



HAL
open science

Transport et mélange en terrain complexe, application à la dynamique atmosphérique dans les vallées encaissées

Charles Chemel

► **To cite this version:**

Charles Chemel. Transport et mélange en terrain complexe, application à la dynamique atmosphérique dans les vallées encaissées. Océan, Atmosphère. Université Joseph-Fourier - Grenoble I, 2005. Français. NNT: . tel-00011306

HAL Id: tel-00011306

<https://theses.hal.science/tel-00011306>

Submitted on 5 Jan 2006

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.

THÈSE

présentée par

Charles CHEMEL

pour obtenir le titre de

Docteur

de l'Université Joseph Fourier - Grenoble I

(Arrêté ministériel du 25 avril 2002 relatif aux études doctorales)

Spécialité : **Mécanique des Fluides et Transferts**

*Transport et mélange en terrain complexe,
application à la dynamique atmosphérique
dans les vallées encaissées*

Date de soutenance : 23 novembre 2005

Composition du jury :

Philippe DROBINSKI	[Rapporteur]	CR CNRS, HDR, IPSL, SA
Hans RICHNER	[Rapporteur]	Prof., ETH Zürich (Suisse)
Jean-Pierre CHOLLET	[Examineur]	Prof., Univ. Joseph Fourier
Koen DE RIDDER	[Examineur]	Chercheur, VITO (Belgique)
Philippe FRAUNIÉ	[Président]	Prof., Univ. du Sud Toulon-Var
Chantal STAQUET	[Examineur]	Prof., Univ. Joseph Fourier

Thèse encadrée par Jean-Pierre CHOLLET, Prof., UJF - Grenoble I

Thèse préparée au sein du

Laboratoire des Écoulements Géophysiques et Industriels (UMR 5519)

THÈSE

présentée par

Charles CHEMEL

pour obtenir le titre de

Docteur

de l'Université Joseph Fourier - Grenoble I

(Arrêté ministériel du 25 avril 2002 relatif aux études doctorales)

Spécialité : **Mécanique des Fluides et Transferts**

*Transport et mélange en terrain complexe,
application à la dynamique atmosphérique
dans les vallées encaissées*

Date de soutenance : 23 novembre 2005

Composition du jury :

Philippe DROBINSKI	[Rapporteur]	CR CNRS, HDR, IPSL, SA
Hans RICHNER	[Rapporteur]	Prof., ETH Zürich (Suisse)
Jean-Pierre CHOLLET	[Examineur]	Prof., Univ. Joseph Fourier
Koen DE RIDDER	[Examineur]	Chercheur, VITO (Belgique)
Philippe FRAUNIÉ	[Président]	Prof., Univ. du Sud Toulon-Var
Chantal STAQUET	[Examineur]	Prof., Univ. Joseph Fourier

Thèse encadrée par Jean-Pierre CHOLLET, Prof., UJF - Grenoble I

Thèse préparée au sein du

Laboratoire des Écoulements Géophysiques et Industriels (UMR 5519)

Transport et mélange en terrain complexe ~ application à la dynamique atmosphérique dans les vallées encaissées

Charles Chemel

Thèse de doctorat de l'Université Joseph Fourier - Grenoble I

Préparée au sein du :

*Laboratoire des Ecoulements Géophysiques et Industriels
Ecole Nationale Supérieure d'Hydraulique et de Mécanique de Grenoble
1025 rue de la piscine – Domaine Universitaire
38 402 Saint Martin D'Hères Cedex*

Reproduite par :

*Service Visualisation/Reprographie de l'ENSHMG
Ecole Nationale Supérieure d'Hydraulique et de Mécanique de Grenoble
1025 rue de la piscine – Domaine Universitaire
38 402 Saint Martin D'Hères Cedex*

© Charles Chemel, 2005

Toute représentation ou reproduction, intégrale ou partielle, faite sans le consentement de l'auteur, de ses ayants droit, ou ayant cause, est illicite (loi du 11 mars 1957, alinéa 1^{er} de l'article 40). Cette représentation ou reproduction, par quelque procédé que ce soit, constituerait une contrefaçon sanctionnée par les articles 425 et suivants du Code pénal. La loi du 11 mars 1957 autorise uniquement, aux termes des alinéas 2 et 3 de l'article 41, les copies ou reproductions strictement réservées à l'usage privé du copiste et non destinées à une utilisation collective d'une part et, d'autre part, les analyses et les courtes citations dans un but d'exemple et d'illustration.

A Léonie et Louis.

Résumé / Abstract

Transport et mélange en terrain complexe ~ Application à la dynamique atmosphérique dans les vallées encaissées

Le relief des vallées modifie la structure et l'évolution de la couche limite atmosphérique (CLA) par comparaison avec le sol plat et ainsi affecte le transport et le mélange de polluants. L'objet de cette étude est alors de comprendre, au moyen de l'observation et de la simulation numérique, l'évolution de la structure de l'atmosphère (en particulier la CLA) dans les vallées. A cette fin, des données issues du programme POVA, relatif à la qualité de l'air dans les vallées alpines, sont analysées. Un modèle de type simulation des grandes échelles est également adapté (et évalué au moyen des données expérimentales). Les processus d'échanges verticaux couplant la CLA convective à l'atmosphère libre (AL) sont ensuite détaillés sur sol plat. Les résultats de cette étude permettent de caractériser et de quantifier les spécificités des écoulements en vallée et les mécanismes d'entraînement à l'interface entre la CLA et l'AL sur sol plat.

Mots clés :

Campagnes de terrain, Couche limite atmosphérique, Ecoulements en vallée, Mélange, Qualité de l'air, Simulations numériques, Terrain complexe, Transport, Variabilité saisonnière.

Transport and mixing in complex terrain ~ Application to atmospheric dynamics in deep and narrow valleys

Mountainous terrain modify the atmospheric boundary layer (ABL) structure and its evolution in comparison to flat terrain and consequently affect the transport and mixing of pollutants. The present study attempts to understand the atmosphere structure evolution (particularly the ABL) using observations and numerical simulations. To proceed, data sets from the POVA program, devoted to air quality in alpine valleys, are analyzed. A large-eddy simulation model is also adapted (and evaluated using the experimental data). Vertical exchange processes coupling the ABL with the free atmosphere aloft are then detailed over flat terrain. Results of this study enable us to characterize and quantify the specific features of valley flows and the entrainment mechanisms at the top of the ABL over flat terrain.

Keywords:

Air quality, Atmospheric boundary layer, Complex terrain, Numerical simulations, Field campaigns, Mixing, Seasonal variability, Transport, Valley flows.

Remerciements

Mes premiers mots de remerciements iront à Jean-Pierre Chollet qui a encadré mon travail avec à propos et m'a laissé un grand espace de liberté pour conduire mes recherches. Un énorme merci pour sa rigueur, sa disponibilité, sa patience et nos discussions scientifiques dans tous les domaines.

Mes remerciements s'adressent également l'ensemble des membres de « mon » jury : Philippe Drobinski et Hans Richner pour avoir accepté d'être rapporteurs de mon travail de thèse, pour l'attention particulière qu'ils ont portée à ce travail et leurs remarques constructives, Jean-Pierre Chollet, Koen De Ridder, Philippe Fraunié et Chantal Staquet pour leurs commentaires avisés.

Je remercie aussi les enseignants chercheurs avec qui j'ai participé aux activités d'enseignement. J'ai énormément appris en tant que vacataire. Merci pour votre confiance.

Je n'oublierai pas mes amis doctorants ou devenus docteurs. Je pense notamment à Aurélie, Eric, Guillaume et Marie-Aurélie, par ordre alphabétique. Merci pour ces moments partagés, des campagnes de mesures aux soirées passées ensemble. Plus généralement, merci à tous ceux qui ont su éviter une connexion trop prolongée de mes neurones.

Je pense aussi très fort à Léonie, Louis et Laure. Sans votre présence et votre soutien continu, rien n'aurait été possible. Merci Laure pour ta compréhension. Mille merci les enfants pour vos rires et vos intrusions dans mon bureau.

Enfin, un grand merci à toute ma famille, et surtout mes parents. A l'occasion de la rédaction de ce manuscrit de thèse, je n'ai eu cesse de penser à la dernière strophe de la poésie *Les écoliers* de Maurice Fombeure :

*Puis les voilà tous à s'asseoir.
Dans l'école crépie de lune
On les enferme jusqu'au soir,
Jusqu'à ce qu'il leur pousse plume
Pour s'envoler. Après, bonsoir !*

La partie numérique de ces travaux n'aurait pu être menée à bien sans les moyens de calculs importants mis à disposition par l'Institut du Développement et des Ressources en Informatique Scientifique (IDRIS) et le Centre Informatique National de l'Enseignement Supérieur (CINES).

Table des matières

I	Introduction générale	17
I.1	Contexte et motivations	17
I.2	Interactions entre échelles	18
I.3	Objectifs et articulation	20
II	Spécificités de la dynamique atmosphérique en vallée	21
	<i>Introduction</i>	21
II.1	Quelques généralités sur la couche limite atmosphérique	21
II.2	La dynamique atmosphérique en vallée	23
II.2.1	Le système de vents de vallée	26
II.2.2	Les inversions thermiques	28
II.3	Méthodes d'étude de la couche limite atmosphérique	29
II.3.1	Approche expérimentale	29
II.3.2	Sondage de l'atmosphère par un radar UHF profileur de vent	31
	<i>Conclusions</i>	34
III	Modélisation de la dynamique atmosphérique en vallée	35
	<i>Introduction</i>	35
III.1	Effets du terrain sur la dynamique atmosphérique	35
III.2	Modèles à méso échelle ou modèles LES	36
III.3	Caractéristiques principales de ARPS	39
III.3.1	Spécificités numériques	39
III.3.2	Formulation du modèle de sol	41
	<i>Conclusions</i>	42
IV	Observations de la couche limite atmosphérique en vallée	43
	<i>Introduction</i>	43
IV.1	Introduction	44
IV.2	Determination of the mixing depth	45
IV.2.1	Previous work	45
IV.2.2	Approach	46
IV.3	Observational site	47
IV.4	Experiment and method	49
IV.4.1	Equipment and collection of data	49
IV.4.2	Mixing depth evaluation	50
IV.5	Experimental results	51
IV.5.1	Chamonix valley – July 8, 2003	51
IV.5.2	Maurienne valley – June 29, 2003	60
IV.6	Discussion and conclusions	62

References	65
<i>Conclusions</i>	67
V Simulations de la dynamique atmosphérique en vallée	69
<i>Introduction</i>	69
V.1 Introduction	70
V.1.1 Previous programs	70
V.1.2 The POVA program	72
V.2 Model description and setup	73
V.2.1 Physiographic data and grid setup	73
V.2.2 Numerical parameters and physical processes	75
V.3 Description of the field campaigns and selected results	75
V.3.1 Field data	75
V.3.2 Selected results	76
V.4 Flow evolution within both valleys	85
V.4.1 Summer season	88
V.4.2 Winter season	89
V.5 Discussion and conclusions	104
References	105
<i>Conclusions</i>	110
VI Entraînement au sommet de la couche limite atmosphérique convective sur sol plat	111
<i>Introduction</i>	111
VI.1 Introduction	112
VI.1.1 Rationale	112
VI.1.2 Entrainment across a density interface	113
VI.1.3 Objectives of this study	114
VI.2 Model description and setup	114
VI.2.1 The LES model	114
VI.2.2 Model setup and physical processes	115
VI.2.3 The Lagrangian stochastic model	116
VI.3 Mixed layer characteristics	117
VI.3.1 Boundary-layer structures	117
VI.3.2 Mixed layer statistics	123
VI.4 Entrainment rate formulation	125
VI.4.1 The Ri_B^{-1} power law	125
VI.4.2 Particle dispersion approach	128
VI.5 Concluding remarks	132
References	132
<i>Conclusions</i>	135
VII Conclusions générales	137
VII.1 Résumé des contributions	137
VII.2 Perspectives et recommandations	139

A	Notions de stabilité statique	141
	<i>Introduction</i>	141
	A.1 Critère de stabilité statique en air sec	141
	A.2 Critère de stabilité statique en air humide	143
	<i>Conclusions</i>	143
B	Expérience de Wangara	145
	<i>Introduction</i>	145
	B.1 Distribution verticale	145
	B.2 Bilan d'énergie au sol	145
	<i>Conclusions</i>	147
C	Spectre d'énergie $E_{\perp}(k_{\perp}, z, t)$	149
	<i>Introduction</i>	149
	C.1 FFT suivant la direction x	149
	C.2 FFT suivant la direction y	150
	C.3 Calcul de la densité d'énergie cinétique E_{\perp}	152
	<i>Conclusions</i>	152
D	A propos de la loi d'entraînement au sommet de la couche limite atmosphérique convective	153
	<i>Introduction</i>	153
	D.1 Introduction	154
	D.2 Energetic considerations	155
	D.3 Validation of the entrainment law	157
	D.4 Conclusions	159
	References	159
	<i>Conclusions</i>	160
	Liste des tableaux	163
	Liste des figures	165
	Liste des notations	171
	Liste des références	173
	Liste des publications	187
	Index terminologique	189

DOUTER de tout ou tout croire, ce sont deux solutions également commodes, qui l'une et l'autre nous dispensent de réfléchir.

H. Poincaré, *La Science et l'hypothèse*, 1903.



Introduction générale

I.1 Contexte et motivations

Il convient tout d'abord de situer ce travail de thèse dans son contexte. Le travail réalisé au cours de ces trois années de thèse s'inscrit dans la continuité des travaux de recherche menés depuis quelques années à l'échelon grenoblois pour étudier les particularités de la dynamique atmosphérique dans les vallées avec une application à la qualité de l'air (e.g. [Guilbaud, 1996](#); [Machado Da Silva, 1998](#); [Kerbiriou, 2004](#); [Brulfert, 2004](#)). En effet, la qualité de l'air est un enjeu de santé publique non seulement dans les grandes agglomérations mais aussi dans les régions montagneuses où la population et les activités se concentrent dans le fond des vallées. Les polluants évoluent sous l'effet combiné de la dynamique atmosphérique et des réactions chimiques pour lesquelles la radiation solaire joue un rôle important. Les reliefs marqués des vallées alpines induisent des régimes d'écoulement atmosphérique particuliers qui ont des conséquences directes sur le transport et le mélange des polluants.

La communauté scientifique internationale s'est mobilisée depuis de nombreuses années dans le but de mieux comprendre les mécanismes complexes associés à la dynamique et la chimie de l'atmosphère dans les vallées afin d'envisager des mesures de contrôle. On pourra se reporter au § [V.1](#) pour les références bibliographiques. La présente étude se rattache au programme POVA (Pollution des Vallées Alpines) dédié aux spécificités dynamiques et chimiques relatives aux vallées. Ce programme a été lancé en 2000 à la suite du changement brutal du trafic routier dans les vallées de Chamonix et de la Maurienne engendré par l'accident du 24 mars 1999 survenu dans le tunnel du Mont-Blanc. Les objectifs principaux du programme POVA sont de caractériser les sources de pollution, d'étudier les relations entre la dynamique atmosphérique et les épisodes de pollution dans ces deux vallées, et de produire un outil d'analyse de scénarios de pollution.

Dans le cadre du programme POVA, des campagnes de mesure ont été réalisées et un outil de modélisation numérique permettant de simuler la dynamique et la chimie de l'atmosphère a été développé en prenant en compte les spécificités de ces sites. L'exploitation des résultats expérimentaux relatifs à la dynamique atmosphérique a permis

de caractériser les processus impliqués à l'échelle de la vallée. La modélisation numérique s'est appuyée, pour sa validation, sur les résultats des campagnes de mesure. L'outil de modélisation associe des codes de calcul pour la dynamique atmosphérique et la chimie troposphérique. Les modèles déterministes utilisés sont construits, tant pour la dynamique que pour la chimie, sur un corpus de sous-modèles validés individuellement et qui assurent la cohérence de la simulation globale. Le volet « dynamique atmosphérique » du programme POVA constitue le cœur de ce travail de thèse.

Le cadre appliqué du programme POVA m'a conduit naturellement à vouloir détailler les processus d'échanges verticaux couplant la couche limite atmosphérique* (CLA) à l'atmosphère libre qui conditionnent la qualité de l'air. Ces processus, mal connus, sont étudiés sur un sol plat dans la dernière partie de ce travail. Une simulation de référence à haute résolution (256^3 points de grille) a été construite de manière à expliciter la turbulence en limitant la partie paramétrisée par le modèle sous-maille. Les mécanismes d'entraînement au sommet de la CLA convective sont détaillés de manière à proposer une paramétrisation des échanges verticaux.

I.2 Interactions entre échelles

Il convient à présent de discuter et préciser les échelles temporelles pertinentes des phénomènes qui sont étudiés dans la suite du manuscrit. Afin de nourrir la discussion, le Tableau I.1, extrait et adapté de [Thunis et Bornstein \(1996\)](#) est proposé comme support. La gamme d'échelles couverte par les différents chapitres de la thèse est très large : des campagnes de mesures aux § IV et § V à l'étude de la turbulence au § VI. Il est possible d'avoir une bonne appréciation des échelles caractéristiques des phénomènes étudiés en considérant les fréquences fondamentales des écoulements atmosphériques, essentiellement :

- la fréquence de Brunt-Väisälä, N , associée aux oscillations verticales dans une atmosphère stratifiée (de l'ordre de 10^{-2} s^{-1}),
- la fréquence inertielle, F , associée au mouvement de rotation de la Terre et à la force de Coriolis (de l'ordre de 10^{-4} s^{-1}),
- la fréquence planétaire, P , associée à l'effet β , variation de la force de Coriolis selon la latitude (de l'ordre de 10^{-6} s^{-1}).

Ces trois fréquences sont respectivement associées à des périodes de l'ordre de la minute, de quelques heures et de la semaine. On peut alors définir les échelles atmosphériques selon la fréquence f , qui correspond à l'inverse d'un temps de réponse de l'écoulement à un forçage :

- petite échelle : $f > N$,
- méso : $F < f < N$,
- synoptique : $P < f < F$
- planétaire : $f < P$.

En réalité les échelles se superposent et les interactions entre échelles globales et locales conduisent aux phénomènes ondulatoires observés dans l'atmosphère. Il y a cependant des échelles de temps dominantes dans l'atmosphère : l'échelle de la journée, associée au cycle diurne du rayonnement solaire, et l'échelle de l'année, associée au cycle annuel dû au changement de l'axe de rotation de la Terre par rapport au

*A ce stade du manuscrit, on se reportera à [Monin \(1970\)](#) pour une définition précise de la couche limite atmosphérique.

Echelle spatiale ℓ	Echelle temporelle	Stull (1988)	Pielke (1984)	Orlanski (1975)	Thunis and Bornstein (1996)	Phénomènes atmosphériques
10000 km	1 mois	Macro	Synoptique	Macro- α	Macro- α	Circulation générale, ondes longues
				Macro- β	Macro- β	Cyclones synoptiques
2000 km	1 semaine	Macro	Synoptique	Méso- α	Macro- γ	Fronts, ouragans
200 km	1 jour			Méso- β	Méso- β	Jets de basse couche, lignes de grains, brises de mer, vents locaux, effets urbains
20 km	1 heure	MésO	MésO	Méso- γ	Méso- γ	Orages, turbulence en air clair
2 km				Micro- α	Méso- δ	Nuages, tornades, écoulements catabatiques
200 m	30 min	Micro	Micro	Micro- β	Micro- β	Panaches, sillages, trombes d'eau, tourbillons
20 m	1 min	Micro- δ	Micro- δ		Micro- γ	
2 m	1 s			Micro- γ	Micro- δ	Turbulence, ondes sonores

Tableau I.1 : « Définition » des échelles atmosphériques. ℓ est l'échelle de longueur horizontale. Tableau extrait et adapté de [Thunis et Bornstein \(1996\)](#)

Soleil. Ces échelles de temps sont principalement des échelles de forçage extérieur à l'atmosphère. Il existe également des échelles de quelques jours à un mois caractérisant les cyclones d'échelle synoptique jusqu'aux ondes d'échelle planétaire. Il n'y a pas réellement de forçage extérieur qui domine sur une période de quelques jours. Cette gamme d'échelles doit être reliée à des instabilités internes à l'atmosphère. Les échelles de l'ordre de la minute sont quant à elles associées aux mouvements turbulents, rencontrés par exemple dans les orages convectifs et la CLA. Dans la présente étude, de nombreux phénomènes atmosphériques ont lieu à l'échelle méso, bien qu'ils tendent à être intermittents en temps et en espace. L'échelle méso joue un rôle important dans le transfert d'énergie des grandes échelles vers les petites échelles. Les échelles qui sont plus particulièrement pertinentes pour l'étude de la pollution atmosphérique dans le cadre de ce travail de thèse sont essentiellement les échelles méso, en particulier les plus petites d'entre elles, que l'on peut qualifier de subméso. Pour l'étude du mélange et de l'entraînement de la CLA convective, les échelles pertinentes seront plutôt les échelles micro. Il faut noter que pour les phénomènes turbulents, il est en général impossible de mettre en évidence une échelle de temps (ou de longueur) qui joue, dans le système étudié, un rôle privilégié. C'est le phénomène d'« invariance d'échelle ». Les échelles de temps (et de longueur) sont alors fixées par l'échelle (ou les échelles) de forçage de l'écoulement.

Cette large gamme d'échelles étant continue, elle impose une représentation correcte de l'ensemble des échelles pour prétendre obtenir des simulations numériques réalistes. Les phénomènes observés dans les vallées alpines sont comparables à ceux

traités dans des vallées idéalisées (Kerbirou, 2004) mais à la variabilité temporelle pilotée par le cycle nyctéméral (on a vu que la situation était en réalité plus contrastée) vient se superposer une variabilité spatiale induite par la complexité du relief réel et la prescription de conditions météorologiques réalistes. Ceci nous conduit donc naturellement à discuter les échelles spatiales.

Les systèmes atmosphériques à l'échelle régionale (mésos) peuvent être divisés en deux catégories : (i) ceux forcés principalement par les inhomogénéités de la surface du sol (systèmes induits par le terrain et/ou sa physiographie) et (ii) ceux forcés principalement par les instabilités produites par des perturbations à plus grande échelle (systèmes induits par la situation synoptique). La première catégorie comprend des phénomènes comme les brises de mer, les brises de terre, les vents de vallée, les circulations en milieu urbain et les écoulements forcés sur un terrain rugueux. La deuxième catégorie inclut les lignes de grains (*squall lines*), les ouragans et les paquets de nuages. Dans la présente étude, on s'intéresse au premier groupe. Les sources de ces circulations à méso échelle sont géographiquement fixes avec des échelles de temps de l'ordre de quelques heures. Bien que ces systèmes ne se déplacent généralement pas loin de leur point d'origine, ils requièrent une représentation spatiale et temporelle détaillée des conditions extérieures.

I.3 Objectifs et articulation

Il s'agit maintenant de faire une synthèse et de figer momentanément le contexte de l'étude pour rationaliser le contenu du manuscrit. L'objet de cette étude est notamment de comprendre au moyen de l'observation et de la simulation numérique, l'évolution de la structure de l'atmosphère (en particulier la CLA) dans les vallées. Le § II rappelle quelques généralités sur la CLA. Il reprend l'état de l'art en tenant compte des spécificités des écoulements atmosphériques dans les vallées : le système de vents de vallée et le phénomène d'inversion thermique. Finalement, il expose les principaux moyens d'étude de la CLA en détaillant l'utilisation d'un radar UHF profileur de vent. Le § III présente les outils numériques utilisables pour étudier la dynamique atmosphérique à méso échelle ; en particulier, il discute l'ambiguïté sur l'utilisation du terme « simulation des grandes échelles ». Le modèle ARPS (*Advanced Regional Prediction System*) utilisé dans le cadre de cette étude est présenté et le modèle de sol détaillé. Dans le § IV, sont présentées et analysées des observations de la CLA effectuées dans le cadre du programme POVA, au cours des campagnes de mesures de l'été 2003. Le système de vents de vallée et l'évolution diurne de la hauteur de la CLA sont analysés en insistant sur la transition entre les régimes nocturne et diurne. Le § V expose la validation, au moyen d'observations disponibles, des simulations numériques correspondant aux campagnes de mesure POVA réalisées en 2003, et étudie la variabilité saisonnière des caractéristiques des écoulements atmosphériques. Les performances de l'outil de modélisation sont discutées et l'évolution de la structure de l'écoulement est analysée. Le § VI, plus théorique, analyse les processus d'entraînement au sommet de la CLA convective sur un sol plat. La paramétrisation du taux d'entraînement à l'interface entre la CLA et l'atmosphère libre est examinée en utilisant deux approches pour déterminer la vitesse d'entraînement. Pour finir, des conclusions générales sont dressées et les perspectives à donner à la suite de ce travail proposées.

II

Spécificités de la dynamique atmosphérique en vallée

~ Introduction ~

Dans ce chapitre, les prérequis, en termes de phénomènes physiques, nécessaires à la compréhension de la suite de ce travail sont présentés. Tout d'abord, quelques généralités sur la couche limite atmosphérique (CLA) sont données. Ensuite, les spécificités de la dynamique atmosphérique en vallée sont décrites : le système de vents de vallée et le phénomène d'inversion thermique. De manière à caractériser les spécificités intrinsèques des écoulements en vallée, la présentation sera faite dans le cas où l'écoulement synoptique influence peu la dynamique et la structure thermique de la CLA dans les vallées. Celles-ci sont alors pilotées par le cycle diurne. Pour terminer, les méthodes d'investigations possibles de la CLA sont exposées, en détaillant l'utilisation d'un radar UHF profileur de vent.

II.1 Quelques généralités sur la couche limite atmosphérique

La CLA est la partie de l'atmosphère qui est directement soumise aux effets de la surface du sol. Le temps de réponse à un forçage (par exemple le chauffage du sol ou encore le frottement au sol) y est de l'ordre de quelques dizaines de minutes (cf. § VI.3.2). La CLA est un milieu particulièrement complexe en raison des multiples effets de surface : relief, caractéristiques physiques et physiographiques, rotation terrestre, forte turbulence. La turbulence joue notamment un rôle essentiel dans les

échanges verticaux, voire vital puisqu'elle permet les échanges de chaleur (ce qui refroidit le sol) et le mélange de polluants. Cette influence permanente de la turbulence constitue une spécificité de la CLA, l'atmosphère libre (AL) n'étant turbulente que de manière intermittente en temps et en espace. Les effets de couche limite induisent la forte turbulence de la CLA. On distingue généralement deux effets distincts : (i) la couche limite dynamique liée au frottement sur le sol, qui se traduit par une condition d'adhérence et un cisaillement vertical de vitesse et (ii) la couche limite thermique liée au cycle diurne de la température du sol, qui se traduit par des flux de chaleur et d'humidité. Les mécanismes de la convection forcée et de la convection libre co-existant avec des ordres de grandeurs comparables dans l'atmosphère, nous sommes là dans le véritable cas général de la convection (parfois qualifiée de manière explicite de « convection mixte »).

En l'absence de cisaillement vertical de vent, l'état de la CLA est déterminé classiquement par référence à la stratification thermique de l'atmosphère. On définit alors des critères de stabilité statique de l'atmosphère, caractérisée par le gradient vertical de température potentielle virtuelle, notée θ_v . De manière à ce que le manuscrit soit autosuffisant, les notions essentielles de stabilité statique sont rappelées dans l'annexe A. En présence de cisaillement vertical de vent, on parle de stabilité dynamique, résultant de la compétition entre la force de flottabilité et le cisaillement vertical de vent. Il est alors approprié d'utiliser le nombre de Richardson de gradient, Ri_g , pour caractériser l'état de la CLA. Il est construit comme le rapport entre la force de flottabilité et le cisaillement vertical de vent :

$$Ri_g = \left(\frac{g}{\tilde{\theta}_v} \frac{\partial \tilde{\theta}_v}{\partial z} \right) / \left[\left(\frac{\partial \tilde{u}}{\partial z} \right)^2 + \left(\frac{\partial \tilde{v}}{\partial z} \right)^2 \right] \quad (\text{II.1})$$

où g est l'accélération de la pesanteur, z la coordonnée suivant la direction verticale, u et v les composantes de la vitesse suivant les axes de coordonnées x et y , respectivement. Le tilde $\tilde{}$ désigne un opérateur de moyenne dans le plan horizontal (x, y) .

Une discussion similaire à celle de l'annexe A sur le signe du gradient de température potentielle peut être faite sur le signe de Ri_g . Ainsi :

- si Ri_g est négatif et tend vers $-\infty$, alors le milieu est instable et on s'approche des conditions de convection libre ;
- si Ri_g est positif, alors la turbulence va cesser d'exister si le terme de flottabilité est suffisamment négatif ($\partial \tilde{\theta}_v / \partial z$ suffisamment positif). Quand Ri_g atteint une valeur critique positive, la transition du régime turbulent au régime laminaire se produit. Dans la CLA, cette valeur critique est de l'ordre de $0,2 - 0,25$; la valeur $Ri_g = 0,25$ a été déduite de manière formelle pour la stabilité d'écoulements non visqueux par Miles (1961) ;
- pour des écoulements stratifiés laminaires, la transition à la turbulence (pour un nombre de Reynolds suffisamment grand) se produit pour $Ri_g \approx 0,25$. Pour des valeurs plus grandes, l'écoulement est stable à des perturbations infinitésimales ;
- si la force de flottabilité est nulle, $Ri_g = 0$, alors le milieu est neutre et on s'approche des conditions de convection forcée.

Nous disposons à présent des outils nécessaires pour décrire une évolution moyenne de la stabilité de l'atmosphère au cours d'une journée. A ce niveau, on se place sur un sol plat et en air clair pour simplifier la description. La CLA présente systématiquement au niveau du sol une sous-couche laminaire, d'une épaisseur de l'ordre du

centimètre, où la viscosité moléculaire est importante et la turbulence peut généralement être négligée. En limite supérieure, la CLA rejoint les conditions d'atmosphère libre (vent géostrophique déterminé par l'égalité des forces de Coriolis et de pression). Pendant la nuit, une inversion de surface se développe, du fait du refroidissement du sol (qui perd de l'énergie par rayonnement thermique). Le mélange est peu actif et le refroidissement de la surface ne se propage que de manière limitée. La couche de surface, d'une épaisseur de quelques mètres à quelques dizaines de mètres, est caractérisée par un gradient de température potentielle virtuelle sous adiabatique prononcé. La CLA est très stable (ce qui favorise la concentration de polluants au niveau du sol). Le sommet de l'inversion présente une forte augmentation du module de vitesse horizontale. Ce module peut parfois dépasser en limite supérieure la valeur géostrophique (on parle alors de jet de basse couche.) La Figure II.1a, extraite et adaptée de De Moor (1983), illustre et résume au moyen d'une représentation schématique la structure de CLA nocturne (stable). A partir du lever du soleil, le sol est chauffé par le rayonnement solaire et on se rapproche d'une situation adiabatique. Dans la couche de surface, de quelques dizaines de mètres d'épaisseur, se maintient un gradient de température potentielle virtuelle sur adiabatique et un cisaillement vertical de vent important. Il y a production thermique et dynamique de turbulence. Au-dessus de la couche de surface, dans la couche mélangée (ou convective), une très forte turbulence règne et contribue à homogénéiser les grandeurs sur la verticale. En limite supérieure, une couche d'entraînement (ou d'inversion) stabilise la CLA, en présentant une forte stratification stable. La Figure II.1b, extraite et adaptée de De Moor (1983), illustre et résume la structure verticale de la CLA diurne (instable). En fin d'après-midi, le profil redevient adiabatique puis sous adiabatique au début de la nuit. Il convient de noter que la description de l'évolution typique de la CLA au cours de la journée, présentée ci-dessus, est très simplifiée et idéalisée.

Les mécanismes décrits dans cette section peuvent être classés en fonction des échelles spatiales présentées au § I. Les représentations graphiques des limites spatiales des types d'écoulement associés aux phénomènes physiques sont présentées dans les Figures II.2a et II.2b, extraites et adaptées de Thunis et Bornstein (1996), pour des conditions atmosphériques stable et instable, respectivement. Ces représentations schématiques ont été construites à partir d'ordres de grandeur estimés des échelles caractéristiques des phénomènes et de critères de séparation entre les différents types d'écoulement. La présente étude recouvre quasiment l'ensemble des échelles. Cependant on s'intéresse principalement à la CLA dont l'extension verticale est limitée. Ainsi, l'ensemble des investigations sera focalisé sur des phénomènes à l'échelle submésoscale. Les phénomènes physiques correspondant aux zones grises claires dans les Figures II.2a et II.2b seront précisés dans la suite du manuscrit. En particulier, la CLA convective en vallée sera étudiée en détail aux § IV et § V. Les mécanismes d'entraînement entre la CLA et l'AL seront examinés sur un sol plat au § VI.

II.2 La dynamique atmosphérique en vallée

Avant tout, il faut noter que la dynamique et la structure thermique des vallées dépend essentiellement de la « géométrie du terrain » (par exemple le rapport d'aspect, calculé comme le rapport de la largeur caractéristique de la vallée sur la profondeur), de ses caractéristiques physiographiques et de son orientation. En effet, plus la surface développée de la vallée est importante pour un volume d'air donné, plus la quantité

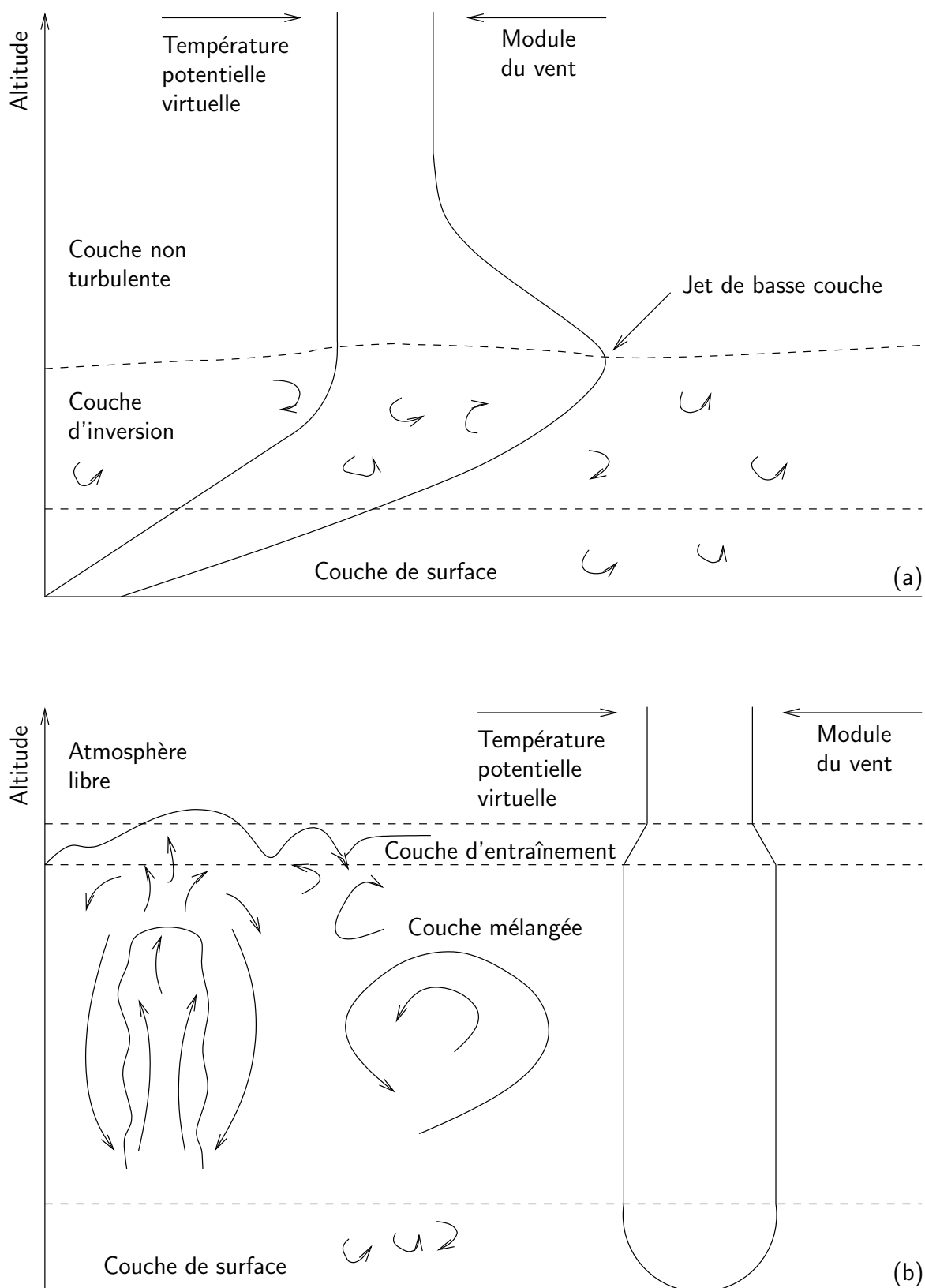


Figure II.1 : Représentation schématique de la couche limite atmosphérique : (a) nocturne (stable) et (b) diurne (instable). Figures extraites et adaptées de **De Moor (1983)**

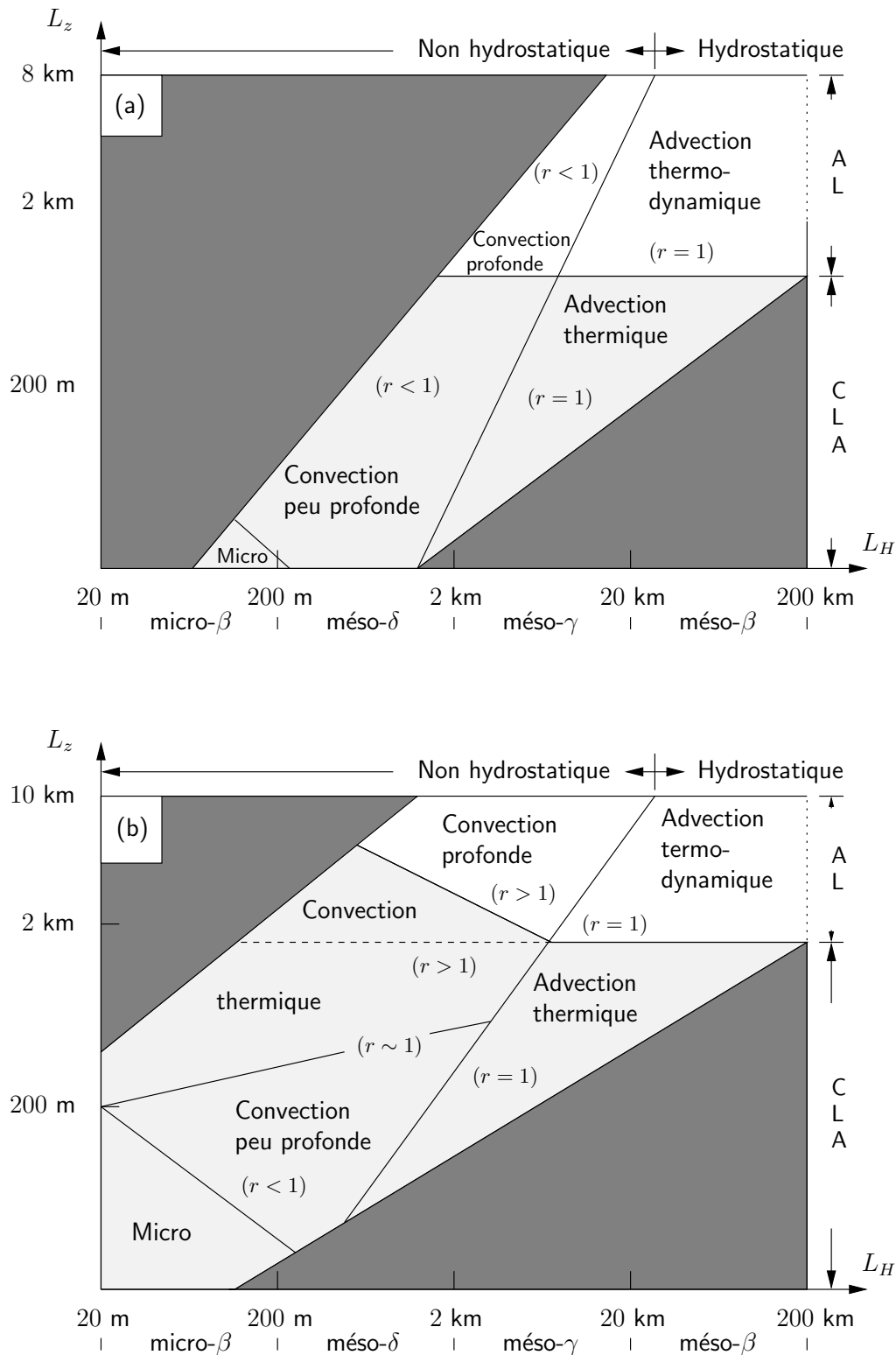


Figure II.2 : Classification des types d'écoulement pour des conditions atmosphériques stables (a) et instables (b). Les zones grises foncées correspondent à des phénomènes non physiques, la ligne pointillée indique le recouvrement entre l'advection thermique et la macro échelle, r représente la compétition entre les forces de flottabilité et le gradient de pression vertical, la ligne tiretée fournit la séparation entre la CLA et l'AL, et la zone grise claire représente le domaine de la présente étude. Figures extraites et adaptées de [Thunis et Bornstein \(1996\)](#)

d'énergie reçue et donc disponible pour l'écoulement est importante. On pourra se reporter au § IV.5.2 pour une caractérisation plus précise. La nature du sol et de la végétation a quant à elle une influence sur la redistribution de l'énergie reçue. Enfin, l'orientation de la vallée modifie l'exposition relative des versants et donc le flux radiatif net reçu au niveau du sol, ce qui conduit à une modification du bilan énergétique. Ainsi, les vallées alpines, souvent étroites et encaissées, constituent un terrain d'investigation privilégié puisque les spécificités de la dynamique atmosphérique y sont généralement très marquées.

II.2.1 Le système de vents de vallée

Dans une région montagneuse, des vents locaux se développent à cause du chauffage différentiel entre le sol et l'atmosphère libre. Le chauffage du sol la journée induit le réchauffement des basses couches de l'atmosphère et le développement de vents anabatiques (montant les pentes). De la même façon, le refroidissement du sol la nuit produit des vents catabatiques (descendant les pentes). Dans une vallée idéalisée symétrique par rapport à l'axe définissant le fond de vallée, la circulation transversale induite par les vents de pente peut être considérée comme essentiellement bidimensionnelle dans une section transversale. Par contre, dans le cas où il existe une variation de largeur de la vallée suivant l'axe, une circulation tridimensionnelle apparaît. Avant d'explicitier le cycle diurne des circulations en vallée, il convient de préciser ce phénomène. Pour créer un système de vent de vallée, il est nécessaire que la vallée soit suffisamment ouverte à une extrémité de façon à ce que l'on puisse supposer qu'il existe une plaine adjacente. Dans ce cas, les variations de température à l'intérieur de la vallée sont toujours plus importantes que dans la plaine. La variation de la pression hydrostatique entre la vallée et la plaine fournit alors la force qui génère le système de vent de vallée. [Rampanelli *et al.* \(2004\)](#) indiquent que le chauffage par subsidence au cœur de la vallée constitue la principale contribution au contraste de température entre la vallée et la plaine adjacente. On pourra également se reporter au § IV.5.2 pour des informations complémentaires sur le rôle de la géométrie de la vallée dans l'établissement des vents de vallée.

La phénoménologie définie, on peut à présent décrire le cycle diurne des vents de vallée. Pour cela, on s'appuie sur la représentation schématique de la Figure II.3, extraite et adaptée de [Defant \(1949, 1951\)](#). Au lever du soleil (**A**), les vents anabatiques s'établissent (flèches blanches) alors que le vent de drainage nocturne (descendant la vallée) persiste (flèches noires). La vallée est remplie d'air froid et l'air de la plaine adjacente est plus chaud. Dans le milieu de la matinée (**B**), vers 0900 UTC, les vents anabatiques s'intensifient et il y a transition entre le vent de drainage nocturne et le vent de vallée (montant la vallée). La température dans la vallée est alors identique à celle de la plaine. A midi et en début d'après-midi (**C**), l'intensité des vents anabatiques diminue et le vent de vallée est bien développé. L'air de la vallée devient plus chaud que celui de la plaine. En fin d'après-midi (**D**), les vents anabatiques cessent et le vent de vallée persiste. L'air de la vallée est toujours plus chaud que celui de la plaine. En soirée (**E**), les vents catabatiques s'établissent et l'intensité du vent de vallée diminue. L'air de la vallée est légèrement plus chaud que celui de la plaine. Au début de la nuit (**F**), les vents catabatiques sont bien établis et il y a transition entre le vent de vallée et le vent de drainage nocturne. La température dans la vallée est à nouveau identique à celle de la plaine. Au milieu de la nuit (**G**), les vents catabatiques persistent et le

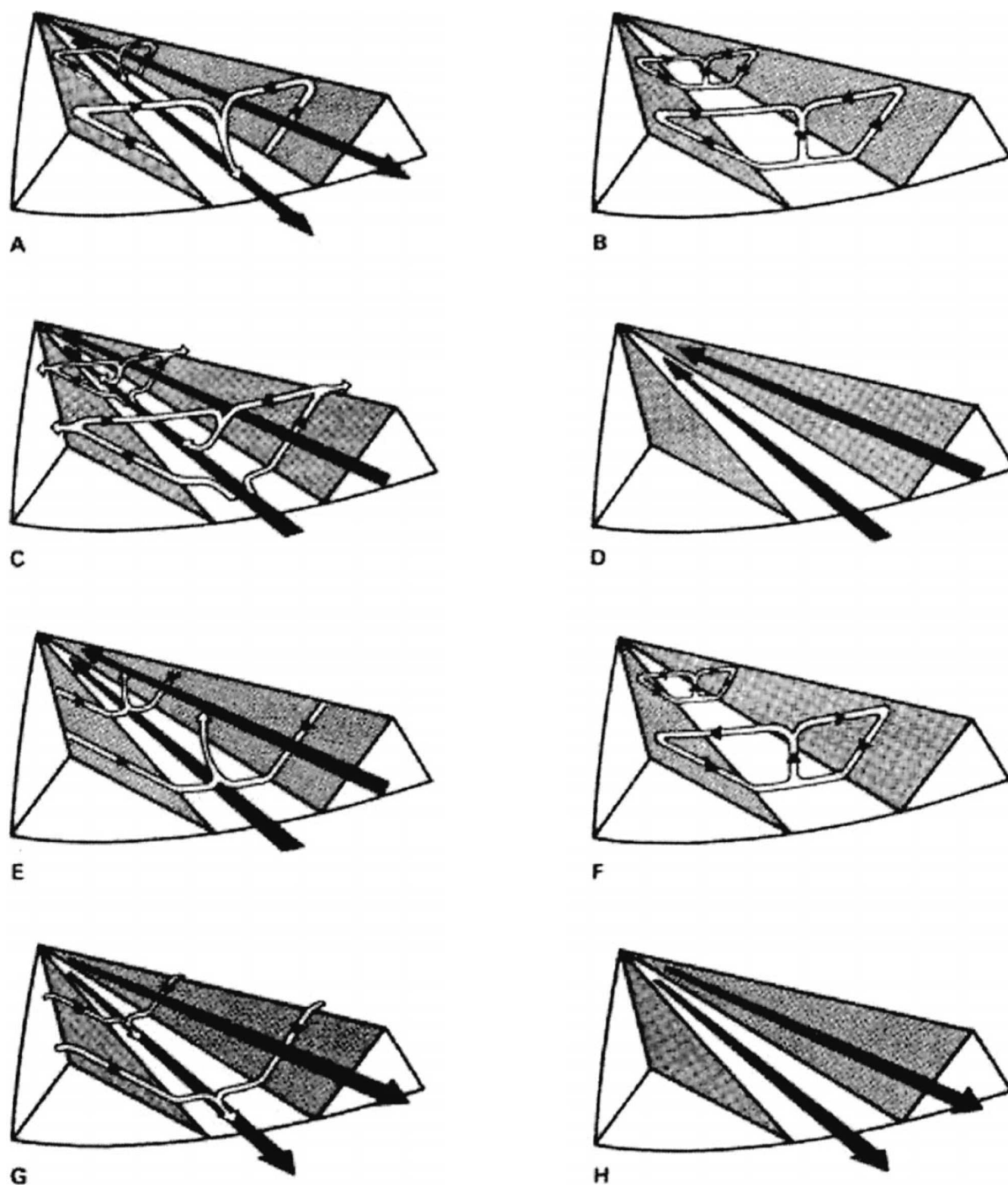


Figure II.3 : Cycle diurne des vents de vallées. **A** : Lever du soleil, **B** : Milieu de matinée (0900 UTC), **C** : Midi et début d'après-midi, **D** : Fin d'après-midi, **E** : Soirée, **F** : Début de la nuit, **G** : Milieu de la nuit, et **H** : Fin de la nuit et début de matinée. Figure extraite et adaptée de Defant (1949, 1951)

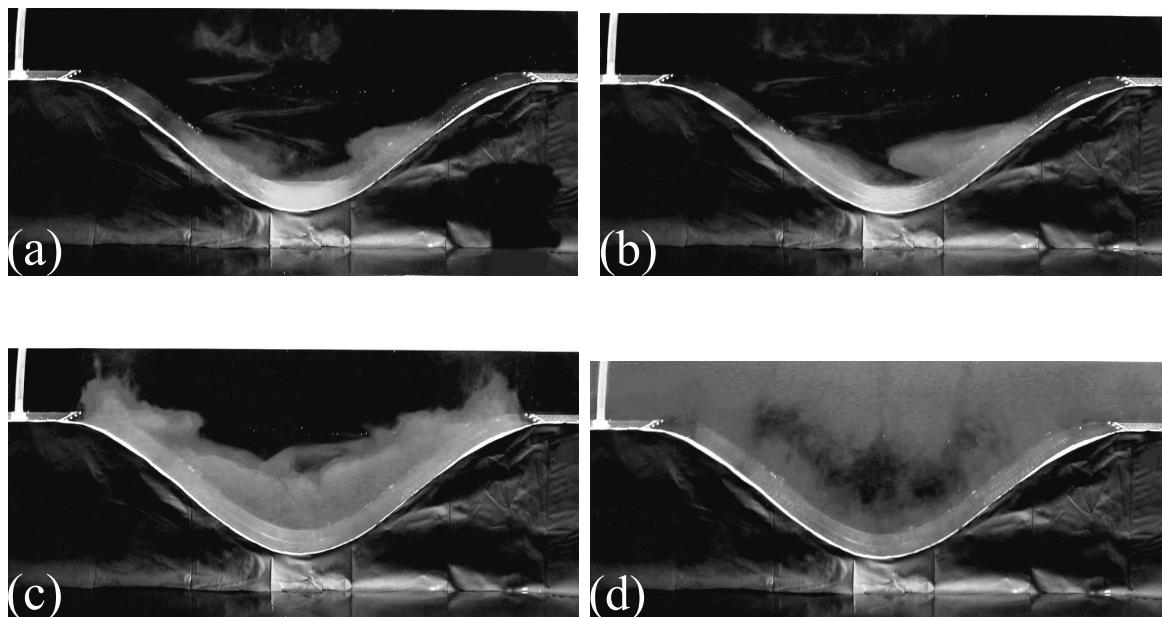


Figure II.4 : Evolution d'un traceur injecté dans une configuration de vallée placée dans une cuve stablement stratifiée, avec une condition de flux imposé sur les pentes à l'instant $t = 0$. (a) $t = 15$ s, (b) $t = 30$ s, (c) $t = 225$ s, et (d) $t = 330$ s. Photographies reproduites avec la permission de Marko Princevac. On pourra se référer à [Fernando *et al.* \(2001\)](#) pour obtenir certains détails sur cette expérience

vent de drainage nocturne est bien développé. La vallée est remplie d'air plus froid que celui de la plaine. A la fin de la nuit et en début de matinée (**H**), les vents catabatiques cessent et le vent de drainage nocturne remplit la vallée. L'air de la vallée est alors toujours plus froid que celui de la plaine.

II.2.2 Les inversions thermiques

Le système de vent de vallée présenté dans le § précédent est généré par les phénomènes thermiques. L'évolution de la structure thermique de la vallée est conditionnée par le chauffage au sol. Reprenons le cas de la vallée idéalisée symétrique par rapport à l'axe définissant le fond de vallée. La circulation transversale induite par les vents de pente étant bidimensionnelle dans une section transversale, la masse d'air transportée sur les pentes doit nécessairement être remplacée (par conservation de la masse). Pour compenser cette divergence, les couches supérieures descendent lentement et une circulation « de retour » vers le cœur de la vallée se met en place. Ce phénomène idéalisé a été observé dans une configuration de vallée placée dans une cuve stablement stratifiée, avec une condition de flux imposé sur les pentes (Princevac, 2004, communication personnelle). On pourra se référer à [Fernando *et al.* \(2001\)](#) pour obtenir certains détails sur cette expérience. L'évolution d'un traceur injecté dans l'écoulement (voir Figure II.4) montre l'intrusion de la masse d'air transportée sur les pentes dans le cœur de la vallée.

Dans le cas où il existe une variation de largeur de la vallée suivant l'axe, la masse d'air transportée par les vents de pente peut également être alimentée par les vents de vallée. Les mécanismes sont alors plus compliqués à décrire à cause de la superposition

des phénomènes. La représentation schématique de la Figure II.5, extraite et adaptée de Kerbiriou (2004), illustre l'évolution de la structure thermique de l'atmosphère dans une vallée. A la fin de la nuit et en début de matinée (a), une couche de surface stablement stratifiée remplit la vallée. Une couche résiduelle mélangée peut persister entre la couche de surface stable et l'atmosphère libre. Au lever du soleil (b), les vents anabatiques advectent l'air du fond de la vallée sur les pentes. Dans le milieu de la matinée (c), vers 0900 UTC, la CLA convective se développe, érodant la couche stable par le bas. Il y a alors une compétition entre la croissance de la CLA convective et la perte de masse induite par les vents anabatiques. Pour compenser cette perte de masse, la couche d'inversion descend lentement et le régime de vents de vallée se met en place (d). A midi et en début d'après-midi (e), l'intensité des vents anabatiques diminue, le vent de vallée est bien établi et la CLA est fortement convective. Au début de la nuit (f), les vents catabatiques remplissent à nouveau la vallée d'air froid, le vent de drainage nocturne s'établit et une couche d'inversion se développe au fond de la vallée. De nombreuses études expérimentales et/ou numériques ont détaillé les processus de formation et de destruction de la couche d'inversion en vallée (e.g. Whiteman, 1982; Anquetin *et al.*, 1998, 1999; Kerbiriou, 2004).

II.3 Méthodes d'étude de la couche limite atmosphérique

II.3.1 Approche expérimentale

Ce type d'approche sera développée au § IV. Il convient cependant d'exposer les principales techniques d'observation de la CLA. Le principe d'observation au moyen d'un radar UHF profileur de vent sera abordé plus en détails du fait de sa complexité relative et de son utilisation au cours des campagnes de mesures effectuées dans le cadre du programme POVA.

Généralement les campagnes de mesure intensives *in situ* sont destinées à mieux comprendre l'évolution de la structure de la CLA et à chercher des lois à l'attention des théoriciens et des modélisateurs. La CLA observée *in situ* est dépendante des conditions extérieures et des contraintes imposées par le site réel. Ainsi, elle présente rarement les conditions idéalisées présentées aux § II.1 et § II.2. Une alternative peut être la reproduction en laboratoire de certaines propriétés de la CLA. Cependant, il est souvent impossible d'assurer la similitude entre l'écoulement réel et l'écoulement de laboratoire. Ainsi, seulement certains aspects partiels ont été étudiés jusqu'à présent, comme la couche de surface neutre en soufflerie et la convection en cuve chauffée par le bas.

Pour les mesures *in situ*, on fait classiquement la distinction entre les mesures directes et les mesures par télédétection. Les mesures directes sont effectuées en plaçant des capteurs dans le milieu. Le plus souvent, ces capteurs sont placés sur un support tel qu'un mat instrumenté, un ballon (captif ou de radiosondage), un abri météorologique ou encore un avion instrumenté. Les mesures par télédétection mettent à profit les changements subis par les caractéristiques d'ondes de natures diverses lors de leur interaction avec l'atmosphère. Dans la télédétection active, un dispositif émet une onde et reçoit l'écho de cette onde renvoyée par le milieu sondé (c'est le cas des radars, lidars et sodars). Dans la télédétection passive, un dispositif reçoit l'onde émise par le

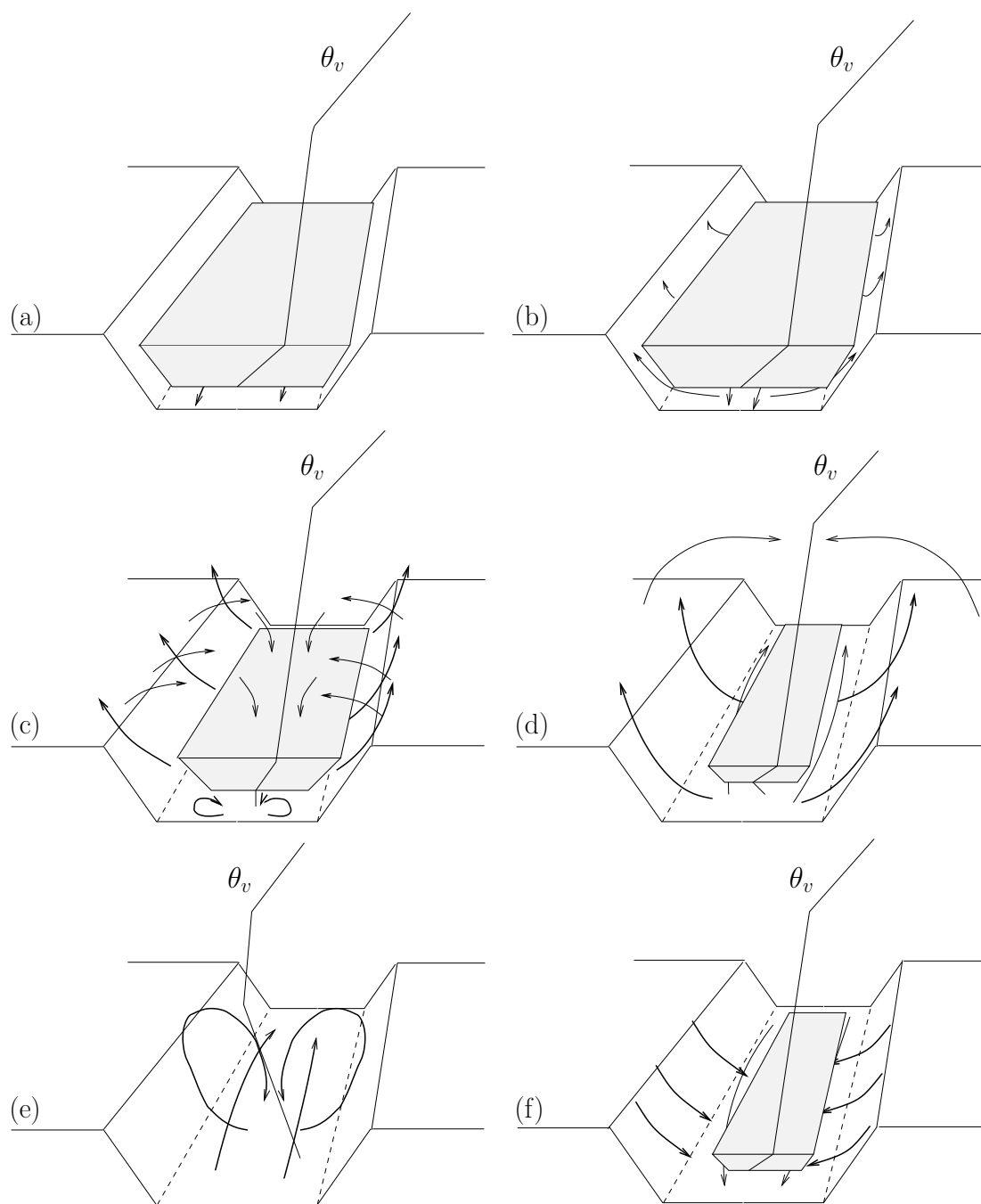


Figure II.5 : Cycle diurne de la structure thermique dans une vallée. (a) Fin de la nuit et début de matinée, (b) Lever du soleil, (c) Milieu de matinée (0900 UTC), (d) Midi et début d'après-midi, (e) Après-midi, et (f) Début de la nuit. La zone grisée représente la masse d'air stablement stratifiée à l'intérieur de la vallée. Figure extraite et adaptée de [Kerbirou \(2004\)](#)

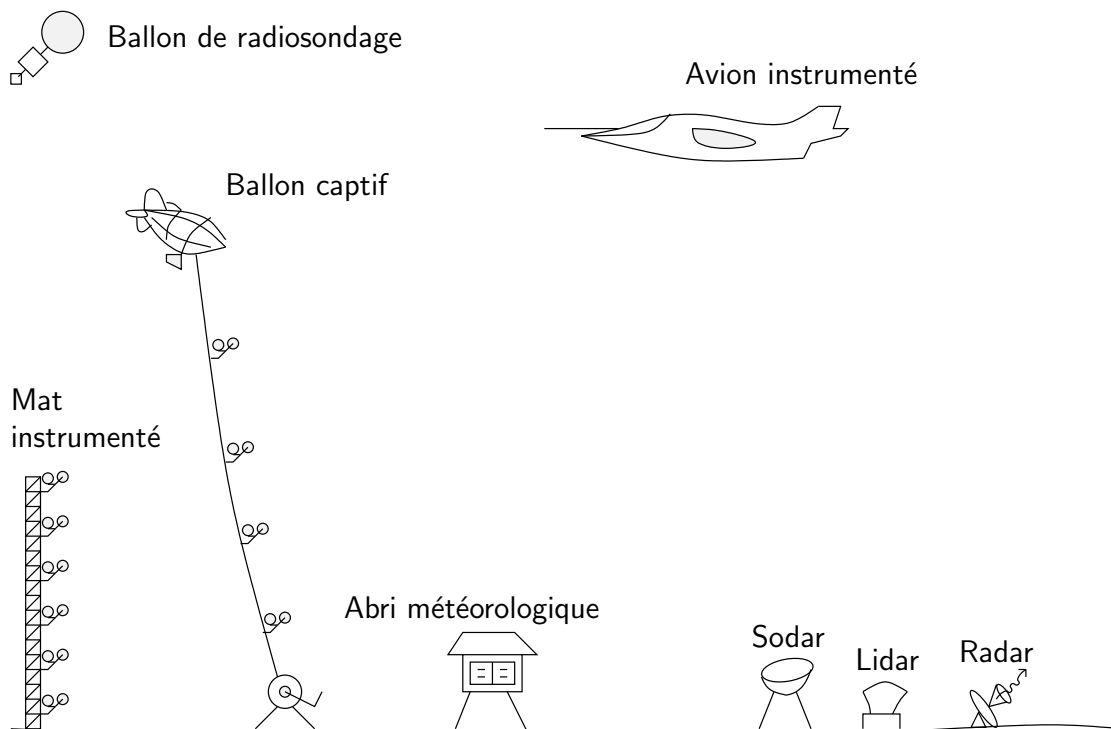


Figure II.6 : Approche expérimentale de la couche limite atmosphérique. Figure extraite et adaptée de [De Moor \(1983\)](#)

milieu, ou ré-émission par une source naturelle qui est supposée constante, par exemple le soleil (c'est le cas des radiomètres). L'avantage des télémessures est de fournir une information riche suivant la verticale et continue dans le temps. La Figure II.6, extraite et adaptée de [De Moor \(1983\)](#), donne un récapitulatif des principaux types de mesures effectuées dans la CLA.

II.3.2 Sondage de l'atmosphère par un radar UHF profileur de vent

Les radars UHF profileurs de vent sont des moyens de télédétection de l'atmosphère en « air clair » et précipitant qui ont vu un rapide développement ces dernières décennies. Ces instruments permettent d'obtenir des profils verticaux des trois composantes de la vitesse du vent avec une période typique de 5 minutes et une résolution verticale d'une centaine de mètres. Leur portée verticale s'étend typiquement de 200 m jusqu'à 3000 m. Ils couvrent donc les basses couches de la troposphère et sont appropriés pour l'étude des propriétés de la CLA.

II.3.2.a Principe de la mesure

Seuls les résultats essentiels sont présentés ici, la technique radar étant détaillée par ailleurs dans de nombreux ouvrages (*e.g.* [Girard-Arduin, 2001](#); [Raghavan, 2003](#)). Le radar émet dans l'atmosphère une onde électromagnétique, sous forme d'impulsions brèves de forte puissance, focalisée dans un faisceau étroit par une antenne directive. Les principaux paramètres de l'émetteur d'un radar sont : la longueur d'onde (*wa-*

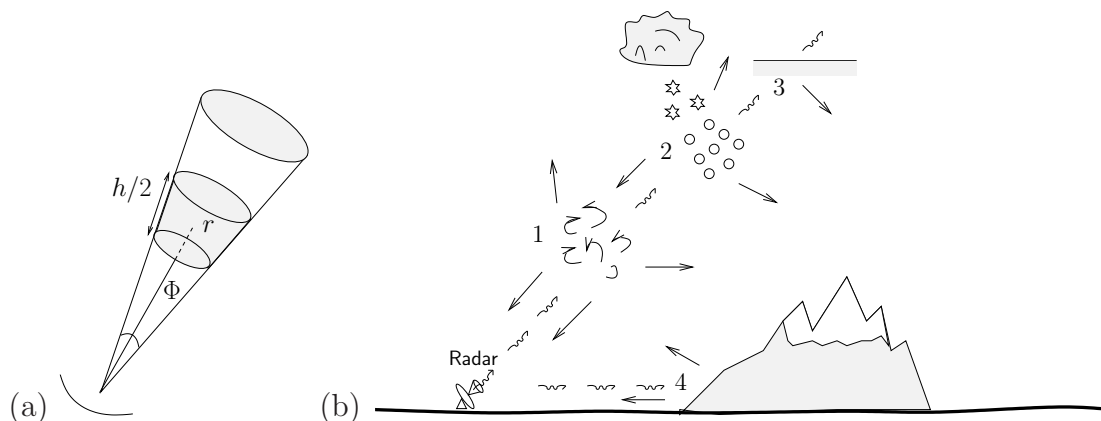


Figure II.7 : (a) Volume de résolution exploré par un faisceau du radar. Φ représente l'angle d'ouverture du faisceau, r la distance au centre du volume de résolution et $h/2$ l'épaisseur de l'élément de volume. (b) Types de cible rencontrés par l'onde radar au cours de son parcours dans l'atmosphère

velength), λ , la longueur spatiale des impulsions (*pulse length*), h , la fréquence de répétition des impulsions (*pulse repetition frequency*), f_r , la puissance crête des impulsions (*peak power*), p_c , l'ouverture à mi-puissance du faisceau (*one-way beam width*), Φ . A titre d'exemple, les caractéristiques de l'émetteur du radar UHF profileur de vent utilisé dans le cadre du programme POVA sont données dans le Tableau IV.1 page 49. La résolution spatiale du radar est fonction de l'ouverture du faisceau et de la longueur spatiale de l'impulsion. L'écho reçu de la distance r dans une certaine direction est la somme des rétrodiffusions en provenance du volume de résolution centré sur r , comme le montre la Figure II.7a. On gagne en puissance réfléchiée en augmentant h mais on perd en résolution radiale. L'ouverture Φ est proportionnelle à λ/D , où D est la dimension caractéristique de l'antenne. On voit l'intérêt des courtes longueurs d'onde pour réduire la taille du faisceau. Le choix de la longueur d'onde λ est déterminant pour le type de cibles à détecter. Dans l'absolu, λ doit être du même ordre de grandeur que la dimension des cibles.

La somme vectorielle des diffusions provenant de l'ensemble des cibles contenues dans le volume de résolution radar constitue l'écho à la distance r . L'effet Doppler est caractérisé par le décalage en fréquence de l'onde diffusée qui est fonction de la vitesse radiale des cibles. On peut distinguer plusieurs phénomènes représentés sur la Figure II.7b :

- la diffusion turbulente (1) créée par les fluctuations de température et d'humidité dues à la turbulence atmosphérique ;
- la diffusion particulaire (2) créée par la réflexion sur des cibles matérielles comme les gouttes de pluie, les flocons de neige ou autres objets volants ;
- la réflexion spéculaire (3) sur des couches minces horizontales à forte variation verticale de température et d'humidité (elles sont indétectables avec un radar UHF) ;
- les échos de sol (4) créés par la réflexion sur des objets à proximité du radar, par exemple les arbres ou le relief.

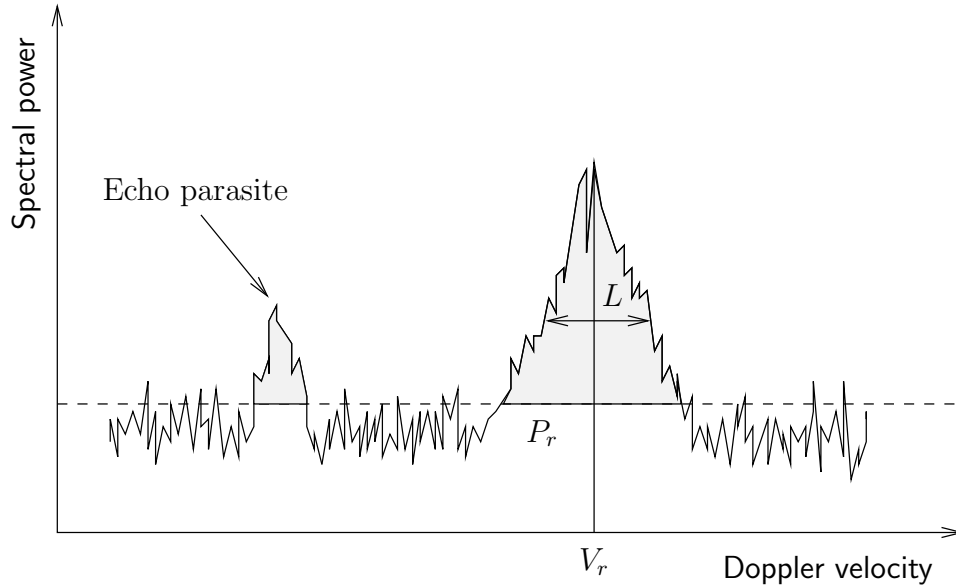


Figure II.8 : Echo radar et ses principales caractéristiques : la puissance du signal reçu, P_r , la vitesse radiale, V_r , et la largeur spectrale du pic Doppler, L

II.3.2.b Paramètres atmosphériques primaires mesurés

Le traitement du signal consiste à sélectionner les pics présents dans l'écho radar (*consensus*) et à déterminer ses principales caractéristiques, reportées sur la Figure II.8 :

- la puissance du signal reçu, P_r , donnant une information quantitative ou qualitative sur le milieu diffusant, comme la hauteur de la CLA et la présence de précipitations ;
- la largeur spectrale du pic Doppler, L , représentant la dispersion des vitesses relatives des différentes cibles contenues dans le volume de résolution (elle donne une information sur le niveau de turbulence) ;
- la vitesse radiale, V_r , composante de la vitesse du vent projetée sur l'axe du faisceau, correspondant à la position du pic Doppler.

