

MAXIMISATION NUMÉRIQUE ET MESURES ACOUSTIQUES DES PRÉCIPITATIONS

THÈSE N° 2940 (2004)

PRÉSENTÉE À LA FACULTÉ ENVIRONNEMENT NATUREL, ARCHITECTURAL ET CONSTRUIT

Institut des infrastructures, des ressources et de l'environnement

SECTION DE GÉNIE CIVIL

ÉCOLE POLYTECHNIQUE FÉDÉRALE DE LAUSANNE

POUR L'OBTENTION DU GRADE DE DOCTEUR ÈS SCIENCES TECHNIQUES

PAR

Pascal GOULPIÉ

DEA de mécanique, université C. Bernard, Lyon, France
de nationalités suisse et française et originaire d'Auswil (BE)

acceptée sur proposition du jury:

Prof. G. Sarlos, directeur de thèse

Dr H. Gubler, rapporteur

Dr J.-A. Hertig, rapporteur

Dr J.-L. Redelsperger, rapporteur

Prof. H. van den Bergh, rapporteur

Lausanne, EPFL
2004

*À mes parents,
à Nicolas, et à Ève ...*

*à ceux pour qui « les précipitations
ne sont pas toujours perçues comme
un cadeau du ciel »¹...*

¹Jean-Louis Boillat (1999)

Version abrégée

Pour un pays de lacs et de montagnes tel que la Suisse, la connaissance des phénomènes de précipitations extrêmes est un enjeu tant de sécurité des infrastructures que de gestion de la production d'électricité. Afin d'étudier les distributions spatio-temporelles des précipitations intenses, la présente recherche s'appuie sur deux approches complémentaires que sont les observations sur le terrain et la simulation numérique.

La partie expérimentale traite d'un instrument de mesure des caractéristiques de la pluie doté d'un principe original de fonctionnement : à partir des signaux acoustiques générés par les gouttes sur la coque résonnante de l'instrument, le travail consiste à déterminer les distributions de tailles et l'intensité de précipitation (resp. disdromètre et pluviomètre). La recherche en modélisation numérique vise à calculer, pour un bassin versant, la précipitation maximale probable (PMP). La méthode repose sur la séparation des contributions phénoménologiques et sur la caractérisation climatologique des situations atmosphériques à précipitations intenses. Les conditions de bords et initiales sont représentées par des profils analytiques des variables vitesse, direction, température, contenus en humidité, et énergie et dissipation turbulente. Le modèle numérique calcule, dans le domaine de simulation, les vents et les précipitations consécutifs au type de situation météorologique visée. Le code de calcul hydrodynamique (CFX4) est basé sur la méthode des volumes finis spécialement adaptée aux géométries complexes et offre ainsi une excellence prise en compte de la topographie. Grâce à l'accès aux stratégies de résolution des calculs, des modèles spécifiques de l'atmosphère ont été intégrés aux simulations. Les paramétrisations microphysiques retenues sont le schéma classique de Kessler (1969) et le modèle détaillé de Caniaux (1993). Ce dernier inclut les espèces solides de glace, grésil et agrégats, et permet de représenter le cycle des précipitations de systèmes nuageux aussi bien convectifs qu'orographiques.

Les études de sensibilité des simulations aux principales caractéristiques des situations ont mené à une procédure de maximisation qui est appliquée de manière satisfaisante aux cas de précipitations frontales et orographiques. La méthode de maximisation d'événements météorologiques en événements critiques se révèle ici performante par rapport aux méthodes statistiques et permet de pallier aux manques relatifs de mesures dans de nombreuses régions.

Abstract

Knowledge of extreme precipitation phenomena is of crucial importance to the safety of civil engineering works and for electricity production management in a country of lakes and mountains like Switzerland. In order to study the distribution in space and the evolution of strong rain episodes, the work presented here relies on the complementary approaches of field observation and numerical simulation.

The experimental portion of this project relies on a novel, acoustic-based, rain metrology instrument. Based on the results, a methodology for the determination of raindrop size distribution (disdrometer facility) and rainfall rate (rain gauge facility) has been developed and is described in the present dissertation.

In addition, numerical modelling and simulation methods were developed with the aim of calculating - for a given watershed topography - the Probable Maximum Precipitation (PMP). The method relies on the separation of the different phenomenological contributions and on the climatic characterization of atmospheric situations leading to extreme rain events. Boundary and initial conditions are represented by theoretical profiles of the wind speed, wind direction, temperature, and water contents, turbulent energy and dissipation rate variables. The numerical model calculates the consequent wind and rain fields within the simulation domain for the desired atmospheric situation. The hydrodynamic code (CFX4) is based on the finite volume approach and is particularly adapted to complex geometries, allowing an excellent representation of the topography. The code is partially open and several specific atmospheric models were implemented. Microphysics schemes considered are Kessler's warm classic scheme (1969) and the Caniaux detailed scheme (1993). The latter includes solid ice particles, aggregates and graupel and allows the simulation of convective as well as orographic cloud system precipitation cycles.

Sensitivity studies of the results with respect to the dominant parameters of each situation, lead to a maximisation procedure successfully applied to convective as well as frontal precipitation. The work shows that the maximisation method consisting of maximising severe events into critical events can be more effective than using statistical approaches. Use of this method compensates for the relative lack of measurement facilities in many regions.

