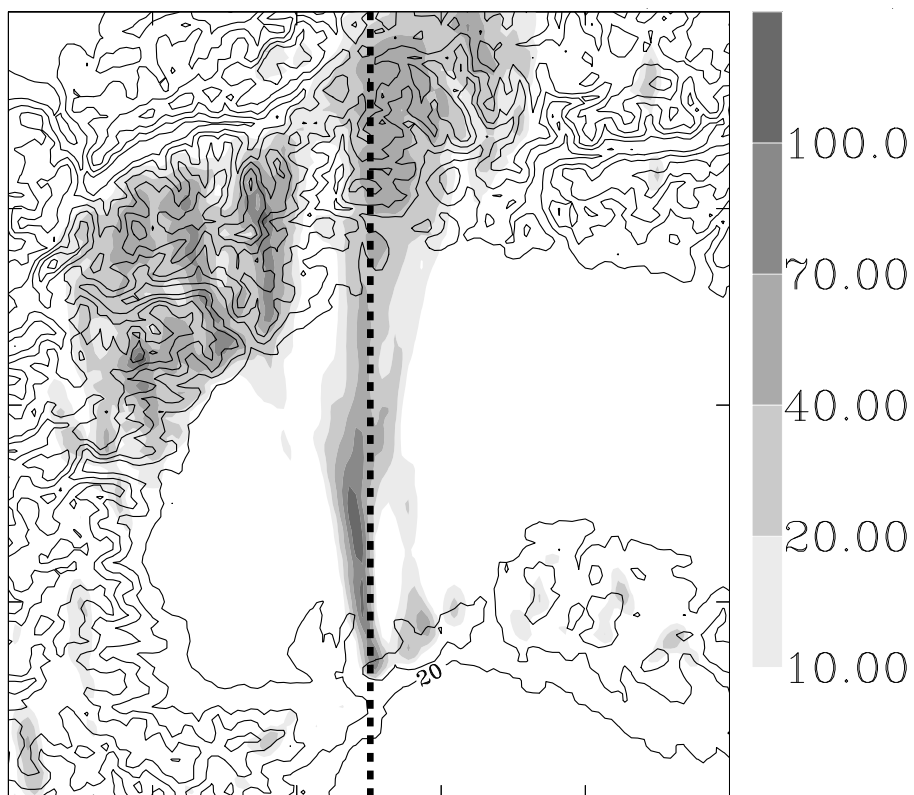


FIG. 5.7: Flux de sud, modèle à 2.5 km de résolution. Précipitations cumulées sur 6 h (échelle grisée, en mm). La droite en pointillés indique les coupes verticales des figures 5.13 et 5.16. (Topographie : courbes de niveau 20, 500, 1000, 1500, 2000, 2500, 3000 et 3500 m.)

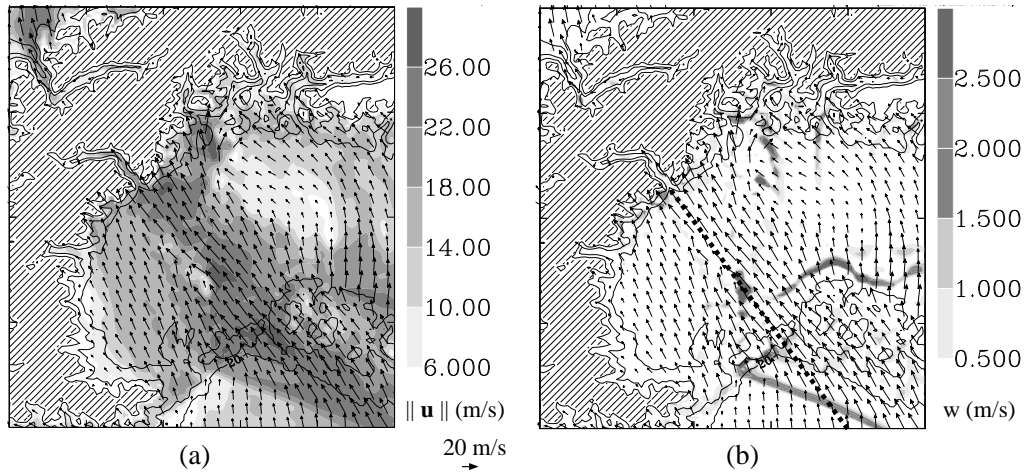


FIG. 5.8: Flux de sud, modèle à 2.5 km de résolution : (a) champ de vent (un vecteur tous les 10 km) et module du vent (échelle grisée, en m/s) à 1500 m ; (b) composante verticale du vent (échelle grisée, en m/s) et champ de vent (rappel de a) à 1500 m. La droite en pointillés indique la coupe verticale de la figure 5.14. (Topographie : courbes de niveau 20, 500, 1000 et 1500 m.)

une répartition des précipitations étalée dans le sens du flux. Caniaux *et al.* (1995, pour une ligne de grain tropicale), et Stein *et al.* (2000, pour un cas de convection alpine) ont montré que cet effet d'entraînement des précipitations est renforcé par la prise en compte dans le schéma microphysique des hydrométéores glacés (car leur vitesse de sédimentation est plus faible que celle des gouttes).

Pour ce cas de précipitations générées par des cellules convectives déclenchées par forçage direct du relief, on voit ici que leur prévision à l'échelle méso- $\gamma$  dépendra (au moins) des paramètres suivants :

- de la bonne description de l'écoulement dans les vallées et sur les indentations du relief, qui détermine les lieux de déclenchement,
- des champs thermodynamiques (température et humidité) de l'écoulement incident en basse couche et de l'atmosphère libre au-dessus, qui déterminent le seuil de déclenchement, puis la flottabilité des cellules et l'évaporation partielle ou totale des précipitations,
- du schéma microphysique, qui détermine la concentration et l'étagement des hydrométéores liquides et glacés,
- de la description correcte, en force et direction, du flux dans l'atmosphère libre qui détermine l'entraînement des cellules puis le transport des hydrométéores précipitants.

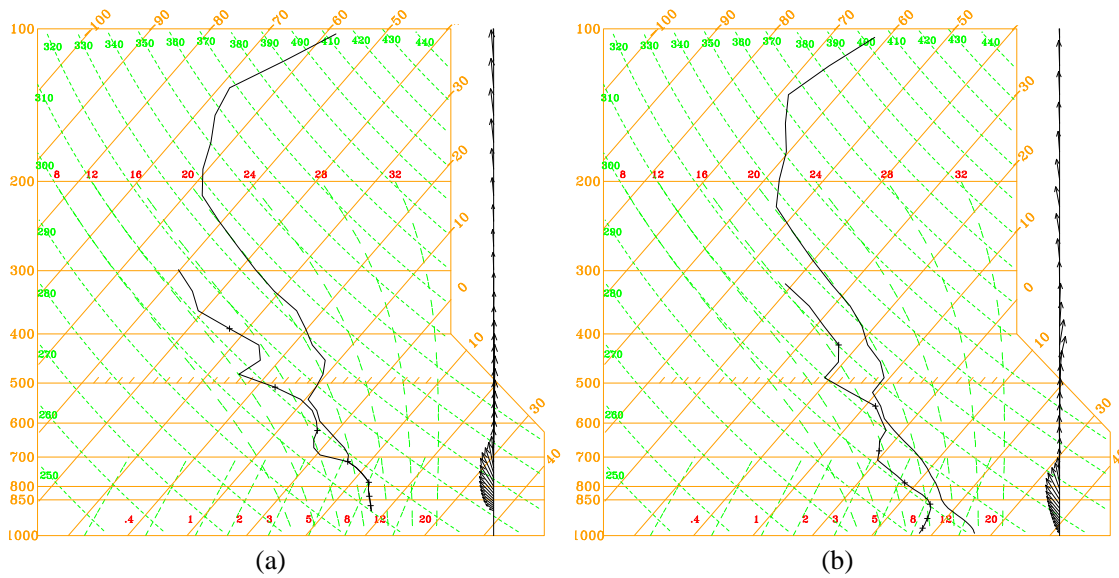


FIG. 5.9: Flux de sud, modèle 2.5 km. (a,b) Radio-sondages aux emplacements marqués 'a' et 'b' sur les figures 5.10 et 5.11.

## 5.2.2 Pentés des reliefs côtiers

Bien que subissant directement l'incidence de l'air marin conditionnellement instable, les pentes au vent des reliefs côtiers (chaîne côtière ligurienne et nord des Apennins) apparaissent, dans la simulation à haute résolution, peu arrosées par rapport à d'autres lieux du domaine de simulation, ou bien en comparaison avec la simulation à moyenne résolution présentée en début de chapitre.

La figure 5.7 montre sur le relief des Apennins des noyaux de précipitations (d'intensité faible) associés à chacun des trois principaux sommets de plus de 1000 m. Le radio-sondage à la verticale d'un de ces pics (marqué 'a' sur la figure 5.10a) est représenté sur la figure 5.9(a) ; il révèle entre le sol et 3000 m une couche d'air saturé et absolument instable.

Les figures 5.10(a) et (b) montrent le déplacement après 30 min d'un ensemble de traceurs lagrangiens initialement situés entre le sol et 2000 m autour du sommet. On voit qu'aucune de ces particules n'est entraînée dans un mouvement de convection profonde, mais au contraire que toutes sont rabattues vers le sol sur la pente aval du relief.

La figure 5.11 présente, en coupe verticale parallèle au vent près du sol, la température potentielle ainsi que celle qu'avaient les particules lagrangiennes 30 min auparavant - ces deux quantités ne diffèrent que lorsque les particules sont saturées, comme le montre la figure. Le champ de température potentielle "initiale" permet de visualiser les lignes de courant de cet écoulement stationnaire, et révèle que la

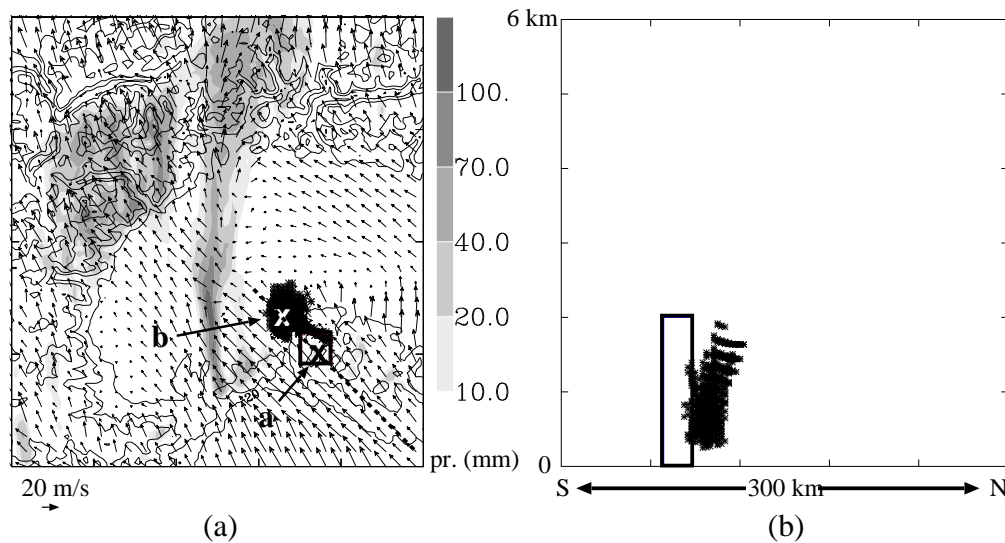


FIG. 5.10: Flux de sud, modèle 2.5 km. (a) Précipitations cumulées sur 6 h (échelle grisée, en mm), vent à 500 m au-dessus du sol (un vecteur tous les 10 km); les étoiles représentent des traceurs lagrangiens situés 30 min plus tôt à l'intérieur du carré, entre le sol et 2000 m; les croix marquées 'a' et 'b' indiquent l'emplacement des deux radio-sondages de la figure 5.9; la droite en pointillés indique la coupe verticale de la figure 5.11. (b) Position des traceurs lagrangiens mentionnés en (a), en projection sur un plan vertical S-N.

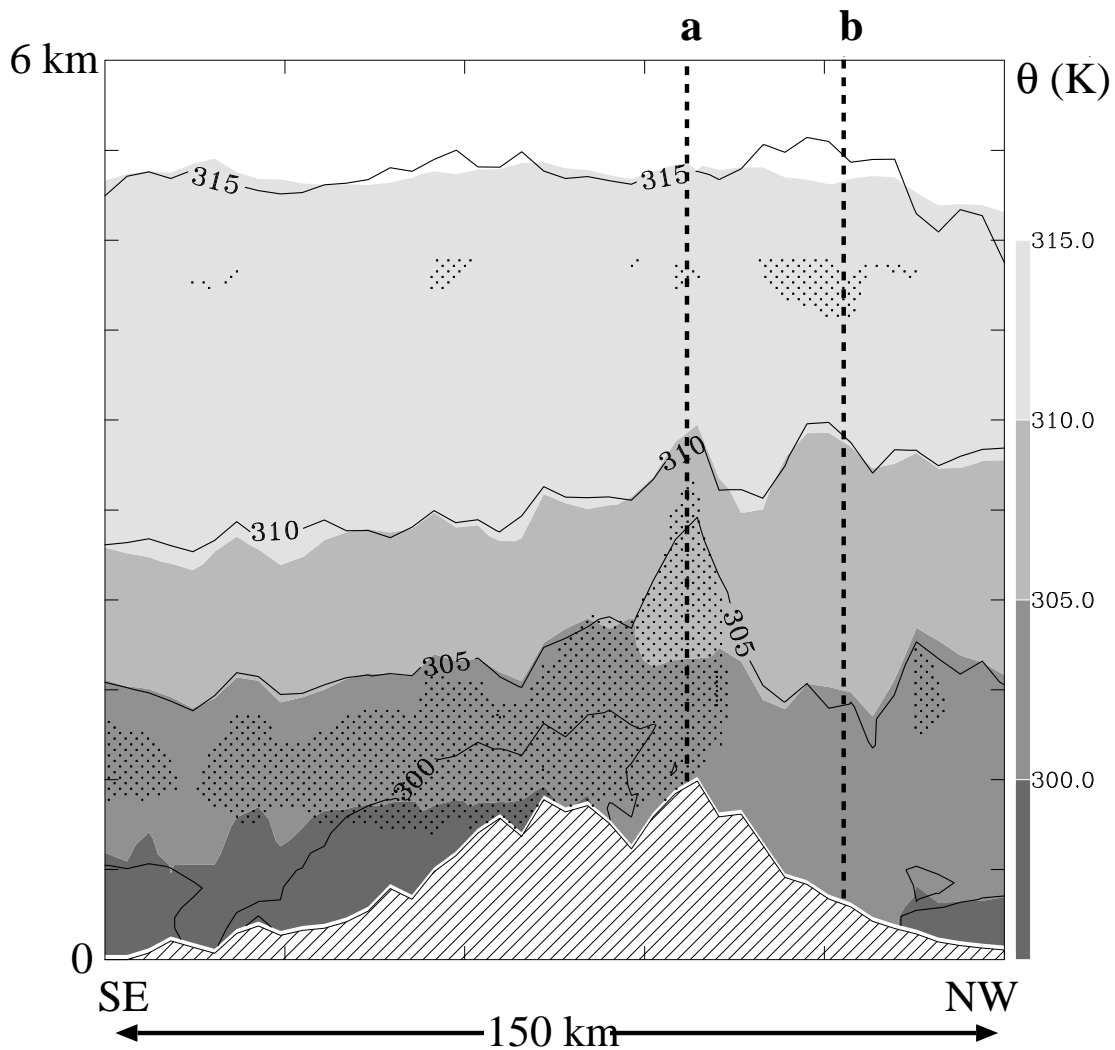


FIG. 5.11: Flux de sud, modèle 2.5 km, coupe verticale SE-NW indiquée sur la figure 5.10(a). Température potentielle ( $\theta$ , échelle grisée, en K) et température potentielle "initiale" qu'avaient les particules lagrangiennes 30 min avant (isolignes, en K). Les régions ombrées indiquent l'air à saturation. Les droites verticales en pointillés 'a' et 'b' marquent l'emplacement des deux radio-sondages de la figure 5.9.

subsidence des particules en aval du relief est due à une onde de relief.

Le radio-sondage en aval du relief (marqué 'b' sur la figure 5.10a et représenté sur la figure 5.9b) montre que la subsidence a provoqué la désaturation des particules, l'instabilité de la colonne étant à nouveau seulement conditionnelle. On a donc ici un exemple où de l'air est amené par le relief à son seuil de convection libre, mais où une subsidence d'origine ondulatoire ne laisse pas cette convection se développer, l'air de flottabilité positive étant entraîné vers le bas et rapidement ramené sous son LFC.

Ceci explique le faible cumul de précipitations sur la pente au vent des Apennins en comparaison avec le modèle à moyenne résolution : pour ce dernier modèle, la détection du profil instable sur le relief active le schéma de convection sous-maille qui consomme l'énergie potentielle convective et produit les précipitations sur place. Or on voit dans la simulation explicite à haute-résolution qu'une très faible partie de l'énergie convective est en réalité consommée sur cette pente.

On comprend aussi pourquoi les précipitations liées à la chaîne côtière ligurienne sont plus importantes : cette chaîne est moins élevée et constitue une excitation ondulatoire plus faible qui s'avère insuffisante pour désactiver la convection.

### 5.2.3 Ligne de convection sur la plaine

#### Mécanisme propre

La bande de précipitations s'étendant sur la plaine depuis l'extrémité ouest de la chaîne côtière ligurienne (fig.5.7) est due à une succession de cellules de convection profonde générées de façon quasi-stationnaire dans le sillage de ce petit relief.

Des développements convectifs de ce type sont bien visibles sur les images de réflectivité du radar du Monte Lema (figure 5.12, indiqués par la flèche) durant la POI 2B. Sans avoir la stationnarité obtenue dans la simulation, la durée du phénomène (plus de 2 h) reste largement supérieure au cycle de vie des cellules, confirmant une organisation quasi-stationnaire.

La dynamique de ces cellules est bien représentée grâce à des surfaces matérielles horizontales à un temps arbitraire pris comme origine, puis dont on suit la déformation (voir chap.3). La figure 5.13 montre cette évolution par pas de 5 min.

Les premières cellules sont générées à l'aplomb du relief côtier. Les figures 5.7(a-f) montrent la croissance d'une cellule (marquée '1') en même temps que sa dérive dans le flux de sud ; une seconde cellule ('2', fig.5.7 e-f) prend naissance peu après de la même façon. À première vue, il peut paraître paradoxal que ces cellules prennent naissance sur l'un des reliefs les plus bas de la côte. De plus, l'analyse du radio-



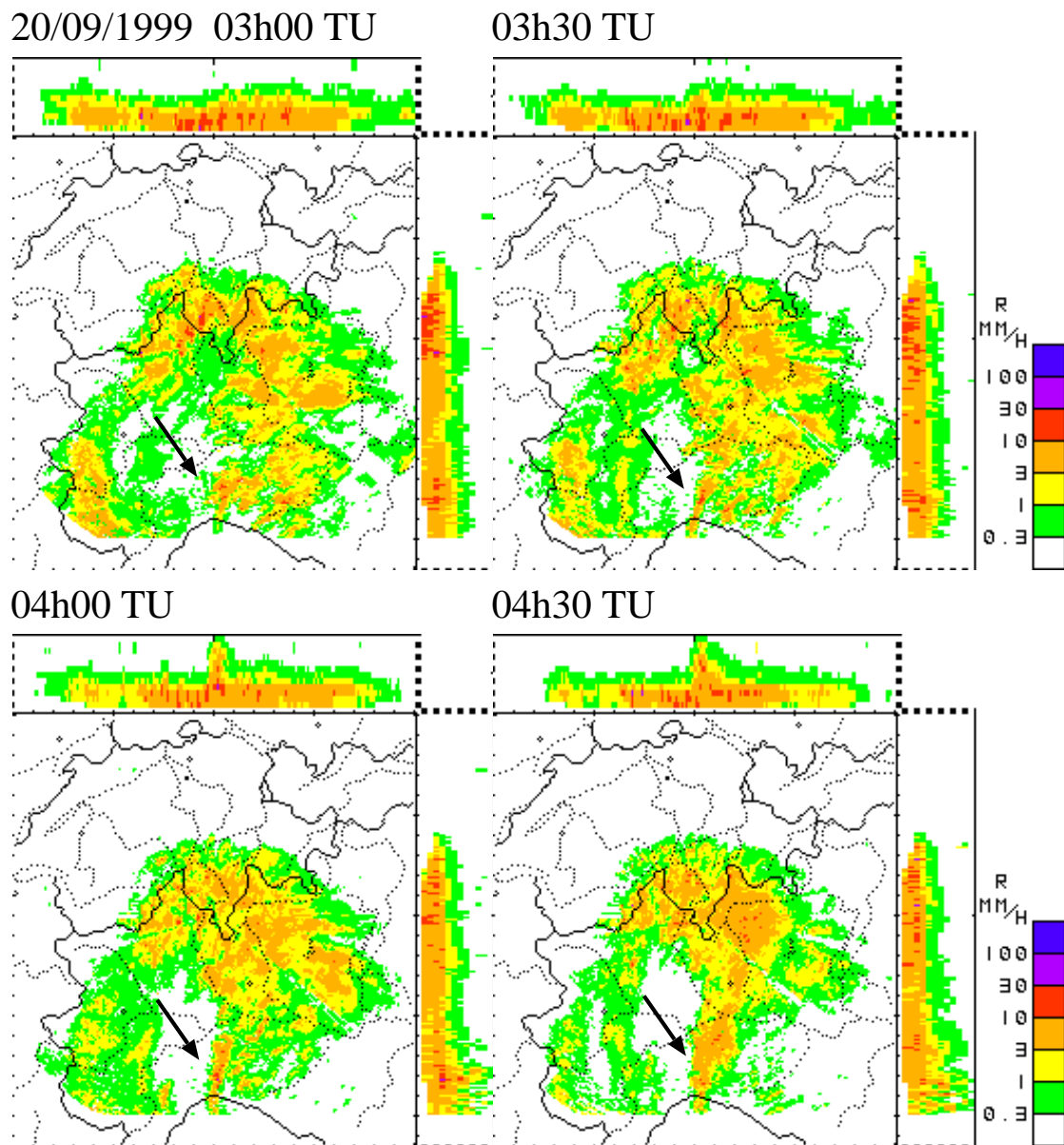


FIG. 5.12: Taux de précipitation (mm/h) estimé à partir des mesures de réflectivité du radar du Monte Lema. (Voir la légende de la figure 2.22.)

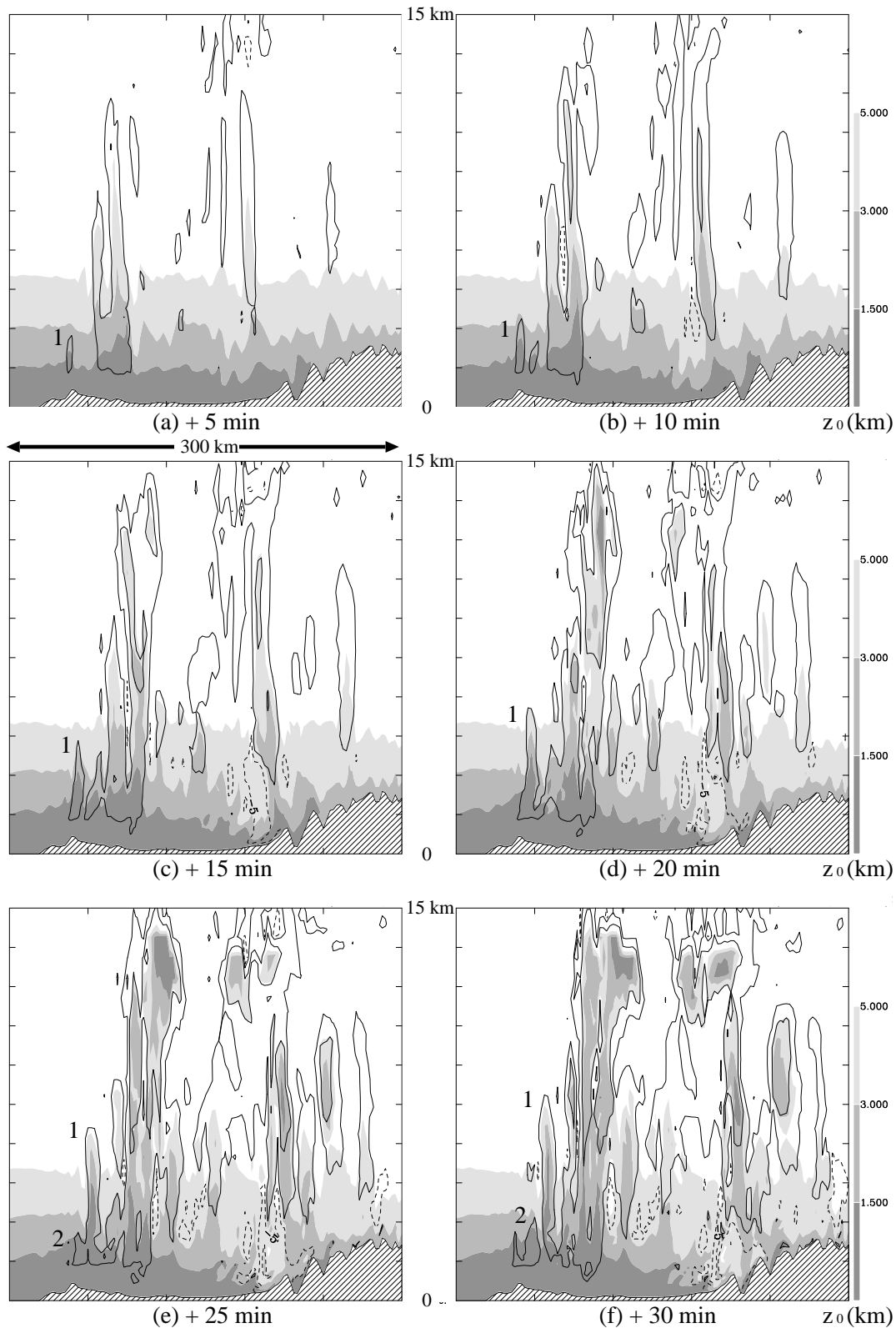


FIG. 5.13: Flux de sud, modèle 2.5 km, coupe verticale sud-nord indiquée sur la figure 5.7. Évolution sur 30 min de surfaces matérielles initialement horizontales (échelle grisée, altitudes initiales 1.5, 3 et 5 km). Le champ en isolignes montre la variation de température potentielle pour chaque particule lagrangienne ( $\Delta\theta = \theta - \theta_{t=0}$ , voir chap.3) : les isolignes en trait continu correspondent à des réchauffements de 2 et 20 K, l'isoligne en trait pointillé à un refroidissement de 5 K.

sondage amont (chap.2, fig.2.2) montrait qu'un soulèvement de 2500 m est nécessaire pour amener une particule depuis le sol à son niveau de convection libre. On a en fait ici un exemple où la perturbation de l'écoulement incident par les reliefs locaux modifie radicalement les seuils de stabilité. En effet, on a mis en évidence (fig.5.8b) un jet de contournement des Apennins dont la limite sur mer est marquée par une étroite ligne de convergence (bien visible en coupe verticale sur la figure 5.14). Or cette ligne de convergence joint la côte exactement au niveau du relief sur lequel se forment les cellules (fig.5.8b) : par l'effet conjugué de la convergence et de l'incidence du jet sur la pente amont, cet endroit se trouve être un maximum local d'ascendance. De plus, par le processus de déstabilisation par blocage en amont (Smith 1979, fig.2.5<sup>2</sup>), l'énergie d'inhibition des particules dans le jet se trouve être considérablement réduite (CIN inférieure à  $20 \text{ J.kg}^{-1}$ , non représentée ; l'étirement vertical par soulèvement des isentropes en amont est visible sur la figure 5.14).