II.3.2.c Observation de la couche limite atmosphérique

Au moins 3 faisceaux sont nécessaires pour obtenir les 3 composantes de la vitesse du vent. On a :

$$V_r = -u \sin \varphi_a \cos \varphi_s - v \cos \varphi_a \cos \varphi_s - w \sin \varphi_s, \quad (\text{II.2})$$

où φ_a est l'angle azimutal et φ_s l'angle par rapport à l'horizontale. En faisant l'hypothèse d'homogénéité horizontale, on peut déterminer u , v et w à partir de mesures de V_r dans 3 directions différentes.

On peut déduire l'épaisseur de la CLA au moyen de la puissance reçue P_r . En effet, P_r est liée à la réflectivité radar, η , définie comme le pouvoir de rétrodiffusion total. Pour ne pas compliquer le propos, on se référera à [Doviak et Zrnić \(1984\)](#) pour le développement des équations. Dans la zone inertielle définie par [Kolmogorov \(1941a,b\)](#), on peut relier la réflectivité radar aux variables caractérisant l'atmosphère dans le cas

d'un « air clair » (Ottersten, 1969) :

$$\eta = 0,38 C_n^2 \lambda^{-1/3}, \quad (\text{II.3})$$

où C_n^2 est le coefficient de structure de l'indice de réfraction de l'air, n , défini par :

$$C_n^2 = r^{-2/3} \overline{[n(r+dr) - n(r)]^2}. \quad (\text{II.4})$$

Ici, l'opérateur \square représente une moyenne sur le volume de résolution. C_n^2 , exprimé en $\text{m}^{-2/3}$, donne alors une mesure des fluctuations de l'indice de réfraction de l'air dues à la turbulence. La couche d'entraînement au sommet de la CLA diurne est caractérisée par des fluctuations de température et d'humidité produites par l'activité convective, induisant un gradient de l'indice de réfraction de l'air. Ainsi, l'épaisseur de la CLA peut être estimée en localisant les pics de C_n^2 . Cette méthode sera discutée et utilisée au § IV.

La demi-largeur spectrale $L/2$ donne quant à elle une information sur le taux de dissipation de l'énergie cinétique turbulente ϵ . Elle permet d'accéder à la variance de la vitesse verticale, σ_w^2 , qui peut s'exprimer en fonction de ϵ . De manière à ne pas alourdir un peu plus cette section, on se reportera à [Jacoby-Koaly et al. \(2002\)](#) pour une revue détaillée des méthodes de détermination de ϵ .

~ Conclusions ~

La dynamique atmosphérique en vallée a des spécificités qui doivent être prises en compte à la fois pour définir les investigations expérimentales et pour concevoir les outils de modélisation. L'évolution de la structure verticale de la CLA sera étudiée au moyen d'un radar UHF profileur de vent et d'un ballon captif au § IV dans le cadre du programme POVA. Les recherches théoriques sont actuellement orientées vers l'élaboration de modèles numériques de plus en plus sophistiqués et complexes. Leur validation et leur utilité relative demandent de nombreuses mesures. Un aperçu des modèles disponibles sera donné au § III. La modélisation numérique de la dynamique atmosphérique au cours des campagnes de mesures POVA de l'été 2003 sera développée au § V. Le phénomène d'entraînement au sommet de la CLA convective, identifié comme particulièrement important dans la dynamique de la CLA, sera étudié dans le cadre de l'étude « de processus » exposée au § VI.

III

Modélisation de la dynamique atmosphérique en vallée

~ Introduction ~

Dans ce chapitre, l'approche numérique est présentée. Tout d'abord, les effets du terrain sur la dynamique atmosphérique sont discutés. Ensuite, le cadre générique de l'utilisation de modèles numériques pour l'étude des écoulements atmosphériques est donné et l'utilisation du terme « simulation des grandes échelles » est précisée. Pour terminer, les principales caractéristiques du modèle utilisé dans la suite de ce travail, ARPS (*Advanced Regional Prediction System*), sont présentées. Le modèle de sol, redistribuant l'énergie du système, sera décrit de manière détaillée.

III.1 Effets du terrain sur la dynamique atmosphérique

De manière à préciser davantage le cadre de la présente étude, donnons une signification au terrain complexe : un terrain complexe sera caractérisé par des reliefs marqués avec des formes hétérogènes. Les écoulements induits par les reliefs sont alors typiques de la classe submésoscale, où la taille du domaine appropriée L_D est de l'ordre de 10 à 100 km. [Hunt \(1980\)](#) a suggéré trois raisons pour lesquelles les écoulements en terrain montagneux peuvent être classés dans la catégorie submésoscale. (i) L'effet de la force de Coriolis, dû à la rotation de la Terre, devient important si on regarde le temps de parcours du domaine, L_D/\bar{U} ($\ll F^{-1}$), où \bar{U} est la vitesse de l'écoulement moyen et F la fréquence inertielle. Cela correspond à un petit nombre

de Rossby, $Ro = \bar{U} / (F L_D)$ ($= 0, 1$ avec $L_D = 100$ km, $\bar{U} = 10$ m s⁻¹ et $F = 10^{-4}$ s⁻¹). (ii) Des accidents de terrain individuels d'une hauteur caractéristique h (par exemple, $h \approx 500$ m pour un vallon) peuvent perturber l'écoulement par des ondes de gravité sur une distance, $D = h N/f$ ($= 50$ km avec $N = 10^{-2}$ s⁻¹), de l'ordre de la taille du domaine, L_D . (iii) L'effet cumulatif de plusieurs accidents de terrain, d'échelle W_h , distribués sur une distance $L_D \gg W_h$, peut également perturber l'écoulement. Si l'on choisit une colline telle que $W_h \approx 1000$ m, le nombre de Froude défini ici par $Fr = \bar{U} / (N \sqrt{W_h h})$ est égal à 1, 4, ce qui indique des forces d'inertie dominantes par rapport aux forces de flottabilité. Le vent aura tendance à passer au dessus de la colline. La longueur d'onde naturelle devient plus grande que la dimension de la colline et une séparation de la couche limite se produit en amont de la colline, favorisant les cisaillements verticaux de vitesse.

III.2 Modèles à méso échelle ou modèles LES

Les modèles d'écoulement utilisés pour la dynamique atmosphérique sont gouvernés par les équations de Navier-Stokes. Corrsin (1961) a souligné la futilité de la résolution numérique directe des équations du mouvement, même pour des écoulements en laboratoire à nombre de Reynolds (basé sur l'écoulement turbulent) modéré. Le nombre de Reynolds, basé sur l'écoulement turbulent, est défini par : $Re = u' \ell_i / \nu$, où u' et ℓ_i représentent respectivement les échelles de vitesse et de longueur caractéristiques de l'écoulement turbulent (cf. § VI.3.2) et ν est la viscosité moléculaire. On peut montrer que le nombre de points de grille (de degrés de liberté) nécessaires pour une simulation directe est de l'ordre de $Re^{9/4}$. Puisque le nombre de Reynolds dans l'atmosphère est considérable (disons de l'ordre de 10^9), on peut abandonner l'idée, pour le moment, de pouvoir résoudre directement les équations. Lilly (1967) a alors proposé de filtrer les équations dans la zone inertielle au moyen de la grille de calcul et de paramétriser la contribution des échelles sous-mailles. C'est la base de la simulation des grandes échelles [Large-eddy simulation (LES)]. Pour plus de précision sur le devenir des équations, on se reportera au § VI.2.1. La taille du filtre, h , peut varier, et est plus grande que la taille des structures dissipatives de l'écoulement, ce qui permet de négliger la diffusion moléculaire dans les équations filtrées. Le cas $h \ll \ell_t$, où ℓ_t est l'échelle dominante de la turbulence, constitue le cadre des modèles dits « LES ». Les grandes échelles associées aux mouvements turbulents sont alors résolues directement par les équations filtrées. Le cas $h \gg \ell_t$ définit le cadre des modèles dits « à méso échelle » (Wyngaard, 2004). La résolution verticale utilisée dans les modèles à méso échelle est généralement plus fine que la résolution dans le plan horizontal afin de résoudre des structures dans la CLA. Cependant, la résolution de la turbulence tridimensionnelle implique un pas d'espace plus petit que ℓ_t dans les trois directions. La majorité de échelles associées aux mouvements turbulents réside alors dans la partie sous-maille paramétrisée.

Ces dernières années, la puissance des calculateurs est devenue suffisante pour que les pas d'espace utilisés dans les modèles à méso échelle approchent ceux des LES à basse résolution ($h \approx \ell_t$). Les deux limites introduites dans le paragraphe précédent se rapprochent et la question de la pertinence de la paramétrisation de la turbulence sous-maille se pose. Cette « terra incognita » a été discutée brièvement par Wyngaard (2004). Sur la Figure III.1, extraite et adaptée de Wyngaard (2004), sont indiquées les limites des différentes approches. On s'arrêtera sur ce point dans

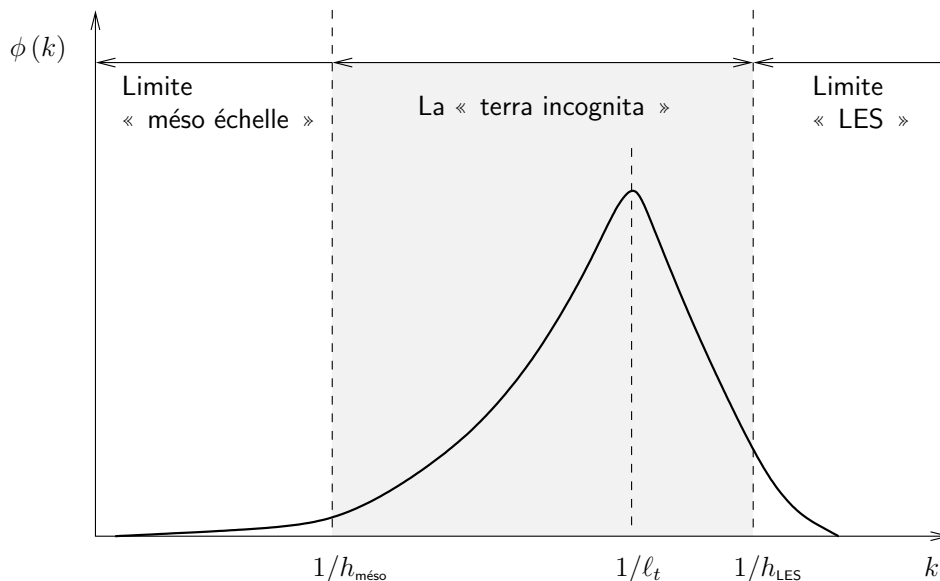


Figure III.1 : Représentation schématique du spectre de turbulence, $\phi(k)$, dans un plan horizontal en fonction du module du nombre d'onde dans le plan horizontal, k . Figure extraite et adaptée de Wyngaard (2004)

la discussion sur l'utilisation du terme LES. Certains diront que les calculs présentés sont issus de LES, d'autres diront qu'ils sont issus de modèles à méso échelle. La distinction à ce stade entre les limites méso échelle et LES est trompeuse. La LES est une technique de résolution des équations régissant l'écoulement et peut s'appliquer aux écoulements à méso échelle. Les modèles à méso échelle sous-entendent souvent un modèle d'atmosphère plus ou moins complet.

Outre les équations de Navier-Stokes, qui peuvent être résolues avec une technique LES, les modèles incluent généralement la thermodynamique, un modèle de sol et des équations de conservation pour des espèces scalaires. Ces particularités font que les modèles pronostiques sont applicables à la simulation d'un spectre extrêmement large de mouvements atmosphériques, tels que la formation des nuages convectifs et les écoulements en terrain complexe. Les modèles permettant l'étude de la dynamique atmosphérique en terrain complexe ont des spécificités communes, entre autres :

- un domaine tridimensionnel (3-D) et la possibilité d'imbriquer des domaines (*grid nesting*) ;
- des coordonnées suivant le terrain ;

Le système de coordonnées utilisé pour les écoulements en terrain complexe suit le terrain (terrain following) avec une résolution verticale variable de façon à ce que la coordonnée au toit du domaine soit horizontale. Elle est définie, par exemple, par :

$$\zeta(X, Y, z) / H = [z - h_0(X, Y)] / [H - h_0(X, Y)]$$

où ζ est la coordonnée suivant le terrain, H la hauteur du toit du domaine, h_0 la hauteur du terrain, et X et Y sont les coordonnées projetées dans le système de coordonnées géographiques. Il faut noter que ζ est la distance verticale à partir de la surface, et n'est donc pas orthogonale à la surface.

Echelle	Taille du domaine	Circulation résolue	Modèle applicable
Micro	< 2 km	Grandes structures turbulentes	Modèle dit « LES »
Méso- γ	2–20 km	Terrains complexes, non hydrostatique	ARPS, Méso-NH
Méso- β	20–200 km	Fronts, non hydrostatique, hydrostatique	MM5, RAMS
Méso- α	200–2000 km	Systèmes de basse pression, hydrostatique	ETA, AVN

Tableau III.1 : Domaines d’application de certains modèles de dynamique atmosphérique

- une méthode de volumes finis et des schémas numériques basés sur les différences finies ;
- une formulation non hydrostatique (avec une option hydrostatique) et compressible (avec une option Boussinesq) ;

La formulation non hydrostatique est souvent nécessaire et justifiée par les échelles des phénomènes étudiés. Les mouvements convectifs sont caractérisés par des vitesses verticales qui peuvent être du même ordre de grandeur que les vitesses horizontales et ainsi modifier ou produire une composante de vitesse dans le plan horizontal par continuité de la masse. Cette formulation est d’autant plus justifiée que les pentes de la topographie sont fortes. Pielke (1984) dérive que l’hypothèse hydrostatique peut être utilisée dans le cas où l’échelle horizontale et très grande devant l’échelle verticale et les pentes sont inférieures à 5°.

Bien que l’atmosphère soit compressible, les effets de compressibilité ne sont généralement pas significatifs. Baines (1995) estime que les écoulements dont l’échelle verticale est inférieure à 10 km sont effectivement incompressibles. Pour des domaines dont l’extension verticale est de l’ordre de 10 km, la formulation compressible des équations devrait être utilisée. La raison pour laquelle les équations de Navier-Stokes dans leur formulation compressible sont utilisées tient plus à l’efficacité numérique, comparée à la formulation incompressible, qui requiert la résolution d’une équation de Poisson pour la pression. La formulation compressible des équations est donc très utilisée pour les écoulements atmosphériques avec de petites échelles verticales, même si les modes acoustiques réduisent le pas de temps nécessaire à la stabilité. L’emploi d’une technique de « time-splitting » pour l’intégration en temps (Klemp et Wilhelmson, 1978), qui permet l’utilisation d’un petit pas de temps pour les modes acoustiques et d’un grand pas de temps pour les autres termes, est alors judicieux.

- une paramétrisation du mélange turbulent (locale et/ou non locale), permettant une résolution de la CLA ;
- une prise en compte du rayonnement de courte et longue longueurs d’onde ;
- une couche superficielle à la surface du sol et une couche représentant le sol profond avec une paramétrisation des échanges entre couches dépendant des propriétés physiographiques (végétation, albedo, rugosité, ...).

Ces modèles adoptent une approche de domaine limité et demandent donc des conditions aux limites. Généralement, ils permettent des résolutions fines (moins de 10 km), nécessaires pour simuler les phénomènes convectifs ou les écoulements en terrain complexe. La capacité des modèles n’est pas très claire, cependant le Tableau III.1 donne une idée très grossière du domaine d’application de certains de ces modèles. On se reportera au § V.1.1 pour la bibliographie associée à ces modèles.

III.3 Caractéristiques principales de ARPS

Quelles sont les motivations qui ont conduit au choix de ARPS plutôt qu'un autre modèle ? Les motivations principales sont données par le type d'écoulement considéré dans cette étude. Seuls quelques modèles ont une formulation non hydrostatique et sont adaptés à l'étude d'écoulements turbulents dans des topographies complexes, notamment dans la CLA, forcés par des conditions aux limites latérales réalistes. On peut citer essentiellement les codes ARPS, RAMS et Meso-NH. RAMS et Meso-NH sont des codes comparables à ARPS. On peut noter cependant que la spécification d'une valeur minimale pour la viscosité turbulente dans RAMS peut conduire à surestimer la dissipation. L'utilisation de ARPS dans la présente étude s'inscrit dans la continuité des travaux de recherche menés depuis quelques années dans l'équipe. La validation communautaire du code dans les reliefs complexes en fait un outil adapté à l'étude de la dynamique atmosphérique en vallée.

III.3.1 Spécificités numériques

Les spécificités du modèle sont ici décomposées de manière à clarifier la présentation.

Auteurs : M. Xue et K. Droegemeier

Organisation : University of Oklahoma (School of Meteorology and Center for Analysis and Prediction of Storms)

Site web : <http://www.caps.ou.edu/ARPS>

Type : modèle non hydrostatique à méso échelle (Xue *et al.*, 1995, 2000, 2001).

Equations : formulation non hydrostatique, totalement compressible.

Dimensionnalité : 3-D.

Grille : de type Arakawa C.

Résolution horizontale minimale : pas de limite, typiquement utilisé avec une résolution de l'ordre de 1–2 km.

Résolution verticale : pas de limite, taille variable, typiquement dilatée de 5 m à 500 m.

Domaine : variable, peut être utilisé pour un domaine hémisphérique ou un domaine de quelques kilomètres, voire moins.

Initialisation : sondage simple ou analyse de données 3-D réelles.

Technique : technique de « time-splitting » (séparation des modes acoustiques) pour l'intégration en temps (Klemp et Wilhelmson, 1978) avec un schéma d'advection monotone d'ordre élevé (Flux-Corrected Transport, FCT) pour les quantités scalaires (Zalesak, 1979).

Système de coordonnées : coordonnées généralisées suivant le terrain dans l'espace de projection.

Conditions aux limites latérales : plusieurs options dont gradient nul, périodique, ouverte (condition radiative) et forcée par des champs extérieurs.

Conditions aux limites au toit : rigide avec la possibilité d'intégrer une couche de type Rayleigh amortissant les ondes (Liu et Gorman, 1995) et ouverte.

Conditions aux limites au sol : rigide, avec une condition de type semi-glissement (« semi », car la vitesse verticale est non nulle si le sol n'est pas plat).

Paramétrisation du mélange sous-maille : Smagorinsky-Lilly (Lilly, 1962; Smagorinsky, 1963), TKE 1.5 (Deardorff, 1980; Moeng, 1984), fermeture dynamique de type Germano (Germano *et al.*, 1991; Wong et Lilly, 1994).

Paramétrisation du rayonnement : basé sur la paramétrisation adoptée par le GSFC de la NASA (*e.g.* Chou, 1992).

Autres : des options pour la microphysique, une paramétrisation des flux de surface dépendant de la stabilité de l’atmosphère, un modèle de sol (détaillé au § III.3.2) et un système d’assimilation de données. Pour plus d’informations sur les paramétrisations disponibles et les options du code ARPS, on pourra se référer à la documentation très détaillée (Xue *et al.*, 1995).

Phénomènes étudiés : tout type de temps, de l’échelle synoptique aux petites échelles, les écoulements en terrain complexe en particulier.

Ordinateurs utilisés : de l’ordinateur personnel au supercalculateur (de nombreuses architectures matérielles supportées), version parallèle.

Les détails techniques relatifs à l’utilisation de ARPS pour l’étude de la dynamique atmosphérique dans les vallées de Chamonix et de la Maurienne, étudiées dans le cadre du programme POVA, seront donnés au § V. En particulier, le choix de la résolution spatiale et temporelle dépend de la taille du domaine d’intérêt et des phénomènes physiques étudiés. La résolution horizontale utilisée pour les vallées de Chamonix et de la Maurienne est de 300 m et 1 km, respectivement.

ARPS a également été utilisé pour des investigations menées sur la cuvette grenobloise, située à la convergence (en forme de Y) des vallées du Drac et de l’Isère. L’étude des écoulements atmosphériques est particulièrement difficile à cause de ces spécificités topographiques et de la complexité du terrain à l’échelle régionale (arc alpin et vallée du Rhône). La ville de Grenoble est soumise à des épisodes de pollution importants en été. Les concentrations d’ozone dépassent fréquemment le seuil des $180 \mu\text{g m}^{-3}$. De façon à étudier la dynamique atmosphérique et la chimie troposphérique de l’échelle régionale à l’échelle du Y grenoblois, un système de modélisation similaire à celui utilisé dans le cadre du programme POVA a été mis en place. Des simulations jusqu’à l’échelle kilométrique ont été réalisées de manière à détailler les processus dynamiques qui ont un fort impact sur la qualité de l’air (*e.g.* Chemel *et al.*, 2005).

Une étude à plus petite échelle a aussi été réalisée pour évaluer la pollution « odorante » autour d’un site d’enfouissement technique situé dans un terrain complexe de la région de Saint-Etienne avec un forçage orographique moins marqué que les vallées alpines. Un ensemble de scénarios météorologiques conduisant à des épisodes de pollution odorante a été défini au moyen de méthodes statistiques en collaboration avec l’Ecole Nationale Supérieure des Mines de Saint-Etienne. Des simulations avec une météorologie représentative de ces scénarios et des profils d’émissions d’odeurs simplifiés ont été réalisées (*e.g.* Riesenmey *et al.*, 2005). Les odeurs sont représentées par des scalaires passifs. L’hypothèse d’une relation bijective entre concentration et intensité de l’odeur, prenant en compte les effets de seuil, est nécessairement sous-jacente. La localisation spatiale du site est très forte et l’influence de la topographie est liée à quelques accidents de terrain, nécessitant une résolution horizontale de 100 m.

Dans l’étude des sites de Grenoble et Saint-Etienne, malgré des tailles de domaines et des résolutions spatiales différentes, les phénomènes qui gouvernent la dynamique atmosphérique sont essentiellement le système de vents de vallée et l’évolution de la structure de la CLA et sont simulés à l’aide du même code ARPS.

III.3.2 Formulation du modèle de sol

Le moteur de la dynamique atmosphérique est le chauffage des basses couches de l'atmosphère par le sol. Le rayonnement solaire n'est pas absorbé par les basses couches de l'atmosphère mais par le sol (aux phénomènes de réflexion près). Ainsi, il est nécessaire de représenter au mieux les échanges radiatifs, de chaleur et d'humidité entre le sol et l'atmosphère. Le modèle de sol implémenté dans ARPS est basé sur les travaux de [Noilhan et Planton \(1989\)](#), [Jacquemin et Noilhan \(1990\)](#), [Pleim et Xiu \(1995\)](#), [Boone *et al.* \(1999\)](#), et [Ren et Xue \(2004\)](#), et est très proche de celui utilisé par [Guilbaud \(1996\)](#) et [Anquetin *et al.* \(1998\)](#). L'approche retenue consiste à représenter le sol en plusieurs couches. Par soucis de simplicité, la formulation du modèle sera exposée avec deux couches. Dans cette approche, le sol est considéré comme une couche indépendante de la végétation. Ceci permet de s'affranchir des problèmes rencontrés avec les modèles où le sol et la végétation ne constituent qu'une seule couche. En effet, l'hétérogénéité thermique au voisinage de la surface du sol dans le cas de couverts épars est alors mal représentée, conduisant à un refroidissement nocturne au voisinage de la surface du sol non réaliste ([Watanabe, 1994](#)).

La surface du sol est représentée par une couche superficielle de faible épaisseur d_1 (par exemple 1 cm). La couche de surface a une meilleure conductivité thermique que les basses couches de l'atmosphère et assure la « redistribution » de l'énergie reçue. La couche de sol profond est d'une épaisseur, d_2 , beaucoup plus grande que l'épaisseur de la couche de surface (par exemple 1 m). Elle permet d'augmenter l'inertie du modèle de sol et de stocker de l'énergie dans le sol (sous forme de chaleur sensible et latente), conduisant à une variabilité journalière. Les échanges entre les différentes couches sont schématisés sur la Figure III.2. Le système d'équations simplifié pilotant la variabilité des températures et humidités spécifiques de la surface et du sol profond, T_s , T_2 , q_s et q_2 , respectivement, ainsi que celle du couvert végétal, q_c , s'écrit :

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial T_s}{\partial t} = C_s (R_n - H - LE) - \frac{2\pi}{\tau} C_g G \\ \frac{\partial T_2}{\partial t} = \frac{1}{\tau} C_g G \\ \frac{\partial q_s}{\partial t} = \frac{C_1}{\rho_w d_1} (P_g - E_g) - \frac{C_2}{\tau} \Delta q_s \\ \frac{\partial q_2}{\partial t} = \frac{1}{\rho_w d_2} (P_s - E_g - E_{tr}) \\ \frac{\partial q_c}{\partial t} = r_{veg} (P - E_r) \end{array} \right.$$

où C_s et C_g sont les capacités de stockage de chaleur par la surface du sol (qui est fonction de la fraction végétalisée, notée r_{veg}) et par le sol profond, respectivement, τ est la durée d'une journée, C_1 le coefficient de précipitation nette (qui est fonction de la capacité de rétention d'eau par la surface du sol), ρ_w la masse volumique de l'eau, et C_2 un facteur correctif pour tenir compte de la perturbation de contenu en eau à la surface du sol, Δq_s , due au déséquilibre entre les forces de gravité et de capillarité. R_n est le flux radiatif net (effectivement reçu), qui est redistribué sous forme de :

- flux de chaleur sensible, H (qui est fonction de la différence de température, $T_s - T$, entre la surface du sol et l'air),
- flux de chaleur latente, $LE = L (E_s + E_{tr} + E_r)$, où L est la chaleur latente de

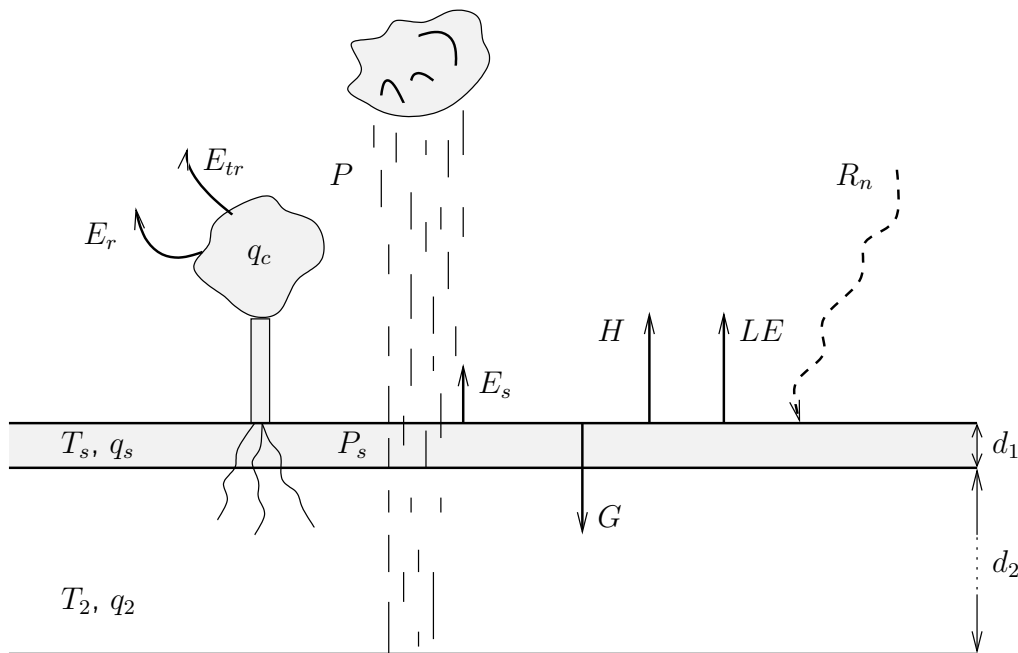


Figure III.2 : Représentation schématique des échanges sol-atmosphère

vaporisation de l'eau, E_s et E_r , l'évaporation à partir du sol et de la végétation, respectivement, et E_{tr} la transpiration de la végétation,

- flux de chaleur dans le sol, G (qui est fonction de la différence de température, $T_s - T_2$, entre la surface du sol et le sol profond).

P_s et P sont les taux de précipitation au niveau de la surface du sol et total, respectivement.

~ Conclusions ~

Les outils numériques d'investigation de la dynamique atmosphérique, présenté dans ce chapitre, seront utilisés et précisés aux § V et § VI. Le code ARPS, utilisé dans la présente étude, est adapté aux écoulements atmosphériques en terrain complexe. Les équations dynamiques sont résolues avec une formulation compressible et non hydrostatique au moyen de la technique LES dans un système de coordonnées suivant le terrain. Les mouvements à l'échelle de la maille sont calculés explicitement et la contribution sous-maille est paramétrisée. On pourra se reporter aux § V.2.2 et § VI.2.1 pour plus de précision sur la paramétrisation sous-maille. Les équations sont résolues en particulier pour les trois composantes de la vitesse u , v et w , la pression p , la température potentielle θ et l'énergie cinétique turbulente e . Le développement « exhaustif » des équations du code est présenté dans la documentation (Xue *et al.*, 1995) et de nombreuses études utilisant ARPS (*e.g.* Xue *et al.*, 2000, 2001; Kerbiriou, 2004; Chow, 2004a).

IV

Observations de la couche limite atmosphérique en vallée

~ Introduction ~

Dans ce chapitre, sont présentées et analysées des observations de la CLA dans les vallées de Chamonix et de la Maurienne effectuées au cours des campagnes de mesures POVA de l'été 2003. L'objectif principal de ce chapitre est de caractériser de manière détaillée les processus impliqués à l'échelle de la vallée et leurs spécificités. L'évolution de la structure de l'atmosphère est observée au moyen d'un radar UHF profileur de vent et d'un ballon captif muni de dispositifs permettant la mesure de variables météorologiques et de la concentration d'ozone.

Ce chapitre est basé sur un article accepté pour publication dans *Boundary-Layer Meteorol.* L'article est reproduit dans son intégralité, avec l'accord de l'éditeur, et peut être lu de manière indépendante. [DOI 10.1007/s10546-005-9026-4, © Springer 2005]

Observations of the daytime boundary layer in deep alpine valleys

C. Chemel* and J. -P. Chollet

Laboratoire des Écoulements Géophysiques et Industriels

Université Joseph Fourier – C.N.R.S. – I.N.P. Grenoble

BP 53, 38041 Grenoble, Cedex 9, France

Abstract. Mixing depth structure and its evolution have been diagnosed from radar wind profiler data in the Chamonix and the Maurienne valleys (France) during summer 2003. The behaviour of refractive index structure parameter C_n^2 peaks coupled with the vertical air velocity variance σ_w^2 was used to locate the height of the mixed layer. Tethersonde vertical profiles were carried out to investigate the lower layers of the atmosphere in the range of approximately 400-500 m above ground level. The tethersonde device was especially useful to study the reversal of the valley wind system during the morning transition period. Specific features such as wind reversal and convective mixed layer up to approximately the altitude of the surrounding mountains were documented. The wind reversal was observed to be much more sudden in the Maurienne valley than in the Chamonix valley.

Keywords: Air pollution, Convective boundary layer, Deep valleys, Tethered balloon, UHF radar wind profiler.

IV.1 Introduction

Alpine valleys are particularly sensitive to air pollution due to emission sources generally concentrated near the valley floor and local meteorology induced by complex terrain. The program POVA ('Pollution des Vallées Alpines'), a multiagency collaboration was launched in 2000 (Jaffrezo *et al.*, 2005). The main objectives of the POVA program are to characterize the pollution sources and study the relationships between atmospheric dynamics and pollution events in the Chamonix and the Maurienne valleys (France). The program includes several intensive observation periods (IOPs) associated with modelling. The last IOPs took place in the Maurienne valley from June 25 to July 2, 2003 and in the Chamonix valley from July 4 to July 11, 2003. Numerous measurements of pollutant concentrations such as ozone (O_3), nitric oxide (NO), nitrogen dioxide (NO_2), sulfur dioxide (SO_2), carbon monoxide (CO) and particles were performed. In particular, field campaigns have investigated the mountain-valley wind system in both valleys. Investigations of small-scale flow fields were carried out and aimed at detailing the lower layers of the atmosphere.

Valley wind system and mixing depth evolutions are assumed to be key processes of the pollution in deep valleys. Diagnosing the convective boundary layer (CBL) structure and its evolution is decisive for understanding the dispersion and transport of pollutants such as O_3 and its precursors. The main objective of this study aims at depicting the local mixed layer structure and its evolution in the Chamonix and the Maurienne valleys. Special emphasis was put on the morning transition period to give a better understanding of the formation of the CBL.

*Corresponding author: e-mail: Charles.Chemel@hmg.inpg.fr

IV.2 Determination of the mixing depth

IV.2.1 Previous work

Dynamical issues in mountainous areas have been discussed in numerous studies. Thermally driven winds in wide valleys have already been well documented. [Whiteman \(1990\)](#) gave an overview of knowledge on the meteorological aspects. [Stewart *et al.* \(2002\)](#) have described thermally driven wind systems in four regions of the U.S. Intermountain West using a large surface data set. A stable nocturnal boundary layer (NBL) forms at the surface at night when air temperature near the ground decreases in response to the radiational cooling of the surface. This process produces a shallow inversion and stable conditions, which reduce vertical mixing, thus confining surface-based pollutants to the lowest few hundred meters. Starting shortly after sunrise, the convective boundary layer develops from the valley floor and slopes on the mountain sides during the day because of ground surface heating. This process generates thermal structures which vertically mix heat, moisture, momentum, and pollutants. Thermally-generated upslope flows carry pollutants along the slopes up to higher altitude and may dilute them at larger scale. The entrainment zone at the top of the mixed layer is characterized by a stable temperature lapse rate that limits the entrainment of air from the free atmosphere.

[Seibert *et al.* \(2000\)](#) gave an extended review of operational methods for the determination of the mixing depth. Intercomparison studies of the CBL depth determination from different measurement systems have been performed by [Coulter \(1979\)](#), [Kaimal *et al.* \(1982\)](#), [Marsik *et al.* \(1995\)](#) and [Seibert *et al.* \(2000\)](#). Relative differences derived from these studies are typically less than 10 % if the inversion capping the CBL is well defined. Generally, many practical techniques used to estimate the height of the mixing layer involve determining the vertical static stability structure for a particular sounding profile ([Coulter, 1979](#); [Heffter, 1980](#)), therefore classifying where air is unstable, stable or neutral within the profile.

[Coulter \(1979\)](#) described a method for estimating daytime mixing depths using the local static procedure. He defined it as the altitude, above the surface layer, at which the potential temperature gradient $\partial\theta/\partial z$ first became greater than zero, where θ is the potential temperature and z is the vertical coordinate. The [Heffter's \(1980\)](#) technique consists of analysing θ vertical profiles in order to locate a possible inversion, which is assumed to mark the top of the mixed layer. It is defined as the lowest inversion whose potential temperature lapse rate is equal to or larger than 5 K km^{-1} , and the temperature difference between the inversion base and its top must exceed 2 K ([Piringer *et al.*, 1998](#)).

Using non-local static stability methods to estimate the mixed layer depth is often preferred over traditional techniques as they incorporate convective parcel movements ([Stull, 1991](#)). These methods involve displacing parcels of virtual potential temperature θ_v upward from the relative maxima and downward from the relative minima. Parcel movement is based on buoyancy measured by comparing the virtual potential temperature of the parcel to the environment at the same height. Ascent or descent of the parcel is tracked until it intersects the surrounding profile or becomes neutrally buoyant. Once all parcel movements have been tracked along the whole vertical profile, the static stability is then determined for each portion of the sounding domain. As an example, a tethered vertical virtual potential temperature profile from *Les Praz de Chamonix* site in the Chamonix valley starting at 0617 UTC on July 8, 2003

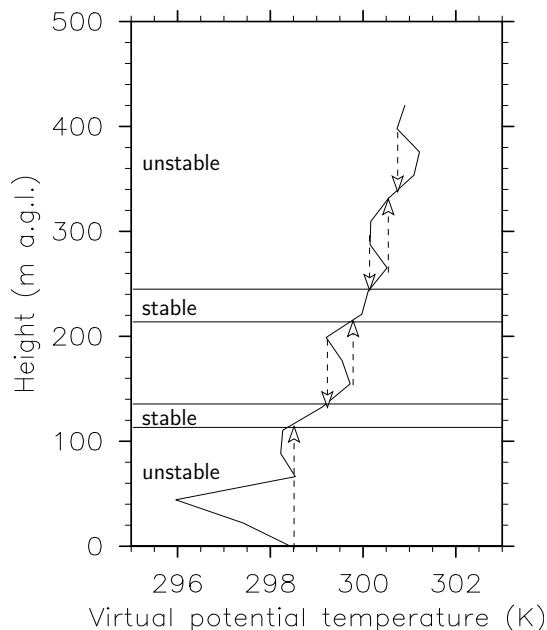


Figure IV.1: Vertical virtual potential temperature profile and analysis of non-local static stability. Tethered balloon data, *Les Praz de Chamonix* in the Chamonix valley, July 8, 2003 at 0617 UTC

is displayed in Figure IV.1. Stull’s (1991) analysis of non-local static stability enables us to detect stable layers around 100 – 150 m and 200 – 250 m above ground level (a.g.l.).

Mathematical methods based on conceptual models may also be used to determine the capping inversion of the CBL. Rampanelli and Zardi (2004) described a simple algorithm by means of best-fit analysis of soundings with a smooth ideal profile. This method assumes a constant-potential-temperature mixed layer, a strongly stratified entrainment layer and a constant-lapse-rate free atmosphere.

Remote sensing techniques provide alternative methods to estimate the mixing depth. Radar wind profilers utilize microwave pulsed signals to vertically probe the atmosphere. The return patterns from these signals permit one to measure vertical profiles of horizontal wind speed and direction. The data can also be used to depict the temporal evolution of the mixing depth (Marsik *et al.*, 1995). In fair weather conditions, the boundary layer is often more humid than the free atmosphere allowing an interpretable boundary or interface to be present in the return signal. This signal pattern is then often used to estimate the height of the mixed layer. Signals should be assessed with care as ground clutter such as buildings, insects, and vegetation can create interpretation problems (Marsik *et al.*, 1995). Further, the existence of clouds and precipitation can often affect return signal patterns due to additional pulse scattering that is difficult to examine (Fairfall, 1991).

IV.2.2 Approach

During the POVA IOPs, the structure of the CBL was described using a UHF radar wind profiler. Beside providing winds, the radar wind profiler also measured reflectivity, which can be used to compute the refractive index structure parameter C_n^2 . This

parameter measures fluctuations in the refractive index of the atmosphere. It is directly proportional to the range-corrected signal-to-noise ratio (SNR) of the backscattered power (Ottersten, 1969). C_n^2 peaks often occur where vertical gradients of θ_v and mixing ratio r have their maximum values. Due to small-scale buoyancy fluctuations associated with the entrainment process, the C_n^2 can be a very useful parameter for estimating the CBL depth. Different C_n^2 -based techniques have been investigated. Angevine *et al.* (1994) estimated CBL depth in clear air using SNR peaks. Heo *et al.* (2003) have developed a method using both C_n^2 peaks and vertical air velocity variance σ_w^2 . This method is able to discriminate between peaks due to the top of the mixed layer and peaks due to a cloud layer or a residual layer.

The turbulent kinetic energy dissipation rate ϵ retrieval from spectral width measurements provides additional information coupled with reflectivity data. Jacoby-Koaly *et al.* (2002) gave an excellent overview of methods for ϵ determination. The turbulent dissipation rate is balanced by the buoyancy flux in the mixed layer away from the boundary and decreases rapidly once above.

Due to ground clutter and atmospheric echoes, radar wind profilers are often blind close to the ground surface (in the range of 0-200 m a.g.l.). Furthermore, measurements have a limited vertical resolution (normally 50-250 m). For a reliable prediction of chemical species concentrations, an accurate description of the mixing depth evolution during the morning and evening transition periods is essential. Few observational studies addressed this issue in valley flows. Clements *et al.* (1989) investigated the mean properties of the nocturnal drainage flow down a valley using an instrumented tethered balloon and observed a strong down-valley flow near the valley floor and a reversed up-valley flow aloft. Whiteman (1982), Müller and Whiteman (1988) and Helmis *et al.* (1990) looked into upward growth of the CBL during the morning transition in deep mountain valleys. The NBL development in valleys has been described in previous studies by Whiteman (1986) and Doran *et al.* (1990). It is produced by the convergence of cold downslope flows over the valley center, and the subsequent buildup of a cold air layer within the valley. During the POVA field campaigns in summer 2003, the lower layers of the atmosphere were documented using a tethered balloon. Combined with the radar wind profiler, the tethered balloon provided full vertical profiles. The tethersonde device enabled us to choose the ascent velocity according to the desired vertical resolution and was equipped with a trace gas concentration measuring system. Operations were allowed to be more continuous in time than common radiosoundings which could provide only ‘snapshot’-like profiles.

IV.3 Observational site

The present study refers to a fraction of the French alpine region. The topography of the region (see Figure IV.2) is composed of several valleys which differ in cross-section shape, length and orientation. Even if the most frequent synoptic regimes are southeastward to northeastward, the assessment of the air flow is especially challenging because of the effects of synoptic-scale interactions on valley-scale circulations. The Chamonix valley (site **A**) runs from southwest to northeast for about 15 km and is over 2000-m deep on average. The altitude of the highest mountain of the southeast mountain ridge (Mont-Blanc) is 4810 m above mean sea level (a.m.s.l.) The peak-to-peak distance is around 4 km and the width of the valley bottom is about 1.5 km. The Maurienne valley (site **B**) is five times as long as the Chamonix valley. The length of

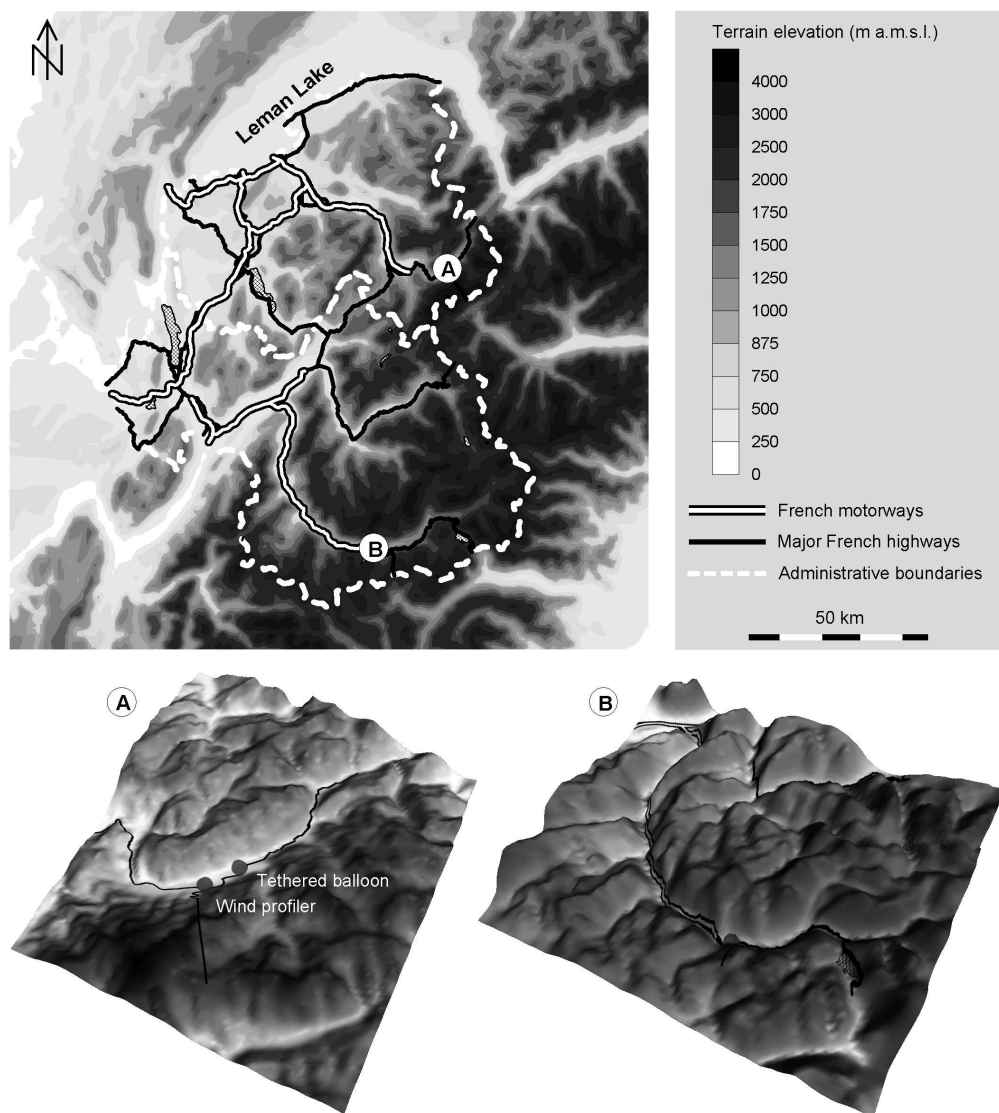


Figure IV.2: Overview of a part of the Alps with location of the Chamonix (site **A**) and the Maurienne (site **B**) valleys in UTM coordinate system, zone 32. Attached grey scale indicates altitude in meters above mean sea level (a.m.s.l.)

this curve-shaped valley is approximately 80 km. The mountain ridges on both sides reach altitudes of around 3000 m a.m.s.l. and the valley bottom is about 2-km wide. Both valleys have slopes up to 40° – 50° on the mountain sides, and have a valley floor that falls in the range of 13–14 m per km.

Observational sites are indicated by dark gray dots in Figure IV.2. The radar wind profiler was situated at *Le Clos de l'Ours* in the Chamonix valley and *Modane* in the Maurienne valley. *Le Clos de l'Ours* site is located on the valley floor at an altitude of 1040 m a.m.s.l. *Modane* site is located close to the center of the Maurienne valley at an altitude of 1090 m a.m.s.l. Both sites are representative of the bottom of the valleys and measurements may be extrapolated to the main valley axes. In the Chamonix valley, tethered balloon and radar wind profiler sites were spaced out 1.5 km apart whereas they were in the same place in the Maurienne valley. *Les Pratz de Chamonix* site was selected in the Chamonix valley owing to its quite broad expanse to operate the tethered balloon. Experiments were conducted in suburban area of small towns

Parameters	Characteristic value
Transmitter	
frequency	1238 MHz
wavelength	24.2 cm
peak power	4 kW
pulse length	150 m
pulse repetition frequency	20000 Hz
one-way beam width	8.5°
Antenna	
type	3-panel array
one vertical beam (elevation angle)	90°
two oblique beams (off-zenith angle)	17°
antenna area	2 m ²
Receiver	
number of FFT points	128
number of incoherent integrations	10
number of coherent integrations	100
Inter Pulse Period	30 μ s
number of gate	50
range resolution	80 m
maximum unambiguity range	6 km
velocity resolution	0.1 m s ⁻¹
maximum unambiguity velocity	6 m s ⁻¹
minimum detectable signal	18.8 dBZ

Table IV.1: Characteristics of the UHF radar wind profiler used in the POVA experiment

(local populations lower than 10,000 inhabitants) in both valleys.

Several other measurements are available from IOPs. Both valleys were equipped with a network of ground monitoring stations including measurements of pollutant concentrations and meteorological variables. *Jaffrezo et al. (2005)* provided a detailed presentation of the data set obtained during IOPs.

IV.4 Experiment and method

IV.4.1 Equipment and collection of data

The mobile radar wind profiler used in the POVA experiment is a ‘clean-air’ three panel 1238 MHz UHF Doppler radar system designed and operated by Degreane Horizon to provide wind speed and direction 24 h a day under all weather conditions. ‘Clean air’ radars detect irregularities in backscattered signals due to refractive index inhomogeneities caused by turbulence (*Ottersten, 1969*). In the lower troposphere these inhomogeneities are mainly produced by humidity fluctuations. The operational mode sampled continuously the boundary layer from 80 m to 3500 m a.g.l. along the vertical, using a 80-m resolution and a 6-min acquisition cycle. Characteristics of the UHF radar wind profiler used in the POVA experiment are reported in Table IV.1. The first three moments were computed with the weighted contiguous spectral lines selected during the last 30 min. The 30-min consensus performs a temporal filter over the considered period removing or smoothing out spurious unwanted echoes.

A tethered balloon data collection system was used to provide experimental data

close to the ground surface. Vertical sounding operations at each site consisted of the deployment of a Tethersonde Meteorological Tower System (TMT)TM by Vaisala Inc. with an electrochemical concentration cell ozone sonde (Model 4Z ECC-O₃-Sonde)TM by EN-SCI Corporation beneath a 5-m³ helium-filled balloon. Soundings of meteorological variables and O₃ were conducted approximately up to 400-500 m a.g.l. Measurements were averaged using a sliding window with a 20-m resolution. There were no systematic differences between the ascending and descending soundings. Thus, vertical displacements of the tethered balloon were assumed to have no significant influence on the measurement of the variables. Operations were restricted to daylight hours to meet aircraft safety considerations. Tethersonde flights were halted from midday to early evening due to strong up-valley winds.

Data were collected from June 25 through July 11, 2003. Short precipitation events occurred, preventing some tethered balloon data from being collected and affecting the quality of the radar wind profiler signal. The whole week of radar wind profiler measurements in the Chamonix valley has been reported by Brulfert *et al.* (2005b). The present study focuses on July 8 in the Chamonix valley and June 29 in the Maurienne valley. The meteorological conditions during the two studied episodes favoured high ozone concentrations as high-pressure systems located over the area produced clear skies, weak winds, hot temperatures and a subsidence inversion. Ozone concentrations peaked beyond 80 ppbv on both periods in surrounding cities.

IV.4.2 Mixing depth evaluation

The mixing depth definition adopted by Seibert *et al.* (2000) and referred as mixing height has been retained for this work: “*The mixing height is the height of the layer adjacent to the ground over which pollutants or any constituents emitted within this layer or entrained into it become vertically dispersed by convection or mechanical turbulence within a time scale of about an hour.*”

Hourly mixing depths were estimated from C_n^2 data during the day using an algorithm proposed by Heo *et al.* (2003). C_n^2 data were combined with σ_w^2 to monitor the growth of the CBL. Assuming that heat flux decreases linearly with height from the ground surface to the top of the CBL in a dry convective mixed layer, this method consists in determining the ‘zero flux level’. The heat flux is proportional to the standard deviation of the vertical velocity σ_w (Weill *et al.*, 1980)

$$\frac{\sigma_w^3}{z} \approx \alpha^{3/2} \frac{g}{\theta} \overline{w'\theta'_v},$$

where α a universal constant ($\alpha = 1.4$). The term $(g/\theta) \overline{w'\theta'_v}$ represents a local buoyant production of turbulent kinetic energy, where g , w' and θ'_v are the gravitational acceleration, vertical velocity and virtual potential temperature fluctuations, respectively. Then, the mixing depth corresponds to the peak of C_n^2 close to the ‘zero flux level’, which is obtained by an extrapolation to zero of the linear regression of the σ_w^3/z profile.

Other techniques were used to provide further informations. Daytime turbulent kinetic energy dissipation rate ϵ is almost constant across the whole mixing layer (Caughey *et al.*, 1979). Above the CBL top, the turbulent dissipation rate rapidly decreases to near zero. ϵ vertical evolution was used to get a better estimate of the mixing depth coupled with information derived from reflectivity data. During the

morning and evening transition periods, wind, θ and O_3 profiles from tethersonde measurements complement the radar wind profiler data.

IV.5 Experimental results

IV.5.1 Chamonix valley – July 8, 2003

IV.5.1.a Flow structure

The sounding launched on July 8, 2003 at 1200 UTC in Lyon 100-km west of the Chamonix valley showed a large dew point temperature gradient between the surface and the top of the planetary boundary layer at roughly 825 hPa (about 2000 m). The prevailing synoptic wind blows south-southeastward.

Figure IV.3a illustrates the diurnal changes in the mixed layer structure on July 8, 2003. The upper limit of the mixed layer is plotted as white dots from C_n^2 peaks. All the pronounced C_n^2 peaks are located above the level where σ_w^3/z goes to zero. Therefore the mixing depth is determined by the lowest height of the C_n^2 peaks. During the transition periods, the mixing depth is estimated by analysing tethersonde data with Stull's (1991) technique and reported as two black stars in Figure IV.3a. At night, the strong stability of the NBL confines vertical mixing of momentum and surface-based pollutants to a shallow layer (i.e., 100-m to 200-m thick) near the ground. After daybreak (0700 UTC), the ground surface warms up, resulting in the growth of the CBL. The CBL grows up to an afternoon depth of about 1700 m a.g.l. The spread of the large C_n^2 values during daylight hours is likely to be due to the strong convective activity. The evolution of C_n^2 is in good agreement with the ϵ evolution. Figure IV.3b emphasizes the strong turbulent activity in the CBL. By early evening (1900 UTC), stable conditions associated with the NBL form.

During the transition periods, tethersonde profiles are particularly useful to depict the boundary layer structure and its evolution. Figure IV.4 shows wind structure pattern evolution from tethered balloon ascents and descents for July 8, 2003. Soundings show the reversal of the valley wind system during the transition periods. Wind direction reverses from down- (50°) to up- (230°) valley in the morning (0700 UTC) and the opposite at night (1900 UTC). Wind speed is maximum when being up-valley and peaks at $5 - 6 \text{ m s}^{-1}$ at 1000 UTC.

Changes in wind regime gradually proceed from the ground to upper layers. Observation of the lower layers of the atmosphere corroborates the observation from the radar wind profiler up to about 400-500 m a.g.l. Figures IV.5a and IV.5b show time-height cross sections of horizontal wind speed and direction, respectively, obtained from the first moment of the Doppler spectrum for July 8, 2003.

Sequences of θ soundings are presented in Figure IV.6. No Radio Acoustic Sounding System (RASS) data were available to extend these profiles. However successive downward displacements of the potential temperature curve after sunrise are consistent with the destruction of the inversion by subsidence (Whiteman, 1982).

During the strong convective activity period, a superadiabatic layer is observed near the ground surface that implies a strong vertical mixing. However multiple superadiabatic layers are found throughout the profiles as soon as the morning transition period starts. The cross section of the valley in Figure IV.7 suggests that the underlying physical mechanism is the detachment of turbulent structures from the narrow

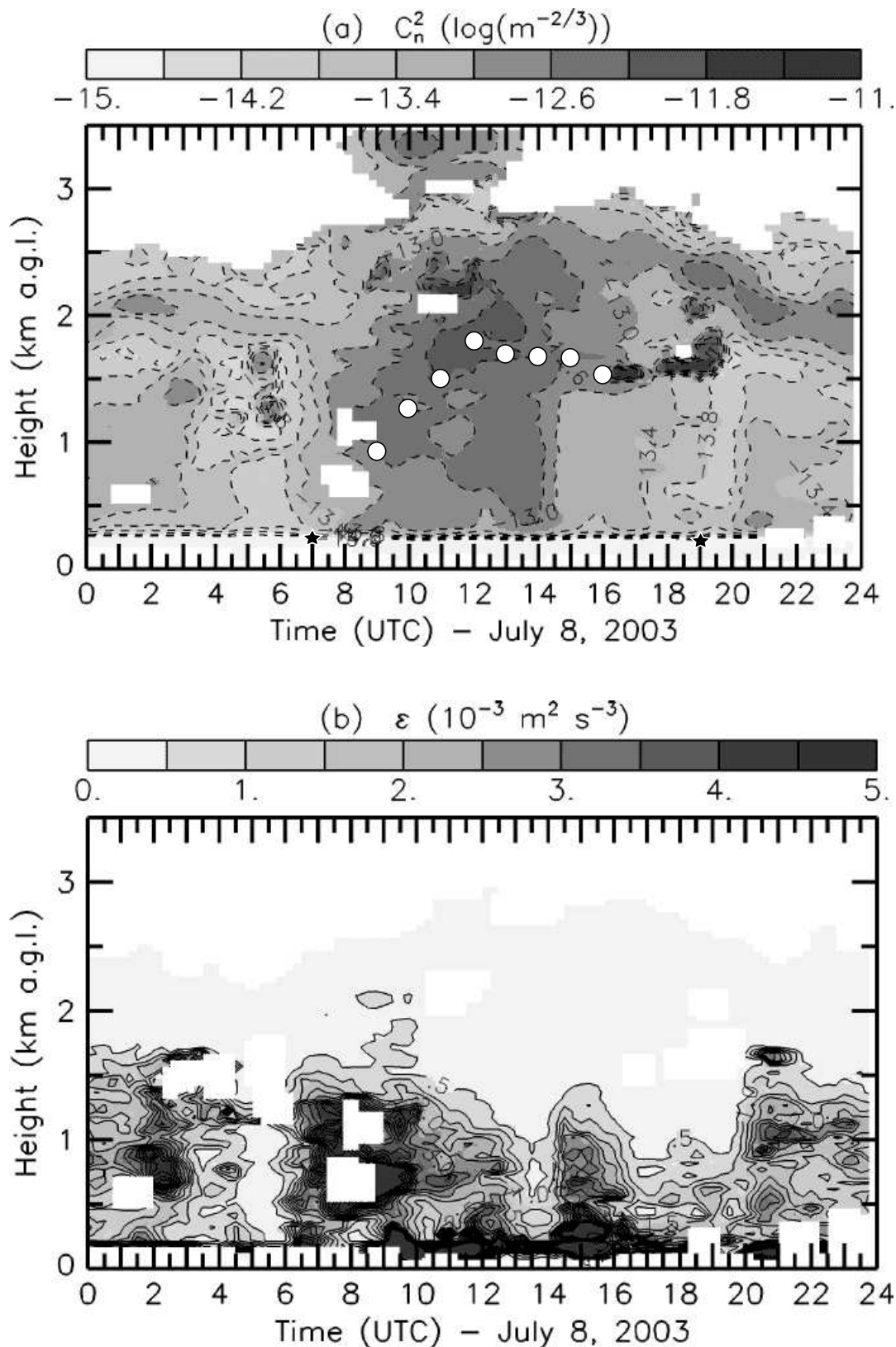


Figure IV.3: Time-height cross section of refractive index structure parameter C_n^2 (a) and turbulent kinetic energy dissipation rate ϵ (b) for July 8, 2003 at *Le Clos de l'Ours* in the Chamonix valley. CBL depths were superimposed on C_n^2 contours: \circ derived from the maximum backscatter intensity method combined with the variance of vertical air velocity σ_w^2 and \star estimated using tethered sonde profiles

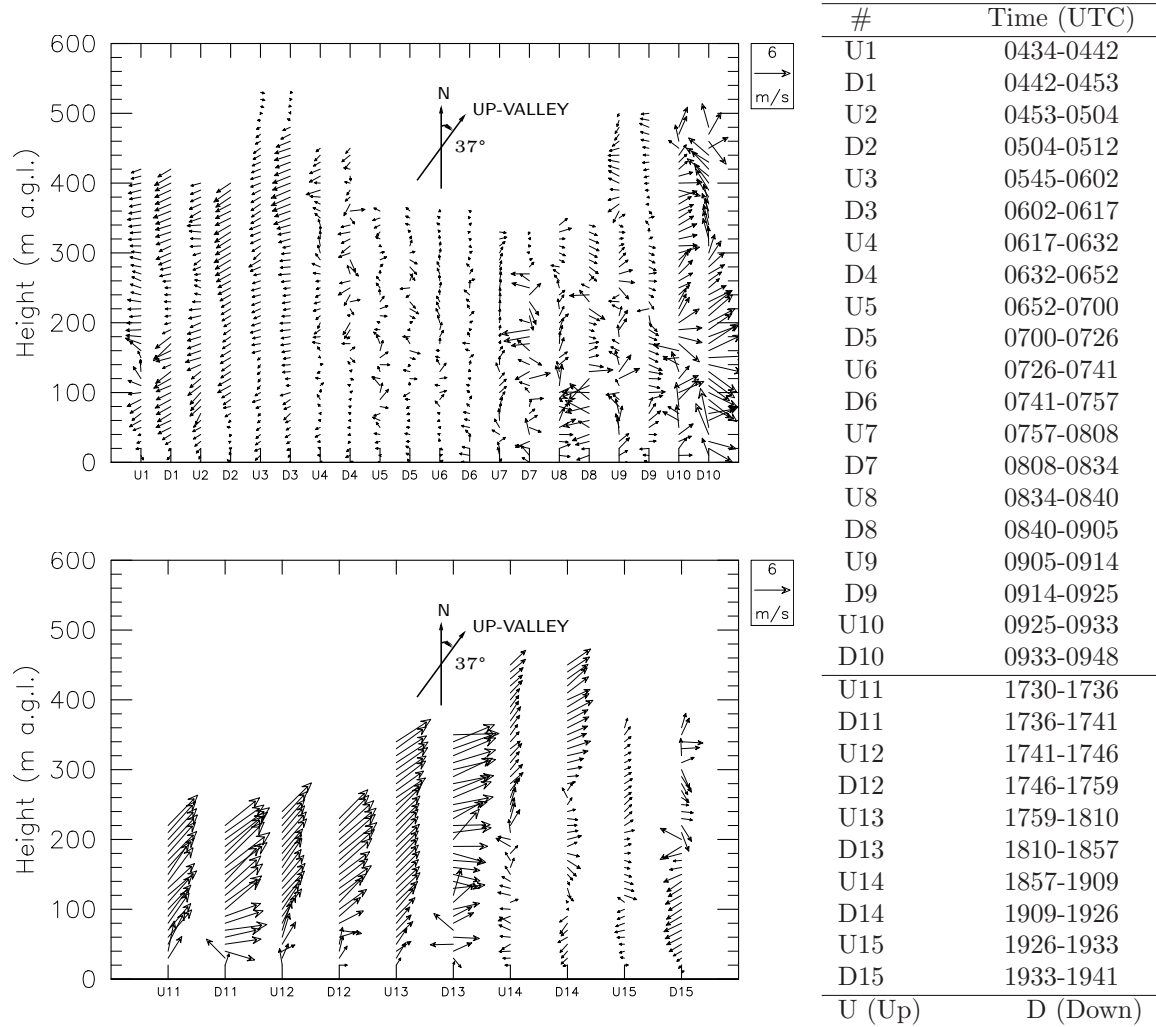


Figure IV.4: Wind structure pattern evolution. Tethered balloon data, *Les Praz de Chamonix* in the Chamonix valley, July 8, 2003

pass towards downtown *Chamonix*. Nevertheless the signal is not very clear since a critical level is located at the height of the pass (about 400 m a.g.l.), which is close to the upper limit of profiles. There are essentially two types of turbulence in the CBL: mechanical due to the instability of the vertical wind shear and thermal due to the buoyancy forces in the atmosphere. The combination of wind and temperature stratification is a complex mixture that makes the characterization of the generation and nature of these small potential temperature deformations difficult.

To assess the origin of the structures present throughout profiles an analogy with hydraulics is used. The flow pattern over an obstacle reveals a range of regimes dependent on the Froude number Fr , here defined as the competition between inertial and buoyant forces

$$Fr^2 = \frac{U^2/h}{g \Delta\theta/\Theta_0},$$

where U is the upstream mean velocity, h is the local depth of the flow, $\Delta\theta$ is a typical temperature disturbance and Θ_0 is the large-scale potential temperature. The pass in Figure IV.7 represents an obstacle which is about 400-m high. A rough estimation

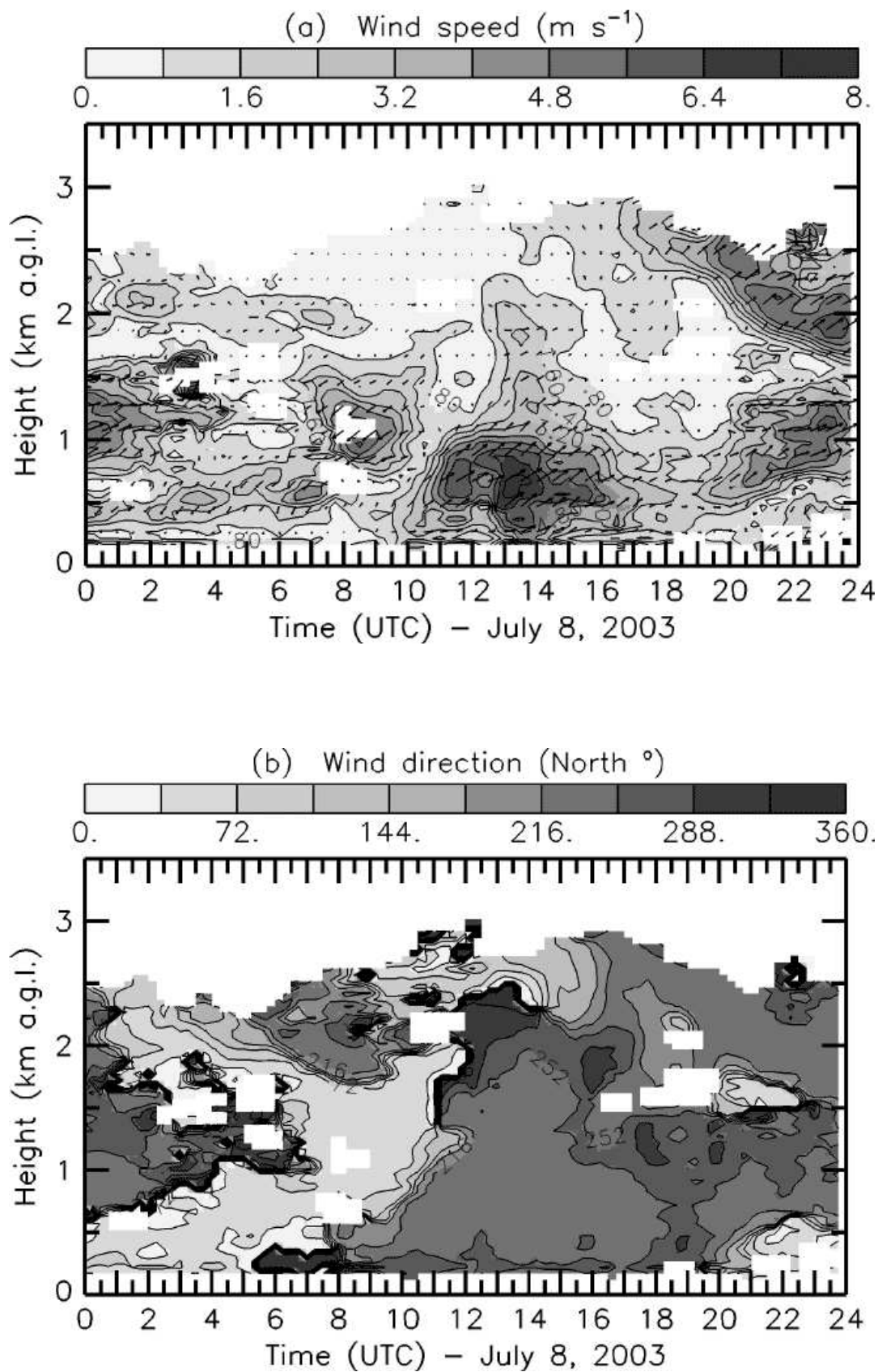


Figure IV.5: Time-height cross sections of horizontal wind speed (a) and direction (b) for July 8, 2003 at *Le Clos de l'Ours* in the Chamonix valley

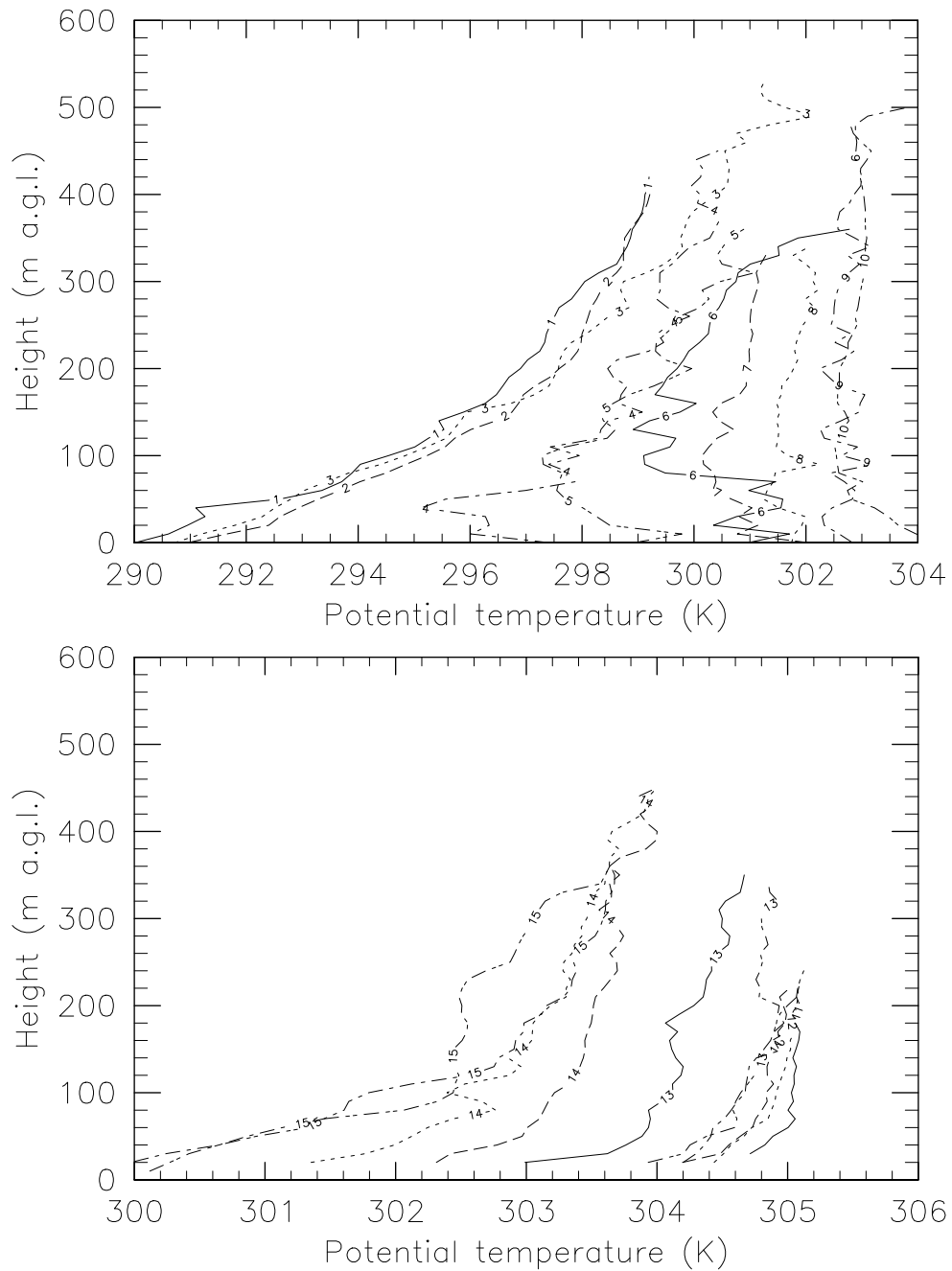


Figure IV.6: Potential temperature profile evolution. Tethered balloon data, *Les Praz de Chamonix* in the Chamonix valley, July 8, 2003. See Figure IV.4 for corresponding times (only ascending soundings U# are displayed in the morning)

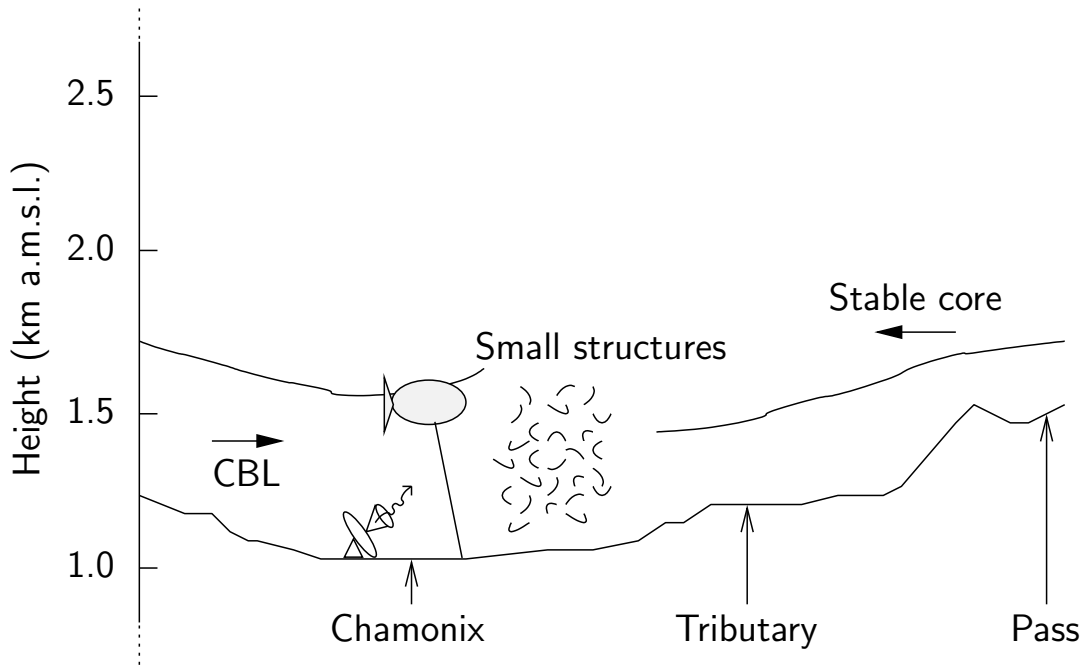


Figure IV.7: Cross-section along the Chamonix valley axis

of the upstream mean velocity may be 2 m s^{-1} . At night the stability of the NBL inhibits vertical structure development. After daybreak the descending flow from the pass constrains the flow response to occur within a capped inversion layer in the order of 100-m thick. Assuming that the atmosphere is stable ($\Delta\theta = 1 \text{ K}$), this yields to $Fr = 1.1$ using $\Theta_0 = 303 \text{ K}$. At the tethered balloon location the wind speed is as low as 1 m s^{-1} . The capping inversion is eroded and the depth of the flow corresponds nearly to the pass height. The stratification is slightly stable ($\Delta\theta = 0.5 \text{ K}$) and the derived Froude number is equal to 0.4 using $\Theta_0 = 303 \text{ K}$. Therefore downwind of the pass there can be a hydraulic jump leading to the detachment of turbulent structures towards the tethered balloon.