Remerciements

La présente recherche a été réalisée au Laboratoire des Systèmes Énergétiques (LASSEN) à l'École Polytechnique Fédérale de Lausanne (EPFL). C'est un plaisir de remercier ici toutes les personnes qui ont contribué à ce travail et en particulier :

- Prof. Dr. Gérard Sarlos pour la confiance qu'il a bien voulu m'accorder en m'accueillant dans son laboratoire et en acceptant de diriger ma thèse,
- Dr. Jacques-André Hertig en tant que membre du jury de thèse, et pour sa riche expertise concernant les effets du vent, et ses enseignements en mesures expérimentales et simulation numérique de l'atmosphère,
- Dr. Jean-Luc Redelsperger pour les discussions instructives, et sa participation au jury de thèse,
- Prof. Jürg Joss pour les précieux conseils lors des campagne de mesures à Locarno,
- Dr. Vincent Chritin pour l'acoustique du disdromètre, et la bonne humeur sur le terrain,
- Dr. Jean Michel Fallot pour ses analyses climatologiques, et ses mémos d'informations
- Dr. Christiane Montavon pour m'avoir transmis un modèle de vent exceptionnel et sa stimulante compagnie,
- Dr. Christos Alexandrou pour l'initiation à la mesure expérimentale et les diverses discussions sur le terrain,
- Claire et Corine pour la relecture minutieuse du document et leurs encouragements.

Je tiens aussi à mentionner les autres membres du jury qui ont bien voulu juger ce travail : Prof. Anton Schleiss président du Jury, et Messieurs Dr. Hans Gubler et Prof. Hubert Van den Bergh, rapporteurs.

Je veux aussi remercier Messieurs Henri Pougatsch et Georges Darbre de l'Office Fédéral des Eaux et de la Géologie (OFEG) qui, en plus de me soutenir personnellement, ont financé le projet CRUEX sur lequel cette recherche numérique et expérimentale s'est développée. Je remercie aussi l'académie suisse des sciences techniques (SATW) et en particulier le Prof. Hannes Bleuler pour l'intérêt qu'ils ont porté au disdromètre acoustique. J'adresse mes vifs remerciements au Prof. André Musy du Laboratoire de l'Aménagement du Territoire (HYDRAM) et aux professeurs Richard O. Sinniger et Anton

Schleiss du Laboratoire de Constructions Hydrauliques avec qui il a été fructueux de collaborer dans le cadre le projet CRUEX. Dans ce contexte, je tiens à souligner le soutien actif du Dr. Jean-Louis Boillat durant mes travaux, et la complémentarité efficace de Dr. Jerome Dubois, qui à plusieurs reprises réalisa les calcul de routage de mes champs de précipitations à l'aide de son modèle hydrologique distribué.

J'exprime enfin ma gratitude à mes présents et anciens collègues pour m'avoir aussi bien entouré. L'ambiance chaleureuse et de nombreuses discussions ont éclairé ce travail. Toute ma reconnaissance va à ma famille et à mes proches qui ont su si bien me soutenir et me supporter. Que tous ceux qui ont contribué de près ou de loin à cette réussite (ils sont nombreux) en soient chaleureusement remerciés !

Nomenclature

Symboles romains

a	Accélération [m/s^2]
a_i, b_i	Constantes des relations masse-diamètre des espèces précipitantes ($i=r, n, h$ resp. pluie, agrégat et grésil)
C_i	Chaleur spécifique de la glace [$\text{m}^2\text{s}^{-2}/^\circ\text{K}$]
C_w	Chaleur spécifique de l'eau [$\text{m}^2\text{s}^{-2}/^\circ\text{K}$]
C_p	Chaleur spécifique de l'air sec à pression constante [$\text{J/kg}/^\circ\text{K}$]
C_v	Chaleur spécifique de l'air sec à volume constant [$\text{J/kg}/^\circ\text{K}$]
c_i, d_i	Constantes des relations vitesse-diamètre des espèces précipitantes ($i=r, n, h$)
C_{i, x_i}	Constantes des distributions dimensionnelles des espèces précipitantes ($i=r, n, h$)
\bar{D}	Diamètre moyen de la distribution [mm]
D_0	Diamètre équivalent de goutte [mm]
D_{50}	Diamètre médian de la distribution [mm]
f	Paramètre de Coriolis ($f=10^{-4}$) à 45° de latitude [1/s]
Fr	Nombre de Froude [-]
g	Accélération gravitationnelle ($g=9.81$) [m/s^2]
K	Conductivité thermique de l'air [$\text{W}/(\text{m } ^\circ\text{K})$]
K	Diffusivité thermique de l'air [$\text{kg}/(\text{ms})$]
k	Énergie cinétique turbulente [m^2s^{-2}]
$M(i)$	Moment d'ordre i de la distribution [m^i]
N_0	Origine de la distribution exponentielle de taille de gouttes [$\text{m}^{-3}\text{mm}^{-1}$]
n_0	Ordonnée à l'origine des distributions des flocons de neiges [$\text{m}^{-3}\text{mm}^{-1}$]
N_T	Nombre de gouttes enregistrées sur un intervalle de temps [-]
N_t	Nombre de gouttes de la distribution par unité de volume [m^{-3}]
P	Pression atmosphérique [Pa]
P_{ref}	Pression atmosphérique de référence [Pa]

Pr	Nombre de Prandtl [-]
q_c	Contenu spécifique d'eau de nuages [g/kg]
q_r	Contenu spécifique d'eau de pluie [g/kg]
q_v	Contenu spécifique de vapeur [g/kg]
R	Constante des gaz pour l'air sec [J/kg/°K]
R	Intensité de précipitation [mm/h]
S_d	Tension seuil efficace du disdromètre acoustique [V]
S_t	Nombre de Strouhal ($S_t = f \cdot b / v$) [-]
S_c	Nombre de Schmidt (ν / ψ)
T	Température réelle [°K]
T_d	Température du point de rosée [°K]
u, v	Composantes horizontales de la vitesse [m/s]
\vec{V}_c	Vecteur de cisaillement
\vec{V}	Vecteur vitesse [m/s]
V_g	Vitesse géostrophique [m/s]
W_l	Contenu d'eau de nuages [g/m ³]
W_r	Contenu d'eau de pluie [g/m ³]
W_v	Contenu de vapeur [g/m ³]
Z	Facteur de réflectivité [mm ⁶ /m ⁶]
z	Coordonnée de l'axe vertical [m]
z_0	Longueur de rugosité [m]