La figure 5.15 montre en détail l'écoulement près de la côte. À 500 m d'altitude (fig.5.15a), le maximum de vent se situe juste devant la ligne de convergence ; il se heurte au relief déclencheur et alimente les cellules - comme le montre l'évolution des particules lagrangiennes représentées sur les figures 5.15(a) et (b).

C'est en revanche de l'autre côté de la ligne de convergence que le vent est maximal à 1000 m (fig.5.15c). En outre, les particules prises dans ce jet (fig.5.15c,d) n'entrent pas en convection immédiatement sur les reliefs côtiers, mais un peu plus loin sur la plaine (fig.5.15e,f), où d'autres cellules prennent naissance (voir aussi fig.5.13). Le déclenchement des cellules est favorisé et entretenu par une zone de convergence en basses couches (figure 5.14). L'examen des isentropes montre qu'elle correspond à une structure de ressaut en limite de l'effet de foehn lié au sommet en amont. Elle est aussi favorisée par une couche d'air légèrement plus froid juste derrière. Le déclenchement de ces cellules peut être rapproché du mode (iii) décrit dans Chu et Lin (2000), où la convection se propage sur la pente aval d'un obstacle par des déclenchements de cellules au niveau du ressaut hydraulique ou/et sur des fronts de densité laissés par des cellules antérieures.

Cette ligne de convection quasi-stationnaire a pour effet à plus long terme de redistribuer les masses d'air sur la plaine. On étudie cette redistribution de façon plus statistique en opérant une moyenne sur une période de 3 h - plus longue que la durée de vie des cellules. La répartition moyenne de la température potentielle équivalente,  $\theta_e$ , (figure 5.16a) montre que l'air de basse couche à fortes valeurs de  $\theta_e$  (air marin chargé d'humidité) est progressivement consommé à mesure qu'on avance le long de la ligne de convection depuis la côte. Au pied du relief alpin s'accumule de l'air à  $\theta_e$  plus faible et insaturé. La figure 5.16(b) montre la moyenne des déplacements verticaux ( $\Delta z = z - z_{-30'}$ ) sur sept périodes de 30 min. On voit que cet air potentiellement froid au pied des Alpes résulte d'une subsidence d'ensemble en bout de la ligne de convection. La zone subsidente apparaît délimitée vers le haut par l'isotherme  $0^\circ\text{C}$ . Les paquets d'air contribuant à cette subsidence d'ensemble sont

---

<sup>2</sup>Également évoqué pour la simulation méso- $\beta$  en flux de SW - fig.5.2.

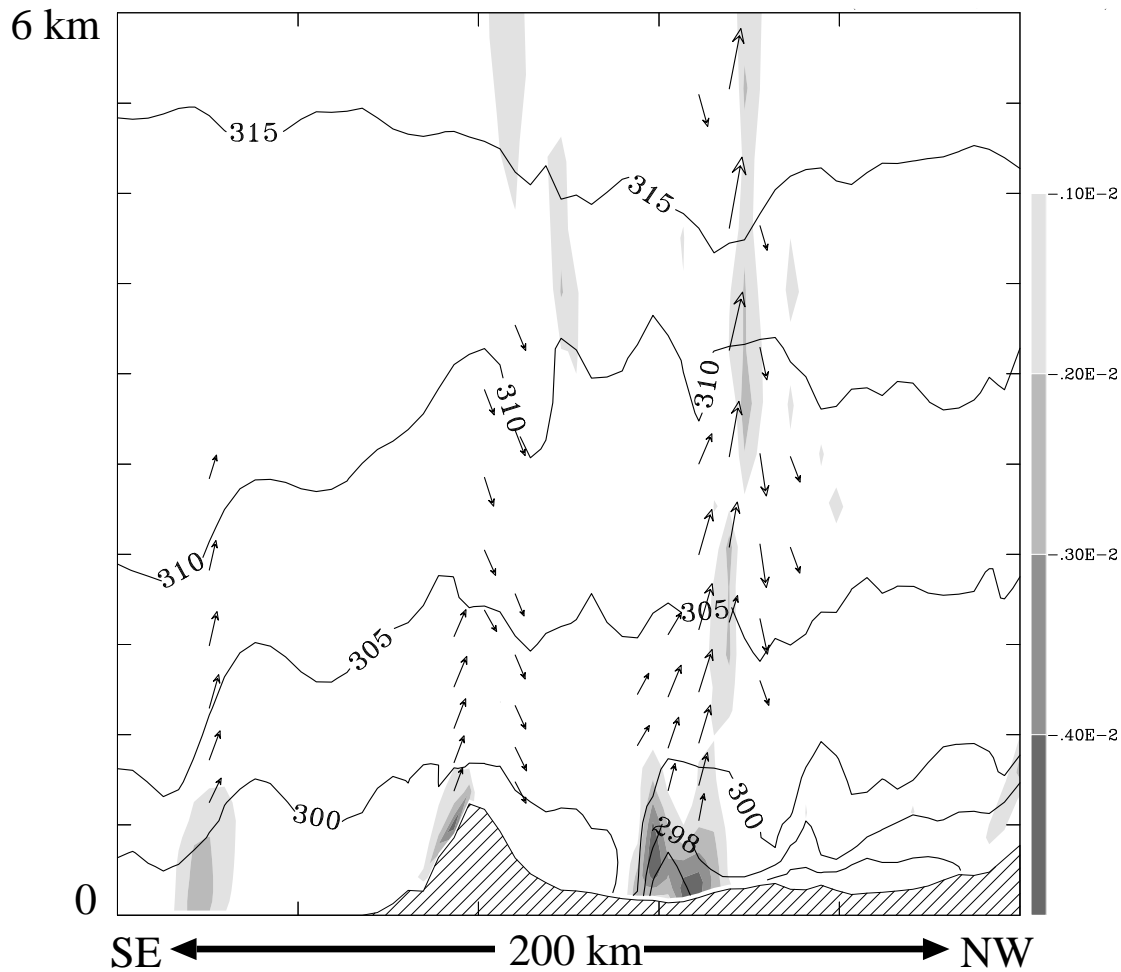


FIG. 5.14: Flux de sud, modèle 2.5 km, coupe verticale SE-NW indiquée sur la figure 5.8(b) : champs de divergence horizontale (échelle grisée, en  $s^{-1}$ ) et de température potentielle (isolignes 296, 298, 300, 305, 310 et 315 K). Les flèches indiquent qualitativement les zones d'ascendance et de subsidence fortes.

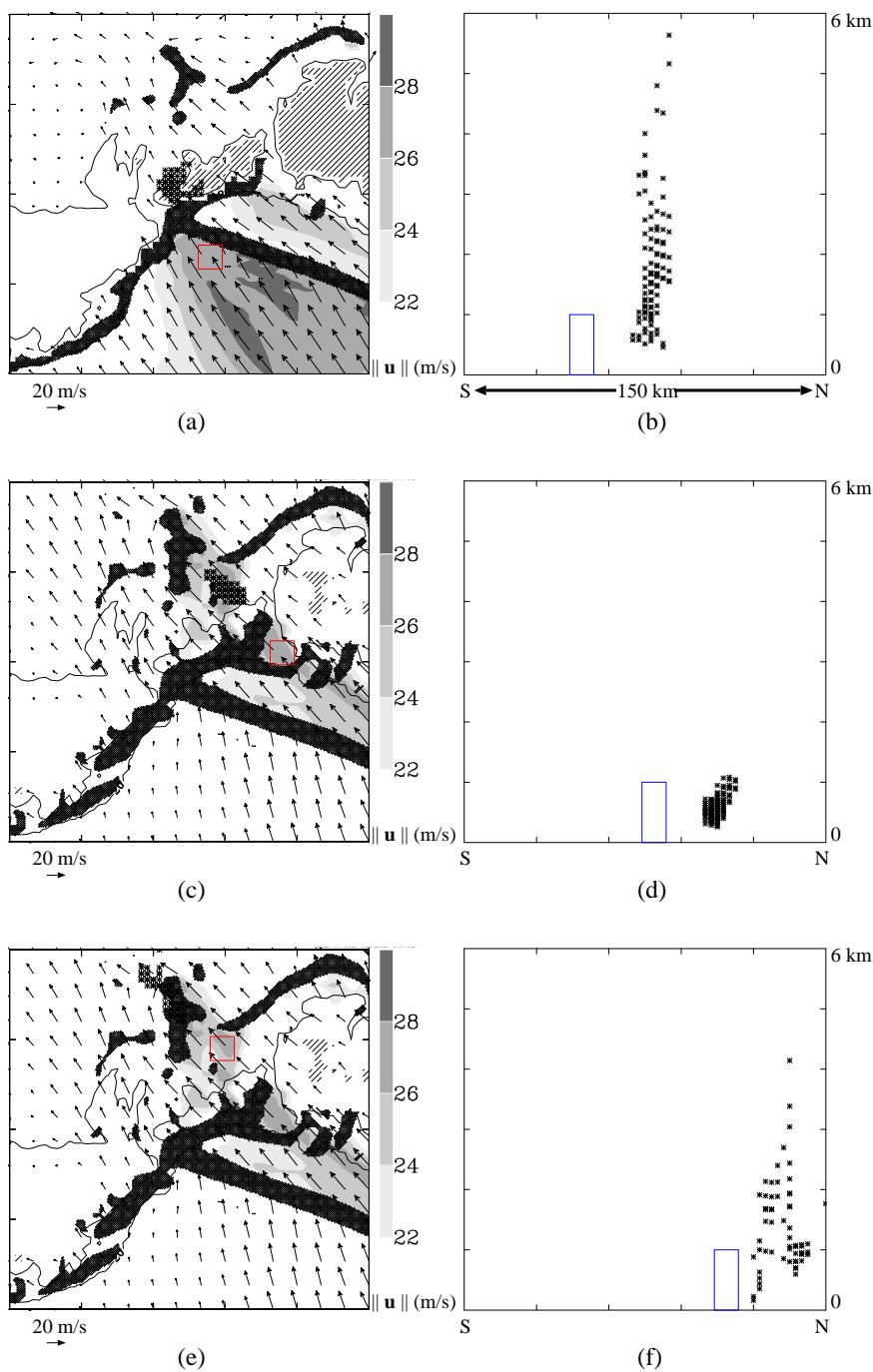


FIG. 5.15: Flux de sud, modèle 2.5 km. (a,c,e) Champ de vent (un vecteur tous les 10 km), module (échelle grisée, en m/s) et composante verticale supérieure à 50 cm/s (zones ombrées) : (a) coupe horizontale à 500 m ; (c,e) coupe horizontale à 1000 m. (a-f) Évolution sur 30 min des particules lagrangiennes initialement contenues dans les boîtes définies par les rectangles ; les figures (b,d,f) sont les projections dans un plan vertical sud-nord.

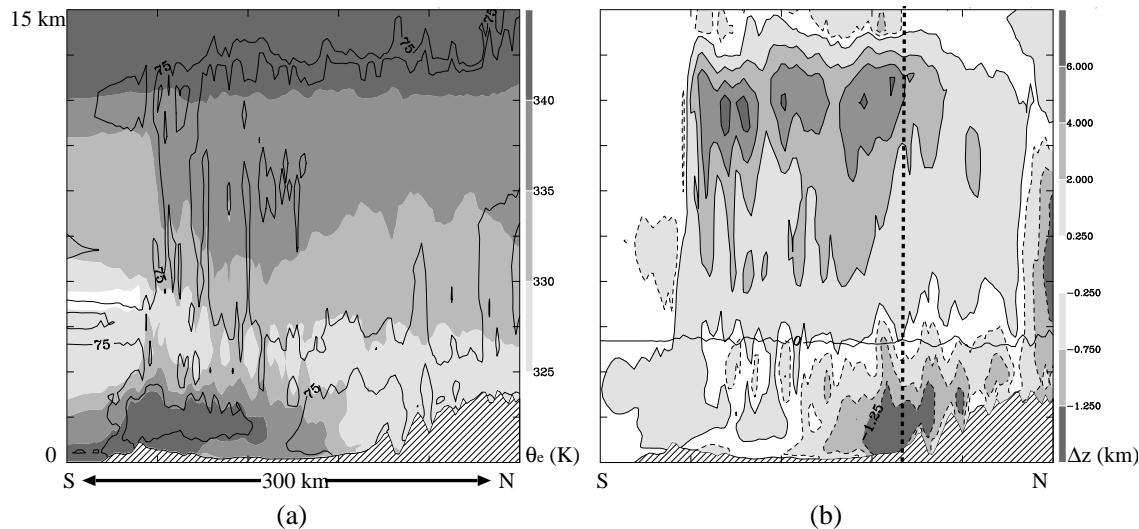


FIG. 5.16: Flux de sud, modèle 2.5 km, coupe verticale sud-nord indiquée sur la figure 5.7. (a) Champs de température potentielle équivalente (échelle grisée, en K) et d'humidité relative (isolignes 75 et 95%) en moyenne sur 3 h. (b) Déplacement lagrangien vertical sur 30 min (échelle grisée, en km) en moyenne sur 7 périodes de 30 min ; isotherme  $0^{\circ}\text{C}$  en moyenne sur 3 h (isoligne fort). (Le trait pointillé indique la coupe verticale de la figure 5.18.)

visibles sur les vues instantanées de la figure 5.13 ; cette subsidence est associée à un refroidissement diabatique notable (jusqu'à une dizaine de K).

La figure 5.17 montre la rétro-trajectoire d'une particule dans le paquet d'air subsident arrivant au pied des Alpes ; la table 5.1 donne l'évolution de certaines grandeurs thermodynamiques et microphysiques de la particule pour la partie subsidente de sa trajectoire. On voit que la température potentielle de la particule commence à diminuer notablement à la fonte des hydrométéores glacés précipitants (neige et graupel) et se poursuit avec la présence et l'évaporation d'eau de pluie dans un air devenu très insaturé. Ce refroidissement diabatique global, lié aux précipitations, atteint une dizaine de degrés.

Cette analyse met en évidence l'importance des phénomènes de refroidissement de l'air sec présent dans le profil amont (fig.2.1) par les précipitations. Dans le cas de cette ligne de convection quasi-stationnaire, on constate une organisation spatiale du phénomène : les paquets d'air froid sont préférentiellement relâchés au pied du relief Alpin, où se forme un dôme d'air froid près du sol.

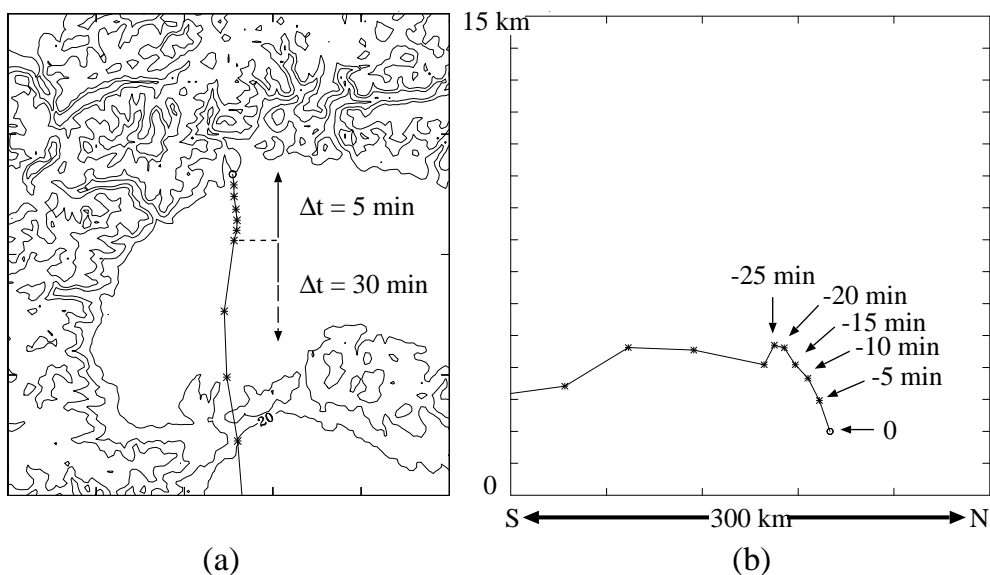


FIG. 5.17: Flux de sud, modèle 2.5 km : trajectoire d'une particule terminant sa course au pied des Alpes. (a) Projection horizontale; l'intervalle entre deux localisations successives est de 30 min pour les premières, de 5 min entre les sept dernières. (b) Projection verticale dans un plan sud-nord; les flèches marquent les instants étudiés dans la table 5.1.

$t$ (min)	-25	-20	-15	-10	-5	0
$T$ ( $^{\circ}\text{C}$ )	-4.0	-3.4	-0.4	+1.4	+6.5	+14.4
$\theta$ (K)	314.5	314.3	311.8	309.2	307.4	305.7
$H$ (%)	100	97	87	85	72	51
$r_v$ ( $\text{g.kg}^{-1}$ )	4.7	4.8	5.1	5.5	6.1	6.6
$r_r$ ( $\text{g.kg}^{-1}$ )	0.0	0.0	0.0	0.5	1.1	1.0
$r_s$ ( $\text{g.kg}^{-1}$ )	0.5	0.4	0.3	0.1	0.0	0.0
$r_g$ ( $\text{g.kg}^{-1}$ )	2.7	3.3	2.7	1.3	0.1	0.0

TAB. 5.1: Évolution thermodynamique et microphysique de la particule de la figure 5.17 pour ses six dernières localisations. Les quantités présentées sont la température ( $T$ ), la température potentielle ( $\theta$ ), l'humidité relative ( $H$ ) et les rapports de mélange en vapeur d'eau ( $r_v$ ), eau de pluie ( $r_r$ ), neige ( $r_s$ ) et graupel ( $r_g$ ).

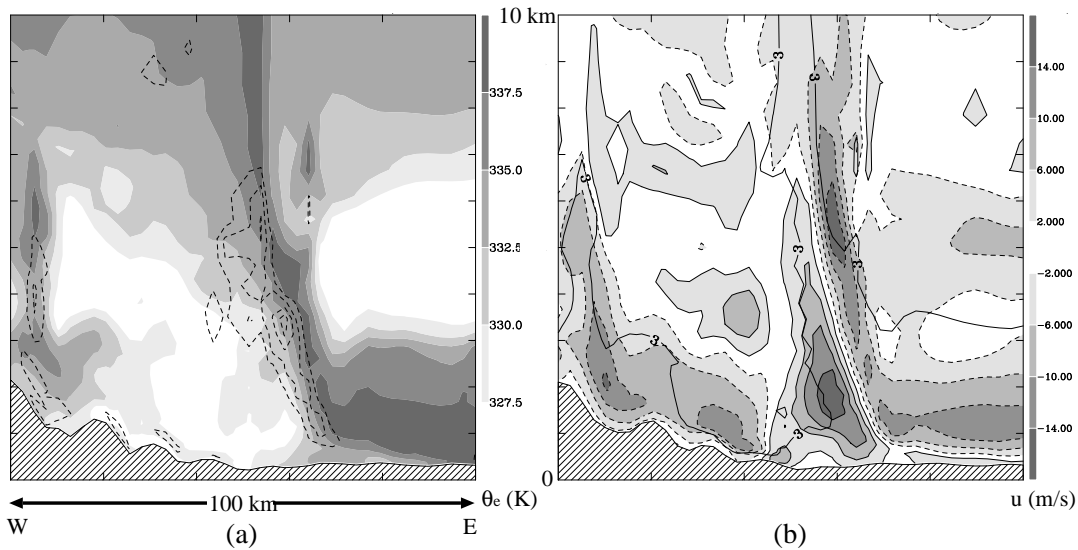


FIG. 5.18: Flux de sud, modèle 2.5 km, coupe verticale ouest-est indiquée sur la figure 5.16(b). (a) Température potentielle équivalente (échelle grisée, en K) et divergence horizontale (isolignes  $-2.10^{-1}$ ,  $-4.10^{-1}$ ,  $-6.10^{-1}$  et  $-8.10^{-1} s^{-1}$ ). (b) Composante zonale du vent (échelle grisée, en m/s) et déformation après 30 min d'une surface matérielle initialement horizontale à 3 km d'altitude (isoligne fort).

### Influence sur les précipitations sur le Lac Majeur

Le dôme d'air froid décrit dans le paragraphe précédent s'avère jouer un rôle déterminant (dans le cadre de cette expérience numérique) sur la génération des précipitations sur la zone du Lac Majeur.

Une coupe verticale ouest-est du champ de température potentielle équivalente au pied des Alpes est présentée sur la figure 5.18(a). Le dôme d'air froid est limité sur son flanc est par une structure frontale de petite échelle bien marquée en termes de gradient de température potentielle équivalente et de convergence horizontale. La composante zonale du vent (figure 5.18b) montre le jet de vent de barrière (noyau de valeurs négatives entre le sol et 2500 m) en incidence, tandis que l'étalement du dôme d'air froid (signé par la descente de la surface matérielle  $z_0 = 3$  km) produit le mouvement contraire (vers l'est) sur son flanc est. Il en résulte une violente ascendance de l'air chaud déclenchant et alimentant la convection. La figure 5.19 montre la trajectoire d'une particule prise dans une cellule convective : on y voit la particule se diriger d'abord en basses couches au-dessus de la plaine du Pô vers le nord-ouest, pour ensuite subir l'ascendance convective en même temps qu'un entraînement par le flux de sud dans l'atmosphère libre.

De même que dans l'expérience en configuration méso- $\beta$ , les précipitations sur la zone du Lac Majeur sont également liées à l'incidence du vent de barrière advectant



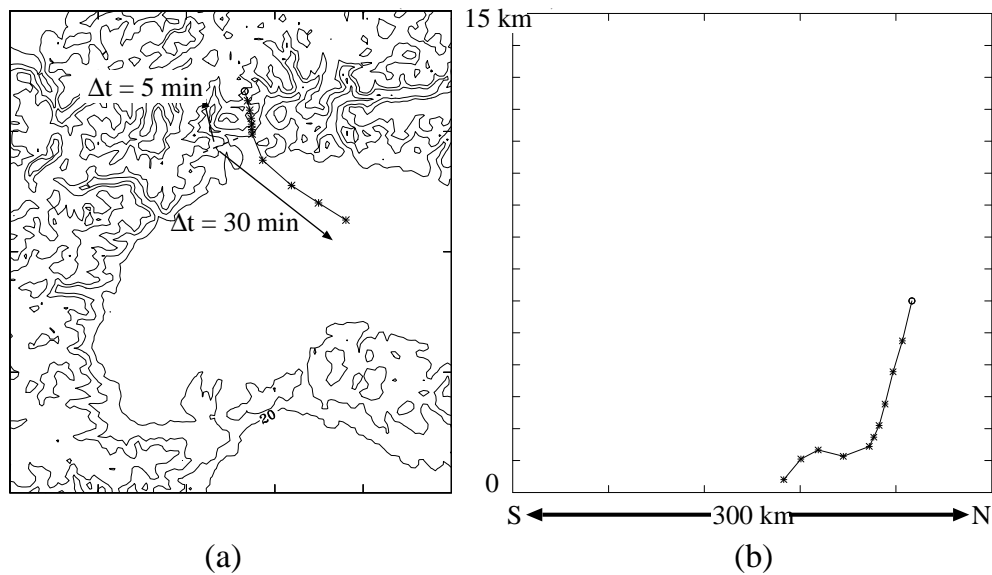


FIG. 5.19: Flux de sud, modèle 2.5 km : trajectoire d'une particule dans une cellule convective prenant naissance au pied des Alpes. (a) Projection horizontale; l'intervalle entre deux localisations successives est de 30 min pour les premières, de 5 min entre les sept dernières. (b) Projection verticale dans un plan sud-nord.

l'air humide de la plaine du Pô. La nature du forçage est cependant très différente : il ne s'agit plus d'un forçage direct par les pentes alentours, mais par un front de petite échelle lié à un courant froid d'étalement. Or les mesures radar durant la POI 2B (chap.2, fig.2.24) - mais également durant la POI 2A (Tabary et Scialom 2000) - ont livré des indices observationnels de l'existence de tels fronts de densité, et de leur influence sur les précipitations sur la région du Lac Majeur.

## 5.3 Conclusion

Dans le cadre d'une configuration simplifiée du flux de grande échelle, on a pu étudier dans ce chapitre certains aspects de la prévisibilité des fortes précipitations au sud des Alpes.

Les expériences en mode pseudo-opérationnel de méso-échelle (résolution horizontale de 10 km, schéma 1D de convection sous-maille) tendent à montrer que des conditions très simples (flux général de S à SW, atmosphère conditionnellement instable) suffisent à la modélisation de fortes précipitations sur les zones des versants sud-alpins qui, d'après les données climatologiques, sont les plus fréquemment et violemment arrosées. En particulier, les fortes précipitations simulées sur la zone du Lac Majeur apparaissent être liées à des effets aérodynamiques sur le relief alpin. À l'échelle du massif entier, le régime de contournement sous l'influence de la force de Coriolis produit en amont des Alpes et sous la ligne de crête un jet de vent de barrière (à composante d'est) advectant l'air conditionnellement instable depuis la plaine du Pô. À l'échelle de la région du Lac Majeur, la forme du relief favorise l'afflux et la convergence de l'air.

Les expériences à haute résolution (2.5 km) et microphysique purement explicite ont révélé une grande variété de phénomènes très incorrectement ou pas du tout décrits par les modèles méso- $\beta$ , et affectant radicalement la distribution des précipitations : le déclenchement de cellules convectives par des indentations de petite échelle du relief, l'entraînement des cellules et des précipitations par le flux dans l'atmosphère libre, les mouvements verticaux liés aux ondes de relief, activant ou désactivant les cellules, la génération de courants et de fronts de densité. La diversité des mécanismes résulte ici de la seule complexité de l'écoulement sur orographie réelle, et non pas des conditions d'alimentation en amont, qui sont stationnaires et simplifiées. La modélisation purement explicite de la convection apparaît comme un des éléments essentiels pour la prévision fine des précipitations sur orographie complexe.



# Chapitre 6

## Expériences de sensibilité

Le chapitre précédent a mis en évidence divers mécanismes à échelle moyenne ou fine pouvant produire de fortes précipitations sur les versants du sud des Alpes ou les régions environnantes.

Certains de ces mécanismes semblaient liés à la présence des reliefs situés au sud des Alpes. La première partie de ce chapitre présente une étude de sensibilité à la présence de certains de ces reliefs.

Dans la seconde partie, le modèle est forcé par des conditions à la limite schématisant la structure du vent à l'approche d'un front. Ces expériences permettent de valider dans des conditions plus réalistes les mécanismes rencontrés en flux uniforme.

### 6.1 Influence des reliefs secondaires sur les précipitations

Afin d'étudier l'influence de quelques-uns des reliefs secondaires en amont des Alpes, les expériences présentées dans cette partie sont identiques à l'expérience de référence en flux de sud uniforme, mais avec une topographie amputée des reliefs d'intérêt.

L'amputation se fait par multiplication de l'altitude du terrain réel par un masque de forme elliptique. Les points situés à l'intérieur de l'ellipse sont rabaissés au niveau de la mer. Une zone de recouvrement autour de l'ellipse assure la continuité de la topographie avec la partie non modifiée. En ce qui concerne les conditions de frottement au sol, les reliefs supprimés sont remplacés par de la mer (sauf mention contraire).