Interpreting order of magnitude analysis is not straightforward and the observed shallow superadiabatic layers are also likely to be due to the interaction between the rising CBL and the stable core aloft which is not completely eroded by the convective activity. The wind reversal induces small structures which produce temperature fluctuations. This shifting process seems to be hindered by the *Mer de Glace* glacier (referred as *tributary* in Figure IV.7) located southeastward between the tethered balloon site and the narrow pass. Convergence effects may intensify the stable descending flow.

IV.5.1.b Diurnal evolution

When looking at the ozone measurements in Figure IV.8, several features that are important for understanding the role that mixing depth plays in the air quality of this region can be described.

After daybreak (0700 UTC) ground surface heating triggers the development of the CBL, but further vertical growth is inhibited by the subsidence inversion. This

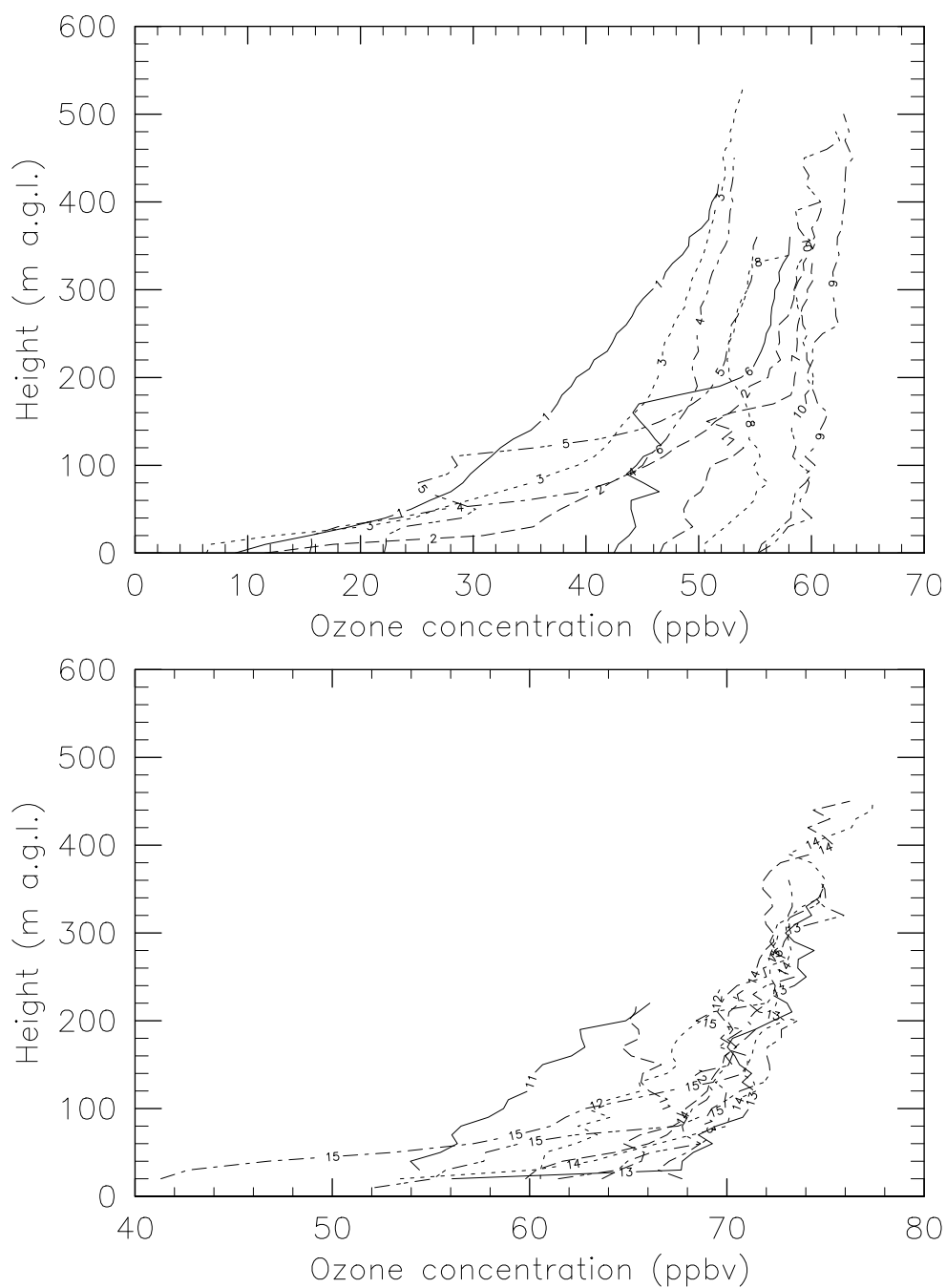


Figure IV.8: Ozone concentration profile evolution. Tethered balloon data, *Les Praz de Chamonix* in the Chamonix valley, July 8, 2003. See Figure IV.4 for corresponding times (only ascending soundings U# are displayed in the morning)

subsidence warming mechanism was first noted by [Whiteman and McKee \(1982\)](#) in several deep mountain valleys in Colorado, USA. The temperature inversion develops aloft as a result of air gradually sinking over the valley area and being warmed by adiabatic compression. The strong ozone concentration gradient early in the morning weakens at later times until there is almost uniform mixing in the vertical. Ozone increases to a background level of 70–75 ppbv, which is characteristic of the free atmosphere and is vertically mixed down to the ground. Therefore ozone is observed to be a good tracer of mixing properties of the flow field. The boundary layer over such a complex terrain is shown characteristically disturbed as illustrated by θ profiles in [Figure IV.6](#). The evening transition period begins shortly before sunset, as convective thermals decrease and can no longer drive the mixed layer. As the ground surface cools down, a surface-based temperature inversion develops producing the NBL, which is shown to be less than 100-m deep by sunrise. The region between the NBL and the former capping inversion height is the residual layer (RL). Ozone or ozone precursors mixed upwards in the CBL during daytime likely remain in the RL, and the strong stability associated with the NBL ‘shielded’ these pollutants aloft from the titrating effects of fresh NO emissions near the ground surface.

IV.5.1.c Growth rates

The relatively slow growth rate of the mixing depth in [Figure IV.8](#) likely confines emissions of nitrogen oxides and volatile organic compounds near the ground surface for a longer time, and thus photochemistry is activated in the presence of high precursor concentrations. The origin of anthropogenic pollution sources in the area is mainly due to traffic (66 %) and economic activities (14 %) according to the POVA emission inventory of the valley. The methodology to draw up the emission inventory is similar to the Maurienne valley one ([Brulfert *et al.*, 2005b](#)). This slow growth rate is perhaps one key factor in the weak ozone production in the morning within the valley in summer. Differences of solar exposure across the valley are maximized during the morning and evening transition periods. Differential solar heating might cause the mixing layer over slopes facing the south to be higher during morning and lower during early evening. Upslope flows established during the convective activity period enhance the vertical development of the CBL. Mixing depth over edges of the valley can be lifted relative to mixing depths at the bottom of the valley. Air to replace that removed by slope flows could come from valley winds and need not involve a counter recirculation of pollutants at all. Then pollutants carried along the slopes may be diluted at higher altitude.

IV.5.1.d Descending inversion

Another important factor for understanding air quality is the descending subsidence inversion observed from the early evening (1730 UTC). The mixing depth decreases slowly and regularly, implying a continuous stable layer above the NBL. The descending inversion reduced the vertical extent of mixing, which results in a weaker dilution of ozone and its precursors. As photochemical production of O₃ persists in late afternoon and stops in the evening, O₃ concentration measured near the ground surface typically decreases as a result of deposition and titration by NO. Nevertheless a weak increase in ground O₃ concentration is observed at night. [Figure IV.9a](#) shows a fast rise of 15 ppbv from 2200 UTC to 2300 UTC in *Le Clos de l’Ours* ground monitoring

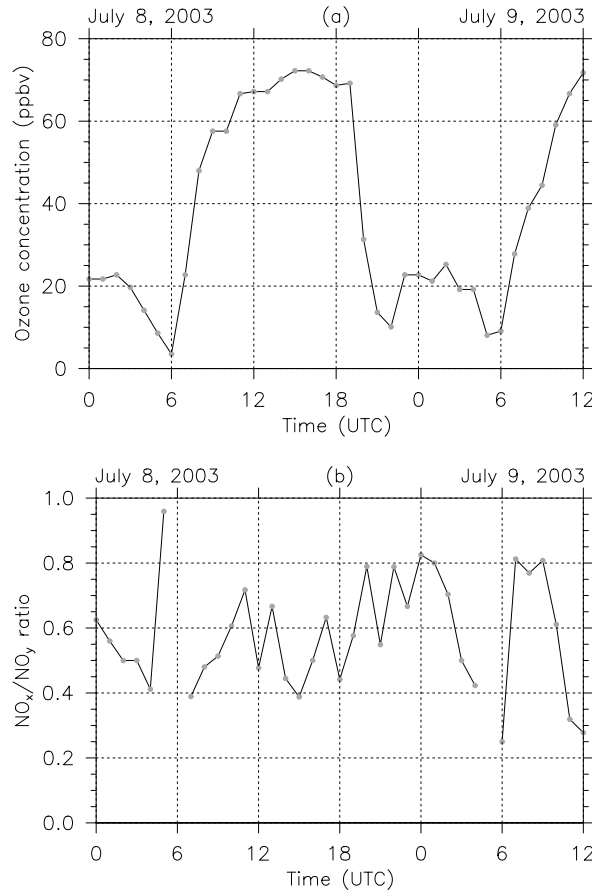


Figure IV.9: Time series of ozone concentration in *Le Clos de l'Ours* (a) and NO_x/NO_y ratio in *Argentière* (b). Ground monitoring station data in the Chamonix valley, July 8-9, 2003

station located close to the center of the Chamonix valley. It cannot be caused by chemical processes. The top of the RL, formerly the daytime capping inversion, may combine with the NBL or participate in turbulent episodes of mixing in the NBL. The increase might be caused by downward mixing resulted from turbulence produced by a low-level jet (Corsmeier *et al.*, 1997). However no strong wind velocity is observed at night. Such an increase is presumed to be due to the transport of ozone-rich air mass from higher altitude by down-valley winds. It should be cautioned that more polluted air at higher elevations is entrained in the down-valley flow, thus mixing air and increasing O_3 concentration. The ratio of NO_x (the sum of nitrogen oxides $\text{NO} + \text{NO}_2$) to NO_y (the sum of all odd-nitrogen species $\text{NO}_x + \text{PAN} + \text{HNO}_3$) can be used to estimate the ‘chemical age’ of the air mass (Banta *et al.*, 1997). A high ratio (greater than 0.9) implies that NO_y is mostly composed of NO_x ($\text{NO}_y \equiv \text{NO}_x$). Therefore the air mass contains fresh pollution. Low values (less than or equal to 0.6) suggest that most of the NO_x has already been transformed to stable end species and the air mass is chemically aged. Figure IV.9b shows that NO_x/NO_y ratio drops below 0.6 for this particular episode in *Argentière* ground monitoring station located upstream of the narrow pass. This strengthens that the increase in O_3 concentration is most likely associated with aged polluted air from an elevated layer descending from the narrow pass or the *Mer de Glace* glacier.

IV.5.2 Maurienne valley – June 29, 2003

The prevailing winds came from the sector between west and south, with partly cloudy weather during the morning on June 29, 2003.

The wind regime changes suddenly across the whole boundary layer instead of gradually proceeding from ground to upper layers as observed in the Chamonix valley. Figure IV.10 suggests that the wind reverses from down to up-valley in only two couples of ascent and descent. The morning transition period lasts about 30 min to be compared to more than 2 h in the upper end of the Chamonix valley. In addition winds are stronger in the morning in the Maurienne valley than in the Chamonix valley. The mean velocity is around 5 m s^{-1} except during the transition period with lower values. Wind reversal is observed in the morning at 0800 UTC and in the evening at 1900 UTC with the same behavior on every sunny day of the IOP week.

Profiles of meteorological parameters and ozone concentration measured in the Maurienne valley are smoother than in the Chamonix valley. The detailed description of the CBL evolution is similar in both valleys (see sections IV.5.1.b to IV.5.1.d).

The temporal evolution of surface wind vectors can be detailed in hodographs. 24-h hodographs reveal the daily variation of both wind speed and direction. The hodograph in Figure IV.11a plotted in *Modane* ground monitoring station on June 29,

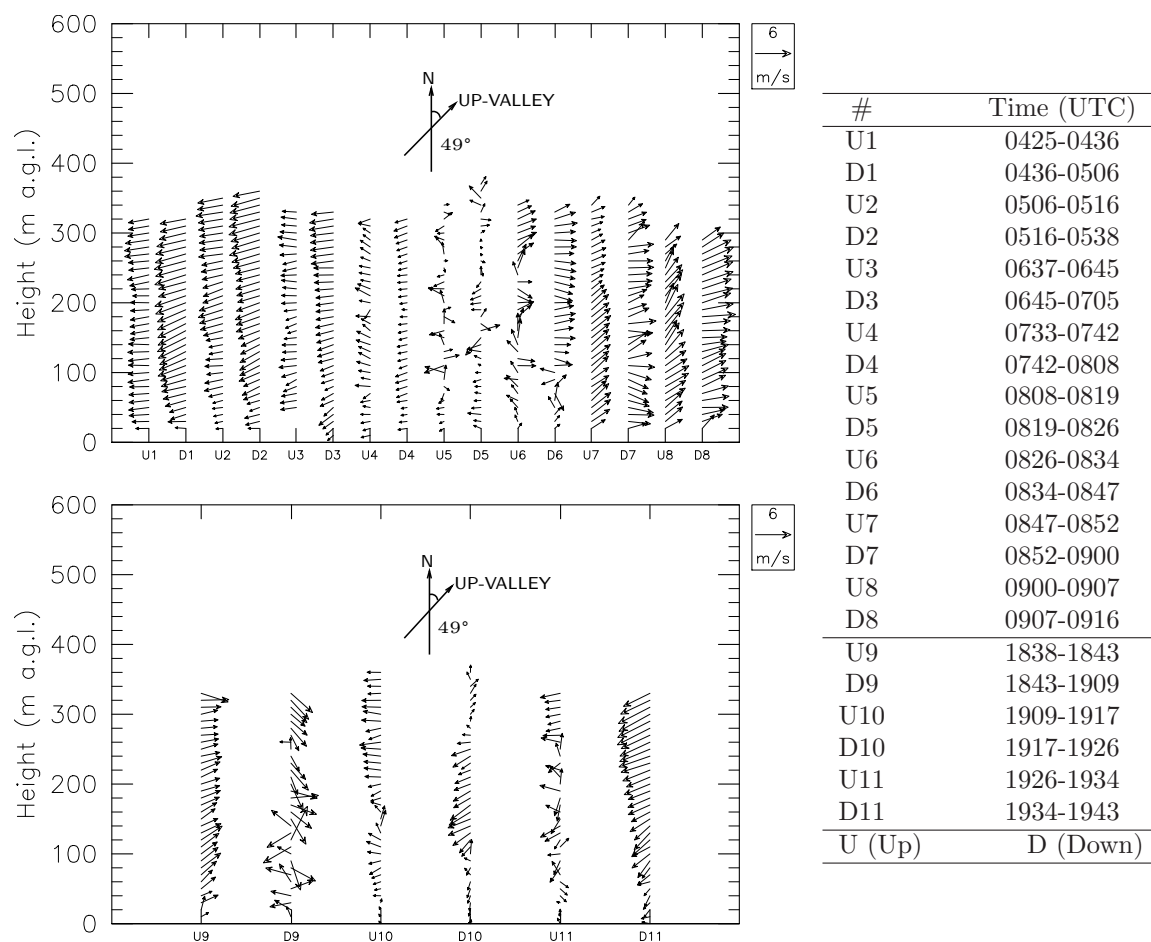


Figure IV.10: Wind structure pattern evolution. Tethered balloon data, *Modane* in the Maurienne valley, June 29, 2003

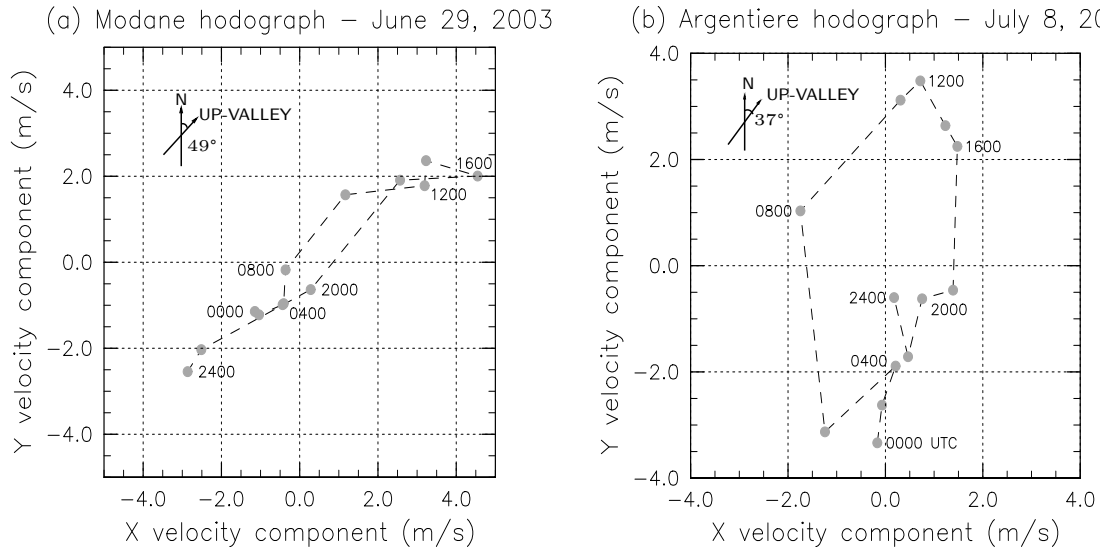


Figure IV.11: Hodographs: (a) *Modane* ground monitoring station in the Maurienne valley on June 29, 2003 (b) *Argentière* ground monitoring station in the Chamonix valley on July 8, 2003

2003 shows that most of the time wind is aligned along the valley axis. It may be regarded as an ellipse with eccentricity defining its shape. The eccentricity goes to 1 and suggests that wind reversal is very sudden. It may be compared to the hodograph in Figure IV.11b plotted in *Argentière* ground monitoring station in the Chamonix valley with a much wider loop (ellipse with eccentricity 0.85). This wider loop may be attributed to slope winds and a more complex topography likely to develop transversal circulation during the transition periods.

One possible explanation for the differences observed between these two valleys lies in the different valley lengths and geometries. Müller and Whiteman (1988) defined a topographic amplification factor (TAF) to characterize a valley geometry. This geometrical parameter can be used to interpret the thermal energy budget within a valley using the first law of thermodynamics. A given input (or extraction) of thermal energy to (or from) a volume of air will change its temperature. The smaller the volume, the larger the temperature changes for a fixed energy increment. The TAF is the valley drainage area to volume ratio divided by the plain drainage area to volume ratio. Hence it can be written as

$$\text{TAF}(z) = \frac{A_v/V_v}{A_p/V_p},$$

where A is the drainage area, V is the volume of air and the subscripts v and p stand for valley and plain, respectively. For a very flat valley, the TAF goes to 1 and for a steep and deep valley, a TAF greater than 2 is the rule. TAF is generally estimated using valley cross sections by assuming a uniform cross section area along the valley axis (Sakiyama, 1990). This assumption produces poor estimations of TAF for valleys that have complex shapes of cross sections along their axes. Thus, both valleys were cut out in representative parts. TAFs were computed for each part of both valleys and over the entire valley areas. Figure IV.12 illustrates the chosen sub-areas in both valleys. The results are plotted in Figure IV.13 as a function of nondimensional height

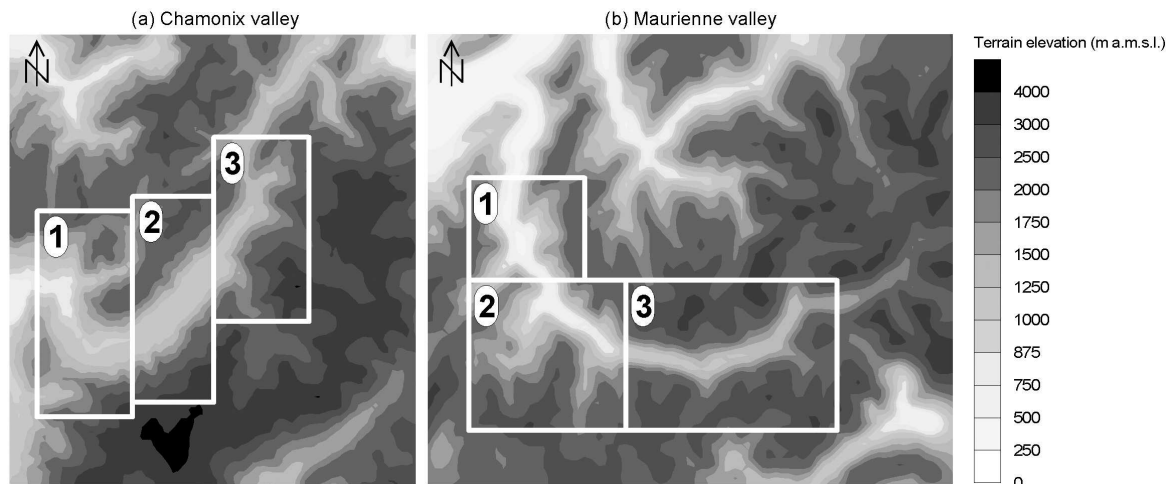


Figure IV.12: Representative parts used for TAF computations: (a) Chamonix valley (b) Maurienne valley

z/z_{Top} , where z_{Top} is the maximum height of the topography. The average TAF for the Chamonix and the Maurienne valley length over the valley depth is found to be 1.84 and 2.35, respectively. These values vary slightly with height and indicate the broadly V-shaped profile for the Chamonix valley and the predominantly convex shaped profile in the Maurienne valley. Therefore one would expect that temperature changes in the Maurienne valley will be larger than in the Chamonix valley. Consequently the inversion breakup will be faster in the Maurienne valley with the same input of thermal energy.

The TAF in the Maurienne valley is smaller close to the mouth of the valley than in the upper valley end where the terrain is somewhat more open. The funnelled wind flow may be accelerated when being up-valley leading to a much more sudden wind reversal.

IV.6 Discussion and conclusions

Radar wind profiler and tethered balloon were operated to probe the vertical structure of the atmosphere and its evolution during the POVA field campaigns in summer 2003. Wind reversal and mixing depth evolution were carefully documented using radar wind profiler and tethered balloon data. The maximum backscatter intensity method coupled with the determination of the vertical velocity variance σ_w^2 correctly estimated the mixing depth when vertical mixing owing to solar heating was significant and the vertical gradient of both θ_v and r in the entrainment zone was strong enough. The tethersonde device was especially useful to study the reversal of the valley wind system during the morning transition since proceeding from the ground surface to upper layers. One of the goals of this study was to document full vertical profiles joining up a tethered balloon with a radar wind profiler. Operating both measurement devices in the same place made possible to document the vertical direction from the ground up to about 3000 m. The results presented above provide a qualitative and quantitative description of the valley wind system and mixing depth.

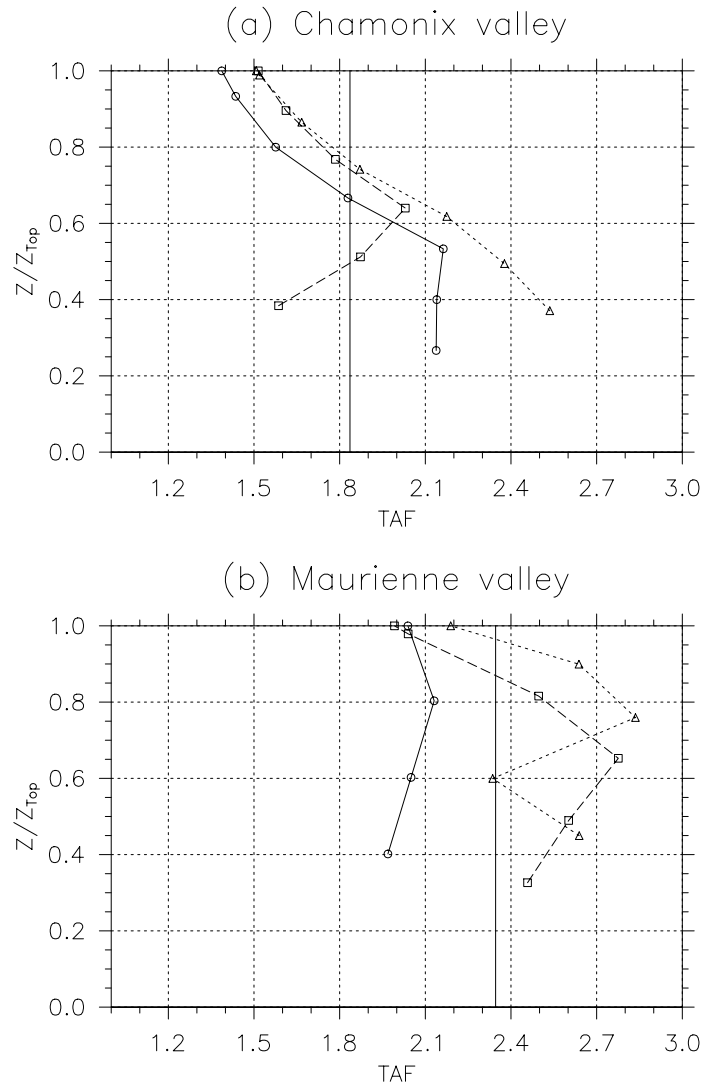


Figure IV.13: TAF as a function of nondimensional height for each part of both valleys (\circ part 1, \square part 2, \triangle part 3): **(a)** Chamonix valley **(b)** Maurienne valley

To conclude this study, a number of our initial questions are now addressed as follows:

- What are the characteristics of the thermally driven and synoptic-scale flows inside and above both valleys?

At least during these summer field campaigns, both valleys exhibit similar behavior with a wind reversal twice a day and a mixed layer up to approximately the altitude of the surrounding mountains. Hodographs are proposed as a characterization of changes in the valley wind typology. Complex orography makes each valley to develop specific features as illustrated by hodographs. The wind reversal is found to be much more sudden in the Maurienne valley than in the Chamonix valley.

The TAF variability may be used to assess the differences between the local atmospheric dynamics in the two valleys. The TAF in the Maurienne valley increases from the mouth to the upper end of the valley resulting in a flow

acceleration during daytime. It is nearly constant with height close to the mouth of the valley and its variability along the valley axis is in the order of 30 % from the ground surface up to the mountain ridges. In the Chamonix valley this variability is less pronounced and peaks around 25 % only near the valley floor. In addition the average TAF is about 30 % larger in the Maurienne valley than in the Chamonix valley resulting in a faster inversion breakup.

- What are the main and specific features of the boundary layer in both valleys, especially during daytime?

A fraction of the incoming radiation received on the valley unfolded surface is converted to sensible heat flux. Sensible heat flux generates the development of a CBL over the ground surface which grows up to approximately the altitude of the surrounding mountains in the afternoon. The structure and evolution of the mixed layer for these days were basically similar. In the Chamonix valley convergence effects intensify the stable descending flow and delay the erosion of the stable core by the growing CBL. This interaction produces a complex boundary layer structure during the morning and evening transition periods particularly at the tethered balloon site.

- How does the local meteorology induced by complex terrain play a part in the evolution of pollutants in both valleys?

The vertical ozone distribution derived from tetheredsonde measurements is strongly influenced by the diurnal evolution of the valley wind system and the boundary layer structure. During daytime the convective activity produces a rather uniform vertical distribution of O_3 concentration through the whole CBL depth. At night the NBL develops from the valley floor in response to the cooling of the ground surface. The stable stratification associated with the NBL confines surface-based pollutants. Therefore the ozone depletion due to titrating effects of NO emissions and dry deposition is limited to the lowest few hundred meters. After sunrise downward mixing of ozone from the RL and photochemical ozone formation supply the growing CBL.

These measurements have provided a useful data set to study atmospheric dynamics in complex terrain. This limited data set turned out to be efficient in characterizing clear days. The comprehension of the dynamics of the Chamonix and the Maurienne valleys enables us to extend the conclusions beyond the conditions of the intensive observation periods. Vertical exchange processes coupling the boundary layer with the air aloft are essential for air quality prediction. These processes driving the mixing ability of the air mass will be subject to further investigation. Numerical simulations could be a useful tool to refine and expand the observational investigations.

Acknowledgements

The research has been supported by the Rhône-Alpes Region, the Agency for Environment and Energy Management (ADEME), the Ministry of Equipment, Transport and Housing (METL) and the Ministry for Ecology and the Durable Development (MEDD). We are grateful to Guillaume Brulfert, Eric Chaxel and Rémi Dallmayr for assistance with tetheredsonde operations. We thank Bruno Bénech and Bernard

Campistron for providing us with the tethered acquisition system and the radar postprocessing tool. We also thank Pascal Perros from the Laboratoire Interuniversitaire des Systèmes Atmosphériques (LISA) for making available data collected in *Argentière*. Finally we are thankful to two anonymous referees for their suggestions and valuable comments on the paper.

References

- Angevine, W. M., A. B. White, and S. K. Avery: 1994, ‘Boundary-layer depth and entrainment zone characterization with a boundary-layer profiler’. *Boundary-Layer Meteorol.* **68**, 375–385. [IV.2.2](#), [V.3.2](#)
- Banta, R. M., P. B. Shepson, J. W. Bottenheim, K. G. Anlauf, H. A. Wiebe, A. Gallant, T. Biesenthal, L. D. Olivier, C.-J. Zhu, I. G. McKendry, and D. G. Steyn: 1997, ‘Nocturnal cleansing flows in a tributary valley’. *Atm. Environ.* **31**, 2147–2162. [IV.5.1.d](#)
- Brulfert, G., C. Chemel, E. Chaxel, and J.-P. Chollet: 2005a, ‘Modelling photochemistry in alpine valleys’. *Atmos. Chem. Phys.* **5**, 2341–2355. [IV.4.1](#)
- Brulfert, G., J.-P. Chollet, B. Jouve, and H. Villard: 2005b, ‘Atmospheric emission inventory of the Maurienne valley for an atmospheric numerical model’. *Sci. Tot. Env.* In Press. [IV.5.1.c](#)
- Caughey, S. J., J. C. Wyngaard, and J. C. Kaimal: 1979, ‘Turbulence in the evolving stable boundary layer’. *J. Atm. Sci.* **36**, 1041–1052. [IV.4.2](#)
- Clements, W. E., J. A. Archuleta, and D. E. Hoard: 1989, ‘Mean structure of the nocturnal drainage flow in a deep valley’. *J. Appl. Meteor.* **28**, 457–462. [IV.2.2](#), [V.1.1](#)
- Corsmeier, U., N. Kalthoff, O. Kolle, M. Kotzian, and F. Fiedler: 1997, ‘Ozone concentration jump in the stable nocturnal boundary layer during a LLJ-event’. *Atm. Environ.* **31**, 1977–1989. [IV.5.1.d](#)
- Coulter, R. L.: 1979, ‘A comparison of three methods for measuring mixing-layer height’. *J. Appl. Meteor.* **18**, 1495–1499. [IV.2.1](#)
- Doran, J. C., T. W. Horst, and C. D. Whiteman: 1990, ‘The development and structure of nocturnal slope winds in a simple valley’. *Boundary-Layer Meteorol.* **52**, 41–68. [IV.2.2](#)
- Fairfall, C. W.: 1991, ‘The humidity and temperature sensitivity of clear-air radars in the convective boundary layer’. *J. Appl. Meteor.* **30**, 1064–1074. [IV.2.1](#)
- Heffter, J. L.: 1980, ‘Transport layer depth calculations’. In: *Proc. of the 2nd Joint Conference on Applications of Air Pollution Modelling*, New Orleans, LA, USA, American Meteorological Society, 45 Beacon St., Boston, MA, USA, pp. 787–791. [IV.2.1](#)

- Helmis, C. G., D. N. Asimakopoulou, and D. G. Deligiorgi: 1990, ‘Some observations on the destruction of the morning temperature inversions in a large and broad mountain valley’. *J. Appl. Meteor.* **29**, 396–400. [IV.2.2](#)
- Heo, B.-H., S. Jacoby-Koaly, K. E. Kim, B. Campistron, B. Bénech, and E.-S. Sung: 2003, ‘Use of the Doppler spectral width to improve the estimation of the convective boundary layer height from UHF wind profiler observations’. *J. Atmos. Oceanic Technol.* **20**, 408–424. [IV.2.2](#), [IV.4.2](#), [V.3.2](#)
- Jacoby-Koaly, S., B. Campistron, S. Bernard, B. Bénech, F. Arduin-Girard, J. Dessens, E. Dupont, and B. Carissimo: 2002, ‘Turbulent dissipation rate in the boundary layer via UHF wind profiler Doppler spectral width measurements’. *Boundary-Layer Meteorol.* **103**, 361–389. [II.3.2.c](#), [IV.2.2](#)
- Jaffrezo, J.-L., A. Albinet, G. Aymoz, J.-L. Besombes, B. Bonsang, G. Brulfert, D. Chapuis, P. Chazette, C. Chemel, J.-P. Chollet, A. Colomb, P. Couvert, J. Cozic, E. Fréjafon, S. Geffroy, R. Greenwald, V. Jacob, C. Jambert, B. Jouve, E. Leoz-Garziandia, N. Marchand, P. Masclet, P. E. Perros, J. Rimetz, and H. Villard: 2005, ‘The program POVA (‘Pollution des Vallées Alpines’): general presentation and some highlights’. Submitted to *Atmos. Chem. Phys. Discussion*. [IV.1](#), [IV.3](#), [V.1.2](#), [V.3.1](#)
- Kaimal, J. C., N. L. Abshire, R. B. Chadwick, M. T. Decker, W. H. Hooke, R. A. Kropfli, W. D. Neff, F. Pasqualucci, and P. H. Hildebrand: 1982, ‘Estimating the depth of the daytime convective boundary layer’. *J. Appl. Meteor.* **21**, 1123–1129. [IV.2.1](#)
- Marsik, F. J., K. W. Fischer, T. D. McDonald, and P. J. Samson: 1995, ‘Comparison of methods for estimating mixing height used during the 1992 Atlanta Field Intensive’. *J. Appl. Meteor.* **34**, 1802–1814. [IV.2.1](#), [IV.2.1](#)
- Müller, H. and C. D. Whiteman: 1988, ‘Breakup of a nocturnal temperature inversion in the Dischma Valley during DISKUS’. *J. Climate Appl. Meteor.* **27**, 188–194. [IV.2.2](#), [IV.5.2](#)
- Ottersten, H.: 1969, ‘Atmospheric structure and radar backscattering in clear air’. *Radio Science* **4**, 1179–1193. [II.3.2.c](#), [IV.2.2](#), [IV.4.1](#), [V.3.2](#)
- Piringer, M., K. Baumann, and M. Langer: 1998, ‘Summertime mixing heights at Vienna, Austria, estimated from vertical soundings and by a numerical model’. *Boundary-Layer Meteorol.* **89**, 24–45. [IV.2.1](#)
- Rampanelli, G. and D. Zardi: 2004, ‘A method to determine the capping inversion of the convective boundary layer’. *J. Appl. Meteor.* **43**, 925–933. [IV.2.1](#)
- Sakiyama, S. K.: 1990, ‘Drainage flow characteristics and inversion breakup in two Alberta mountain valleys’. *J. Appl. Meteor.* **29**, 1015–1030. [IV.5.2](#)
- Seibert, P., F. Beyrich, S. E. Gryning, S. Joffre, A. Rasmussen, and P. Tercier: 2000, ‘Review and intercomparison of operational methods for the determination of the mixing height’. *Atm. Environ.* **34**, 1001–1027. [IV.2.1](#), [IV.4.2](#)

- Stewart, J. Q., C. D. Whiteman, W. J. Steenburgh, and X. Bian: 2002, ‘A climatological study of thermally driven wind systems of the U.S. Intermountain West’. *Bull. Am. Met. Soc.* **84**, 699–708. [IV.2.1](#)
- Stull, R. B.: 1991, ‘Static stability – An update’. *Bull. Am. Met. Soc.* **72**, 1521–1529. [IV.2.1](#), [IV.5.1.a](#)
- Weill, A., C. Klapisz, B. Strauss, F. Baudin, C. Jaupart, P. van Grunderbeeck, and J.-P. Goutorbe: 1980, ‘Measuring heat flux and structure functions of temperature fluctuations with an acoustic Doppler sodar’. *J. Appl. Meteor.* **19**, 199–205. [IV.4.2](#)
- Whiteman, C. D.: 1982, ‘Breakup of temperature inversions in deep mountain valleys: Part I. Observations’. *J. Appl. Meteor.* **21**, 270–289. [II.2.2](#), [IV.2.2](#), [IV.5.1.a](#)
- Whiteman, C. D.: 1986, ‘Temperature inversion buildup in Colorado’s Eagle valley’. *Met. Atm. Phys.* **35**, 220–226. [IV.2.2](#)
- Whiteman, C. D.: 1990, ‘Observations of thermally developed wind systems in mountainous terrain’. In: W. Blumen (ed.): *Atmospheric processes over complex terrain*, Vol. 23, no. 45 of *Meteorological Monographs*. American Meteorological Society, 45 Beacon St., Boston, MA, USA, Chapt. 2, pp. 5–42. [IV.2.1](#), [VI.5](#)
- Whiteman, C. D. and T. B. McKee: 1982, ‘Breakup of temperature inversions in deep mountain valleys: Part II. Thermodynamic model’. *J. Appl. Meteor.* **21**, 290–302. [IV.5.1.b](#)

~ Conclusions ~

L’exploitation des résultats expérimentaux, présentée dans ce chapitre a permis de caractériser les processus impliqués à l’échelle de la vallée : les vents de vallée et l’évolution diurne de la structure de la CLA. La compréhension de la spécificité de la dynamique atmosphérique des vallées de Chamonix et de la Maurienne permettent d’étendre les conclusions au-delà des conditions des campagnes de mesure étudiées. La simulation numérique sera utilisée au § V pour affiner et étendre les investigations expérimentales. Le détail des processus d’échanges verticaux mis en évidence, couplant la CLA à l’AL sont essentiels pour la prédiction de la qualité de l’air à l’échelle des vallées. Ces processus pilotant la capacité de la masse d’air seront abordés au § VI dans le cas d’un sol plat.



Simulations de la dynamique atmosphérique en vallée

~ Introduction ~

Dans ce chapitre, sont présentées et analysées des simulations numériques correspondant aux campagnes de mesure POVA réalisées en 2003, en été et en hiver. La validation des résultats du modèle ARPS, au moyen d'observations issues des campagnes de mesures POVA, est exposée. La variabilité saisonnière des caractéristiques des écoulements dans les vallées de Chamonix et de la Maurienne est étudiée. L'objectif est de quantifier les principales caractéristiques des spécificités de la dynamique atmosphérique en vallée (en particulier, le système de vents de vallée et le phénomène d'inversion thermique, exposés dans le chapitre [II](#) et caractérisés dans le chapitre [IV](#)). L'évolution spatiale et temporelle de la structure de l'écoulement est alors analysée dans le détail et les performances de l'outil de modélisation sont discutées.

Ce chapitre est basé sur un article soumis pour publication dans *Env. Fluid Mech.*, le 2 octobre 2005. L'article est reproduit dans son intégralité et peut être lu de manière indépendante.

Numerical investigation and seasonal variability of the flow characteristics in two deep alpine valleys

C. Chemel*, J. -P. Chollet, E. Chaxel and G. Brulfert
*Laboratoire des Ecoulements Géophysiques et Industriels
Université Joseph Fourier – C.N.R.S. – I.N.P. Grenoble
BP 53, 38041 Grenoble, Cedex 9, France*

Abstract. Numerical simulations of atmospheric dynamics in alpine valleys have been compared to the program POVA (‘Pollution des Vallées Alpines’) field data collected in winter and summer 2003. Large-eddy simulation approach was used to investigate specific flow features in the Chamonix and the Maurienne valleys (France). Qualitative and quantitative model performances were evaluated over the simulated periods using Taylor diagrams and standard skill scores. The model captures reasonably well the main characteristics of the observed circulations, including the mixing depth structure and the daytime reversal of the valley wind system. Good agreement between the simulation results and observations was generally obtained in both valleys in summer as well as in winter. The numerical simulations showed pronounced vertical motions near the ridge crests and divergence-driven subsidence over the valley during summertime. During the morning, the down-valley flow was found to be enhanced by convergence effects in the upper part of the Chamonix valley, leading to a complex boundary-layer structure. During wintertime the strong stability of the valley atmosphere was predominant preventing any developed vertical mixing.

Keywords: Air quality, Boundary-layer structure, Complex terrain, Numerical simulations, Seasonal variability, Valley-wind system.

V.1 Introduction

In a deep valley environment, interactions between the synoptic-scale circulations and local valley winds produce complex circulation patterns (Whiteman and Doran, 1993). Exchange processes of air masses and atmospheric constituents between the boundary layer and the free troposphere are specific because of the complex topography. Data from short-term intensive field campaigns are crucial information sources for an evaluation of the involved processes. Meso-scale meteorological models are then helpful to clarify and quantify these intricate processes.

V.1.1 Previous programs

In support of intensive observation periods over mountainous terrain, numerous modelling studies have been performed in the USA. The ASCOT program investigated the Brush Creek valley area of western Colorado (Clements *et al.*, 1989). Numerical simulations have been presented in several papers and a short review was given by O’Steen (2000). In this latter study tributary flows and their interactions with the along-valley wind system under drainage conditions were examined in details using the Regional Atmospheric Modeling System (RAMS) (Pielke *et al.*, 1992). Fast (1995) has evaluated a four-dimensional data assimilation technique using meteorological and tracer

*Corresponding author: e-mail: Charles.Chemel@hmg.inpg.fr

data collected during the ASCOT field experiment. RAMS was used to qualitatively predict the flows at a 330-m horizontal resolution. Colle and Mass (1996) have used the Fifth-Generation Penn State/NCAR Mesoscale Model (MM5) (Grell *et al.*, 1995) to study the three-dimensional flow and precipitation around the Olympic Mountains of northwest Washington State during a COAST field campaign. A 3-km horizontal resolution enabled to realistically simulate the observed features. Detailed measurements from the VTMX field campaign in the Salt Lake valley (Doran *et al.*, 2002) were used to evaluate the response of three meso-scale numerical models (Zhong and Fast, 2003). Sub-kilometer simulations with MM5, RAMS and the National Centers for Environmental Prediction's (NCEP) Meso-Eta model (Black, 1994) were able to capture complex terrain-induced circulations and the associated convergence and divergence in the valley. Fast and Darby (2004) have examined the converging slope, canyon, and down-valley flows and their effects on vertical mixing of particles released from the ground surface using RAMS down to a 560-m horizontal resolution and extensive wind measurements from a Doppler lidar.

Several studies including atmospheric dynamics modelling over complex terrain took place with field campaigns in the Alps. As part as the TRANSALP program, the dispersion of a tracer released in the Leventina valley (Switzerland) has been followed during the 1990 campaign (Ambrosetti *et al.*, 1998). Martilli and Graziani (1998) have used RAMS to simulate the main features of the flow regime due to valley wind formations during this experiment. The project VOTALP (Wotawa and Kromp-Kolb, 2000) was devoted to the study of ozone production and vertical transport over the Alps. Numerical investigations were performed in the Mesolcina valley (Switzerland) coupling MM5 with a photochemistry model at a 1-km horizontal resolution (Grell *et al.*, 2000). The depiction of the valley-wind system has revealed the advection of chemical species from the outside to the inner valley. These two programs dealt with transport at meso scale, and did not take into account intricate processes which take place in narrow valleys. A numerical experiment coupling both atmospheric dynamics and photochemistry was conducted in connection with field measurements obtained during the GRENOPHOT 99 campaign in the Y-shaped large valley of Grenoble (France) (Couach *et al.*, 2003). Numerical results from the METeorological PHOtochemistry MODel (METPHOMOD) (Perego, 1999) have shown complex interactions between the synoptic-scale circulations and the local valley-wind system. A project launched by cities in the Bolzano Province (Italy) included a modelling component to assess small-scale atmospheric situation during a field campaign (Dosio *et al.*, 2001). MM5 and the Topographic Vorticity-mode Mesoscale- β (TVM) model (Schayes *et al.*, 1996) were used to evaluate their applicability to the complex topography of the Bolzano Province with a 1-km horizontal resolution. During the presented summer photochemical episode, the local flow features were roughly reproduced. An other program has focused on the basic characteristics of the most important diurnal flows generated in the Barcelona Province (Spain) and their relation to air pollution problems (Soler *et al.*, 2004). Numerical simulations using MM5 were performed with a horizontal resolution of 1 km. Sea breeze, drainage flows and channelling winds were revealed to be the main flows in the studied area.

Within the scope of the MAP program, a main topic dwells on the structure of the planetary boundary layer (PBL) over steep orography (Bougeault *et al.*, 2001). It is the largest field program in the Alps since the international program ALPEx in 1982. ALPEx was devoted to the study of phenomena such as lee-side cyclogen-

esis and the mechanisms for driving local mountain winds. A review of the ALPEX program is given by [Kuettner \(1986\)](#). Post-ALPEX research included numerical simulations at meso scale, such as studies on frontal modification and lee-side cyclogenesis ([Hoinka and Clark, 1991](#); [Kljun *et al.*, 2001](#)). The MAP program was also influenced by the PYREX program ([Bougeault *et al.*, 1997](#)). Meso-scale models were used and validated by a consistent data set. In particular, PYREX lee waves were resolved with a 2-km horizontal resolution ([Masson and Bougeault, 1996](#)) using the Meso-NH Atmospheric Simulation System ([Lafore *et al.*, 1998](#)). In relation with the MAP program, the MAP-Riviera project ([Rotach *et al.*, 2004](#)) was devoted to boundary-layer processes in the complex topography of the Riviera valley (Switzerland). [Matzinger *et al.* \(2003\)](#) presented an experimental study focusing on surface radiation budget. Detailed surface turbulence observations were conducted. Local features such as hindered mixed layer growth and strong up-valley wind jets were observed ([Weigel and Rotach, 2004](#)). Numerical simulations using RAMS were performed down to a 333-m horizontal resolution to clarify the observed characteristics of the valley dynamics ([De Wekker *et al.*, 2005](#)). The Advanced Regional Prediction System (ARPS) ([Xue *et al.*, 2000](#); [2001](#)) was also used at horizontal resolution as fine as 150 m to investigate the flow structure and the heat budget within the valley ([Chow *et al.*, 2005](#); [Weigel *et al.*, 2005](#)). Results pointed out that the hindered mixed layer growth is due to the combined effect of cold-air advection in the along-valley direction and subsidence of warm air from the free atmosphere aloft. This subsidence was almost the main heating source of the valley atmosphere and was of comparable magnitude to turbulent heat flux divergence.

V.1.2 The POVA program

This brief synopsis of previous programs conducted in mountainous terrain underlines several gaps in the current understanding of the involved processes. First of all none of the previous programs was devoted to both wintertime and summertime conditions. Therefore the comprehension of the processes in the investigated mountainous regions could not be extended beyond the studied conditions. Furthermore, there has been little effort to compare characteristics of the involved processes from one valley to another. Finally, most of these previous studies revealed the limitation of numerical models in simulating detailed atmospheric dynamics in complex terrain when using only coarse resolution, while it contains key processes regarding to air quality applications.

During 2000 and 2003 intensive observation periods (IOPs) took place in the Chamonix and the Maurienne valleys (France) as a part of the program POVA ('Pollution des Vallées Alpines') ([Jaffrezo *et al.*, 2005](#)). The general topics of the POVA program are the comparative studies of air quality and the modelling of atmospheric emissions, transport and mixing in these two French alpine valleys both in winter and in summer before and after the reopening of the Mont-Blanc tunnel to heavy duty traffic after a serious accident in March 1999. Even if the main objective is dedicated to air quality, atmospheric dynamics has to be detailed since it has been identified as a key factor of pollution episodes, especially as soon as ozone photochemistry is concerned ([Brulfert *et al.*, 2005](#)). A further objective of the POVA program is to provide a data base usable for validating numerical models.

Although being located only approximately 100 km one from the other and being

typical alpine valleys, the Chamonix and Maurienne valleys exhibit significant differences in shape, length, orientation and pollutant emissions. Details of the observations of the daytime atmospheric boundary layer during the POVA field campaigns in summer 2003 were given in a separate paper (Chemel and Chollet, 2005). In particular a UHF wind profiler and a tethered balloon were operated to probe the vertical structure of the atmosphere. Selected results will be recalled in order to be compared to numerical results.

The present study aims to check upon the ability of the ARPS model to reproduce local atmospheric dynamics in the two valleys both in winter and in summer at scales as fine as 300 m. The main objectives are: (i) to understand the specific flows involved within each valley, (ii) to provide a quantification of the flow characteristics to compare orders of magnitude within both valleys and (iii) to ensure that numerical results are well suited to be passed to an air quality modelling system.

The following sections present the model description and setup, a brief recall of field data and the flow evolution as calculated within both valleys.

V.2 Model description and setup

Large-eddy simulation was used to study meso-scale atmospheric flow fields in both valleys. Small-scale modelling is required to take account of the whole frequency range of the fluid motions. The numerical simulations presented in this paper have been conducted with the ARPS model. Xue *et al.* (2000; 2001) gave an extensive description of the code.

A generalized terrain following coordinate system is used in the ARPS model to solve the non-hydrostatic and compressible Navier-Stokes equations on a staggered Arakawa C-grid. The horizontal grid remains orthogonal while the vertical grid is stretched to follow the terrain, as in the sigma- z coordinate system. A coordinate transformation is used to project the terrain-following coordinates to a regular grid in the computational space. The equations involving sound waves are integrated applying a split explicit time integration scheme to accommodate high-frequency acoustic waves. A leapfrog scheme is used to make advection and diffusion advance at a large time step. The conservation equation for momentum, heat, mass, water substances, turbulent kinetic energy (TKE) and the equation of moist air are solved. The vertical dynamic equation is solved implicitly.

V.2.1 Physiographic data and grid setup

A good representation of land surface characteristics is necessary for numerical models to reproduce realistically meteorological events and climatological patterns (*e.g.* Marth, 2000). Particular atmospheric phenomena such as blocking of synoptic systems, valley winds and slope winds are generated or induced by complex topography. The use of realistic and high-resolution topography is required to represent this surface feature. Similarly, the soil-vegetation characteristics are needed for the calculation of surface fluxes of heat, moisture, and momentum over rough surfaces. In the present study physiographic data sources were provided with a 100-m resolution by the local air quality agency *Air de l'Ain et des Pays de Savoie*. Data contain orography, roughness, soil and vegetation types. Land-surface energy budget was calculated by a simplified soil-vegetation model (Noilhan and Planton, 1989; Pleim and Xiu, 1995).

	Typical extent	Mesh points n_x E-W \times n_y N-S	Grid size $\Delta x = \Delta y$ (km)	Model
<i>Domain 1</i>	France (≈ 1250 km \times 1250 km)	45×51	27	MM5
<i>Domain 2</i>	Southeastern France (≈ 600 km \times 600 km)	69×63	9	MM5
<i>Domain 3</i>	Savoie mountains (≈ 300 km \times 300 km)	96×96	3	MM5
<i>Domain 4</i>	Haute-Savoie Dept. (≈ 70 km \times 70 km)	67×71	1	ARPS
<i>Domain 5</i>	Chamonix valley (≈ 30 km \times 30 km)	93×103	0.3	ARPS
<i>Domain 6</i>	Maurienne valley (≈ 70 km \times 70 km)	75×63	1	ARPS

Table V.1: Mesh size and dimensions of domains used for simulation

Lateral boundary conditions were externally-forced. External fields were obtained from the output of large-scale calculations performed with MM5. The use of a different model is partly due to different special features, such as the treatment of subgrid-scale (SGS) turbulence, and enables us to take advantage of studies covering French Alps, which are currently run at meso scale with MM5. MM5 is a non-hydrostatic code which allows atmospheric dynamics simulations at various scales on a staggered Arakawa B-grid with a two-way nesting technique. The vertical coordinate is a sigma- p coordinate, which is somewhat similar to a terrain following coordinate. Three different MM5 domains were used as shown in Table V.1.

Boundary conditions of *Domain 1* were driven by the European Centre for Medium-Range Weather Forecasts (ECMWF) gridded analyses available every 6 h at 0Z, 6Z, 12Z and 18Z with a horizontal resolution of 0.5° and on 16 pressure levels from 1000 to 50 hPa. In addition the ECMWF first-guesses were used every 6 h at 3Z, 9Z, 15Z and 21Z to obtain a better temporal description of the synoptic situation. Four Dimensional Variational Analysis (4D-Var) technique was used in the coarser domain (*Domain 1*) to drive the perturbations needed to control the simulation results (Zou *et al.*, 1997).

Vertically MM5 was run with 27 layers with thicknesses ranging from 65 m at the ground surface to 2 km at the domain top. The PBL was described with the non-local mixing Medium Range Forecast (MRF) scheme described by Hong and Pan (1996) which was found to produce the more realistic mixing depth.

External fields from the third MM5 domain (*Domain 3*) were applied to ARPS grids using a one-way interactive nesting technique. A relaxation zone covering 5 grid cells and similar to that discussed by Davies (1976) was employed to smooth gradients near the lateral boundaries.

Table V.1 give the spatial coverage and the resolution of the different grids used in the ARPS simulations. For the Chamonix valley, two grid nesting levels were used. The first domain (*Domain 4*) was resolved on a 67 E-W by 71 N-S grid with a 1-km horizontal resolution. The grid was chosen to be a one-third reduction in horizontal grid spacing when compared to the *Domain 3* MM5 grid. This run was then further nested to the finer grid. The Chamonix valley was finally resolved on a 93 E-W by 103 N-S grid (*Domain 5*) with grid spacings of 300 m \times 300 m in the horizontal directions.

This grid encompassed a domain of about $30 \text{ km} \times 30 \text{ km}$. The computations were made on 30 layers. The vertical direction was stretched to accommodate approximately 30 m vertical grid spacing near the lower wall and 1.2 km at the domain top.

The Maurienne valley was resolved on a 75 E-W by 63 N-S grid (*Domain 6*) with a 1-km resolution. Only one domain was necessary. The lowest layer was about 70-meter thick.

V.2.2 Numerical parameters and physical processes

In the ARPS code, fourth-order horizontal and second-order vertical quadratically conservative differencing schemes were used to solve the momentum and scalar advection terms. Time steps for advection Δt and acoustic modes $\Delta \tau$ were determined using the Courant-Fredrichs-Levy (CFL) stability condition deduced from minimum vertical grid spacing and maximum velocity. Practical time steps for the finer grid were $\Delta t = 1 \text{ s}$ and $\Delta \tau = 0.1 \text{ s}$. For a typical run on the IBM SP Power4 *zahir* of the *Institut du Développement et des Ressources en Informatique Scientifique* (IDRIS) on 8 processors with the $93 \times 103 \times 30$ grid, the total CPU time per time step per grid point was 9.40×10^{-6} .

The fine 300-m horizontal resolution of the model is not fine enough to resolve most of the boundary layer eddies, whose typical length may be in the order of 100 m or less. Therefore the chosen treatment of boundary layer turbulence in our ARPS calculations is a combination of the 3D level-1.5 Deardorff SGS scheme based on the *TKE* equation and a 1D ensemble turbulence closure scheme of [Sun and Chang \(1986\)](#). This formulation accounts for the non-local PBL depth instead of the local vertical grid spacing inside an unstable layer to parametrize the local mixing due to SGS turbulence. This *TKE*-based scheme is suitable for meso-scale modelling coupled with air quality modelling that commonly consider ensemble-averaged effect of PBL turbulence.

Moisture processes were included. Cloud microphysics was disabled since attention was focused on clear days. Moreover accurate cloudiness conditions could not be specified at boundaries of the smallest domain. Nevertheless a warm liquid saturation adjustment was performed. The soil moisture predictions on the 1-km grid were found to be crucial to the success of the finer resolution predictions, as already observed in simulations from the MAP-Riviera project ([Chow *et al.*, 2005](#)). In the present study informations on surface and deep soil temperature and moisture predicted by MM5 were used as initial conditions of the 1-km ARPS grid. This ensures that the simulations do not start with a significant bias, providing a chance to reproduce the further evolution correctly. Topographic shading was not included. With regard to the energy balance the use of topographic shading improves radiation curves during sunrise and sunset, but the effects on atmospheric dynamics are rather weak as analysed by [Chow *et al.* \(2005\)](#). It can not develop significant drift because of the external forcing driving the lateral boundaries.

V.3 Description of the field campaigns and selected results

V.3.1 Field data

IOP 5 – Winter – Chamonix valley – Date, January 2003																
15	AM	16	PM	17	AM	18	PM	19	AM	20	PM	21	AM	PM		
IOP 6 – Winter – Maurienne valley – Date, January 2003																
24	AM	25	PM	26	AM	27	PM	28	AM	29	PM	30	AM	PM		
IOP 7 – Summer – Maurienne valley – Date, June 2003																
24	AM	PM	25	AM	26	PM	27	AM	PM	28	AM	PM	29	AM	PM	30
IOP 8 – Summer – Chamonix valley – Date, July 2003																
5	AM	PM	6	AM	PM	7	8	9	AM	PM	10	AM	PM	11	AM	PM

Table V.2: Synoptic conditions and prevailing wind direction during the IOPs

Data were collected during the POVA IOPs in 2003. Dates and synoptic overviews corresponding to the IOPs are reported in Table V.2 (as an example, ↓ indicates a wind blowing from North). As a matter of fact weather conditions were predominantly sunny in spite of short stormy and rainy or snowy periods.

Both valleys were equipped with a network of ground monitoring stations including measurements of numerous pollutant concentrations and meteorological variables. A UHF wind profiler was operated continuously during the IOPs. Several other measurements, mostly related to air quality, were available from the IOPs. *Jaffrezo et al. (2005)* provided a detailed presentation of the data set obtained during the IOPs. Location of measurement sites are indicated in Figure V.1.

V.3.2 Selected results

The ARPS model has undergone a validation step using reliable observational data from the IOPs, which ensures to some extent its accuracy and its relevance for the problem under consideration. To validate the simulated flow fields, model results were compared to ground surface observations as well as vertically distributed measurements. Systematic comparisons were performed over the model domains during the simulated periods. These data sources have been found to provide sufficient information to assess the model performances. To proceed, selected results are presented hereafter.

In Figure V.2, observed and predicted temperature at different sites and seasons point out the good agreement between the observations and model results. The observational data shown in these figures are hourly averages, whereas the corresponding model values are instantaneous data. Both amplitude and time phase are in agreement. The model reproduces the nychthemeral and day to day variations of temperature above ground surface well. There are only a few days where the temperature

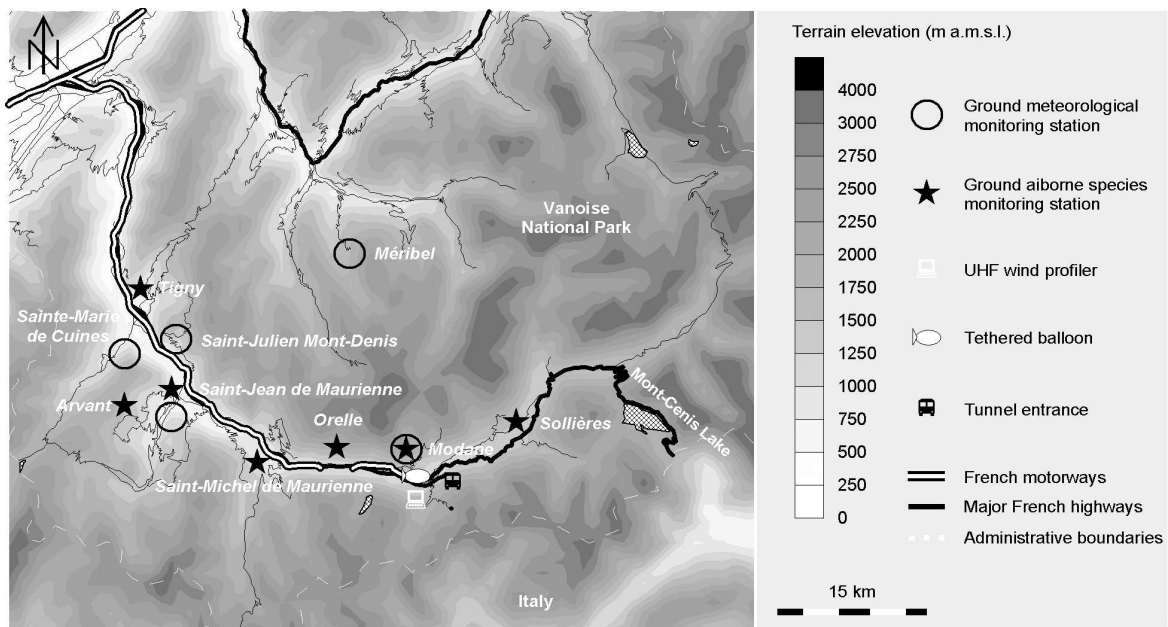
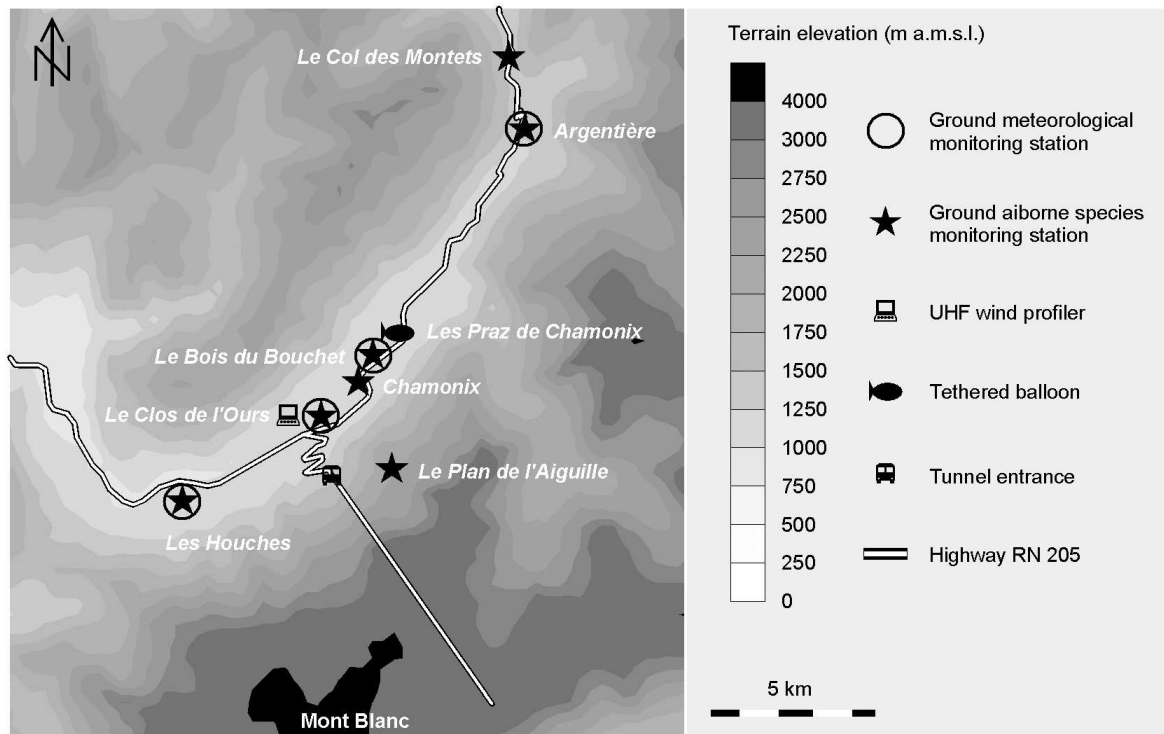


Figure V.1: Maps of the Chamonix valley and the Maurienne valleys with location of the measurement sites in UTM coordinate system, zone 32 and zone 31, respectively. Attached gray scale indicates altitude in meters above mean sea level (a.m.s.l.)