Symboles grecs

α	Volume spécifique [l/g]
ϵ	Rapport des constantes des gaz de l'air sec à la vapeur ($\epsilon = 0.622$)
ϵ	Taux de dissipation turbulente [m ² /s ³]
Γ	Coefficient de diffusion scalaire [kg/(ms)]
Γ	Fonction Gamma (généralisation de la fonction factorielle à \mathbb{R})
Γ_{hum}	Gradient thermique de l'adiabatique humide (-.0065) [°K/m]
Γ_{sec}	Gradient thermique de l'adiabatique sèche (-.0098) [°K/m]
κ	Diffusivité thermique [kg/(ms)]
λ	Paramètre de pente de la distribution exponentielle [mm ⁻¹]
μ	Viscosité dynamique ($\nu = \mu / \rho$) [Pa.s]
ν	Viscosité cinématique [m ² /s]
ψ	Taux de diffusion de la vapeur dans l'air [m ² /s]
ρ_h	Densité hydrostatique [kg/m ³]
ρ_w	Densité de l'eau [kg/m ³]
σ_H	Nombre de Prandtl turbulent pour la chaleur [-]

σ_k	Nombre de Prandtl turbulent pour l'énergie turbulente [-]
σ_ϵ	Nombre de Prandtl turbulent pour la la dissipation [-]
θ	Température potentielle [°K]
φ	Latitude sur le globe [°]

Sigles

ANETZ	Automatisches Netz (réseau suisse automatique de mesures)
CFX4	Solveur de mécanique des fluides utilisé dans ce travail
DSD	Disdromètre de Joss-Waldvogel
EPFL	École Polytechnique Fédérale de Lausanne
IAV	Ingénierie Acoustique et Vibratoire
IDF	Courbes Intensités-Durée-Fréquences
ISM	Institut Suisse de Météorologie
MAP	Mesoscale Alpine Program (http://www.map.ethz.ch)
OFMC	Office Fédéral de Météorologie et Climatologie ou MétéoSuisse (anciennement ISM)
OTL	Observatoire tessinois de Locarno-Monti
PMP	Précipitation Maximale Probable
PreSOP	Campagne précédant la SOP durant la campagne MAP de mesures
SOP	Période Spéciale d'Observation durant la campagne MAP de mesures
WSL	Institut Fédéral de Recherche de la Neige, de la Forêt et du Paysage (FNP)

Table des matières

Version abrégée	i
Abstract	iii
Remerciements	v
Nomenclature	vii
Table des matières	xi
1. Introduction	1
1.1. Motivations	1
1.2. Objectifs	3
1.2.1. Mesures expérimentales	3
1.2.2. Modèle numérique événementiel	4
1.3. Organisation du travail	6
2. Caractéristiques physiques des précipitations	9
2.1. Occurrence de précipitations abondantes en Suisse	9
2.2. Stabilité de l'atmosphère	12
2.3. Phénoménologie des précipitations atmosphériques	13
2.3.1. Classification des nuages	15
2.3.2. Précipitations orographiques	15
2.3.3. Précipitations convectives	18
2.4. L'eau atmosphérique en suspension	21
2.4.1. Vapeur d'eau	23
2.4.2. Eau de nuages	24
2.4.2.1. Micro-structure	26
2.4.2.2. Distributions de taille	26
2.4.3. Les particules de glace	28
2.5. Les précipitations	30
2.5.1. Eau de pluie	30
2.5.1.1. Vitesse de chute	31
2.5.1.2. Micro-structure	32
2.5.1.3. Distributions de taille	34

2.5.2.	Précipitations solides	39
2.5.2.1.	Vitesse de chute	40
2.5.2.2.	Distributions de taille	42
3.	Disdromètre acoustique	45
3.1.	Les instruments de mesure des précipitations	46
3.1.1.	Les instruments totalisateurs	46
3.1.2.	Les instruments discrétisateurs	48
3.2.	Description de l'instrument et principe de mesure	48
3.3.	Théorie de fonctionnement	50
3.3.1.	Formulation de la pression acoustique générée par une goutte	51
3.3.2.	Quantité de mouvement des gouttes de pluie	51
3.3.3.	Calcul de l'intensité de précipitations	53
3.3.4.	Flux de gouttes sur l'instrument	54
3.3.5.	Pré-traitement du signal et algorithme de détection	56
3.3.6.	Configuration de l'algorithme de détection	60
3.3.7.	Taille de gouttes minimale détectable	62
3.3.8.	Calcul des distributions de tailles de gouttes	63
3.3.9.	Étude de la relation tension-diamètre	67
3.3.10.	Problématique du vent	69
3.4.	Étude sous simulateur de pluie	71
3.4.1.	Description des essais	72
3.4.1.1.	Inter-comparaison	72
3.4.1.2.	Comparaisons avec le pluviographe	74
3.4.1.3.	Influence de la fenêtre temporelle de détection	74
3.4.2.	Discussion des essais au WSL	77
3.5.	Comparatifs à l'Institut Suisse de Météorologie de Locarno	77
3.5.1.	Situation générale	77
3.5.2.	Instrument de référence	78
3.5.3.	Épisodes mesurés	80
3.5.4.	Intensité de précipitations	81
3.5.5.	Distribution de taille de gouttes	89
3.6.	Discussion sur le potentiel et les limites du concept	97
4.	Méthodes de calcul des précipitations extrêmes	101
4.1.	Définition de la Précipitation Maximale Probable (PMP)	103
4.2.	Méthodes statistiques	105
4.3.	Méthodes déterministes	108
4.4.	Formulations analytiques	110
4.4.1.	Modèle de convergence	111
4.4.2.	Maximisation d'humidité et transposition d'averses	112
4.4.3.	Modèle de composante orographique stable	113
4.4.4.	Méthode de composante convective orographique	114