La suppression de reliefs dans une modèle numérique d'atmosphère nécessite que le

relief soit remplacé par de l'air. Ceci pose généralement problème dans les études de situations météorologiques réelles, car obtenir des champs physiquement acceptables par extrapolations au sein de la couche limite est délicat ; l'élimination de ces masses d'air douteuses par la dynamique du modèle peut parfois prendre des temps supérieurs à la durée de simulation. La méthodologie employée ici est en revanche tout à fait pertinente, puisque les signaux transitoires d'initialisation sont évacués dans l'état stationnaire.

Les topographies modifiées des trois expériences étudiées par la suite sont présentées sur la figure 6.1. Dans les deux premières expériences, on s'intéresse aux reliefs situés directement en amont des Alpes, dont on étudie le rôle par suppression d'une part de la petite chaîne côtière située au creux du col ligure, d'autre part de tous les principaux reliefs en amont (Apennins, Corse, Sardaigne et Sicile). La dernière expérience teste l'influence de la Corse et de la Sardaigne sur la distribution du vent en Mer Ligure.

### 6.1.1 Effets liés aux Apennins et au col ligure

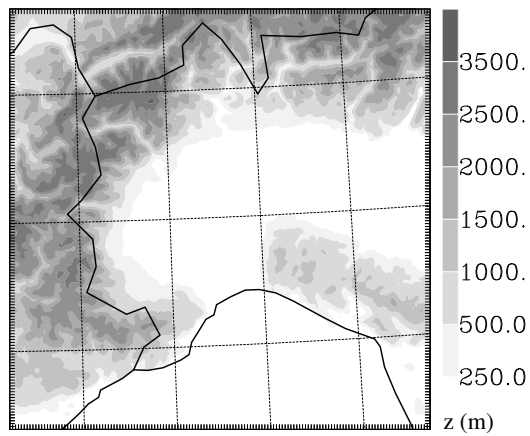
Les expériences de référence (chapitre 5) ont montré que les fortes précipitations simulées sur certaines zones - sur les pentes alpines ou en plaine - pouvaient être reliées à divers phénomènes semblant trouver leur origine au niveau des reliefs directement en amont des Alpes : tels étaient le jet de sud-est sur le Piémont dans le prolongement du col ligure, la ligne de convection s'étendant à partir d'un petit relief de la chaîne côtière ligure, ou (plus indirectement) le front de densité issu de cette ligne de convection et générant de la convection sur la région du Lac Majeur. Les deux expériences présentées dans ce paragraphe confirment et précisent l'influence de ces reliefs amont sur les phénomènes évoqués.

#### Chaîne côtière ligure

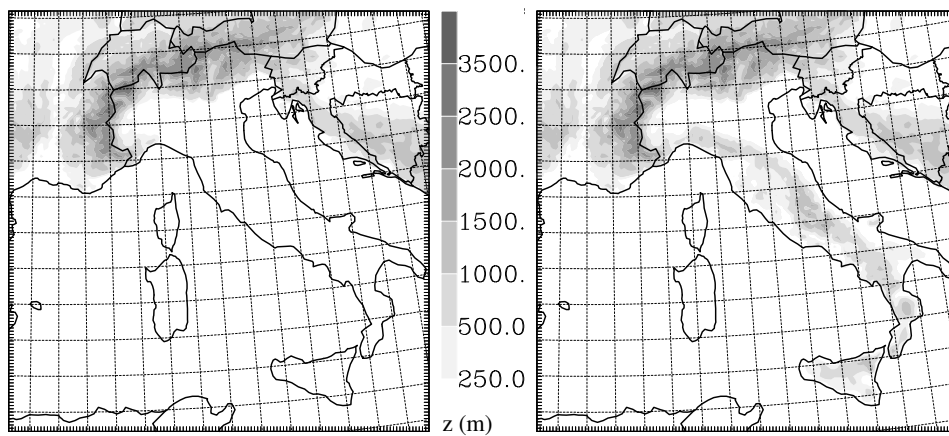
L'expérience est menée avec suppression de la chaîne côtière ligure, mais le même type de végétation que sur le relief original est ici conservé (les conditions de frottement au sol correspondent donc à de la terre ferme).

Les précipitations cumulées sur 6 h sont montrées sur la figure 6.2(a), ainsi que la différence avec l'expérience de référence (cas de sud avec relief complet) sur la figure 6.2(b) (le champ de référence est représenté seul sur la figure 5.7). Le champ de vent horizontal à 500 m au-dessus du sol et sa composante verticale pour chacune des expériences peuvent être comparés sur les figures 6.2(c) et (d).

Bien que les champs de vent en amont du col ligure soient très similaires pour les deux cas, on n'observe plus la ligne de convection sur la plaine du Pô en l'absence du relief ligure, ce qui confirme son rôle nécessaire dans le déclenchement.



(a) Suppression de la chaîne ligure



(b) Aucun relief en amont des Alpes

(c) Suppression Corse et Sardaigne

FIG. 6.1: Topographies modifiées (échelle grisée, en m). (a) Suppression de la chaîne côtière ligure. (b) Suppression de la Corse, de la Sardaigne, de la Sicile et des Apennins. (c) Suppression de la Corse et de la Sardaigne.

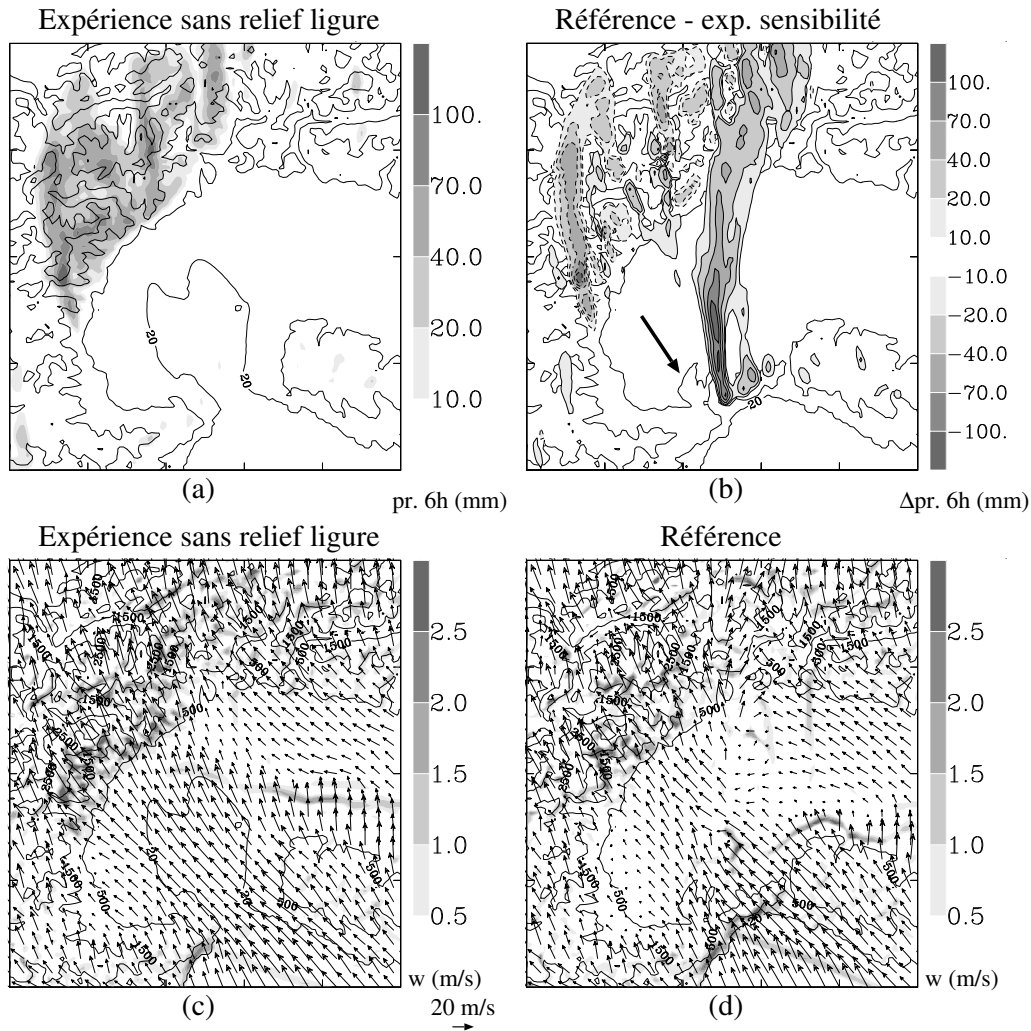


FIG. 6.2: Simulations en flux de sud uniforme (résolution : 2.5 km). (a) Simulation avec suppression de la chaîne côtière ligurienne : précipitations cumulées sur 6 h (échelle grisée, en mm). (b) Différence des distributions de précipitation sur 6 h entre l'expérience de référence et celle sans chaîne ligurienne. La flèche indique le promontoire mentionné dans le texte. (c,d) Champ de vent horizontal (un vecteur tous les 10 km) et composante verticale (échelle grisée, en m/s) à 500 m au-dessus du sol : (c) expérience sans chaîne ligurienne ; (d) expérience de référence.

L'absence de la ligne de convection et du courant de densité associé a un effet important sur les précipitations sur la zone du Lac Majeur : dans l'expérience de référence, les fortes précipitations sur l'ensemble de la région du Lac Majeur résultaient en effet de la convection secondaire générée au pied des Alpes par le courant de densité ; en l'absence de cet effet, seuls les versants est du massif du Mont Rose, directement exposés au vent de barrière, sont maintenant arrosés.

Enfin, la suppression de la chaîne ligure favorise le jet de sud-est pénétrant sur la région du Piémont et par suite les précipitations sur les Alpes piémontaises. On remarque également que ce jet s'étend plus au sud : la partie sud du Piémont n'est plus abritée par le promontoire indiqué sur la figure 6.2(b). En conséquence, une bande supplémentaire de fortes précipitations se développe plus au sud (bande la plus à l'ouest apparaissant en négatif sur la figure 6.2b).

Cette expérience montre qu'un relief mineur en amont peut jouer un rôle crucial dans le déclenchement de la convection, et suffit à modifier significativement la répartition des fortes précipitations sur les Alpes au-delà de l'échelle de la vallée - Sénési *et al.* (1996) ont tiré une conclusion similaire quant au rôle des Alpilles durant l'épisode convectif de Vaison-la-Romaine.

### **Suppression des reliefs majeurs en amont**

Les reliefs supprimés sont ici les Apennins, la Corse, la Sardaigne et la Sicile. Le but de cette expérience est double : à l'échelle du massif alpin d'une part, il s'agit de documenter l'écoulement et les précipitations générés par incidence directe de l'air marin ; à plus petite échelle d'autre part, de confirmer le rôle des reliefs entourant la Mer Ligure dans le préconditionnement de l'écoulement générant sur la plaine le jet et la ligne de convection.

Les précipitations (figure 6.3a) apparaissent concentrées sur les versants du nord-Piémont et surtout du massif du Mont Rose, où les plus forts cumuls sont obtenus. Les faibles précipitations simulées sur les versants au vent de la chaîne côtière ligure témoignent que l'air est amené au moins à son niveau de condensation. Aucune trace de précipitation n'apparaît cependant dans son sillage, indiquant l'absence de convection profonde - les cellules auraient été entraînées par le flux.

Par rapport à la simulation de référence (fig.6.3b), on note sur la zone du Lac Majeur un important déficit de précipitations, qui, de même que dans l'expérience sans relief ligure, est lié à l'absence de la ligne de convection sur la plaine.

Ce phénomène à seuil a donc son influence propre sur la répartition des précipitations. Par suite, on peut vouloir étudier l'effet des reliefs en amont des Alpes en s'affranchissant de cette influence particulière : il est donc intéressant de comparer l'expérience sans les reliefs amont avec l'expérience sans la chaîne ligure - où



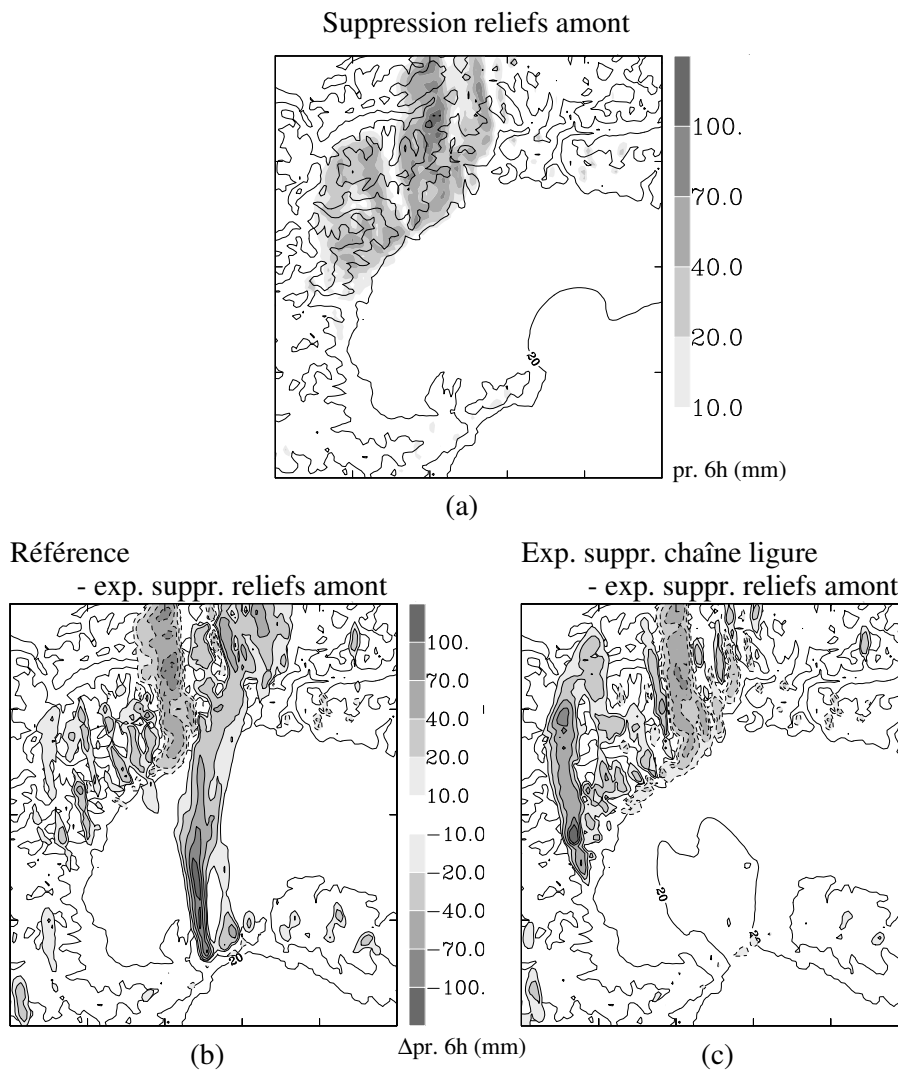


FIG. 6.3: Simulations en flux de sud uniforme (résolution : 2.5 km). (a) Simulation avec suppression des principaux reliefs amont : précipitations cumulées sur 6 h (échelle grisée, en mm). (b) Différence des précipitations sur 6 h entre l'expérience de référence et celle sans reliefs amont. (c) Différence des précipitations sur 6 h entre l'expérience sans chaîne ligère et celle sans reliefs amont.

tous les principaux reliefs en amont sont présents, mais où la ligne de convection ne se développe pas. La différence des précipitations entre ces deux expériences est montrée sur la figure 6.3(c). On observe pour l'expérience sans reliefs amont un net décalage des précipitations vers le nord, qui s'explique par comparaison des champs de vent en basse couche, représentés sur la figure 6.4. Deux structures en jet sont visibles en présence des reliefs amont : l'une correspond au jet dans le prolongement du col ligure et se heurte aux versants piémontais des Alpes, y produisant de fortes précipitations ; l'autre, due à l'effet de vent de barrière, longe les versants sud des Alpes centrales, et vient alimenter la convection sur les versants est de la zone du Lac Majeur. Dans l'expérience sans reliefs amont, les pentes piémontaises sont moins exposées, le vent d'est à sud-est correspondant à un unique jet de vent de barrière en incidence sur les pentes est du massif du Mont Rose.

En l'absence des reliefs amont, le vent de barrière est plus fort et sa zone d'influence s'étend au sud du relief alpin sur une centaine de kilomètres, ce qui est en ordre de grandeur en accord avec la valeur théorique de Pierrehumbert et Wyman (1985),  $Nh/f \simeq 200$  km (avec  $N = 0.75 \cdot 10^{-2} \text{s}^{-1}$ ,  $h = 2500$  m et  $f = 10^{-4} \text{s}^{-1}$ ). Dans l'expérience avec reliefs amont en revanche, la zone de vent de barrière est presque deux fois plus étroite : elle semble être repoussée par le fort vent de sud descendant les pentes aval des Apennins (la limite entre les zones de foehn et de vent de barrière est bien marquée par une ligne de convergence).

### 6.1.2 Influence des reliefs en amont du Golfe de Gênes

L'étude numérique de la POI 2B (chapitre 3) a mis en évidence que la répartition des précipitations non seulement sur les reliefs côtiers mais aussi sur les Alpes était sensible aux détails de la circulation des basses couches sur la Mer Ligure. Les reliefs de Corse et de Sardaigne ont également, par flux de sud ou de sud-ouest, une influence notable sur cette circulation. L'expérience présentée dans ce paragraphe est menée en supprimant ces deux îles.

Le champ de vent stationnaire à 1000 m obtenu en moyenne résolution (10 km) avec et sans ces îles est montré sur la figure 6.5. On voit dans la simulation de référence (fig.6.5a) un effet de déventement dans le sillage de la Corse s'étendant jusqu'aux Alpes Maritimes ; l'intensité du vent augmente brusquement à l'est d'une ligne joignant le Cap Corse à l'extrémité est des Alpes Maritimes, avec une zone de fort vent de sud-est jusqu'aux Apennins. Dans l'expérience de sensibilité, l'intensité du vent apparaît beaucoup plus uniforme sur la Mer Ligure : la zone de vent plus faible que la valeur nominale (20 m/s) à l'ouest correspond au ralentissement et à la déviation vers l'ouest du flux de sud contournant les Alpes ; l'augmentation du vent de l'ouest vers l'est jusqu'aux Apennins est beaucoup plus progressive que dans l'expérience de référence.

Cette différence des conditions en basse couche en amont des reliefs côtiers change

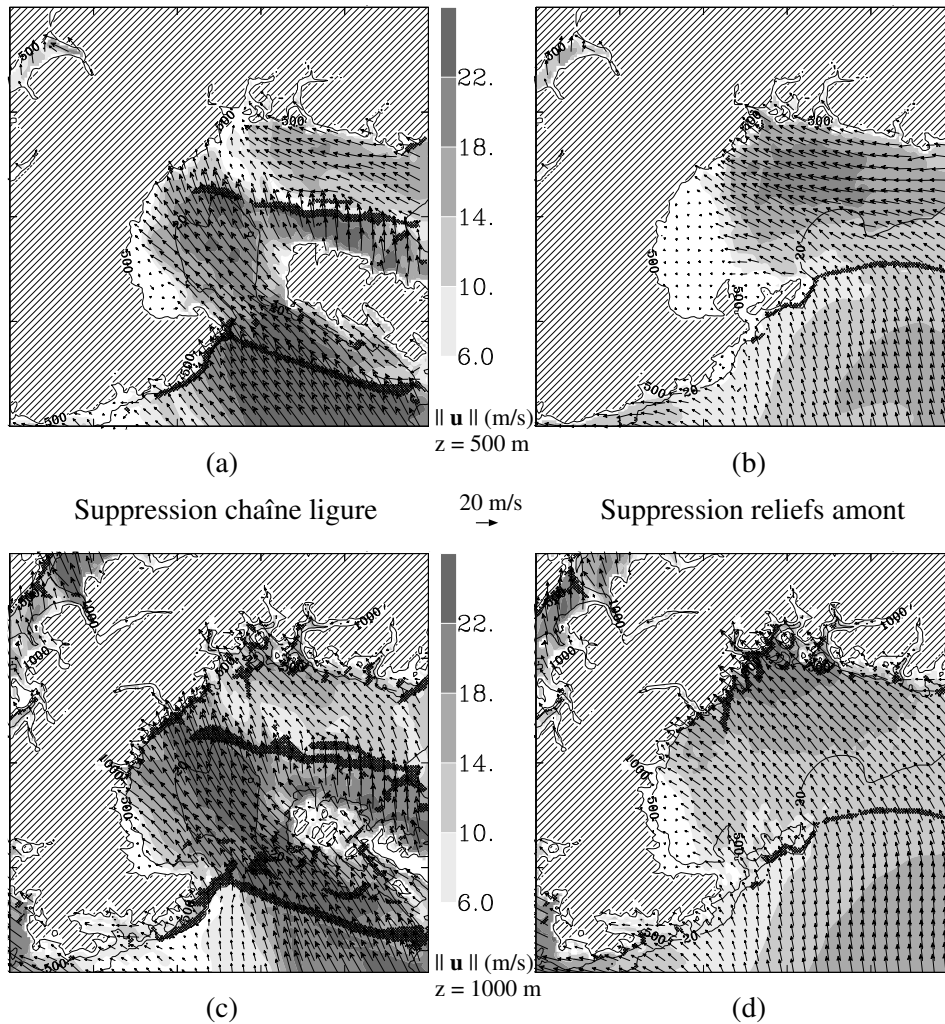


FIG. 6.4: Simulations en flux de sud uniforme (résolution : 2.5 km) : (a,c) avec suppression de la chaîne côtière ligurienne ; (b,d) avec suppression des principaux reliefs amont. Coupes horizontales : (a,b)  $z = 500$  m ; (c,d)  $z = 1000$  m. Champ de vent horizontal (un vecteur tous les 10 km), module (échelle grisée, en m/s) et composante verticale supérieure à 50 cm/s (zones ombrées).

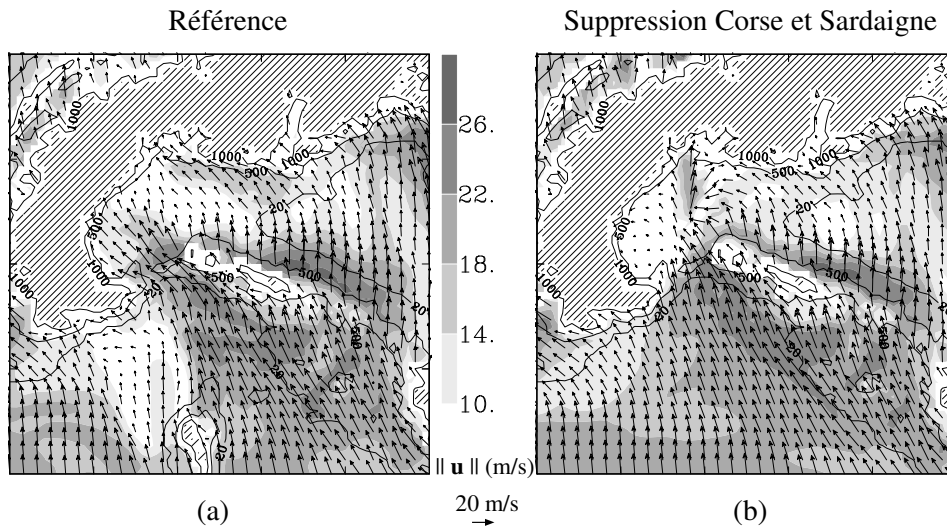


FIG. 6.5: Simulations en flux de sud uniforme (résolution : 10 km). Champ de vent (un vecteur tous les 20 km) et module du vent (échelle grisée, en m/s) à  $z = 1000$  m : (a) simulation de référence ; (b) simulation avec suppression de la Corse et de la Sardaigne.

complètement la structure du vent en aval : le jet de vent de sud-est visible à 1000 m au-dessus du Piémont dans l'expérience de référence (fig.6.5a) a disparu, au profit d'un jet de sud sur la plaine du Pô allant en incidence sur la région du Lac Majeur.

La distribution des précipitations obtenues sur 6 h à haute résolution dans l'expérience de sensibilité est représentée sur la figure 6.6(a), ainsi que la différence avec la référence (fig.6.6b). Les fortes précipitations couvrent une zone plus importante que dans la référence, sur la région du Lac Majeur en particulier. Les pentes alpines du nord-Piémont sont en revanche épargnées du fait de l'absence du jet de sud-est. Enfin, des lignes de précipitations modérées s'étendent depuis les versants au vent des Alpes Maritimes qui ne sont plus abrités par la Corse.

De même que dans la référence, la bande de fortes précipitations sur la plaine du Pô correspond à une ligne de convection très active qui s'est formée dans le sillage d'un des sommets de la chaîne côtière ligure, à l'intersection avec la ligne de convergence présente sur la mer (ces structures apparaissent cependant décalées par rapport à la référence d'un vingtaine de kilomètres plus à l'est). Une analyse lagrangienne (comparable à celle faite dans le chapitre 5, non détaillée ici) des particules du courant s'étalant sur le nord de la plaine du Pô (fig.6.6a) confirme que cette structure résulte du courant de densité généré par la ligne convection. Le champ de vent en basses couches (500 m et 1000 m) à haute résolution est montré sur la figure 6.7 (voir aussi fig.5.15a et c pour comparaison à la référence). Le courant d'étalement apparaît plein sud à 1000 m (fig.6.7a), mais le vent à 500 m ainsi que la trajectoire

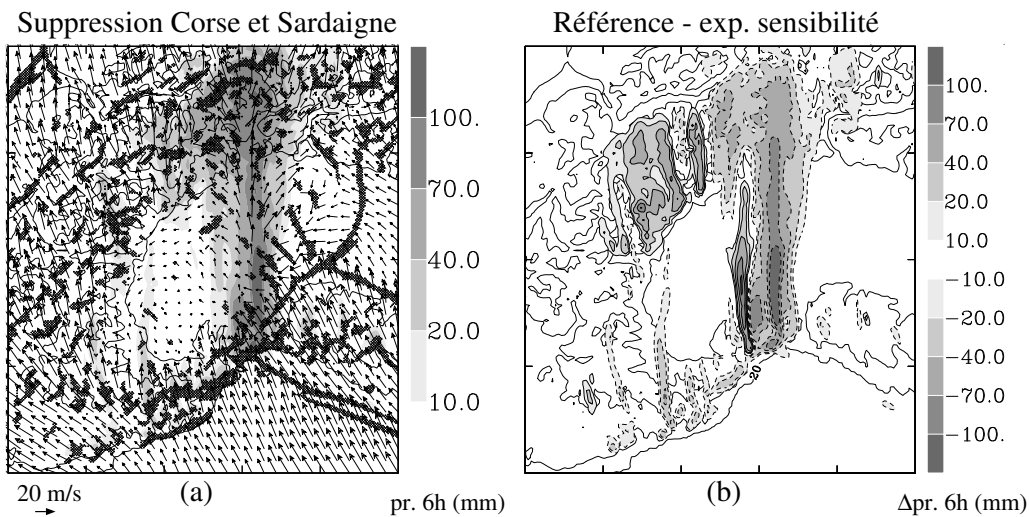


FIG. 6.6: Simulations en flux de sud uniforme (résolution : 2.5 km). (a) Simulation avec suppression de la Corse et de la Sardaigne : précipitations cumulées sur 6 h (échelle grisée, en mm), champ de vent horizontal à 500 m au-dessus du sol (un vecteur tous les 20 km) et composante verticale du vent supérieure à 50 cm/s (zones ombrées). (b) Différence des distributions de précipitation sur 6 h entre l'expérience de référence et celle sans Corse ni Sardaigne (échelle grisée, en mm).