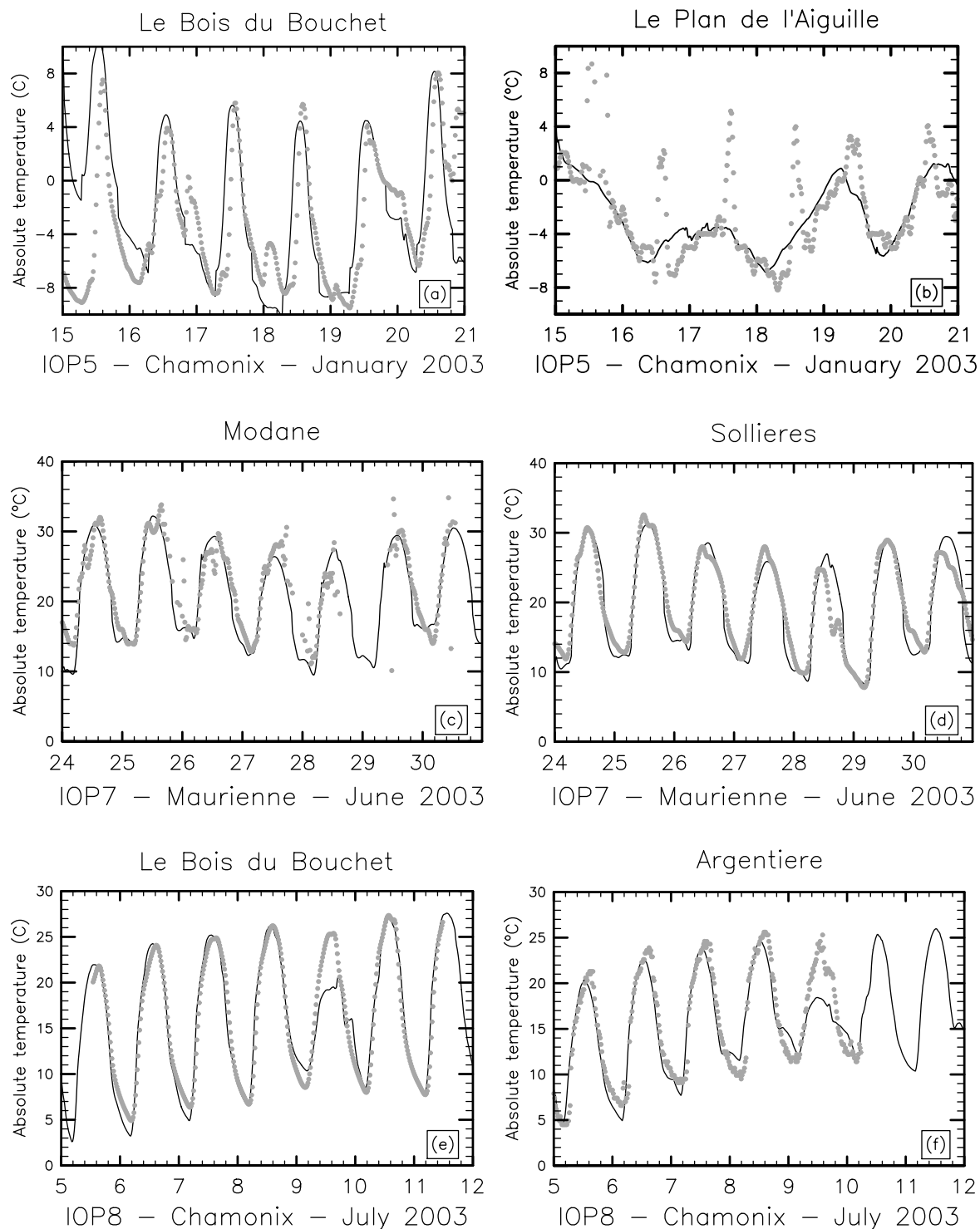


Figure V.2: Temperature time series from ground monitoring stations (gray dots) compared to model results (solid line): *Le Bois du Bouchet* (a) and *Le Plan de l'Aiguille* (b) during IOP 5; *Modane* (c) and *Sollières* (d) during IOP 7; *Le Bois du Bouchet* (e) and *Argentiere* (f) during IOP 8

is overpredicted or underpredicted. Slight discrepancies at minimal values, less than 2 K except on the first day due to the spin up, for instance in Figure V.2a, may be attributed to difficulties in modelling accurately cooling of lower layers and humidity content of soil canopy at night, especially in winter. No mean drift develops along each IOP week of computation time. The spin up from initial condition is rather short (about 2 h), which may be attributed to the appropriate nesting of lateral boundaries by the computations at larger scales. In Figure V.2e and Figure V.2f, large errors occur on July 9, 2003 with clouds and precipitation, which are not well considered in the model.

Similar agreement is observed with wind speed and direction in Figure V.3, values as low as 1 m/s included (beware of cyclic axis in Figure V.3b and Figure V.3d: $0^\circ = 360^\circ$). Scattering of observations is due to inaccuracy of measurements at low wind speed. Wind direction reverses from down- to up-valley in the morning and the opposite at night in accordance with tethered balloon data mentioned in Chemel and Chollet (2005). The time evolution of wind speed is well reproduced. The amplitude is slightly overestimated, which may be due to the location of the ground surface stations. In spite of rather low wind speed values, direction is well predicted. In the Chamonix valley, discrepancies are observed on July 9, 2003 because of bad weather. In the Maurienne valley, daily secondary events are observed on both wind speed and direction although being not captured by the model. They may be attributed to the location of the monitoring station, which is at the merging of a tributary valley too small to be accurately simulated with the resolution of *Domain* 6.

Time series are complemented by statistically characterizing the magnitude of differences between the observed and simulated results. Table V.3 displays a few standard skill scores computed from the ground monitoring station measurements and the corresponding model results presented in Figure V.2 and Figure V.3. They are defined as:

$$B = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N (\alpha_i - \beta_i), \quad E = \left[\frac{1}{N} \sum_{i=1}^N (\alpha_i - \beta_i)^2 \right]^{1/2},$$

$$E_{\text{UB}} = \left\{ \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N [(\alpha_i - \bar{\alpha}) - (\beta_i - \bar{\beta})]^2 \right\}^{1/2},$$

$$\sigma_{\text{obs}} = \left[\frac{1}{N} \sum_{i=1}^N (\beta_i - \bar{\beta})^2 \right]^{1/2}, \quad \sigma = \left[\frac{1}{N} \sum_{i=1}^N (\alpha_i - \bar{\alpha})^2 \right]^{1/2},$$

where α_i and β_i are individual predictions and observations, respectively, at the same grid point for a given time, $\bar{\alpha}$ and $\bar{\beta}$ are the temporal average values of α_i and β_i and N is the number of observations. $\bar{\alpha}$ and $\bar{\beta}$ are calculated over a whole IOP week. The bias B (mean error) provides an indication of the average sign of deviation of the model results from the observed data, whereas the root-mean-square error (rmse) E provides an estimate of the magnitude of the error. E_{UB} is the rmse after removing bias, and σ_{obs} and σ are the standard deviations of the observations and the predictions, respectively.

Keyser and Anthes (1977) derived criteria to demonstrate skill, which are: (i) $\sigma \approx \sigma_{\text{obs}}$, (ii) $E < \sigma_{\text{obs}}$ and (iii) $E_{\text{UB}} < \sigma_{\text{obs}}$. Applying these performance criteria to the data, skill scores given in Table V.3 are found to be good. Overall, the errors between simulated and observed fields are quite small in summer but larger in winter.

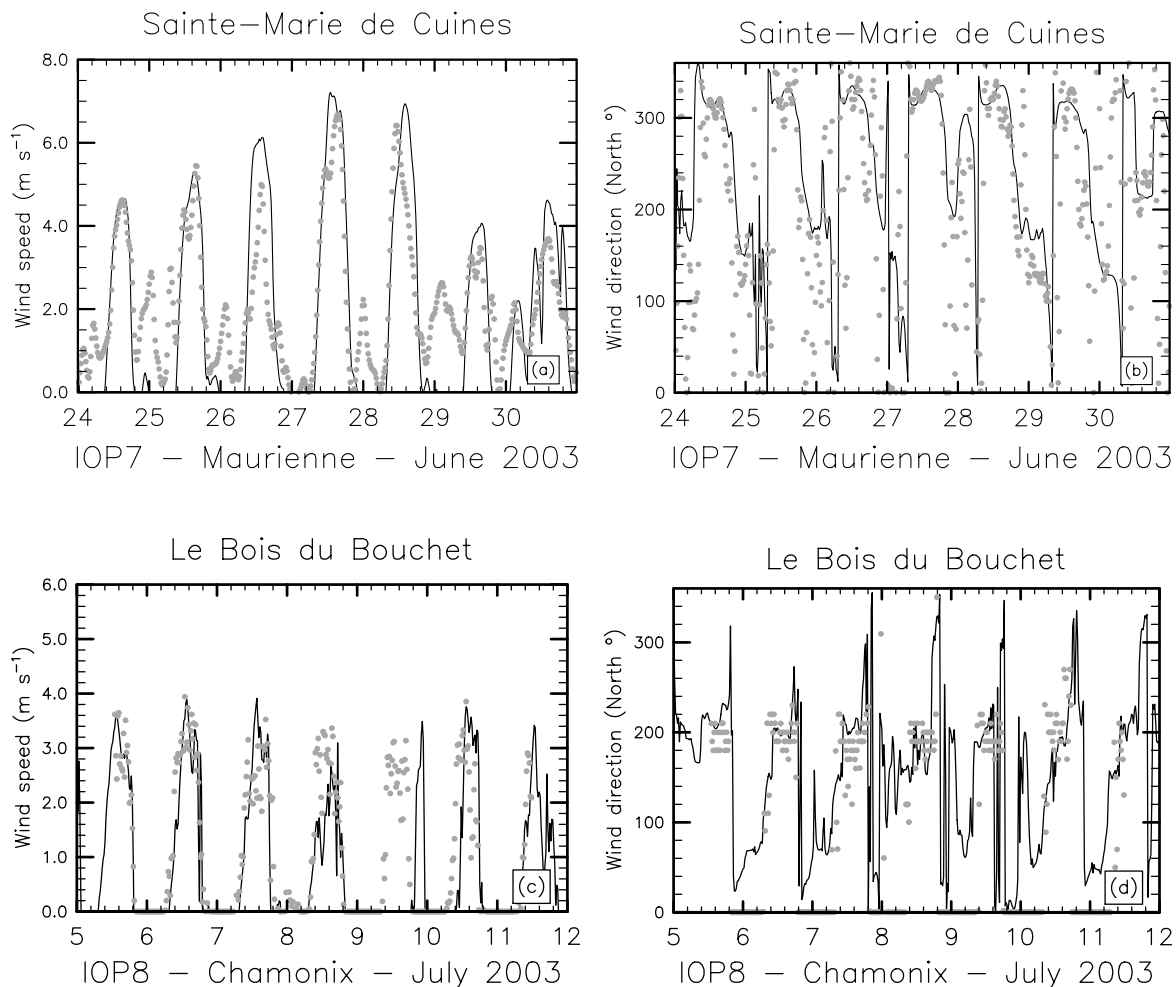


Figure V.3: Horizontal wind speed and direction time series from ground monitoring stations (gray dots) compared to model results (solid line): *Sainte-Marie de Cuines* (a) and (b) during IOP 7; *Le Bois du Bouchet* (c) and (d) during IOP 8

The biases for temperature and wind speed are in the order of 1 K and 0.5 m s^{-1} , respectively. The rmse ranges from 2 to 4.5 K for temperature except at *Le Plan de l'Aiguille* site whose dispersion of observations σ_{obs} is abnormally large (as illustrated in Figure V.2b). As for wind direction, the rmse is found to be in the order of 2 m s^{-1} that is quite small. The rmse after removing the bias is a better skill indicator than the rmse since bias may be introduced from inaccurate specification of the initial and/or any boundary conditions. The small difference between E and E_{UB} is consistent with low B values and no systematic constant bias. The modelled wind speeds are slightly lower than observed at these ground monitoring stations (negative bias lower than 1 m s^{-1}). The wind directions at both sites are more clockwise than observed (positive bias).

To compare different data sets the Taylor's (2001) diagram enables to gather the information much more clearly than a table. From the same statistical informations of Table V.3 with correlation added, Taylor's diagram can be plotted in order to comparatively assess the relative performance of the model when changing season, valley and variable of interest. The diagram corresponding to temperature and relative humidity in *Le Bois du Bouchet* during IOP 5 and IOP 8 are shown in Figure V.4a. The corre-

	B	E	E_{UB}	σ_{obs}	σ
Temperature (K)					
<i>Le Bois du Bouchet</i> (IOP 5)	1.13	4.65	4.52	4.63	5.26
<i>Le Plan de l'Aiguille</i> (IOP 5)	-1.29	11.40	11.32	11.75	2.50
<i>Modane</i> (IOP 7)	-0.70	2.89	2.86	6.09	6.73
<i>Sollières</i> (IOP 7)	-0.45	2.40	2.35	6.46	7.21
<i>Le Bois du Bouchet</i> (IOP 8)	-0.11	1.88	1.87	6.80	6.72
<i>Argentière</i> (IOP 8)	1.92	4.38	3.94	5.05	6.84
Wind speed ($m s^{-1}$)					
<i>Sainte-Marie de Cuines</i> (IOP 7)	-0.41	1.49	1.43	1.58	2.47
<i>Le Bois du Bouchet</i> (IOP 8)	-0.58	1.27	1.16	1.29	1.62
Wind direction (North °)					
<i>Sainte-Marie de Cuines</i> (IOP 7)	35	110	104	109	87
<i>Le Bois du Bouchet</i> (IOP 8)	28	75	70	92	71

Table V.3: Skill scores computed from selected ground surface stations

lation is lower in winter than in summer (indicating lower pattern similarity) whereas the rmse is in the same order of magnitude. A closer agreement with observations is found for temperature data compared to relative humidity data, especially in summer. The model performance during summertime is likely to be due to its appropriate local and regional behaviour and a good description of physiographic data. In winter the snow cover makes the set up of soil characteristics challenging. In Figure V.4b, wind speed and direction in *Le Bois du Bouchet* during IOP 8 and *Sainte-Marie de Cuines* during IOP 7 are evaluated. Calculated wind speed is in better agreement with the measurements than wind direction. Inaccuracy of measurements at low wind speed contributes to the poor representation of wind direction.

With respect to vertically distributed data, potential temperature, specific humidity, wind speed and direction measurements are in good agreement with modelled values. In Figure V.5 wind direction and speed from the radar wind profiler are compared to corresponding values computed in the model for IOP 8. The analysis is focused on the Chamonix valley in summer because of the poor resolution of the radar wind profiler measurements in winter and several rainy days during IOP 7. In Figure V.5 white color stands for missing results when appearing as pixels. Wind direction is well represented except on July 9, 2003 because of a weather perturbation. The wind bias during the whole week of field campaign is approximately in the range $\pm 3 m s^{-1}$. Interestingly, the boundary layer seems more or less decoupled from the free-atmosphere above. The largest errors occur above 1700 m. These errors may be due to a too strong forcing at lateral boundaries. However, the boundary layer dynamics is not affected indicating that the valley-wind system mechanisms are well reproduced by the model.

In order to assess model discrepancies above the boundary layer, Figure V.6 compares predicted and observed wind direction from 1960 m a.g.l. up to 4900 m a.g.l. for the whole period. Correlation coefficients computed at each 80-meter resolution window of the radar wind profiler are poor and range from nearly zero to 0.8. No significant bias is evident in these scatter plots. In Figure V.6a wind direction is generally correctly represented except for winds coming from the sector between east and south. In this sector the model indicates a nearly 180° shift with winds blowing south-eastward. In Figure V.6b all points which corresponds to wind speed lower than $1.5 m s^{-1}$ are removed. In this case almost all the points representing winds coming

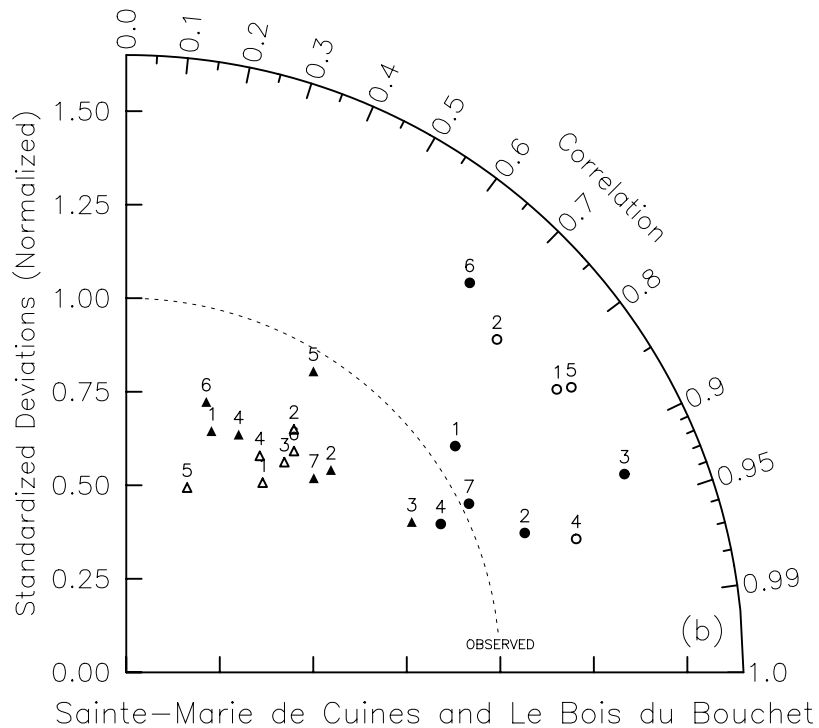
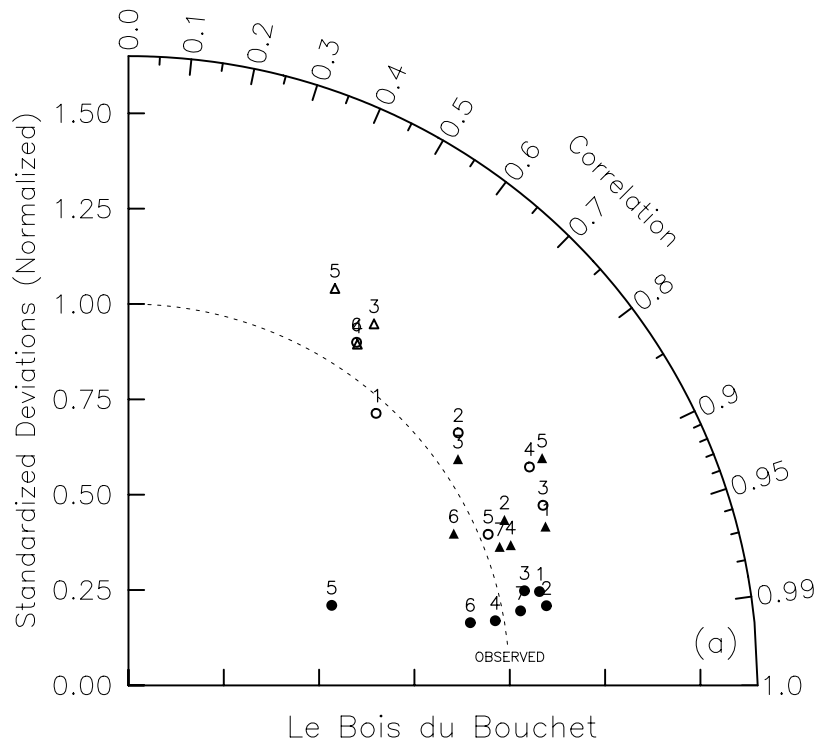


Figure V.4: Normalized pattern statistics describing: (a) modelled and observed temperature and relative humidity in *Le Bois du Bouchet* during IOP 5 (○ and △, respectively) and IOP 8 (● and ▲, respectively); (b) modelled and observed wind speed and direction in *Sainte-Marie de Cuines* during IOP 7 (○ and △, respectively) and in *Le Bois du Bouchet* during IOP 8 (● and ▲, respectively)

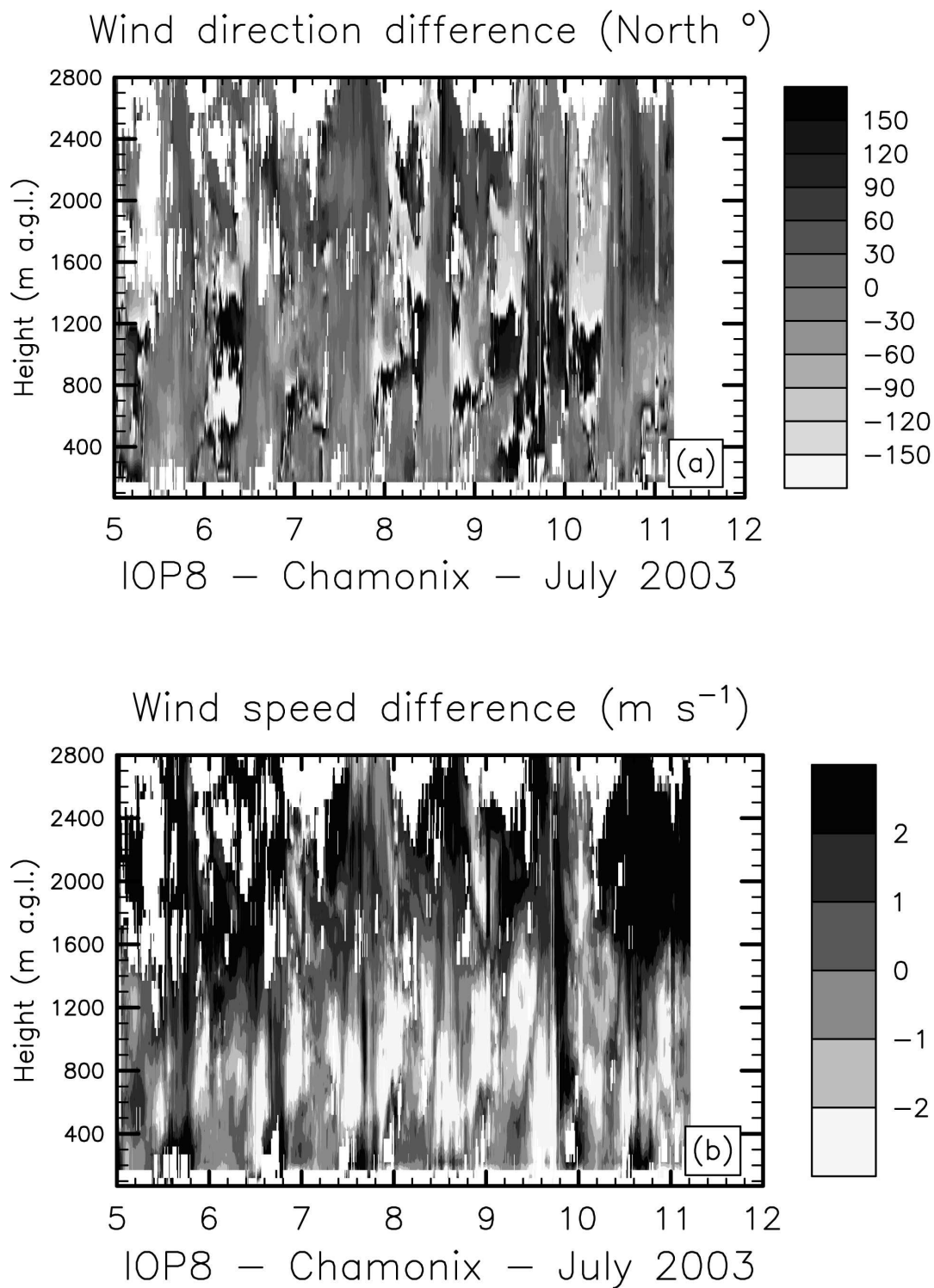


Figure V.5: Time-height cross sections of horizontal wind direction (a) and speed (b) biases in *Le Clos de l'Ours* during IOP 8

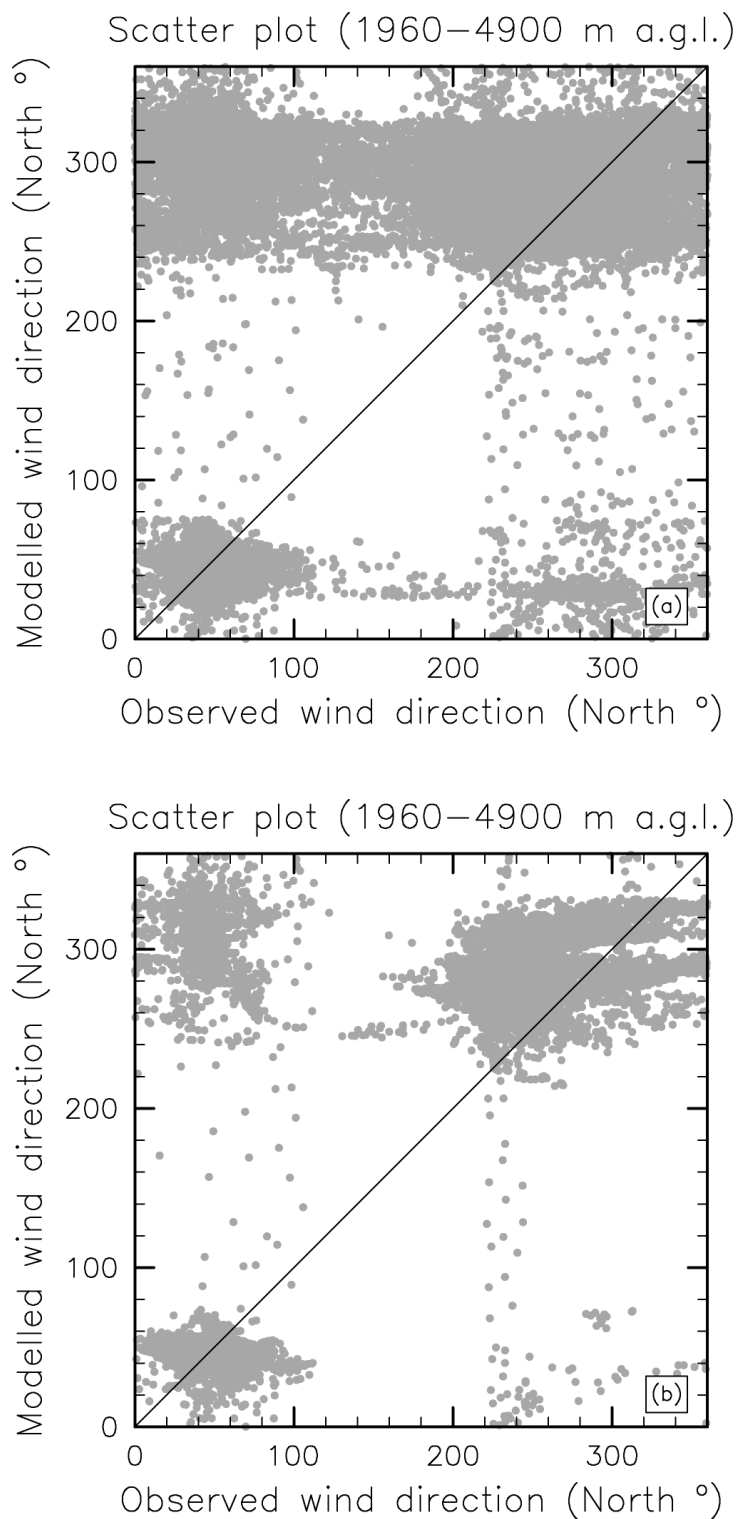


Figure V.6: Scatter plots of predicted and observed wind direction from 1960 m a.g.l. up to 4900 m a.g.l. in *Le Clos de l'Ours* during IOP 8 (beware of cyclic axis: $0^\circ = 360^\circ$). In figure (b) all points which corresponds to wind speed lower than 1.5 m s^{-1} in figure (a) are removed

from the sector between east and south disappear. It supports that inaccuracy of measurements at low wind speed makes the representation of wind direction difficult. These errors may also be due to an exaggerated topographic guidance of the flow aloft as calculated at coarser grid resolution with MM5. In addition predicted winds are too strong compared to observations that is consistent with the pronounced influence of the topography. Computed values at the local scale of the valley are well predicted even if regional scales are not always well estimated.

In Figure V.7 the diurnal changes of the mixing depth computed from the model results on July 10, 2003 (*IOP* 8) are superimposed on signal-to-noise ratio (*SNR*) and Mie extinction contours derived from radar wind profiler and lidar DIAL system measurements, respectively. Using the radar wind profiler the mixing depth is deduced from the *SNR* ratio, which is proportional at a given range to the refractive index structure parameter C_n^2 (Ottersten, 1969). A C_n^2 -based method has been applied by Chemel and Chollet (2005) using data collected during *IOP* 8 to derive the mixing depth. As a matter of fact, C_n^2 peaks or in an almost equivalent way *SNR* peaks represents a signature of the height of the mixed layer (*e.g.* Angevine *et al.*, 1994; Heo *et al.*, 2003). With regard to the lidar DIAL system, the mixing depth is evaluated using the Mie extinction structure evolution. This technique reveals aerosol structures of the boundary layer and can be used to investigate diurnal variations in mixed-layer depths (Sasano *et al.*, 1980). The aerosol-layer height is then interpreted as the mixing depth. The upper limit of the mixed-layer height from the model results is plotted as white dots on Figure V.7. It has been derived from the maximum value of the potential temperature gradient. The mixing depth predicted by the model are in good agreement with the pronounced *SNR* and Mie extinction peak evolutions. Nevertheless the Mie extinction method indicates higher mixing depth than the model predictions, especially during the descending capping inversion period in the late afternoon. It is likely to be due to a somewhat decoupling of the mixed layer with the aerosol layer as already observed by De Wekker *et al.* (2004).

Finally, the simulated meteorological fields are found to be realistic enough and thus are well suited to provide a coherent picture of the real flow evolution and to attempt a dynamical interpretation of some key flow features.

V.4 Flow evolution within both valleys

In this section, the simulated flow evolution in both valleys is presented both in summer and in winter. It is concluded from the preceding validation that the results obtained match the observations satisfactorily, with limited discrepancies mainly arising from small errors associated with under-resolved flow features. Since summer and winter wind regimes strongly differ one from the other with thermally driven flow in summer and stably stratified flow in winter, the section is divided in two parts according to the season. In each of these subsections, the two valleys are investigated and compared using surface values and selected cross sections. Atmospheric dynamics within both valleys is depicted through isovalues of selected variables at times chosen in order to capture main processes: after sunrise (0800 UTC), when thermal activity is potentially at its maximum (1400 UTC) and approximately just before sunset (2000 UTC). At each time of the day, a map of horizontal wind vectors is plotted just above ground level. Resolved heat flux, potential temperature and vertical velocity are also given in three cross sections. These sections, indicated in Figure V.8, are selected to

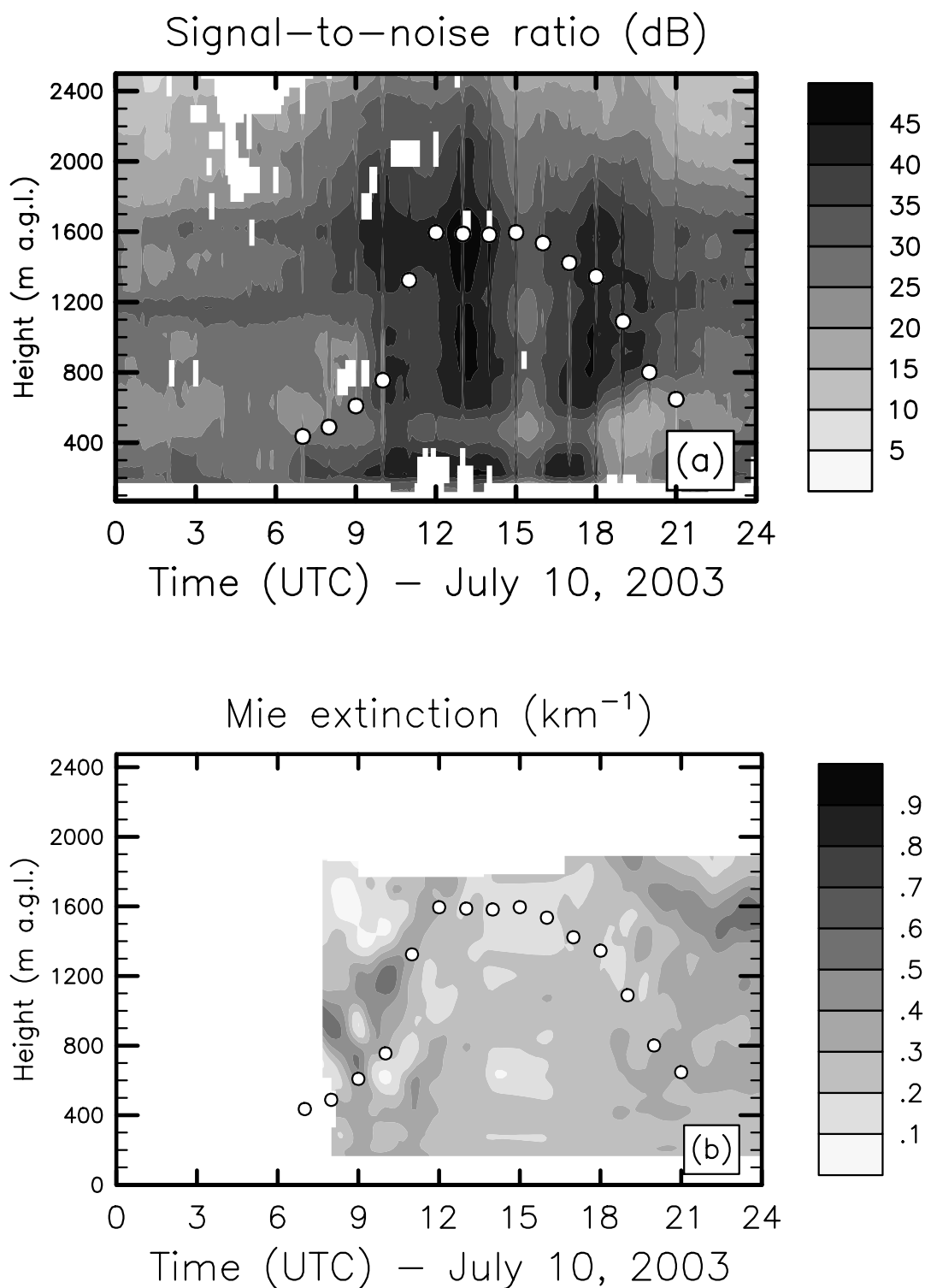


Figure V.7: Time-height cross sections of signal-to-noise ratio **(a)** and Mie extinction **(b)**, derived from radar wind profiler and lidar DIAL system measurements, respectively, at *Le Clos de l'Ours* in the Chamonix valley for July 10, 2003 (*IOP 8*). Mixing depths computed from the model results using potential temperature profiles were superimposed on the contours as \circ

characterize at best the valley in spite of terrain complexity. Section A lines up along a portion of the valley. Section B is a typical cross section whereas section C is a cross section with some specificity due to an adjacent valley (*e.g.* the *Mer de Glace* glacier in the Chamonix valley).

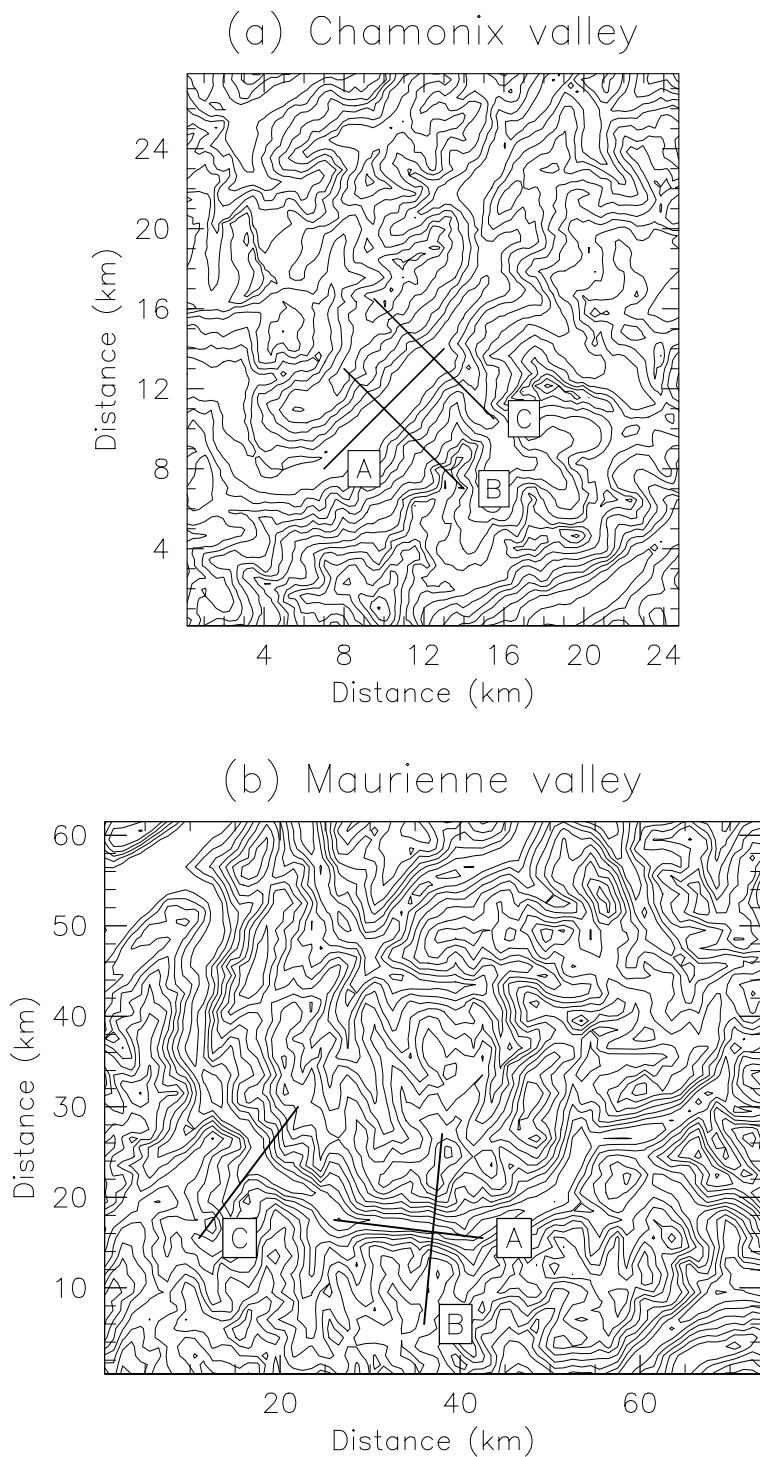


Figure V.8: Vertical cross-section locations used to analyze the flow structure: (a) Chamonix valley and (b) Maurienne valley. These cross sections are plotted from North to South and from West to East

V.4.1 Summer season

V.4.1.a Morning: down-valley to up-valley wind transition

Surface horizontal wind vectors on July 8, 2003 at 0800 UTC are displayed in Figure V.9a. At that time, surface winds are no longer dominated by down-valley features and begin to reverse from down- to up-valley. Up-slope flows develop on the south-east-facing mountain sides, which are exposed to sun. With differential solar heating of slopes on the mountain sides, a cross-valley wind component can develop. The wind reversal proceeds from the ground surface to upper layers and from the mouth of the valley to the upper end of the valley because of the variation of hydrostatic pressure between the valley and the adjacent plain. The resolved heat flux $w\theta$, where w is the vertical velocity component and θ is the potential temperature, is plotted in Figure V.9b in the along-valley cross section A. The capping inversion is well defined (bounded by zero isovalues) and stays around 1700 m a.g.l., which corresponds to approximately the altitude of the surrounding mountains. The vertical thermal structure is displayed in Figure V.9c in the valley cross section B. Isocontours of θ are deformed on the south-facing mountain side and the air mass is mixed up to 400 m a.g.l. In Figure V.9d, isovalues of w show positive vertical velocities near the *Mer de Glace* glacier, which has a somewhat more open topography. The stable flow descends the glacier and convergence effects are observed. The confluence of the valley and the *Mer de Glace* glacier supports the penetration of extremely cold air into the valley. As a result these convergence effects may intensify the stable descending flow and delay the erosion of the stable core by the growing convective boundary layer (CBL) at least in this part of the valley. This hindered development of the CBL has already been noticed in experimental results presented by Chemel and Chollet (2005). The consequences of the converging flows, including mean vertical motions and the effects of vertical mixing processes on ventilation may be key factors of the pollution distribution within the valley, especially during the morning transition period in the central part of the valley.

The description of the flow structure in the Maurienne valley presented in Figure V.10 is quite similar as the Chamonix valley and therefore is not detailed hereafter. Moreover there is no pronounced solar exposure dissymmetry between the mountain ranges of this U-shape valley, which is basically West-Est oriented, except at the valley entrance. The wind pattern in Figure V.10a is more or less uniform along the valley, which is likely to be due to the rather coarse resolution used.

V.4.1.b Late morning/afternoon: dominance of up-valley wind

Figure V.11a shows that up-slope winds are established throughout the Chamonix valley at 1400 UTC. Heated parcels of air at the valley floor accelerate up to the slopes on the mountain sides. Vertical velocities exceed 2 m s^{-1} at the crests. The divergent flow involves subsidence over the center of the valley that reaches more than 1 m s^{-1} . Thus, pollutants emitted in the valley are quickly carried into the mountains in the up-slope flows. The strong convective activity is characterized by recirculation loops from the slopes on the mountain sides to the center of the valley. It is illustrated in Figure V.11b by the strong subsidence of the air mass. In Figure V.11d a special pattern is observed near the *Mer de Glace* glacier (located on the right hand side of the cross section) with a dissymmetry between the mountain sides. The sta-

ble flow descending the glacier sweeps the air mass from the valley up to the facing slope. Figure V.11c is typical of a midday vertical thermal structure when convective activity is the strongest. The growing CBL has eroded the capping inversion separating the local thermal circulations from the flow aloft. The well-mixed CBL extends from the ground surface to approximately the altitude of the surrounding mountains. Isovalues of θ are consistent with detailed calculations in an ideal valley (Kuwagata and Kimura, 1997). Momentum is transferred into the valley, resulting in up-valley flow. In Figure V.11b the corresponding resolved heat flux in the along-valley cross section A shows an inhomogeneous pattern due to the *Mer de Glace* glacier influence on the along-valley flow, not due to the instantaneous picture (capturing convective structures). The development of the CBL over the valley floor is not uniform. Vertical velocities are positive approaching the *Mer de Glace* glacier leading to intense vertical mixing. It emphasizes the rather small scale involved in the flow fields in such narrow valley.

Nearly the same description can be formulated regarding to the flow structure during the afternoon in the Maurienne valley presented in Figure V.12. Even if the valley has numerous tributaries the main up-valley wind dominates. The flow seems to be more organized in the Maurienne valley than in the Chamonix valley. It may be explained by a longer and somewhat wider valley though it may be also attributed to a coarser grid resolution.

V.4.1.c Evening: setting up of down-valley flow

At 2000 UTC down-slope winds have been triggered by the strong cooling in the valley. The major feeding mechanism of the slope winds is advection of warm air from the valley center to the slopes on the mountain sides. In Figure V.13a the down-valley flow is found to be accelerated in the narrow pass in the upper end of the Chamonix valley considered with some details in Chemel and Chollet (2005). The stable stratification associated with the nocturnal boundary layer forms as shown in Figure V.13c. Down-slope winds fill up the valley with cold air pushing upward the mixed layer. The same mechanisms occur in the Maurienne valley (figures not shown).

V.4.2 Winter season

As expected, atmosphere is much more stable in winter that makes the flow vary little along the nychthemeral cycle and from a valley to the other. Therefore results are given for the Chamonix valley only and for the same quantities and time of the day as in summer in order to emphasize the drastic seasonal effect. In Figure V.14a at 0800 UTC a weak down-valley wind blows at 1 m s^{-1} , with a strong stratification uniformly distributed along the valley axis as illustrated in Figure V.14b and Figure V.14c. There is no vertical mixing as showed by insignificant vertical velocities even in the less regular vertical cross section C in Figure V.14d. In Figure V.15a at 1400 UTC, a slight up-valley wind develops but without the flow along the south-east-facing slopes observed in summer. The stratification remains almost unchanged with a slight subsidence in the middle of the valley and a shallow mixed layer near the bottom as shown in Figure V.15b and Figure V.15c. The amplitude of these changes is quite small as being associated to vertical velocities smaller than 0.3 m s^{-1} as illustrated in Figure V.15d. At 2000 UTC, after sunset, the wind velocity within the valley is

quite close to what was observed in the morning (figures not shown). Potential temperature, resolved heat flux and vertical velocity confirm this return to the morning configuration, with marginal differences in the vertical velocity distribution where the effect of the *Mer de Glace* glacier is insignificant.

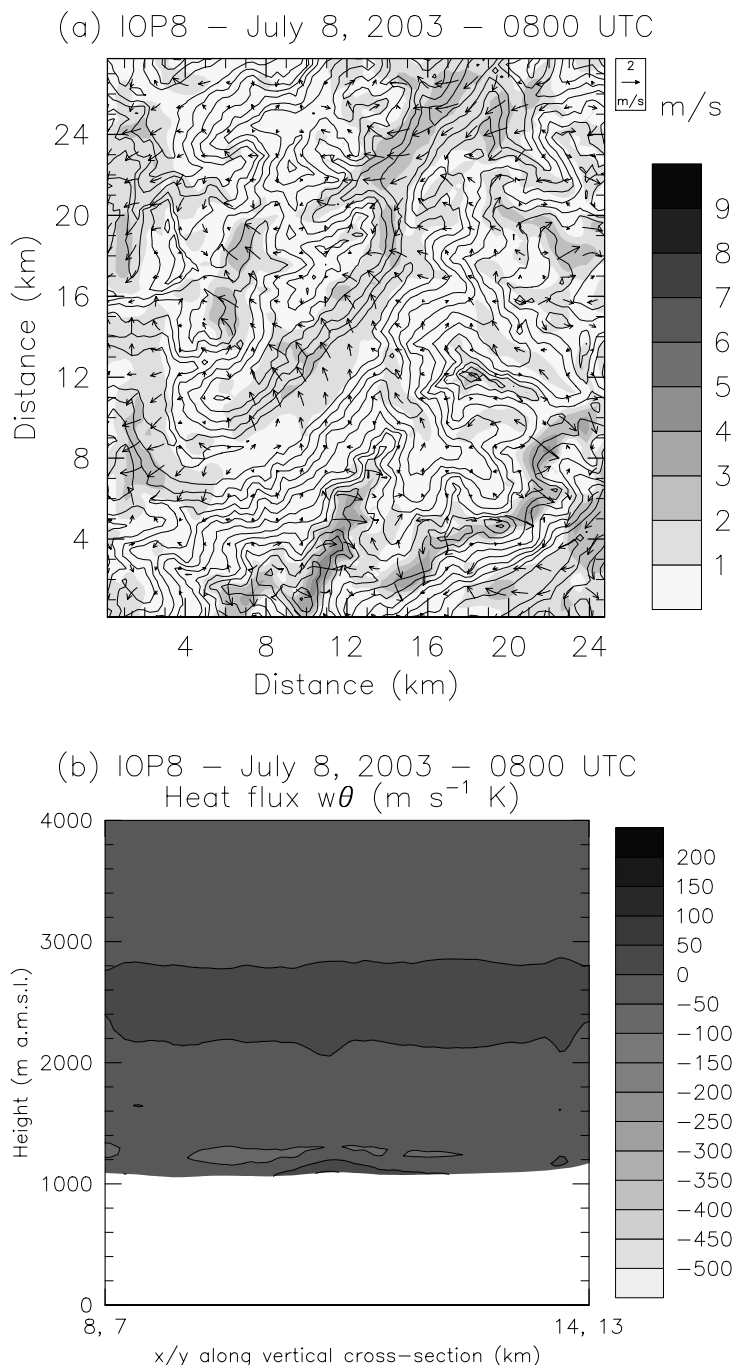


Figure V.9: Chamonix valley on July 8, 2003 at 0800 UTC. Simulated: (a) horizontal wind vectors at the surface (shading denotes the absolute wind speed and solid lines indicate the model topography with 250-m interval contours); (b) resolved heat flux $w\theta$ in the along-valley cross section A; (c) potential temperature in the valley cross section B; (d) vertical velocity component in the valley cross section C

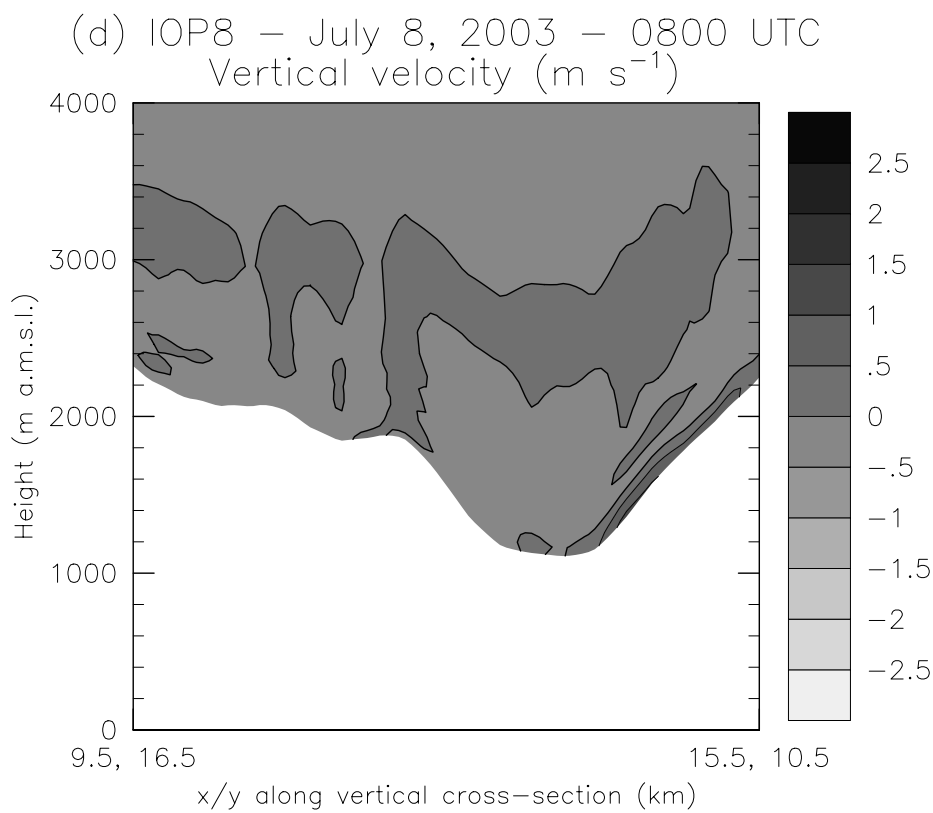
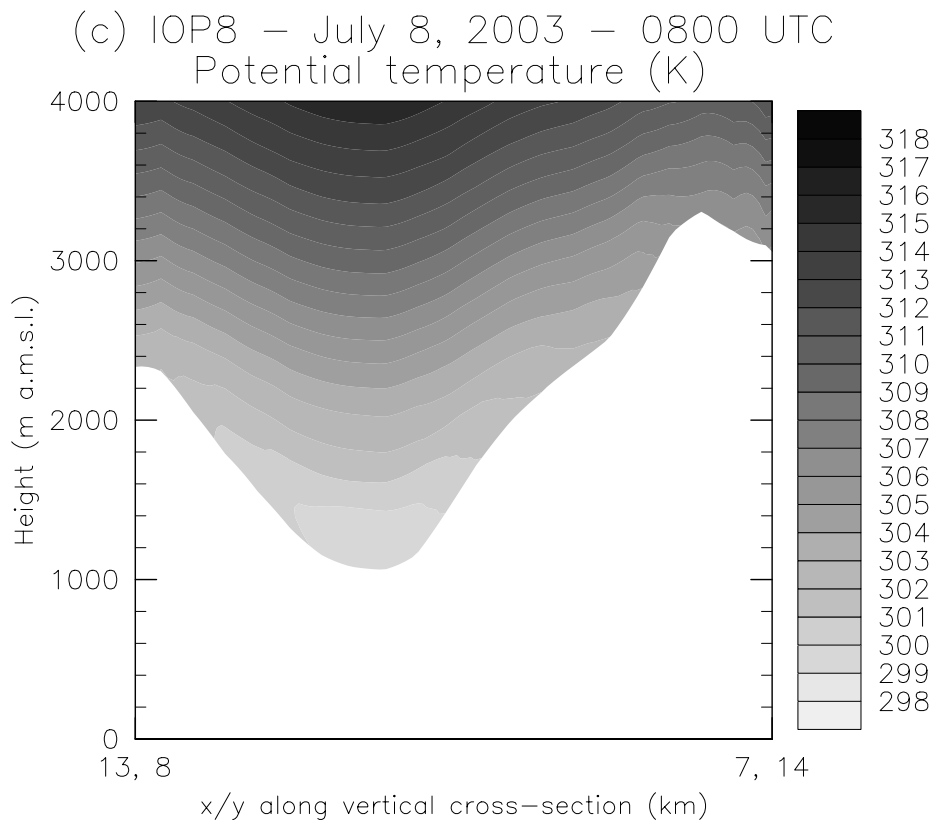
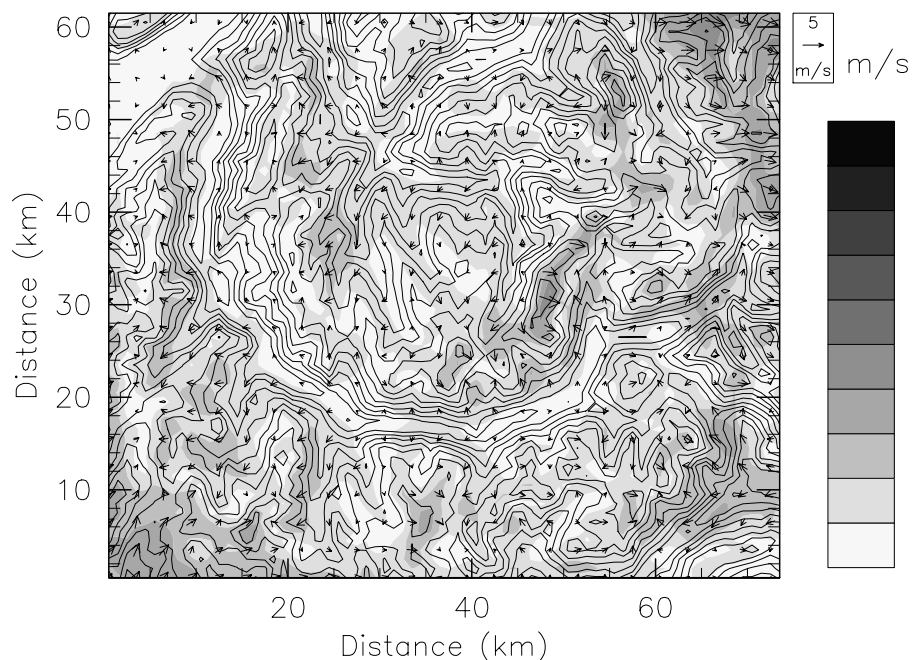


Figure V.9: continued

(a) IOP7 – June 29, 2003 – 0800 UTC



(b) IOP7 – June 29, 2003 – 0800 UTC
Heat flux $w\theta$ ($\text{m s}^{-1} \text{K}$)

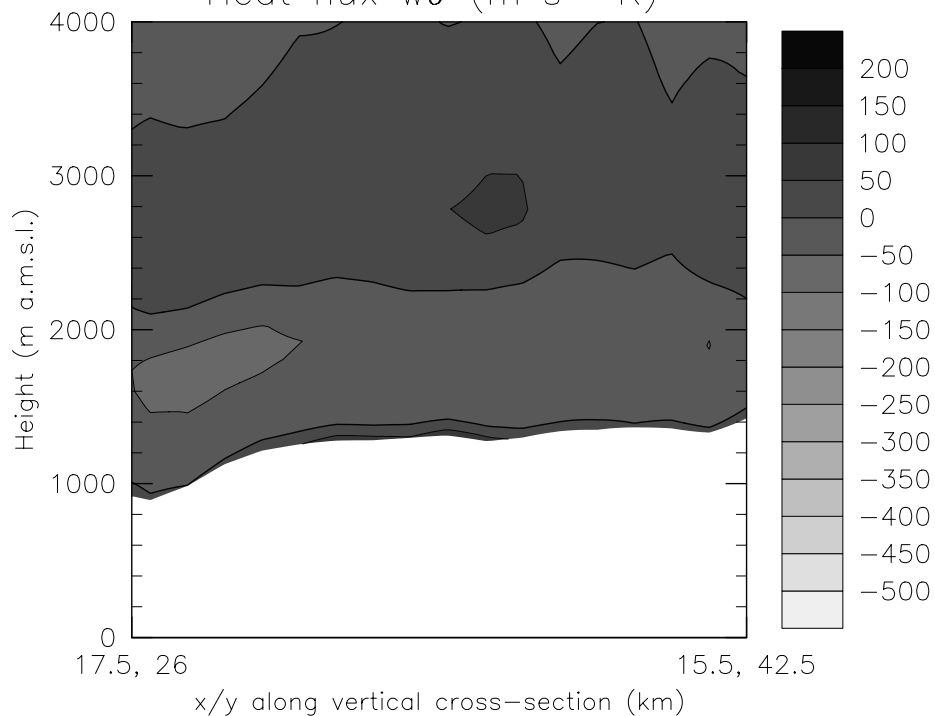
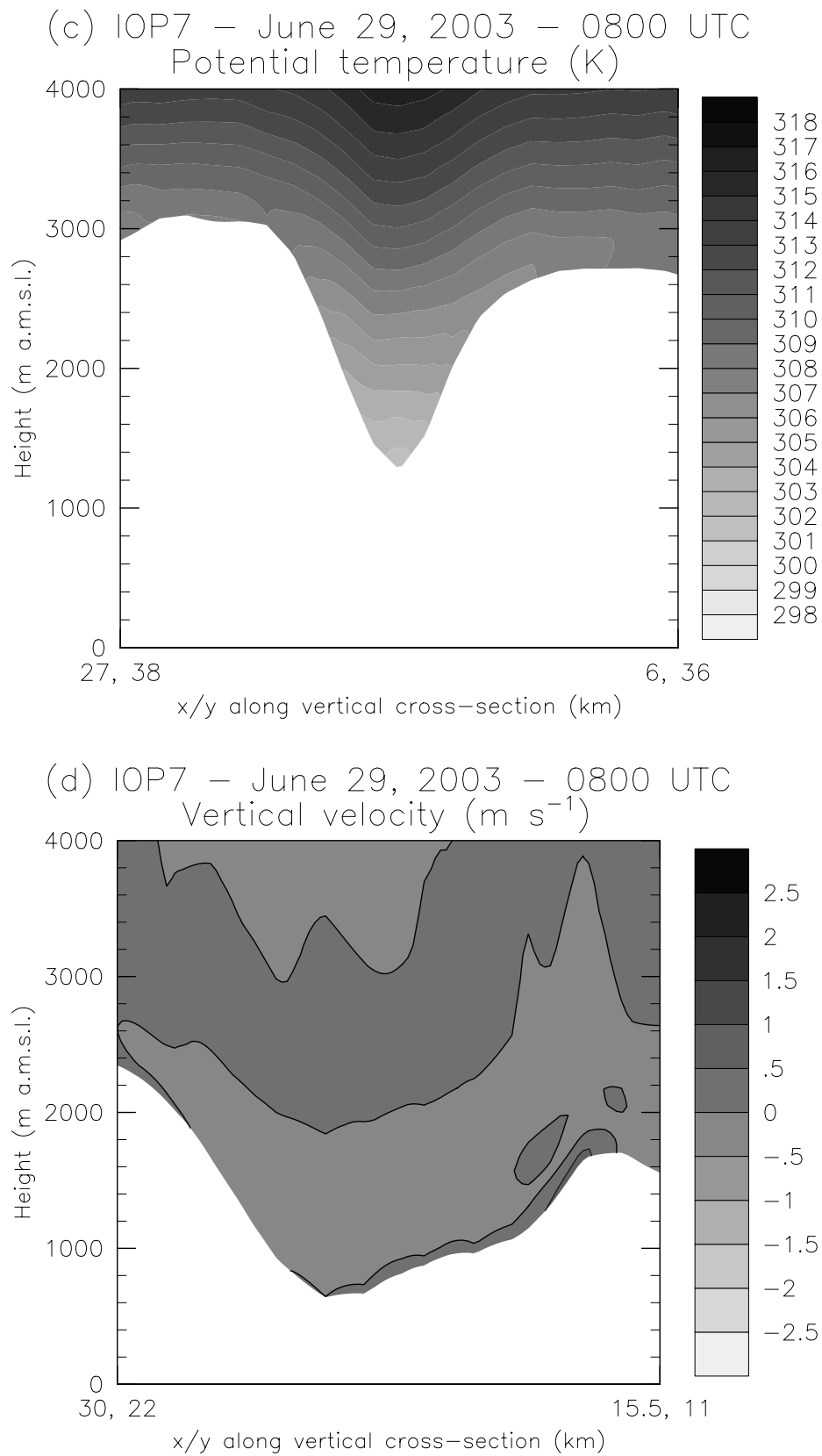


Figure V.10: Maurienne valley on June 29, 2003 at 0800 UTC. Simulated: **(a)** horizontal wind vectors at the surface (shading denotes the absolute wind speed and solid lines indicate the model topography with 250-m interval contours); **(b)** resolved heat flux $w\theta$ in the along-valley cross section A; **(c)** potential temperature in the valley cross section B; **(d)** vertical velocity component in the valley cross section C

**Figure V.10:** continued

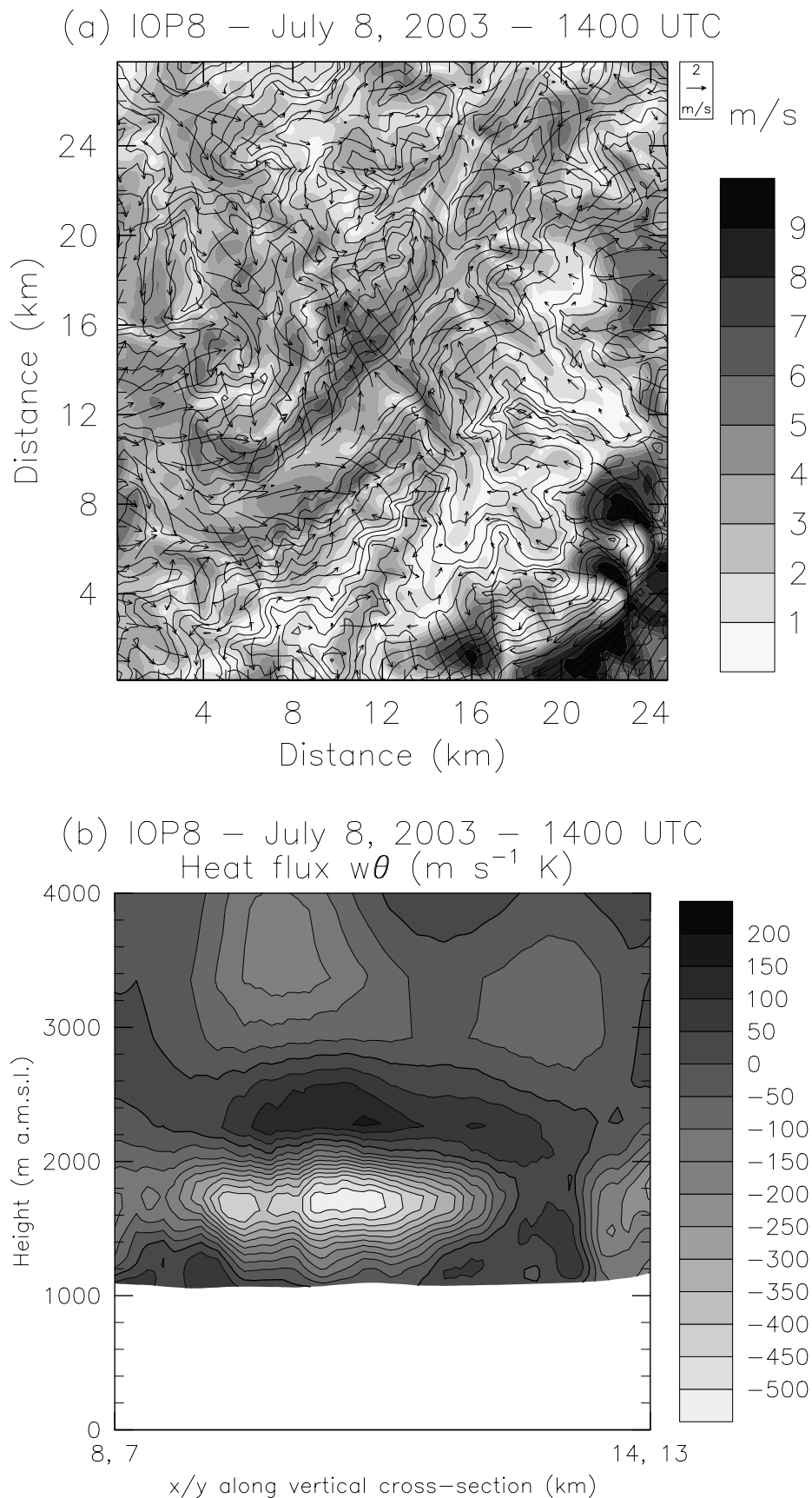


Figure V.11: Same caption as Figure V.9 except at 1400 UTC

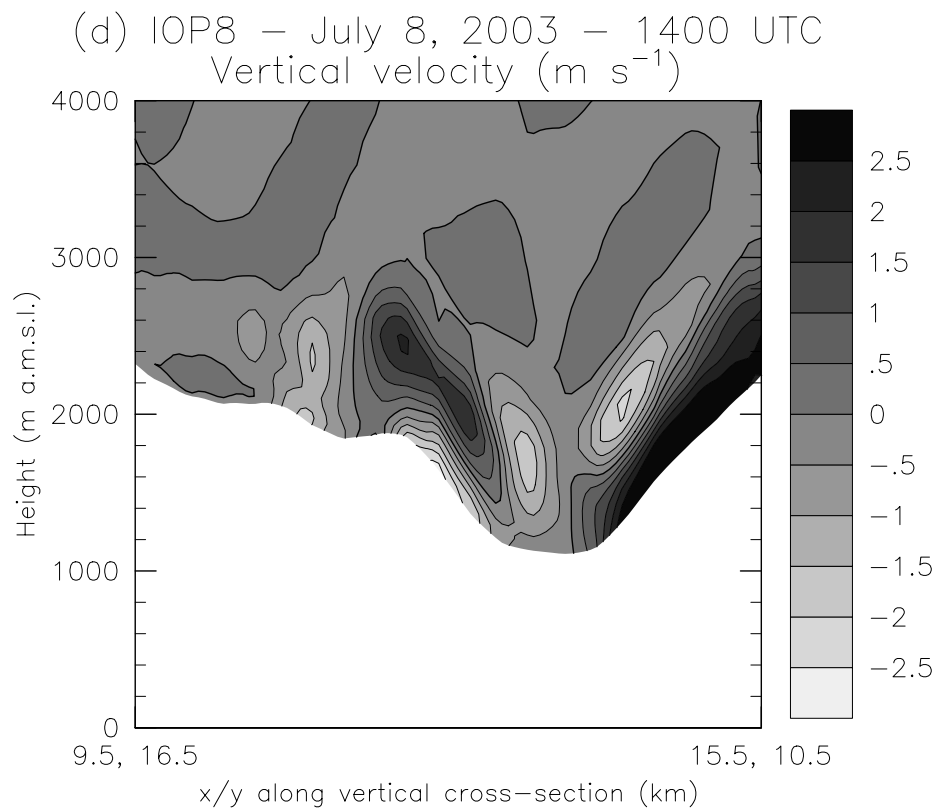
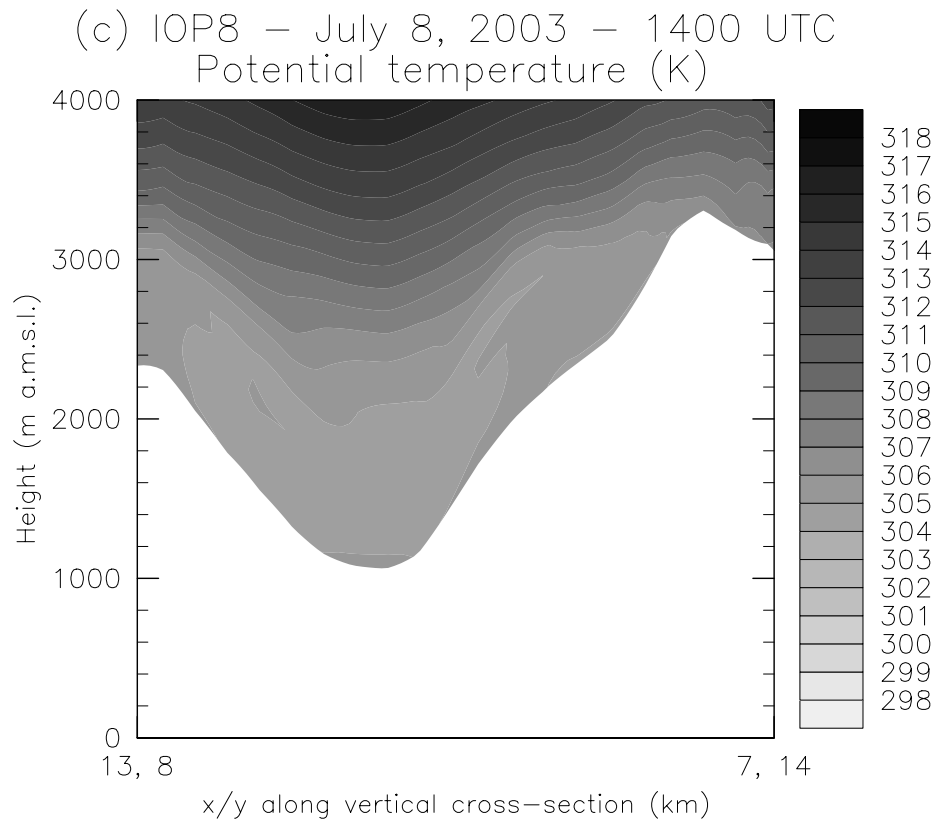