4.5.	Simulations numériques	115
4.5.1.	Paramétrisation de microphysique chaude	117
4.5.2.	Paramétrisation de la microphysique froide	119
4.5.2.1.	Description physique des particules	120
4.5.2.2.	Transfert microphysique	121
4.5.2.3.	Équations de conservations	131
4.5.2.4.	Vitesses de chute	133
4.5.2.5.	Formalisme des distributions de tailles de particules	133
4.5.2.6.	Choix des constantes microphysiques	135
5.	Calcul numérique des précipitations extrêmes	137
5.1.	Modèle atmosphérique événementiel	138
5.1.1.	Dynamique de l'atmosphère	138
5.1.1.1.	Les équations du modèle de calcul CFX4	139
5.1.1.2.	Équations du mouvement	140
5.1.1.3.	Hypothèses supplémentaires	141
5.1.2.	Traitement du sol	142
5.2.	Précipitation orographique	143
5.2.1.	Reproduction de l'événement du 24 septembre 1993 à Brig (CH)	143
5.2.1.1.	Domaine de simulation	144
5.2.1.2.	Procédure et conditions de bords	144
5.2.1.3.	Comparaisons avec les observations	147
5.2.1.4.	Étude de sensibilité	149
5.2.1.5.	Conclusions partielles relatives aux précipitations orographiques	151
5.2.2.	Maximisation de la composante orographique stable	152
5.2.2.1.	Calcul de la PMP pour un bassin alpin	154
5.3.	Précipitation frontale	156
5.3.1.	Calcul de la PMP pour le bassin versant de Krasnodar	157
5.3.1.1.	Procédure de détermination de la PMP	157
5.3.1.2.	Domaine de simulation	158
5.3.1.3.	Conclusions de l'étude	158
5.4.	Précipitation convective	160
5.4.1.	La colonne mono-dimensionnelle	160
5.4.1.1.	Simulation de référence	160
5.4.1.2.	Sensibilité du taux de précipitation	165
5.4.2.	La cellule tri-dimensionnelle	166
5.4.2.1.	Concept de la simulation	167
5.4.2.2.	Domaine de calcul et conditions initiales	168
5.4.2.3.	Analyse des résultats	169
5.4.3.	Conclusions relatives aux précipitations convectives	173

6. Conclusions et perspectives	177
6.1. Disdromètre acoustique	177
6.2. Maximisation numérique	178
6.3. Perspectives	180
Bibliographie	183
Annexes	192
A. La mesure des précipitations	195
A.1. Le réseau suisse de mesures météorologiques	195
B. Les simulateurs de pluie	199
B.1. Propriétés et caractéristiques	199
B.2. Types de simulateurs de pluie	200
B.2.1. Simulateurs à formateurs de gouttes	200
B.2.2. Simulateurs à buses	200
B.3. Le simulateur de l'Institut de la Forêt, de la Neige et du Paysage (WSL)	201
B.3.1. Description de l'équipement	201
C. La campagne de mesures du Mésoscale Alpine Program	205
D. Résultats des mesures de la campagne PreSop à l'ISM Locarno	207
D.1. Mesures du 20 août 1999	207
D.2. Mesures du 26 août 1999	224
D.3. Mesures du 3 septembre 1999	224
E. Applications du disdromètre acoustique	229
E.1. La rosette de mesures	229
E.2. Campagne de mesures sur terrain plat	231
E.2.1. Mesures à disposition	233
E.2.2. Épisodes mesurés	236
E.2.3. Résultats de mesures	236
E.2.4. Comportement de l'algorithme de détection	240
E.2.5. Sélection des pluies du 10 juillet 2000	240
F. Résultats de simulation de la PMP dans le bassin de Mattmark	253
G. Article concernant le calcul de PMP sur la bassin versant de Krasnodar (Goulpié et al., 2002)	287
H. Résultats de la simulation mono-dimensionnelle	299
I. Simulation convective tri-dimensionnelle	305

J. Utilisation du code de mécanique des fluides CFX4	319
J.1. Le fichier de configuration	322
J.2. Le fichier de géométrie	323
J.3. Le fichier de commande	323
J.4. Fichiers d'entrées/sorties supplémentaires	325
J.4.1. Fichiers d'entrés	325
J.4.2. Fichiers de sorties	326
K. Diverses expressions mathématiques du modèle numérique	329
K.1. Équilibre hydrostatique et expression du terme de flottabilité .	329
K.2. Formulation de la conservation d'énergie en terme de température potentielle θ , selon Montavon (1998)	330
K.3. Pression de vapeur saturante par rapport à l'eau et à la glace, selon Caniaux (1993)	332
K.4. Chaleurs latentes de vaporisation, sublimation et congélation, selon Caniaux (1993)	333
K.5. Viscosité dynamique de l'air, selon List (1966)	333
K.6. Conductivité thermique de l'air, selon Caniaux (1993)	333
K.7. Diffusivité de la vapeur d'eau dans l'air, selon Caniaux (1993)	333
K.8. Chaleurs spécifiques de l'eau et de la glace (C_w et C_i)	334
K.9. Paramétrisation de la fonction de production G de la formulation de Kessler en fonction de la température et de la pression	334
K.10. Liste des termes de transferts de masse du modèle de Caniaux	335

1. Introduction

1.1. Motivations

Au cours des 25 dernières années du XX^{ème} siècle, les crues ont coûté en Suisse en moyenne 450 millions de francs par an (rapport OcCC, 1998). Parmi les risques naturels, ce sont bien les inondations qui affichent le potentiel de dégâts le plus élevé. A l'échelle du globe, les principales pertes engendrées de 1987 à 1999 par les phénomènes naturels ont été répertoriées par Koch (2000). Parmi la trentaine d'évènements recensée, le tableau 1.1 montre que seuls 10% des dommages ne sont pas occasionnés par des phénomènes atmosphériques. Ensemble sur 12 années, ils portent à plus de 80 milliards de dollars le montant des pertes individuelles assurées.

Les crues sont aussi responsable de 37% de toutes les ruptures de barrages dans le monde. Sans parler des pertes humaines.