## Expérience avec suppression Corse et Sardaigne

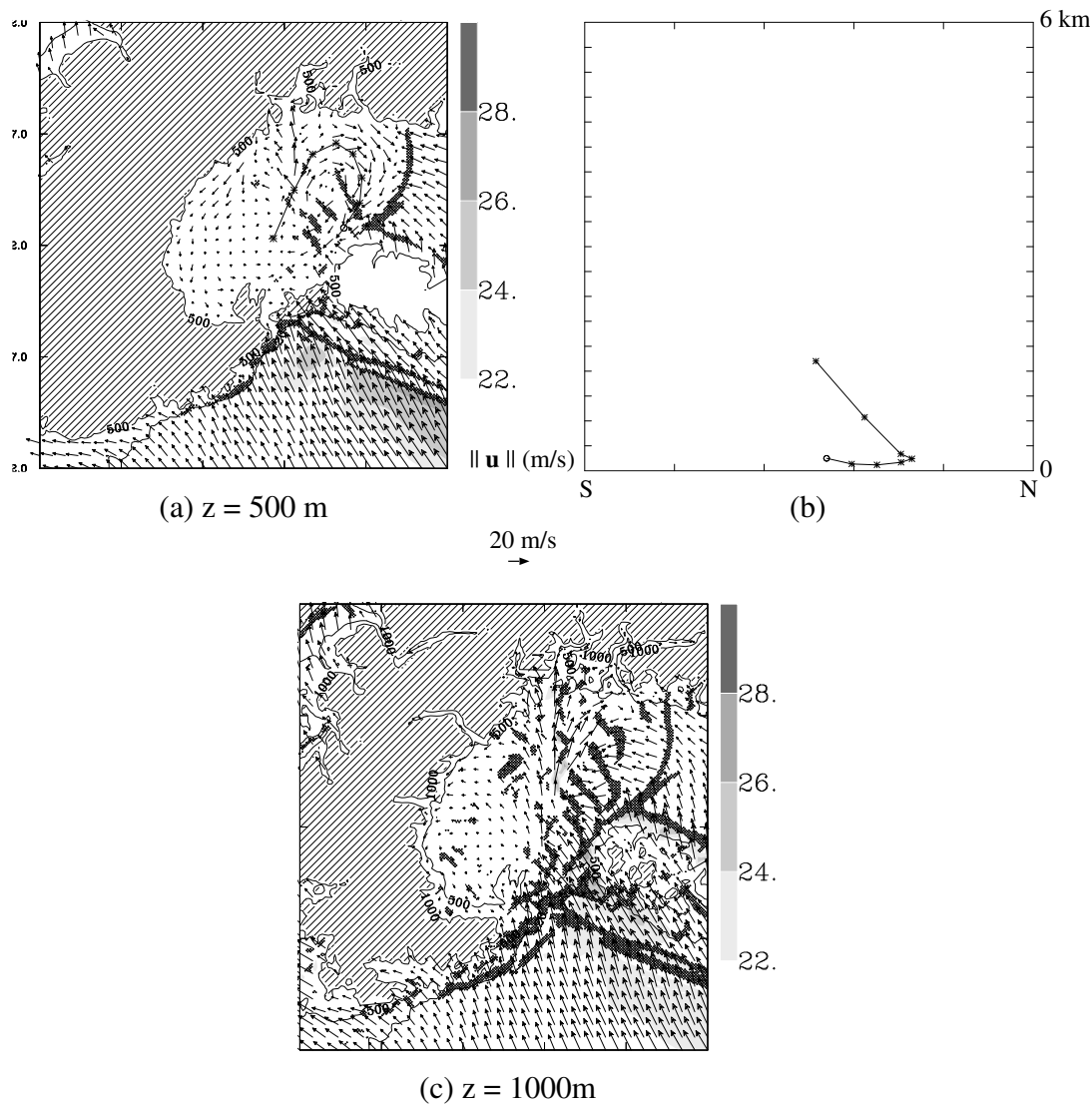


FIG. 6.7: Simulation avec suppression de la Corse et de la Sardaigne (résolution 2.5 km). (a,c) Champ de vent horizontal (un vecteur tous les 20 km), module (échelle grisée, en m/s) et composante verticale du vent supérieure à 50 cm/s (zones ombrées) : (a) coupe horizontale à 500 m ; (c) coupe horizontale à 1000 m. Rétro-trajectoire ( $\Delta t = 30$  min) : (a) projection horizontale ; (b) projection sur un plan vertical sud-nord.

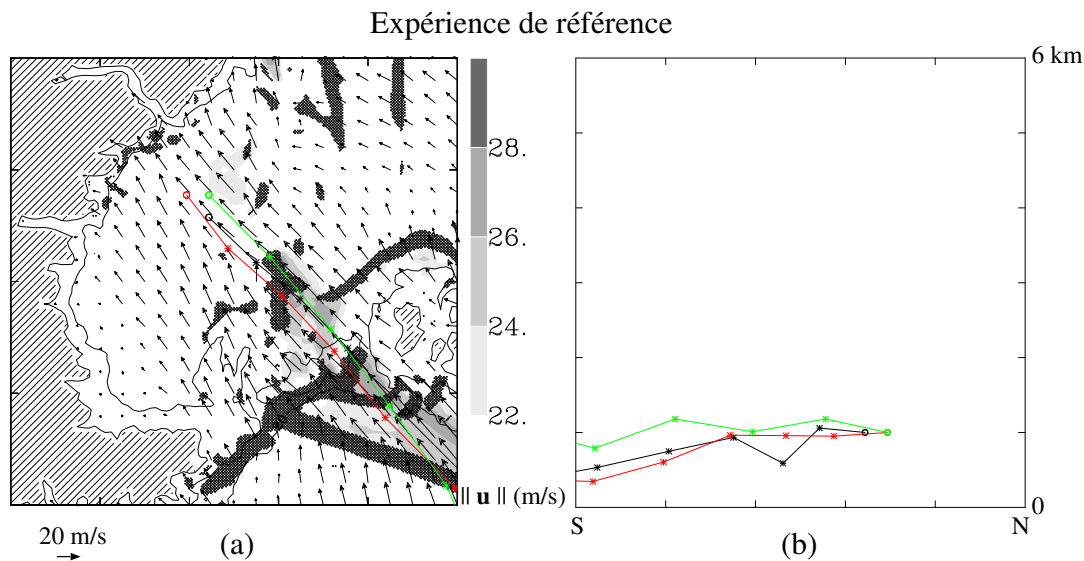


FIG. 6.8: Simulation de référence (relief complet, résolution 2.5 km). (a) Champ de vent horizontal à 1000 m (un vecteur tous les 20 km), module (échelle grisée, en m/s) et composante verticale du vent supérieure à 50 cm/s (zones ombrées). Rétro-trajectoires ( $\Delta t = 30$  min) : (a) projection horizontale; (b) projection sur un plan vertical sud-nord.

représentée révèle un enroulement dans le sens des aiguilles d'une montre à mesure que la masse d'air s'enfonce (fig.6.7b). Ce courant bien organisé génère un front de densité barrant toute la plaine du Pô, sur lequel le vent de barrière et l'air descendant la pente aval des Apennins viennent alimenter la convection.

Ceci peut être mis en rapport avec l'évolution observée pendant la POI 2B le 20 septembre en fin de nuit sur la plaine du Pô. On a observé une ligne de convection se développant pendant la nuit dans le sillage des reliefs ligures (figure 5.12). On peut alors penser que le front de densité créé par cette convection peut contribuer, par un mécanisme proche de celui qui vient d'être décrit, à former la bande pluvieuse qui est observée sur la plaine du Pô à partir 06 h TU(figure 2.14c).

Pour une raison qui reste à éclaircir, la convection apparaît plus efficace et mieux organisée que dans le cas de référence, alors que les vents incidents sur la Mer Ligure sont moins forts. C'est peut-être la conjugaison de ces deux faits qui empêche le jet de sud-est de se prolonger sur le Piémont. En effet, la simulation de référence montre que les particules dans le jet de sud-est sur le Piémont sont effectivement issues du jet longeant les Apennins (figure 6.8); or les figures 5.15(e) et (f) montrent aussi qu'une partie de l'air de même origine alimente des cellules convectives. Dans l'expérience de sensibilité au contraire, on peut penser que l'air issu du jet des Apennins d'une part a moins de quantité de mouvement horizontale, d'autre part subit un soulèvement

plus efficace par un courant de densité mieux formé, et par conséquent ne parvient pas à couper au travers de la ligne de convection.

On peut en tout cas conclure de cette expérience qu'une légère modification du vent en basse couche en amont du col ligure suffit à modifier profondément l'organisation de la convection aussi bien que la structure du vent en aval, sur le Piémont et la plaine du Pô, et par suite la distribution des précipitations sur les versants Alps.

### 6.1.3 Synthèse des effets des reliefs secondaires (flux de sud)

Ces expériences permettent de conclure sur l'influence des reliefs directement en amont des Alpes par flux de sud. Elle peut se résumer par les points suivants :

- Un jet de sud-est se forme sous la crête des Apennins, le long de leur versant sud-ouest.
- Ce jet peut déborder du col ligure et induire par forçage direct de fortes précipitations sur les versants piémontais des Alpes.
- L'effet de blocage par les Apennins diminue considérablement l'énergie d'inhibition de couche limite marine; la limite du jet sur la mer ligure est de plus caractérisée par une ligne de convergence. La convection est donc extrêmement favorisée le long de cette ligne; son déclenchement est effectivement assuré par les petits reliefs de la chaîne côtière ligure qui provoquent le supplément d'ascendance nécessaire.
- Une ligne de convection peut se former dans le sillage de ces petits reliefs. Le courant de densité qu'elle produit déclenche de nouvelles cellules convectives au nord-ouest de la plaine du Pô, qui viennent alors arroser l'ensemble de la zone du Lac Majeur (d'après le scénario détaillé au chapitre précédent).
- L'existence et les caractéristiques du jet en sortie du col ligure et de la ligne de convection dépendent de façon cruciale du champ de vent sur le Golfe de Gênes. Les reliefs en amont - la Corse principalement - canalisent et renforcent le flux en basse couche sur cette zone.
- Les versants au vent des Alpes Maritimes bénéficient d'un effet d'abri par le relief corse.
- Les fortes précipitations sur les versants est de la zone du Lac Majeur (principalement ceux du massif du Mont Rose) sont liées à l'incidence directe du vent de barrière. Le jet de vent de barrière peut cependant être perturbé par la convection sur la plaine du Pô, mais aussi par l'effet de foehn sur les pentes sous le vent des Apennins.



## 6.2 Influence d'un jet troposphérique préfrontal

### 6.2.1 Distribution de vent de base

Une étude de l'influence d'une structure en jet de basse couche sur la répartition des précipitations sur les Alpes est proposée par Schneidereit et Schär (2000). Cette étude académique est basée sur une orographie très simplifiée, une atmosphère à stabilité statique constante, un profil d'humidité relative constant dans les premiers kilomètres, et une distribution de vent idéalisée.

Cette distribution de vent vise à reproduire de façon simplifiée celle obtenue par simulation d'un cas réel, l'épisode de précipitations intenses sur le Piémont italien des 5 et 6 novembre 1994. Ce cas est caractérisé par l'arrivée par l'ouest vers les Alpes d'un puissant jet de sud en altitude. En surface, un front froid associé progresse à travers le bassin ouest-méditerranéen. Des structures de tourbillon potentiel s'étendent depuis l'anomalie d'altitude jusqu'en basses couches, signant la présence d'un jet de sud à l'avant du front. Cette configuration est en réalité typique des épisodes à forts cumuls de précipitation au sud des Alpes. On la retrouve par exemple lors de la POI2B de MAP (figure 6.9).

Nous nous proposons de reprendre la méthodologie de Schneidereit et Schär (2000) mais adaptée à notre cadre d'étude, où l'on conserve le relief réel et l'atmosphère à profil vertical réel utilisée dans les simulations précédentes.

La distribution de vent et de température potentielle utilisée pour l'alimentation amont est bidimensionnelle, uniforme dans la direction méridienne. Le vent est purement méridien. Les champs sont montrés sur la figure 6.10(a). La distribution présente, les mêmes types de structures que dans Schneidereit et Schär (2000) ou que ceux de la figure 6.9 (à comparer avec fig.6.10b) :

- un jet d'altitude avec un maximum de 36 m/s,
- un gradient ouest-est de température potentielle près du sol, de 5 K sur environ 1000 km, schématisant un front froid (non représenté),
- un jet de basse couche en avant du front, induisant un vent d'environ 20 m/s au sol.

Cette distribution de vent et de température (fig.6.10) respecte l'équilibre géostrophique. De la même façon que dans Schneidereit et Schär (2000), elle est obtenue par inversion de tourbillon potentiel. La procédure d'inversion, basée sur un système d'équations quasi-géostrophique, est inspirée de celle proposée par Fehlmann (1997). Elle est décrite en détail dans l'annexe A.

19990920 0600

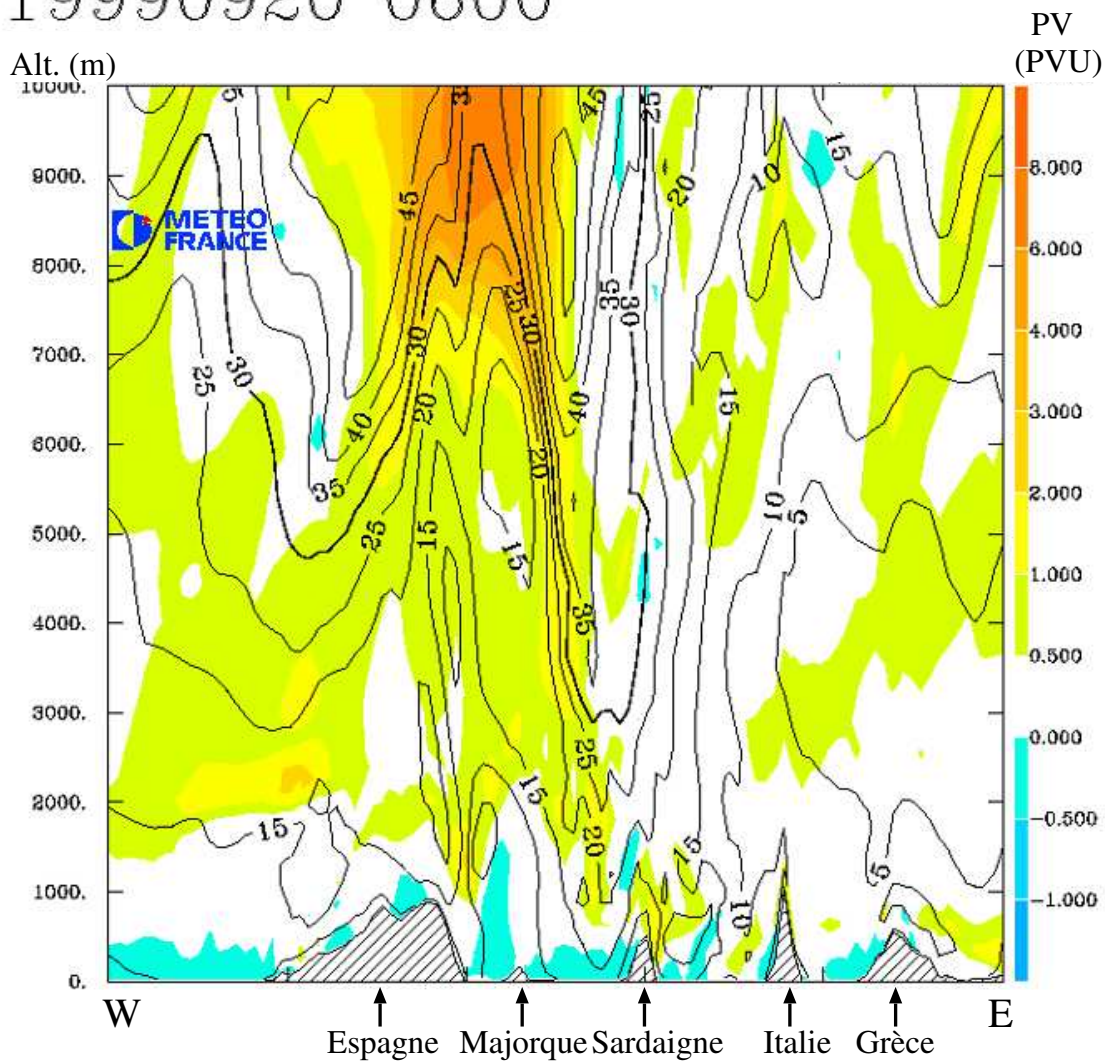


FIG. 6.9: Simulation MesoNH à 40km de résolution de la POI 2B de MAP, démarrée à partir de l'analyse opérationnelle Arpège du 19/09/99 à 12 h TU. Champs de tourbillon potentiel d'Ertel (plages colorées, en PVU) et de module du vent (isolignes, en m/s), en coupe verticale ouest-est le 20/09/99 à 06 h TU.

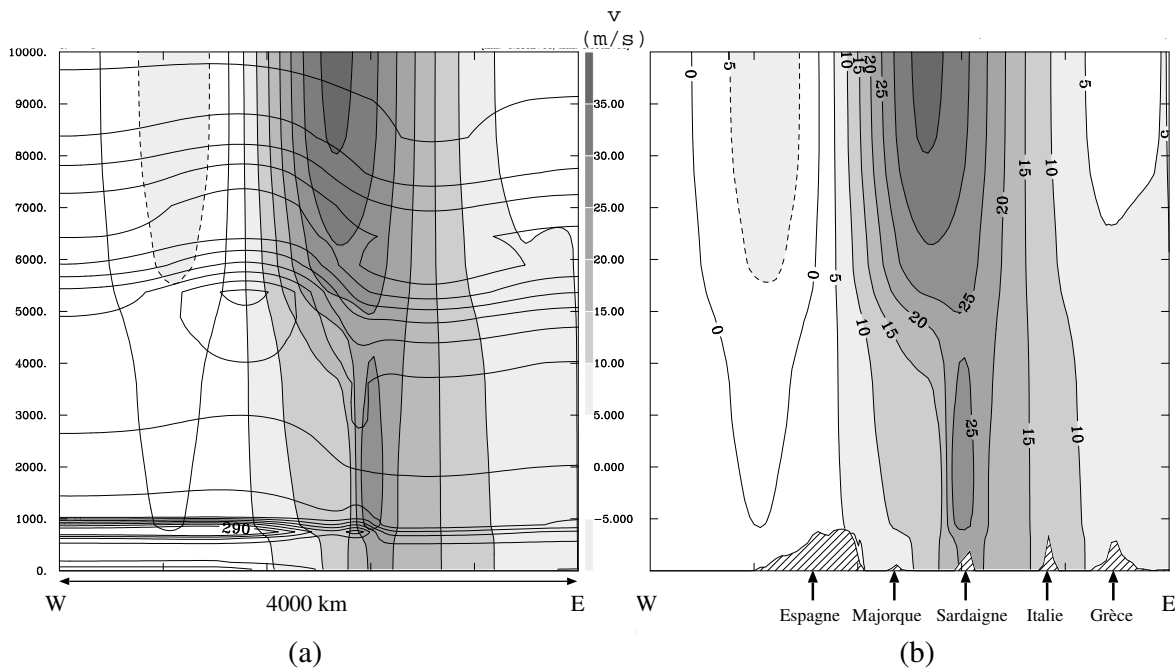


FIG. 6.10: (a) Coupe verticale ouest-est des champs de vent méridien (échelle grisée) et de température potentielle (isolignes,  $\Delta = 2.5$  K) servant de forçage amont. (b) Même champ de vent qu'en (a), mais dans le même plan de coupe que la figure 6.9.

## 6.2.2 Analyse des simulations

Deux simulations sont présentées dans ce paragraphe : la première (ci-après JETW) est alimentée avec la distribution de vent qui vient d'être décrite (fig.6.10), la seconde (ci-après JETE) avec la même distribution mais décalée vers l'est de 240 km.

### Comparaison au cas de flux uniforme (configuration méso- $\beta$ )

Ces simulations sont ici comparées à l'expérience en flux de sud uniforme présentée dans le chapitre précédent, qui sera prise comme référence.

Les figures 6.11(a,c,e) montrent le vent à l'altitude (2000 m) correspondant au maximum du jet troposphérique (voir fig.6.10) pour les trois simulations en moyenne résolution (10 km). Les précipitations cumulées sur 6 h sont représentées sur les figures 6.11(b,d,f)<sup>1</sup>.

Les figures 6.11(a,c,e) montrent l'influence du massif alpin dans son ensemble sur le jet. De façon très comparable aux résultats de Schneidereit et Schär (2000), la décélération à l'approche du massif provoque une déflexion du jet vers l'ouest.

<sup>1</sup>La figure 6.11b est un rappel de la figure 5.1(a).

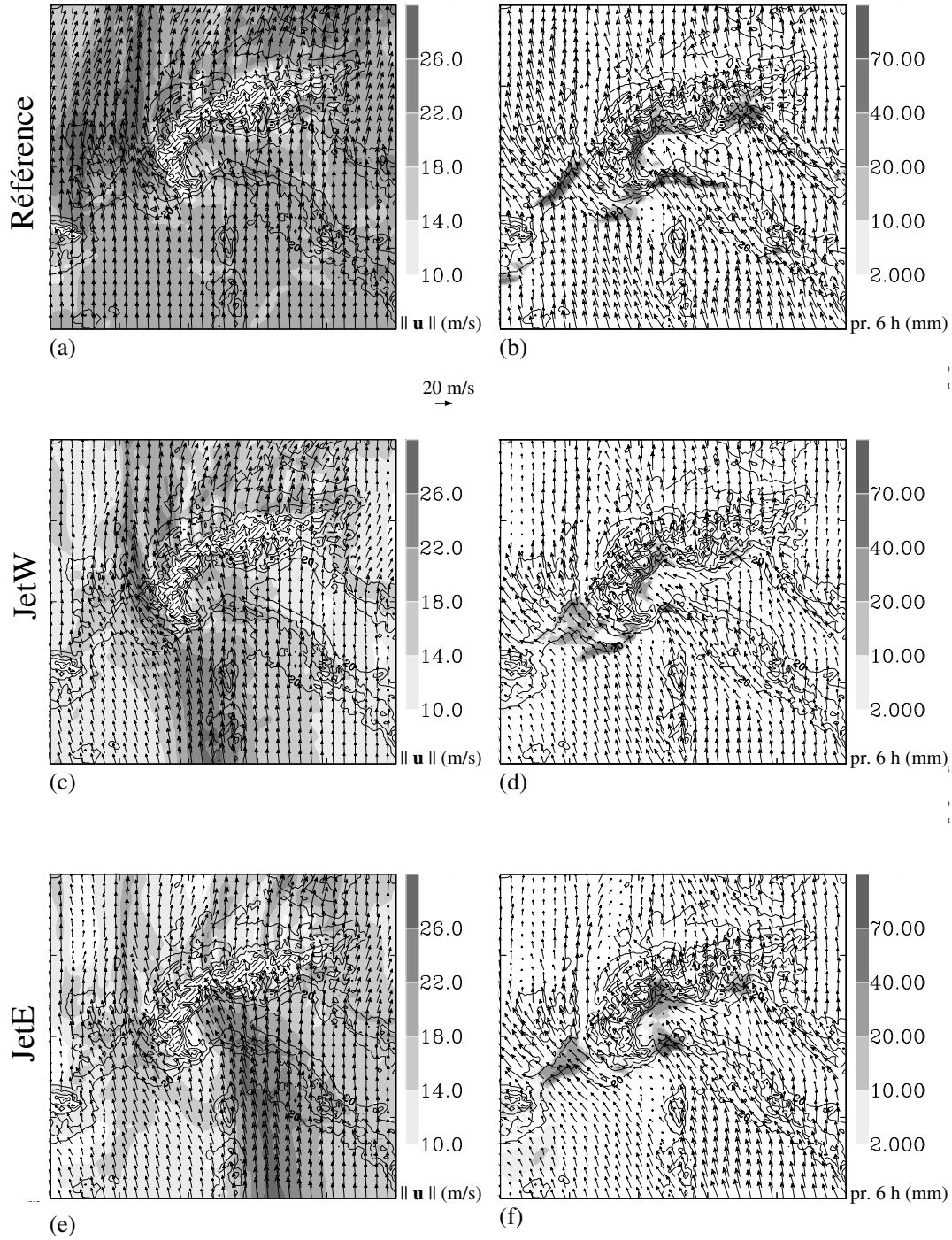


FIG. 6.11: Simulations à 10 km : référence (a,b), JETW (c,d), JETE (e,f). (a,c,e) Champ de vent à 2000 m (un vecteur tous les 40 km) et module du vent (échelle grisée, en m/s). (b,d,f) Précipitations cumulées sur 6 h (échelle grisée, en mm) et vent à 500 m au-dessus du sol (un vecteur tous les 40 km).

Tandis que le jet positionné le plus à l'ouest (cas JETW, fig.6.11c) a tendance à contourner les Alpes françaises, le jet positionné plus à l'est (JETE, fig.6.11e) induit un maximum de vent au niveau de la région du Lac Majeur - corrélé à un maximum de précipitations.

Par comparaison des précipitations obtenues pour les deux cas cas JETW et JETE avec l'expérience de référence (fig.6.11b,d,f), on observe des différences communes :

- les cumuls sont moins importants sur les Alpes Juliennes.
- les précipitations sont moins abondantes sur la côte Ligure et les versants au vent des Apennins.

Ce dernier point est à relier à l'intensité du vent en basses couches (montrée à 1000 m sur les figures 6.12a,c,e) sur la Mer Ligure, qui est moindre dans les deux cas avec jet que pour la référence.

Pour le cas JETE, cette moindre intensité du vent peut paraître paradoxale car le flux de grande échelle à la longitude des Apennins est plus fort que dans la référence (comparer les figures 6.11a et e). Cependant, le flux au-dessus de la Mer Ligure et du nord de la Mer Tyrrénienne a une orientation SSE dans le cas JETE (fig.6.11e), alors qu'il est orienté plein sud dans la référence (fig.6.11a). Les figures 6.12(b) et (f) montrent la déformation en 6 h de surfaces matérielles initialement verticales et méridiennes. Dans le cas de référence, le resserrement de ces surfaces au pied des Apennins indique une convergence importante en basse couche due à la déviation du flux de sud par les Apennins. Dans le cas JETE en revanche, l'orientation SSE du flux permet à l'écoulement de longer les Apennins sans se resserrer autant, d'où une accélération moindre. On voit d'ailleurs que la zone de vent fort à 1000 m est assez uniformément répartie sur la Mer Ligure au nord-est du Cap Corse dans le cas JETE alors qu'elle est organisée sous la forme d'un jet étroit longeant les Apennins dans la référence.

Le vent en basse couche sur la Mer Ligure pour le cas JETW (fig.6.12c) a une intensité comparable au cas JETE, mais montre plutôt les traits morphologiques de la référence : une convergence importante (fig.6.12b) et une structure en jet étroit contre les Apennins. Ces caractéristiques communes en basse couche peuvent s'expliquer par une même orientation, plein sud, du flux à 2000 m (fig.6.11c). De plus, dans le cas JETW comme dans la référence, ce jet de basse couche déborde du col ligure sur le Piémont ; dans le cas JETE au contraire, le vent de sud-est ne franchit pas le col (ce qui explique les précipitations peu abondantes sur les versants piémontais des Alpes - fig.6.11f).