Figure V.11: continued

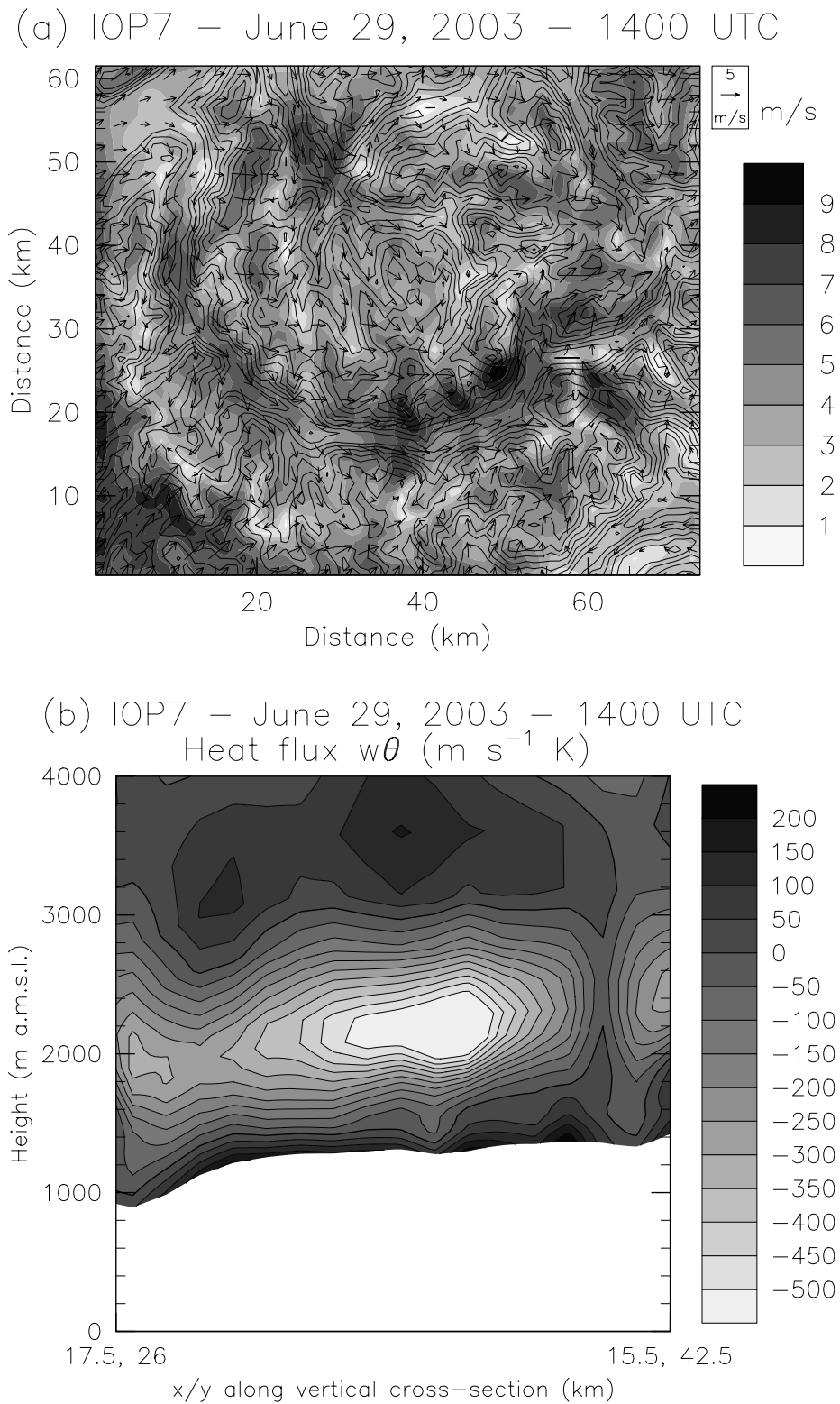
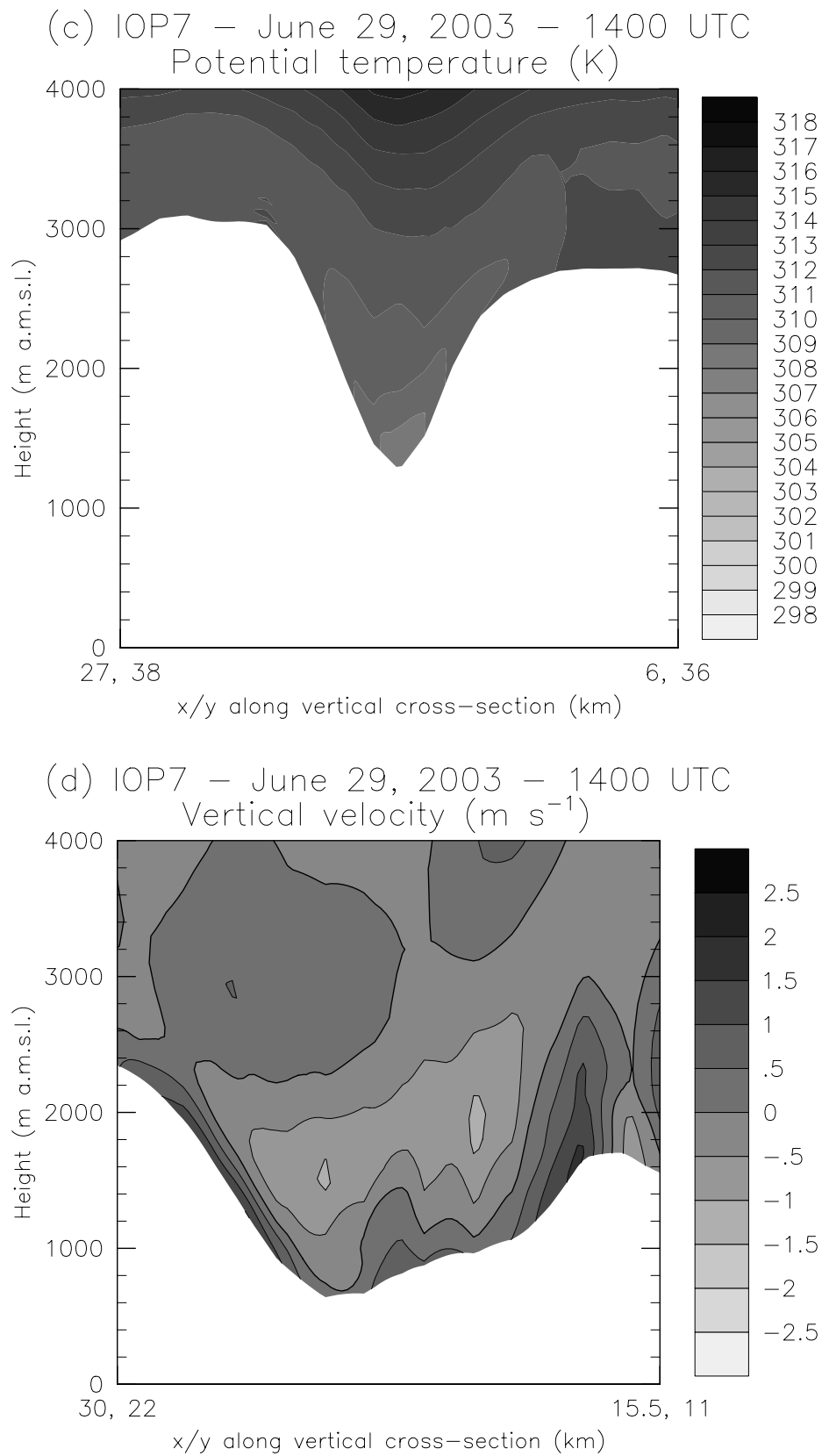


Figure V.12: Same caption as Figure V.10 except at 1400 UTC

**Figure V.12:** continued

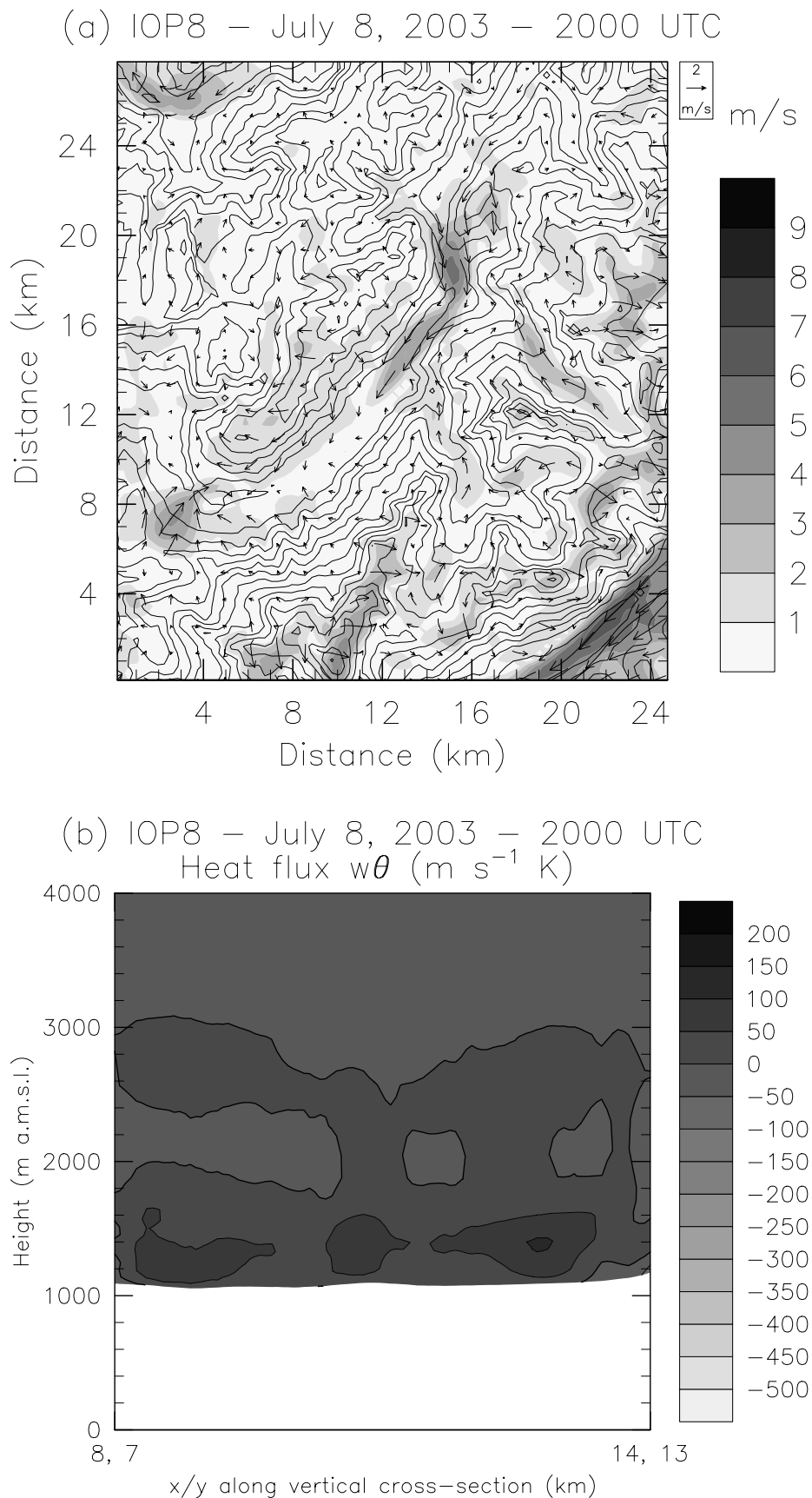


Figure V.13: Same caption as Figure V.9 except at 2000 UTC

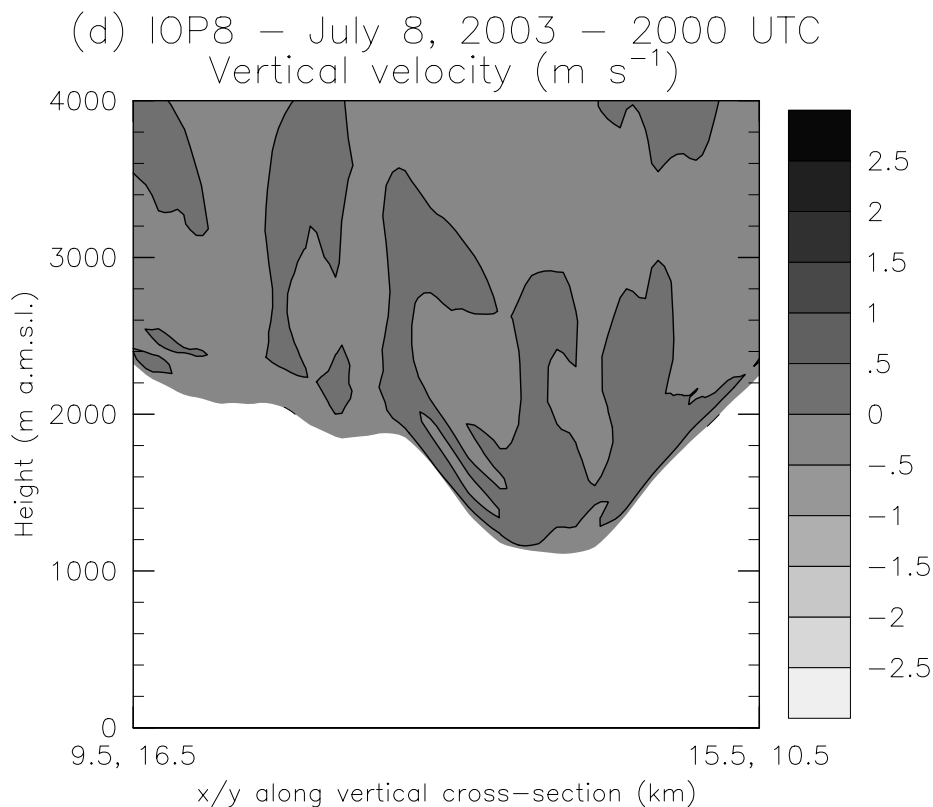
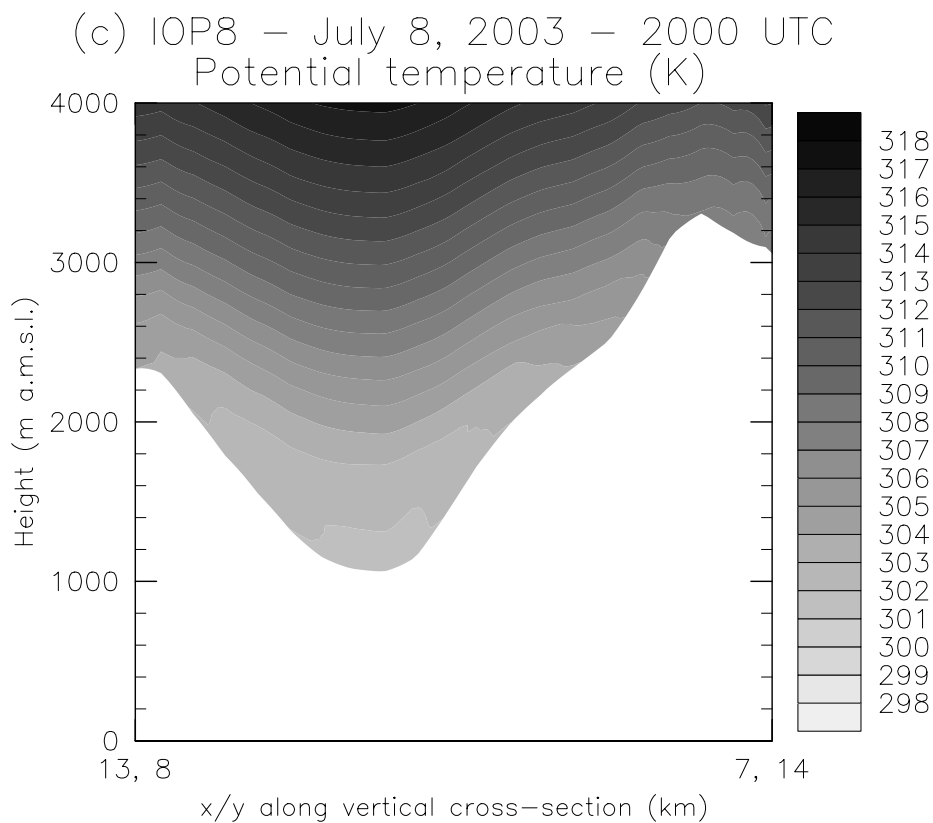


Figure V.13: continued

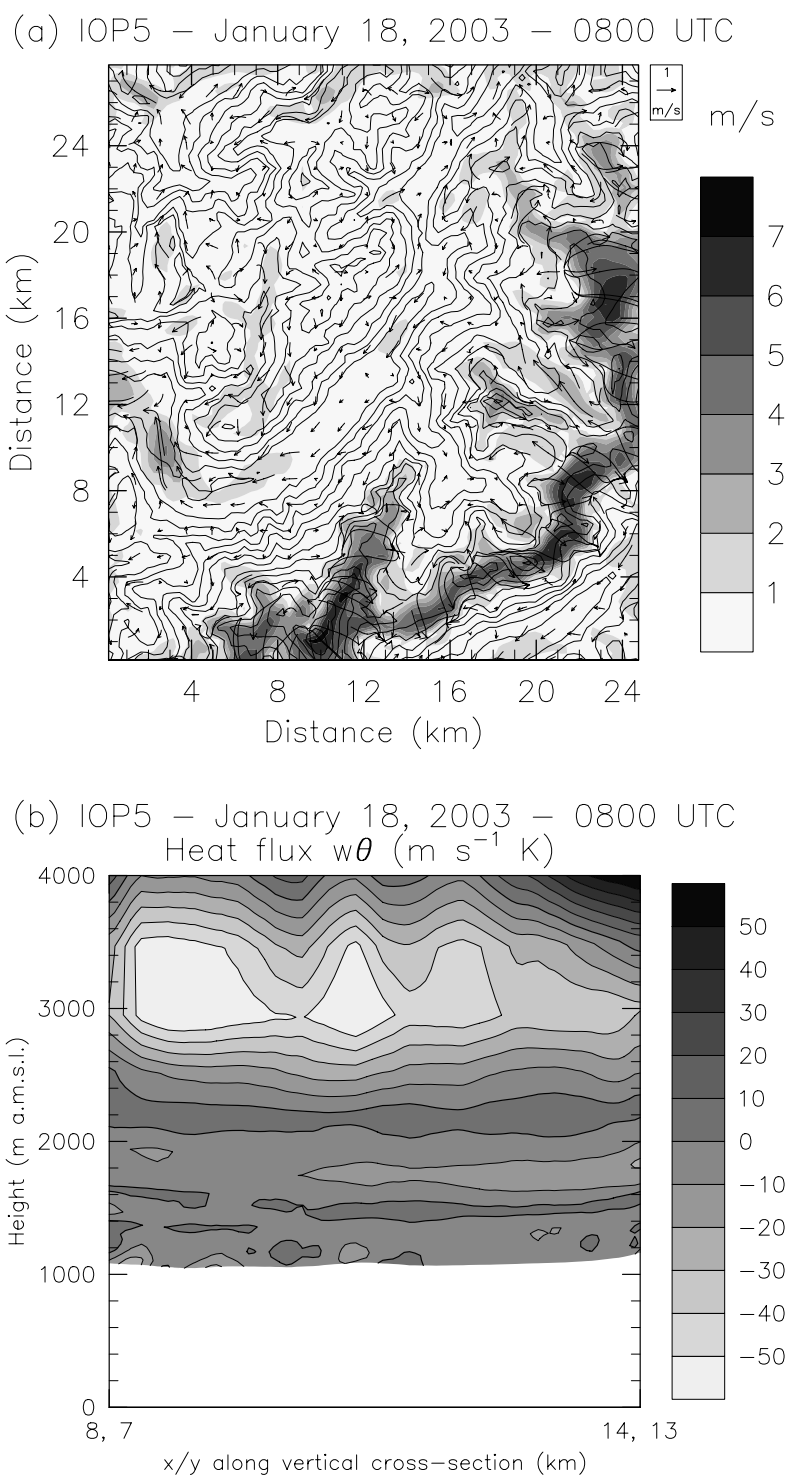
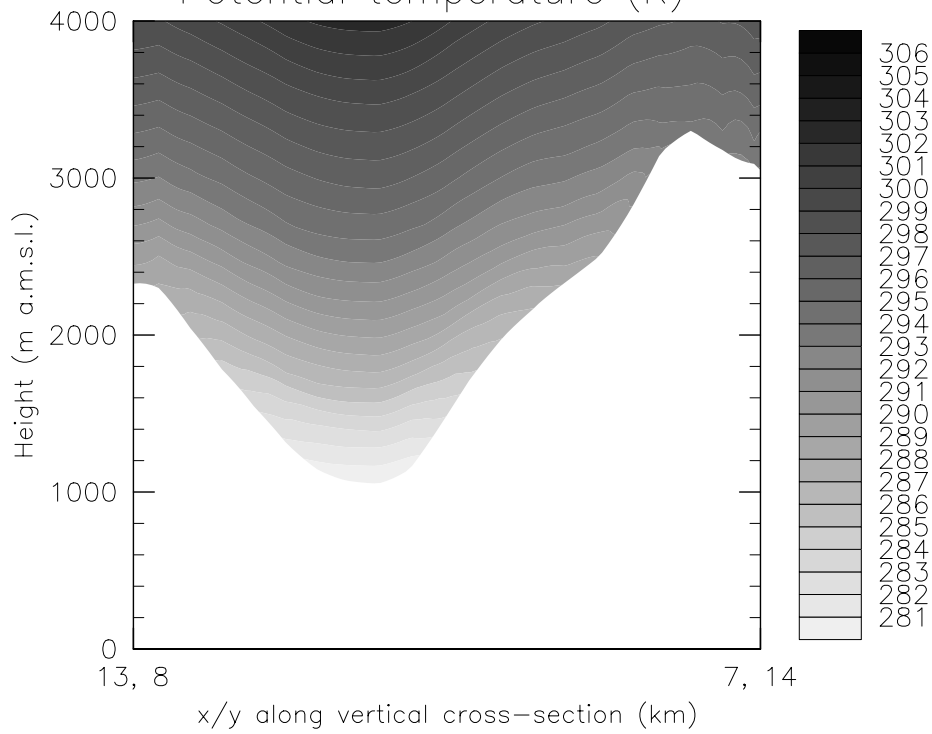


Figure V.14: Chamonix valley on January 17, 2003 at 0800 UTC. Simulated: **(a)** horizontal wind vectors at the surface (shading denotes the absolute wind speed and solid lines indicate the model topography with 250-m interval contours); **(b)** resolved heat flux $w\theta$ in the along-valley cross section A; **(c)** potential temperature in the valley cross section B; **(d)** vertical velocity component in the valley cross section C. Beware of different gray scales used in this figure and the following ones compared to preceding Figure V.9 to Figure V.13

(c) IOP5 – January 18, 2003 – 0800 UTC
Potential temperature (K)



(d) IOP5 – January 18, 2003 – 0800 UTC
Vertical velocity (m s^{-1})

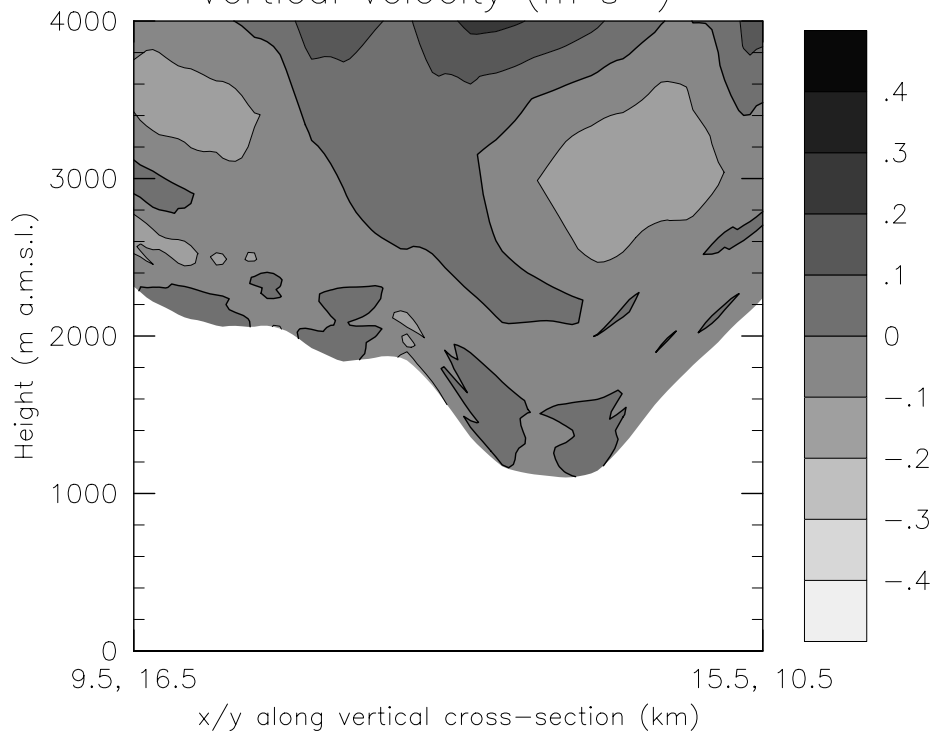
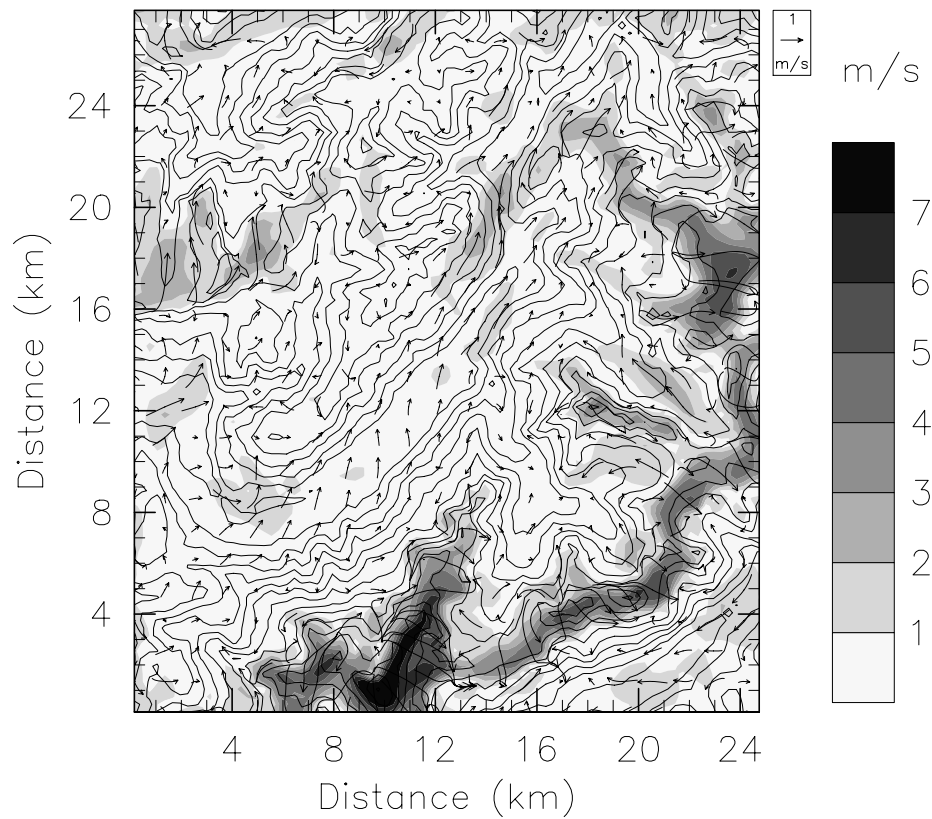
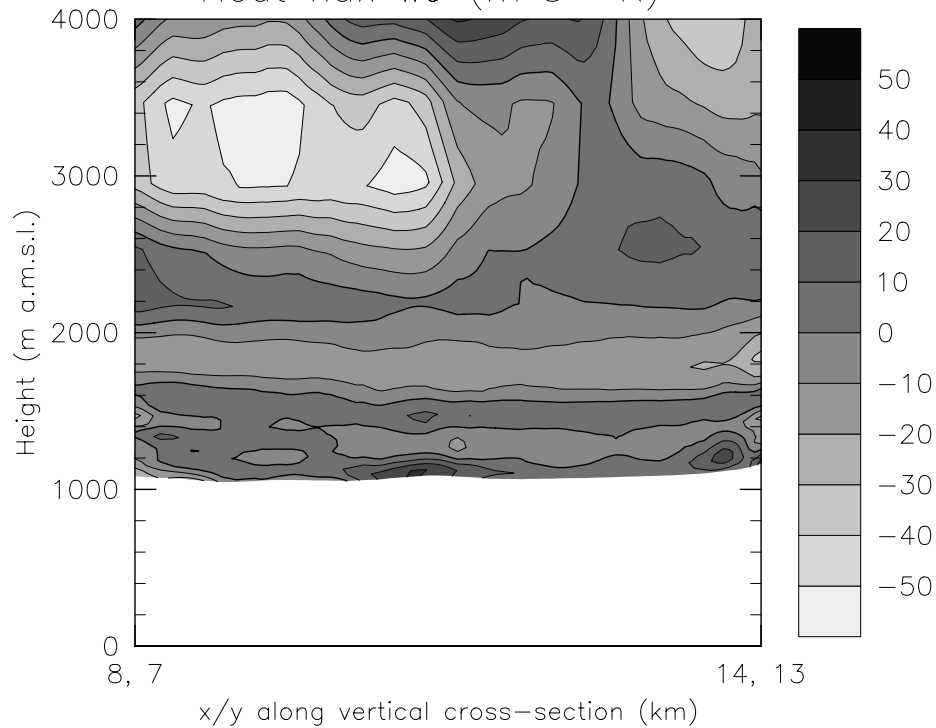
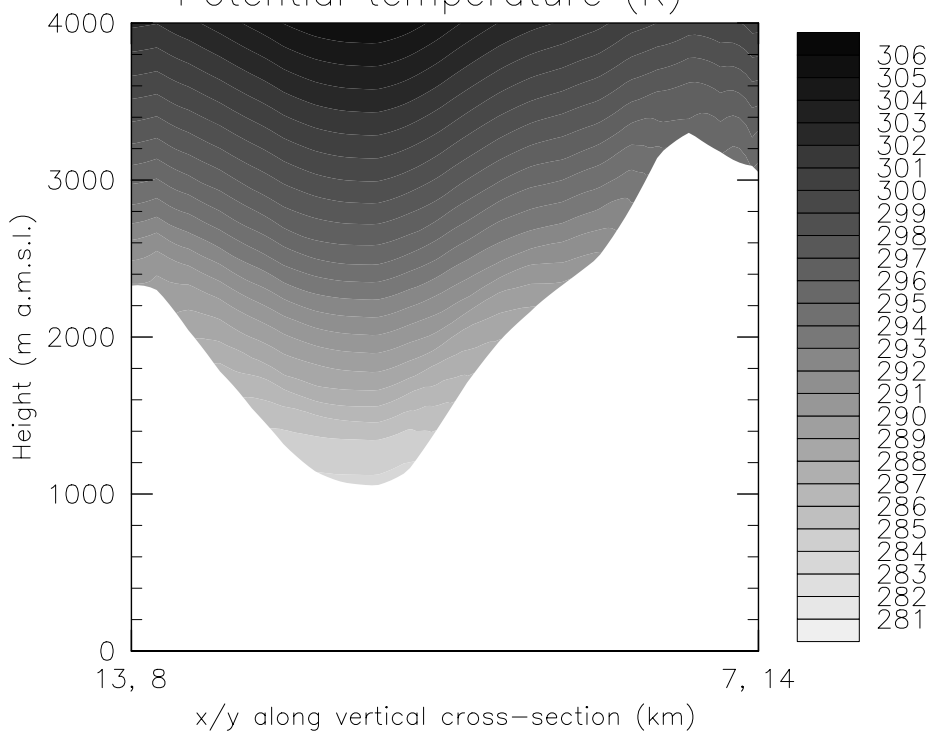


Figure V.14: continued

(a) IOP5 – January 18, 2003 – 1400 UTC

(b) IOP5 – January 18, 2003 – 1400 UTC
Heat flux $w\theta$ ($\text{m s}^{-1} \text{K}$)**Figure V.15:** Same caption as Figure V.14 except at 1400 UTC

(c) IOP5 – January 18, 2003 – 1400 UTC
Potential temperature (K)



(d) IOP5 – January 18, 2003 – 1400 UTC
Vertical velocity (m s^{-1})

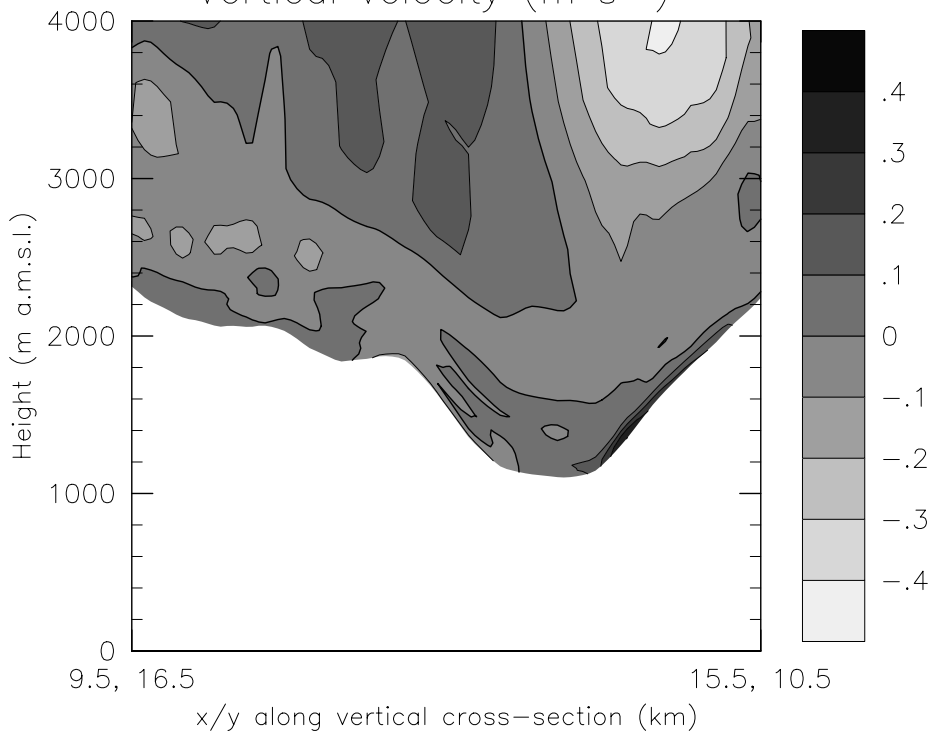


Figure V.15: continued

V.5 Discussion and conclusions

Numerical simulations using ARPS were compared with the POVA field data collected during IOPs both in winter and in summer 2003 in the Chamonix and the Maurienne valleys. The simulated meteorological fields were generally found to be in good agreement with observations. The hierarchy of domains and models has succeeded in reproducing realistic dynamical and thermal processes in these deep narrow valleys. Local thermally-driven wind circulations within the valleys have been well captured by the model. Special features identified from vertically distributed measurements such as convergence effects delaying the erosion of the stable core by the growing CBL in the Chamonix valley as well as a more sudden wind reversal in the Maurienne valley than in the Chamonix valley (Chemel and Chollet, 2005) have been recovered in the model results. The results obtained enabled us to draw comparisons between the two valleys both in winter and in summer.

The major findings of this study may be summarized as follows:

- (i) Compared to summer, winter is less documented because of a lack of measurements due to both snow events during the IOPs and the bad quality of the radar wind profiler signal in too stable atmospheric conditions. Low vertical mixing makes the spin up time significantly longer (almost 12 h) and more generally prevents potential errors which locally develop from rapidly disappearing. Nevertheless, in winter, stability is so strong that little variability has to be simulated by the model, which is driven mainly by the topographic features and the regional-scale meteorology.
- (ii) In summer, the short episodes of bad weather are not well modelled as expected. However, a good estimation is rapidly recovered because of the accurate representation of atmospheric dynamics both at the local scale of the valley and at larger scale. Basically both valleys exhibit similar behavior in summer such as wind reversal and mixed layer up to approximately the altitude of the surrounding mountains.
- (iii) In describing ground surface response to external forcing, soil humidity is found to be the most sensitive parameter because of the latent heat flux redistribution. The terrain variability of these narrow valleys, covered mainly with small parcels of rocks, pastures and forests, makes the complete initialization of the multilayer model impossible. Relying on more global approach with bulk values, appear in this study and at least at the considered scales, as sufficient since the ground surface temperature is satisfactorily modelled throughout the nychthemeral cycle.
- (iv) Because of complex topography and snow in winter, there was not actually several choices in selecting locations of the ground monitoring stations. Consequently the strategy of validation and analysis has to adapt to a rather little number of stations whose measurements are quite location dependent. Conversely, the model is the appropriate tool to provide values of any available variable at any location.
- (v) Complex topography also makes each valley to develop specific features as illustrated in the analysis of the flow structure. Secondary valley may drastically

change the flow dynamics and then vertical mixing: in the Chamonix valley in summer, a cold air flow down the *Mer de Glace* glacier until late in the morning generates secondary flows throughout the valley section and delays the wind reversal.

The model reproduces the main features of the observed flow and boundary-layer structure evolution. Flow fields computed by the model are then passed to an air quality model with photochemistry mechanisms and a detailed emission inventory. The chemical-transport model used afterwards (Brulfert *et al.*, 2005) is expected to provide a reasonable estimate of transport and mixing of pollutants over the domain. This model is used among others to generate scenarios with cross-border heavy vehicle traffic hypotheses.

A 300-meter horizontal resolution seems to be appropriate. In the Chamonix valley local atmospheric dynamics is well captured. Horizontally refining the grid mesh would involve a much more detailed description of the soil-vegetation characteristics and orography. A vertical grid mesh refinement has to be prescribed simultaneously in order to capture the small structures associated to higher variability of the bottom boundary. Because of either mixing or stratification, these details are expected not to be so noticeable approximately above 200 m a.g.l. The 1-km horizontal resolution in the Maurienne valley allows efficient computation because of the domain to be considered which is considerably larger than in the Chamonix valley. Running using a 300-m horizontal resolution would of course improve the results, especially at the very bottom of the valley.

The atmospheric dynamics in both valleys results from the interaction of local-scale dynamics and regional-scale meteorology, which acts as forcing horizontal wind components and temperature gradients in altitude. For instance errors in the presented simulations are to be attributed to errors in the larger scale model. Any improvement of regional model will benefit to local models such as that considered here. Turning to a two-way nesting technique would not be the absolute solution since it should require to detail not only the valleys of interest but also the neighboring ones, which means not only very huge computations but also collecting soil data at fine resolution. Thus, in view of the plans for future high-resolution operational forecasts in mountainous terrain, the results obtained in this study are highly encouraging even if suffering from a lack of large network of observations for better initialization purpose.

Acknowledgements

The research has been supported by the Rhône-Alpes Region, the Agency for Environment and Energy Management (ADEME), the Ministry of Equipment, Transport and Housing (METL) and the Ministry for Ecology and the Durable Development (MEDD). All major computations were realized with the *Institut du Développement et des Ressources en Informatique Scientifique* (IDRIS) and the *Centre Informatique National de l'Enseignement Supérieur* (CINES) computing resources.

References

Ambrosetti, P., D. Anfossi, S. Cieslik, G. Graziani, R. Lamprecht, A. Marzorati, K. Nodop, S. Sandroni, A. Stinglele, and H. Zimmermann: 1998, 'Mesoscale transport

- of atmospheric trace constituents across the central Alps'. *Atm. Environ.* **32**, 1257–1272. [V.1.1](#)
- Angevine, W. M., A. B. White, and S. K. Avery: 1994, 'Boundary-layer depth and entrainment zone characterization with a boundary-layer profiler'. *Boundary-Layer Meteorol.* **68**, 375–385. [IV.2.2](#), [V.3.2](#)
- Black, T. L.: 1994, 'The new NMC mesoscale Eta Model: Description and forecast examples'. *Weath. Forecasting* **9**, 265–278. [V.1.1](#)
- Bougeault, P., B. Bénéch, P. Bessemoulin, B. Carissimo, A. Jansa Clar, J. Pelon, M. Petitdidier, and E. Richard: 1997, 'PYREX: A summary of findings'. *Bull. Am. Met. Soc.* **78**, 637–650. [V.1.1](#)
- Bougeault, P., P. Binder, A. Buzzi, R. Dirks, R. Houze, J. Kuettner, R. B. Smith, R. Steinacker, and H. Volkert: 2001, 'The MAP Special Observing Period'. *Bull. Am. Met. Soc.* **82**, 433–462. [V.1.1](#)
- Brulfert, G., C. Chemel, E. Chaxel, and J.-P. Chollet: 2005, 'Modelling photochemistry in alpine valleys'. *Atmos. Chem. Phys.* **5**, 2341–2355. [V.1.2](#), [V.5](#)
- Chemel, C. and J.-P. Chollet: 2005, 'Observations of the daytime boundary layer in deep alpine valleys'. *Boundary-Layer Meteorol.* In Press. [V.1.2](#), [V.3.2](#), [V.3.2](#), [V.4.1.a](#), [V.4.1.c](#), [V.5](#)
- Chow, F. K., A. P. Weigel, R. L. Street, M. W. Rotach, and M. Xue: 2005, 'High-resolution large-eddy simulations of flow in a steep Alpine valley. Part I: Methodology, verification, and sensitivity experiments'. *J. Appl. Meteor.* In Press. [V.1.1](#), [V.2.2](#)
- Clements, W. E., J. A. Archuleta, and P. H. Gudiksen: 1989, 'Experimental design of the 1984 ASCOT field study'. *J. Appl. Meteor.* **28**, 405–413. [IV.2.2](#), [V.1.1](#)
- Colle, B. A. and C. F. Mass: 1996, 'An observational and modeling study of the interaction of low-level southwesterly flow with the Olympic Mountains during COAST IOP 4'. *Mon. Weath. Rev.* **124**, 2152–2175. [V.1.1](#)
- Couach, O., I. Balin, R. Jiménez, R. Ristori, F. Kirchner, S. Perego, V. Simeonov, B. Calpini, and H. van den Bergh: 2003, 'Investigation of the ozone and planetary boundary layer dynamics on the topographically-complex area of Grenoble by measurements and modeling'. *Atmos. Chem. Phys.* **3**, 549–562. [V.1.1](#)
- Davies, H. C.: 1976, 'A lateral boundary formulation for multi-level prediction models'. *Quart. J. Roy. Met. Soc.* **102**, 405–418. [V.2.1](#)
- De Wekker, S. J. F., D. G. Steyn, J. D. Fast, M. W. Rotach, and S. Zhong: 2005, 'The performance of RAMS in representing the convective boundary layer structure in a very steep valley'. *Env. Fluid Mech.* **5**, 35–62. [V.1.1](#)
- De Wekker, S. J. F., D. G. Steyn, and S. Nyeki: 2004, 'A comparison of aerosol-layer and convective boundary-layer structure over a mountain range during STAAARTE '97'. *Boundary-Layer Meteorol.* **113**, 249–271. [V.3.2](#)

- Doran, J. C., J. D. Fast, and J. Horel: 2002, 'The VTMX 2000 campaign'. *Bull. Am. Met. Soc.* **83**, 537–551. [V.1.1](#)
- Dosio, A., S. Emeis, G. Graziani, W. Junkermann, and A. Levy: 2001, 'Assessing the meteorological conditions of a deep Italian Alpine valley system by means of a measuring campaign and simulations with two models during a summer smog episode'. *Atm. Environ.* **35**, 5441–5454. [V.1.1](#)
- Fast, J. D.: 1995, 'Mesoscale modeling and four-dimensional data assimilation in areas of highly complex terrain'. *J. Appl. Meteor.* **34**, 2762–2782. [V.1.1](#)
- Fast, J. D. and L. S. Darby: 2004, 'An evaluation of mesoscale model predictions of down-valley and canyon flows and their consequences using Doppler lidar measurements during VTMX 2000'. *J. Appl. Meteor.* **43**, 420–436. [V.1.1](#)
- Grell, G. A., J. Dudhia, and D. R. Stauffer: 1995, 'A description of the Fifth-Generation Penn State/ NCAR Mesoscale Model (MM5)'. NCAR Technical Note NCAR/TN-398+STR, NCAR, Boulder, CO, USA. 117 pp. [V.1.1](#)
- Grell, G. A., S. Emeis, W. R. Stockwell, T. Schoenemeyer, R. Forkel, J. Michalakes, R. Knoche, and W. Seidl: 2000, 'Application of a multiscale, coupled MM5/chemistry model to the complex terrain of the VOTALP valley campaign'. *Atm. Environ.* **34**, 1435–1453. [V.1.1](#)
- Heo, B.-H., S. Jacoby-Koaly, K. E. Kim, B. Campistron, B. Bénech, and E.-S. Sung: 2003, 'Use of the Doppler spectral width to improve the estimation of the convective boundary layer height from UHF wind profiler observations'. *J. Atmos. Oceanic Technol.* **20**, 408–424. [IV.2.2](#), [IV.4.2](#), [V.3.2](#)
- Hoinka, K. P. and T. L. Clark: 1991, 'Pressure drag and momentum fluxes due to the Alps. I: Comparison between numerical simulations and observations'. *Quart. J. Roy. Met. Soc.* **117**, 495–525. [V.1.1](#)
- Hong, S.-Y. and H.-L. Pan: 1996, 'Nonlocal boundary layer vertical diffusion in a medium-range forecast model'. *Mon. Weath. Rev.* **124**, 2322–2339. [V.2.1](#)
- Jaffrezo, J.-L., A. Albinet, G. Aymoz, J.-L. Besombes, B. Bonsang, G. Brulfert, D. Chapuis, P. Chazette, C. Chemel, J.-P. Chollet, A. Colomb, P. Couvert, J. Cozic, E. Fréjafon, S. Geffroy, R. Greenwald, V. Jacob, C. Jambert, B. Jouve, E. Leoz-Garziandia, N. Marchand, P. Masclet, P. E. Perros, J. Rimetz, and H. Villard: 2005, 'The program POVA ('Pollution des Vallées Alpines'): general presentation and some highlights'. Submitted to *Atmos. Chem. Phys. Discussion*. [IV.1](#), [IV.3](#), [V.1.2](#), [V.3.1](#)
- Keyser, D. and R. A. Anthes: 1977, 'The applicability of a mixed-layer model of the planetary boundary layer to real-data forecasting'. *Mon. Weath. Rev.* **105**, 1351–1371. [V.3.2](#)
- Kljun, N., M. Sprenger, and C. Schär: 2001, 'Frontal modification and lee cyclogenesis in the Alps: A case study using the ALPEX reanalysis data set'. *Met. Atm. Phys.* **78**, 89–105. [V.1.1](#)

- Kuettner, J. P.: 1986, 'The aim and conduct of ALPEX'. In: *Proc. of the Conference on Scientific results of the Alpine Experiment (ALPEX)*, Venice, Italy, GARP Publ. Ser. No. 27, WMO/TD No. 108, pp. 3–14. [V.1.1](#)
- Kuwagata, T. and F. Kimura: 1997, 'Daytime boundary layer evolution in a deep valley. Part II: Numerical simulation of the cross-valley circulation'. *J. Appl. Meteor.* **36**, 883–895. [V.4.1.b](#)
- Lafore, J. P., J. Stein, N. Asencio, P. Bougeault, V. Ducrocq, J. Duron, C. Fischer, Hèreil, P. Mascart, V. Masson, J. P. Pinty, J. L. Redelsperger, E. Richard, and J. Vilà-Guerau de Arellano: 1998, 'The (Meso-NH) Atmospheric Simulation System. Part I: adiabatic formulation and control simulations'. *Ann. Geophys.* **16**, 90–109. [V.1.1](#)
- Marth, L.: 2000, 'Surface heterogeneity and vertical structure of the boundary layer'. *Boundary-Layer Meteorol.* **96**, 33–62. [V.2.1](#)
- Martilli, A. and G. Graziani: 1998, 'Mesoscale circulation across the Alps: preliminary simulation of TRANSALP 1990 observations'. *Atm. Environ.* **32**, 1241–1255. [V.1.1](#)
- Masson, V. and P. Bougeault: 1996, 'Nonhydrostatic simulations of real mountain flows observed during the PYREX experiment'. In: *Proc. of the 7th Conference on Mesoscale Processes*, Reading, UK, American Meteorological Society, 45 Beacon St., Boston, MA, USA, pp. 307–309. [V.1.1](#)
- Matzinger, N., M. Andretta, E. van Gorsel, R. Vogt, A. Ohmura, and M. W. Rotach: 2003, 'Surface radiation budget in an Alpine valley'. *Quart. J. Roy. Met. Soc.* **129**, 877–895. [V.1.1](#)
- Noilhan, J. and S. Planton: 1989, 'A simple parametrization of land surface processes for meteorological models'. *Mon. Weath. Rev.* **117**, 536–549. [III.3.2](#), [V.2.1](#), [VI.2.2](#)
- O'Steen, L. B.: 2000, 'Numerical simulation of nocturnal drainage flows in idealized valley-tributary systems'. *J. Appl. Meteor.* **39**, 1845–1860. [V.1.1](#)
- Ottersten, H.: 1969, 'Atmospheric structure and radar backscattering in clear air'. *Radio Science* **4**, 1179–1193. [II.3.2.c](#), [IV.2.2](#), [IV.4.1](#), [V.3.2](#)
- Perego, S.: 1999, 'Metphomod – a numerical mesoscale model for simulation of regional photo-smog in complex terrain: model description and application during Pollumet 1993 (Switzerland)'. *Met. Atm. Phys.* **70**, 43–69. [V.1.1](#)
- Pielke, R. A., W. R. Cotton, R. L. Walko, C. J. Tremback, W. A. Lyons, L. D. Grasso, L. E. Nicholls, M. D. Moran, D. A. Wesley, T. J. Lee, and J. H. Copeland: 1992, 'A comprehensive meteorological modeling system RAMS'. *Met. Atm. Phys.* **49**, 69–91. [V.1.1](#)
- Pleim, J. E. and A. Xiu: 1995, 'Development and testing of a surface flux and planetary boundary layer model for application in mesoscale models'. *J. Appl. Meteor.* **34**, 16–32. [III.3.2](#), [V.2.1](#), [VI.2.2](#)

- Rotach, M. W., P. Calanca, G. Graziani, J. Gurtz, D. G. Steyn, R. Vogt, M. Andretta, A. Christen, S. Cieslik, R. Connolly, S. J. F. De Wekker, S. Galmarini, E. N. Kadygrov, V. Kadygrov, E. Miller, B. Neininger, M. Rucker, E. Van Gorsel, H. Weber, A. Weiss, and M. Zappa: 2004, ‘Turbulence structure and exchange processes in an alpine valley: The Riviera project’. *Bull. Am. Met. Soc.* **85**, 1367–1385. [V.1.1](#)
- Sasano, Y., H. Shimizu, N. Sugimoto, I. Matsui, N. Takeuchi, and M. Okuda: 1980, ‘Diurnal variation of the atmospheric boundary layer observed by a computer-controlled laser radar’. *J. Met. Soc. Jap.* **58**, 143–148. [V.3.2](#)
- Schayes, G., P. Thunis, and R. Bornstein: 1996, ‘Topographic Vorticity-mode Mesoscale- β (TVM) model. Part I: Formulation’. *J. Appl. Meteor.* **35**, 1815–1823. [V.1.1](#)
- Soler, M. R., J. Hinojosa, M. Bravo, D. Pino, and J. Vilà-Guerau de Arellano: 2004, ‘Analyzing the basic features of different complex terrain flows by means of a Doppler sodar and numerical model: some implications for air pollution problems’. *Met. Atm. Phys.* **85**, 141–154. [V.1.1](#)
- Sun, W.-Y. and C.-Z. Chang: 1986, ‘Diffusion model for a convective layer. Part I: Numerical simulation of convective boundary layer’. *J. Climate Appl. Meteor.* **25**, 1445–1453. [V.2.2](#)
- Taylor, K.-E.: 2001, ‘Summarizing multiple aspects of model performance in a single diagram’. *J. Geophys. Res.* **106**, 7183–7192. [V.3.2](#)
- Weigel, A. P., F. K. Chow, M. W. Rotach, R. L. Street, and M. Xue: 2005, ‘High-resolution large-eddy simulations of flow in a steep Alpine valley. Part II: Flow structure and heat budgets’. *J. Appl. Meteor.* In Press. [V.1.1](#)
- Weigel, A. P. and M. W. Rotach: 2004, ‘Flow structure and turbulence characteristics of the daytime atmosphere in a steep and narrow Alpine valley’. *Quart. J. Roy. Met. Soc.* **130**, 2605–2627. [V.1.1](#)
- Whiteman, C. D. and J. C. Doran: 1993, ‘The relationship between overlying synoptic-scale flows and winds within a valley’. *J. Appl. Meteor.* **32**, 1669–1682. [V.1](#)
- Wotawa, G. and H. Kromp-Kolb: 2000, ‘The research project VOTALP – general objectives and main results’. *Atm. Environ.* **34**, 1319–1322. [V.1.1](#)
- Xue, M., K. K. Droegemeier, and V. Wong: 2000, ‘The Advanced Regional Prediction System (ARPS) – A multi-scale non hydrostatic atmospheric simulation and prediction model. Part I: Model dynamics and verification’. *Met. Atm. Phys.* **75**, 161–193. [III.3.1](#), [III.3.2](#), [V.1.1](#), [V.2](#), [VI.2.1](#)
- Xue, M., K. K. Droegemeier, V. Wong, A. Shapiro, K. Brewster, F. Carr, D. Weber, Y. Liu, and D. Wang: 2001, ‘The Advanced Regional Prediction System (ARPS) – A multi-scale non hydrostatic atmospheric simulation and prediction tool. Part II: Model physics and applications’. *Met. Atm. Phys.* **76**, 143–165. [III.3.1](#), [III.3.2](#), [V.1.1](#), [V.2](#), [VI.2.1](#)

- Zhong, S. and J. Fast: 2003, ‘An evaluation of the MM5, RAMS, and Meso-Eta models at subkilometer resolution using VTMX field campaign data in the Salt Lake valley’. *Mon. Weath. Rev.* **131**, 1301–1322. [V.1.1](#)
- Zou, X., F. Vandenberghe, M. Pondeva, and Y.-H. Kuo: 1997, ‘Introduction to adjoint techniques and the MM5 adjoint modeling system’. NCAR Technical Note NCAR/TN-435+STR, NCAR, Boulder, CO, USA. 110 pp. [V.2.1](#)
-

~ Conclusions ~

Dans ce chapitre, les processus impliqués à l’échelle de la vallée, présentés dans le chapitre [II](#) et caractérisés dans le chapitre [IV](#), ont été reproduits de manière correcte au moyen de la simulation numérique. Les résultats issus du modèle ARPS ont été confrontés aux données des campagnes de mesure POVA réalisées en 2003 (en été et en hiver). Les performances du modèle ARPS sont globalement très satisfaisantes. Les caractéristiques saisonnières des écoulements dans les vallées de Chamonix et de la Maurienne sont quasiment similaires. Cependant, la complexité locale du relief donne une spécificité également locale aux écoulements atmosphériques dans ces deux vallées. En hiver, la dynamique atmosphérique est essentiellement pilotée par la forte stabilité de la masse d’air dans la vallée. En été, les mécanismes de vents de vallée et d’échanges verticaux gouvernés par l’évolution temporelle de la couche limite atmosphérique (CLA) pilotent les écoulements à l’échelle de la vallée. La description détaillée des échanges verticaux couplant la CLA à l’atmosphère extérieure à la vallée, mis en évidence dans ce chapitre et le précédent, est essentielle pour les applications à la qualité de l’air. Les processus d’entraînement liés aux échanges verticaux seront étudiés au § [VI](#) dans le cas d’un sol plat.

Projet d'article qui sera soumis pour publication dans
J. Atm. Sci., avant fin octobre 2005.

VI

Entraînement au sommet de la couche limite atmosphérique convective sur sol plat

~ Introduction ~

Dans ce chapitre, les processus d'entraînement au sommet de la couche limite atmosphérique convective sont examinés sur sol plat. Les échanges verticaux entre la CLA à l'AL, résultant du mécanisme d'entraînement, sont essentiels pour la prédiction de la qualité de l'air. La capacité de la CLA convective à mélanger (homogénéiser) la masse d'air et le taux d'entraînement à l'interface entre la CLA et l'AL conditionnent la concentration des « polluants » au niveau du sol et les échanges entre les échelles locales à la vallée et les échelles régionales. L'enjeu de ce chapitre est de caractériser de manière fine ces mécanismes sur un sol plat afin de proposer une paramétrisation adaptée des échanges verticaux.

Ce chapitre est basé sur un projet d'article qui sera soumis pour publication dans *J. Atm. Sci.*, avant fin octobre 2005. L'article est reproduit dans son intégralité et peut être lu de manière indépendante.

Numerical investigation of entrainment processes at the top of the convective atmospheric boundary layer

C. Chemel*, C. Staquet and J. P. Chollet

Laboratoire des Écoulements Géophysiques et Industriels

Université Joseph Fourier – C.N.R.S. – I.N.P. Grenoble

BP 53, 38041 Grenoble, Cedex 9, France

Abstract

This study presents a high-resolution large-eddy simulation (LES) of the daytime convective boundary layer initialized by a commonly used sounding of Day 33 of the Wangara experiment. Flow visualisation shows that organized turbulent structures within the well-developed mixed layer erode the interfacial layer and entrain the stably stratified fluid above. The boundary-layer entrainment mechanics involves transport and mixing over a broad range of length scales as illustrated by spatial and temporal spectra. The normalized entrainment rate expressed as w_e/w_* , where w_e and w_* are the entrainment and convective velocities, is found to vary as the bulk Froude number square Fr_B^2 at the interface, which is in good agreement with both theoretical point of view and measurements. A particle dispersion approach using LES coupled with a Lagrangian stochastic model has also been used to investigate the entrainment law. The Fr_B^2 dependence of the nondimensional entrainment rate was retrieved. These results may lead to improve entrainment parameterization at the interface and may also have applications for remote sensing of the mixed-layer top.

VI.1 Introduction

VI.1.1 Rationale

The upper part of a convective boundary layer (CBL) in the absence of cloud (often referred to as a clear CBL) is in contact with both convective cells originating from the warm underlying ground surface and entrained air from the stable region above. The main mechanism of turbulence production in the shear-free CBL is buoyant convection. The production of turbulence by wind shear is of secondary importance. Vertical exchange processes coupling the CBL with the air aloft are essential for air quality prediction. Mean vertical gradients of atmospheric constituent concentrations are close to zero in the mixed layer. Across the interfacial layer (also known as the entrainment zone), the free-atmosphere air, which is more buoyant than the CBL air, is entrained into the mixed layer as the boundary layer grows up. This entrainment process is maintained by the penetration of rising thermals into the stably stratified atmosphere (Sorbjan, 1996). The rising rate of the capping inversion across the stratified free-atmosphere layers partly determines the prediction of ground pollutant concentrations in air pollution models (Cai and Luhar, 2002).

*Charles.Chemel@hmg.inpg.fr

VI.1.2 Entrainment across a density interface

The stability of a density interface is usually characterized by the bulk Richardson number at the interface (Deardorff *et al.*, 1980), defined as

$$\text{Ri}_B = g \beta \Delta\theta_v \bar{z}_i / w_\star^2, \quad (\text{VI.1})$$

based on the virtual potential temperature jump $\Delta\theta_v$ across the interface, the average mixing depth \bar{z}_i , the convective velocity scale w_\star , the gravitational acceleration g and the coefficient of thermal expansion β . The convective velocity scale for the convectively mixed layer is defined as

$$w_\star = [g \beta (\overline{w'\theta'})_s \bar{z}_i]^{1/3}, \quad (\text{VI.2})$$

where $(\overline{w'\theta'})_s$ is the average turbulent heat flux at the ground surface. It compares the rate at which convective eddies do work against gravity in reducing the stable stratification (expressed as $g \beta \Delta\theta_v \bar{z}_i$) with the rate at which they acquire energy from the warm underlying ground surface [expressed as $(w_\star/\bar{z}_i)^2$].

The rising rate of the interfacial layer is generally characterized by an entrainment velocity defined as $w_e = d_t \bar{z}_i$. Fernando (1991) gave an extended review of mixing of interfacial layers. Mixing only occurs for a range of values of a bulk Richardson number at the interface, namely roughly $1 < \text{Ri}_B < 50$ (Hannoun and List, 1988). The form of Ri_B that Hannoun and List (1988) used was defined in a similar way. Below this range, entrainment occurs as if the fluid were homogeneous and above that range, mixing occurs through pure molecular diffusion. In the thermally driven convection tank experiment of Deardorff *et al.* (1980) the dimensionless entrainment velocity was found to vary as

$$w_e/w_\star = A \text{Ri}_B^{-1}, \quad (\text{VI.3})$$

where A is a parameter in the order of 0.25.

Several large-eddy simulation (LES) studies have been conducted to investigate the entrainment processes in the CBL (Stevens and Lenschow, 2001). Sorbjan (1996) carried out LES experiments using a relatively small number of grid points to investigate the effects of the strength of the capping inversion layer on entrainment. Lewellen and Lewellen (1998) examined entrainment in convective conditions and found that the entrainment rate is controlled by the turbulent transport at the scale of the boundary layer and is insensitive to the smaller scales of mixing near the capping inversion. Sullivan *et al.* (1998) used a nested LES to investigate the entrainment and flow structure in the interfacial layer over a range of Ri_B values. Among their major results they conclude that the finite thickness of the interfacial layer needs to be considered in an entrainment rate formulation. Otte and Wyngaard (2001) studied the stably stratified interfacial layer and found that it is similar in many aspects to a classic stable boundary layer. Kim *et al.* (2003) investigated entrainment processes in the CBL with varying wind shear. They observed concentrated vortices perpendicular to the mean boundary-layer wind direction in the capping inversion layer for the case of strong wind shear. Fedorovich *et al.* (2004) discussed methods for determining entrainment parameters in bulk models from LES output in a shear-free, linearly stratified atmosphere. The classical zero-order parameterization (Lilly, 1968) of the interfacial-layer thickness (considered as infinitesimally small) was found insufficient. Power-law approximations for relationships between the entrainment parameters in the zero-order

jump and general-structure bulk models were evaluated. LES has also been used to study entrainment processes in radiatively driven cloud-topped boundary layers (*e.g.* vanZanten *et al.*, 1999; Moeng *et al.*, 1999; Lilly, 2002a,b). The presence of clouds leads to complications compared to a clear CBL because of the important role played by radiative fluxes and phase changes.

VI.1.3 Objectives of this study

This study presents a high-resolution large-eddy simulation (LES) study of the daytime convective boundary layer initialized by a commonly used sounding of Day 33 of the Wangara experiment (Clarke *et al.*, 1971). The overall objectives of this study are (i) to investigate the mixed layer dynamics from a deterministic and statistical point of view and (ii) to revisit and discuss the Ri_B^{-1} entrainment law, using both Eulerian and Lagrangian approaches.

The outline of the paper is as follows. A brief overview of the LES and Lagrangian stochastic model in use is given in § 2. In § 3, we analyse the mixed layer to characterize the mechanisms responsible for the forcing of the interfacial layer. In § 4, the entrainment rate formulation is discussed based on LES output and particle dispersion, and expressed as a function of a bulk Froude number at the interface. Finally, conclusions and suggestions for future prospects are drawn in § 5.

VI.2 Model description and setup

VI.2.1 The LES model

The numerical experiment presented in this paper was conducted with the Advanced Regional Prediction System (ARPS), a non-hydrostatic, compressible LES code devoted to meso-scale and small-scale atmospheric flows. Xue *et al.* (2000; 2001) gave an extensive description of the model formulation and applications.

The basic idea of physical LES is the ‘filtering approach’ to separate the small scales from the large scales. In this approach, a low-pass spatial filter (denoted by a tilde hereafter) is applied to the underlying turbulent velocity field $\mathbf{u}(\mathbf{x}, t)$. In this study the characteristic width of the filter $\tilde{\Delta}$ is equal to the geometric average of the grid size in the three spatial directions. The application of this filter to the Navier-Stokes and continuity equations, assuming that the filtering operation commutes with differentiation, results in

$$\partial_t \tilde{u}_i + \partial_j (\tilde{u}_i \tilde{u}_j) = -(\partial_i \tilde{p}) / \rho + \nu \Delta \tilde{u}_i - \partial_j \tau_{ij} + 2(\boldsymbol{\Omega}_{\mathbf{T}} \times \tilde{\mathbf{u}})_i, \quad \partial_i \tilde{u}_i = 0, \quad (\text{VI.4})$$

where p is the pressure field, ν is the molecular kinematic viscosity, ρ is the density and the subscripts $(i, j) \in \{1, 2, 3\}$ refer to the geometrical coordinates (x_3 or z being the vertical coordinate). For convenience, we will also adopt the following notations: $u_1 \equiv u$, $u_2 \equiv v$ and $u_3 \equiv w$. The terms $2\boldsymbol{\Omega}_{\mathbf{T}} \times \tilde{\mathbf{u}}$ and $\tau_{ij} = \widetilde{u_i u_j} - \tilde{u}_i \tilde{u}_j$ represent the forcing by Coriolis forces and the subgrid-scale (SGS) turbulent stress, respectively. The SGS term must be parametrized as a function of the filtered velocity \tilde{u}_i to close the equations. An eddy-viscosity model is used, which expresses the deviatoric part of the SGS stress tensor as a function of the filtered strain-rate tensor \widetilde{S}_{ij}

$$\tau_{ij} - (\delta_{ij} \tau_{kk}) / 3 = -2 \nu_t \widetilde{S}_{ij}, \quad (\text{VI.5})$$

where δ_{ij} is the Kronecker delta and $\widetilde{S}_{ij} = (\partial_j \widetilde{u}_i + \partial_i \widetilde{u}_j) / 2$. ν_t is the turbulent viscosity, which is expressed as a function of the filtered variables through the classical mixing length formulation (Deardorff, 1980), $\nu_t = \ell \sqrt{e}$, where $e = \tau_{kk} / 2$ is the turbulent kinetic energy of the subgrid scales and ℓ is a typical subgrid length scale expressed as

$$\ell = \begin{cases} \widetilde{\Delta} & \text{for unstable or neutral cases,} \\ \min(\widetilde{\Delta}, 0.76\sqrt{e} N^{-1}) & \text{for stable case,} \end{cases} \quad (\text{VI.6})$$

where N is the buoyancy frequency. The prognostic equation for e is then solved as

$$\partial_t e + \partial_j (\widetilde{u}_j e) = 2\nu_t \widetilde{S}_{ij}^2 + (\nu_t / \text{Pr}_t) N^2 + 2 \partial_j (\nu_t \partial_i e) - \widetilde{\epsilon}, \quad (\text{VI.7})$$

where $\widetilde{\epsilon} = C_\epsilon e^{3/2} / \widetilde{\Delta}$ and the coefficient C_ϵ has the value 3.9 at the lowest level and 0.93 otherwise. The turbulent Prandtl number, $\text{Pr}_t = \nu_t / \kappa_t$ where κ_t is the thermal diffusivity, is given by

$$\text{Pr}_t = \nu_t / \kappa_t = 1 / \left[1 + \left(2\ell / \widetilde{\Delta} \right) \right] \quad (\text{VI.8})$$

The set of equations is closed provided boundary (and initial) conditions are given. The flow domain is assumed to be periodic in the horizontal directions. At the top and bottom a rigid wall condition is applied.

VI.2.2 Model setup and physical processes

The model was initialized using a 0900 EST (local time) sounding of Day 33 of the Wangara experiment taken at Hay, Australia. The horizontal velocities at the top of the domain are given by the geostrophic wind $(U_g, V_g) = (20, 0) \text{ m s}^{-1}$.

The model has undergone a validation step* using available observational data. For this purpose, a good representation of land surface characteristics was necessary to reproduce realistically the atmospheric boundary-layer structure and its evolution. Land-surface energy budget was calculated by a simplified soil-vegetation model (Noilhan and Planton, 1989; Pleim and Xiu, 1995). For the soil-vegetation model, soil type used was loam and vegetation type was desert. The roughness length was 0.24 m, the leaf area index was 0.1 and the fractional vegetation coverage was 5 %. The soil surface temperature was initialized to the 0900 EST surface temperature measurement (278.7 K). There was no direct measurement of the deep surface temperature, so that the initial value was evaluated from soil surface temperature and ground heat flux. The ground heat flux was about zero at 0800 EST (Clarke *et al.*, 1971) indicating that the deep soil temperature was approximately the same as the surface temperature (274 K). Both surface and deep soil moisture were set to the wilting point as suggested by Clarke *et al.* (1971) since it had not rained for many days.

The computations were performed on a $5.12 \text{ km} \times 5.12 \text{ km} \times 4.535 \text{ km}$ domain with $256 \times 256 \times 256$ grid points in the x , y and z directions, respectively. The horizontal resolution was 20 m. The vertical resolution was 20 m over the bulk of the boundary layer, 5 m within the interfacial layer and 50 m aloft. A gradually-varying mesh size was employed near the transition zones to smooth gradients. Such a rather fine grid has been selected to let turbulence develops with minimal bias due to the aspect ratio

*See Appendix B for an extended validation.

of grid size and to have a good representation of the interfacial layer. A fourth-order quadratically conservative differencing scheme was used to solve the momentum and scalar advection terms. Time steps for advection dt and acoustic modes $d\tau$ were determined using the Courant-Fredrichs-Levy stability condition deduced from minimum vertical grid spacing and maximum velocity. Practical time step was $dt = 0.25$ s and $d\tau = 0.025$ s.

VI.2.3 The Lagrangian stochastic model

A lagrangian particle dispersion model has been implemented to track a large number of particle positions. The motion of fluid particles is computed by solving the equation

$$d_t \mathbf{x} = \mathbf{v}, \quad (\text{VI.9})$$

where \mathbf{x} is the position and \mathbf{v} is the Lagrangian velocity of the fluid particle, given by

$$\mathbf{v}(t) = \tilde{\mathbf{u}}(\mathbf{x}, t) + \mathbf{v}'(t). \quad (\text{VI.10})$$

The Lagrangian velocity involves both an Eulerian filtered part $\tilde{\mathbf{u}}(\mathbf{x}, t)$ and a fluctuating SGS contribution $\mathbf{v}'(t)$, and is modelled by a modified three-dimensional Langevin model (Vinkovic *et al.*, 2005). This model is similar to that described by Weil *et al.* (2004). The i th component of the Lagrangian velocity \mathbf{v} is given by the stochastic differential equation

$$dv_i = [\gamma_i(\mathbf{x}, \mathbf{v}, t) + \alpha_{ij}(\mathbf{x}, t)(v_i - \tilde{u}_i)] dt + \beta_{ij}(\mathbf{x}, t) d\eta_j(t), \quad (\text{VI.11})$$

where $\gamma_i(\mathbf{x}, \mathbf{v}, t) + \alpha_{ij}(\mathbf{x}, t)(v_i - \tilde{u}_i)$ is the deterministic velocity forcing function, and $\beta_{ij}(\mathbf{x}, t) d\eta_j(t)$ is the random velocity forcing. $d\eta_j(t)$ is an isotropic Gaussian white noise with variance dt , so that $[d\eta_i(t') d\eta_j(t'')] = \delta_{ij} \delta(t' - t'') dt$ (where $[\square]$ stands for time correlation). The deterministic velocity is composed of both a filtered velocity contribution $\gamma_i(\mathbf{x}, \mathbf{v}, t)$ and a fluctuating SGS contribution $\alpha_{ij}(\mathbf{x}, t)(v_i - \tilde{u}_i)$.