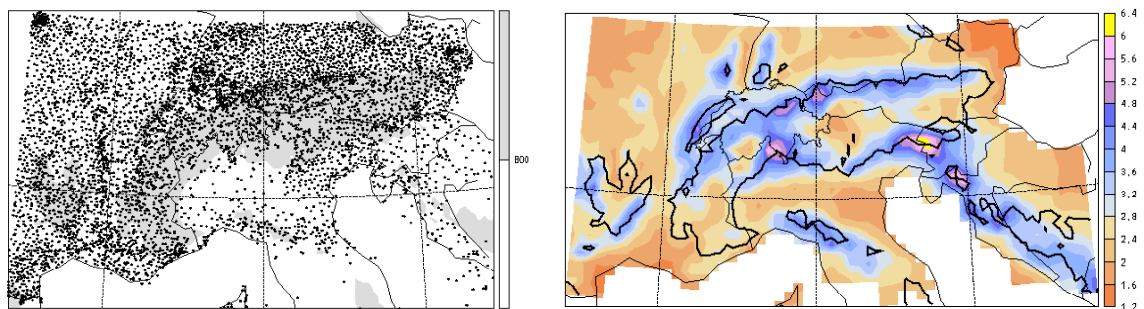


FIG. 1.1.: Réseau de mesures pluviométrique utilisé par Frei and Schär (1998), et précipitations moyennes journalières issues des mesures sur l'arc Alpin, synthétisées par les auteurs

Début décembre 2003, la vallée du Rhône a connu durant 3 jours de fortes précipitations : le fleuve a atteint un débit qui n'avait jamais été observé ; les mesures établies indiquent un volume cumulé de précipitations de 218 mm d'eau à Marseille, 248 mm à Montpellier, 235 mm à Cassis et 300 à 400 mm en Ardèche soit l'équivalent de quatre mois normaux de précipitations (à comparer avec la moyenne journalière déduite des travaux de Frei and Schär (1998) et illustrée en figure figure 1.1, schéma de droite). Pendant ce temps, à 300 km de là, la Suisse n'a rien reçu à part quelques gouttes à Genève et moins de 100 mm au Tessin, resté à l'écart de la perturbation principale.

Malgré l'importance du réseau de mesure concentré autour de l'arc Alpin (figure 1.1, schéma de gauche), seul les radars atmosphériques permettent

Événement	Année	Pertes assurées (10 ⁹ \$ _{US})
Tempêtes - Europe	1987	3.5
Ouragan Hugo	1989	4.5
Tremblement de terre - Loma Prieta - US	1989	2
Tempêtes - Europe (2 tempêtes)	1990	10
Typhon Mireille - Japon	1991	5
Tornade - Californie US	1991	1.7
Ouragan Andrew	1992	1.7
Ouragan Iniki	1992	1.6
Tempête - US	1993	1.75
Incendie Californie - US	1993	1
Inondations (Mississippi) - US	1993	1
Orages - US	1994	1.65
Tremblement de terre - Northridge - US	1994	12.5
Tempêtes / Inondations - Europe	1995	1
Tempêtes US	1995	1.4
Ouragan Opal	1995	2.1
Ouragan Luis	1995	1.5
Ouragan Marilyn	1995	1
Tremblement de terre - Kobe - Japon	1995	2.5
Tempête de grêle - Texas US	1995	1.1
Ouragan Frank	1996	1.6
Orage de glace - Canada/US	1998	1.15
Tempête de grêle US	1998	1.35
Ouragan Georges	1998	3.5
Tornade - US	1999	1.5
Typhon Bart - Japon	1999	2.2
Orage de grêle - Australie	1999	1.1
Ouragan Floyd - US et Bahamas	1999	1.8
Tremblement de terre - Taiwan	1999	1
Orages - Europe	1999	6.8
Total :		80.5

TAB. 1.1.: Pertes individuelles assurées d'un milliard US\$ et plus déclarées entre 1987 et 1999 pour des catastrophes naturelles, selon Koch (2000).

aujourd'hui de mesurer l'étendue spatiale des phénomènes avec précision en délimitant les zones de précipitations. Si leurs descriptions spatio-temporelles s'étudient aussi bien à partir des observations que de la simulation numérique, il convient de relever que les gammes de variation des facteurs espace et temps sont considérable (figure 1.2).

La lutte contre les phénomènes de crues doit d'ailleurs s'inscrire à 3 niveaux d'anticipation :

1. à long terme, en dimensionnant des événements de précipitation extrêmes pour permettre de quantifier les risques potentiels de la crue centennale ou millénaire et concevoir des méthodes visant à canaliser ou dissiper la crue ou sinon, à déclencher l'évacuation de population menacée par les eaux.
2. à courte échéance, en simulant par les modèles de prévisions, la genèse et diverses évolutions temporelles d'épisodes atmosphériques intenses. Saluons à ce sujet les prévisions remarquables de Météo-France qui ont mis en vigueur le troisième jour dans l'Hérault et pour la deuxième fois de l'histoire de l'échelle d'alerte la consigne de vigilance rouge.
3. en temps réel, par la mesure fine des distributions de pluie lors d'épisodes intenses afin de confirmer ou d'infirmer les prévisions des modèles et de permettre la gestion dynamique des ouvrages de régulations en anticipant plus précisément les situations critiques.

1.2. Objectifs

En réponses aux motivations énumérées ci-dessus, et sans chercher à s'adresser aux problèmes de prévisions à court terme, le travail de recherche s'appuie sur deux approches complémentaires que sont l'observation sur le terrain et la simulation numérique événementielle.

1.2.1. Mesures expérimentales

Il s'agit de développer et de valider un appareil de mesures (à la fois simple, robuste et économe) des caractéristiques de la pluie dénommé *disdromètre acoustique* : à partir des signaux acoustiques générés par les gouttes d'eau sur une coque résonnante, il permet de déterminer les distributions de tailles de gouttes (fonction disdromètre, section 3.5.5) en plus de l'intensité de précipitation (fonction pluviomètre, section 3.5.4).