Une analyse lagrangienne permet de montrer une différence de régime d'écoulement autour des Alpes Maritimes entre d'un côté le cas JETW et la référence, de l'autre le cas JETE. La figure 6.13 montre dans les trois cas l'état d'une surface matérielle initialement à 1000 m d'altitude après 6 h d'évolution. Pour la référence et JETW (fig.6.13a et b), la surface parvient à monter sur le relief des Alpes Maritimes et à s'élever jusqu'à des altitudes dépassant 2000 m. Dans le cas JETE au contraire

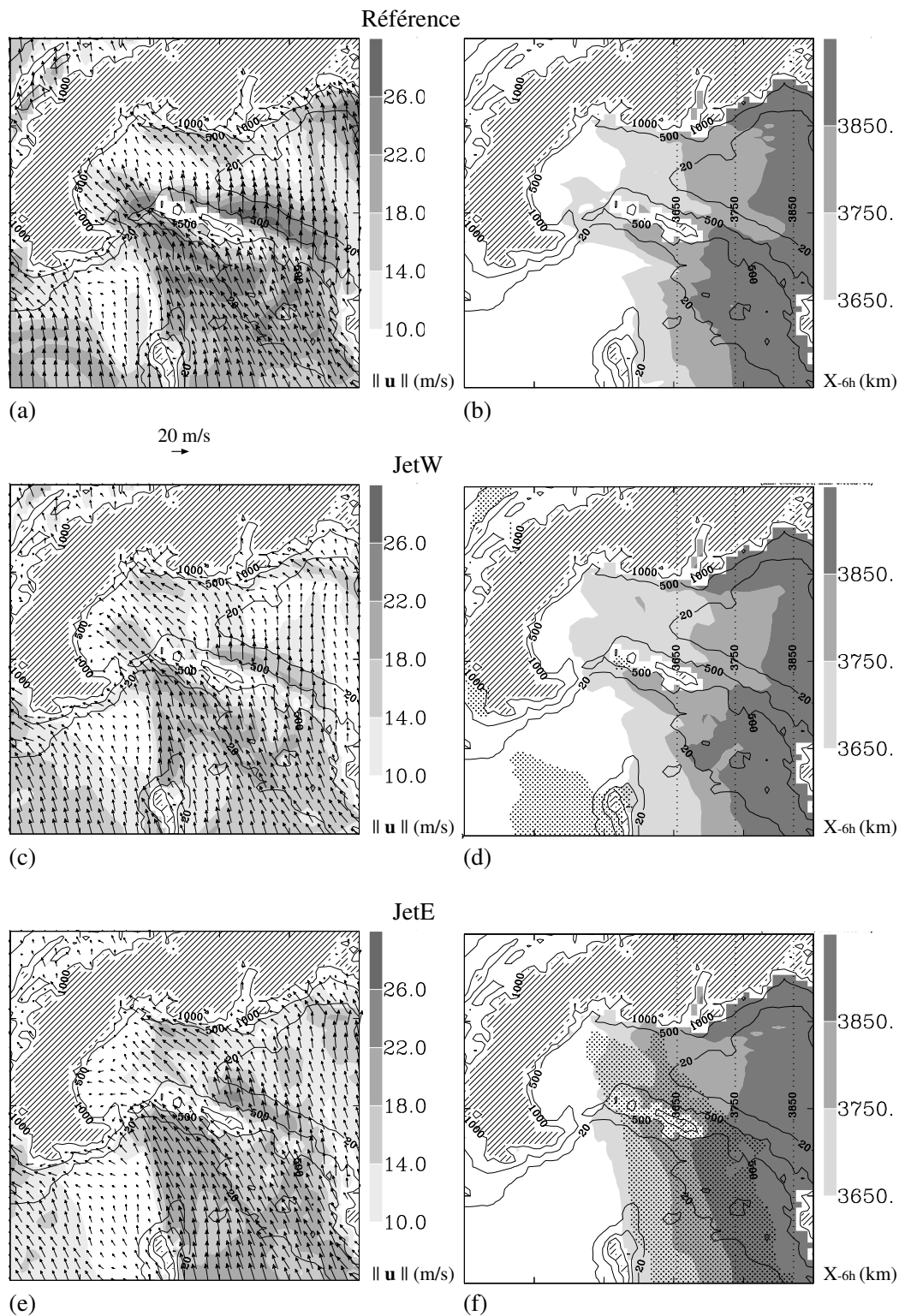


FIG. 6.12: Simulations à 10 km. (a,c,e) Champs de vent (un vecteur tous les 40 km) et module du vent (échelle grisée, en m/s) à 1000 m. (b,d,f) Champ à 1000 m des abscisses initiales des particules lagrangiennes au bout de 6 h d'évolution (échelle grisée, en km) et abscisses correspondantes (droites en pointillés). La zone ombrée en (d) et (f) rappelle la position du jet à 2000 m (vent supérieur à  $22 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ , voir fig.6.11a,c,e).

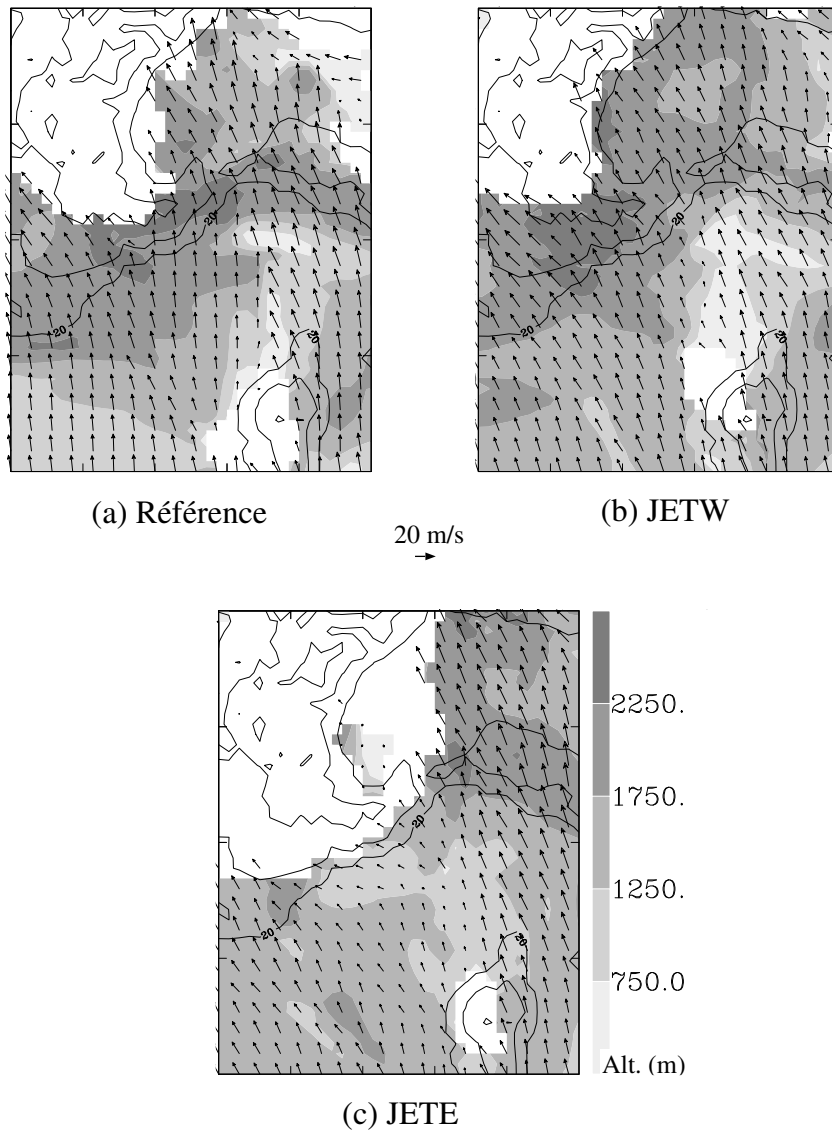


FIG. 6.13: Simulations à 10 km. Altitude des points d'une surface lagrangienne initialement horizontale à 1000 m d'altitude après 6 h d'évolution (échelle grisée, en m); champ de vent sur cette surface (un vecteur tous les 20 km).

(fig.6.13c), la surface n'envahit pas le relief et reste quasiment à son niveau initial; le vent faible au pied des Alpes Maritimes marque la zone de séparation du flux, et sa direction indique une tendance au contournement. Les cas de référence et JETW tendent donc vers un régime de franchissement alors que l'écoulement du cas JETE est plus contournant. Cette différence est cohérente avec les conditions de plus grande échelle : dans le cas JETE, le flux à la longitude des Alpes Maritimes est moins fort que dans la référence ou dans JETW (où le jet est concentré sur ce relief, voir fig.6.11c), ce qui se traduit par une hauteur adimensionnelle des Alpes Maritimes ( $NH/U$ ) plus élevée.

Une différence dans les régimes d'écoulement est également visible sur la partie est des Alpes. À cette longitude, c'est dans le cas JETW que le flux incident de grande échelle est le plus faible, donc que le flux de basse couche est le plus contournant, comme le confirme l'orientation du vent plutôt parallèle à l'obstacle (fig.6.12c), alors que l'incidence est plus normale dans les cas de référence (fig.6.12a) et JETE (fig.6.12e). Cette orientation du vent et son intensité expliquent la hiérarchie des cumuls de précipitation obtenus sur les Alpes Juliennes.

### Comparaison avec la POI 2B

Les cumuls de précipitations obtenus à moyenne résolution (10 km) pour les expériences JETW et JETE (fig.6.11d et f) sont rappelés sur les figures 6.14(a) et (b) dans une présentation permettant la comparaison directe avec les simulations du cas réel de la POI 2B présentées au chapitre 3 (simulations CONTRL et NOCOOL, figure 3.15).

Dans les simulations JETW et JETE, l'absence du soulèvement lié à la dynamique du front ne permet plus la génération des deux bandes de précipitation sur la mer. En conséquence, le mécanisme de formation du courant de densité sur le Golfe de Gênes ne peut avoir lieu. Il est donc plus approprié de comparer les distributions sur terre des expériences JETW et JETE avec celle obtenue dans l'expérience NOCOOL (figure 3.15b), où le courant de densité sur le Golfe de Gênes est également absent.

Sur le plan qualitatif, la différence la plus notable réside dans la quasi-absence de précipitations sur les Alpes française. Dans l'expérience NOCOOL, ces précipitations résultaient de la deuxième bande de pluie - associée au jet de basse couche le plus à l'ouest (flèche de gauche sur la figure 3.15b). Le positionnement du jet (unique) des deux cas idéalisés JETW et JETE correspond beaucoup mieux au jet présent entre la Corse et l'Italie du cas NOCOOL. On obtient d'ailleurs dans les trois cas de fortes précipitations sur les reliefs de la côte ligure et sur les versants alpins, de Turin jusqu'à la vallée de la Toce.

Sur le plan quantitatif, les deux simulations idéalisées produisent globalement des cumuls inférieurs au cas NOCOOL. Le maximum présent sur les reliefs ligures est



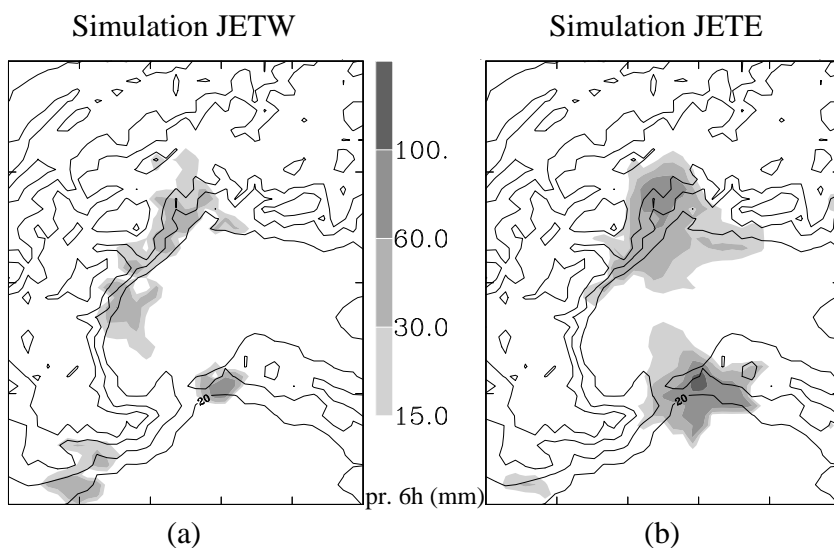


FIG. 6.14: Simulations à moyenne résolution (10 km). Précipitations cumulées sur 6 h (échelle grisée, en mm) : (a) simulation JETW ; (b) simulation JETE.

cependant moins sous-estimé par l'expérience JETE. On a en effet vu pour ce dernier cas au paragraphe précédent que la déflexion du jet à l'approche des Alpes crée des conditions de vent fort de SSE en basse couche sur le Golfe de Gênes, en meilleur accord avec l'expérience NOCOOL (voir figure 3.13a). La force du vent (champs non représentés), atteignant au maximum 34 m/s le long des Apennins dans la cas NOCOOL contre 23 m/s seulement pour JETE, peut expliquer la différence quantitative sur les valeurs maximales des précipitations sur la côte ligure.

### Impact de la haute résolution (configuration méso- $\gamma$ )

La figure 6.15 montre le champ de vent à  $z = 1000$  m et la distribution des précipitations pour la simulation JETE en configuration méso- $\gamma$  (haute résolution de 2.5 km, microphysique explicite).

La comparaison des distributions de précipitations à moyenne et haute résolutions (resp. fig.6.14b et 6.15a) montre pour cette dernière une nette augmentation des précipitations sur les pentes du massif du Mont Rose aux dépens des reliefs ligure.

La coupe verticale de la figure 6.16, dans l'axe du jet longeant les Apennins (fig.6.15b), confirme que le mécanisme décrit au chapitre 5, l'inhibition de la convection par entraînement des cellules dans la subsidence sur la pente sous le vent, explique l'ef-

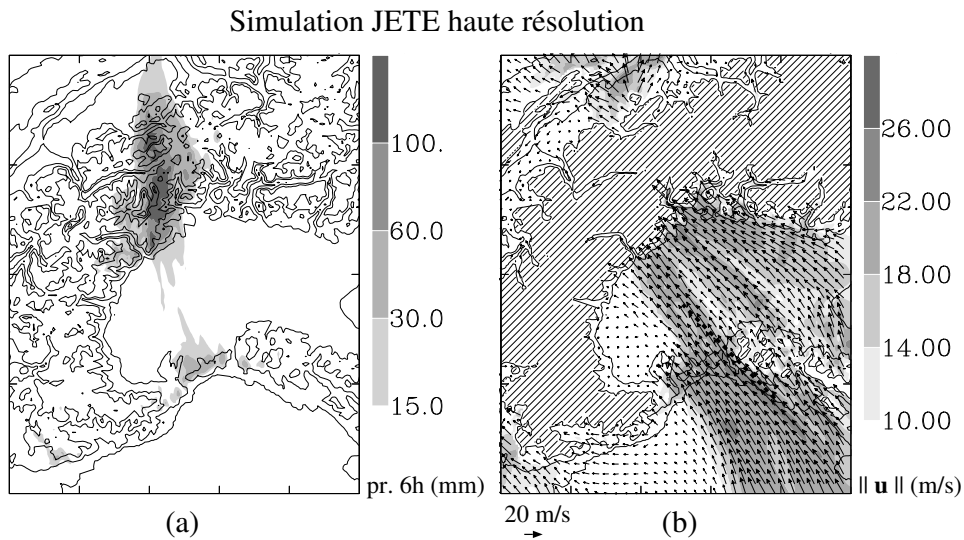


FIG. 6.15: Simulation JETE à haute résolution (2.5 km). (a) Précipitations cumulées sur 6h (échelle grisée, en mm). (b) Champ de vent (un vecteur tous les 10 km) et module du vent (échelle grisée, en m/s) à  $z = 1000$  m. Le trait pointillé en (b) indique la coupe verticale de la figure 6.16

efficacité moindre des précipitations sur les reliefs ligures.

Des lignes de convection débordent des reliefs ligures, générant les précipitations modérées qui s'étendent sur la plaine jusqu'aux Alpes. Par rapport à la ligne se développant en flux de sud uniforme (fig.5.7), ces lignes dévient légèrement vers l'ouest - à mettre en relation avec l'orientation SSE du flux à 2000 m dans le cas JETE (fig.6.11e). Leur efficacité et leur persistance sont en outre moindres : ces lignes disparaissent dans les dernières heures de la période de simulation à haute résolution (12 h).

On voit enfin sur la figure 6.15(a) que la zone de fortes précipitations ( $> 100$  mm en 6 h) sur les Alpes est globalement organisée en une bande sud-nord d'une vingtaine de kilomètres de large, qui démarre vers l'entrée du Val d'Aoste et déborde largement sur le versant sous le vent des Alpes.

La figure 6.15(b) montre un renforcement des différents maxima de vent à 1000 m par rapport au même cas (JETE) simulé en configuration méso- $\beta$  (fig.6.12e), sur le Golfe de Gênes en particulier. Ce renforcement des conditions amont conduit au rétablissement du jet de SE au-dessus de la plaine dans le prolongement du col ligure (qui était absent en configuration méso- $\beta^2$ ). Cette différence implique un

<sup>2</sup>Remarque : ce jet réapparaît aussi dans le modèle à 10 km avec modèle à haute résolution emboîté, du fait de l'interaction bidirectionnelle.

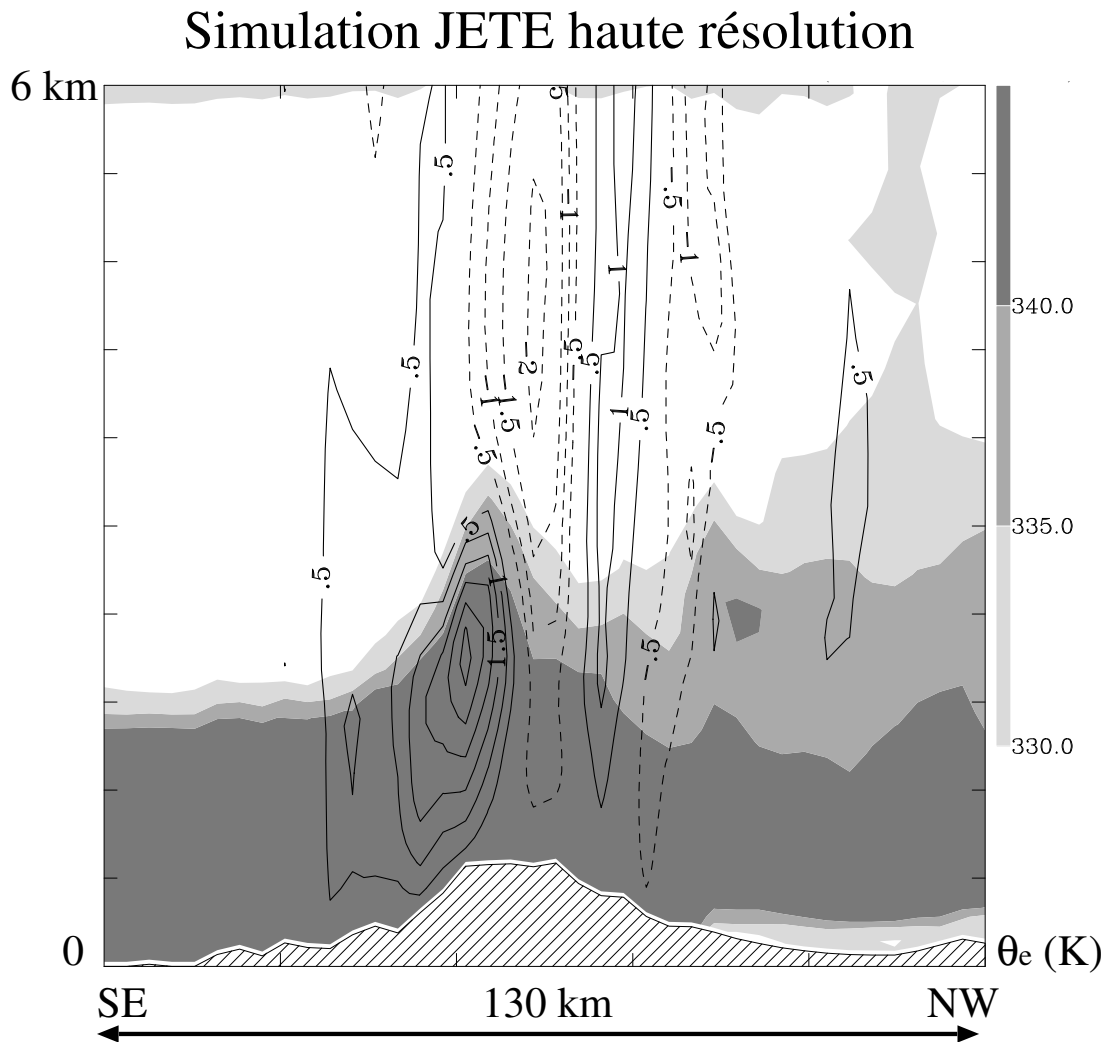


FIG. 6.16: Simulation JETE à haute résolution (2.5 km), coupe verticale SE-NW indiquée sur la figure 6.15(b). Température potentielle équivalente (échelle grisée, en K) et vitesse verticale (isolignes espacées de 0.5 m/s).

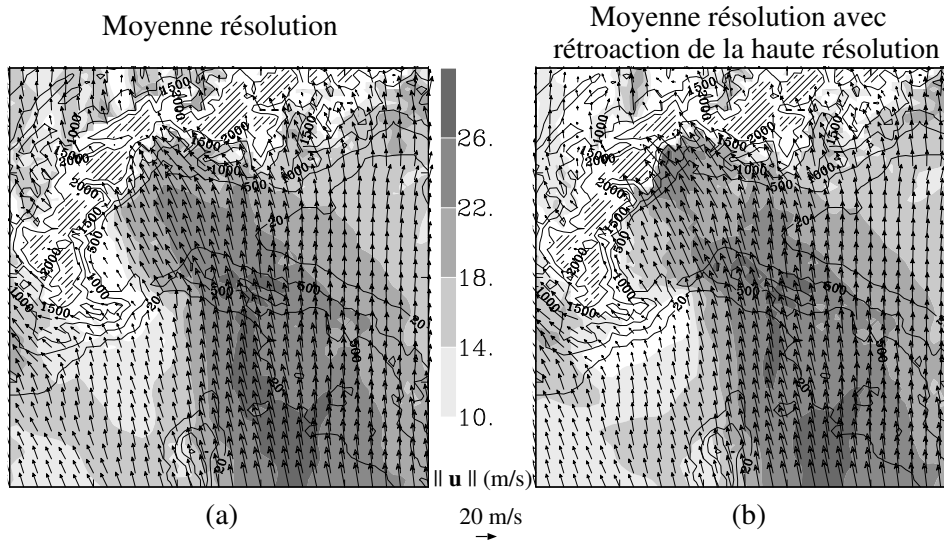


FIG. 6.17: Simulation JETE : champs de vent (un vecteur tous les 20 km) et module du vent (échelle grisée, en m/s) à  $z = 2000$  m : (a) simulation à moyenne résolution (10 km - zoom sur la figure 6.11e); (b) simulation à moyenne résolution (10 km) avec rétroaction du modèle emboîté à haute résolution (2.5 km).

renforcement des précipitations sur les pentes alpines autour du Val d'Aoste. La convection forte sur les pentes du Mont Rose est, quant à elle, alimentée par le vent de barrière à 1000 m (fig.6.15b), et plus haut par l'incidence du jet de grande échelle - qui apparaît également renforcé au niveau de ces pentes par rapport à la configuration méso- $\beta$  (figure 6.17).

La figure 6.18 permet de voir l'influence du modèle emboîté à haute résolution sur le modèle à moyenne résolution concernant les précipitations. La figure 6.18(a) montre les cumuls simulés par le modèle à moyenne résolution (10 km) avec prise en compte de l'interaction bidirectionnelle avec le modèle à haute résolution. Elle peut être comparée à la configuration méso- $\beta$  - où la moyenne résolution est traitée seule - (fig.6.14b). On voit que la tendance précédemment décrite pour le modèle à haute résolution (diminution des précipitations sur les reliefs ligures, augmentation sur les Alpes) remonte effectivement dans le modèle à moyenne résolution.

La figure 6.18(b) montre la distribution de pluie du modèle à haute résolution moyennée sur 10 km - donc ce que devrait idéalement être obtenu en moyenne résolution. Sur les deux figures (a) et (b), l'accord entre les zones de fortes précipitations sur les versants du Mont Rose apparaît excellent, indiquant la nature presque exclusivement explicite des précipitations simulées par la moyenne résolution. On peut en conclure qu'à cet endroit le relief est suffisamment bien décrit même à moyenne résolution pour avoir une simulation fine des précipitations - à condition que le vent et les champs thermodynamiques incidents restent correctement décrits. On voit

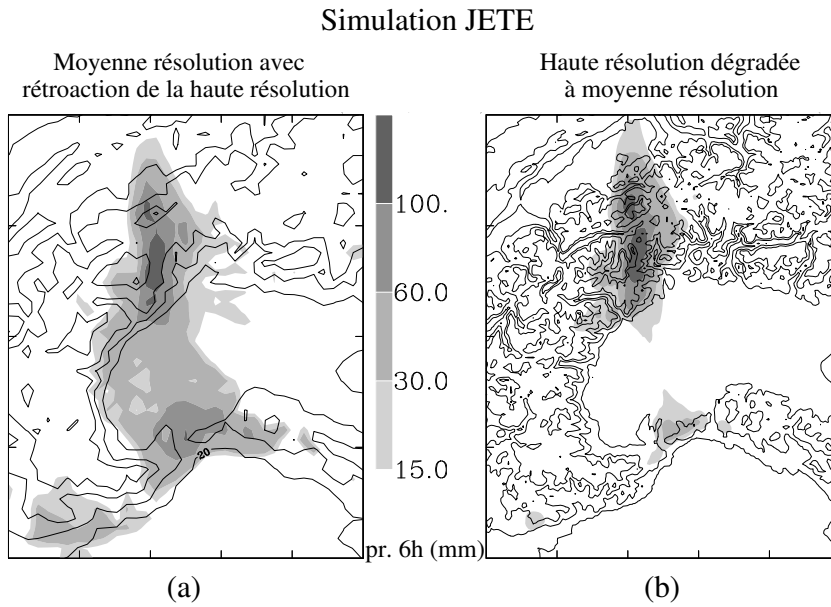


FIG. 6.18: Simulation JETE : précipitations cumulées sur 6h (échelle grisée, en mm). Distributions simulées : (a) à moyenne résolution (10 km) avec rétroaction du modèle emboîté à haute résolution (2.5 km) ; (b) à haute résolution (2.5 km) et après application d'une moyenne glissante horizontale sur 4 points (10 km).

en revanche sur la plaine une large zone de précipitations modérées, issues de la convection sous-maille, qui n'existe pas dans le modèle à haute résolution. Ce type de précipitations produit en outre sur les reliefs ligures une contribution qui reste importante, les précipitations totales dépassant largement celles simulées en haute résolution. Ces constatations lancent la question de la pertinence d'une paramétrisation de la convection sous-maille à moyenne résolution, dans la région où un modèle emboîté à haute résolution existe et où l'interaction bidirectionnelle entre les modèles est prise en compte.

### 6.2.3 Discussion sur les expériences avec jet

Les expériences forcées à grande échelle par un jet de sud qui ont été présentées dans ce chapitre constituent un premier prolongement à l'étude de Schneidereit et Schär (2000), permettant d'étudier l'influence du relief réel sur le jet. La déviation du jet vers l'ouest à l'approche des Alpes (due au ralentissement et à la force de Coriolis) reste, vers 2000 m d'altitude, assez similaire à leur étude ; les précipitations sur la zone du Lac Majeur sont de même favorisées lorsque l'axe du jet est décalé en longitude d'environ 200 km vers l'est.