For a Gaussian random forcing, the deterministic velocity forcing function and the coefficient of the random forcing $\beta_{ij}(\mathbf{x}, t)$ must satisfy the Fokker-Plank equation, which governs the evolution of the subgrid Lagrangian velocity PDF $\mathcal{P}_{\mathcal{L}}(\mathbf{x}, \mathbf{v}, t)$. The coefficients of the stochastic model, γ_i , α_{ij} and β_{ij} , are determined by assuming that at a grid scale $\mathcal{P}_{\mathcal{L}}(\mathbf{x}, \mathbf{v}, t)$ is equivalent to the subgrid Eulerian velocity PDF $\mathcal{P}_{\mathcal{E}}(\mathbf{x}, \tilde{\mathbf{u}}, t)$ (Thomson, 1987). In this case, the coefficients are derived from the Fokker-Plank equation using $\mathcal{P}_{\mathcal{E}}(\mathbf{x}, \tilde{\mathbf{u}}, t)$. Assuming that the SGS turbulence is homogeneous and isotropic, they are given by (Vinkovic *et al.*, 2005)

$$\begin{aligned} \gamma_i &= \partial_t \tilde{u}_i + \partial_j (\tilde{u}_i \tilde{u}_j) + \partial_j \tau_{ij}, \\ \alpha_{ij} &= (3/2) [(v_i - \tilde{u}_i) / e], \\ \beta_{ij} &= \sqrt{C_0 \tilde{\epsilon}} \delta_{ij}, \end{aligned} \quad (\text{VI.12})$$

where C_0 is the Lagrangian constant (Thomson, 1987). Finally, the Lagrangian velocity is obtained by integrating the equation

$$\begin{aligned} dv_i &= \{ \partial_t \tilde{u}_i + \partial_j (\tilde{u}_i \tilde{u}_j) + \partial_j \tau_{ij} + (3/2) [(v_i - \tilde{u}_i) / e] (d_t e / 3 - C_0 \tilde{\epsilon} / 2) \} dt \\ &+ \sqrt{C_0 \tilde{\epsilon}} \delta_{ij} d\eta_j(t). \end{aligned} \quad (\text{VI.13})$$

The Lagrangian stochastic model makes it possible a passive scalar not to depend on the Pr_t number formulation used in relation VI.8. The filtered velocity \tilde{u}_i is obtained from the gridded computed Eulerian velocity by a cubic spline interpolation procedure. The time integration is performed using a fourth-order Runge-Kutta scheme. At the boundaries, particles that move out of the domain are forgotten.

VI.3 Mixed layer characteristics

VI.3.1 Boundary-layer structures

The CBL development in a continuously and linearly stratified atmosphere has been studied in numerous papers (see Fedorovich *et al.*, 2004, for a review). Several types of organized turbulent structures have been reported in the CBL. In shear-free CBL the dominant structures are the well-known convective cells (*e.g.* Schmidt and Schumann, 1989). Coherent structures in the form of near-surface streaks are ubiquitous features of LES of the sheared CBL (*e.g.* Deardorff, 1972; Moeng and Sullivan, 1994; Lin *et al.*, 1996; Kim and Park, 2003).

In clear CBL the warm underlying surface is the unique source that triggers convection. Therefore convective cells do not oscillate as Rayleigh-Benard cells do (Matthews and Cox, 2000). They initiate from the ground surface, grow and decay after a finite lifetime. Though their spatial distribution and amplitude are determined by interactions with the surrounding cells they are more or less unpredictable. All their key scales (*e.g.* horizontal extension, distance between cells) must be connected and related to the height of the CBL, since it is the only length scale in this problem.

The identification of such boundary-layer structures requires an adapted eduction scheme. Commonly used identification methods are local minimum of pressure and the vorticity modulus magnitude methods (Robinson, 1991). However, the threshold to be used for representative isopressure surfaces strongly depends on the pressure surrounding the structure. In regions of high concentration of vortices, this criterion may fail at capturing the details of the vortical organization (Jeong and Hussain, 1995). Jeong *et al.* (1997) pointed out that the method of the magnitude of the vorticity modulus can not be used to examine the structure dynamics since inherent smearing masks spatial details of the structures.

In the present study, we rely upon the Q -criterion (Hunt *et al.*, 1988), which shares some properties with both the pressure and vorticity criteria. To simplify the notation, all kinematic variables hereafter in this section refer to deviations from the base state at each vertical level, which is a horizontally homogeneous velocity field. The Q -criterion is derived from the second invariant Q of the fluctuating velocity gradient tensor $\nabla\tilde{\mathbf{u}}$, which is expressed as

$$Q = (1/2) \left(\widetilde{\Omega}_{ij} \widetilde{\Omega}_{ij} - \widetilde{S}_{ij} \widetilde{S}_{ij} \right), \quad (\text{VI.14})$$

where $\widetilde{\Omega}_{ij} = (1/2) (\partial_j \tilde{u}_i - \partial_i \tilde{u}_j)$ and $\widetilde{S}_{ij} = (1/2) (\partial_j \tilde{u}_i + \partial_i \tilde{u}_j)$ are the antisymmetric and the symmetric parts of $\nabla\tilde{\mathbf{u}}$. The Q -criterion may be regarded as the competition between the rotation rate $\widetilde{\Omega}^2 = \widetilde{\Omega}_{ij} \widetilde{\Omega}_{ij}$ and the strain rate $\widetilde{S}^2 = \widetilde{S}_{ij} \widetilde{S}_{ij}$. Thus, positive Q isosurfaces highlight areas where rotation rate overcomes the strain rate and are eligible as vortex envelopes. Further information can be found by noting that Q can

also be expressed as (Dubief and Delcayre, 2000)

$$Q = (1/2) \left[(1/2) \tilde{\omega}^2 - \widetilde{S_{i,j}} \widetilde{S_{i,j}} \right] = [1/(2\rho)] \nabla^2 \tilde{p}, \quad (\text{VI.15})$$

where $\tilde{\omega}$ is the vorticity modulus. Since the vorticity should increase as the centre of the vortex is approached, Q can be expected to remain positive in the core of the vortex. Moreover the Q -criterion ($Q > 0$) is a necessary condition for the existence of an isolated low-pressure tube. The Q -criterion can be related to the so-called ‘ λ_2 method’ derived by Jeong and Hussain (1995). Coherent structures are indeed represented by regions where the second largest eigenvalue λ_2 of the tensor $\widetilde{S_{ik}} \widetilde{S_{kj}} + \widetilde{\Omega_{ik}} \widetilde{\Omega_{kj}}$ is negative. Actually, in the reference frame of a vortex, λ_2 can be written as a balance between local straining and rotation (Cucitore *et al.*, 1999).

In our study the Q -criterion has been used to investigate the instantaneous structure of the well-known convective cells. Isosurfaces of $Q = 0.0015 \text{ s}^{-2}$ at 1200 EST are presented for an isolated convective cell pattern in Fig. VI.1a. The Q identification method is particularly efficient in the present case since it consists in isolating the regions where the strain rate is lower than the vorticity magnitude. The highlighted structures are traces of the fast rising updrafts, which are characterized by strong vorticity components. Small-scale fields on the isovorticity surfaces are more accurately represented using the Q -criterion. It is then possible to discuss the degree of organization of the convective cells. They consist of well organized updrafts, which vanish and diffuse at the interface creating broad ring-shaped patterns. The air mass is gradually mixed downward in the center of the pattern. Downdrafts are not organized compared to updrafts. It suggests that the downward mixing produces rather small scale structures.

The vertical structure of the interfacial layer in a $x - z$ plane located near an updraft at 1500 EST is displayed in Fig. VI.1b. Contours of instantaneous filtered virtual potential temperature $\tilde{\theta}_v$ in the range $285.7 \text{ K} < \tilde{\theta}_v < 287.7 \text{ K}$ shows that the interfacial layer is strongly turbulent and has a rich structure. The thickness of the interface Δh has a high variability. For comparison purpose both $\tilde{\theta}_v$ profiles measured during the Wangara experiment and computed from the LES output as an average profile over the computational domain are included in Fig. VI.1b. Updrafts originating from the warm underlying ground surface strike the interfacial layer sharply (that leads to a folding of the interface) or erode the interface by a ‘scouring’ mechanism. The free-atmosphere air above is then entrained into the mixed layer. These entrainment events are localized and vigorous turbulent motions mixed downward the entrained air.

In what follows, several instantaneous spatial patterns of the dimensionless vertical velocity field \tilde{w}/w_* are presented to examine the spatial extension of the flow structures, using solid contours to denote positive values and dashed contours to denote negative values. Examples of \tilde{w}/w_* distributions in the $x - y$ plane at different z of the computational domain are displayed in Fig. VI.2a to Fig. VI.2e at 1200 EST. The typical horizontal size of the convective cells above the surface layer at $z/\bar{z}_i = 0.25$ is in the order of 1500 m, which is in good agreement with previous study (*e.g.* Schmidt and Schumann, 1989) and is in the order of the CBL height. The fast rising updrafts occupy a smaller percentage ($\approx 40\%$) of the CBL horizontal cross-sectional area than the slowly broader downdrafts as illustrated in Fig. VI.2f. This is consistent with observational data (Lenschow, 1998). In addition updraft patterns evolve with height and can merge as observed at $z/\bar{z}_i = 0.50$.

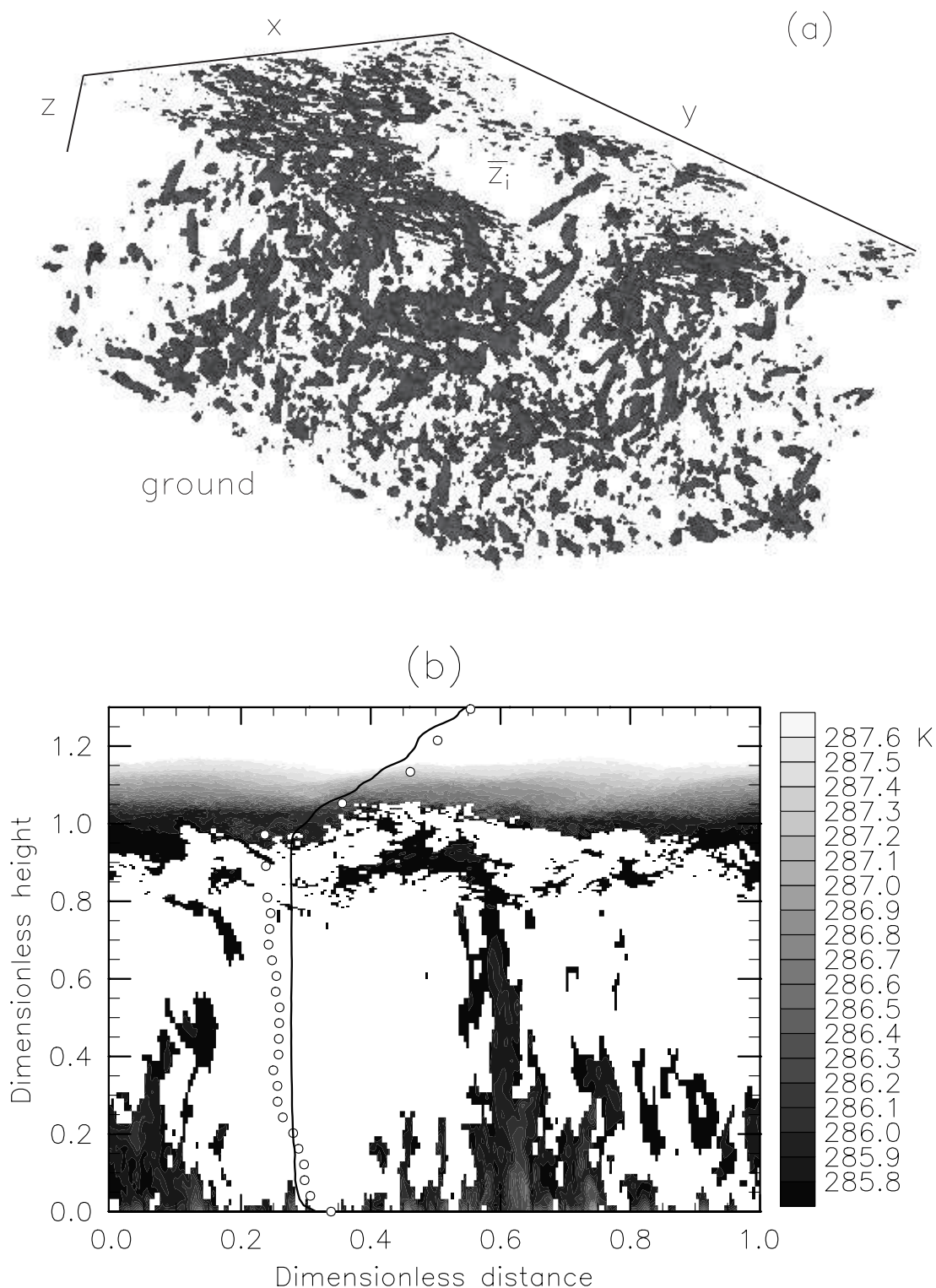


Figure VI.1: (a) 3D view of isosurfaces of $Q = 0.0015 \text{ s}^{-2}$ for an isolated convective cell at 1200 EST and (b) visualisation of the interfacial layer using filtered virtual potential temperature $\tilde{\theta}_v$ contours in a $x-z$ plane located in the vicinity of an updraft at 1500 EST. Grayscale color table indicates $\tilde{\theta}_v$ variations at the interface (lower and higher $\tilde{\theta}_v$ appear white). Both $\tilde{\theta}_v$ profiles measured during the Wangara experiment (o) and computed from the LES output as an average profile over the computational domain (—) are also included for comparison purpose

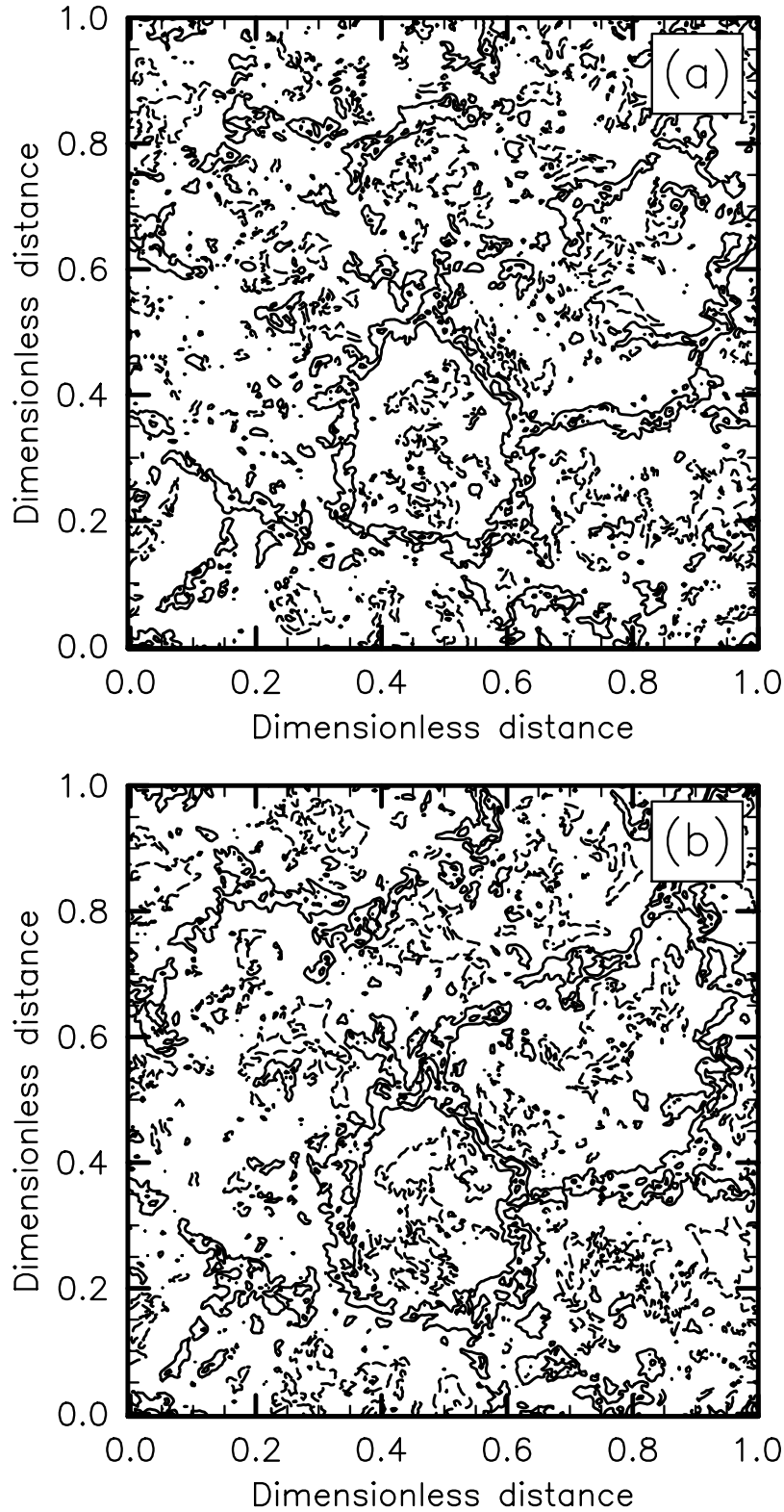


Figure VI.2: Contour plots of dimensionless vertical velocity \tilde{w}/w_* at 1200 EST in $x - y$ planes for heights: (a) $z/\bar{z}_i = 0.10$, (b) 0.25, (c) 0.50, (d) 0.75 and (e) 1.00. The contours lines correspond to $\tilde{w} = \pm 1, \pm 2, \pm 3, \dots$, for plots (a) to (d) and to $\tilde{w} = \pm 0.25, \pm 0.5, \pm 0.75, \dots$, for plot (e). Solid and dashed lines represent positive and negative contour values, respectively. Plot (f) represents the relative spatial coverage of updrafts at $z/\bar{z}_i = 0.10, 0.25, 0.50, 0.75$ and 1.00

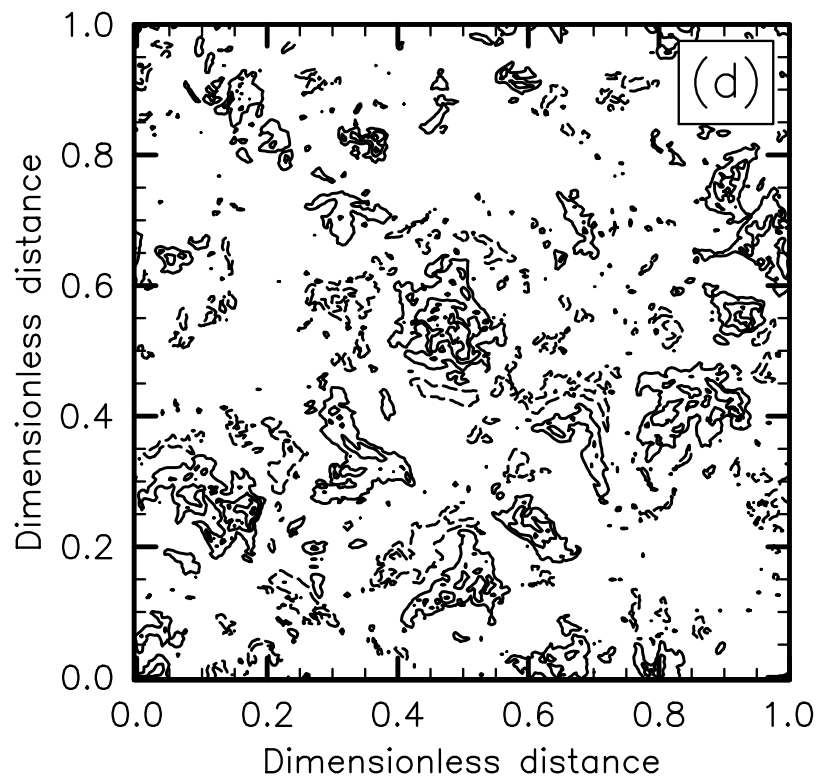
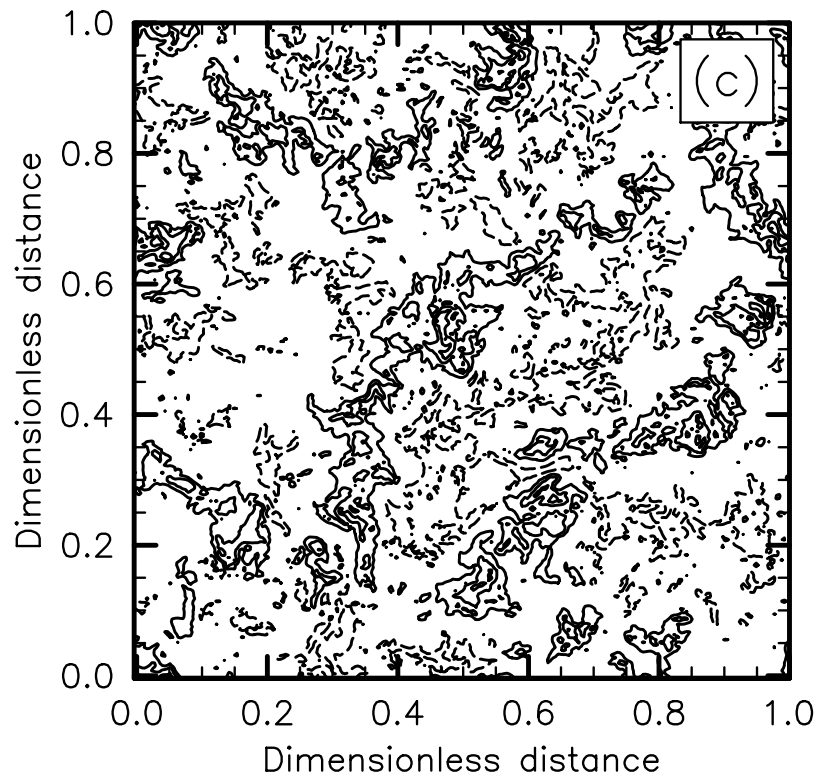


Figure VI.2: continued

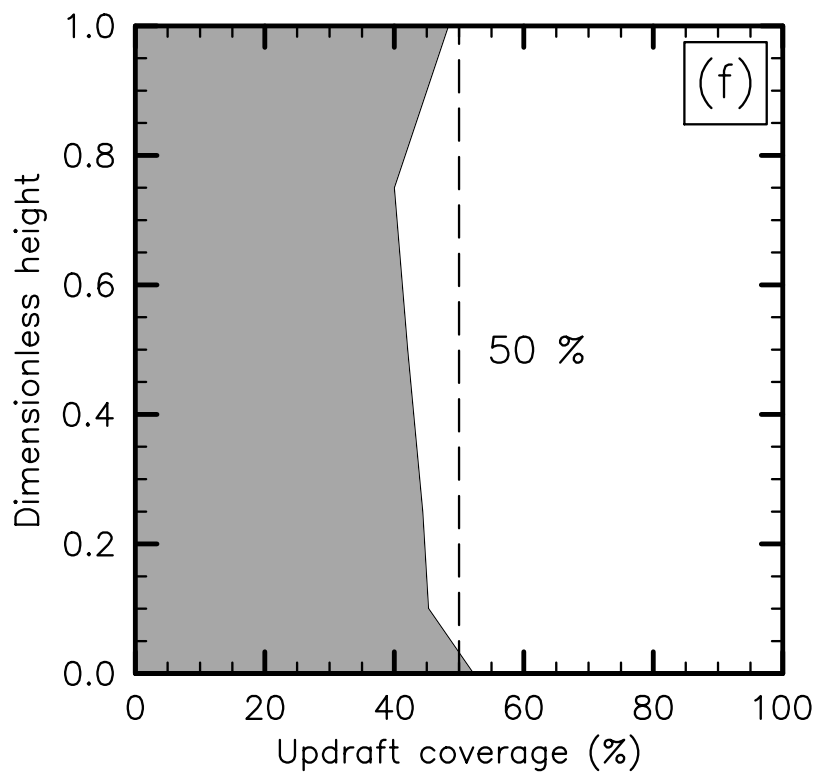
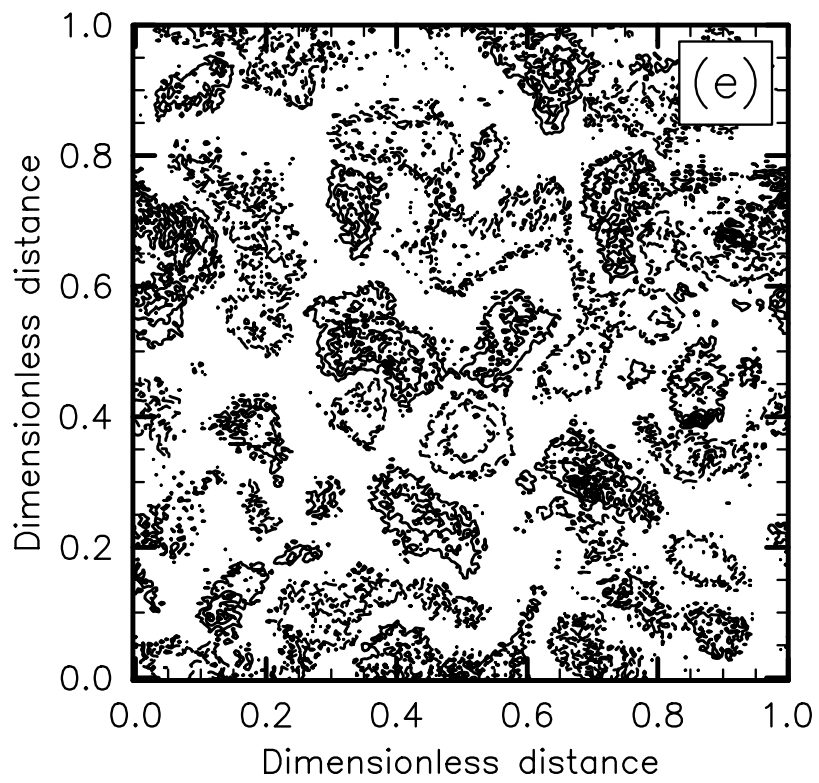


Figure VI.2: continued

VI.3.2 Mixed layer statistics

To proceed, it is necessary to introduce a few definitions and notations, insisting on the fact that statistics are computed in a frame moving with the mean velocity. The kinetic energy spectrum, density of kinetic energy at wavenumber k is defined in the 3D case as

$$E(k, t) = 2\pi k^2 \left\langle \left| \widehat{u}_i(k_x, k_y, k_z, t) \right|^2 \right\rangle, \text{ with } k^2 = k_x^2 + k_y^2 + k_z^2, \quad (\text{VI.16})$$

where $\widehat{u}_i(k_x, k_y, k_z, t)$ is the Fourier transform of the velocity field $\widetilde{u}_i(x, y, z, t)$ and $\langle \rangle$ stands for ensemble average. $E(k, t)$ corresponds to the kinetic energy in Fourier space integrated on a sphere of radius k . In practice the kinetic energy is integrated on spherical shells. The spectrum is often not smooth at the highest wavenumbers due to inadequate statistical sampling in the outer spherical shells since the wavenumber grid is rectilinear. In the present case $\widetilde{u}_i(x, y, z, t)$ is specified on a grid γ of size $L = 5.12$ km discretized in $N + 1 = 256$ points along the x and y directions and defined as

$$\gamma : (x^n = y^n = (n - 1)(L/N), n = 1, \dots, N + 1, z^n \text{ varying}). \quad (\text{VI.17})$$

Then $\widehat{u}_i(k_x, k_y, k_z, t)$ are complex numbers on a grid Γ defined as

$$\Gamma : (k_x^h = k_y^h = h(2\pi/L), h = 1 - (N/2), \dots, (N/2), k_z^h \text{ varying}). \quad (\text{VI.18})$$

The Fourier modes $\widehat{u}_i(k_x, k_y, k_z, t)$ associated with the velocity field $\widetilde{u}_i(x, y, z, t)$ are defined by

$$\widehat{u}_i(k_x, k_y, k_z, t) = \left(\frac{1}{2\pi} \right)^3 \int_{\gamma} \widetilde{u}_i(x, y, z, t) e^{-i\mathbf{k}\cdot\mathbf{x}} d\mathbf{x}. \quad (\text{VI.19})$$

Since the convective boundary layer is homogeneous within an horizontal plane P_h it is convenient to consider horizontal 2D Fourier transforms. The 2D Fourier modes $\widehat{u}_i(k_x, k_y, z, t)$, in each plane perpendicular to the direction of inhomogeneity z , are defined by

$$\widehat{u}_i(k_x, k_y, z, t) = \left(\frac{1}{2\pi} \right)^2 \int_{P_h} \widetilde{u}_i(x, y, z, t) e^{-i\mathbf{k}_{\perp}\cdot\mathbf{x}_{\perp}}. \quad (\text{VI.20})$$

where $\mathbf{x}_{\perp} = (x, y)$ and $\mathbf{k}_{\perp} = (k_x, k_y)$. The 2D kinetic energy spectrum is then given by

$$E_{\perp}(k_{\perp}, z, t) = \pi k_{\perp} \left\langle \left| \widehat{u}_i(k_x, k_y, z, t) \right|^2 \right\rangle, \text{ with } k_{\perp}^2 = k_x^2 + k_y^2. \quad (\text{VI.21})$$

In the above equation, $E_{\perp}(k_{\perp}, z, t)$ is the energy spectrum of velocity field in the (x, y) plane*. For homogeneous isotropic flows, $E(k_{\perp}, z, t)$ can be related to $E(k, t)$ using the Parseval's theorem

$$E_{\perp}(k_{\perp}, z, t) = \pi k_{\perp} \int_{k_i}^{k_s} \frac{E(k_{\perp} + k_z, t)}{2\pi(k_{\perp} + k_z)^2} dk_z. \quad (\text{VI.22})$$

where $k_i = [1 - (N/2)]k_{min}$ and $k_s = (N/2)k_{min}$, with $k_{min} = 2\pi/L$.

In Fig. VI.3a the 2D kinetic energy spectrum plotted at $z = 500$ m and computed at 1200 EST is presented to confirm that the flow is sufficiently resolved. It gives a

*See Appendix C for computational details.

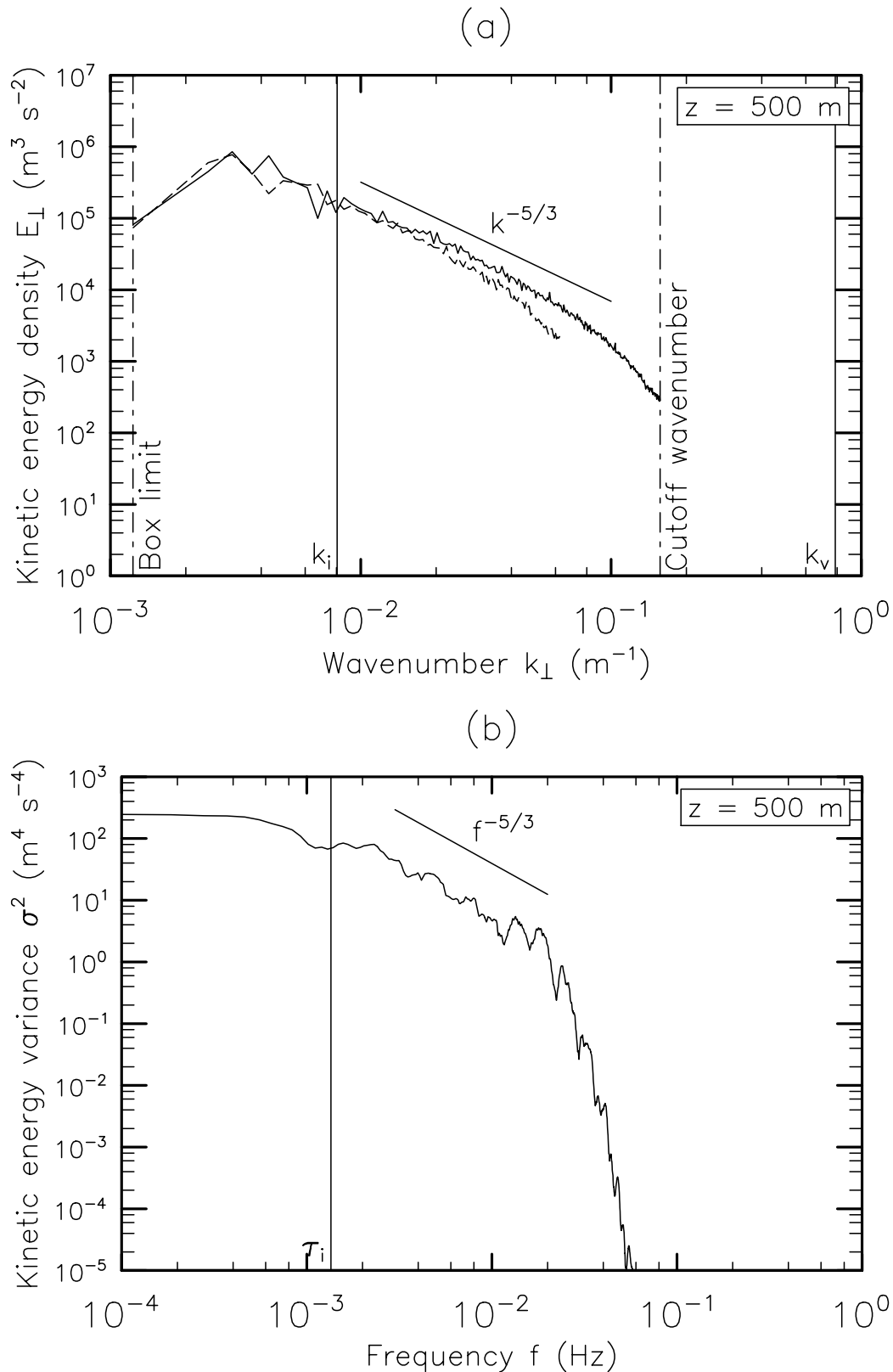


Figure VI.3: (a) 2D kinetic energy spectrum $E_{\perp}(k_{\perp}, z, t)$ at $z = 500$ m and $t = 1200$ EST computed for the 256^3 resolution run (—). The spectrum computed for a 128^3 resolution run (---) is superimposed as a comparison; (b) time kinetic energy spectrum $\sigma^2(x, y, z, f)$ computed for the 256^3 resolution run, from 1200 EST to 1500 EST at $z = 500$ m in the center of the $x - y$ plane

representation of eddy size ranges active during the convective activity period. The integral scale of turbulence is computed as

$$\ell_i = 1/k_i = \overline{u_{rms}}^3 / \tilde{\epsilon}, \quad (\text{VI.23})$$

where $\overline{u_{rms}}$ is the average of the root-mean-square (rms) of the velocity components and $\tilde{\epsilon}$ is the dissipation rate. The largest contribution to the kinetic energy at the integral scale is made by quite large eddies. The typical size of these energetic eddies is in the order of 700 m, which roughly corresponds to the horizontal size of the convective cells. In the present LES the dissipative scale, $\ell_v = 1/k_v = (\nu_t^3 / \tilde{\epsilon})^{1/4}$, is in the order of 10 m. Between the integral scale and the dissipative scale the kinetic energy of the inertial-range eddies organizes along the Kolmogorov energy cascade, expressed as

$$E_{\perp}(k_{\perp}, z, t) \propto \tilde{\epsilon}^{-2/3} k_{\perp}^{-5/3}, \text{ with } k_i \ll k_{\perp} \ll k_v. \quad (\text{VI.24})$$

The 256^3 resolution we use enables us to highlight almost a decade in the inertial subrange. Beyond the inertial subrange the subgrid scale scheme takes over to dissipate the remaining energy. As a comparison, the 2D kinetic energy spectrum computed with a 128^3 resolution is superimposed on Fig. VI.3a. It exhibits only a half decade in the inertial subrange.

The computation has been used to verify the suitability of the conversion from the time domain to the space domain using Taylor's (1938) frozen turbulence hypothesis. It argues that the statistics of the turbulent field are similar to what would be measured if the turbulent field remained unchanged and just advected by the mean velocity. It requires that the magnitude of the velocity fluctuations be much smaller than the mean velocity. This condition is not necessarily satisfied in thermal turbulence. Nevertheless, in the present study, the velocity fluctuations and the fine structure may be regarded as statistically independent (scale separation). Temporal spectrum gathered in this way can be converted to spatial spectrum by substituting k_{\perp} for the frequency f . Therefore a $f^{-5/3}$ power law for scalars and velocity components in the inertial subrange is expected. In Fig. VI.3b the time kinetic energy spectrum plotted at $z = 500$ m from the calculated velocity field during a part of the convective activity period from 1200 EST to 1500 EST exhibits a $-5/3$ inertial subrange for a decade. Beyond $f = 0.05$ s^{-1} , turbulence is significantly damped by the turbulent viscosity. It corresponds to a characteristic time scale of 20 s, which is approximately the time for disturbances to propagate across a grid element in the mesh. A dimensional analysis enables to estimate the eddy-turnover time given by

$$\tau_i = \tau_{\text{eddy}}(\ell_i) = \ell_i / \overline{u_{rms}}. \quad (\text{VI.25})$$

The computed turnover time corresponding to the integral scale is in the order of 12 min. This is indeed the typical time period for air to circulate between the ground surface and the top of the mixed layer, namely \bar{z}_i / w_{*} , as we checked it.

VI.4 Entrainment rate formulation

VI.4.1 The Ri_B^{-1} power law

In this section, the focus is directed onto the interfacial layer, where turbulence, controlled by buoyancy, gradually vanishes with height. The characteristics of the simulated interfacial layer are displayed in Table VI.1 for the 256^3 resolution run, at

Time (EST)	$\frac{g\beta}{s^{-2}K^{-1}}$ ($\times 10^{-2}$ m)	\bar{z}_i (m)	$\Delta\theta_v$ (K)	Δh (m)	$\frac{(\overline{w'\theta'})_s}{s^{-1}K}$ ($\times 10^{-2}$ m)	w_\star (m s ⁻¹)	Ri _B	Fr _B $\times 10^{-2}$	w_e ($\times 10^{-2}$ m s ⁻¹)
1130	3.55	975	2.80	380	7.78	1.39	50.1	8.8	0.83
1200	3.55	1080	2.17	255	8.19	1.46	38.8	7.8	0.83
1230	3.55	1095	2.05	240	7.56	1.43	38.8	7.5	0.83
1300	3.56	1135	1.90	215	8.31	1.50	34.2	7.4	2.22
1330	3.54	1170	1.87	325	8.13	1.50	34.5	9.0	1.94
1400	3.56	1210	1.55	165	7.11	1.45	31.7	6.6	2.22
1430	3.56	1225	1.07	110	6.15	1.39	24.2	6.1	0.83
1500	3.56	1235	0.96	120	4.95	1.30	25.1	6.2	0.56
1530	3.55	1260	1.17	220	3.54	1.17	38.5	6.7	1.39

Table VI.1: Characteristics of the simulated interfacial layer for the 256³ resolution run

successive times during the mixed layer growth. In this Table, Δh is the interfacial-layer thickness and Fr_B is the bulk Froude number at the interface defined as (Chemel and Staquet, 2005)

$$\text{Fr}_B = (w_\star/\bar{z}_i)/N = \sqrt{(\Delta h/\bar{z}_i)(1/\text{Ri}_B)} \quad (\text{VI.26})$$

The values of \bar{z}_i , $\Delta\theta_v$ and Δh , depicted in the Table, were evaluated from the virtual potential temperature profiles. The mixing depth \bar{z}_i was computed using the gradient method described by Sullivan *et al.* (1998). For any particular position (x, y) the mixing depth is the height above ground level where $\partial_3\tilde{\theta}_v$ is maximum. As for Δh , the lower and upper limits of the interfacial layer were determined using the second derivative $\partial_3^2\tilde{\theta}_v$. As a matter of fact, $\partial_3^2\tilde{\theta}_v$ reaches a maximum and a minimum at the lower and upper limits, respectively. Since large $\partial_3^2\tilde{\theta}_v$ values often occur close to the ground surface, it was computed from \bar{z}_i upward and downward to search the first minimum and maximum values, respectively. Then it was straightforward to compute $\Delta\theta_v$ and Δh . The average entrainment velocity $w_e = d_t\bar{z}_i$ was estimated from the time derivative of \bar{z}_i using a centered difference scheme.

The dimensionless entrainment rate w_e/w_\star is plotted versus Ri_B in Fig. D.1a at all times displayed in Table VI.1. The convection tank measurements of Deardorff *et al.* (1980) are included for comparison purpose. The solid line represents the relation D.3 with $A = 0.25$, which adequately fits the data of Deardorff *et al.* (1980). The parameter A estimated from LES output is also about 0.2–0.25, which is in good agreement with the value reported by Sullivan *et al.* (1998). The dimensionless entrainment velocity is also plotted versus the bulk Froude number defined by the relation VI.26 in Fig. D.1b. The w_e/w_\star values computed from the LES output are in very good agreement with the convection tank measurements of Deardorff *et al.* (1980). Interestingly, the results show that the 1.0 Fr_B² law suggested by Chemel and Staquet (2005) fits the data well*. It supports that the entrainment law $w_e/w_\star = \gamma(\bar{z}_i/\Delta h)\text{Fr}_B^2$, where $\gamma \approx 0.2$ is the mixing efficiency, is valid when Ri_B is high enough. We also retrieve that $\Delta h/\bar{z}_i = \gamma \approx 0.2$ (Chemel and Staquet, 2005).

*See Appendix D for details about the derivation of this entrainment law formulation.

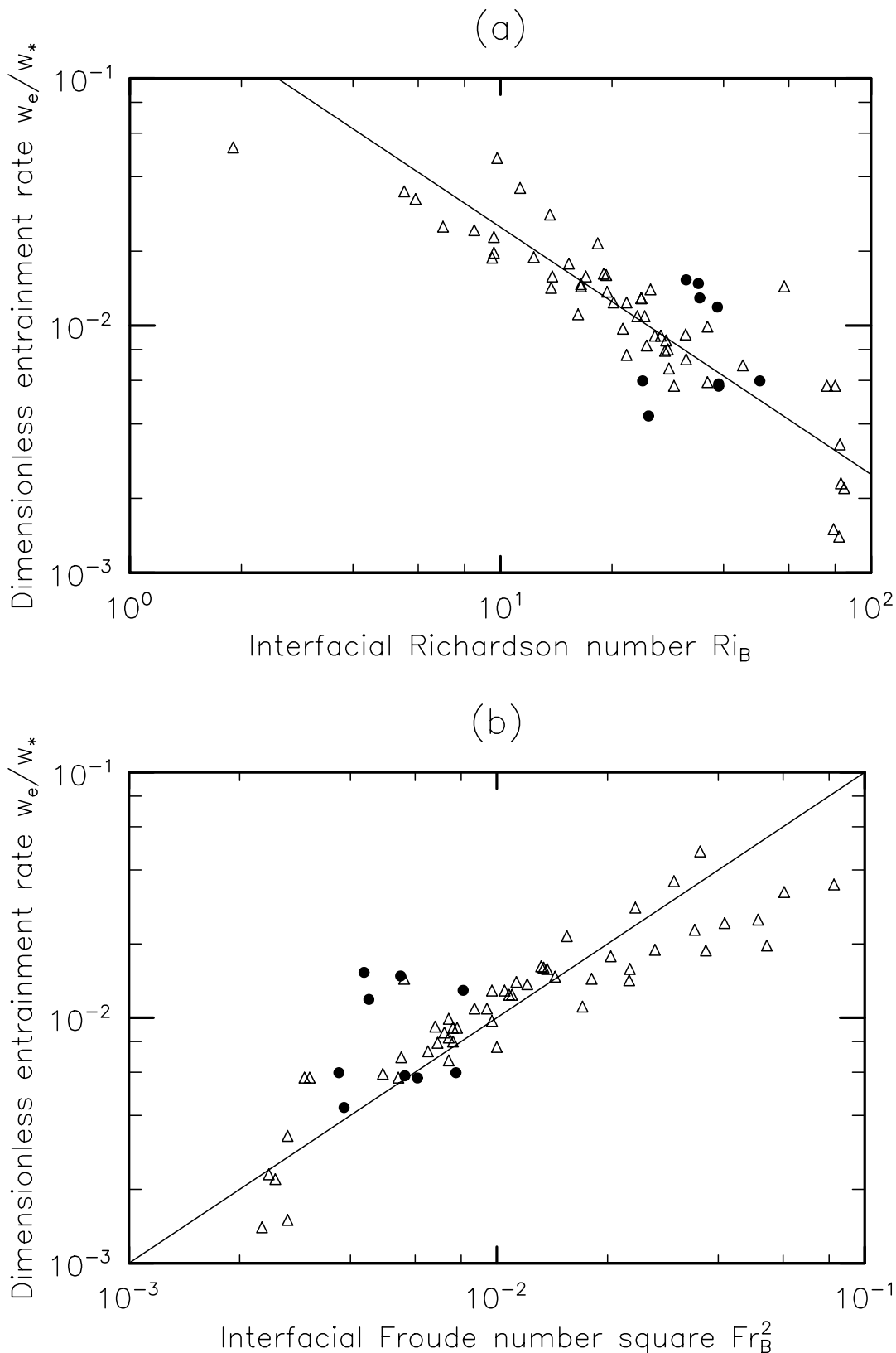


Figure VI.4: Dimensionless entrainment rate w_e/w_* indicated as black dots (\bullet) as a function of: **(a)** Ri_B and **(b)** Fr_B^2 . Convection tank measurements of [Deardorff *et al.* \(1980\)](#) are included as triangles (\triangle). The solid line represents the relation: **(a)** $w_e/w_* = 0.25 Ri_B^{-1}$ and **(b)** $w_e/w_* = 1.0 Fr_B^2$

VI.4.2 Particle dispersion approach

The entrainment velocity retrieval from $d_t \bar{z}_i$ may be sensitive to the time interval used to compute the derivative. In this section, a different approach using particle dispersion is proposed to retrieve the entrainment velocity.

The turbulent heat flux is generally related to the mean gradient of virtual potential temperature being transferred

$$-\overline{w'\theta'} = \kappa_t \partial_3 \tilde{\theta}_v, \quad (\text{VI.27})$$

where κ_t is the thermal diffusivity. Moreover, $\overline{w'\theta'}$ across the interfacial layer $(\overline{w'\theta'})_i$ is related to the entrainment velocity (e.g. [Fernando, 1991](#)) by

$$-(\overline{w'\theta'})_i = w_e \Delta\theta_v. \quad (\text{VI.28})$$

Assuming that $\Delta\theta_v/\Delta h$ is a good approximation of $\partial_3 \tilde{\theta}_v$, the entrainment velocity is obtained as

$$w_e = \kappa_t / \Delta h. \quad (\text{VI.29})$$

The thermal diffusivity κ_t can be evaluated directly from particle dispersion. It is inferred from the variance of the vertical distribution of particles ([Hunt, 1985](#)). In practice κ_t is computed from the slope (deduced from a linear least squares curve fit) of $(\delta z)_{ms}(t)$, so that

$$\kappa_t(t) = (1/2) d_t (\delta z)_{ms}(t), \quad (\text{VI.30})$$

where $(\delta z)_{ms}(t)$ is the mean square (ms) of the vertical separation from the center of gravity for all the particles at time t for a given release. It is written as

$$(\delta z)_{ms}(t) = (1/N_p) \sum_{n=1}^{N_p} [z_n(t) - z_G(t)]^2, \quad (\text{VI.31})$$

where N_p is the number of particles of the release, $z_n(t)$ is the vertical position of the particle n and $z_G(t)$ the vertical position of the center of gravity of the particle cloud at time t . The computation of κ_t implies Gaussian-like turbulence. The latter assumption is acceptable in our calculations since the interfacial layer involves small-scale turbulence. Conversely, κ_t is not a particularly good parameter to quantify mixing at large scales, where dispersion is not Gaussian. At large scales, κ_t values calculated from particle dispersion should be considered as statistical indicators of mixing, but not as physical parameters quantifying it.

Particles were carefully released within the bulk of the interfacial layer (approximately between $z - \bar{z}_i = \pm 100$ m) in a region centered approximately on the horizontal plane. Nevertheless some of the particles were released below and above the interfacial layer. The releases were made at 4 equally spaced times over a 10-minute period from 1200 EST to 1330 EST and resulted in a total of 57500 particles per release. Time evolutions of $(\delta z)_{ms}(t)$ are displayed in Fig. VI.5a to Fig. VI.5d. Values for κ_t between 1.89 and 4.28 $\text{m}^2 \text{s}^{-1}$ are obtained. It varies with time since the CBL properties vary. Values retrieved from particle dispersion are consistent with values computed from $\kappa_t = -(\overline{w'\theta'})_i / \partial_3 \tilde{\theta}_v$ using the relation $(\overline{w'\theta'})_i = -\gamma (\overline{w'\theta'})_s \approx -0.2 (\overline{w'\theta'})_s$ within the interfacial layer ([Chemel and Staquet, 2005](#)). It means that one-fifth of the energy released by heating from below is used for redistribution of the fluid from the stable interface, whilst four-fifths has been dissipated. The resulting Fr_B^{-2} dependence of the

nondimensional entrainment rate is shown in Fig. VI.6. An excellent agreement is found with the 1.0 Fr_B^2 entrainment law. Thus, the particle dispersion approach is well adapted to derive the properties of the interfacial layer.

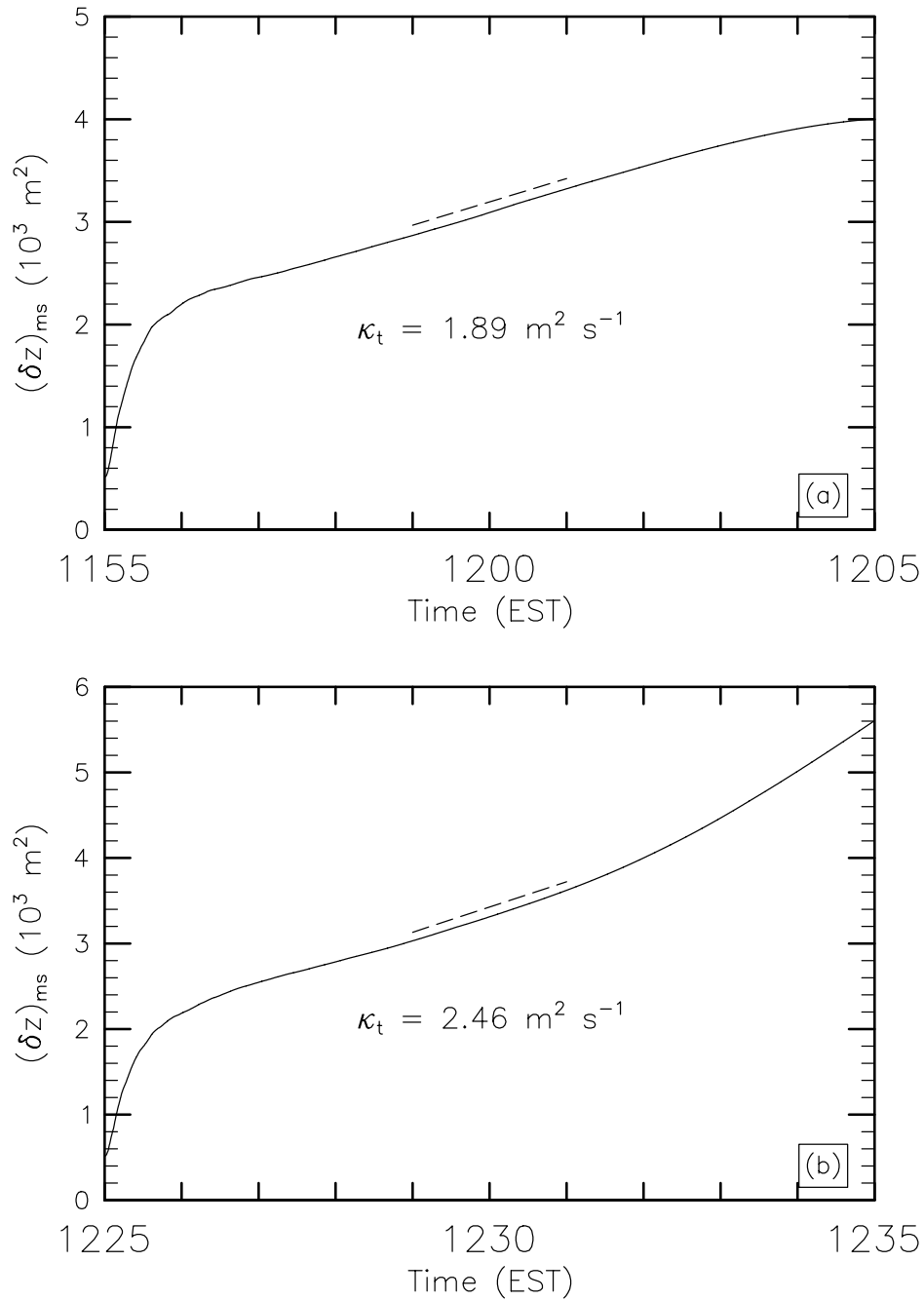


Figure VI.5: Time evolution of $(\delta z)_{ms}(t)$ and resulting dispersion coefficient κ_t at: (a) 1200 EST, (b) 1230 EST, (c) 1300 EST and (d) 1330 EST. The least squares line, calculated during the time evolution, is indicated by a dotted line

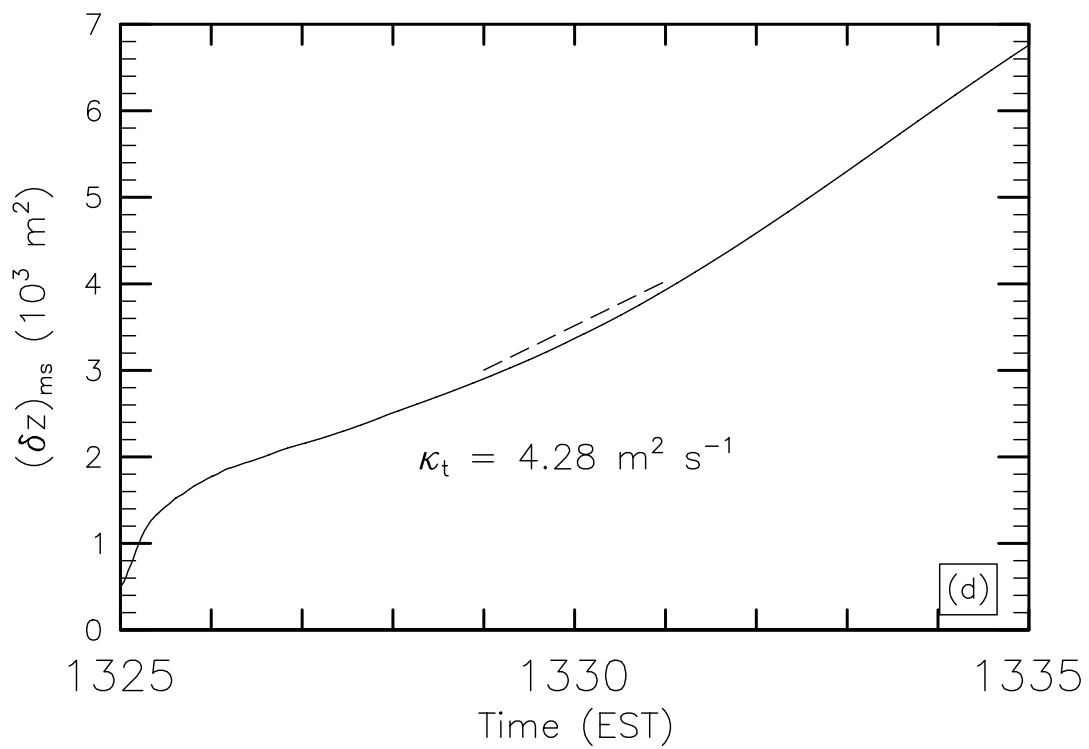
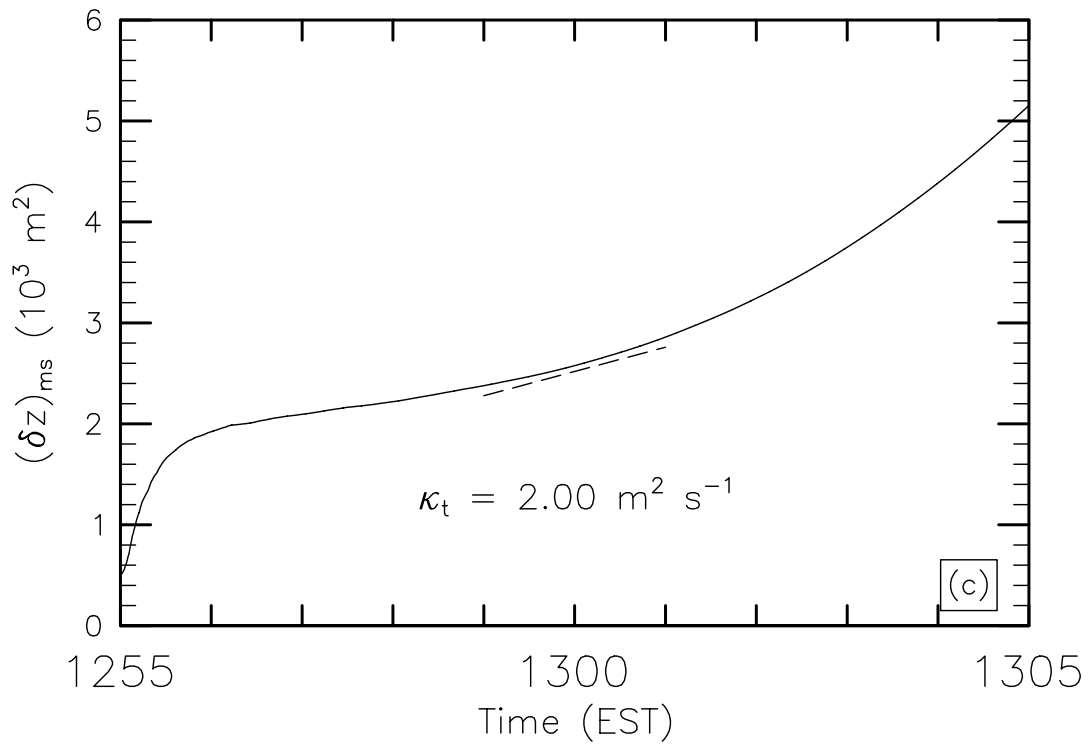


Figure VI.5: continued

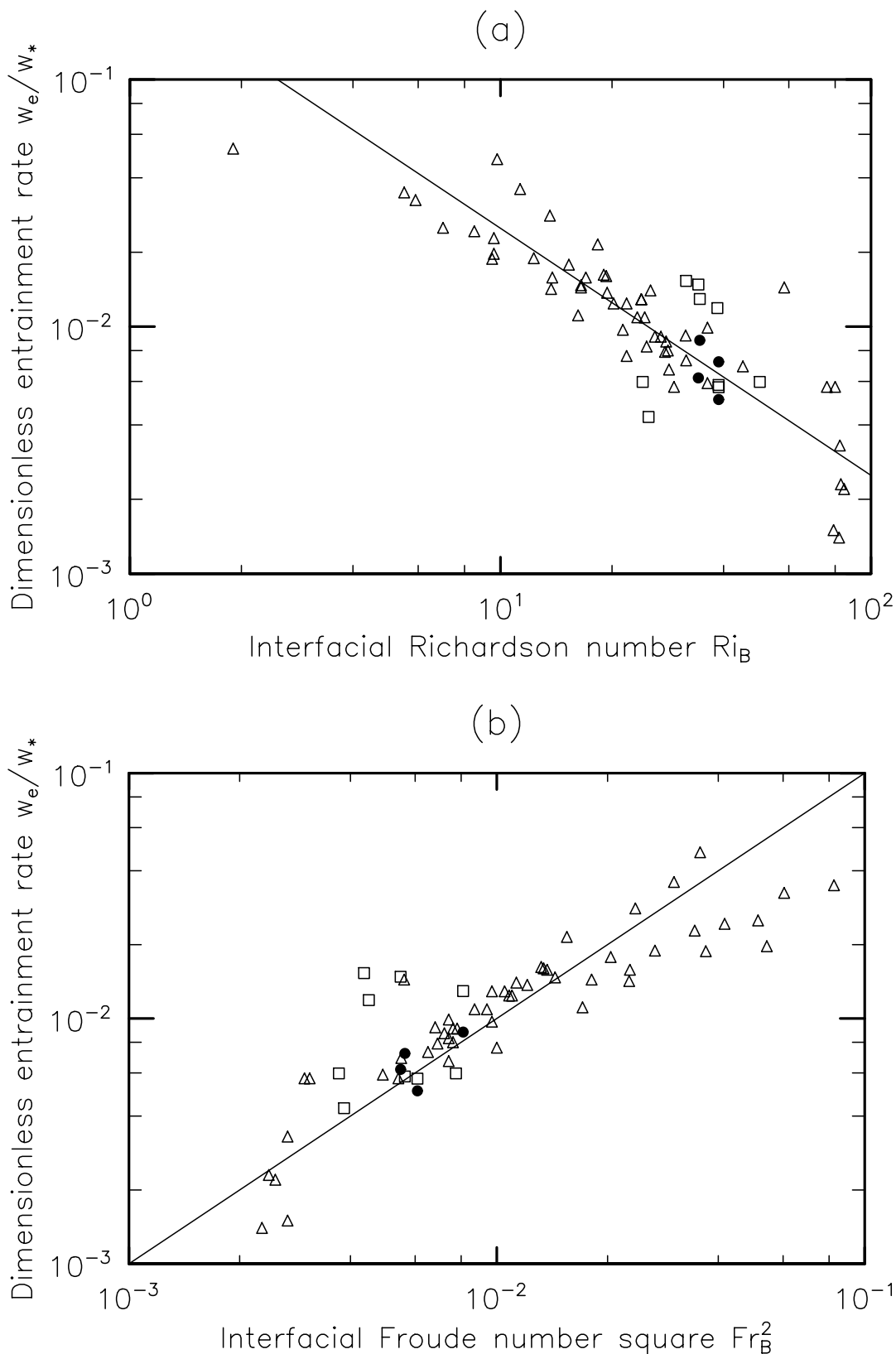


Figure VI.6: Dimensionless entrainment rate w_e/w_* as computed from the particle dispersion approach, indicated as black dots (●) as a function of: **(a)** Ri_B and **(b)** Fr_B^2 . LES results from the Eulerian approach and convection tank measurements of [Deardorff *et al.* \(1980\)](#) are included as squares (□) and triangles (△), respectively. The solid line represents the relation: **(a)** $w_e/w_* = 0.25 Ri_B^{-1}$ and **(b)** $w_e/w_* = 1.0 Fr_B^2$

VI.5 Concluding remarks

Investigation of LES flow fields revealed that the so-called convective cells in the CBL, identified as organized turbulent structures, drive the entrainment mechanics. The Q -criterion used to extract coherent structures in turbulent flows showed successful application to the CBL flow. Updrafts are characterized by strong vortical motions and erode the interfacial layer. The stable air above is then entrained locally and mixed downward by vigorous turbulent motions. Mixed layer statistics gave access to energy transfers between the whole scale range of fluid motions. The famous Kolmogorov law was observed and the Taylor's (1938) frozen turbulence hypothesis was verified.

More original finding of the present study was that the entrainment rate parameterization $w_e/w_* = 1.0 \text{ Fr}_B^2$, based on a bulk Froude number at the interface is more adapted than the Ri_B^{-1} power law obtained by Deardorff *et al.* (1980) for not too sheared clear CBLs at high Richardson number (Chemel and Staquet, 2005). A particle dispersion approach was used to compute the entrainment velocity w_e related to the thermal diffusivity κ_t . The derived entrainment velocities were in quite good agreement with values computed from the ' $d_t \bar{z}_i$ method'. Relative differences were found to be in the order of 30 %. The particle dispersion approach is promising and could be used to compute the entrainment velocity from measurements. For instance, remote sensing techniques proceeding from nearly the same approach can access to both κ_t and Δh to compute the entrainment velocity (*e.g.* Cohn and Angevine, 2000). It is likely that it could provide an accurate measure of the entrainment velocity.

In the future, the effort will be focused on the processes that drive the mixing ability of the air mass in complex terrain, especially in mountainous terrain. The entrainment mechanics is actually different from a homogeneous flat terrain because of terrain-induced handover exchange processes between the CBL and the air aloft (*e.g.* Kossmann *et al.*, 1998). Consequently, the entrainment law should at least depend on some topographic characteristics. It is an essential question in any attempt to parametrize entrainment fluxes in large-scale models.

Acknowledgements

All major computations were realized with the *Institut du Développement et des Ressources en Informatique Scientifique* (IDRIS) and the *Centre Informatique National de l'Enseignement Supérieur* (CINES) computing resources. We thank Ivana Vinkovic, César Aguirre and Serge Simoëns for providing us with a part of the Lagrangian stochastic model and for helpful discussions. We also thank Joël Sommeria for fruitful discussions.

References

- Cai, X.-M. and A. K. Luhar: 2002, 'Fumigation of pollutants in and above the entrainment zone into a growing convective boundary layer: a large-eddy simulation'. *Atm. Environ.* **36**, 2997–3008. [VI.1.1](#)
- Chemel, C. and C. Staquet: 2005, 'On the entrainment law at the top of the convective atmospheric boundary layer'. To be submitted to *Geophys. Res. Lett.* [VI.4.1](#), [VI.4.1](#), [VI.4.2](#), [VI.5](#)

- Clarke, R. H., A. J. Dyer, R. R. Brook, D. G. Reid, and A. J. Troup: 1971, ‘The Wangara experiment: Boundary layer data’. Tech. Paper 19, CSIRO Atmospheric Research, Aspendale, Australia. 362 pp. [VI.1.3](#), [VI.2.2](#), [B](#)
- Cohn, S. A. and W. M. Angevine: 2000, ‘Boundary layer height and entrainment zone thickness measured by lidars and wind-profiling radars’. *J. Appl. Meteor.* **39**, 1233–1247. [VI.5](#)
- Cucitore, R., M. Quadrio, and A. Baron: 1999, ‘On the effectiveness and limitations of local criteria for the identification of a vortex’. *Eur. J. Mech. B/Fluids* **18**, 261–282. [VI.3.1](#)
- Deardorff, J. W.: 1972, ‘Numerical investigation of neutral and unstable planetary boundary layers’. *J. Atm. Sci.* **29**, 91–115. [VI.3.1](#)
- Deardorff, J. W.: 1980, ‘Stratocumulus-capped mixed layers derived from a three-dimensional model’. *Boundary-Layer Meteorol.* **18**, 495–527. [III.3.1](#), [VI.2.1](#)
- Deardorff, J. W., G. E. Willis, and B. H. Stockton: 1980, ‘Laboratory studies of the entrainment zone of a convectively mixed layer’. *J. Fluid Mech.* **100**, 41–64. [VI.1.2](#), [VI.1.2](#), [VI.4.1](#), [VI.4](#), [VI.6](#), [VI.5](#), [D](#), [D.1](#), [D.3](#), [D.3](#), [D.1](#), [VI.5](#)
- Dubief, Y. and F. Delcayre: 2000, ‘On coherent-vortex identification in turbulence’. *J. Turb.* **1** (011). [VI.3.1](#)
- Fedorovich, E., R. Conzemius, and D. Mironov: 2004, ‘Convective entrainment into a shear-free, linearly stratified atmosphere: bulk models reevaluated through large eddy simulations’. *J. Atm. Sci.* **61**, 281–295. [VI.1.2](#), [VI.3.1](#), [D.1](#), [D.2](#)
- Fernando, H. J. S.: 1991, ‘Turbulent mixing in stratified fluids’. *Ann. Rev. Fluid Mech.* **23**, 455–493. [VI.1.2](#), [VI.4.2](#), [D.1](#)
- Hannoun, I. A. and E. J. List: 1988, ‘Turbulent mixing at a shear-free density interface’. *J. Fluid Mech.* **189**, 211–234. [VI.1.2](#)
- Hunt, J. C. R.: 1985, ‘Diffusion in the stably stratified atmospheric boundary layer’. *J. Appl. Meteor.* **24**, 1187–1195. [VI.4.2](#)
- Hunt, J. C. R., A. A. Wray, and P. Moin: 1988, ‘Eddies, stream and convergence zones in turbulent flows’. Report CTR-S88, Center For Turbulence Research, Stanford, CA, USA. pp. 193-208. [VI.3.1](#)
- Jeong, J. and F. Hussain: 1995, ‘On the identification of a vortex’. *J. Fluid Mech.* **285**, 69–94. [VI.3.1](#), [VI.3.1](#)
- Jeong, J., F. Hussain, W. Schoppa, and J. Kim: 1997, ‘Coherent structures near the wall in a turbulent channel flow’. *J. Fluid Mech.* **332**, 185–214. [VI.3.1](#)
- Kim, S.-W. and S.-U. Park: 2003, ‘Coherent structures near the surface in a strongly sheared convective boundary layer generated by large-eddy simulation’. *Boundary-Layer Meteorol.* **106**, 35–60. [VI.3.1](#)

- Kim, S.-W., S.-U. Park, and C.-H. Moeng: 2003, 'Entrainment processes in the convective boundary layer with varying wind shear'. *Boundary-Layer Meteorol.* **108**, 221–245. [VI.1.2](#)
- Kossmann, M., R. Vöglin, U. Corsmeier, B. Vogel, F. Fiedler, H.-J. Binder, N. Kalthoff, and F. Beyrich: 1998, 'Aspects of the convective boundary layer structure over complex terrain'. *Atm. Environ.* **32**, 1323–1348. [VI.5](#)
- Lenschow, D. H.: 1998, 'Observations of clear and cloud-capped convective boundary layers, and techniques for probing them'. In: D. X. V. E. J. Plate, E. Fedorovich and J. C. Wyngaard (eds.): *Buoyant Convection in Geophysical Flows*, Vol. 513 of *NATO ASI Series C: Mathematical and Physical Sciences*. Kluwer Academic Publishers, Dordrecht, The Netherlands, pp. 185–206. [VI.3.1](#)
- Lewellen, D. C. and W. S. Lewellen: 1998, 'Large-eddy boundary layer entrainment'. *J. Atm. Sci.* **55**, 2645–2665. [VI.1.2](#)
- Lilly, D. K.: 1968, 'Models of cloud-topped mixed layers under a strong inversion'. *Quart. J. Roy. Met. Soc.* **94**, 292–309. [VI.1.2](#), [D.1](#), [D.1](#), [D.2](#)
- Lilly, D. K.: 2002a, 'Entrainment into mixed layers. Part I: sharp-edged and smoothed tops'. *J. Atm. Sci.* **59**, 3340–3352. [VI.1.2](#)
- Lilly, D. K.: 2002b, 'Entrainment into mixed layers. Part II: a new closure'. *J. Atm. Sci.* **59**, 3353–3361. [VI.1.2](#)
- Lin, C.-L., J. C. McWilliams, C.-H. Moeng, and P. P. Sullivan: 1996, 'Coherent structures and dynamics in a neutrally stratified planetary boundary layer flow'. *Phys. Fluids* **8**, 2626–2639. [VI.3.1](#)
- Matthews, P. C. and S. M. Cox: 2000, 'Pattern formation with a conservation law'. *Nonlinearity* **13**, 1293–1320. [VI.3.1](#)
- Moeng, C.-H. and P. P. Sullivan: 1994, 'A comparison of shear- and buoyancy-driven planetary boundary layer flows'. *J. Atm. Sci.* **51**, 999–1022. [VI.3.1](#)
- Moeng, C.-H., P. P. Sullivan, and B. Stevens: 1999, 'Including radiative effects in an entrainment rate formula for buoyancy-driven PBLs'. *J. Atm. Sci.* **56**, 1031–1049. [VI.1.2](#)
- Noilhan, J. and S. Planton: 1989, 'A simple parametrization of land surface processes for meteorological models'. *Mon. Weath. Rev.* **117**, 536–549. [III.3.2](#), [V.2.1](#), [VI.2.2](#)
- Otte, M. J. and J. C. Wyngaard: 2001, 'Stably stratified interfacial-layer turbulence from large-eddy simulation'. *J. Atm. Sci.* **58**, 3424–3442. [VI.1.2](#), [D.1](#)
- Pleim, J. E. and A. Xiu: 1995, 'Development and testing of a surface flux and planetary boundary layer model for application in mesoscale models'. *J. Appl. Meteor.* **34**, 16–32. [III.3.2](#), [V.2.1](#), [VI.2.2](#)
- Robinson, S. K.: 1991, 'Coherent motions in the turbulent boundary layer'. *Ann. Rev. Fluid Mech.* **23**, 601–639. [VI.3.1](#)

- Schmidt, H. and U. Schumann: 1989, ‘Coherent structure of the convective boundary layer derived from large-eddy simulations’. *J. Fluid Mech.* **200**, 511–562. [VI.3.1](#), [VI.3.1](#)
- Sorbjan, Z.: 1996, ‘Effects caused by varying the strength of the capping inversion based on a large eddy simulation model of the shear-free convective boundary layer’. *J. Atm. Sci.* **53**, 2015–2024. [VI.1.1](#), [VI.1.2](#)
- Stevens, B. and D. H. Lenschow: 2001, ‘Observations, experiments, and large eddy simulation’. *Bull. Am. Met. Soc.* **82**, 283–294. [VI.1.2](#)
- Sullivan, P. P., C.-H. Moeng, B. Stevens, D. H. Lenschow, and S. D. Mayor: 1998, ‘Structure of the entrainment zone capping the convective atmospheric boundary layer’. *J. Atm. Sci.* **55**, 3042–3064. [VI.1.2](#), [VI.4.1](#), [D.1](#), [D.3](#)
- Taylor, G. I.: 1938, ‘The spectrum of turbulence’. *Proc. Roy. Soc. London* pp. 476–490. [VI.3.2](#), [VI.5](#)
- Thomson, D. J.: 1987, ‘Criteria for the selection of stochastic models of particle trajectories in turbulent flows’. *J. Fluid Mech.* **180**, 529–556. [VI.2.3](#), [VI.2.3](#)
- vanZanten, M. C., P. G. Duynkerke, and J. W. M. Cuijpers: 1999, ‘Entrainment parametrization in convective boundary layers’. *J. Atm. Sci.* **56**, 813–828. [VI.1.2](#)
- Vinkovic, I., C. Aguirre, and S. Simoëns: 2005, ‘Large-eddy simulation and Lagrangian stochastic modeling of passive scalar dispersion in a turbulent boundary layer’. Submitted to *J. Turb.* [VI.2.3](#), [VI.2.3](#)
- Weil, J. C., P. P. Sullivan, and C.-H. Moeng: 2004, ‘The use of large-eddy simulations in Lagrangian particle dispersion models’. *J. Atm. Sci.* **61**, 2877–2887. [VI.2.3](#)
- Xue, M., K. K. Droegemeier, and V. Wong: 2000, ‘The Advanced Regional Prediction System (ARPS) – A multi-scale non hydrostatic atmospheric simulation and prediction model. Part I: Model dynamics and verification’. *Met. Atm. Phys.* **75**, 161–193. [III.3.1](#), [III.3.2](#), [V.1.1](#), [V.2](#), [VI.2.1](#)
- Xue, M., K. K. Droegemeier, V. Wong, A. Shapiro, K. Brewster, F. Carr, D. Weber, Y. Liu, and D. Wang: 2001, ‘The Advanced Regional Prediction System (ARPS) – A multi-scale non hydrostatic atmospheric simulation and prediction tool. Part II: Model physics and applications’. *Met. Atm. Phys.* **76**, 143–165. [III.3.1](#), [III.3.2](#), [V.1.1](#), [V.2](#), [VI.2.1](#)

~ Conclusions ~

Les résultats présentés dans ce chapitre ont permis de caractériser la CLA convective sur sol plat. Les propriétés statistiques au cœur de la zone mélangée sont proches de celles d’un écoulement turbulent homogène et isotrope. Des spectres en $k^{-5/3}$ en espace et $f^{-5/3}$ en temps ont été mis en évidence. Les mouvements ascendants sont

plus concentrés que les mouvements descendants. L'essentiel du mélange se fait lors des mouvements descendants produisant des petites structures. La loi d'entraînement à l'interface entre la CLA convective et l'AL a été discutée et une approche lagrangienne a permis de déterminer le coefficient de diffusion thermique à l'interface, et ainsi de retrouver la loi d'entraînement de manière originale. L'utilisation des résultats de cette étude de processus pour les études de sites réels en terrain complexe sera abordée au § VII.