L'originalité réside dans l'approche acoustique qui en réunissant de faibles coûts de réalisation et une consommation énergétique raisonnable, permet d'envisager l'équipement d'un bassin versant critique d'un nombre élevé d'appareils pour pouvoir suivre l'évolution spatio-temporelle des distributions de pluie (annexe E).

	1 mois	1 jour	1 heure	1 min	1 sec	
10'000 km	Ondes stationnaires Ondes ultra-longues	Marée				MACRO α
2'000 km		Ondes baroclines				MACRO β
200 km		Fronts, Ouragans				MESO α
20 km			Jets nocturnes basse altitude Lignes de grains Perturbations lac & montagne			MESO β
2 km			Orages Ondes inertielle de gravité Effets urbains			MESO γ
200 m				Tornado, Convection profonde Ondes courte de gravité		MICRO α
20 m				Tourbillons de poussières, Sillage thermique		MICRO β
					Panaches, Rugosité Turbulence	MICRO γ
Modèles	Climatologique	Synoptique	Méso-échelle	Local (ou micro-échelle)		

FIG. 1.2.: Echelle spatio-temporelle de différents phénomènes atmosphériques selon Orlandi (1975) avec modifications

Notons que la taille de gouttes est déterminante dans le processus d'érosion du sol ; dans une application pour la lutte contre les catastrophes naturelles, il semble aussi intéressant de disposer d'un instrument relativement simple et capable de fournir des informations sur les distributions dimensionnelles des gouttes de pluie (page 89).

1.2.2. Modèle numérique événementiel

De manière générale, diverses structures cohérentes s'observent dans l'atmosphère : des tourbillons de la couche limite planétaire jusqu'aux cyclones tropicaux. L'organisation des systèmes nuageux est complexe puisqu'elle est profondément influencée par le cycle de l'eau et en particulier par les absorptions et dégagements de chaleurs latentes consécutifs aux changements de phase qui modifient le bilan énergétique et la dynamique des écoulements. Les échelles spatio-temporelles des phénomènes atmosphériques sont extrêmement diverses comme l'illustre la figure 1.2.

Il existe différentes familles de modèles de simulation de l'atmosphère qui s'utilisent préférentiellement selon les phénomènes prépondérants et les extensions spatiales et temporelles dont ils tiennent compte. On distingue ainsi les modèles globaux de circulation, décrivant l'atmosphère et l'océan, et

les modèles à domaine limité dont les modèles météorologiques, utilisés pour la prévision et les modèles atmosphériques événementiels qui font en partie l'objet de ce travail (section 5.1, page 138).

Il s'agit en greffant des schémas de microphysique atmosphérique adéquats à un modèle de mécanique des fluides industriel, de reproduire par la modélisation numérique les distributions spatio-temporelles de précipitations mesurées lors d'évènements intenses. L'approche numérique développée est basée sur la reproduction d'évènements atmosphériques initialisés en conditions de bords par des profils idéalisés des variables atmosphériques. Le modèle numérique calcule dans le domaine de simulation les vents et les précipitations consécutives. En étudiant les mécanismes prépondérants, une méthode de maximisation des précipitation est déduite.

La modélisation numérique événementielle s'appuie sur trois conditions fondamentales permettant d'atteindre les objectifs de simulation des écoulements atmosphériques réalistes et détaillés, sans chercher nécessairement la rapidité du temps de calcul :

la représentation de la topographie : En terrain complexe tel que le Massif Alpin, la canalisation et les séparations des écoulements par les arêtes montagneuses déterminent profondément les distribution spatiales des précipitations. Dans ce contexte, il est primordial de définir convenablement la topographie du site sur lequel la modélisation des pluies extrêmes doit s'opérer. La figure 1.3 montre la topographie de la Suisse à différentes résolutions (1, 3, 7 et 15 km), et illustre l'importance du raffinement de la maille de calcul sur les reliefs puisque de nombreuses caractéristiques n'apparaissent qu'à partir d'une résolution horizontale inférieure à 3 kilomètres.

la représentation de la microphysique : un compromis délicat doit s'établir entre les nécessaires simplifications des schémas microphysiques par rapport à la complexité de la nature et les exigences posées par la validité des simulations des précipitations orographiques et convectives. Un schéma de microphysique trop simpliste nuit au réalisme des simulations et à l'opposée un schéma trop sophistiqué augmente exagérément le nombre de paramètres à ajuster. C'est pourquoi nous avons opté premièrement pour un modèle de microphysique particulièrement simple mais fondamental (modèle chaud de Kessler) et deuxièmement pour un modèle bien plus évolué de microphysique froide largement inspiré du travail de thèse de Caniaux.

les conditions de bords et initiales : Les inhomogénéités spatiales et temporelles de l'atmosphère nécessitent a priori une fine définition des conditions météorologique initiales, et aux frontières du domaine de calcul pour reproduire un évènement donné. Dans le cas du calcul de précipitations extrêmes, une possibilité est de considérer la modélisation d'évènements critiques initiés par des profils théoriques des variables at-