Étant donnée la largeur typique d'un jet préfrontal, l'intensité du flux de grande échelle varie avec la longitude sur une distance nettement inférieure à l'extension zonale de la chaîne alpine. Ceci implique que la hauteur adimensionnelle des Alpes varie significativement en longitude : il en est de même pour les régimes d'écoulement des basses couches, d'où des différences sensibles dans la répartition des précipitations avec le cas d'un flux uniforme, et suivant la position du jet. Sur les Alpes Juliennes en particulier, les précipitations sont favorisées par le régime de franchissement, qui est obtenu dans le cas JETE (jet situé à l'est de la Corse) et en flux uniforme ; dans le cas JETW au contraire, l'écoulement en basse couche est contournant et longe les Alpes vers l'ouest. Les précipitations sur la zone du Lac Majeur sont moins sensibles à la position du jet : dans le cas JETE, la région subit directement l'incidence du jet ; dans le cas JETW, le jet est dévié à l'ouest des Alpes, mais la zone du Lac Majeur reste alimentée en humidité par le vent de barrière.

L'existence et la position d'un jet modifie en outre l'écoulement dans les très bas niveaux, sur les reliefs secondaires et dans leur sillage - dont on a vu l'influence sur les précipitations alpines en première partie du chapitre. Dans le cas où le jet est centré en longitude à l'est de la Corse (JETE), la déviation du jet vers l'ouest à l'approche des Alpes oriente le flux vers 2000 m en SSE au-dessus du Golfe de Gênes et du nord des Apennins (alors qu'il reste plein sud dans les cas du flux uniforme ou du jet positionné 200 km plus à l'ouest - JETW), ce qui modifie le foehn sous le vent des Apennins et les jets sur la plaine.

Les précipitations observées pendant la POI 2B le 20/09/1999 sur la période 00-06 h TU sont montrées sur la figure 6.19. Durant cette période, deux jets en basse

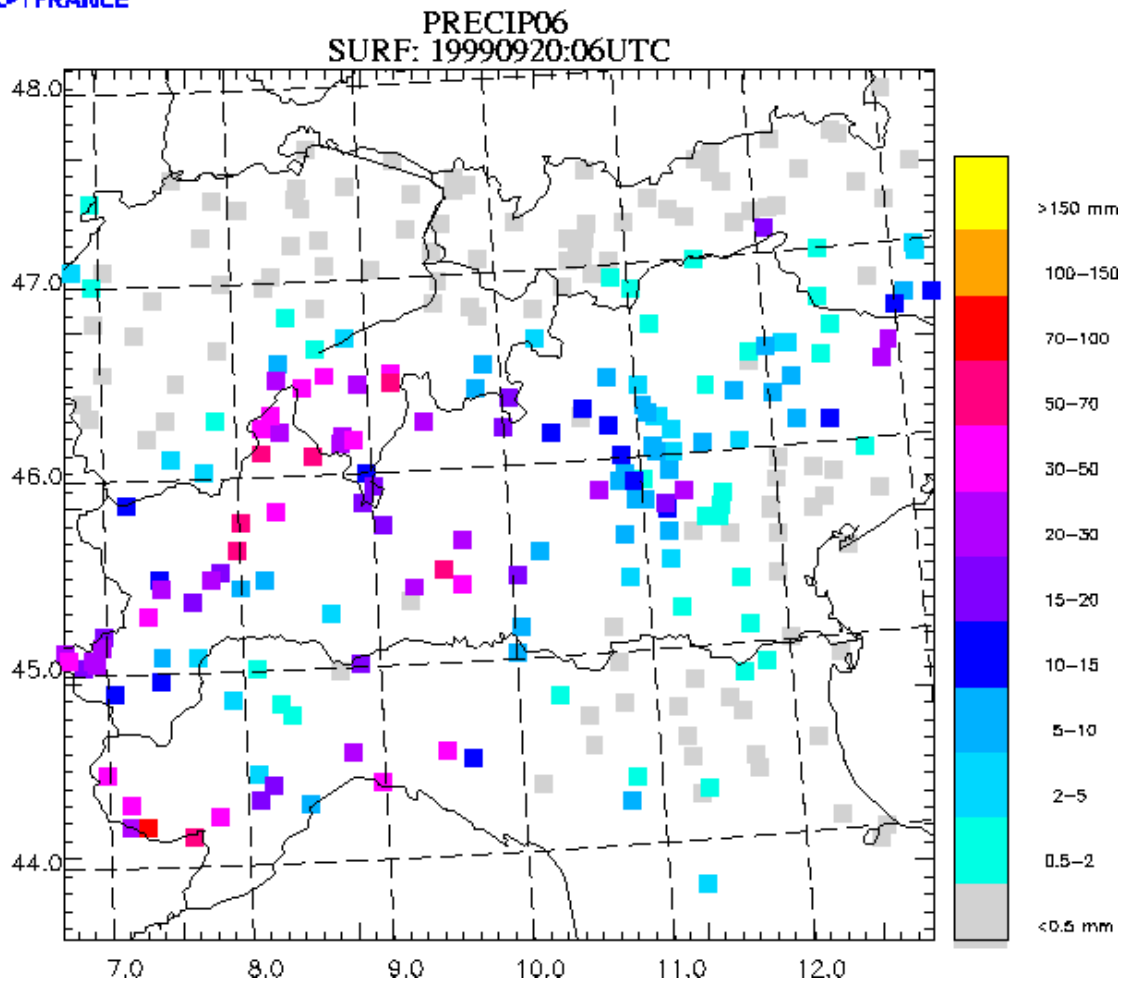


FIG. 6.19: Précipitations (en mm) observées par le réseau SURF le 20 septembre 1999 sur la période 00-06 h TU.

couche sont présents sur mer en amont des reliefs : le jet le plus à l'ouest correspond à la bande transporteuse frontale, et produit des précipitations sur les Alpes françaises et les Alpes maritimes italiennes ; un second jet préfrontal situé sur la Mer Tyrrénienne longe les Apennins, génère les fortes précipitations sur les reliefs ligures et contribue (avec le vent de barrière) à celles arrosant les pentes de la concavité alpine. Cette dernière zone de forts cumuls commence au niveau du Val d'Aoste (aux environs de  $45.5^{\circ}\text{N}$ ,  $8^{\circ}\text{E}$  sur la figure 6.19) et s'étend vers le nord-est, assez parallèlement à la crête alpine et sans la déborder.

La simulation JETE rend assez bien compte des zones de fortes précipitations liées au jet préfrontal. Bien que surestimant leur valeur, la simulation à haute résolution place correctement les forts cumuls sur les pentes du Massif du Mont Rose. Par rapport aux observations, la bande de fortes précipitations a tendance à s'étirer plutôt vers le nord et à franchir la crête alpine. Cette différence peut s'expliquer par la rotation vers le SW du flux en altitude dans la situation réelle, qui n'est pas prise en compte dans la simulation académique.





# Chapitre 7

## Conclusions et perspectives

Le présent travail s'inscrit dans l'objectif scientifique *Mécanismes des Précipitations Orographiques*, défini dans le cadre du programme MAP (*Mesoscale Alpine Programme*).

Un des enjeux de MAP est la prévision numérique des précipitations intenses sur les Alpes à une échelle suffisamment fine (celle de la vallée ou du bassin versant) pour que les bulletins d'alerte de risques d'inondation éclair puissent être diffusés en temps utile. Un préalable à la mise au point de modèles numériques performants sur ce type d'événements météorologiques est la bonne compréhension des mécanismes de déclenchement et d'intensification des précipitations sur orographie à ces échelles. Cette thèse est une contribution dans ce sens, mais elle permet également de réfléchir à la configuration numérique et aux ingrédients nécessaires à une prévision des précipitations à échelle fine sur orographie réelle.

Si les régimes d'écoulement d'air sec sur relief ont été intensivement étudiés et peuvent être décrits par un nombre limité de paramètres, le problème de la convection sur relief apparaît beaucoup plus complexe à appréhender, car il met en jeu des interactions fortes entre des phénomènes par eux-mêmes hautement non-linéaires : d'un côté la dynamique d'écoulement sur relief, de l'autre la convection humide, qui est un phénomène à seuil. La nature essentiellement lagrangienne des processus microphysiques, ainsi que la variété et la subtilité des mécanismes mis en jeu dans la convection sur relief requièrent une finesse d'analyse pour laquelle la seule approche eulérienne se trouve être insuffisante. Ainsi, une partie du travail a consisté à réfléchir à une méthode d'analyse lagrangienne qui puisse être facilement mise en œuvre au sein d'un modèle numérique tel que MesoNH, et permette une identification objective de masses d'air cohérentes impliquées dans les phénomènes de convection, puis le suivi physique de leur évolution. La solution adoptée, inspirée d'une méthode d'abord proposée par Schär et Wernli (1993), consiste à utiliser trois champs eulériens de scalaires passifs initialisés avec les coordonnées cartésiennes des points de grille. Ceci permet l'identification ultérieure de chaque particule lagrangienne par

référence à sa position initiale. L'utilisation de cette méthode a fait l'objet d'une réflexion et de développements largement originaux présentés dans la thèse.

Une première application de cette méthode d'analyse lagrangienne a porté sur une étude numérique du cas de la POI 2B de MAP (cas du 19-20 septembre 1999) - qui s'est révélé être une situation à fortes précipitations alpines très typique. Une bande d'air sec d'échelle méso- $\beta$  est présente en basse troposphère dans l'état initial. Prise dans la dynamique frontale, cette masse d'air insaturé subit un fort refroidissement par évaporation des précipitations, plonge vers le sol et finit par former un dôme d'air froid sur le Golfe de Gênes. Ce dôme a pour effet de dévier les jets de basse couche chargés en humidité et influence la distribution des fortes précipitations non seulement sur les reliefs côtiers directement exposés, mais aussi derrière, sur les Alpes.

L'aperçu observationnel donné dans la thèse du cas de la POI 2B de MAP a mis en évidence des conditions de grande échelle peu variables durant une grande partie de la durée de l'épisode (48 h). On s'attend donc dans de telles conditions à observer une organisation des précipitations correspondant à un écoulement quasiment stationnarisé sur les Alpes. Une série d'expériences numériques utilisant des conditions aux limites simplifiées a été entreprise dans le but d'étudier cette réponse stationnaire. L'écoulement en  $f$ -plan sur le relief réel est alimenté loin en amont avec un vent uniforme en direction et en intensité, et des profils verticaux issus d'un radiosondage conditionnellement instable à fortes CAPE et CIN, observé en amont des Alpes (au sud de la Sardaigne) durant la POI 2B.

Deux expériences en flux uniformes de sud et de sud-ouest ont été présentées dans une configuration numérique (dite *méso- $\beta$* ) s'approchant des modèles de méso-échelle à l'heure actuelle opérationnels sur les Alpes, avec une résolution horizontale de 10 km et un schéma unidimensionnel de convection sous-maille. Ces expériences montrent que des conditions très simples en amont suffisent à générer de fortes précipitations sur les zones de maximum climatologique. Ceci confirme que des effets aérodynamiques de la topographie sont principalement à l'œuvre. Le flux amont de sud qui est dévié vers l'ouest à l'approche du massif alpin (se traduisant sous la crête par un jet de vent de barrière) se heurte aux pentes de la concavité des Alpes et y génère de la convection et des cumuls de précipitation importants - ce résultat rejoint celui de Schneidereit et Schär (2000) pour un relief Alpin idéalisé. Des détails topographiques de plus petite échelle conduisent cependant à un renforcement local des précipitations. La zone du Lac Majeur forme une concavité d'une centaine de kilomètres de diamètre qui s'enfonce au cœur du massif Alpin et qui est entourée de sommets de plus de 3000 m. Par flux de sud-ouest, le vent tend à converger dans ce cul-de-sac. Par flux de sud, les pentes est du massif du Mont Rose (les plus raides du massif alpin à l'échelle méso- $\beta$ ) subissent le vent de barrière en incidence directe et perpendiculaire - les plus forts cumuls de précipitation pour la POI 2B ont d'ailleurs été enregistrés sur ces versants. Une configuration comparable de la topographie (concavité d'échelle méso- $\beta$ ) existe au niveau des Alpes Juliennes, et

est exposée au jet de basse couche longeant les Alpes Dinariques.

Une série d'expériences à haute résolution (2.5 km) et avec une microphysique purement explicite (configuration dite *méso- $\gamma$* ) a permis d'étudier dans le détail l'écoulement par flux uniforme de sud sur les Alpes et les reliefs secondaires en amont. Des mécanismes de petite échelle affectant la distribution des précipitations ont ainsi été mis en évidence; le rôle de certains reliefs secondaires a été caractérisé par des expériences de sensibilité avec topographie modifiée.

Les expériences *méso- $\gamma$*  montrent de façon générale des cumuls moins importants sur les reliefs bordant la Mer Ligure que dans la configuration *méso- $\beta$* . Si des cellules convectives naissent effectivement sur leurs versants au vent, elles sont prises dans la subsidence sur la pente sous le vent sans avoir eu le temps de se développer et sont désactivées par désaturation. La structure de foehn sous le vent de l'Apennin Ligure semble également restreindre l'extension méridionale du jet de vent de barrière sur le nord de la plaine du Pô.

Du côté amont, un jet de vent de sud-est s'établit le long des Apennins sous leur crête. Le relief corse a pour effet de renforcer le vent de sud-est sur le Golfe de Gênes. Ce jet peut franchir le col ligure et se prolonger derrière sur la plaine; dans ce cas, le vent heurte les Alpes piémontaises, où de la convection se développe sur les pentes. Les conditions précises d'apparition de ce phénomène restent à éclaircir.

La synergie du jet de sud-est le long des Apennins, de la ligne de convergence qui le limite sur la mer, et du forçage orographique par la chaîne côtière ligure, permet le développement d'une ligne de convection dans le sillage de ce relief, qui s'étend jusqu'à la zone du Lac Majeur. La convection est entretenue en aval par un ressaut associé à l'écoulement sur la pente sous le vent de l'Apennin Ligure, et plus loin encore par un front de densité soulevant l'air humide advecté par le vent de barrière - une part importante des précipitations simulées sur la zone du Lac Majeur provient de la convection déclenchée le long de ce front. Les observations radar durant la POI 2B montrent effectivement la formation de lignes de convection dans le sillage des reliefs ligures, possiblement générées selon un tel mécanisme.

Dans la dernière série d'expériences, l'écoulement de base uniforme est remplacé par une distribution de vent méridien schématisant les conditions à l'approche d'un front synoptique. Elle présente en particulier un jet troposphérique de sud. Le ralentissement à l'approche des Alpes provoque la déviation du jet vers l'ouest : ainsi, le maximum de précipitations sur la zone du Lac Majeur est obtenu lorsqu'en amont le jet est positionné en longitude au-dessus de la Mer Thyrrénienne. Cette configuration reproduit qualitativement les zones de précipitations associées à un jet préfrontal situé sur la Mer Thyrrénienne durant la POI 2B, pour la période 00-06 h TU le 20 septembre. Lorsque le jet est situé plus à l'ouest, au niveau de la Corse, il est dévié à l'ouest des Alpes. De fortes précipitations subsistent cependant sur la zone du Lac Majeur, car le régime d'écoulement sur les Alpes est contournant et le vent de barrière suffit à alimenter la convection. Les précipitations sur les Alpes Juliennes

sont en revanche plus sensibles à l'existence d'un jet et à sa position. Les fortes précipitations ne sont obtenues sur cette partie des Alpes que dans des conditions où le flux est assez fort à cette longitude pour permettre le franchissement.

Cet ensemble d'expériences semi-idéalisées, dans le cas d'une alimentation de sud stationnaire, a permis de mettre en rapport les zones de fortes précipitations alpines avec des structures fines de l'écoulement amont, comme le prolongement du jet de sud-est au-delà du col ligure, ou bien les fronts de densité en plaine liés aux développements convectifs dans le sillage des reliefs ligures. Le prolongement de ce travail sera de cerner les conditions permettant à ces mécanismes de s'exprimer en faisant varier l'alimentation amont : la CAPE et la CIN du sondage amont, l'intensité et la direction du flux, *etc.*

On a pu trouver dans la POI 2B quelques éléments d'observation pouvant relever des mécanismes de précipitations mis en évidence dans les expériences semi-idéalisées. Une étude plus approfondie de la représentativité de ces mécanismes dans des cas réels doit toutefois être envisagée ; elle sera basée à la fois sur une analyse observationnelle plus fine et sur une modélisation numérique en configuration de cas réel dûment validée.

Il sera aussi pertinent de mener à haute résolution l'étude du cas de sud-ouest, qui correspond souvent à l'orientation du flux de grande échelle dans les situations à fortes précipitations. Une prise en compte de la rotation du vent avec l'altitude serait également intéressante car elle influe sur l'entraînement des cellules, l'organisation de la convection et la répartition des précipitations au sol<sup>1</sup>.

Le travail proposé dans cette thèse fournit finalement quelques enseignements quant au problème de la prévision numérique des précipitations orographiques à échelle fine (mésos- $\gamma$ ).

L'étude en configuration de cas réel proposée au chapitre 3 illustre que des structures de petites échelles sur le champ d'humidité dans l'écoulement incident sont d'une importance cruciale pour la prévision des précipitations, même à l'échelle méso- $\beta$ . Une amélioration notable des modèles de méso-échelle sur ces situations à fortes précipitations sur les Alpes devrait donc passer par une meilleure connaissance des champs initiaux sur la Méditerranée.

Les mécanismes mis en évidence à haute résolution sont pour certains (par exemple la désactivation des cellules convectives dans la subsidence en aval d'un petit relief) insuffisamment ou pas du tout rendus en configuration méso- $\beta$  - qui utilise une paramétrisation verticale de la convection sous-maille, où l'influence des mouvements résolus (horizontaux et verticaux) sur la dynamique des panaches convectifs n'est pas prise en compte.

---

<sup>1</sup>Du fait de la relation du vent thermique, imposer une rotation du vent sur un  $f$ -plan pose toutefois problème si l'on veut garder une certaine uniformité horizontale du profil thermique.

L'utilisation d'une physique purement explicite apparaît nécessaire pour la prévision à l'échelle méso- $\gamma$ . Toutefois, les différentes études de sensibilité présentées dans la thèse ont montré, malgré un environnement de grande échelle très simplifié et contrôlé par rapport à un cas réel, la grande versatilité des mécanismes précipitants et des distributions obtenues à échelle fine. En outre, la complexité des écoulements et des phénomènes obtenus même avec une alimentation uniforme et stationnaire semble presque équivalente à celle d'un cas réel. La suppression d'un relief en amont des Alpes, par exemple, avec des conditions égales par ailleurs sur le flux de grande échelle, joue sur la structure fine de l'écoulement des basses couches et sur les déclenchements convectifs, ce qui suffit à modifier la distribution des précipitations sur les Alpes sur plusieurs dizaines de kilomètres. Il en est de même lorsque l'alimentation de grande échelle présente une structure en jet (comme c'est souvent le cas dans les cas réels), suivant la position de celui-ci.

Par conséquent, une prévision fiable des précipitations à l'échelle de la vallée nécessite une description extrêmement précise des conditions d'alimentation et des processus physiques mis en jeu. La démarche d'idéalisation gardera une part importante pour la compréhension de ces problèmes hautement non-linéaires.



# Annexe A

## Procédure d'inversion du tourbillon potentiel dans MesoNH

L'usage fait dans le cadre de cette thèse d'une procédure d'inversion de tourbillon potentiel (TP) concerne la génération d'états atmosphériques idéalisés respectant l'équilibre géostrophique. Ils sont destinés à servir pour l'initialisation et le forçage aux limites de simulations d'écoulements idéalisés en  $f$ -plan. (Cette procédure a aussi été adaptée pour l'inversion partielle d'éléments de TP dans des configurations idéalisées aussi bien que réelles.)

La méthode d'inversion utilisée est proposée par Fehlmann (1997). Elle est ici adaptée aux équations de MesoNH - les principales différences résident dans l'utilisation de la coordonnée verticale altitude au lieu de la pression, et dans l'hypothèse anélastique.

La partie A.1 rappelle le principe d'inversion du tourbillon potentiel et justifie le cadre d'approximation utilisé. Le système d'équations utilisé est dérivé depuis les équations d'Euler dans la partie A.2. La partie A.3 établit l'expression d'un TP quasi-géostrophique (TPQG) conservatif. La partie A.4 formule et discute le problème de l'inversion du TPQG. Enfin, la mise en œuvre au sein de MesoNH d'une procédure d'inversion pour générer des cas idéalisés est décrite dans la partie A.5.

### A.1 Introduction

#### A.1.1 L'inversion de tourbillon potentiel

Une approche fondamentale en météorologie dynamique est d'utiliser une quantité scalaire diagnostique qui soit conservée dans l'écoulement et qui contiennent toute



l'information dynamique pertinente du système.

Dans le cas d'un fluide barotrope non divergent par exemple, le tourbillon vertical absolu remplit bien cette fonction puisqu'il est conservé et qu'il peut être inversé afin de reconstituer tout le champ de vent. Ainsi, toute la dynamique se résume à une seule quantité scalaire (et un certain nombre de conditions aux limites).

Pour l'écoulement non-visqueux et adiabatique le plus général, la propriété de conservation est satisfaite par le tourbillon potentiel d'Ertel (1942)

$$Q = \frac{\vec{\omega}_a \cdot \text{grad } \theta}{\rho},$$

où  $\vec{\omega}_a$  est le vecteur tourbillon absolu,  $\theta$  la température potentielle et  $\rho$  la masse volumique. Si en outre l'on spécifie une relation supplémentaire et indépendante entre les champs de vent et de température (dite *équation d'équilibre* de l'écoulement), on peut alors retrouver l'écoulement équilibré à partir de la distribution de  $Q$  par résolution d'un problème aux conditions aux limites (Hoskins *et al.* 1985).

Le théorème d'inversibilité associé à ce problème aux conditions aux limites dépend à chaque fois de l'hypothèse d'équilibre qui est faite. Dans l'exemple du fluide barotrope non-divergent, l'écoulement équilibré et l'écoulement réel sont identiques. Dans l'atmosphère réelle, l'écoulement équilibré n'est qu'une approximation de l'écoulement total, dont la précision dépend de la validité des hypothèses d'échelles faites pour définir le problème de l'inversion.

### A.1.2 Le cadre d'approximation utilisé

Un des systèmes d'équations les plus utilisés pour approcher la conservation du tourbillon potentiel d'Ertel tout en restant dans le cadre d'équations linéaires repose sur l'approximation quasi-géostrophique (Charney et Stern 1962).

La procédure d'inversion utilisée ici est sous-tendue par un système d'équations reprenant l'essentiel des hypothèses de Charney et Stern (1962). La quantité inversée est le *tourbillon potentiel quasi-géostrophique* (TPQG).

Cette quantité est conservée par advection géostrophique dans le cas d'écoulements non-visqueux et adiabatiques. L'équation d'équilibre entre champs de température et de vent nécessaire pour poser le problème de l'inversion est ici l'équilibre géostrophique. En conséquence, seul le vent géostrophique est restitué par inversion du TPQG.

Lorsque le vent total diffère peu du vent géostrophique (faibles valeurs du nombre de Rossby), le TPQG possède alors en bonne approximation la propriété de conservation souhaitée. Cette hypothèse restreint la gamme des échelles étudiées - elle est

par exemple discutable pour l'inversion de structures de TP d'échelle méso- $\beta$  dans des cas réels.

Ce cadre d'approximation apparaît cependant suffisant pour inverser des structures idéalisées d'échelle méso- $\alpha$  ; le caractère géostrophique de l'écoulement obtenu est de plus souhaité pour le forçage extérieur du modèle de grande échelle (40 km de résolution). Enfin, ces approximations simplifient la résolution du problème, qui reste linéaire (alors que les méthodes utilisant le TP d'Ertel reposent sur des équilibres non-linéaires).

## A.2 Le système d'équations

Le système d'équations adopté pour la procédure d'inversion de tourbillon potentiel est un système quasi-géostrophique. Afin que toutes les approximations utilisées apparaissent explicitement, une dérivation en est proposée à partir des équations d'Euler. Elle passe par un système anélastique et hydrostatique ; quelques hypothèses supplémentaires sont enfin introduites.

### A.2.1 Équations d'Euler

En un lieu  $O$  de la surface terrestre de latitude  $\lambda$ , le repère local est défini par le point  $O$ , la direction verticale<sup>1</sup>  $z$  et les directions horizontales  $x$  et  $y$ , pointant respectivement vers l'est et le nord.

L'équation d'Euler vectorielle exprimée dans le référentiel terrestre se décompose sur la base locale  $(x, y, z)$  selon le système d'équations suivant :

$$\begin{aligned} \frac{Du}{Dt} &= + \underbrace{fv}_{(1_x)} - \frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial x} - \underbrace{2\Omega \cos(\lambda)w}_{(2_x)} \\ \frac{Dv}{Dt} &= -fu - \frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial y} \\ \frac{Dw}{Dt} &= -g - \frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial z} + \underbrace{2\Omega \cos(\lambda)u}_{(1_z)}, \end{aligned}$$

où  $u, v, w$  sont les composantes du champ des vitesses  $\vec{v}$ ,  $P$  la pression,  $g$  le champ de pesanteur local et  $\Omega$  la vitesse de rotation propre de la Terre. Le paramètre de Coriolis  $f$  est défini par  $f = 2\Omega \sin \lambda$ .  $D/Dt$  est l'opérateur de dérivée particulière  $D/Dt = (\partial/\partial t + \vec{v} \cdot \text{grad})$ .

---

<sup>1</sup>La définition de la verticale locale  $z$  inclue les effets de la force d'inertie d'entraînement.

Tant que l'on considère un modèle numérique à basse ou moyenne résolution (maillage horizontal supérieur à 10 km), la vitesse verticale  $w$  reste en toute circonstance petite devant la vitesse horizontale. Il apparaît donc qu'on peut immédiatement négliger le terme  $(2_x)$  devant  $(1_x)$ . En outre, en considérant les ordres de grandeurs typiquement rencontrés à ces résolutions, ( $w < 1$  m/s, temps d'évolution  $\sim 10^{-4}$  s,  $u \sim 10$  m/s),  $(1_z)$  reste petit devant les autres termes.

On peut finalement considérer comme système de base les équations suivantes :

$$\frac{Du}{Dt} = +fv - \frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial x} \quad (\text{A.1})$$

$$\frac{Dv}{Dt} = -fu - \frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial y} \quad (\text{A.2})$$

$$\frac{Dw}{Dt} = -g - \frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial z}. \quad (\text{A.3})$$

### État de référence

On définit un état de référence uniforme horizontalement, au repos et en équilibre mécanique et thermodynamique. Une grandeur thermodynamique quelconque  $\alpha$  (par la suite la température potentielle ou la fonction d'Exner) s'écrit alors :

$$\alpha = \alpha_0(z) + \alpha'(x, y, z, t),$$

où  $\alpha_0$  représente l'état de base et  $\alpha'$  l'écart.

### Réécriture avec la fonction d'Exner

On introduit ici la fonction d'Exner :

$$\Pi = \left( \frac{P}{P_{00}} \right)^{\frac{r}{c_p}}, \quad (\text{A.4})$$

où  $P_{00} = 1000$ hPa est la pression de référence,  $r$  la constante du gaz parfait pour l'air<sup>2</sup> et  $c_p$  la chaleur spécifique massique à pression constante de l'air, le rapport  $r/c_p$  valant  $\frac{2}{7} \approx 0.3$  pour un gaz parfait diatomique.