'The continuum in topographic complexity and scale, above-valley flows, climate, valley energy budgets, and even the scales for the local circulations, ensures that generalizations will be difficult' (Whiteman, 1990).

VII

Conclusions générales

Le travail de recherche présenté dans ce manuscrit permet de dresser des conclusions « générales » sur les phénomènes physiques étudiés. Pour les conclusions plus spécifiques, on se reportera, en particulier, aux conclusions des chapitres IV à VI.

VII.1 Résumé des contributions

L'évolution temporelle de la structure de la couche limite atmosphérique (CLA) est un facteur déterminant pour la qualité de l'air. L'étude de la CLA nécessite des approches aussi bien expérimentales (cf. § IV) que numériques (cf. § V) et théoriques (cf. § VI). Dabberdt *et al.* (2004) souligne, dans un rapport de prospective du programme de recherche américain sur la météorologie (*U.S. Weather Research Program*), l'importance et la nécessité de ces études pour la prédiction de la qualité de l'air. Notre étude s'inscrit dans le cadre du programme POVA (Pollution des Vallées Alpines), dédié aux spécificités dynamiques et chimiques relatives aux vallées. Le lancement de ce programme en 2000 a été motivé par le changement brutal du trafic routier dans les vallées de Chamonix et de la Maurienne à la suite de l'accident du 24 mars 1999 survenu dans le tunnel du Mont-Blanc. Le relief accusé des vallées alpines modifie la structure et l'évolution de la CLA en comparaison avec le sol plat. Les mécanismes de transport et de mélange associés sont complexes et varient en espace et en temps. Les spécificités de ces sites doivent être prises en compte pour la prédiction de la qualité de l'air.

Les processus impliqués à l'échelle de la vallée, qui influent sur la qualité de l'air, ont été exposés, caractérisés de manière expérimentale, et simulés numériquement. En particulier, les vents de vallée et l'évolution diurne de la structure de la CLA ont été au cœur des investigations. Les résultats numériques issus du modèle ARPS ont été comparés aux données des campagnes de mesure POVA réalisées en 2003 (en été et en hiver). Les performances du modèle ARPS sont globalement très satisfaisantes. La complexité locale du terrain et la variabilité du forçage à l'échelle synoptique, incluant la variabilité saisonnière, donnent une spécificité locale aux écoulements atmosphériques dans les vallées, spécialement dans les vallées alpines dont le relief est

très marqué. Ainsi, les spécificités des écoulements dans les vallées de Chamonix et de la Maurienne sont similaires, mais l'intensité et l'importance relative des processus impliqués à l'échelle de la vallée sont modulées. Pour synthétiser ces processus, les représentations schématiques des Figures VII.1a et VII.1b page 140, illustrent dans le cas de la vallée de Chamonix les circulations atmosphériques induites par les spécificités topographiques en été et en hiver, respectivement. Il convient de préciser que ces représentations schématiques ne constituent en aucun cas des figures dites « de principe » et sont fournies uniquement à titre d'illustration des mécanismes. Lorsque la CLA est fortement convective dans la vallée (situation typique d'une « belle » journée estivale), les spécificités de la dynamique atmosphérique peuvent être résumées de la manière suivante :

- le vent de vallée remonte alors la vallée. Il est représenté par le mécanisme (1) sur la Figure VII.1a ;
- la perte de masse induite par les vents anabatiques (2) est compensée par la masse d'air apportée par le vent de vallée (1) et la subsidence (3), dans le cœur de la vallée, de la masse d'air qui a été transportée sur les pentes ;
- la masse d'air froide et stable descendant le glacier de la *Mer de Glace* (4) retarde la transition entre les régimes de vents de vallée descendant et montant dans la partie haute de la vallée (5). La convergence entre les écoulements montant la vallée et descendant le glacier de la *Mer de Glace* conduit à une structure de la CLA complexe et une asymétrie entre les versants dans la zone de confluence ;
- le forçage synoptique, en termes de direction et de vitesse du vent (6), a peu d'influence sur la dynamique atmosphérique locale de la vallée, qui est essentiellement pilotée par les phénomènes thermiques. Il convient de noter cependant que le forçage synoptique devrait avoir une influence beaucoup plus marquée lorsque la direction du vent est alignée avec l'axe principal de la vallée, en amplifiant les effets de guidage topographique.

En hiver (ou la nuit), la dynamique atmosphérique est principalement gouvernée par la forte stabilité de la masse d'air dans la vallée, pouvant conduire à un confinement de la pollution de le fond des vallées. C'est sans aucun doute un des problèmes majeurs de la pollution locale en hiver dans les vallées. Dans ces conditions, les spécificités de la dynamique atmosphérique peuvent être résumées de la manière suivante :

- le vent de vallée descend alors la vallée. Il est représenté par le mécanisme (1) sur la Figure VII.1b. La masse d'air descendant le glacier de la *Mer de Glace* (2) agit alors dans le « même sens » que le vent de vallée, en alimentant également la vallée en air froid. On peut noter que le vent de vallée n'est pas systématiquement descendant en hiver dans des conditions anticycloniques ensoleillées, comme on l'a observé au cours des campagnes de mesures. Néanmoins, c'est généralement un vent descendant qui draine la vallée ;
- la masse d'air est très stable (3). Cette forte stabilité, jouant le rôle de couvercle, empêche tout mélange et transport vertical. Le seul mécanisme de ventilation de la vallée est alors le vent de drainage, dont l'intensité est généralement faible.
- le forçage synoptique (4), a, tout comme en été, peu d'influence sur la dynamique atmosphérique locale de la vallée, qui est gouvernée par la forte stabilité de la masse d'air.

La description détaillée des échanges verticaux couplant la CLA convective à l’atmosphère libre (AL) est essentielle pour les applications à la qualité de l’air. Les processus d’entraînement liés aux échanges verticaux ont été étudiés, dans la dernière partie de ce travail, dans le cas d’un sol plat. Des spectres en $k^{-5/3}$ en espace et $f^{-5/3}$ en temps ont été obtenus au cœur de la zone mélangée, suggérant que les propriétés statistiques sont proches d’un écoulement turbulent homogène et isotrope. La zone mélangée est caractérisée par des mouvements ascendants concentrés érodant l’interface. L’essentiel du mélange se fait lors des mouvements descendants produisant des petites structures. La loi d’entraînement à l’interface entre la CLA et l’AL a été revisitée et nouvelle formulation a été proposée. Elle relie la vitesse d’entraînement w_e normalisée par la vitesse caractéristique de la convection w_* au nombre de Froude à l’interface Fr_B :

$$w_e/w_* = Fr_B^2$$

Elle ne contient pas de paramètre ajustable et a été validée par des données expérimentales et numériques disponibles « dans la littérature ». Une approche lagrangienne originale a également permis de retrouver la loi d’entraînement numériquement.

VII.2 Perspectives et recommandations

L’extension de l’étude de l’entraînement au sommet de la CLA convective au cas de sites réels en terrain complexe est souhaitée afin de proposer une paramétrisation adaptée des échanges verticaux dans les vallées encaissées. De toute évidence, la loi d’entraînement doit rendre compte des paramètres topographiques du terrain. Il convient de discuter la définition de la hauteur de la CLA sur sol plat et en terrain complexe. Celle-ci pourrait être définie comme la hauteur de la couche d’aérosols, comme le suggère les mesures lidar. Cependant, l’assimilation de la hauteur de la CLA à celle de la couche d’aérosols est discutable en terrain complexe. En particulier, les processus de relaxation de la couche d’aérosols sont très différents des processus de relaxation de la CLA. Ainsi, la hauteur de la CLA convective correspond plutôt à la hauteur de l’inversion de sommet (« inversion haute » à la hauteur moyenne des reliefs environnants) en été, et à la hauteur de l’inversion de fond (« inversion basse » à quelques centaines de mètres au-dessus du fond de vallée) en hiver. Ces inversions sont des caractéristiques quasiment permanentes dans les vallées encaissées et sont matérialisées par un couvercle stable confinant la pollution.

Les processus de mélange dans des conditions atmosphériques stables (nocturnes ou hivernales) ne sont pas réellement documentés dans la littérature. Une activité turbulente est souvent observée dans les vallées la nuit. Les modèles ne décrivent généralement pas de manière satisfaisante cette turbulence qualifiée de résiduelle. De nombreuses observations rapportent l’existence de fluctuations de vitesse et de température, associées aux vents catabatiques (*e.g.* [Doran et Horst, 1981](#) ; [Helmis et Papadopoulos, 1996](#) ; [Monti *et al.*, 2002](#) ; [Bastin et Drobinski, 2005](#)). Ces vents catabatiques doivent jouer un rôle dans l’entretien de la turbulence au cours de la nuit pour des conditions données de forçages thermique et dynamique au sol. Le caractère ondulatoire rapporté par les observations laisse penser que les vents catabatiques peuvent générer des ondes internes qui pourraient déferler à la suite d’instabilités (par interactions et/ou par contact avec les parois) et contribuer à cette turbulence résiduelle nocturne.

Les modèles utilisés pour étudier la dynamique atmosphérique en terrain complexe sous-estiment souvent la diffusivité turbulente. En effet, les mêmes structures turbulentes transportées par l'écoulement peuvent être explicites sur certaines mailles puis sous-mailles sur les mailles voisines, voire à nouveau devenir implicites sur les mailles adjacentes. Il y a alors perte d'information à chaque étape de filtrage ; en particulier les structures turbulentes implicites intégrées au sous-maille ne sont pas réellement « récupérables » par le champ explicite. Tous les effets de filtrage vont en général dans le sens d'une sous-estimation de la turbulence. La question de la paramétrisation sous-maille en terrain complexe se pose alors, et l'introduction de méthodes dynamiques, autorisant un ajustement local et instantané de la viscosité turbulente (Germano *et al.*, 1991), pourrait être envisagée. Une méthode dynamique permettrait de mieux tenir compte de la variation de la taille des mailles, mais pas d'éliminer la perte d'information liée au filtrage. L'utilisation d'un modèle de reconstruction dynamique à partir du champ résolu (Chow, 2004b) semble alors adaptée et devrait constituer une alternative prometteuse.

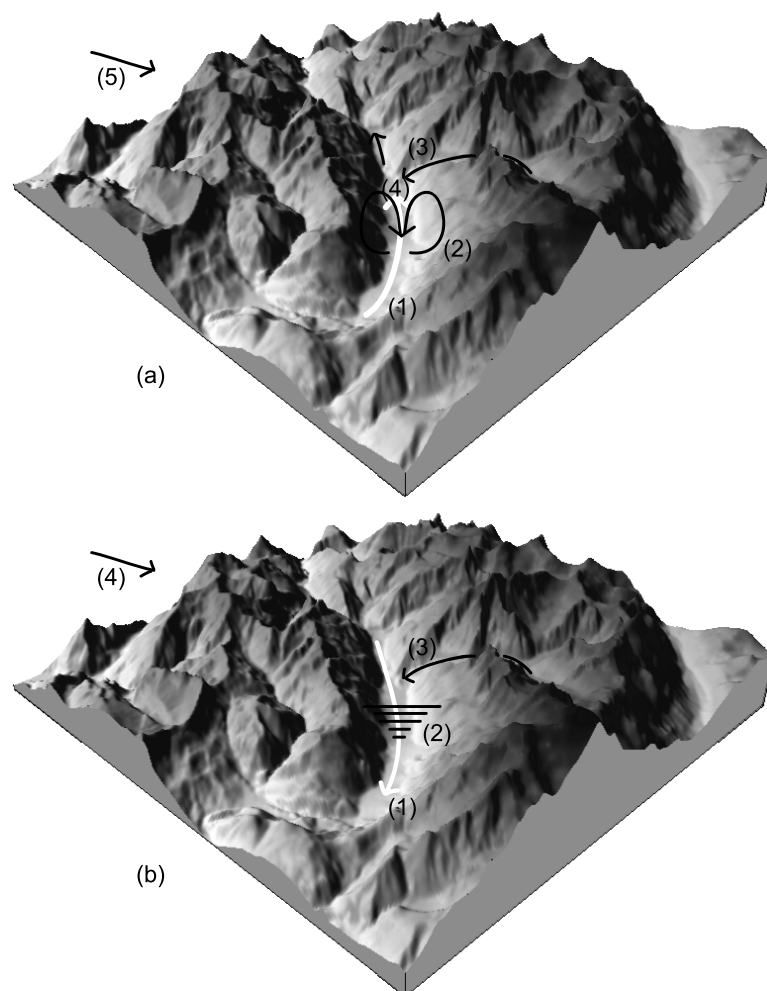


Figure VII.1 : Représentation schématique des circulations atmosphériques principales dans la vallée de Chamonix : (a) lorsque la CLA est fortement convective (situation typique d'une « belle » journée estivale) et (b) lorsque la CLA est stablement stratifiée (situation typique en hiver et la nuit)



Notions de stabilité statique

~ Introduction ~

On donne dans cette annexe un critère de stabilité statique (en l'absence de cisaillement vertical de vent) de la couche limite atmosphérique (CLA).

A.1 Critère de stabilité statique en air sec

Pour simplifier, l'influence des nuages est négligée et on fait une hypothèse d'air sec (pas d'humidité dans l'air). Les mouvements convectifs dûs aux inhomogénéités verticales de température ne proviennent donc que d'une stratification thermique (et non d'humidité).

Pour un gaz idéal subissant une transformation adiabatique (dans laquelle aucun échange de chaleur ne se produit avec son environnement), la première loi de la thermodynamique peut s'écrire sous la forme :

$$c_p dT - \frac{dp}{\rho} = 0, \quad (\text{A.1})$$

où c_p désigne la chaleur spécifique à pression constante, T la température, p la pression et ρ la masse volumique. En utilisant la loi des gaz parfaits,

$$p = \rho \mathfrak{r}_{\text{sec}} T, \quad \mathfrak{r}_{\text{sec}} = \frac{\mathfrak{R}}{M_{\text{sec}}^{\text{air}}}, \quad (\text{A.2})$$

où $\mathfrak{R} = 8,314 \text{ J mol}^{-1} \text{ K}^{-1}$ désigne la constante des gaz parfaits et $M_{\text{sec}}^{\text{air}} = 29 \text{ g mol}^{-1}$ est la masse molaire de l'air sec, on obtient aisément :

$$d [\ln (T p^{-\mathfrak{r}_{\text{sec}}/c_p})] = 0. \quad (\text{A.3})$$

On définit alors la température potentielle, notée θ , comme la température qu'aurait au sol un gaz ramené de manière adiabatique d'un état (T, p) au sol. En notant p_{sol} la pression au sol (de l'ordre de 1 bar), on a alors :

$$\theta(p, T) = T \left(\frac{p_{\text{sol}}}{p} \right)^{\mathbf{r}_{\text{sec}}/c_p}. \quad (\text{A.4})$$

Dans le cas de l'air sec, avec $c_p = 1005 \text{ J kg}^{-1} \text{ K}^{-1}$, on a :

$$\frac{\mathbf{r}_{\text{sec}}}{c_p} \approx 0,286. \quad (\text{A.5})$$

La température potentielle est donc une quantité conservée le long d'un processus adiabatique. Dans une atmosphère adiabatique, la température potentielle est constante, et on a, en dérivant de manière logarithmique la fonction définissant θ :

$$\frac{1}{\theta} \frac{\partial \theta}{\partial z} = \frac{1}{T} \frac{\partial T}{\partial z} - \frac{\mathbf{r}_{\text{sec}}}{c_p} \frac{1}{p} \frac{\partial p}{\partial z}, \quad (\text{A.6})$$

Le gradient adiabatique de température est alors donné (pour $\frac{\partial \theta}{\partial z} = 0$) par :

$$\left(\frac{\partial T}{\partial z} \right)_{\text{ad}} = T \frac{\mathbf{r}_{\text{sec}}}{c_p} \frac{1}{p} \frac{\partial p}{\partial z}, \quad (\text{A.7})$$

et on a finalement (pour toute distribution verticale) :

$$\frac{\partial \theta}{\partial z} = \frac{\theta}{T} \left[\frac{\partial T}{\partial z} - \left(\frac{\partial T}{\partial z} \right)_{\text{ad}} \right]. \quad (\text{A.8})$$

Le gradient de température potentielle mesure donc un écart à une situation adiabatique. Ceci justifie son emploi systématique. C'est l'écart au gradient adiabatique qui va déterminer la stabilité statique de l'atmosphère. Ainsi :

- si la température potentielle diminue avec l'altitude (gradient sur adiabatique), la force de flottabilité (qui est la force de rappel) s'exerçant sur une particule fluide déplacée de sa position d'équilibre tend à l'en éloigner davantage. L'équilibre est alors instable et le milieu est le siège de mouvements turbulents intenses et d'échelle relativement grande (quelques centaines de mètres, cf. § VI.3.1) se superposant éventuellement à de la turbulence d'origine dynamique ;
- si la température potentielle augmente avec l'altitude (gradient sous adiabatique, on parle aussi d'inversion), la force de flottabilité s'exerçant sur une particule fluide déplacée de sa position d'équilibre tend à l'y ramener. L'équilibre est alors stable et la turbulence éventuelle d'origine dynamique se trouve inhibée par l'effet de la flottabilité ;
- si la température potentielle ne varie pas avec l'altitude (gradient adiabatique), la force de flottabilité s'exerçant sur une particule fluide déplacée de sa position d'équilibre est nulle. L'équilibre est alors neutre et seule la turbulence d'origine dynamique existe éventuellement.

A.2 Critère de stabilité statique en air humide

Dans cette annexe, seule la composante thermique des effets de flottabilité a été discutée. Dans une atmosphère réelle, le mécanisme moteur est l'action du champ de pesanteur couplée à des inhomogénéités de densité. Les différences de température provoquent des différences de densité (l'air chaud est plus léger que l'air froid). Mais elles ne sont pas les seules. En effet, la vapeur d'eau étant plus légère que l'air sec, l'air humide est aussi plus léger que l'air sec. Il en résulte que les effets convectifs en air humide sont également pilotés par les différences d'humidité spécifique (concentration massique en vapeur d'eau dans l'air humide), notée q . On obtient les mêmes critères de stabilité pour l'air humide non saturé, en utilisant, à la place de θ , la température potentielle virtuelle θ_v définie par :

$$\theta_v = \theta \left[1 + \left(\frac{1 - \tau}{\tau} \right) q \right], \quad \text{avec } \tau = \frac{\tau_{\text{sec}}}{\tau_{\text{vap.}}} \text{ et } \tau_{\text{vap.}} = \frac{\mathfrak{R}}{M_{\text{vap.}}}, \quad (\text{A.9})$$

où $M_{\text{vap.}} = 18 \text{ g mol}^{-1}$ est la masse molaire de la vapeur d'eau.

~ Conclusions ~

L'état de la CLA, en l'absence de cisaillement vertical de vent, est classiquement déterminé par référence au gradient vertical de température potentielle (virtuelle). En présence de cisaillement vertical de vent, on parle alors de stabilité dynamique et l'effet déstabilisant du cisaillement doit être considéré (cf. § II.1).

B

Expérience de Wangara

~ Introduction ~

Dans cette annexe, quelques éléments de validation de la simulation numérique du jour 33 de l'expérience de Wangara (Clarke *et al.*, 1971), qui sert de support à l'étude présentée au § VI, sont donnés. De manière à comparer les valeurs calculées avec les observations, les résultats du modèle ont été moyennés dans le plan horizontal.

B.1 Distribution verticale

Les profils verticaux de température potentielle virtuelle θ_v observée et simulée, présentés sur la Figure B.1a sont typiques du développement de la CLA. Les résultats du modèle reproduisent de manière très satisfaisante les observations. En ce qui concerne le rapport de mélange (humidité absolue), les profils verticaux présentés sur la Figure B.1b indiquent qu'il est légèrement sous-estimé par le modèle. Le sol devient « trop sec ». Les écarts relevés entre les résultats du modèle et l'observation pour les profils verticaux du module de vitesse horizontale sur la Figure B.1c sont généralement inférieurs à 1 m s^{-1} .

B.2 Bilan d'énergie au sol

La Figure B.1d présente les flux de surface intervenant dans le bilan d'énergie au sol. Les valeurs calculées du flux radiatif net à la surface R_n sont en excellent accord avec les observations. Le flux de chaleur sensible H est légèrement surestimé et le flux de chaleur dans le sol G est légèrement sous-estimé. Ceci est consistant avec le fait

que le sol devient « trop sec ». Il convient de noter que le flux de chaleur latente LE est légèrement négatif, ce qui indique un phénomène de condensation à la surface du sol, qui a été observé pendant l'expérience (Hicks, 1981). On peut remarquer que ce phénomène n'est pas courant puisque le chauffage du sol devrait favoriser l'évaporation.

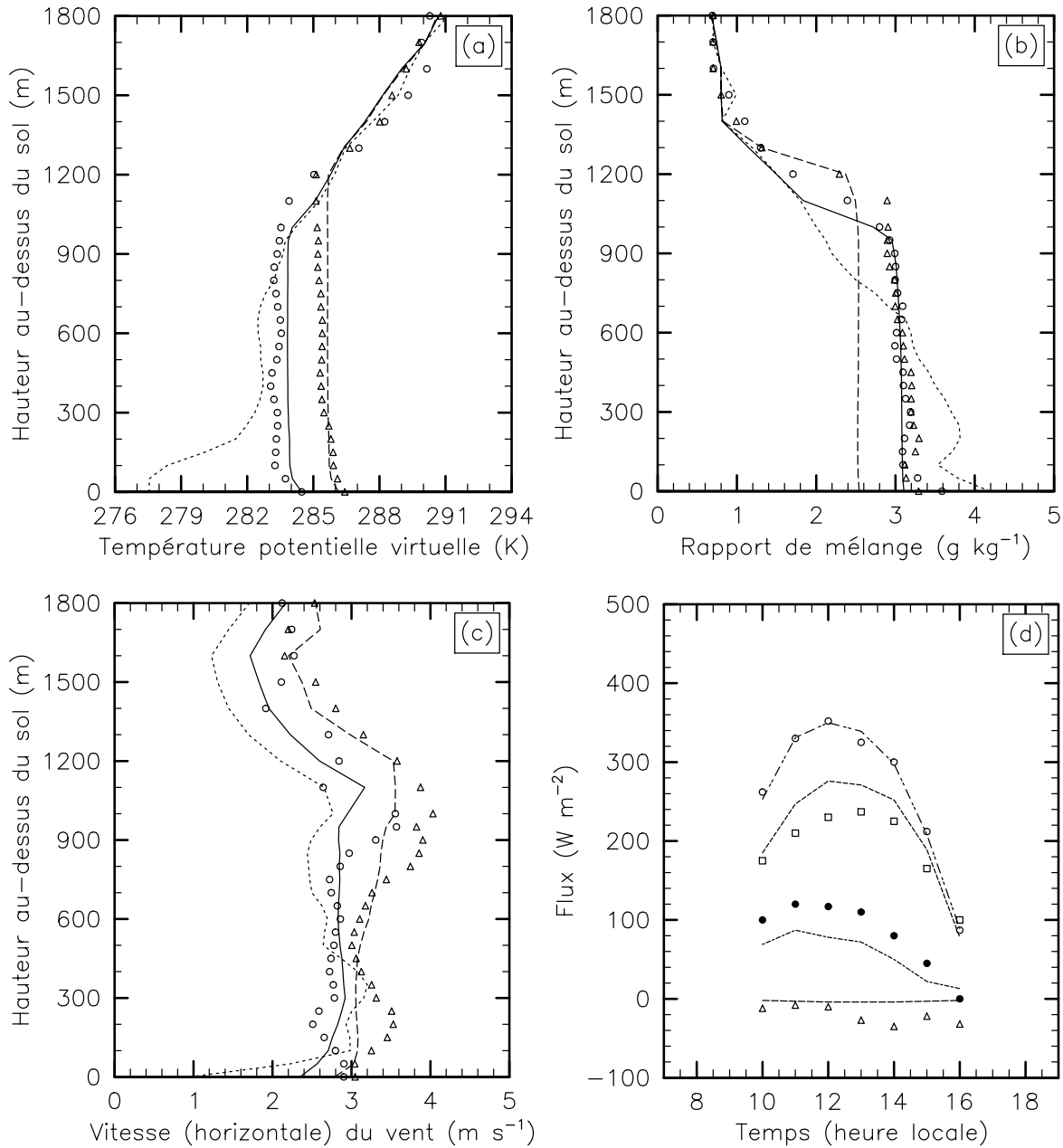


Figure B.1 : Evolution temporelle des profils verticaux calculés et mesurés de température potentielle virtuelle (a), de rapport de mélange (b), et vitesse (horizontale) du vent (c) : profil initial à 0900 heure locale (\cdots), profils calculé (—) et mesuré (\circ) à 1200 heure locale, et profils calculé (---) et mesuré (Δ) à 1500 heure locale. Evolution temporelle des flux à la surface du sol calculés et mesurés (d) : flux radiatif calculé (\cdots) et mesuré (\circ), flux de chaleur sensible calculé (---) et mesuré (\square), flux de chaleur latente calculé (\cdots) et mesuré (Δ), et flux de chaleur dans le sol calculé (---) et mesuré (\bullet)

~ Conclusions ~

Les résultats de la simulation numérique à haute résolution (256^3 points de grille) sont en excellent accord avec les mesures, ce qui permet de s'assurer de la pertinence des résultats utilisés au § VI. Il convient de noter que le modèle de sol reproduit de manière très satisfaisante la redistribution du flux radiatif net en flux de chaleur sensible, flux de chaleur latente, et flux de chaleur dans le sol. Le développement de la couche limite atmosphérique convective est également parfaitement reproduit.



Spectre d'énergie $E_{\perp}(k_{\perp}, z, t)$

~ Introduction ~

Dans cette annexe, la méthode utilisée dans le § VI pour obtenir le spectre d'énergie 2-D (dans un plan horizontal) est détaillée. Il est calculé à partir de la transformée de Fourier suivant les deux directions d'espace x et y du champ de vitesse. La méthode de calcul des coefficients de Fourier de $\widehat{u}_i(k_x, k_y, z, t)$ à l'aide d'un algorithme de transformée de Fourier rapide (Fast Fourier Transform, FFT) est simple, mais mérite d'être détaillée. Elle consiste à effectuer une transformée de Fourier discrète par rapport à x de $\widetilde{u}_i(x, y, z, t)$, à z et t fixés, notée $\mathfrak{F}_i(k_x, y)$, puis une transformée de Fourier discrète par rapport à y de $\mathfrak{F}_i(k_x, y)$ pour obtenir $\widehat{u}_i(k_x, k_y, z, t)$.

C.1 FFT suivant la direction x

A chacune des N transformées de Fourier discrètes, suivant la direction x , des composantes de la vitesse $\widetilde{u}_i^{m,n}$, $(m, n) \in [1, N]^2$, sont associés N coefficients de Fourier complexes définis par :

$$c_i^{h,n} = \frac{1}{N} \sum_{m=1}^N \widetilde{u}_i^{m,n} e^{-2i\pi \frac{hm}{N}}, \quad h = 1 - (N/2), \dots, N/2, \text{ et } n \in [1, N] \text{ fixé.} \quad (\text{C.1})$$

En pratique, pour simplifier les calculs, on utilise le fait que le conjugué de $c_i^{h,n}$ est égal à $c_i^{-h,n}$ pour $h = 1, \dots, (N/2) - 1$ et $n \in [1, N]$ fixé. Les parties réelles, $a_i^{h,n}$, et imaginaires, $b_i^{h,n}$, des coefficients de Fourier $c_i^{h,n}$, ne sont alors calculées que pour les indices $h = 0, \dots, N/2$. Ainsi, la fonction complexe $\mathfrak{F}_i(k_x, y)$ est représentée par

les $[(N/2) - 1] \times N$ coefficients de Fourier, $c_i^{h,n} = a_i^{h,n} + i b_i^{h,n}$, pour $h \in [0, N/2]$ et $n \in [1, N]$. On stocke généralement les coefficients $a_i^{h,n}$ et $b_i^{h,n}$ dans le tableau de départ contenant $\tilde{u}_i^{m,n}$. Deux lignes supplémentaires doivent alors être ajoutées au tableau initial, qui contiendront les parties réelles et imaginaires des coefficients $c_i^{N/2,n}$, $n \in [1, N]$. L'ajout des deux colonnes de zéros sera justifié au § suivant. On obtient alors à la suite de la FFT de \tilde{u}_i suivant la direction x (suivant les colonnes) le tableau définissant $\mathfrak{I}_i(k_x, y)$:

$$\begin{bmatrix} \tilde{u}_i^{1,1} & \cdots & \tilde{u}_i^{1,n} & \cdots & \tilde{u}_i^{1,N} & 0 & 0 \\ \vdots & \ddots & \vdots & & \vdots & \vdots & \vdots \\ \tilde{u}_i^{m,1} & & \tilde{u}_i^{m,n} & & \tilde{u}_i^{m,N} & \vdots & \vdots \\ \vdots & & \vdots & \ddots & \vdots & \vdots & \vdots \\ \tilde{u}_i^{N,1} & \cdots & \tilde{u}_i^{N,n} & \cdots & \tilde{u}_i^{N,N} & 0 & 0 \\ \hline 0 & \cdots & \cdots & \cdots & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \cdots & \cdots & \cdots & 0 & 0 & 0 \end{bmatrix}$$

↓

$$\begin{bmatrix} a_i^{0,1} & \cdots & \cdots & \cdots & a_i^{1,n} & \cdots & \cdots & \cdots & a_i^{0,N} & 0 & 0 \\ b_i^{0,1} & \cdots & \cdots & \cdots & b_i^{1,n} & \cdots & \cdots & \cdots & b_i^{0,N} & 0 & 0 \\ \vdots & & \ddots & & \vdots & & & & \vdots & \vdots & \vdots \\ \vdots & & \ddots & & \vdots & & & & \vdots & \vdots & \vdots \\ a_i^{h,1} & & & & a_i^{h,n} & & & & a_i^{h,N} & \vdots & \vdots \\ b_i^{h,1} & & & & b_i^{h,n} & & & & b_i^{h,N} & \vdots & \vdots \\ \vdots & & & & \vdots & & \ddots & & \vdots & \vdots & \vdots \\ \vdots & & & & \vdots & & \ddots & & \vdots & \vdots & \vdots \\ a_i^{N/2,1} & \cdots & \cdots & \cdots & a_i^{N/2,n} & \cdots & \cdots & \cdots & a_i^{N/2,N} & 0 & 0 \\ b_i^{N/2,1} & \cdots & \cdots & \cdots & b_i^{N/2,n} & \cdots & \cdots & \cdots & b_i^{N/2,N} & 0 & 0 \end{bmatrix}$$

C.2 FFT suivant la direction y

La transformée de Fourier discrète de $\mathfrak{I}_i(k_x, y)$ suivant la direction y fournit, pour k_x fixé (ou de manière équivalente, h fixé), N coefficients :

$$\begin{aligned} \widehat{\mathfrak{I}}_i^{h,k} &= \frac{1}{N} \sum_{m=1}^N c_{h,m} e^{-2i\pi \frac{km}{N}} \\ &= \frac{1}{N} \sum_{m=1}^N a_i^{h,m} e^{-2i\pi \frac{km}{N}} + i b_i^{h,m} e^{-2i\pi \frac{km}{N}}, \quad k = 1 - (N/2), \dots, N/2, \end{aligned} \quad (\text{C.2})$$

et $h \in [0, N/2]$ fixé,

avec $a_i^{-h,m} = a_i^{h,m}$ et $b_i^{-h,m} = b_i^{h,m}$, $k = 1, \dots, (N/2) - 1$, et $m \in [1, N]$ fixé. Il faut donc effectuer deux nouvelles transformées de Fourier :

- l'une sur les parties réelles $a_i^{h,m}$, $m \in [1, N]$, de la transformée de Fourier par rapport à x . Notons $\alpha_i^{h,k}$ et $\beta_i^{h,k}$ les coefficients de Fourier correspondants :

$$\alpha_i^{h,k} + i\beta_i^{h,k} = \frac{1}{N} \sum_{m=1}^N a_i^{h,m} e^{-2i\pi \frac{km}{N}}, \quad k = 1 - (N/2), \dots, N/2, \quad (C.3)$$

, $h \in [0, N/2]$ fixé,
et noté $\mathfrak{A}_{h,k}$.

- l'autre sur les parties imaginaires $b_i^{h,m}$, $m \in [1, N]$, de la transformée de Fourier par rapport à x . Notons $\gamma_i^{h,k}$ et $\delta_i^{h,k}$ les coefficients de Fourier correspondants :

$$\gamma_i^{h,k} + i\delta_i^{h,k} = \frac{1}{N} \sum_{m=1}^N b_i^{h,m} e^{-2i\pi \frac{km}{N}}, \quad k = 1 - (N/2), \dots, N/2, \quad (C.4)$$

, $h \in [0, N/2]$ fixé,
et noté $\mathfrak{B}_{h,k}$.

On a alors :

$$\Re(\widehat{u}_i^{h,k}) = \alpha_i^{h,k} - \delta_i^{h,k} \quad \text{et} \quad \Im(\widehat{u}_i^{h,k}) = \beta_i^{h,k} + \gamma_i^{h,k}. \quad (C.5)$$

On peut en fait économiser une FFT en effectuant en parallèle $(N + 2)$ transformées de Fourier (une par ligne) de longueur N chacune ; les lignes contenant initialement les parties réelles $a_i^{h,m}$, h fixé, de la première transformée de Fourier contiendront les coefficients $\alpha_i^{h,k}$ et $\beta_i^{h,k}$, $h \in [0, N/2]$, $k \in [0, N/2]$; les lignes contenant initialement les parties imaginaires $b_i^{h,m}$, h fixé, de la première transformée de Fourier contiendront les coefficients $\gamma_i^{h,k}$ et $\delta_i^{h,k}$, $h \in [0, N/2]$, $k \in [0, N/2]$. Le rangement de ces coefficients dans le tableau de travail nécessite les colonnes supplémentaires introduites au § précédent, qui contiendront les parties réelles et imaginaires des coefficients $\mathfrak{A}_{h,N/2}$ et $\mathfrak{B}_{h,N/2}$ pour $h \in [0, N/2]$. On obtient alors à la suite de la FFT de $\mathfrak{T}(k_x, y)$ suivant la direction y (suivant les lignes) le tableau définissant $\widehat{u}_i(k_x, k_y)$:

$$\left[\begin{array}{cccc|cccc|cc} a_i^{0,1} & \dots & \dots & \dots & a_i^{1,n} & \dots & \dots & \dots & a_i^{0,N} & 0 & 0 \\ b_i^{0,1} & \dots & \dots & \dots & b_i^{1,n} & \dots & \dots & \dots & b_i^{0,N} & 0 & 0 \\ \vdots & & \ddots & & \vdots & & & & \vdots & \vdots & \vdots \\ \vdots & & \ddots & & \vdots & & & & \vdots & \vdots & \vdots \\ a_i^{h,1} & & & & a_i^{h,n} & & & & a_i^{h,N} & \vdots & \vdots \\ b_i^{h,1} & & & & b_i^{h,n} & & & & b_i^{h,N} & \vdots & \vdots \\ \vdots & & & & \vdots & & \ddots & & \vdots & \vdots & \vdots \\ \vdots & & & & \vdots & & \ddots & & \vdots & \vdots & \vdots \\ a_i^{N/2,1} & \dots & \dots & \dots & a_i^{N/2,n} & \dots & \dots & \dots & a_i^{N/2,N} & 0 & 0 \\ b_i^{N/2,1} & \dots & \dots & \dots & b_i^{N/2,n} & \dots & \dots & \dots & b_i^{N/2,N} & 0 & 0 \end{array} \right]$$

↓

$$\begin{bmatrix} \alpha_i^{0,0} & \beta_i^{0,0} & \cdots & \alpha_i^{0,k} & \beta_i^{0,k} & \cdots & \alpha_i^{0,N/2} & \beta_i^{0,N/2} \\ \gamma_i^{0,0} & \delta_i^{0,0} & \cdots & \gamma_i^{0,k} & \delta_i^{0,k} & \cdots & \gamma_i^{0,N/2} & \delta_i^{0,N/2} \\ \vdots & \vdots & \ddots & \vdots & \vdots & & \vdots & \vdots \\ \alpha_i^{h,0} & \beta_i^{h,0} & & \alpha_i^{h,k} & \beta_i^{h,k} & & \alpha_i^{h,N/2} & \beta_i^{h,N/2} \\ \gamma_i^{h,0} & \delta_i^{h,0} & & \gamma_i^{h,k} & \delta_i^{h,k} & & \gamma_i^{h,N/2} & \delta_i^{h,N/2} \\ \vdots & \vdots & & \vdots & \vdots & \ddots & \vdots & \vdots \\ \alpha_i^{N/2,0} & \beta_i^{N/2,0} & \cdots & \alpha_i^{N/2,k} & \beta_i^{N/2,k} & \cdots & \alpha_i^{N/2,N/2} & \beta_i^{N/2,N/2} \\ \gamma_i^{N/2,0} & \delta_i^{N/2,0} & \cdots & \gamma_i^{N/2,k} & \delta_i^{N/2,k} & \cdots & \gamma_i^{N/2,N/2} & \delta_i^{N/2,N/2} \end{bmatrix}$$

Les coefficients $\alpha_i^{h,k}$, $\beta_i^{h,k}$, $\gamma_i^{h,k}$ et $\delta_i^{h,k}$ permettent alors de reconstituer les coefficients de Fourier. Notons $t_{h,k}$, $(h, k) \in [1, N/2]^2$, l'élément générique du tableau final. Les coefficients $\alpha_i^{h,k}$, $\beta_i^{h,k}$, $\gamma_i^{h,k}$ et $\delta_i^{h,k}$ sont alors définis par :

$$\begin{cases} \alpha_i^{h,k} & = t_{2h+1,2k+1} \\ \beta_i^{h,k} & = t_{2h+1,2k+2} \\ \gamma_i^{h,k} & = t_{2h+2,2k+1} \\ \delta_i^{h,k} & = t_{2h+2,2k+2} \end{cases} \quad (\text{C.6})$$

Par conséquent, on obtient :

$$\Re\left(\widehat{u}_i^{h,k}\right) = t_{2h+1,2k+1} - t_{2h+2,2k+2} \text{ et } \Im\left(\widehat{u}_i^{h,k}\right) = t_{2h+1,2k+2} + t_{2h+2,2k+1}. \quad (\text{C.7})$$

C.3 Calcul de la densité d'énergie cinétique E_{\perp}

Notons P le point de coordonnées $(\widehat{u}^{h,k}, \widehat{v}^{h,k}, \widehat{w}^{h,k})$. On associe au point P le nombre d'onde $K = \mathfrak{E}(\sqrt{h^2 + k^2})$, où \mathfrak{E} désigne la partie entière ; K définit l'indice de la « couronne » à laquelle appartient le point P . L'énergie totale d'une couronne d'indice K , pondérée par le nombre de points de la couronne, noté \mathbf{n} , définit le spectre d'énergie :

$$E_{\perp}(K) = \frac{\pi K}{\mathbf{n}} \sum_{(h,k) \in I} \left(\left| \widehat{u}^{h,k} \right|^2 + \left| \widehat{v}^{h,k} \right|^2 + \left| \widehat{w}^{h,k} \right|^2 \right) \quad (\text{C.8})$$

où I est l'ensemble des couples (h, k) tels que $\mathfrak{E}(\sqrt{h^2 + k^2}) = K$.

~ Conclusions ~

Une méthode numérique pour obtenir le spectre d'énergie 2-D (dans un plan horizontal) a été présentée. Elle est de plus optimisée et relativement simple à implémenter de manière numérique.

Projet de « Lettre » qui sera soumise pour publication dans *Geophys. Res. Lett.*, avant fin octobre 2005.

D

A propos de la loi d'entraînement au sommet de la couche limite atmosphérique convective

~ Introduction ~

Dans cette annexe, la loi d'entraînement au sommet de la couche limite atmosphérique (CLA) est discutée dans le cas où la convection domine la dynamique de l'écoulement. Les motivations qui ont conduit à cette annexe sont issues du constat qu'aucune des formulations proposées dans la littérature ne semble recueillir une totale adhésion jusqu'à présent.

Ce chapitre est basé sur un projet de « lettre » qui sera soumise pour publication dans *Geophys. Res. Lett.*, avant fin octobre 2005. La « lettre » est reproduite dans son intégralité et peut être lue de manière indépendante.

On the entrainment law at the top of the convective atmospheric boundary layer

C. Chemel and C. Staquet

Laboratoire des Écoulements Géophysiques et Industriels, Univ. Joseph Fourier – C.N.R.S. – I.N.P. Grenoble, Grenoble, France

We revisit and discuss the entrainment law at the top of the convective atmospheric boundary layer proposed by [Deardorff *et al.* \(1980\)](#) from dimensional analysis and experimental measurements. We show that this law, in which the normalized entrainment velocity scales like the inverse of an interfacial bulk Richardson number, can be derived from energetic considerations, when the Richardson number is high enough. The scaling factor is the mixing efficiency, whose value is well-known to be in the order of 0.2 in stably-stratified flows. We also develop an entrainment law formulation that involves the finite thickness of the interfacial layer. When validated against the experimental data of [Deardorff *et al.* \(1980\)](#), this law yields that the ratio of the interfacial layer thickness to the mixed-layer height is also equal to the mixing efficiency, which appears to be well verified in previous works.

D.1 Introduction

The interfacial layer between the convective atmospheric boundary layer (CBL) and the free atmosphere is subjected to intense turbulent mixing, due to entrainment of air by convective motions. As a result, the interfacial layer raises or, equivalently, the boundary layer deepens. As pointed out for instance by [Otte and Wyngaard \(2001\)](#), the modelling of the entrainment process is an essential issue both for oceanic and atmospheric applications. Thus, several entrainment law formulations have been derived out to date, starting from the ‘zero-order’ jump model of turbulent entrainment by [Ball \(1960\)](#) and [Lilly \(1968\)](#). A thorough review can be found in [Fedorovich *et al.* \(2004\)](#).

From an experimental point of view, entrainment has extensively been studied. The flux-ratio procedure, originally proposed by [Ball \(1960\)](#) to estimate the entrainment velocity w_e at the top of the CBL requires that the ratio of the horizontally averaged entrainment heat flux $(\overline{w'\theta'})_h$ to the horizontally averaged heat flux close to the ground surface $(\overline{w'\theta'})_0$ (resulting from the temperature difference between the ground surface and the air just above it) is constant

$$-\overline{w'\theta'}_h / \overline{w'\theta'}_0 = A. \quad (\text{D.1})$$

In the limit of infinitely small thickness of the interfacial layer, the entrainment flux can be approximated as ([Lilly, 1968](#))

$$\overline{w'\theta'}_h = -w_e \Delta\theta_v, \quad (\text{D.2})$$

where w_e is the entrainment velocity and $\Delta\theta_v$ is the virtual potential temperature jump across the interface. Equations (D.1) and (D.2) provide a simple model for the entrainment velocity w_e , provided that A is known. This parameter has been experimentally estimated to be in the order of 0.2 for a CBL in which shear does not

control the flow dynamics. In the thermally driven convection tank experiment of [Deardorff *et al.* \(1980\)](#) the entrainment velocity was found to vary as

$$w_e = A w_\star \text{Ri}_B^{-1}, \quad (\text{D.3})$$

where Ri_B is the bulk Richardson number at the interface. This parameter is defined as

$$\text{Ri}_B = g \beta \Delta\theta_v \bar{z}_i / w_\star^2, \quad (\text{D.4})$$

where \bar{z}_i is the average mixing depth, w_\star a typical value for the convective velocity scale, g the gravitational acceleration and β the coefficient of thermal expansion. w_\star is defined as

$$w_\star = [g \beta (\overline{w'\theta'})_0 \bar{z}_i]^{1/3}, \quad (\text{D.5})$$

[Stage and Businger \(1981\)](#) also derived from the turbulent kinetic energy budget an entrainment parameterization expressed as

$$w_e = A w_\star \text{Ri}_B^{-1} + C, \quad (\text{D.6})$$

where C is a factor that takes into account undulations in the mean interface. In other laboratory flows (*e.g.* [E and Hopfinger, 1986](#); [Fernando, 1991](#)), the dimensionless entrainment rate w_e/w_\star generally scales as a function of Ri_B^{-n} , where n is in the range 1 – 2.

The entrainment law formulation has also been investigated in several large-eddy simulations. The entrainment law (D.3) is generally found for buoyancy-driven CBL (*e.g.* [Sullivan *et al.*, 1998](#)). In this case, the C factor in the relation (D.6) also scales with Ri_B^{-1} .

The outline of this short paper is as follows. In § D.2, the entrainment law is revisited and derived from energetic considerations for the clear-air convective boundary layer. In § D.3, we analyse some of the previous experimental entrainment law formulations. Finally, conclusions are given in § D.4.

D.2 Energetic considerations

When mixing occurs in a stably stratified fluid, the center of mass of the fluid system raises. Hence, the potential energy of the fluid system increases through mixing. The term ‘potential energy’ should actually be specified. One should distinguish the potential energy associated with reversible processes, like internal gravity waves, from the potential energy associated with irreversible processes, like mixing. The former energy is the so-called available potential energy ([Lorenz, 1955](#)) and vanishes when the waves vanish (being roughly proportional to the wave-induced vertical displacement squared). Conversely, the latter energy is the minimum potential energy of the fluid E_b (usually referred to as the background potential energy) and always increases.

Mixing in a stably stratified fluid is most usefully quantified by the mixing efficiency (*e.g.* [Osborn and Cox, 1972](#)). The mixing efficiency γ is defined as the ratio of the background potential energy of a fluid column per time unit \dot{E}_b to the amount of energy brought to the fluid column per time unit \dot{M} . γ is therefore expressed as

$$\gamma = \dot{E}_b / \dot{M}. \quad (\text{D.7})$$

The amount of energy brought to a fluid system, by a paddle in a laboratory experiment (in which case the input of energy is under kinetic form) or by heating from below as in the present case (in which case the input of energy is under potential form) is dissipated via two sinks: (i) through kinetic energy dissipation and (ii) through the mixing of temperature θ_v , *i.e.* through the redistribution of the initial temperature profile. The remainder of the forcing energy is used to trigger and sustain the convective cells. Let us assume that the turbulent regime in the mixed layer is approximately steady. This is a valid assumption if the rate of growth of the mixed layer is much smaller than a typical velocity scale of the turbulent motion. The layer grows at the rate $d_t \bar{z}_i = w_e$ which should be compared to the velocity of the convective cells w_* . Hence we assume that $w_e \ll w_*$, which we shall need to verify *a posteriori*.

As is usual, we consider the equation for the turbulent kinetic energy, which we integrate from the ground surface (actually just above it) to the top of the mixed layer. Ignoring shear, this leads to (for instance Garratt, 1992, p. 158)

$$\int_0^{\bar{z}_i} \epsilon dz = g \beta \int_0^{\bar{z}_i} \overline{w'\theta'} dz, \quad (\text{D.8})$$

where ϵ is the dissipation rate of turbulent kinetic energy. If the layer is well mixed, the virtual potential temperature profile may be assumed to be uniform so that the heat flux is a linear function of z . Equation (D.8) then becomes

$$P_B = \int_0^{\bar{z}_i} \epsilon dz + (-N_B), \quad (\text{D.9})$$

where $P_B = 0.5 g \beta \bar{z}_i (\overline{w'\theta'})_0$ is the production of potential energy due to ground surface heating and $N_B = 0.5 g \beta \bar{z}_i (\overline{w'\theta'})_h$ is the (negative) heat flux due to mixing at the interface. It follows that $\dot{M} = P_B$. Assuming again a steady state for the flow dynamics at the interface, the negative heat flux N_B redistributes the local temperature profile, so that $\dot{E}_b = -N_B$. It follows that the ratio of the heat flux at the ground surface to the heat flux at the interface is the mixing efficiency

$$\gamma = -N_B/P_B. \quad (\text{D.10})$$

The fact that the forcing energy is the potential energy that results from the heating at the ground surface and is not a fraction of the turbulent energy in the vicinity of the interface was stressed by Manins and Turner (1978) and Linden (1975).

Let us show that the entrainment law (D.1) can be derived in a straightforward manner, with the parameter A being the mixing efficiency. Using the 'zero-order' jump model of Lilly (1968) to express N_B (relation D.2) and the definition of the typical scale w_* of the convective cells, γ may also be written as

$$\gamma = g \beta \Delta\theta_v w_e / (w_*^3 / \bar{z}_i), \quad (\text{D.11})$$

from which we get

$$w_e/w_* = \gamma \text{Ri}_B^{-1} \quad (\text{D.12})$$

where Ri_B is defined by (D.4).

Relation (D.12) simply expresses that a fraction γ of the potential energy made available by heating from below is used to deepen the mixed layer. It is valid when the

interface is strongly stratified, so that the concept of mixing efficiency can be applied that is, when $\text{Ri}_B \gg 1$. In this context, one has $w_e/w_\star \ll 1$, which validates the steady state assumption of the analysis.

The bulk Richardson number Ri_B may not be the most appropriate dynamical parameter to characterize the stability of the interface when production of turbulence by wind shear in the mixed layer is of secondary importance. A bulk Froude number at the interface Fr_B may rather be used. In the present case, Fr_B should be defined as the ratio of the characteristic frequency of the turbulent motions which destroy the interface to the buoyancy frequency at the interface. The former frequency is defined as w_\star/\bar{z}_i , while the buoyancy frequency is defined such that $N = \sqrt{g\beta(\Delta\theta_v/\Delta h)}$, where Δh is the thickness of the interfacial layer. It follows that (see also [Fedorovich et al., 2004](#))

$$\text{Fr}_B = w_\star / (N \bar{z}_i). \quad (\text{D.13})$$

Let us express the entrainment law (D.12) as a function of Fr_B . Both dimensionless numbers Fr_B and Ri_B are simply related by $\text{Ri}_B = (\Delta h/\bar{z}_i) \text{Fr}_B^{-2}$, so that (D.12) becomes

$$w_e/w_\star = \gamma (\bar{z}_i/\Delta h) \text{Fr}_B^2. \quad (\text{D.14})$$

D.3 Validation of the entrainment law

The purpose of this section is to verify the entrainment law based on the bulk Froude number Fr_B at the interface (D.14) and to discuss the entrainment law formulation exposed in § 1. To proceed we use the data from the convection tank experiment of [Deardorff et al. \(1980\)](#). The dimensionless entrainment velocity w_e/w_\star is plotted versus Ri_B and Fr_B^2 in Fig. D.1. The w_e/w_\star values as a function of Fr_B^2 are best fitted by

$$w_e/w_\star = 1.0 \text{Fr}_B^2, \quad (\text{D.15})$$

which immediately yields that, using (D.14)

$$\Delta h/\bar{z}_i = \gamma. \quad (\text{D.16})$$

In the ocean, values for the mixing efficiency in the order of 0.2 are most often reported. The value $\gamma = 0.2$, sometimes referred to as the ‘canonical value’, is usually employed in parameterization of mixing in large-scale models (*e.g.* [Wang, 2003](#); [Staque, 2004](#), for a review). In the atmosphere, estimates of the mixing efficiency have been performed in the stratosphere, which is stably stratified. A larger variability is reported for γ , still with values in the order of 0.2 ([Alisse et al., 2000](#)). Laboratory experiments performed by [Linden \(1975\)](#) of an interface mixed by grid turbulence show that the mixing efficiency is a function of the bulk Richardson number at the interface and displays a maximum value close to 0.25.

The $A = 0.25$ estimate of [Deardorff et al. \(1980\)](#) matches the usual value reported for the mixing efficiency. Interestingly, we note that the measurements of [Deardorff et al. \(1980\)](#) suggest that the ratio $\Delta h/\bar{z}_i$ apparently tends toward the asymptotic value of ≈ 0.2 when Ri_B is high enough (approximately larger than 15 according to their measurements), while the experimental data are well fitted by the law (D.3) with $A = 0.25$. We also note that [Sullivan et al. \(1998\)](#) found $A = 0.2$ from LES

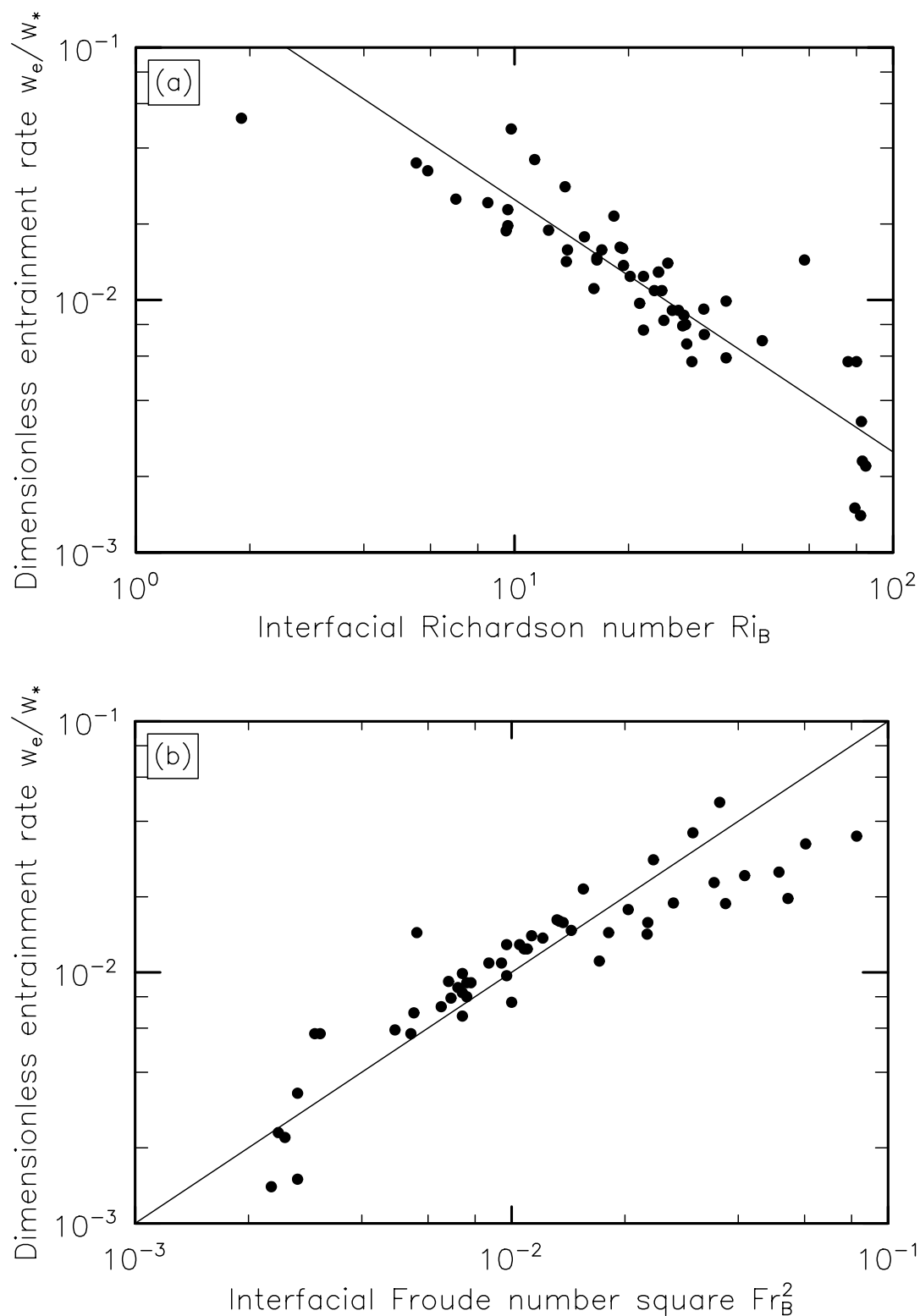


Figure D.1: Dimensionless entrainment rate w_e/w_* computed from the data of the convection tank experiment of Deardorff *et al.* (1980) and indicated as black dots (\bullet) as a function of: (a) Ri_B and (b) Fr_B^2 . The solid line represents the relation: (a) $w_e/w_* = 0.25 Ri_B^{-1}$ and (b) $w_e/w_* = 1.0 Fr_B^2$

output. This suggests that the entrainment law $w_e/w_* = \gamma \text{Ri}_B^{-1}$, with $\gamma = 0.2$, may be universal in clear buoyancy-driven boundary layer when Ri_B is high enough.

D.4 Conclusions

This study investigates the entrainment law at the top of the buoyancy-driven atmospheric boundary layer. We have found that the entrainment law expresses that a fraction γ ($= 0.2$ for the ‘canonical value’) of the potential energy made available by ground surface heating is used to lift the interface. At least when the bulk Richardson number Ri_B at the interface is high enough (approximately larger than 15), the major findings can be summarized as follows:

- (i) The constant A in the entrainment law (D.3) as a function of the bulk Richardson number at the interface, Ri_B , is the mixing efficiency γ .
- (ii) When expressed as a function of a bulk Froude number at the interface, Fr_B , the entrainment law does not contain any adjustable parameter.
- (iii) The ratio of the thickness of the interfacial layer to the mixed-layer height is equal to the mixing efficiency of the entrainment process.

Nonetheless, when turbulence induced by wind shear is no longer of secondary importance, the analysis presented in this paper should be somewhat different since the forcing mechanism of the interfacial layer cannot be well identified.

Acknowledgements

The authors would like to thank J. -P. Chollet for fruitful discussions.

References

- Alisse, J.-R., P. H. Haynes, J. Vanneste, and C. Sidi: 2000, ‘Estimation of lower-stratospheric diffusivity from microstructure measurements’. *Geophys. Res. Lett.* **27**, 2621–2624. [D.3](#)
- Ball, F. K.: 1960, ‘Control of inversion height by surface heating’. *Quart. J. Roy. Met. Soc.* **86**, 483–494. [D.1](#)
- Deardorff, J. W., G. E. Willis, and B. H. Stockton: 1980, ‘Laboratory studies of the entrainment zone of a convectively mixed layer’. *J. Fluid Mech.* **100**, 41–64. [VI.1.2](#), [VI.1.2](#), [VI.4.1](#), [VI.4](#), [VI.6](#), [VI.5](#), [D](#), [D.1](#), [D.3](#), [D.3](#), [D.1](#), [VI.5](#)
- E, X. and E. J. Hopfinger: 1986, ‘On mixing across an interface in stably stratified fluid’. *J. Fluid Mech.* **166**, 227–244. [D.1](#)
- Fedorovich, E., R. Conzemius, and D. Mironov: 2004, ‘Convective entrainment into a shear-free, linearly stratified atmosphere: bulk models reevaluated through large eddy simulations’. *J. Atm. Sci.* **61**, 281–295. [VI.1.2](#), [VI.3.1](#), [D.1](#), [D.2](#)

- Fernando, H. J. S.: 1991, 'Turbulent mixing in stratified fluids'. *Ann. Rev. Fluid Mech.* **23**, 455–493. [VI.1.2](#), [VI.4.2](#), [D.1](#)
- Garratt, J. R.: 1992, 'The Atmospheric Boundary Layer'. Cambridge Atmospheric and Space Science Series. Cambridge University Press, Cambridge, UK. 316 pp. [D.2](#)
- Lilly, D. K.: 1968, 'Models of cloud-topped mixed layers under a strong inversion'. *Quart. J. Roy. Met. Soc.* **94**, 292–309. [VI.1.2](#), [D.1](#), [D.1](#), [D.2](#)
- Linden, P. F.: 1975, 'The deepening of a mixed layer in a stratified fluid'. *J. Fluid Mech.* **71**, 385–405. [D.2](#), [D.3](#)
- Lorenz, E. N.: 1955, 'Available potential energy and the maintenance of the general circulation'. *Tellus* **7**, 157–167. [D.2](#)
- Manins, P. C. and J. S. Turner: 1978, 'The relation between the flux ratio and energy ratio in convectively mixed layers'. *Quart. J. Roy. Met. Soc.* **104**, 39–44. [D.2](#)
- Osborn, T. R. and C. S. Cox: 1972, 'Oceanic fine structure'. *Geophys. Fluid Dyn.* **3**, 321–345. [D.2](#)
- Otte, M. J. and J. C. Wyngaard: 2001, 'Stably stratified interfacial-layer turbulence from large-eddy simulation'. *J. Atm. Sci.* **58**, 3424–3442. [VI.1.2](#), [D.1](#)
- Stage, S. A. and J. A. Businger: 1981, 'A model for entrainment into a cloud-topped marine boundary-layer. Part I: Model description and application to cold-air outbreak episode'. *J. Atm. Sci.* **38**, 2213–2229. [D.1](#)
- Staquet, C.: 2004, 'Gravity and inertia-gravity internal waves: breaking processes and induced mixing'. *Surv. Geophys.* **25**, 281–314. [D.3](#)
- Sullivan, P. P., C.-H. Moeng, B. Stevens, D. H. Lenschow, and S. D. Mayor: 1998, 'Structure of the entrainment zone capping the convective atmospheric boundary layer'. *J. Atm. Sci.* **55**, 3042–3064. [VI.1.2](#), [VI.4.1](#), [D.1](#), [D.3](#)
- Wang, D.: 2003, 'Entrainment laws and a bulk mixed layer model of rotating convection derived from large-eddy simulations'. *Geophys. Res. Lett.* **30**, 1929–1932. [D.3](#)

~ Conclusions ~

L'étude « théorique » présentée dans ce chapitre a permis de formuler une loi d'entraînement au sommet de la couche limite atmosphérique (CLA) convective au moyen de considérations énergétiques. Elle exprime le fait qu'une fraction γ (qui est l'efficacité de mélange) de l'énergie produite par les mouvements convectifs est utilisée pour déstabiliser l'interface entre la CLA et l'atmosphère libre. Elle relie la vitesse d'entraînement normalisée par la vitesse caractéristique de la convection au nombre de Froude à l'interface. Elle ne contient pas de paramètre ajustable et a été validée par

des données expérimentales et numériques disponibles « dans la littérature ». Cette formulation a également été reliée à celles proposées jusqu'à présent.