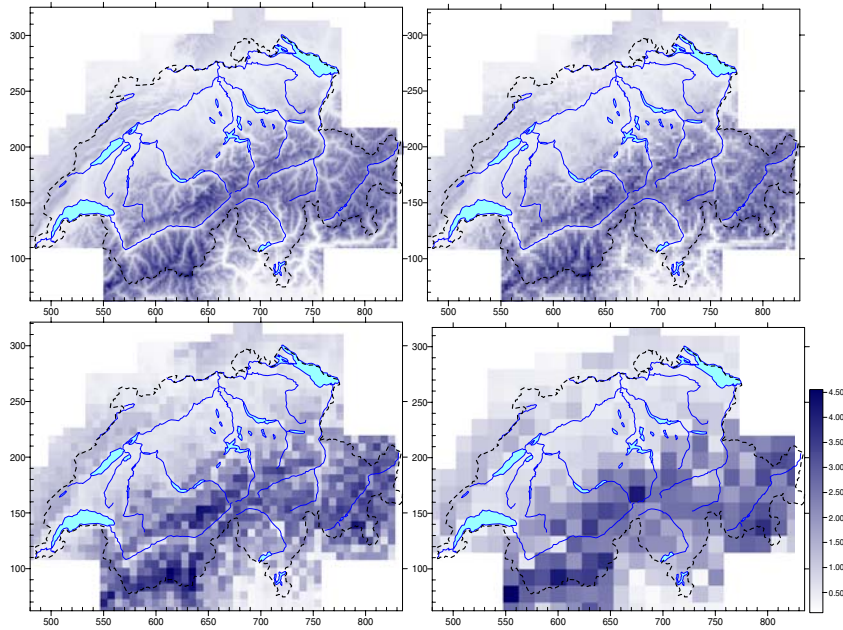


FIG. 1.3.: Représentation de la topographie de la Suisse aux résolutions de 1, 3, 7 et 15 km.

mosphériques. Ces conditions atmosphériques 'simplifiées' s'inspirent de profils réels mesurés durant des phénomènes intenses.

L'approche est ainsi fondamentalement différente à celle employée en hydrologie puisque nous étudions les conditions amonts qui quantifient implicitement les pluies extrêmes, alors qu'il est plus classique d'étudier en aval de ces phénomènes les statistiques des événements observés.

L'originalité de l'approche réside dans la finesse des échelles de temps et d'espace auxquelles sont étudiés les phénomènes. La méthode de maximisation d'événements météorologiques en événements théoriques critiques se révèle performante par rapport aux méthodes classiques et permet de pallier aux manques cruciaux de mesures dans de nombreuses régions (page 296). Enfin, l'instrument acoustique laisse entrevoir de nouveaux horizons dans la mesure des caractéristiques de la pluie et par exemple, la gestion dynamique de barrages.

1.3. Organisation du travail

Le présent manuscrit débute par une revue bibliographique des caractéristiques physiques des précipitations (page 9). Parmi la descriptions des diverses formes de l'eau atmosphérique (section 2.4 et 2.5), une attention particulière est portée aux distributions dimensionnelles des gouttes de pluie

(section 2.5.1.2) dont l'objectif de l'instrument acoustique est la caractérisation.

Le développement de l'instrument acoustique est présenté en chapitre 3. Son principe original est décrit en page 48 et la théorie de fonctionnement étudiée aux sections numérotées de 3.3.1 à 3.3.10. L'étude sous le simulateur de pluie de l'Institut Fédéral de Recherche, de la Neige, de la Forêt et du Paysage (WSL/FNP) a permis de valider le principe et d'effectuer les premières calibrations de l'appareil (section 3.4). La validation définitive s'est déroulée lors d'un comparatif d'instruments de mesure sur le site de l'Institut Suisse de Météorologie de Locarno. La comparaison des intensités de précipitations mesurées avec des instruments de référence situés à quelques mètres de distances est effectuée en section 3.5 et démontre le potentiel de l'instrument. La capacité du principe de mesure à capturer les caractéristiques des distributions de tailles de gouttes est explorée en section 3.5.5. Les conclusions générales du développement sont tirées dans une discussion intermédiaire page 97. Enfin, une application de l'instrument consistant en une installation d'une rosette de 5 disdromètres acoustiques sur le site de l'École Polytechnique Fédérale de Lausanne est présentée en annexe E.

La problématique de la détermination des pluies extrêmes est traitée en chapitre 4. Ce chapitre commence par rappeler la définition de la Pluie Maximale Probable (page 103). Il dresse alors succinctement l'historique des méthodes statistiques et déterministes de quantification des précipitations abondantes et traite en particulier des méthodes proposées par l'Organisation Mondiale de Météorologie (pages 101 à 115). Les méthodes de simulation numériques sont répertoriées et détaillées en section 4.5 puisqu'elles constituent la base de la méthode développée dans ce travail. Une attention particulière est portée à la description des schémas de microphysique atmosphérique (chaud et froid, respectivement section 4.5.1 et 4.5.2) retenus pour les simulations.

Le chapitre 5 traite spécifiquement de la modélisation des phénomènes extrêmes et de leur maximisation. L'originalité de l'approche se situe ici en particulier sur le type de modèle numérique retenu. En effet, notre choix s'est porté vers un code industriel de mécanique des fluides nommée CFX4 dans lequel ont été greffées les hypothèses de la simulation des fluides atmosphériques ainsi que la paramétrisation de la microphysique de l'eau. Cela a permis de s'affranchir de certaines hypothèses classiques de résolution des modèles atmosphériques (telles que résolution horizontale ou système de coordonnées dans lequel sont exprimées les équations de conservation (Schär, 2000)) et aussi de disposer du large support de l'équipe de développement du code pour la discrétisation numérique des équations et l'ajout des termes sources. Le traitement de la dynamique est décrit en section 5.1.1, suivi d'un article qui illustre la reproduction de l'événement intense de précipitation observé dans la région de Brig en Suisse le 23 septembre 1993 (page 143). La sensibilité des quantités d'eaux précipitées aux différents paramètres identifiés est présentée en section 5.2.2 pour le cas des précipitations orographiques. Une application du calcul

de la précipitation extrême de ce type est effectuée sur un petit bassin Alpin, les résultats préliminaires sont donnés en page 154 et les résultats de simulation sont annexés page F. Le cas des précipitations convectives est traité en section 5.4. Un second article présente l'application de la méthode de détermination de la Pluie Maximale Probable et s'intéresse plus spécifiquement aux situations météorologiques frontales qui sont les seules à pouvoir générer un volume critique de pluie dans le bassin versant considéré (page 156 à page 158).

Les conclusions (page 177) résument les résultats expérimentaux et numériques obtenus à travers ce travail et offrent un aperçu des prolongements qui pourraient être engagés pour poursuivre cette recherche.