En faisant intervenir l'équation d'état du gaz parfait  $P = \rho r T$  et la température potentielle  $\theta = T/\Pi$ , la relation de l'hydrostatique  $dP/dz = -\rho g$  se réécrit avec la fonction d'Exner

$$\frac{d\Pi}{dz} = -\frac{g}{c_p \theta}.$$

---

<sup>2</sup> $r = R/M$  avec  $R = 8.31$ SI la constante des gaz parfaits et  $M \approx 0.2M_{O_2} + 0.8M_{N_2} \approx 29$ g/mol, où  $M_{O_2}$  et  $M_{N_2}$  sont les masses molaires du dioxygène et du diazote.

Pour l'état de référence défini plus haut, on a en particulier

$$\frac{d\Pi_0}{dz} = -\frac{g}{c_p\theta_0}. \quad (\text{A.5})$$

De même, on a pour les forces de pression et le poids

$$-\frac{1}{\rho}\text{grad } P - g\vec{k} = -c_p\theta \text{ grad } \Pi - g\vec{k}.$$

En introduisant la décomposition  $\theta = \theta_0 + \theta'$  et  $\Pi = \Pi_0 + \Pi'$ , et en utilisant la relation (A.5), il vient finalement

$$-\frac{1}{\rho}\text{grad } P - g\vec{k} = g\frac{\theta'}{\theta_0}\vec{k} - c_p\theta \text{ grad } \Pi'.$$

Le système (A.1-A.3) est donc équivalent à

$$\frac{Du}{Dt} = +fv - c_p\theta \frac{\partial \Pi'}{\partial x} \quad (\text{A.6})$$

$$\frac{Dv}{Dt} = -fu - c_p\theta \frac{\partial \Pi'}{\partial y} \quad (\text{A.7})$$

$$\frac{Dw}{Dt} = g\frac{\theta'}{\theta_0} - c_p\theta \frac{\partial \Pi'}{\partial z}. \quad (\text{A.8})$$

*Remarque* : ces équations ne sont autres que celles d'Euler dans une écriture plus "météo". Elles ne font intervenir aucune approximation, mais seulement l'introduction d'un état de référence hydrostatique.

## A.2.2 Système anélastique hydrostatique

### Hypothèses

La simplification du système (A.6-A.8) repose sur les hypothèses suivantes :

- **(H1)** Les grandeurs thermodynamiques varient peu autour de l'état de référence. En appelant  $\delta$  l'ordre de grandeur du rapport  $\alpha'/\alpha_0$ , on suppose donc

$$\delta \ll 1.$$

- **(H2)** L'équation de continuité  $\partial\rho/\partial t + \text{div}(\rho\vec{v}) = 0$  est remplacée par la contrainte anélastique

$$\text{div}(\rho_0\vec{u}) = 0. \quad (\text{A.9})$$

- **(H3)** En valeur relative,  $\theta_0$  varie lentement sur la verticale par rapport à  $\Pi'$  :

$$\frac{1}{\theta_0} \frac{d\theta_0}{dz} \ll \frac{1}{\Pi'} \frac{\partial\Pi'}{\partial z}.$$

- **(H4)** L'écoulement reste hydrostatique.

*Remarque :* les hypothèses (H1) et (H2) reprennent celles utilisées par le système de Lipps et Hemler (1982).

## Simplifications

On a

$$c_p\theta \vec{\text{grad}} \Pi' \stackrel{H1}{\approx} c_p\theta_0 \vec{\text{grad}} \Pi' \stackrel{H3}{\approx} \vec{\text{grad}}(c_p\theta_0\Pi').$$

L'hypothèse hydrostatique (H4) revient en outre à négliger l'accélération dans (A.8).

En simplifiant ainsi les équations (A.6)-(A.8) et en rappelant la contrainte anélastique (H2), on obtient le système hydrostatique et anélastique suivant :

$$\frac{Du}{Dt} = +fv - \frac{\partial\Phi}{\partial x}, \quad (\text{A.10})$$

$$\frac{Dv}{Dt} = -fu - \frac{\partial\Phi}{\partial y}, \quad (\text{A.11})$$

$$g \frac{\theta'}{\theta_0} = \frac{\partial\Phi}{\partial z}. \quad (\text{A.12})$$

$$\text{div}(\rho_0\vec{u}) = 0, \quad (\text{A.13})$$

où  $\Phi = c_p\theta_0\Pi'$ .

*Remarque :* l'hypothèse (H3) est proche de celle de Boussinesq. Dans ces conditions, la contrainte anélastique de Durran (1989)  $\text{div}(\rho_0\theta_0\vec{v}) = 0$  dégénère en  $\text{div}(\rho_0\vec{v}) = 0$ , qui est celle de Lipps et Hemler (hypothèse H2). La simplification des systèmes Durran et Lipps-Hemler d'après l'hypothèse (H3) conduit donc au même résultat.

### A.2.3 Équations quasi-géostrophiques

L'étape suivante d'approximation est de considérer que l'écoulement s'écarte peu de l'équilibre géostrophique.

#### Hypothèses

On fait ici l'hypothèse supplémentaire du  $\beta$ -plan:

- **(H5)** On se place au voisinage d'un point origine  $O$  de la surface terrestre. Si  $f_0$  est la valeur du paramètre de Coriolis en  $O$ ,  $f$  varie sur le domaine d'étude selon

$$f = f_0 + \beta y.$$

En outre, on décompose le vent selon  $\vec{v} = \vec{v}_g + \vec{v}_a$ , où  $\vec{v}_g$  est la composante géostrophique non-divergente du vent, définie par

$$u_g = -\frac{1}{f_0} \frac{\partial \Phi}{\partial y}, \quad (\text{A.14})$$

$$v_g = +\frac{1}{f_0} \frac{\partial \Phi}{\partial x}, \quad (\text{A.15})$$

et on fait l'hypothèse quasi-géostrophique :

- **(H6)** La composante agéostrophique du vent reste petite devant la composante géostrophique. En appelant  $\epsilon$  l'ordre de grandeur du rapport  $\|\vec{v}_a\|/\|\vec{v}_g\|$ , on suppose donc :

$$\epsilon \ll 1.$$

*Remarques :*

- 1) Par définition  $w_g = 0$ , donc  $w_a = w$ .
- 2) D'après les équations (A.10) et (A.11),  $\|\vec{v}_a\|/\|\vec{v}_g\|$  est de l'ordre de  $\beta y/f_0$ . Si  $y_{max}$  est l'extension horizontale du domaine d'étude, l'hypothèse (H6) peut encore s'écrire

$$\frac{\beta y_{max}}{f_0} \ll 1.$$

## Simplifications

On appelle  $L$  et  $H$  les distances sur lesquelles les grandeurs varient sur l'horizontale et la verticale respectivement.

### Équation de continuité

On a  $\text{div}(\vec{v}_g) = 0$ . L'équation (A.13) s'écrit donc

$$\underbrace{\frac{\partial u_a}{\partial x} + \frac{\partial v_a}{\partial y}}_{(1)} + \underbrace{\frac{1}{\rho_0} \frac{\partial}{\partial z}(\rho_0 w)}_{(2)} = 0. \quad (\text{A.16})$$

Le terme (1) est de l'ordre de la divergence due à l'effet  $\beta$ ,  $\beta v_g/f_0$ , soit encore  $\epsilon u_g/L$ . Le terme (2) est de l'ordre de  $w/H$ , d'où l'on tire l'ordre de grandeur de la vitesse verticale :

$$w \sim \epsilon H v_g / L.$$

### Équations du mouvement

En introduisant l'opérateur de dérivation géostrophique

$$\frac{D_g}{Dt} = \frac{\partial}{\partial t} + \vec{v}_g \cdot \vec{\text{grad}},$$

l'équation (A.10) se réécrit

$$\begin{aligned} & \underbrace{\frac{D_g u_g}{Dt}}_{\sim u_g^2/L} + \underbrace{\frac{D_g u_a}{Dt}}_{\sim \epsilon u_g^2/L} + \underbrace{\vec{v}_a \cdot \vec{\text{grad}} u_g}_{\sim \epsilon u_g^2/L} \\ & + \underbrace{\vec{v}_a \cdot \vec{\text{grad}} u_a}_{\sim \epsilon^2 u_g^2/L} + \underbrace{w \frac{\partial u_g}{\partial z}}_{\sim H \epsilon u_g / L \times u_g / H = \epsilon u_g^2/L} + \underbrace{w \frac{\partial u_a}{\partial z}}_{\sim \epsilon^2 u_g^2/L} \\ & = - \underbrace{\frac{\partial \Phi}{\partial x}}_{=0} + \underbrace{f_0 v_g}_{\sim f_0 \epsilon u_g} + \underbrace{f_0 v_a}_{\sim f_0 \epsilon u_g} + \underbrace{\beta y v_g}_{\sim f_0 \epsilon u_g} + \underbrace{\beta y v_a}_{\sim f_0 \epsilon^2 u_g}. \end{aligned}$$

En conservant dans chaque membre le (les) terme(s) d'ordre de grandeur le plus élevé, il reste

$$\frac{D_g u_g}{Dt} = + f_0 v_a + \beta y v_g.$$

De même, l'équation (A.11) devient

$$\frac{D_g v_g}{Dt} = - f_0 u_a - \beta y u_g.$$

### Équation thermodynamique

Le cas le plus simple correspond à un écoulement adiabatique. L'équation thermodynamique s'écrit alors

$$\frac{D\theta}{Dt} = 0,$$

soit en développant selon les décompositions  $\vec{v} = \vec{v}_g + \vec{v}_a$  et  $\theta = \theta_0 + \theta'$  :

$$\begin{aligned} \underbrace{\frac{D_g \theta_0}{Dt}}_{=0} + \underbrace{\frac{D_g \theta'}{Dt}}_{\sim \delta \theta_0 u_g / L} + \underbrace{\left( u_a \frac{\partial}{\partial x} + v_a \frac{\partial}{\partial y} \right) \theta_0}_{=0} \\ + \underbrace{\left( u_a \frac{\partial}{\partial x} + v_a \frac{\partial}{\partial y} \right) \theta'}_{\sim \delta \theta_0 \epsilon u_g / L} + \underbrace{w \frac{\partial \theta_0}{\partial z}}_{\sim H \epsilon u_g / L \times \theta_0 / H = \epsilon \theta_0 u_g / L} + \underbrace{w \frac{\partial \theta'}{\partial z}}_{\sim \epsilon \delta \theta_0 u_g / L} = 0. \end{aligned}$$

En ne gardant dans l'équation précédente que les termes d'ordre 1 en  $\epsilon$  ou  $\delta$ , on en déduit l'expression de la vitesse verticale :

$$w = -\frac{D_g \theta' / Dt}{\partial \theta_0 / \partial z},$$

soit encore, en introduisant la pulsation de Brunt-Väisälä  $N = \sqrt{g / \theta_0 \cdot \partial \theta_0 / \partial z}$  :

$$w = -\frac{g}{\theta_0 N^2} \frac{D_g \theta'}{Dt}.$$

### Système d'équations quasi-géostrophiques

On a finalement obtenu le système d'équations suivant :

$$\frac{\partial u_a}{\partial x} + \frac{\partial v_a}{\partial y} = -\frac{1}{\rho_0} \frac{\partial}{\partial z} (\rho_0 w), \quad (\text{A.17})$$

$$\frac{D_g u_g}{Dt} = +f_0 v_a + \beta y v_g, \quad (\text{A.18})$$

$$\frac{D_g v_g}{Dt} = -f_0 u_a - \beta y u_g, \quad (\text{A.19})$$

$$\frac{\partial \Phi}{\partial z} = g \frac{\theta'}{\theta_0}, \quad (\text{A.20})$$

$$w = -\frac{g}{\theta_0 N^2} \frac{D_g \theta'}{Dt}. \quad (\text{A.21})$$

## A.3 Tourbillon potentiel quasi-géostrophique

Le but de cette partie est de trouver une quantité qui soit conservée par le système d'équations précédent.



Sans présenter de difficulté particulière, le calcul est un peu lourd en manipulations algébriques, si bien qu'on n'en présentera ici que les grandes étapes.

Il s'agit tout d'abord d'éliminer  $u_a$  et  $v_a$ . Pour cela, on fait l'opération  $1/f_0 \times [\partial(A.18)/\partial y - \partial(A.19)/\partial x]$  afin d'obtenir une expression de  $\partial u_a/\partial x + \partial v_a/\partial y$  qu'on substitue dans (A.17). Il vient

$$-f_0 \frac{1}{\rho_0} \frac{\partial}{\partial z} (\rho_0 w) = \underbrace{-\frac{\partial}{\partial x} \left( \frac{D_g v_g}{Dt} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left( \frac{D_g u_g}{Dt} \right)}_{(1)} - \beta v_g - \beta y \underbrace{\operatorname{div} \vec{v}_g}_{=0}.$$

On montre (en faisant à nouveau intervenir la non-divergence de  $\vec{v}_g$ ) que le terme (1) est égal à  $-D_g \zeta / Dt$ , où  $\zeta$  est le tourbillon (vertical) relatif du vent géostrophique :

$$\zeta \stackrel{\text{def}}{=} \frac{\partial v_g}{\partial x} - \frac{\partial v_g}{\partial y}.$$

On obtient alors l'équation du tourbillon absolu :

$$\frac{D_g}{Dt} (f_0 + \beta y + \zeta) - f_0 \frac{1}{\rho_0} \frac{\partial}{\partial z} (\rho_0 w) = 0.$$

La dernière étape consiste à éliminer  $w$  de l'équation précédente en utilisant l'expression (A.21), puis  $\theta'$  avec (A.20). On obtient

$$\frac{D_g}{Dt} (f_0 + \beta y + \zeta) + f_0 \frac{1}{\rho_0} \frac{\partial}{\partial z} \left[ \frac{D_g}{Dt} \left( \frac{\rho_0}{N^2} \frac{\partial \Phi}{\partial z} \right) \right] = 0.$$

Après avoir établi qu'on peut, dans l'expression précédente, permuter les opérateurs  $\partial/\partial z$  et  $D_g/Dt$ , on obtient l'expression d'une quantité conservée par l'écoulement géostrophique :

$$\frac{D_g}{Dt} \left[ f_0 + \beta y + \zeta + f_0 \frac{1}{\rho_0} \frac{\partial}{\partial z} \left( \frac{\rho_0}{N^2} \frac{\partial \Phi}{\partial z} \right) \right] = 0. \quad (\text{A.22})$$

Enfin, il est intéressant de voir qu'on peut encore ne faire apparaître explicitement que le champ de masse  $\Phi$ , en éliminant  $\zeta$  grâce aux expressions du vent géostrophique (A.14) et (A.15).

On a finalement établi la conservation par advection géostrophique ( $D_g/Dt = 0$ ) du **tourbillon potentiel quasi-géostrophique** (TPQG)

$$q = f_0 + \beta y + \frac{1}{f_0} \left( \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} \right) \Phi + f_0 \frac{1}{\rho_0} \frac{\partial}{\partial z} \left( \frac{\rho_0}{N^2} \frac{\partial \Phi}{\partial z} \right). \quad (\text{A.23})$$

### Interprétation physique

Il apparaît dans l'équation (A.22) que le TPQG est égal au tourbillon vertical absolu auquel vient s'ajouter un terme supplémentaire faisant intervenir la structure verticale de l'atmosphère.

On peut réécrire ce terme en faisant apparaître l'anomalie de température potentielle en substituant  $\partial\Phi/\partial z$  d'après la relation de l'hydrostatique (A.12) :

$$q - f_0 - \beta y - \zeta = f_0 \frac{1}{\rho_0} \frac{\partial}{\partial z} \left( \frac{\rho_0 g}{N^2 \theta_0} \theta' \right). \quad (\text{A.24})$$

Pour interpréter le lien entre profil vertical du champ de masse et tourbillon, considérons l'évolution d'un petit tube vertical de fluide dans le cadre de mouvements quasi-horizontaux : en l'absence de processus diabatiques, ce tube est contraint de rester entre deux surfaces isentropes données. Si ce tube voyage d'une zone de stabilité forte ( $\partial\theta'/\partial z$  élevé) vers une zone de stabilité plus faible ( $\partial\theta'/\partial z$  faible), il subira nécessairement un étirement vertical, et en vertu de la conservation de son moment cinétique<sup>3</sup>, il verra son tourbillon vertical augmenter - à l'image du patineur augmentant sa vitesse de rotation en ramenant les bras vers son corps. On voit aussi que le terme (A.24) subira l'évolution inverse.

Le terme vertical dans le TPQG compense le tourbillon généré (détruit) par étirement (écrasement) vertical, ce qui garantit la conservation du TPQG.

### Lien avec le TP d'Ertel

Le système anélastique de Lipps et Hemler (1982) non-hydrostatique et adiabatique

$$\text{div } \rho_0 \vec{v} = 0, \quad \frac{D\vec{v}}{Dt} = -f\vec{k} \wedge \vec{v} - \text{grad } \Phi + g \frac{\theta'}{\theta_0} \vec{k}, \quad \frac{D\theta}{Dt} = 0$$

conduit à la conservation (au sens de  $D/Dt = 0$ ) du tourbillon potentiel d'Ertel dont l'expression est la suivante :

$$Q = \frac{(f\vec{k} + \text{rôt } \vec{v}) \cdot \text{grad } \theta}{\rho_0}. \quad (\text{A.25})$$

(*Remarque* : le système d'équations de Durran (1989), indentique au précédent sauf en ce qui concerne l'équation de continuité, qui devient  $\text{div } \rho_0 \theta_0 \vec{v} = 0$ , conduit pour sa part à  $Q = \frac{(f\vec{k} + \text{rôt } \vec{v}) \cdot \text{grad } \theta}{\rho_0 \theta_0}$ .)

Charney et Stern (1962) montrent que dans le cadre des hypothèses quasi-géostrophiques,  $Q$  et  $q$  sont liés par l'approximation

$$Q \sim \frac{1}{\rho_0} \frac{d\theta_0}{dz} q \left( = \frac{\theta_0 N^2}{\rho_0 g} q \right).$$

---

<sup>3</sup>La conservation du moment cinétique suppose en outre l'absence de friction dans le fluide.

## A.4 Inversion du tourbillon potentiel QG

Sur un plan formel, le TPQG (A.23) s'obtient par application d'un opérateur elliptique sur le champ  $\Phi$ . De façon analogue à un problème d'électrostatique (par ex. Bishop et Thorpe, 1994), si dans un certain domaine de l'espace on se donne une distribution de TPQG  $q(x, y, z)$  et aux frontières de ce domaine des conditions aux limites appropriées pour  $\Phi$ , on sera capable de calculer la distribution de  $\Phi$  dans tout le domaine, et par conséquent celle du vent géostrophique. C'est en ce sens qu'on parlera d'*inversion de tourbillon potentiel*.

### A.4.1 Position du problème

Soit  $\mathcal{V}$  un volume fermé quelconque de l'espace, de frontière  $\delta\mathcal{V}$ . On se donne une distribution de TPQG  $q(x, y, z)$  dans  $\mathcal{V}$  et on suppose l'anomalie de température potentielle  $\theta'$  et le vent géostrophique  $\vec{v}_g$  connus sur la surface  $\delta\mathcal{V}$ .

On note  $q' \stackrel{\text{def}}{=} q - f_0 - \beta y$  et on définit l'opérateur linéaire du second ordre

$$\mathcal{L} \stackrel{\text{def}}{=} \frac{1}{f_0} \left( \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} \right) + f_0 \frac{1}{\rho_0} \frac{\partial}{\partial z} \left( \frac{\rho_0}{N^2} \frac{\partial}{\partial z} \right). \quad (\text{A.26})$$

La relation (A.23) s'écrit sous forme d'un problème elliptique pour  $\Phi$  :

$$\mathcal{L}\Phi = q'(x, y, z) \quad (\text{A.27})$$

avec des conditions à la frontière  $\delta\mathcal{V}$  pour  $\Phi$  de type Neumann, déduites respectivement de (A.15), (A.14) et (A.12) :

$$\frac{\partial \Phi}{\partial x} = +f_0 v_g \quad (\text{A.28})$$

$$\frac{\partial \Phi}{\partial y} = -f_0 u_g \quad (\text{A.29})$$

$$\frac{\partial \Phi}{\partial z} = g \frac{\theta'}{\theta_0}. \quad (\text{A.30})$$

### A.4.2 Condition de compatibilité de l'inversion

On établit dans ce paragraphe une condition nécessaire liant la distribution de TPQG et les conditions aux limites du domaine. Cette condition, dite *de compatibilité entre la distribution de TPQG et les conditions aux limites*, doit être vérifiée si l'on veut que le problème elliptique du paragraphe précédent soit soluble.

Après multiplication par  $\rho_0(z)$ , on peut réécrire l'équation (A.27) sous la forme d'une divergence :

$$\operatorname{div} \vec{E} = \rho_0 q',$$

où

$$\vec{E} = \begin{pmatrix} \frac{\rho_0}{f_0} \frac{\partial \Phi}{\partial x} \\ \frac{\rho_0}{f_0} \frac{\partial \Phi}{\partial y} \\ \frac{f_0 \rho_0}{N^2} \frac{\partial \Phi}{\partial z} \end{pmatrix}$$

En intégrant l'expression précédente sur le volume  $\mathcal{V}$  et en utilisant le théorème de Green-Ostrogradsky et les expressions (A.28-A.30), il vient

$$\int_{\mathcal{V}} \rho_0 q' dx dy dz = \int_{\partial \mathcal{V}} \begin{pmatrix} +\rho_0 v_g \\ -\rho_0 u_g \\ \frac{f_0 \rho_0 g}{N^2} \frac{\theta'}{\theta_0} \end{pmatrix} \cdot \vec{n} dS. \quad (\text{A.31})$$

La condition de compatibilité relie donc la distribution 3D du TPQG aux distributions surfaciques d'anomalie de température potentielle ( $\delta\theta'$ ) et de vent géostrophique ( $\delta\vec{v}$ ) aux frontières du domaine.

## A.5 Mise en œuvre dans MesoNH

### A.5.1 Génération d'un état atmosphérique idéalisé

La définition puis l'inversion de la distribution de TPQG considérée interviennent au sein du programme de génération d'un fichier initial en configuration idéalisée.

L'utilisateur prescrit en premier lieu les profils verticaux des grandeurs thermodynamiques et du vent. Les profils thermodynamiques définissent l'état de référence (uniquement fonction de  $z$ ).

Les champs thermodynamiques sont corrigés en fonction de  $x$  et  $y$  de façon que l'équilibre géostrophique avec le champ de vent soit respecté. Ainsi sont définis des champs de masse tri-dimensionnels, qu'on qualifiera dans la suite de *champs de base*.

La définition puis l'inversion de TPQG interviennent une fois les champs de base définis. À ce stade, l'orographie n'a pas encore été introduite : la procédure d'inversion se fait donc dans une grille à niveaux  $k$  horizontaux.

On suit alors les étapes suivantes :

1. On définit une distribution d'anomalies de TPQG  $\delta q'(x, y, z)$ , de température potentielle au sol  $\delta\theta'(x, y, z = 0)$ , et de vent aux limites latérales du domaine

$\delta\vec{v}_g(x_{min,max}, y, z)$  et  $\delta\vec{v}_g(x, y_{min,max}, z)$ . (Le terme d'*anomalies* est utilisé car ces distributions viendront s'ajouter aux distributions de base).

2. On applique aux conditions aux limites une correction, nécessaire pour assurer la condition de compatibilité.
3. On inverse la distribution de TPQG pour obtenir  $\delta\Phi(x, y, z)$  d'où l'on déduit les anomalies tri-dimensionnelles  $\delta\vec{v}_g(x, y, z)$  et  $\delta\theta'(x, y, z)$ .

On doit remarquer que les champs ' $\delta$ ' issus de l'inversion sont en équilibre géostrophique. La dernière étape est donc une simple superposition aux champs de base. Les champs totaux sont ensuite interpolés sur la grille avec orographie, puis le solveur de pression de MesoNH est appliqué de façon à satisfaire la contrainte anélastique. Les champs obtenus sont alors utilisables pour l'initialisation ou le couplage d'une simulation.

### A.5.2 Contrainte de compatibilité

Une méthode pour assurer la condition de compatibilité (A.31) est d'appliquer une correction adéquate à  $\theta'$  au sommet du modèle. On peut de plus choisir cette correction uniformément répartie :

$$\theta'(x, y, z = h) = \theta'_{vrai}(x, y, z = h) + \theta'_{corr},$$

On obtient à partir de (A.31) la correction à appliquer au sommet du modèle :

$$\begin{aligned} \theta'_{corr} = & -\frac{1}{\mathcal{S}} \int_{z=h} \theta'_{vrai} dx dy + \frac{1}{g\mathcal{S}} \left[ \frac{N^2\theta_0}{\rho_0} \right]_{z=h} \left( \frac{1}{f_0} \int_{\mathcal{V}} \rho_0 q' dx dy dz \right. \\ & \left. + g \left( \frac{\rho_0}{N^2\theta_0} \right)_{z=0} \int_{z=0} \theta' dx dy - \frac{1}{f_0} \int_{lat} \rho_0 (\vec{k} \wedge \vec{v}_g) \cdot \vec{n} dS \right). \end{aligned} \quad (\text{A.32})$$

où  $\mathcal{V}$  est pris comme le domaine du modèle, et  $\mathcal{S} = \int dx dy$  est la surface horizontale du domaine.

### A.5.3 Résolution du problème elliptique

La définition de la distribution de TPQG et son inversion sont opérées sur une grille à niveaux horizontaux, de façon que les champs de l'état de référence,  $\rho_0$ ,  $\theta_0$ ,  $\Pi_0$ ,  $N$ , soient uniformes sur l'horizontale pour un indice de grille vertical  $k$  donné. Cette grille est celle prescrite par l'utilisateur avant la prise en compte de l'orographie.

Le solveur du problème elliptique (A.27) est directement dérivé du solveur de pression de MesoNH (Lafore *et al.* 1998) - du moins de la partie du solveur concernant la résolution du problème sans orographie. L'inversion de l'opérateur  $\mathcal{L}$  (A.26) est

calculée, pour sa partie horizontale, par transformée de Fourier discrète (FFT). Sa partie verticale conduit à une matrice tridiagonale que l'on inverse à l'aide d'un algorithme à double balayage.

### A.5.4 Exemple d'utilisation

L'exemple donné ici correspond à la génération des distributions de vent et de température potentielle utilisées pour les simulations JETW et JETE du chapitre 6 (fig.6.10).

Par rapport à l'expression A.23, on fait ici l'hypothèse supplémentaire du  $f$ -plan, d'où l'absence du terme  $\beta y$  dans l'expression du TPQG :

$$q = f_0 + \frac{1}{f_0} \left( \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} \right) \Phi + f_0 \frac{1}{\rho_0} \frac{\partial}{\partial z} \left( \frac{\rho_0}{N^2} \frac{\partial \Phi}{\partial z} \right).$$

La distribution bidimensionnelle de TPQG  $\delta q'(x, z)$  qui inversée pour obtenir l'écoulement de la figure 6.10 est représentée sur la figure A.1.

Les conditions aux limites prescrites ici sont les suivantes :

- sur les faces latérales du domaine :  $\delta \vec{v} = 0$ ,
- $\delta \theta'(x, z = 0)$  présente un gradient ouest-est de  $5 K$  pour  $1000 km$  dans un zone indiquée sur la figure A.1, et est uniforme ailleurs,
- $\delta \theta'(x, y, z = h)$  est corrigée d'une valeur uniformément répartie, de façon à assurer la condition nécessaire de compatibilité entre la distribution de TPQG et les conditions aux limites (éq.A.32).

La procédure d'inversion permet d'obtenir les champs  $\delta \theta'$  et  $\delta \vec{v}$  dans tout le domaine. Étant donnée l'invariance selon  $y$  des distributions  $\delta q'$  et  $\delta \theta'(z = 0)$  choisies ici, les champs issus de l'inversion ont la même symétrie, et le vent obtenu est méridien ( $\delta \vec{v} = \delta v(x, z) \vec{u}_y$ ).