Liste des tableaux

I.1	« Définition » des échelles atmosphériques. ℓ est l'échelle de longueur horizontale. Tableau extrait et adapté de Thunis et Bornstein (1996)	19
III.1	Domaines d'application de certains modèles de dynamique atmosphérique	38
IV.1	Characteristics of the UHF radar wind profiler used in the POVA experiment	49
V.1	Mesh size and dimensions of domains used for simulation	74
V.2	Synoptic conditions and prevailing wind direction during the IOPs .	76
V.3	Skill scores computed from selected ground surface stations	81
VI.1	Characteristics of the simulated interfacial layer for the 256 ³ resolution run	126

Liste des figures

II.1	Représentation schématique de la couche limite atmosphérique : (a) nocturne (stable) et (b) diurne (instable). Figures extraites et adaptées de De Moor (1983)	24
II.2	Classification des types d'écoulement pour des conditions atmosphériques stables (a) et instables (b) . Les zones grises foncées correspondent à des phénomènes non physiques, la ligne pointillée indique le recouvrement entre l'advection thermique et la macro échelle, r représente la compétition entre les forces de flottabilité et le gradient de pression vertical, la ligne tiretée fournit la séparation entre la CLA et l'AL, et la zone grise claire représente le domaine de la présente étude. Figures extraites et adaptées de Thunis et Bornstein (1996)	25
II.3	Cycle diurne des vents de vallées. A : Lever du soleil, B : Milieu de matinée (0900 UTC), C : Midi et début d'après-midi, D : Fin d'après-midi, E : Soirée, F : Début de la nuit, G : Milieu de la nuit, et H : Fin de la nuit et début de matinée. Figure extraite et adaptée de Defant (1949, 1951)	27
II.4	Evolution d'un traceur injecté dans une configuration de vallée placée dans une cuve stablement stratifiée, avec une condition de flux imposé sur les pentes à l'instant $t = 0$. (a) $t = 15$ s, (b) $t = 30$ s, (c) $t = 225$ s, et (d) $t = 330$ s. Photographies reproduites avec la permission de Marko Princevac. On pourra se référer à Fernando et al. (2001) pour obtenir certains détails sur cette expérience	28
II.5	Cycle diurne de la structure thermique dans une vallée. (a) Fin de la nuit et début de matinée, (b) Lever du soleil, (c) Milieu de matinée (0900 UTC), (d) Midi et début d'après-midi, (e) Après-midi, et (f) Début de la nuit. La zone grisée représente la masse d'air stablement stratifiée à l'intérieur de la vallée. Figure extraite et adaptée de Kerbiriou (2004)	30
II.6	Approche expérimentale de la couche limite atmosphérique. Figure extraite et adaptée de De Moor (1983)	31
II.7	(a) Volume de résolution exploré par un faisceau du radar. Φ représente l'angle d'ouverture du faisceau, r la distance au centre du volume de résolution et $h/2$ l'épaisseur de l'élément de volume. (b) Types de cible rencontrés par l'onde radar au cours de son parcours dans l'atmosphère	32
II.8	Echo radar et ses principales caractéristiques : la puissance du signal reçu, P_r , la vitesse radiale, V_r , et la largeur spectrale du pic Doppler, L	33

III.1	Représentation schématique du spectre de turbulence, $\phi(k)$, dans un plan horizontal en fonction du module du nombre d'onde dans le plan horizontal, k . Figure extraite et adaptée de Wynngaard (2004)	37
III.2	Représentation schématique des échanges sol-atmosphère	42
IV.1	Vertical virtual potential temperature profile and analysis of non-local static stability. Tethered balloon data, <i>Les Praz de Chamonix</i> in the Chamonix valley, July 8, 2003 at 0617 UTC	46
IV.2	Overview of a part of the Alps with location of the Chamonix (site A) and the Maurienne (site B) valleys in UTM coordinate system, zone 32. Attached grey scale indicates altitude in meters above mean sea level (a.m.s.l.)	48
IV.3	Time-height cross section of refractive index structure parameter C_n^2 (a) and turbulent kinetic energy dissipation rate ϵ (b) for July 8, 2003 at <i>Le Clos de l'Ours</i> in the Chamonix valley. CBL depths were superimposed on C_n^2 contours: \circ derived from the maximum backscatter intensity method combined with the variance of vertical air velocity σ_w^2 and \star estimated using tethersonde profiles	52
IV.4	Wind structure pattern evolution. Tethered balloon data, <i>Les Praz de Chamonix</i> in the Chamonix valley, July 8, 2003	53
IV.5	Time-height cross sections of horizontal wind speed (a) and direction (b) for July 8, 2003 at <i>Le Clos de l'Ours</i> in the Chamonix valley	54
IV.6	Potential temperature profile evolution. Tethered balloon data, <i>Les Praz de Chamonix</i> in the Chamonix valley, July 8, 2003. See Figure IV.4 for corresponding times (only ascending soundings U# are displayed in the morning)	55
IV.7	Cross-section along the Chamonix valley axis	56
IV.8	Ozone concentration profile evolution. Tethered balloon data, <i>Les Praz de Chamonix</i> in the Chamonix valley, July 8, 2003. See Figure IV.4 for corresponding times (only ascending soundings U# are displayed in the morning)	57
IV.9	Time series of ozone concentration in <i>Le Clos de l'Ours</i> (a) and NO_x/NO_y ratio in <i>Argentière</i> (b). Ground monitoring station data in the Chamonix valley, July 8-9, 2003	59
IV.10	Wind structure pattern evolution. Tethered balloon data, <i>Modane</i> in the Maurienne valley, June 29, 2003	60
IV.11	Hodographs: (a) <i>Modane</i> ground monitoring station in the Maurienne valley on June 29, 2003 (b) <i>Argentière</i> ground monitoring station in the Chamonix valley on July 8, 2003	61
IV.12	Representative parts used for TAF computations: (a) Chamonix valley (b) Maurienne valley	62
IV.13	TAF as a function of nondimensional height for each part of both valleys (\circ part 1, \square part 2, \triangle part 3): (a) Chamonix valley (b) Maurienne valley	63
V.1	Maps of the Chamonix valley and the Maurienne valleys with location of the measurement sites in UTM coordinate system, zone 32 and zone 31, respectively. Attached gray scale indicates altitude in meters above mean sea level (a.m.s.l.)	77

V.2	Temperature time series from ground monitoring stations (gray dots) compared to model results (solid line): <i>Le Bois du Bouchet</i> (a) and <i>Le Plan de l'Aiguille</i> (b) during IOP 5; <i>Modane</i> (c) and <i>Sollières</i> (d) during IOP 7; <i>Le Bois du Bouchet</i> (e) and <i>Argentière</i> (f) during IOP 8	78
V.3	Horizontal wind speed and direction time series from ground monitoring stations (gray dots) compared to model results (solid line): <i>Sainte-Marie de Cuines</i> (a) and (b) during IOP 7; <i>Le Bois du Bouchet</i> (c) and (d) during IOP 8	80
V.4	Normalized pattern statistics describing: (a) modelled and observed temperature and relative humidity in <i>Le Bois du Bouchet</i> during IOP 5 (\circ and Δ , respectively) and IOP 8 (\bullet and \blacktriangle , respectively); (b) modelled and observed wind speed and direction in <i>Sainte-Marie de Cuines</i> during IOP 7 (\circ and Δ , respectively) and in <i>Le Bois du Bouchet</i> during IOP 8 (\bullet and \blacktriangle , respectively)	82
V.5	Time-height cross sections of horizontal wind direction (a) and speed (b) biases in <i>Le Clos de l'Ours</i> during IOP 8	83
V.6	Scatter plots of predicted and observed wind direction from 1960 m a.g.l. up to 4900 m a.g.l. in <i>Le Clos de l'Ours</i> during IOP 8 (beware of cyclic axis: $0^\circ = 360^\circ$). In figure (b) all points which corresponds to wind speed lower than 1.5 m s^{-1} in figure (a) are removed	84
V.7	Time-height cross sections of signal-to-noise ratio (a) and Mie extinction (b) , derived from radar wind profiler and lidar DIAL system measurements, respectively, at <i>Le Clos de l'Ours</i> in the Chamonix valley for July 10, 2003 (IOP 8). Mixing depths computed from the model results using potential temperature profiles were superimposed on the contours as \circ	86
V.8	Vertical cross-section locations used to analyze the flow structure: (a) Chamonix valley and (b) Maurienne valley. These cross sections are plotted from North to South and from West to East	87
V.9	Chamonix valley on July 8, 2003 at 0800 UTC. Simulated: (a) horizontal wind vectors at the surface (shading denotes the absolute wind speed and solid lines indicate the model topography with 250-m interval contours); (b) resolved heat flux $w\theta$ in the along-valley cross section A; (c) potential temperature in the valley cross section B; (d) vertical velocity component in the valley cross section C	90
V.10	Maurienne valley on June 29, 2003 at 0800 UTC. Simulated: (a) horizontal wind vectors at the surface (shading denotes the absolute wind speed and solid lines indicate the model topography with 250-m interval contours); (b) resolved heat flux $w\theta$ in the along-valley cross section A; (c) potential temperature in the valley cross section B; (d) vertical velocity component in the valley cross section C	92
V.11	Same caption as Figure V.9 except at 1400 UTC	94
V.12	Same caption as Figure V.10 except at 1400 UTC	96
V.13	Same caption as Figure V.9 except at 2000 UTC	98

V.14	Chamonix valley on January 17, 2003 at 0800 UTC. Simulated: (a) horizontal wind vectors at the surface (shading denotes the absolute wind speed and solid lines indicate the model topography with 250-m interval contours); (b) resolved heat flux $w\theta$ in the along-valley cross section A; (c) potential temperature in the valley cross section B; (d) vertical velocity component in the valley cross section C. Beware of different gray scales used in this figure and the following ones compared to preceding Figure V.9 to Figure V.13	100
V.15	Same caption as Figure V.14 except at 1400 UTC	102
VI.1	(a) 3D view of isosurfaces of $Q = 0.0015 \text{ s}^{-2}$ for an isolated convective cell at 1200 EST and (b) visualisation of the interfacial layer using filtered virtual potential temperature $\tilde{\theta}_v$ contours in a $x - z$ plane located in the vicinity of an updraft at 1500 EST. Grayscale color table indicates $\tilde{\theta}_v$ variations at the interface (lower and higher $\tilde{\theta}_v$ appear white). Both $\tilde{\theta}_v$ profiles measured during the Wangara experiment (\circ) and computed from the LES output as an average profile over the computational domain ($—$) are also included for comparison purpose	119
VI.2	Contour plots of dimensionless vertical velocity \tilde{w}/w_\star at 1200 EST in $x - y$ planes for heights: (a) $z/\bar{z}_i = 0.10$, (b) 0.25, (c) 0.50, (d) 0.75 and (e) 1.00. The contours lines correspond to $\tilde{w} = \pm 1, \pm 2, \pm 3, \dots$, for plots (a) to (d) and to $\tilde{w} = \pm 0.25, \pm 0.5, \pm 0.75, \dots$, for plot (e) . Solid and dashed lines represent positive and negative contour values, respectively. Plot (f) represents the relative spatial coverage of updrafts at $z/\bar{z}_i = 0.10, 0.25, 0.50, 0.75$ and 1.00	120
VI.3	(a) 2D kinetic energy spectrum $E_\perp(k_\perp, z, t)$ at $z = 500 \text{ m}$ and $t = 1200 \text{ EST}$ computed for the 256^3 resolution run ($—$). The spectrum computed for a 128^3 resolution run ($---$) is superimposed as a comparison; (b) time kinetic energy spectrum $\sigma^2(x, y, z, f)$ computed for the 256^3 resolution run, from 1200 EST to 1500 EST at $z = 500 \text{ m}$ in the center of the $x - y$ plane	124
VI.4	Dimensionless entrainment rate w_e/w_\star indicated as black dots (\bullet) as a function of: (a) Ri_B and (b) Fr_B^2 . Convection tank measurements of Deardorff <i>et al.</i> (1980) are included as triangles (Δ). The solid line represents the relation: (a) $w_e/w_\star = 0.25 \text{ Ri}_B^{-1}$ and (b) $w_e/w_\star = 1.0 \text{ Fr}_B^2$	127
VI.5	Time evolution of $(\delta z)_{ms}(t)$ and resulting dispersion coefficient κ_t at: (a) 1200 EST, (b) 1230 EST, (c) 1300 EST and (d) 1330 EST. The least squares line, calculated during the time evolution, is indicated by a dotted line	129
VI.6	Dimensionless entrainment rate w_e/w_\star as computed from the particle dispersion approach, indicated as black dots (\bullet) as a function of: (a) Ri_B and (b) Fr_B^2 . LES results from the Eulerian approach and convection tank measurements of Deardorff <i>et al.</i> (1980) are included as squares (\square) and triangles (Δ), respectively. The solid line represents the relation: (a) $w_e/w_\star = 0.25 \text{ Ri}_B^{-1}$ and (b) $w_e/w_\star = 1.0 \text{ Fr}_B^2$	131

VII.1 Représentation schématique des circulations atmosphériques principales dans la vallée de Chamonix : **(a)** lorsque la CLA est fortement convective (situation typique d’une « belle » journée estivale) et **(b)** lorsque la CLA est stablement stratifiée (situation typique en hiver et la nuit) 140

B.1 Evolution temporelle des profils verticaux calculés et mesurés de température potentielle virtuelle **(a)**, de rapport de mélange **(b)**, et vitesse (horizontale) du vent **(c)** : profil initial à 0900 heure locale (\cdots), profils calculé ($—$) et mesuré (\circ) à 1200 heure locale, et profils calculé ($---$) et mesuré (Δ) à 1500 heure locale. Evolution temporelle des flux à la surface du sol calculés et mesurés **(d)** : flux radiatif calculé ($---$) et mesuré (\circ), flux de chaleur sensible calculé ($---$) et mesuré (\square), flux de chaleur latente calculé (\cdots) et mesuré (Δ), et flux de chaleur dans le sol calculé ($---$) et mesuré (\bullet) 146

D.1 Dimensionless entrainment rate w_e/w_* computed from the data of the convection tank experiment of Deardorff *et al.* (1980) and indicated as black dots (\bullet) as a function of: **(a)** Ri_B and **(b)** Fr_B^2 . The solid line represents the relation: **(a)** $w_e/w_* = 0.25 Ri_B^{-1}$ and **(b)** $w_e/w_* = 1.0 Fr_B^2$ 158

Liste des notations

C_n^2	Coefficient de structure de l'indice de réfraction de l'air ($m^{-2/3}$)	34
c_p	Chaleur spécifique à pression constante ($m^2 s^{-2} K^{-1}$)	141
E	Densité d'énergie cinétique ($m^3 s^{-2}$)	123
e	Energie cinétique turbulente ($m^2 s^{-2}$)	42
F	Fréquence inertielle (s^{-1})	18
f	Fréquence (s^{-1})	18
Fr	Nombre de Froude (sans dimension)	36
G	Flux de chaleur dans le sol ($kg m^2 s^{-3}$)	42
g	Accélération de la pesanteur ($m s^{-2}$)	22
H	Flux de chaleur sensible ($kg m^2 s^{-3}$)	41
k	Nombre d'onde (m^{-1})	123
L	Chaleur latente de vaporisation de l'eau ($kg kg_{eau}^{-1} m^2 s^{-3}$)	41
LE	Flux de chaleur latente ($kg m^2 s^{-3}$)	41
ℓ	Echelle de longueur (m)	18
N	Fréquence de Brunt-Väisälä (s^{-1})	18
n	Indice de réfraction de l'air (sans dimension)	34
P	Fréquence planétaire (s^{-1})	18
Pr	Nombre de Prandtl (sans dimension)	115
p	Pression (Pa)	141
q	Humidité spécifique ($kg_{eau} kg_{air}^{-1} hum.$)	143
q_2	Humidité spécifique du sol profond ($kg_{eau} kg_{sol}^{-1} sec$)	41
q_s	Humidité spécifique de la surface du sol ($kg_{eau} kg_{sol}^{-1} sec$)	41
R_n	Flux radiatif net ($kg m^2 s^{-3}$)	41
Re	Nombre de Reynolds (sans dimension)	36
Ri_g	Nombre de Richardson de gradient (sans dimension)	22
Ro	Nombre de Rossby (sans dimension)	36
S	Tenseur des taux de déformation (s^{-1})	115
T	Température (K)	141
T_2	Température du sol profond (K)	41
T_s	Température de la surface du sol (K)	41
TAF	Facteur d'amplification topographique (sans dimension)	61
u	Composante de la vitesse suivant la direction x ($m s^{-1}$)	22
v	Composante de la vitesse suivant la direction y ($m s^{-1}$)	22
x	Coordonnée suivant la « direction Est » (m)	22
w_e	Vitesse d'entraînement ($m s^{-1}$)	113
w_*	Vitesse convective ($m s^{-1}$)	113
y	Coordonnée suivant la « direction Nord » (m)	22
z	Coordonnée suivant la direction verticale (m)	22
z_i	Hauteur de la couche limite atmosphérique (m au-dessus du sol)	113
β	Coefficient d'expansion thermique (K^{-1})	113
γ	Efficacité de mélange (sans dimension)	155
ϵ	Taux de dissipation de l'énergie cinétique turbulente ($m^2 s^{-3}$)	34
η	Réflexivité radar (m^{-1})	33
θ	Température potentielle (K)	142
θ_v	Température potentielle virtuelle (K)	22
κ_t	Diffusivité thermique ($m^2 s^{-1}$)	115

λ	Longueur d'onde (m)	32
ρ	Masse volumique (kg m^{-3})	141
σ_w^2	Variance de la vitesse verticale ($\text{m}^2 \text{s}^{-2}$)	34
ν	Viscosité moléculaire ($\text{m}^2 \text{s}^{-1}$)	36
ν_t	Viscosité turbulente ($\text{m}^2 \text{s}^{-1}$)	115
τ	Tenseur des contraintes turbulentes sous-mailles ($\text{m}^2 \text{s}^{-2}$)	115
$\mathbf{\Omega}$	Tenseur des taux de rotation (s^{-1})	117
$\mathbf{\Omega_T}$	Vecteur rotation de la terre (s^{-1})	115
\square	Opérateur de moyenne dans le plan horizontal (x, y)	22

Liste des références

- Alisse, J.-R., P. H. Haynes, J. Vanneste, and C. Sidi : 2000, ‘Estimation of lower-stratospheric diffusivity from microstructure measurements’. *Geophys. Res. Lett.* **27**, 2621–2624. [D.3](#)
- Ambrosetti, P., D. Anfossi, S. Cieslik, G. Graziani, R. Lamprecht, A. Marzorati, K. Nodop, S. Sandroni, A. Stinglele, and H. Zimmermann : 1998, ‘Mesoscale transport of atmospheric trace constituents across the central Alps’. *Atm. Environ.* **32**, 1257–1272. [V.1.1](#)
- Angevine, W. M., A. B. White, and S. K. Avery : 1994, ‘Boundary-layer depth and entrainment zone characterization with a boundary-layer profiler’. *Boundary-Layer Meteorol.* **68**, 375–385. [IV.2.2](#), [V.3.2](#)
- Anquetin, S., C. Guilbaud, and J.-P. Chollet : 1998, ‘The formation and destruction of inversion layers within a deep valley’. *J. Appl. Meteor.* **37**, 1547–1560. [II.2.2](#), [III.3.2](#)
- Anquetin, S., C. Guilbaud, and J.-P. Chollet : 1999, ‘Thermal valley inversion impact on the dispersion of a passive pollutant in a complex mountainous area’. *Atm. Environ.* **33**, 3953–3959. [II.2.2](#)
- Baines, P. G. : 1995, ‘Topographic Effects in Stratified Flows’. Cambridge Monographs on Mechanics. Cambridge University Press, Cambridge, UK. 498 pp. [III.2](#)
- Ball, F. K. : 1960, ‘Control of inversion height by surface heating’. *Quart. J. Roy. Met. Soc.* **86**, 483–494. [D.1](#)
- Banta, R. M., P. B. Shepson, J. W. Bottenheim, K. G. Anlauf, H. A. Wiebe, A. Gallant, T. Biesenthal, L. D. Olivier, C.-J. Zhu, I. G. McKendry, and D. G. Steyn : 1997, ‘Nocturnal cleansing flows in a tributary valley’. *Atm. Environ.* **31**, 2147–2162. [IV.5.1.d](#)
- Bastin, S. and P. Drobinski : 2005, ‘Temperature and wind velocity oscillations along a gentle slope during sea-breeze events’. *Boundary-Layer Meteorol.* **114**, 573–594. [VII.2](#)
- Black, T. L. : 1994, ‘The new NMC mesoscale Eta Model : Description and forecast examples’. *Weath. Forecasting* **9**, 265–278. [V.1.1](#)
- Boone, A., J. C. Calvet, and J. Noilhan : 1999, ‘Inclusion of a third soil layer in a land surface scheme using the force-restore method’. *J. Appl. Meteor.* **38**, 1611–1630. [III.3.2](#)

- Bougeault, P., B. Bénéch, P. Bessemoulin, B. Carissimo, A. Jansa Clar, J. Pelon, M. Petitdidier, and E. Richard : 1997, ‘PYREX : A summary of findings’. *Bull. Am. Met. Soc.* **78**, 637–650. [V.1.1](#)
- Bougeault, P., P. Binder, A. Buzzi, R. Dirks, R. Houze, J. Kuettner, R. B. Smith, R. Steinacker, and H. Volkert : 2001, ‘The MAP Special Observing Period’. *Bull. Am. Met. Soc.* **82**, 433–462. [V.1.1](#)
- Brulfert, G. : 2004, ‘Modélisation des circulations atmosphériques pour l’étude de la pollution des vallées alpines’. Thèse, Université Joseph Fourier - Grenoble I, Grenoble, France. [I.1](#)
- Brulfert, G., C. Chemel, E. Chaxel, and J.-P. Chollet : 2005a, ‘Modelling photochemistry in alpine valleys’. *Atmos. Chem. Phys.* **5**, 2341–2355. [IV.4.1](#)
- Brulfert, G., J.-P. Chollet, B. Jouve, and H. Villard : 2005b, ‘Atmospheric emission inventory of the Maurienne valley for an atmospheric numerical model’. *Sci. Tot. Env.* In Press. [IV.5.1.c](#)
- Cai, X.-M. and A. K. Luhar : 2002, ‘Fumigation of pollutants in and above the entrainment zone into a growing convective boundary layer : a large-eddy simulation’. *Atm. Environ.* **36**, 2997–3008. [VI.1.1](#)
- Caughey, S. J., J. C. Wyngaard, and J. C. Kaimal : 1979, ‘Turbulence in the evolving stable boundary layer’. *J. Atm. Sci.* **36**, 1041–1052. [IV.4.2](#)
- Chemel, C., E. Chaxel, O. Couach, and J.-P. Chollet : 2005, ‘Influence of the interactions of local dynamical processes with large-scale flow on air quality in the Grenoble area’. In : *Proc. of the 28th International Conference on Alpine Meteorology*, Zadar, Croatia. *Hrvatski Meteorološki Časopis (Croatian Meteorological Journal)* **40**, 184–187. [III.3.1](#)
- Chemel, C. and J.-P. Chollet : 2005, ‘Observations of the daytime boundary layer in deep alpine valleys’. *Boundary-Layer Meteorol.* In Press. [V.1.2](#), [V.3.2](#), [V.3.2](#), [V.4.1.a](#), [V.4.1.c](#), [V.5](#)
- Chemel, C. and C. Staquet : 2005, ‘On the entrainment law at the top of the convective atmospheric boundary layer’. To be submitted to *Geophys. Res. Lett.* [VI.4.1](#), [VI.4.1](#), [VI.4.2](#), [VI.5](#)
- Chou, M.-D. : 1992, ‘A solar radiation model for climate studies’. *J. Atm. Sci.* **49**, 762–772. [III.3.1](#)
- Chow, F. K. : 2004a, ‘Subfilter-scale turbulence modeling for large-eddy simulation of the atmospheric boundary layer over complex terrain’. Thesis, Stanford University, CA, USA. [III.3.2](#)
- Chow, F. K. : 2004b, ‘Subfilter-scale turbulence modeling for large-eddy simulation of the atmospheric boundary layer over complex terrain’. Thesis, Stanford University, CA, USA. [VII.2](#)

- Chow, F. K., A. P. Weigel, R. L. Street, M. W. Rotach, and M. Xue : 2005, ‘High-resolution large-eddy simulations of flow in a steep Alpine valley. Part I : Methodology, verification, and sensitivity experiments’. *J. Appl. Meteor.* In Press. [V.1.1](#), [V.2.2](#)
- Clarke, R. H., A. J. Dyer, R. R. Brook, D. G. Reid, and A. J. Troup : 1971, ‘The Wangara experiment : Boundary layer data’. Tech. Paper 19, CSIRO Atmospheric Research, Aspendale, Australia. 362 pp. [VI.1.3](#), [VI.2.2](#), [B](#)
- Clements, W. E., J. A. Archuleta, and D. E. Hoard : 1989, ‘Mean structure of the nocturnal drainage flow in a deep valley’. *J. Appl. Meteor.* **28**, 457–462. [IV.2.2](#), [V.1.1](#)
- Cohn, S. A. and W. M. Angevine : 2000, ‘Boundary layer height and entrainment zone thickness measured by lidars and wind-profiling radars’. *J. Appl. Meteor.* **39**, 1233–1247. [VI.5](#)
- Colle, B. A. and C. F. Mass : 1996, ‘An observational and modeling study of the interaction of low-level southwesterly flow with the Olympic Mountains during COAST IOP 4’. *Mon. Weath. Rev.* **124**, 2152–2175. [V.1.1](#)
- Corrsin, S. : 1961, ‘Turbulent flows’. *Amer. Scientist* **49**, 300–324. [III.2](#)
- Corsmeier, U., N. Kalthoff, O. Kolle, M. Kotzian, and F. Fiedler : 1997, ‘Ozone concentration jump in the stable nocturnal boundary layer during a LLJ-event’. *Atm. Environ.* **31**, 1977–1989. [IV.5.1.d](#)
- Couach, O., I. Balin, R. Jiménez, R. Ristori, F. Kirchner, S. Perego, V. Simeonov, B. Calpini, and H. van den Bergh : 2003, ‘Investigation of the ozone and planetary boundary layer dynamics on the topographically-complex area of Grenoble by measurements and modeling’. *Atmos. Chem. Phys.* **3**, 549–562. [V.1.1](#)
- Coulter, R. L. : 1979, ‘A comparison of three methods for measuring mixing-layer height’. *J. Appl. Meteor.* **18**, 1495–1499. [IV.2.1](#)
- Cucitore, R., M. Quadrio, and A. Baron : 1999, ‘On the effectiveness and limitations of local criteria for the identification of a vortex’. *Eur. J. Mech. B/Fluids* **18**, 261–282. [VI.3.1](#)
- Dabberdt, W. F., M. A. Carroll, D. Baumgardner, G. Carmichael, R. Cohen, T. Dye, J. Ellis, G. Grell, S. Grimmond, S. Hanna, J. Irwin, B. Lamb, S. Madronich, J. McQueen, J. Meagher, T. Odman, J. Pleim, H. P. Schmid, and D. L. Westphal : 2004, ‘Meteorological research needs for improved air quality forecasting’. *Bull. Am. Met. Soc.* **85**, 563–586. [VII.1](#)
- Davies, H. C. : 1976, ‘A lateral boundary formulation for multi-level prediction models’. *Quart. J. Roy. Met. Soc.* **102**, 405–418. [V.2.1](#)
- De Moor, G. : 1983, ‘Les théories de la turbulence dans la couche-limite atmosphérique’. Vol. 3 of *Cours et manuels*. Ministère des Transports, Direction de la Météorologie, Boulogne Billancourt, France. 312 pp. [II.1](#), [II.1](#), [II.6](#), [II.3.1](#), [VI.5](#)

- De Wekker, S. J. F., D. G. Steyn, J. D. Fast, M. W. Rotach, and S. Zhong : 2005, 'The performance of RAMS in representing the convective boundary layer structure in a very steep valley'. *Env. Fluid Mech.* **5**, 35–62. [V.1.1](#)
- De Wekker, S. J. F., D. G. Steyn, and S. Nyeki : 2004, 'A comparison of aerosol-layer and convective boundary-layer structure over a mountain range during STAAARTE '97'. *Boundary-Layer Meteorol.* **113**, 249–271. [V.3.2](#)
- Deardorff, J. W. : 1972, 'Numerical investigation of neutral and unstable planetary boundary layers'. *J. Atm. Sci.* **29**, 91–115. [VI.3.1](#)
- Deardorff, J. W. : 1980, 'Stratocumulus-capped mixed layers derived from a three-dimensional model'. *Boundary-Layer Meteorol.* **18**, 495–527. [III.3.1](#), [VI.2.1](#)
- Deardorff, J. W., G. E. Willis, and B. H. Stockton : 1980, 'Laboratory studies of the entrainment zone of a convectively mixed layer'. *J. Fluid Mech.* **100**, 41–64. [VI.1.2](#), [VI.1.2](#), [VI.4.1](#), [VI.4](#), [VI.6](#), [VI.5](#), [D](#), [D.1](#), [D.3](#), [D.3](#), [D.1](#), [VI.5](#)
- Defant, F. : 1949, 'Zur theorie der Hangwinde, nebst Bemerkungen zur Theorie der Bergund Talwinde'. *Arch. Meteor. Geophys. Bioklim.* pp. 421–450. [English translation : Whiteman, C. D. and Dreiseitl, E. : 1984, 'Alpine Meteorology : Translations of Classic Contributions by A. Wagner, E. Ekhardt and F. Defant'. Technical Note PNL-5141/ASCOT-84-3, PNL, Richland, WA, USA, pp. 95–121]. [II.2.1](#), [II.3](#), [VI.5](#)
- Defant, F. : 1951, 'Local winds'. In : T. M. Malone (ed.) : *Compendium of Meteorology*. American Meteorological Society, 45 Beacon St., Boston, MA, USA, pp. 655–672. [II.2.1](#), [II.3](#), [VI.5](#)
- Doran, J. C., J. D. Fast, and J. Horel : 2002, 'The VTMX 2000 campaign'. *Bull. Am. Met. Soc.* **83**, 537–551. [V.1.1](#)
- Doran, J. C. and T. W. Horst : 1981, 'Velocity and temperature oscillations in drainage winds'. *J. Appl. Meteor.* **20**, 361–364. [VII.2](#)
- Doran, J. C., T. W. Horst, and C. D. Whiteman : 1990, 'The development and structure of nocturnal slope winds in a simple valley'. *Boundary-Layer Meteorol.* **52**, 41–68. [IV.2.2](#)
- Dosio, A., S. Emeis, G. Graziani, W. Junkermann, and A. Levy : 2001, 'Assessing the meteorological conditions of a deep Italian Alpine valley system by means of a measuring campaign and simulations with two models during a summer smog episode'. *Atm. Environ.* **35**, 5441–5454. [V.1.1](#)
- Doviak, R. J. and D. S. Zrnić : 1984, *Doppler radar and Weather Observations*. Academic Press, New York, NY, USA. 458 pp. [II.3.2.c](#)
- Dubief, Y. and F. Delcayre : 2000, 'On coherent-vortex identification in turbulence'. *J. Turb.* **1** (011). [VI.3.1](#)
- E, X. and E. J. Hopfinger : 1986, 'On mixing across an interface in stably stratified fluid'. *J. Fluid Mech.* **166**, 227–244. [D.1](#)

- Fairfall, C. W. : 1991, 'The humidity and temperature sensitivity of clear-air radars in the convective boundary layer'. *J. Appl. Meteor.* **30**, 1064–1074. [IV.2.1](#)
- Fast, J. D. : 1995, 'Mesoscale modeling and four-dimensional data assimilation in areas of highly complex terrain'. *J. Appl. Meteor.* **34**, 2762–2782. [V.1.1](#)
- Fast, J. D. and L. S. Darby : 2004, 'An evaluation of mesoscale model predictions of down-valley and canyon flows and their consequences using Doppler lidar measurements during VTMX 2000'. *J. Appl. Meteor.* **43**, 420–436. [V.1.1](#)
- Fedorovich, E., R. Conzemius, and D. Mironov : 2004, 'Convective entrainment into a shear-free, linearly stratified atmosphere : bulk models reevaluated through large eddy simulations'. *J. Atm. Sci.* **61**, 281–295. [VI.1.2](#), [VI.3.1](#), [D.1](#), [D.2](#)
- Fernando, H. J. S. : 1991, 'Turbulent mixing in stratified fluids'. *Ann. Rev. Fluid Mech.* **23**, 455–493. [VI.1.2](#), [VI.4.2](#), [D.1](#)
- Fernando, H. J. S., S. M. Lee, J. Anderson, M. Princevac, E. Pardyjak, and S. Grossman-Clarke : 2001, 'Urban fluid mechanics : air circulation and contaminant dispersion in cities'. *Env. Fluid Mech.* **1**, 107–164. [II.4](#), [II.2.2](#), [VI.5](#)
- Garratt, J. R. : 1992, 'The Atmospheric Boundary Layer'. Cambridge Atmospheric and Space Science Series. Cambridge University Press, Cambridge, UK. 316 pp. [D.2](#)
- Germano, M., U. Piomelli, P. Moin, and W. H. Cabot : 1991, 'A dynamic subgrid-scale eddy viscosity model'. *Phys. Fluids* pp. 1760–1765. [III.3.1](#), [VII.2](#)
- Girard-Ardhuin, F. : 2001, 'Utilisation d'un radar UHF RASS pour l'étude de la couche limite atmosphérique en vue d'une application à la pollution atmosphérique'. Thèse, Université Paul Sabatier - Toulouse III, Toulouse, France. [II.3.2.a](#)
- Grell, G. A., J. Dudhia, and D. R. Stauffer : 1995, 'A description of the Fifth-Generation Penn State/ NCAR Mesoscale Model (MM5)'. NCAR Technical Note NCAR/TN-398+STR, NCAR, Boulder, CO, USA. 117 pp. [V.1.1](#)
- Grell, G. A., S. Emeis, W. R. Stockwell, T. Schoenemeyer, R. Forkel, J. Michalakes, R. Knoche, and W. Seidl : 2000, 'Application of a multiscale, coupled MM5/chemistry model to the complex terrain of the VOTALP valley campaign'. *Atm. Environ.* **34**, 1435–1453. [V.1.1](#)
- Guilbaud, C. : 1996, 'Etude des inversions thermiques : Application aux écoulements atmosphériques dans les vallées encaissées'. Thèse, Université Joseph Fourier - Grenoble I, Grenoble, France. [I.1](#), [III.3.2](#)
- Hannoun, I. A. and E. J. List : 1988, 'Turbulent mixing at a shear-free density interface'. *J. Fluid Mech.* **189**, 211–234. [VI.1.2](#)
- Heffter, J. L. : 1980, 'Transport layer depth calculations'. In : *Proc. of the 2nd Joint Conference on Applications of Air Pollution Modelling*, New Orleans, LA, USA, American Meteorological Society, 45 Beacon St., Boston, MA, USA, pp. 787–791. [IV.2.1](#)

- Helmis, C. G., D. N. Asimakopoulos, and D. G. Deligiorgi : 1990, ‘Some observations on the destruction of the morning temperature inversions in a large and broad mountain valley’. *J. Appl. Meteor.* **29**, 396–400. [IV.2.2](#)
- Helmis, C. G. and K. H. Papadopoulos : 1996, ‘Some aspects of the variation with time of katabatic flow over a simple slope’. *Quart. J. Roy. Met. Soc.* **122**, 595–610. [VII.2](#)
- Heo, B.-H., S. Jacoby-Koaly, K. E. Kim, B. Campistron, B. Bénech, and E.-S. Sung : 2003, ‘Use of the Doppler spectral width to improve the estimation of the convective boundary layer height from UHF wind profiler observations’. *J. Atmos. Oceanic Technol.* **20**, 408–424. [IV.2.2](#), [IV.4.2](#), [V.3.2](#)
- Hicks, B. B. : 1981, ‘An analysis of Wangara micrometeorology : surface stress, sensible heat, evaporation, and dewfall’. NOAA Tech. Memo. ERL ARL-104, NOAA, Silver Spring, MD, USA. 36 pp. [B.2](#)
- Hoinka, K. P. and T. L. Clark : 1991, ‘Pressure drag and momentum fluxes due to the Alps. I : Comparison between numerical simulations and observations’. *Quart. J. Roy. Met. Soc.* **117**, 495–525. [V.1.1](#)
- Hong, S.-Y. and H.-L. Pan : 1996, ‘Nonlocal boundary layer vertical diffusion in a medium-range forecast model’. *Mon. Weath. Rev.* **124**, 2322–2339. [V.2.1](#)
- Hunt, J. C. R. : 1980, ‘Wind over hills’. In : J. C. Wyngaard (ed.) : *Workshop on the Planetary Boundary Layer*, Boulder, CO, USA, American Meteorological Society, 45 Beacon St., Boston, MA, USA, pp. 107–144. [III.1](#)
- Hunt, J. C. R. : 1985, ‘Diffusion in the stably stratified atmospheric boundary layer’. *J. Appl. Meteor.* **24**, 1187–1195. [VI.4.2](#)
- Hunt, J. C. R., A. A. Wray, and P. Moin : 1988, ‘Eddies, stream and convergence zones in turbulent flows’. Report CTR-S88, Center For Turbulence Research, Stanford, CA, USA. pp. 193-208. [VI.3.1](#)
- Jacoby-Koaly, S., B. Campistron, S. Bernard, B. Bénech, F. Ardhuin-Girard, J. Desens, E. Dupont, and B. Carissimo : 2002, ‘Turbulent dissipation rate in the boundary layer via UHF wind profiler Doppler spectral width measurements’. *Boundary-Layer Meteorol.* **103**, 361–389. [II.3.2.c](#), [IV.2.2](#)
- Jacquemin, B. and J. Noilhan : 1990, ‘Sensitivity study and validation of a land surface parametrization using the HAPEX-MOBILHY data set’. *Boundary-Layer Meteorol.* **52**, 93–134. [III.3.2](#)
- Jaffrezo, J.-L., A. Albinet, G. Aymoz, J.-L. Besombes, B. Bonsang, G. Brulfert, D. Chapuis, P. Chazette, C. Chemel, J.-P. Chollet, A. Colomb, P. Couvert, J. Cozic, E. Fréjafon, S. Geffroy, R. Greenwald, V. Jacob, C. Jambert, B. Jouve, E. Leoz-Garziandia, N. Marchand, P. Masclet, P. E. Perros, J. Rimetz, and H. Villard : 2005, ‘The program POVA (‘Pollution des Vallées Alpines’) : general presentation and some highlights’. Submitted to *Atmos. Chem. Phys. Discussion*. [IV.1](#), [IV.3](#), [V.1.2](#), [V.3.1](#)

- Jeong, J. and F. Hussain : 1995, ‘On the identification of a vortex’. *J. Fluid Mech.* **285**, 69–94. [VI.3.1](#), [VI.3.1](#)
- Jeong, J., F. Hussain, W. Schoppa, and J. Kim : 1997, ‘Coherent structures near the wall in a turbulent channel flow’. *J. Fluid Mech.* **332**, 185–214. [VI.3.1](#)
- Kaimal, J. C., N. L. Abshire, R. B. Chadwick, M. T. Decker, W. H. Hooke, R. A. Kropfli, W. D. Neff, F. Pasqualucci, and P. H. Hildebrand : 1982, ‘Estimating the depth of the daytime convective boundary layer’. *J. Appl. Meteor.* **21**, 1123–1129. [IV.2.1](#)
- Kerbiriou, M.-A. : 2004, ‘Dynamique d’une inversion thermique, transport et mélange en vallée encaissée : une étude numérique tridimensionnelle’. Thèse, Université Joseph Fourier - Grenoble I, Grenoble, France. [I.1](#), [I.2](#), [II.2.2](#), [II.5](#), [III.3.2](#), [VI.5](#)
- Keyser, D. and R. A. Anthes : 1977, ‘The applicability of a mixed-layer model of the planetary boundary layer to real-data forecasting’. *Mon. Weath. Rev.* **105**, 1351–1371. [V.3.2](#)
- Kim, S.-W. and S.-U. Park : 2003, ‘Coherent structures near the surface in a strongly sheared convective boundary layer generated by large-eddy simulation’. *Boundary-Layer Meteorol.* **106**, 35–60. [VI.3.1](#)
- Kim, S.-W., S.-U. Park, and C.-H. Moeng : 2003, ‘Entrainment processes in the convective boundary layer with varying wind shear’. *Boundary-Layer Meteorol.* **108**, 221–245. [VI.1.2](#)
- Klemp, J. B. and R. B. Wilhelmson : 1978, ‘The simulation of three-dimensional convective storm dynamics’. *J. Atm. Sci.* **35**, 1070–1096. [III.2](#), [III.3.1](#)
- Kljun, N., M. Sprenger, and C. Schär : 2001, ‘Frontal modification and lee cyclogenesis in the Alps : A case study using the ALPEX reanalysis data set’. *Met. Atm. Phys.* **78**, 89–105. [V.1.1](#)
- Kolmogorov, A. N. : 1941a, ‘Dissipation of energy in locally isotropic turbulence’. *Dokl. Akad. Nauk SSSR* **32**, 16–18. [II.3.2.c](#)
- Kolmogorov, A. N. : 1941b, ‘The local structure of turbulence in an incompressible fluid with large Reynolds number’. *Dokl. Akad. Nauk SSSR* **30**, 301–305. [II.3.2.c](#)
- Kossmann, M., R. Vögtlin, U. Corsmeier, B. Vogel, F. Fiedler, H.-J. Binder, N. Kalthoff, and F. Beyrich : 1998, ‘Aspects of the convective boundary layer structure over complex terrain’. *Atm. Environ.* **32**, 1323–1348. [VI.5](#)
- Kuettner, J. P. : 1986, ‘The aim and conduct of ALPEX’. In : *Proc. of the Conference on Scientific results of the Alpine Experiment (ALPEX)*, Venice, Italy, GARP Publ. Ser. No. 27, WMO/TD No. 108, pp. 3–14. [V.1.1](#)
- Kuwagata, T. and F. Kimura : 1997, ‘Daytime boundary layer evolution in a deep valley. Part II : Numerical simulation of the cross-valley circulation’. *J. Appl. Meteor.* **36**, 883–895. [V.4.1.b](#)

- Lafore, J. P., J. Stein, N. Asencio, P. Bougeault, V. Ducrocq, J. Duron, C. Fischer, Hèreil, P. Mascart, V. Masson, J. P. Pinty, J. L. Redelsperger, E. Richard, and J. Vilà-Guerau de Arellano : 1998, 'The (Meso-NH) Atmospheric Simulation System. Part I : adiabatic formulation and control simulations'. *Ann. Geophys.* **16**, 90–109. [V.1.1](#)
- Lenschow, D. H. : 1998, 'Observations of clear and cloud-capped convective boundary layers, and techniques for probing them'. In : D. X. V. E. J. Plate, E. Fedorovich and J. C. Wyngaard (eds.) : *Buoyant Convection in Geophysical Flows*, Vol. 513 of *NATO ASI Series C : Mathematical and Physical Sciences*. Kluwer Academic Publishers, Dordrecht, The Netherlands, pp. 185–206. [VI.3.1](#)
- Lewellen, D. C. and W. S. Lewellen : 1998, 'Large-eddy boundary layer entrainment'. *J. Atm. Sci.* **55**, 2645–2665. [VI.1.2](#)
- Lilly, D. K. : 1962, 'On numerical simulation of buoyant convection'. *Tellus* **14**, 148–172. [III.3.1](#)
- Lilly, D. K. : 1967, 'The representation of small-scale turbulence in numerical simulation experiments'. In : *Proc. of the IBM Scientific Computing Symposium on Environmental Sciences*, Thomas J. Watson Research Center, Yorktown Heights, NY, USA, pp. 195–210. [III.2](#)
- Lilly, D. K. : 1968, 'Models of cloud-topped mixed layers under a strong inversion'. *Quart. J. Roy. Met. Soc.* **94**, 292–309. [VI.1.2](#), [D.1](#), [D.1](#), [D.2](#)
- Lilly, D. K. : 2002a, 'Entrainment into mixed layers. Part I : sharp-edged and smoothed tops'. *J. Atm. Sci.* **59**, 3340–3352. [VI.1.2](#)
- Lilly, D. K. : 2002b, 'Entrainment into mixed layers. Part II : a new closure'. *J. Atm. Sci.* **59**, 3353–3361. [VI.1.2](#)
- Lin, C.-L., J. C. McWilliams, C.-H. Moeng, and P. P. Sullivan : 1996, 'Coherent structures and dynamics in a neutrally stratified planetary boundary layer flow'. *Phys. Fluids* **8**, 2626–2639. [VI.3.1](#)
- Linden, P. F. : 1975, 'The deepening of a mixed layer in a stratified fluid'. *J. Fluid Mech.* **71**, 385–405. [D.2](#), [D.3](#)
- Liu, M. and D. G. Gorman : 1995, 'Formulation of Rayleigh damping and its extensions'. *Comput. Struct.* **57**, 277–285. [III.3.1](#)
- Lorenz, E. N. : 1955, 'Available potential energy and the maintenance of the general circulation'. *Tellus* **7**, 157–167. [D.2](#)
- Machado Da Silva, L. : 1998, 'Transport d'un traceur passif dans l'atmosphère : expériences et simulations numériques - Relief complexe, le site de Grenoble'. Thèse, Université Joseph Fourier - Grenoble I, Grenoble, France. [I.1](#)
- Manins, P. C. and J. S. Turner : 1978, 'The relation between the flux ratio and energy ratio in convectively mixed layers'. *Quart. J. Roy. Met. Soc.* **104**, 39–44. [D.2](#)

- Marsik, F. J., K. W. Fischer, T. D. McDonald, and P. J. Samson : 1995, ‘Comparison of methods for estimating mixing height used during the 1992 Atlanta Field Intensive’. *J. Appl. Meteor.* **34**, 1802–1814. [IV.2.1](#), [IV.2.1](#)
- Marth, L. : 2000, ‘Surface heterogeneity and vertical structure of the boundary layer’. *Boundary-Layer Meteorol.* **96**, 33–62. [V.2.1](#)
- Martilli, A. and G. Graziani : 1998, ‘Mesoscale circulation across the Alps : preliminary simulation of TRANSALP 1990 observations’. *Atm. Environ.* **32**, 1241–1255. [V.1.1](#)
- Masson, V. and P. Bougeault : 1996, ‘Nonhydrostatic simulations of real mountain flows observed during the PYREX experiment’. In : *Proc. of the 7th Conference on Mesoscale Processes*, Reading, UK, American Meteorological Society, 45 Beacon St., Boston, MA, USA, pp. 307–309. [V.1.1](#)
- Matthews, P. C. and S. M. Cox : 2000, ‘Pattern formation with a conservation law’. *Nonlinearity* **13**, 1293–1320. [VI.3.1](#)
- Matzinger, N., M. Andretta, E. van Gorsel, R. Vogt, A. Ohmura, and M. W. Rotach : 2003, ‘Surface radiation budget in an Alpine valley’. *Quart. J. Roy. Met. Soc.* **129**, 877–895. [V.1.1](#)
- Miles, J. W. : 1961, ‘On the stability of heterogeneous shear flows’. *J. Fluid Mech.* **10**, 185–204. [II.1](#)
- Moeng, C.-H. : 1984, ‘A large-eddy-simulation model for the study of planetary boundary layer turbulence’. *J. Atm. Sci.* **41**, 2052–2062. [III.3.1](#)
- Moeng, C.-H. and P. P. Sullivan : 1994, ‘A comparison of shear- and buoyancy-driven planetary boundary layer flows’. *J. Atm. Sci.* **51**, 999–1022. [VI.3.1](#)
- Moeng, C.-H., P. P. Sullivan, and B. Stevens : 1999, ‘Including radiative effects in an entrainment rate formula for buoyancy-driven PBLs’. *J. Atm. Sci.* **56**, 1031–1049. [VI.1.2](#)
- Monin, A. S. : 1970, ‘The atmospheric boundary layer’. *Ann. Rev. Fluid Mech.* **2**, 225–250. *
- Monti, P., H. J. S. Fernando, M. Princevac, W. C. Chan, T. A. Kowalewski, and E. R. Pardyjak : 2002, ‘Observations of flow and turbulence in the nocturnal boundary layer over a slope’. *J. Atm. Sci.* **59**, 2513–2534. [VII.2](#)
- Müller, H. and C. D. Whiteman : 1988, ‘Breakup of a nocturnal temperature inversion in the Dischma Valley during DISKUS’. *J. Climate Appl. Meteor.* **27**, 188–194. [IV.2.2](#), [IV.5.2](#)
- Noilhan, J. and S. Planton : 1989, ‘A simple parametrization of land surface processes for meteorological models’. *Mon. Weath. Rev.* **117**, 536–549. [III.3.2](#), [V.2.1](#), [VI.2.2](#)
- Orlanski, I. : 1975, ‘A rational subdivision of scales for atmospheric processes’. *Bull. Am. Met. Soc.* **56**, 529–530. [I.2](#)
- Osborn, T. R. and C. S. Cox : 1972, ‘Oceanic fine structure’. *Geophys. Fluid Dyn.* **3**, 321–345. [D.2](#)

- O'Steen, L. B. : 2000, 'Numerical simulation of nocturnal drainage flows in idealized valley-tributary systems'. *J. Appl. Meteor.* **39**, 1845–1860. [V.1.1](#)
- Otte, M. J. and J. C. Wyngaard : 2001, 'Stably stratified interfacial-layer turbulence from large-eddy simulation'. *J. Atm. Sci.* **58**, 3424–3442. [VI.1.2](#), [D.1](#)
- Ottersten, H. : 1969, 'Atmospheric structure and radar backscattering in clear air'. *Radio Science* **4**, 1179–1193. [II.3.2.c](#), [IV.2.2](#), [IV.4.1](#), [V.3.2](#)
- Perego, S. : 1999, 'Metphomod – a numerical mesoscale model for simulation of regional photosmog in complex terrain : model description and application during Pollumet 1993 (Switzerland)'. *Met. Atm. Phys.* **70**, 43–69. [V.1.1](#)
- Pielke, R. A. : 1984, *Mesoscale Meteorological Modelling*. Academic Press, New York, NY, USA. 612 pp. [I.2](#), [III.2](#)
- Pielke, R. A., W. R. Cotton, R. L. Walko, C. J. Tremback, W. A. Lyons, L. D. Grasso, L. E. Nicholls, M. D. Moran, D. A. Wesley, T. J. Lee, and J. H. Copeland : 1992, 'A comprehensive meteorological modeling system RAMS'. *Met. Atm. Phys.* **49**, 69–91. [V.1.1](#)
- Piringer, M., K. Baumann, and M. Langer : 1998, 'Summertime mixing heights at Vienna, Austria, estimated from vertical soundings and by a numerical model'. *Boundary-Layer Meteorol.* **89**, 24–45. [IV.2.1](#)
- Pleim, J. E. and A. Xiu : 1995, 'Development and testing of a surface flux and planetary boundary layer model for application in mesoscale models'. *J. Appl. Meteor.* **34**, 16–32. [III.3.2](#), [V.2.1](#), [VI.2.2](#)
- Raghavan, S. : 2003, 'Radar Meteorology'. Vol. 27 of *Atmospheric and Oceanographic Sciences Library*. Kluwer Academic Publishers, Dordrecht, The Netherlands. 564 pp. [II.3.2.a](#)
- Rampanelli, G. and D. Zardi : 2004, 'A method to determine the capping inversion of the convective boundary layer'. *J. Appl. Meteor.* **43**, 925–933. [IV.2.1](#)
- Rampanelli, G., D. Zardi, and R. Rotunno : 2004, 'Mechanisms of up-valley winds'. *J. Atm. Sci.* **61**, 3097–3111. [II.2.1](#)
- Ren, D. and M. Xue : 2004, 'A revised force-restore model for land surface modeling'. *J. Appl. Meteor.* **43**, 1768–1782. [III.3.2](#)
- Riesenmey, C., C. Chemel, M. Batton-Hubert, and J.-P. Chollet : 2005, 'Mixed method to assess odour impact using data classification and high-resolution numerical simulations'. In : *Proc. of the 5th International Conference on Urban Air Quality*, Valencia, Spain. CDROM, ISBN 1-898543-92-5. [III.3.1](#)
- Robinson, S. K. : 1991, 'Coherent motions in the turbulent boundary layer'. *Ann. Rev. Fluid Mech.* **23**, 601–639. [VI.3.1](#)
- Rotach, M. W., P. Calanca, G. Graziani, J. Gurtz, D. G. Steyn, R. Vogt, M. Andretta, A. Christen, S. Cieslik, R. Connolly, S. J. F. De Wekker, S. Galmarini, E. N. Kadygrov, V. Kadygrov, E. Miller, B. Neining, M. Rucker, E. Van Gorsel, H. Weber,

- A. Weiss, and M. Zappa : 2004, ‘Turbulence structure and exchange processes in an alpine valley : The Riviera project’. *Bull. Am. Met. Soc.* **85**, 1367–1385. [V.1.1](#)
- Sakiyama, S. K. : 1990, ‘Drainage flow characteristics and inversion breakup in two Alberta mountain valleys’. *J. Appl. Meteor.* **29**, 1015–1030. [IV.5.2](#)
- Sasano, Y., H. Shimizu, N. Sugimoto, I. Matsui, N. Takeuchi, and M. Okuda : 1980, ‘Diurnal variation of the atmospheric boundary layer observed by a computer-controlled laser radar’. *J. Met. Soc. Jap.* **58**, 143–148. [V.3.2](#)
- Schayes, G., P. Thunis, and R. Bornstein : 1996, ‘Topographic Vorticity-mode Mesoscale- β (TVM) model. Part I : Formulation’. *J. Appl. Meteor.* **35**, 1815–1823. [V.1.1](#)
- Schmidt, H. and U. Schumann : 1989, ‘Coherent structure of the convective boundary layer derived from large-eddy simulations’. *J. Fluid Mech.* **200**, 511–562. [VI.3.1](#), [VI.3.1](#)
- Seibert, P., F. Beyrich, S. E. Gryning, S. Joffre, A. Rasmussen, and P. Tercier : 2000, ‘Review and intercomparison of operational methods for the determination of the mixing height’. *Atm. Environ.* **34**, 1001–1027. [IV.2.1](#), [IV.4.2](#)
- Smagorinsky, J. : 1963, ‘General circulation experiments with the primitive equations. Part I. The basic experiment’. *J. Meteor.* **14**, 184–185. [III.3.1](#)
- Soler, M. R., J. Hinojosa, M. Bravo, D. Pino, and J. Vilà-Guerau de Arellano : 2004, ‘Analyzing the basic features of different complex terrain flows by means of a Doppler sodar and numerical model : some implications for air pollution problems’. *Met. Atm. Phys.* **85**, 141–154. [V.1.1](#)
- Sorbjan, Z. : 1996, ‘Effects caused by varying the strength of the capping inversion based on a large eddy simulation model of the shear-free convective boundary layer’. *J. Atm. Sci.* **53**, 2015–2024. [VI.1.1](#), [VI.1.2](#)
- Stage, S. A. and J. A. Businger : 1981, ‘A model for entrainment into a cloud-topped marine boundary-layer. Part I : Model description and application to cold-air outbreak episode’. *J. Atm. Sci.* **38**, 2213–2229. [D.1](#)
- Staquet, C. : 2004, ‘Gravity and inertia-gravity internal waves : breaking processes and induced mixing’. *Surv. Geophys.* **25**, 281–314. [D.3](#)
- Stevens, B. and D. H. Lenschow : 2001, ‘Observations, experiments, and large eddy simulation’. *Bull. Am. Met. Soc.* **82**, 283–294. [VI.1.2](#)
- Stewart, J. Q., C. D. Whiteman, W. J. Steenburgh, and X. Bian : 2002, ‘A climatological study of thermally driven wind systems of the U.S. Intermountain West’. *Bull. Am. Met. Soc.* **84**, 699–708. [IV.2.1](#)
- Stull, R. : 1988, ‘An Introduction to Boundary Layer Meteorology’. Vol. 13 of *Atmospheric and Oceanographic Sciences Library*. Kluwer Academic Publishers, Dordrecht, The Netherlands. 666 pp. [I.2](#)

- Stull, R. B. : 1991, 'Static stability – An update'. *Bull. Am. Met. Soc.* **72**, 1521–1529. [IV.2.1](#), [IV.5.1.a](#)
- Sullivan, P. P., C.-H. Moeng, B. Stevens, D. H. Lenschow, and S. D. Mayor : 1998, 'Structure of the entrainment zone capping the convective atmospheric boundary layer'. *J. Atm. Sci.* **55**, 3042–3064. [VI.1.2](#), [VI.4.1](#), [D.1](#), [D.3](#)
- Sun, W.-Y. and C.-Z. Chang : 1986, 'Diffusion model for a convective layer. Part I : Numerical simulation of convective boundary layer'. *J. Climate Appl. Meteor.* **25**, 1445–1453. [V.2.2](#)
- Taylor, G. I. : 1938, 'The spectrum of turbulence'. *Proc. Roy. Soc. London* pp. 476–490. [VI.3.2](#), [VI.5](#)
- Taylor, K.-E. : 2001, 'Summarizing multiple aspects of model performance in a single diagram'. *J. Geophys. Res.* **106**, 7183–7192. [V.3.2](#)
- Thomson, D. J. : 1987, 'Criteria for the selection of stochastic models of particle trajectories in turbulent flows'. *J. Fluid Mech.* **180**, 529–556. [VI.2.3](#), [VI.2.3](#)
- Thunis, P. and R. Bornstein : 1996, 'Hierarchy of mesoscale flow assumptions and equations'. *J. Atm. Sci.* **53**, 380–397. [I.2](#), [I.1](#), [II.1](#), [II.2](#), [VI.5](#), [VI.5](#)
- vanZanten, M. C., P. G. Duynkerke, and J. W. M. Cuijpers : 1999, 'Entrainment parametrization in convective boundary layers'. *J. Atm. Sci.* **56**, 813–828. [VI.1.2](#)
- Vinkovic, I., C. Aguirre, and S. Simoëns : 2005, 'Large-eddy simulation and Lagrangian stochastic modeling of passive scalar dispersion in a turbulent boundary layer'. Submitted to *J. Turb.* [VI.2.3](#), [VI.2.3](#)
- Wang, D. : 2003, 'Entrainment laws and a bulk mixed layer model of rotating convection derived from large-eddy simulations'. *Geophys. Res. Lett.* **30**, 1929–1932. [D.3](#)
- Watanabe, T. : 1994, 'Bulk parameterization for a vegetated surface and its application to a simulation of nocturnal drainage flow'. *Boundary-Layer Meteorol.* **70**, 13–35. [III.3.2](#)
- Weigel, A. P., F. K. Chow, M. W. Rotach, R. L. Street, and M. Xue : 2005, 'High-resolution large-eddy simulations of flow in a steep Alpine valley. Part II : Flow structure and heat budgets'. *J. Appl. Meteor.* In Press. [V.1.1](#)
- Weigel, A. P. and M. W. Rotach : 2004, 'Flow structure and turbulence characteristics of the daytime atmosphere in a steep and narrow Alpine valley'. *Quart. J. Roy. Met. Soc.* **130**, 2605–2627. [V.1.1](#)
- Weil, J. C., P. P. Sullivan, and C.-H. Moeng : 2004, 'The use of large-eddy simulations in Lagrangian particle dispersion models'. *J. Atm. Sci.* **61**, 2877–2887. [VI.2.3](#)
- Weill, A., C. Klapisz, B. Strauss, F. Baudin, C. Jaupart, P. van Grunderbeeck, and J.-P. Goutorbe : 1980, 'Measuring heat flux and structure functions of temperature fluctuations with an acoustic Doppler sodar'. *J. Appl. Meteor.* **19**, 199–205. [IV.4.2](#)
- Whiteman, C. D. : 1982, 'Breakup of temperature inversions in deep mountain valleys : Part I. Observations'. *J. Appl. Meteor.* **21**, 270–289. [II.2.2](#), [IV.2.2](#), [IV.5.1.a](#)

- Whiteman, C. D. : 1986, ‘Temperature inversion buildup in Colorado’s Eagle valley’. *Met. Atm. Phys.* **35**, 220–226. [IV.2.2](#)
- Whiteman, C. D. : 1990, ‘Observations of thermally developed wind systems in mountainous terrain’. In : W. Blumen (ed.) : *Atmospheric processes over complex terrain*, Vol. 23, no. 45 of *Meteorological Monographs*. American Meteorological Society, 45 Beacon St., Boston, MA, USA, Chapt. 2, pp. 5–42. [IV.2.1](#), [VI.5](#)
- Whiteman, C. D. and J. C. Doran : 1993, ‘The relationship between overlying synoptic-scale flows and winds within a valley’. *J. Appl. Meteor.* **32**, 1669–1682. [V.1](#)
- Whiteman, C. D. and T. B. McKee : 1982, ‘Breakup of temperature inversions in deep mountain valleys : Part II. Thermodynamic model’. *J. Appl. Meteor.* **21**, 290–302. [IV.5.1.b](#)
- Wong, V. C. and D. K. Lilly : 1994, ‘A comparison of two dynamic subgrid closure methods for turbulent thermal convection’. *Phys. Fluids* **6**, 1016–1023. [III.3.1](#)
- Wotawa, G. and H. Kromp-Kolb : 2000, ‘The research project VOTALP – general objectives and main results’. *Atm. Environ.* **34**, 1319–1322. [V.1.1](#)
- Wyngaard, J. C. : 2004, ‘Changing the face of small-scale meteorology’. In : R. R. E. Fedorovich and B. Stevens (eds.) : *Atmospheric Turbulence and Mesoscale Meteorology*. Cambridge University Press, Cambridge, UK, Chapt. 1, pp. 17–34. [III.2](#), [III.1](#), [VI.5](#)
- Xue, M., K. K. Droegemeier, and V. Wong : 2000, ‘The Advanced Regional Prediction System (ARPS) – A multi-scale non hydrostatic atmospheric simulation and prediction model. Part I : Model dynamics and verification’. *Met. Atm. Phys.* **75**, 161–193. [III.3.1](#), [III.3.2](#), [V.1.1](#), [V.2](#), [VI.2.1](#)
- Xue, M., K. K. Droegemeier, V. Wong, A. Shapiro, and K. Brewster : 1995, ‘ARPS Version 4.0 User’s Guide’. User’s guide, Center for Analysis and Prediction of Storms, Oklahoma, OK, USA. 380 pp. [Available from CAPS, Univ. of Oklahoma, 100 E. Boyd St., Norman, OK 73019, USA. Also at <http://www.caps.ou.edu/ARPS>]. [III.3.1](#), [III.3.2](#)
- Xue, M., K. K. Droegemeier, V. Wong, A. Shapiro, K. Brewster, F. Carr, D. Weber, Y. Liu, and D. Wang : 2001, ‘The Advanced Regional Prediction System (ARPS) – A multi-scale non hydrostatic atmospheric simulation and prediction tool. Part II : Model physics and applications’. *Met. Atm. Phys.* **76**, 143–165. [III.3.1](#), [III.3.2](#), [V.1.1](#), [V.2](#), [VI.2.1](#)
- Zalesak, S. T. : 1979, ‘Fully multidimensional flux-corrected transport algorithms for fluids’. *J. Comp. Phys.* **31**, 335–362. [III.3.1](#)
- Zhong, S. and J. Fast : 2003, ‘An evaluation of the MM5, RAMS, and Meso-Eta models at subkilometer resolution using VTMX field campaign data in the Salt Lake valley’. *Mon. Weath. Rev.* **131**, 1301–1322. [V.1.1](#)
- Zou, X., F. Vandenberghe, M. Pondecà, and Y.-H. Kuo : 1997, ‘Introduction to adjoint techniques and the MM5 adjoint modeling system’. NCAR Technical Note NCAR/TN-435+STR, NCAR, Boulder, CO, USA. 110 pp. [V.2.1](#)

Liste des publications

Remarque : cette liste de publications dans des journaux à comité de lecture, sélectionnées comme les plus significatives, est fournie à titre de *vade-mecum* pour les lecteurs.

Brulfert, G., C. Chemel, E. Chaxel, and J.-P. Chollet : 2005a, ‘High-resolution numerical simulation of air quality in Chamonix valley : indicators for ozone controlled regime and to localise ozone production sites’. [Submitted to *Atmos. Chem. Phys. Discussion* on February, 2005].

Brulfert, G., C. Chemel, E. Chaxel, and J.-P. Chollet : 2005b, ‘Modelling photochemistry in alpine valleys’. *Atmos. Chem. Phys.* **5**, 2341–2355. [SRef-ID 1680-7324/acp/2005-5-2341]. [IV.4.1](#)

Chaxel, E., J.-P. Chollet, G. Brulfert, and C. Chemel : 2005, ‘Production of ozone in the Chamonix valley (France)’. *Int. J. Environ. Pollut.* **24**, 201–217.

Chemel, C. and J.-P. Chollet : 2005, ‘Observations of the daytime boundary layer in deep alpine valleys’. *Boundary-Layer Meteorol.* In Press. [DOI 10.1007/s10546-005-9026-4]. [V.1.2](#), [V.3.2](#), [V.3.2](#), [V.4.1.a](#), [V.4.1.c](#), [V.5](#)

Chemel, C., J.-P. Chollet, E. Chaxel, and G. Brulfert : 2005a, ‘Numerical investigation and seasonal variability of the flow characteristics in two deep narrow alpine valleys’. [Submitted to *Env. Fluid Mech.* on October 2, 2005].

Chemel, C., C. Riesenmey, M. Batton-Hubert, and J.-P. Chollet : 2005b, ‘Mixed method to assess odour impact using data classification and high-resolution numerical simulations’. [To be submitted to *Atm. Environ.* on November, 2005].

Chemel, C. and C. Staquet : 2005, ‘On the entrainment law at the top of the convective atmospheric boundary layer’. [To be submitted to *Geophys. Res. Lett.* on October, 2005]. [VI.4.1](#), [VI.4.1](#), [VI.4.2](#), [VI.5](#)

Chemel, C., C. Staquet, and J.-P. Chollet : 2005c, ‘Numerical investigation of entrainment processes at the top of the convective atmospheric boundary layer’. [To be submitted to *J. Atm. Sci.* on October, 2005].

Jaffrezo, J.-L., A. Albinet, G. Aymoz, J.-L. Besombes, B. Bonsang, G. Brulfert, D. Chapuis, P. Chazette, C. Chemel, J.-P. Chollet, A. Colomb, P. Couvert, J. Cozic, E. Fréjafon, S. Geffroy, R. Greenwald, V. Jacob, C. Jambert, B. Jouve, E. Leoz-Garziandia, N. Marchand, P. Masclat, P. E. Perros, J. Rimetz, and H. Villard : 2005, 'The program POVA ('POLLution des Vallées Alpines') : general presentation and some highlights'. [Submitted to *Atmos. Chem. Phys. Discussion* on January, 2005]. [IV.1](#), [IV.3](#), [V.1.2](#), [V.3.1](#)

Rouvière, A., G. Brulfert, C. Chemel, V. Jacob, P. Baussand, and J.-P. Chollet : 2005, 'Volatile organic compounds in the atmosphere of deep narrow alpine valleys : measurement and numerical modelling'. [Accepted for publication in *Environ. Sci. & Pollut. Res.* on April, 2005].

Index terminologique

- Age chimique, 59
assimilation de données, 73
- Campagnes de mesures, 44, 70–73, 76
cascade de Kolmogorov, 125, 128
cellules de convection, 112, 116–118, 125, 128
cisaillement vertical, 22–23, 36, 53, 112, 143, 157, 159
conditions aux limites, 38–39, 73
convection
forcée, 22
libre, 22, 112
couche
convective, *voir* couche mélangée
d'aérosols, 139
d'entraînement, *voir* couche d'inversion
d'inversion, 23, 29, 45, 51, 56–58, 62, 64, 88–90, 104–105, 112–114, 125, 128, 154
de surface, 23, 29
interfaciale, *voir* couche d'inversion
mélangée, 23, 29, 44–47, 50–53, 56–58, 62–64, 70, 88–90, 104–105, 112–114, 116–118, 125–126, 128, 137, 154–159
couche limite atmosphérique, 18, 21, 64, 70, 137, 145
dynamique, 22
thermique, 22
critère Q , 116–118
- Diagramme de Taylor, 70, 80–81
diffusivité thermique, 115, 128
dispersion de particules, 126, 128
données physiographiques, 73, 115
- Echelle(s)
dissipative, 125
intégrale, 123–125
sous-maillages, 36
spatiales, 20
temporelle, 18–20
- efficacité de mélange, 154–159
emboîtement de domaine, 37, 74, 105
énergie potentielle, 155
entraînement, 45, 112–113, 125–126, 128, 139, 154
loi, 112–113, 125–126, 128, 139, 154–159
taux, 112, 126, 128, 154
- épaisseur de la CLA, *voir* hauteur de mélange
équation
de Fokker-Plank, 116
de Navier-Stokes, 36, 114
expérience de Wangara, 112, 114, 145
- Facteur d'amplification topographique, 61–63
filtrage, 36, 114, 140
flux
de chaleur dans le sol, 42, 145
de chaleur latente, 41, 146
de chaleur sensible, 41, 50, 64, 126, 145, 154
radiatif net, 41, 58, 64, 145
force de flottabilité, 22, 53
- Hauteur de mélange, 33, 44–47, 50–53, 56–58, 62–64, 126, 139, 154–159
- hodographe, 60–61, 63
humidité
absolue, 145
spécifique, 41, 143
hypothèse de Taylor, 125, 128
- Indice de réfraction de l'air, 33
coefficient de structure, 33, 44, 47, 50, 62, 85
- Jet de basse couche, 23, 59
- Mesures
directes, 29
par ballon captif, 29, 44, 47, 49–50, 62
par lidar DIAL, 29, 85
par radar UHF profileur de vent, 31, 44, 46, 49–50, 62, 76, 81–85
par télédétection, 29, 128
- modèle
ARPS, 39–42, 73–75, 114–116
de Langevin, 116
de sol, 41–42, 73, 115
LES, 36–38, 112–116, 128
MM5, 73
performances, 70, 76–85, 104–105
sous-maille, 36, 40, 73, 75, 114–116, 140
stochastique Lagrangien, 112, 116
à méso échelle, 36–38, 70–75
- mélange, *voir* couche mélangée

- Nesting, *voir* emboîtement de domaine
nombre
d'onde, 118, 152
de Froude, 36, 56, 112, 125, 128, 154–159
de Reynolds, 36
de Richardson, 113, 154–159
de Richardson de gradient, 22
de Rossby, 35
- Onde**
électromagnétique, 31
de gravité, 36
interne, 139, 155
oxydes d'azote, 44, 58, 64
ozone, 44, 56–59, 64
- Programme POVA**, 17, 44, 58, 70, 72–73, 104, 137
- Qualité de l'air**, 17, 44, 56–59, 64, 70, 72, 105, 112, 137–138
- Ressaut hydraulique**, 56
réflectivité radar, 33, 47
- Simulation des grandes échelles**, *voir* modèle LES
- spectre d'énergie cinétique, 118, 123–125, 149, 152
- stabilité atmosphérique, 22
dynamique, 22
statique, 45, 141
- stratification
instable, 22–23, 45
neutre, 22, 29, 45
stable, 22–23, 28–29, 45, 51, 56, 58, 64, 88–90, 104–105, 112, 138–139, 154–155
- structures turbulentes, 53–56
cohérentes, 112, 116–118, 128
subsidence, 26, 51, 56, 58, 70, 88–90, 138
système de coordonnées, 37, 73
- Taux de dissipation de l'énergie cinétique**
turbulente, 34, 47, 50, 156
- temps de retournement du tourbillon, 125
- température potentielle, 45, 51, 142
virtuelle, 22, 45, 118, 126, 145, 154
- terrain complexe, 35, 64, 70, 128, 137
- transformée de Fourier, 123, 149
- Variabilité saisonnière**, 70, 72, 85–90, 104–105, 137–138
- variance de la vitesse verticale, 34, 44, 47, 50, 62
- vent
anabatique, *voir* vent de pente
catabatique, *voir* vent de pente
de drainage nocturne, *voir* vent de vallée
de pente, 26, 45, 47, 58, 85–90, 138–139
de vallée, 26, 44, 51, 56, 58–63, 70, 79, 85–90, 104–105, 137–138
- viscosité
moléculaire, 36
turbulente, 115
- vitesse
convective, 113, 154
d'entraînement, 113, 126, 128, 154–159
Eulerienne, 116
Lagrangienne, 116
- Zone**
d'entraînement, *voir* entraînement
inertielle, 33, 36, 125

Thèse de doctorat

Titre de l'ouvrage :

***Transport et mélange en terrain complexe,
application à la dynamique atmosphérique
dans les vallées encaissées***

Nom de l'auteur :

Charles CHEMEL

Etablissement :

Université Joseph Fourier - Grenoble I

Laboratoire de rattachement :

Laboratoire des Écoulements Géophysiques et
Industriels (UMR 5519)

Résumé :

Le relief des vallées modifie la structure et l'évolution de la couche limite atmosphérique (CLA) par comparaison avec le sol plat et ainsi affecte le transport et le mélange de polluants. L'objet de cette étude est alors de comprendre, au moyen de l'observation et de la simulation numérique, l'évolution de la structure de l'atmosphère (en particulier la CLA) dans les vallées. A cette fin, des données issues du programme POVA, relatif à la qualité de l'air dans les vallées alpines, sont analysées. Un modèle de type simulation des grandes échelles est également adapté (et évalué au moyen des données expérimentales). Les processus d'échanges verticaux couplant la CLA convective à l'atmosphère libre (AL) sont ensuite détaillés sur sol plat. Les résultats de cette étude permettent de caractériser et de quantifier les spécificités des écoulements en vallée et les mécanismes d'entraînement à l'interface entre la CLA et l'AL sur sol plat.

Mots clés :

Campagnes de terrain, Couche limite atmosphérique, Écoulements en vallée, Mélange, Qualité de l'air, Simulations numériques, Terrain complexe, Transport, Variabilité saisonnière.