Le champ de vent de la figure 6.10 est finalement obtenu par la superposition  $v(x, z) = v_0 + \delta v$ , où  $v_0$  est le vent de base, de sud uniforme à  $5 m/s$ . Il est fait de même pour la température potentielle.

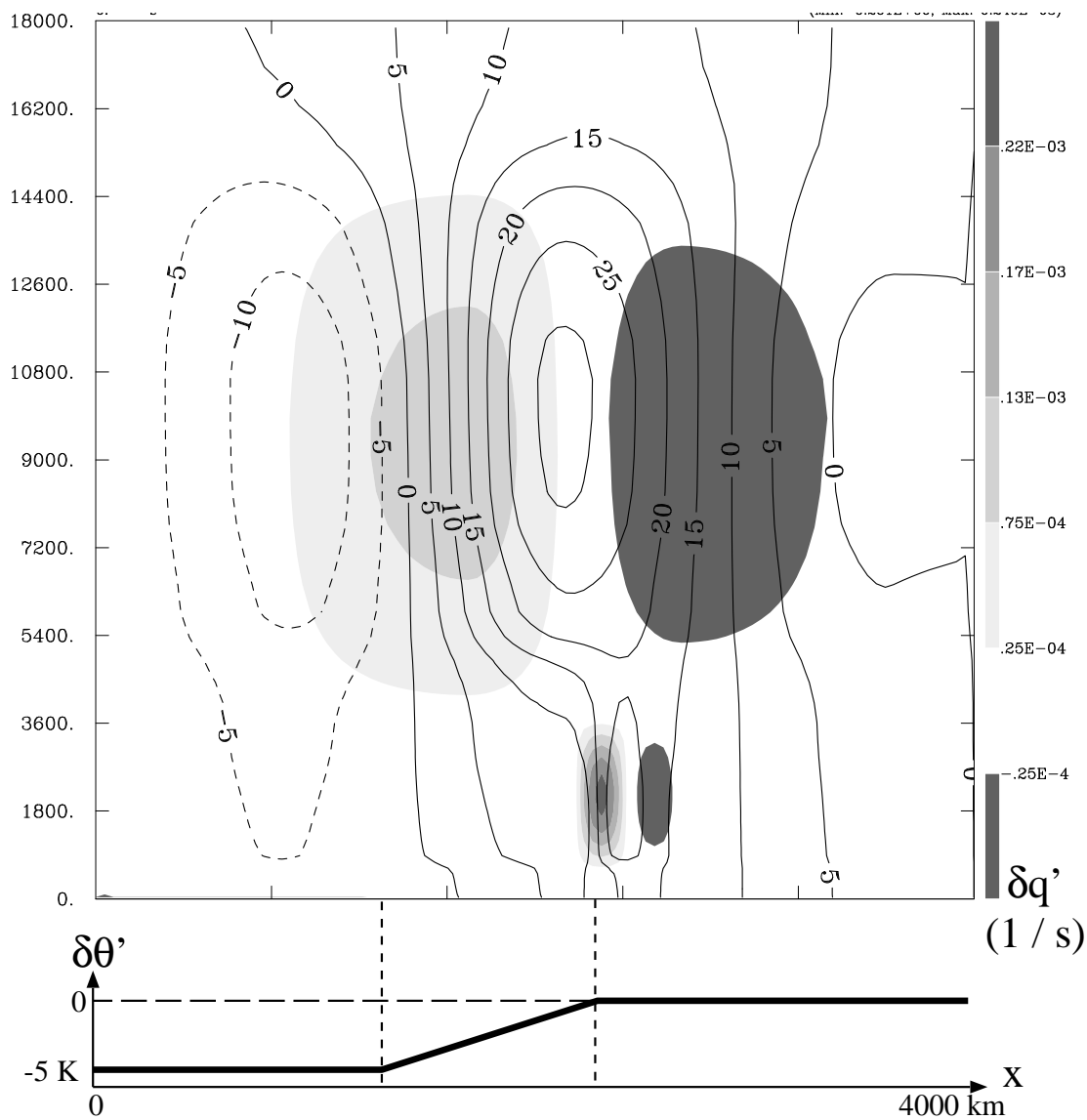


FIG. A.1: Distribution  $\delta q'$  de TPQG (échelle grisée, en  $\text{s}^{-1}$ ) qui inversée pour obtenir les champs de la figure 6.10. Le champ de vent (zonal)  $\delta v$  issu de l'inversion est représenté en isolignes (en  $\text{m/s}$ ). La courbe du bas indique l'anomalie  $\delta \theta'$  de température potentielle imposée comme condition à la limite inférieure.

## Index des symboles de l'annexe A

On travaille dans le repère local  $(O, x, y, z)$ , où  $O$  est un point origine fixe de la surface terrestre, et  $x, y$  et  $z$  sont respectivement les coordonnées cartésiennes dans les directions de l'est, du nord et de la verticale ascendante.

*O.d.G* signifie *ordre de grandeur*.

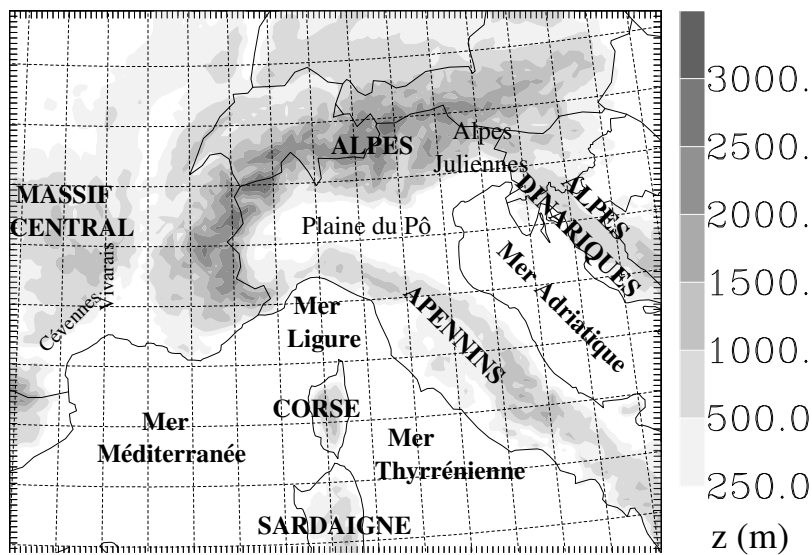
Symboles grecs	Dépendance/ Nature	Désignation
$\beta$	constante	taux de variation linéaire de $f(y)$
$\delta$	O.d.G	variation relative des grandeurs par rapport à l'état de référence
$\delta\theta'$	$(x, y, z, t)$	anomalie de $\theta'$
$\delta\Phi$	$(x, y, z, t)$	anomalie de $\Phi$
$\delta q'$	$(x, y, z, t)$	anomalie de $q'$
$\delta\vec{v}_g$	$(x, y, z, t)$	anomalie de $\vec{v}_g$
$\delta\mathcal{V}$	surf. fermée	frontière du domaine d'inversion
$\epsilon$	O.d.G	rapport vent agéo. / vent géo.
$\zeta$	$(x, y, z, t)$	tourbillon vertical relatif du vent géo.
$\theta$	$(x, y, z, t)$	température potentielle
$\theta_0$	$(z)$	température potentielle de l'état de référence
$\theta'$	$(x, y, z, t)$	écart de temp. pot. à l'état de référence
$\lambda$	$(y)$	latitude
$\Pi$	$(x, y, z, t)$	fonction d'Exner
$\Pi_0$	$(z)$	fonction d'Exner de l'état de référence
$\Pi'$	$(x, y, z, t)$	écart de la fct. d'Exner à l'état de référence
$\rho$	$(x, y, z, t)$	masse volumique
$\rho_0$	$(z)$	masse volumique de l'état de référence
$\Phi$	$(x, y, z, t)$	$f_0 \times$ fonction de courant géostrophique
$\Omega$	constante	vitesse de rotation propre de la Terre



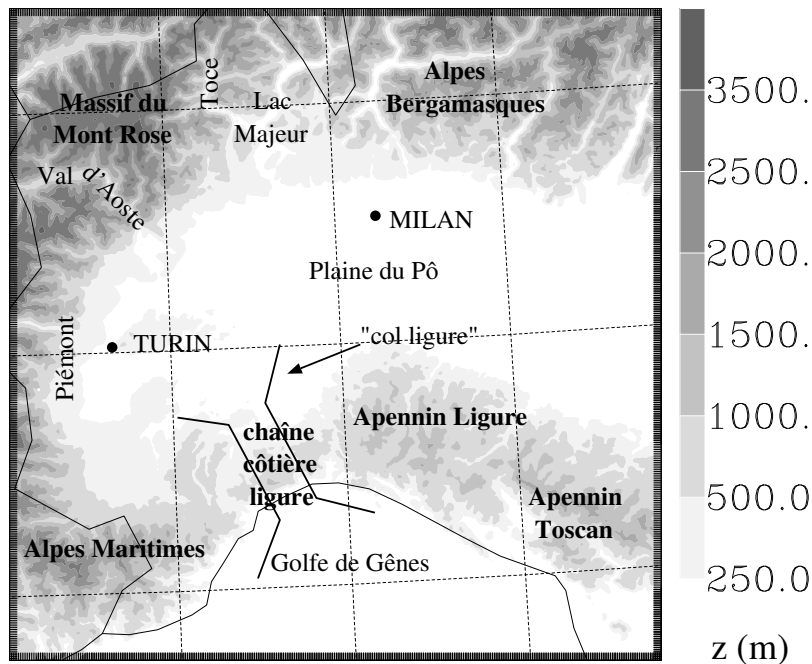
Symboles romains	Dépendance/ Nature	Désignation
$c_p$	constante	chaleur spécifique massique de l'air
$D/Dt$	opérateur	dérivation particulaire
$D_g/Dt$	opérateur	dérivation particulaire géostrophique
$\vec{E}$	$(x, y, z, t)$	vecteur analogue au champ électrostatique
$f$	$(y)$	paramètre de Coriolis
$f_0$	constante	paramètre de Coriolis au point origine
$g$	constante	intensité de la pesanteur
$h$	constante	altitude du sommet du modèle
$H$	O.d.G	échelle des variations verticales
$\vec{k}$	vect.const.	vecteur unitaire selon $z$
$L$	O.d.G	échelle des variations horizontales
$\mathcal{L}$	opérateur	$\Phi \xrightarrow{\mathcal{L}} q'$
$N$	$(z)$	pulsation de Brunt-Väisälä de l'état de réf.
$P$	$(x, y, z, t)$	pression
$P_{00}$	constante	pression de référence
$q$	$(x, y, z, t)$	tourb. pot. quasi-géo. absolu
$q'$	$(x, y, z, t)$	tourb. pot. quasi-géo. relatif
$Q$	$(x, y, z, t)$	tourb. pot. d'Ertel
$r$	constante	cte des gaz parfaits / masse "molaire" de l'air
$\mathcal{S}$	surface	surface horizontale du domaine du modèle
$T$	$(x, y, z, t)$	température absolue
$u, v, w$	$(x, y, z, t)$	composantes du champ de vent
$u_a, v_a, w_a$	$(x, y, z, t)$	comp. du champ de vent agéostrophique
$u_g, v_g, w_g$	$(x, y, z, t)$	comp. du champ de vent géostrophique
$\vec{v}$	$(x, y, z, t)$	champ de vent
$\vec{v}_a$	$(x, y, z, t)$	champ de vent agéostrophique
$\vec{v}_g$	$(x, y, z, t)$	champ de vent géostrophique
$\mathcal{V}$	volume	domaine d'inversion
$y_{max}$	constante	extension zonale du domaine d'étude

## Annexe B

# Atlas des Alpes et de leurs environs



(a)



(b)

FIG. B.1: Toponymie utilisée dans la thèse. La carte (a) montre le massif alpin dans son entier et les reliefs environnants. La carte (b) est un agrandissement centré sur le nord-ouest de l'Italie. L'appellation *col ligure* utilisée dans la thèse désigne le passage bas entre les Alpes Maritimes et l'Apennin Ligure. Un ensemble de reliefs plus modestes, désigné comme *chaîne côtière ligure*, occupe ce passage.

# Bibliographie

- [1] A. Arakawa and F. Mesinger. Numerical methods used in atmospheric models. *GARP Tech. Rep.*, 17, 1976.
- [2] R. A. Asselin. Frequency filter for time integrations. *Mon. Wea. Rev.*, 100:487–490, 1972.
- [3] J. T. Bacmeister. Nonlinearity in transient, two-dimensional flow over topography. *Ph.D. thesis, Princeton University*, page 187 pp., 1987.
- [4] P. G. Baines. Topographic effects in stratified flows. *Cambridge University Press*, 1995.
- [5] R.M. Banta. Atmospheric processes over complex terrain. Chapter 9: The role of mountain flows in making clouds. *Meteor. Monogr., W.Blumen (ed.), AMS*, 23(45):229–283, 1990.
- [6] P. Bechtold, J.S. Kain, E. Bazile, P. Mascart, and E. Richard. A mass flux convection scheme for regional and global models. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, 127:869–886, 2001.
- [7] T. Bergeron. On the low-level redistribution of atmospheric water caused by orography. *Actes de la conférence International Cloud Physics, Toronto*, 1968.
- [8] P. Binder and C. Schär (eds.). MAP Design Proposal. <http://www.map.ethz.ch/proposal.htm>, 1996.
- [9] C.H. Bishop and A.J. Thorpe. Potential vorticity and the electrostatics analogy: quasi-geostrophic theory. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, 120:713–731, 1994.
- [10] P. Bougeault, P. Binder, A. Buzzi, R. Dirks, R. Houze, J. Kuettner, R.B. Smith, R. Steinacker, and H. Volkert. The MAP Special Observing Period. *Bull. Am. Meteor. Soc.*, 82:433–462, 2001.
- [11] P. Bougeault, P. Binder, and J. Kuettner (eds.). MAP Science Plan. <http://www.map.ethz.ch/splan/spindex.htm>, 1998.
- [12] K.A. Browning. Organization of clouds and precipitation in extratropical cyclones. *Extratropical Cyclones. The Erik Palmén Memorial Volume. Newton et Holopainen, éditeurs. AMS, Boston.*, 1990.
- [13] A. Buzzi and L. Foschini. Mesoscale meteorological features associated with heavy precipitation in the southern Alpine region. *Meteor. Atmos. Phys.*, 72:131–146, 2000.

- [14] A. Buzzi, N. Tartaglione, and P. Malguzzi. Numerical simulations of the 1994 Piedmont flood: role of orography and moist processes. *Mon. Wea. Rev.*, 126:2369–2383, 1998.
- [15] G. Caniaux, J.-P. Lafore, and J.-L. Redelsperger. A numerical study of the stratiform region of a fast-moving squall-line. part II: relationship between mass, pressure and momentum fields. *J. Atmos. Sci.*, 52:331–352, 1995.
- [16] G. Caniaux, J.-L. Redelsperger, and J.-P. Lafore. A numerical study of the stratiform region of a fast-moving squall-line. part I: General description, and water and heat budgets. *J. Atmos. Sci.*, 51:2046–2074, 1994.
- [17] J.G. Charney and M.E. Stern. On the stability of internal baroclinic jets in a rotating atmosphere. *J. Atmos. Sci.*, 19:159–172, 1962.
- [18] M. Chong and co authors. Real-time wind synthesis from Doppler radar observations during the Mesoscale Alpine Programme. *Bull. Am. Meteor. Soc.*, 81(12):2953–2962, 2000.
- [19] C.-M. Chu and Y.-L. Lin. Effects of orography on the generation and propagation of mesoscale convective systems in a two-dimensional conditionally unstable flow. *J. Atmos. Sci.*, 57:3817–3837, 2000.
- [20] S. Cosma. Simulations numériques à haute résolution de systèmes précipitants intenses sur orographie complexe. *Thèse de doctorat de l'Université Toulouse III, France*, 2000.
- [21] P. Courtier, E. Andersson, W. Heckley, J. Pailleux, D. Visiljevic, M. Hamrud, A. Hollingsworth, F. Rabier, and M. Fisher. The ECMWF implementation of three-dimensional variational assimilation (3D-Var). I: Formulation. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, 124:1783–1807, 1998.
- [22] N. A. Crook and J.B. Klemp. Lifting by convergence lines. *J. Atmos. Sci.*, 57:873–890, 2000.
- [23] J. Cuxart, P. Bougeault, and J.-L. Redelsperger. A turbulence scheme allowing for mesoscale and large-eddy simulations. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, 126:1–30, 2000.
- [24] A.F. De Baas, H. Van Dop, and F.T.M. Nieuwstadt. An application of the Langevin equation for inhomogeneous conditions to dispersion in a convective boundary layer. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, 112:165–180, 1986.
- [25] C.A. Doswell, H.E. Brooks, and R.A. Maddox. Flash flood forecasting: an ingredient based methodology. *Weather and Forecasting*, 11:560–581, 1996.
- [26] D. R. Durran. Improving the anelastic approximation. *J. Atmos. Sci.*, 46:1453–1461, 1989.
- [27] D. R. Durran and J.B. Klemp. The effect of moisture on trapped mountain lee waves. *J. Atmos. Sci.*, 39:2490–2506, 1982.
- [28] D. R. Durran and J.B. Klemp. On the effect of moisture on the BV frequency. *J. Atmos. Sci.*, 39:2152–2158, 1982.

- [29] L. Ehrard. Le colloque de Rome sur la météorologie du bassin méditerranéen. *Notice d'informations techniques. Direction de la Météorologie Nationale, Paris (Météo-France)*, 1962.
- [30] K.A. Emanuel. Atmospheric convection. *Oxford University Press*, 1994.
- [31] H. Ertel. Ein neuer hydrodynamischer Wirbelsatz. *Met.Z.*, 59:271–281, 1942.
- [32] R. Fehlmann. Dynamics of seminal PV elements. *Thèse de l'ETH-Zürich*, 1997.
- [33] R. Fehlmann and C. Quadri. Predictability issues of heavy Alpine south-side precipitation. *Meteor. Atmos. Phys.*, 72:223–231, 2000.
- [34] R. Fehlmann, C. Quadri, and H.C. Davies. An Alpine rainstorm: sensitivity to the mesoscale upper-level structure. *Weather Forecasting*, 15:4–28, 2000.
- [35] R. Ferretti, S. Low-Nam, and R. Rotunno. Numerical simulations of the Piedmont flood of 4-6 November 1994. *Tellus*, 52A:162–180, 2000.
- [36] C. Frei and C. Schär. A precipitation climatology of the Alps from high-resolution rain-gauge observations. *Int. J. Climatol.*, 18:873–900, 1998.
- [37] T. Gal-Chen and R. Somerville. On the use of a coordinate transformation for the solution of the Navier-Stokes equations. *J. Comput. Phys.*, 17:209–228, 1975.
- [38] F. Gheusi, J. Stein, and O. Eiff. A numerical study of three-dimensional orographic gravity-wave breaking observed in a hydraulic tank. *J. Fluid Mech.*, 410:67–99, 2000.
- [39] R.L. Grossman and D.R. Durran. Interaction of low-level flow with the Wester Ghat mountains and offshore convection in the summer monsoon. *Mon. Wea. Rev.*, 112:652–672, 1984.
- [40] J.R. Gyakum, Y.-H. Kuo, Z. Guo, and Y.-R. Guo. A case of rapid continental mesoscale cyclogenesis. Part II: Model and observational diagnosis. *Mon. Wea. Rev.*, 123:998–1024, 1995.
- [41] P. Hérelil. Développement et tests d'un modèle non hydrostatique pour les écoulements atmosphériques de méso-échelle sur relief. *Thèse de doctorat de l'Université Toulouse III, France*, 1996.
- [42] B.J. Hoskins, M.E. McIntyre, and A.W. Robertson. On the use and significance of isentropic potential vorticity maps. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, 111:877–946, 1985.
- [43] R.A.Jr. Houze. Cloud dynamics. *International Geophysics Series, Academic Press*, 53, 1993.
- [44] V. Jacq. Inventaire des situations à précipitations diluviennes sur les régions Languedoc-Rousillon, PACA et Corse. Période 1958-1994. *Phénomènes remarquables no.3, Météo-France, SCEM*, 1994.
- [45] J.S. Kain and J. M. Fritsch. A one-dimensionnal entraining/detraining plume model and its application in convective parametrizations. *J. Atmos. Sci.*, 47:2784–2802, 1990.

- [46] J.K.H. Kerkmann. Case studies of severe convective storms in the friuli area. *MAP Newsletter no.4*, page <http://www.map.ethz.ch>, 1996.
- [47] E. Kessler. On the distribution and continuity of water substance in atmospheric circulation. *Meteor.Monogr.*, 46:165–170, 1969.
- [48] J.P. Lafore, J. Stein, N. Asencio, P. Bougeault, V. Ducrocq, J. Duron, C. Fischer, P. Hérel, P. Mascart, J.L. Redelsperger, E. Richard, and J. Vilà-Guerau de Arellano. The Meso-NH atmospheric simulation system. Part I : Adiabatic formulation and control simulations. *Annales Geophysicae*, 16:90–109, 1998.
- [49] F. B Lipps and R. S. Hemler. A scale analysis of deep moist convection and some related numerical calculations. *J. Atmos. Sci.*, 39:2192–2210, 1982.
- [50] R. R. Long. Some aspects of the flow of stratified fluids. Part I : A theoretical investigation. *Tellus*, 5:42–58, 1953.
- [51] A.C. Massacand, H. Wernli, and H.C. Davies. Heavy precipitation on the Alpine south-side: an upper-level precursor. *Geophys. Res. Lett.*, 25:1435–1438, 1998.
- [52] J.-J. Morcrette. Radiation and cloud radiative properties in the European Center for Medium range Weather Forcasts forecasting system. *J. Geoph. Res.*, 96:9121–9132, 1991.
- [53] J. Noilhan and S. Planton. A simple parametrization of land surface precessus for meteorological models. *Mon. Wea. Rev.*, 117:536–549, 1989.
- [54] H. Olafsson. Morphologie et traînée de quelques écoulements orographiques de complexité croissante. *Thèse de l'Université Paul Sabatier*, 1996.
- [55] H. Olafsson and P. Bougeault. Nonlinear flow past an elliptic mountain ridge. *J. Atmos. Sci.*, 53:2465–2489, 1996.
- [56] H. Olafsson and P. Bougeault. The effect of rotation and surface friction on orographic drag. *J. Atmos. Sci.*, 54:193–210, 1997.
- [57] M. Pardé. Averses et crues fantastiques deans le Roussilon en octobre 1940. *La Météorologie*, janvier-juin, 1941.
- [58] R. T. Pierrehumbert and B. Wyman. Upstream effects of mesoscale mountains. *J. Atmos. Sci.*, 42:977–1003, 1985.
- [59] J.-P. Pinty and P. Jabouille. A mixed-phase cloud parametrization for use in mesoscale non-hydrostatic model: simulations of a squall-line and of orographic precipitations. *AMS Conf. Cloud Phys., Everett, WA, USA*, pages 217–220, 1998.
- [60] D.J. Raymond and R. Rotunno. Response of a stably stratified flow to cooling. *J. Atmos. Sci.*, 46:2830–2837, 1989.
- [61] C.E. Rössler, T. Paccagnella, and St. Tibaldi. A three-dimensional atmospheric trajectory model: application to a case study of alpine lee cyclogenesis. *Meteor. Atmos. Phys.*, 50:211–229, 1992.
- [62] J.-C. Rivrain. Les épisodes orageux à précipitations extrêmes sur les régions méditerranéennes de la France. *Phénomènes remarquables no.4, SCEM, Météo-France*, 1997.

- [63] F. Sanders and B.J. Hoskins. An easy method for estimation of Q-vectors from weather maps. *Weather and Forecasting*, 5:346–353, 1990.
- [64] C. Schär and D.R. Durran. Vortex formation and vortex shedding in continuously stratified flows past isolated topography. *J. Atmos. Sci.*, 54:534–554, 1993.
- [65] C. Schär and H. Wernli. Structure and evolution of an isolated semi-geostrophic cyclone. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, 119:57–90, 1993.
- [66] M. Schneidereit and C. Schär. Idealised numerical experiment of Alpine flow regimes and south-side precipitation events. *Meteor. Atmos. Phys.*, 72(2-4):233–250, 2000.
- [67] S. Sényesi, P. Bougeault, J.L. Chéze, P. Cosentino, and R.M. Thepenier. The Vaison-la-Romaine flash-flood: mesoscale analysis and predictability issues. *Weather and Forecasting*, 11:417–442, 1996.
- [68] R. B. Smith. The influence of mountains on the atmosphere. *Adv. in Geophys.*, 21:87–230, 1979.
- [69] R. B. Smith. The influence of the Earth’s rotation on mountain wave drag. *J. Atmos. Sci.*, 36:177–180, 1979.
- [70] R. B. Smith. Mountain-induced stagnation points in hydrostatic flow. *Tellus*, 41A:270–274, 1989.
- [71] R. B. Smith. Kelvin-Helmholtz instability in severe downslope wind flow. *J. Atmos. Sci.*, 48(10):1319–1324, 1991.
- [72] R. B. Smith and Y.-L. Lin. The addition of heat to a stratified airstream with application to the dynamics of orographic rain. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, 108:353–378, 1982.
- [73] P. K. Smolarkiewicz, R.M. Rasmussen, and T.L. Clark. On the dynamics of Hawaiian cloud bands: island forcing. *J. Atmos. Sci.*, 45:1872–1905, 1988.
- [74] P.K. Smolarkiewicz and W.W. Grabowski. The Multidimensional Positive Definite Advection Transport Algorithm: non-oscillatory option. *J. Comput. Phys.*, 86:355–375, 1990.
- [75] J. Stein, E. Richard, J.P. Lafore, J.P. Pinty, N. Asencio, and S. Cosma. High-resolution non-hydrostatic simulations of flash-flood episodes with grid-nesting and ice-phase parametrization. *Meteor. Atmos. Phys.*, 72(2-4):203–221, 2000.
- [76] E.M. Stone, W.J. Randel, and J.L. Stanford. Transport of passive tracers in baroclinic wave life cycle. *J. Atmos. Sci.*, 56:1364–1381, 1999.
- [77] P. Tabary and G. Scialom. Dynamic and thermodynamic structure of an orographic squall-line observed by means of Doppler radars during the map experiment. *AMS - Ninth Conference on Mountain Meteorology, Aspen, Colorado*, pages 149–150, 2000.
- [78] J.N. Thépaut and Coauthors. The operational global data assimilation system at Météo-France. *HIRLAM 4 Workshop on variational analysis in limited area models, Toulouse, France, HIRLAM 4 Project*, pages 25–31, 1998.



- [79] J.L. Walmsley and J. Mailhot. On the numerical accuracy of trajectory models for long-range transport of atmospheric pollutants. *Atmosphere - Ocean*, 21(1):14–39, 1983.
- [80] H. Wernli and H.C. Davies. A lagrangian-based analysis of extratropical cyclones. I: The method and some applications. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, 123:467–489, 1997.
- [81] R.B. Wilhelmson. On the thermodynamic equation for deep convection. *Mon. Wea. Rev.*, 105:545–549, 1977.
- [82] J.W. Wilson and W.E. Schreiber. Initiation of convective storms at radar-observed boundary-layer convergence lines. *Mon. Wea. Rev.*, 114:2516–2536, 1986.
- [83] S.T. Zalesak. Fully multidimensional flux-corrected transport algorithms for fluids. *J. Comput. Phys.*, 31:335–362, 1979.