2. Caractéristiques physiques des précipitations

Le but est d'introduire les notions de base de la physique de l'eau et de la dynamique de l'atmosphère aussi bien pour le développement de l'instrument acoustique que le choix du modèle numérique de maximisation. Nous traitons pour commencer la tendance des événements de précipitations abondantes et les facteurs d'influence des précipitations en Suisse (section 2.1). Il s'agit ensuite d'aborder succinctement la formation des nuages avant d'étudier plus en détail la structure fine des hydrométéores de l'atmosphère. Si la section 2.5.1 concernant les précipitations liquides est commune aux développements expérimentaux et numériques, le chapitre sert plus spécifiquement 2 objectifs distincts : la partie microphysique de la pluie (section 2.5.1.2) définit en particulier le cadre dans lequel s'effectue le développement du disdromètre acoustique, tandis que les parties concernant la stabilité de l'atmosphère (section 2.2), la phénoménologie des précipitations (section 2.3) et les précipitations solides (section 2.5.2) sont étroitement liées à la simulation numérique.

2.1. Occurrence de précipitations abondantes en Suisse

Les mécanismes physiques qui gouvernent le climat et le temps en Suisse se déroulent à différentes échelles (Schär et al. (1998) et Grebner and Roesch (1998)). La figure 2.1 montre les facteurs d'influence sur les précipitations en Suisse. Si la plupart des processus (et leurs impacts) sont relativement bien connus, de sérieuses incertitudes subsistent lors d'un passage d'une échelle à l'autre en particulier pour les interactions entre climat et phénomènes météorologiques. Le travail se concentre sur les effets locaux et les échelles temporelles de l'ordre de la journée. Dans l'arc alpin, les précipitations les plus intenses sont observées sur le versant sud. Les fortes pluies sont fréquentes au Tessin et dans les régions voisines de l'Italie du nord, surtout en automne (Courvoisier (1998) et Schär et al. (1998)). Ces événements résultent souvent d'une combinaison de précipitations cycloniques et convectives. Entraîné par une zone active de basse pression, influencé par la dynamique des courants

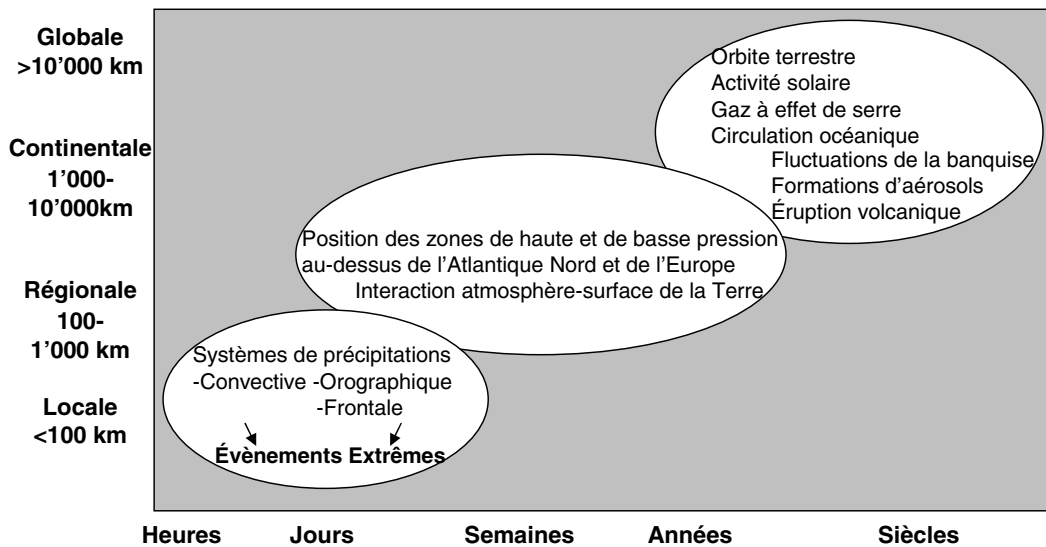


FIG. 2.1.: Facteurs d'influence sur les précipitations en Suisse selon différentes échelles spatiales et temporelles, selon OcCC (1998).

d'altitude, l'apport d'air humide de la Méditerranée joue un rôle déterminant (voir l'article de Grebner (1980)).

L'analyse historique a clairement démontré que les crues observées affichent une très forte variabilité naturelle. Les sédiments dans les lacs suisses montrent que l'ampleur des crues extrêmes n'a pas augmenté pendant le dernier millénaire. En fait, selon les travaux de Siegenhalter and Sturm (1991), c'est en 1342 que la sédimentologie situe la plus importante crue de notre histoire.

Concernant la tendance des précipitations durant le XX^{eme} siècle, nous nous référons à l'article de Fallot (2000) dans lequel il a étudié les enregistrements pluviométriques de 133 stations en Suisse depuis 1901, où seules les pluies abondantes étaient retenues. Pour définir ces pluies, l'auteur propose le seuil de 50 mm ou plus de précipitations par 24 heures. Fallot (2000) montre pour ce XX^{eme} siècle une forte variabilité du nombre de jours de précipitations abondantes (figure 2.2), entre 15 et 58 jours en fonction des 8 grandes régions de régime pluviométrique homogène qu'il a identifiées (à savoir le Jura, le Plateau occidental, le Plateau oriental, les Préalpes occidentales, les Préalpes orientales, le Valais (i.e. Alpes occidentales), les Grisons (i.e. Alpes orientales), et le versant Sud des Alpes (i.e. Tessin).) Il apparaît sur la figure 2.2, que le nombre de jours de précipitations abondantes fluctue fortement au cours du siècle avec notamment un pic local au milieu des années 20 et des pics secondaires à la fin des années 30 et 50. On constate aussi une hausse sensible sur la fin du siècle ce qui correspond aux conséquences de l'augmentation de température tant commentée de nos jours. Cette hausse n'apparaît pas au Sud des Alpes (i.e. le Tessin) et l'analyse approfondie montre qu'elle

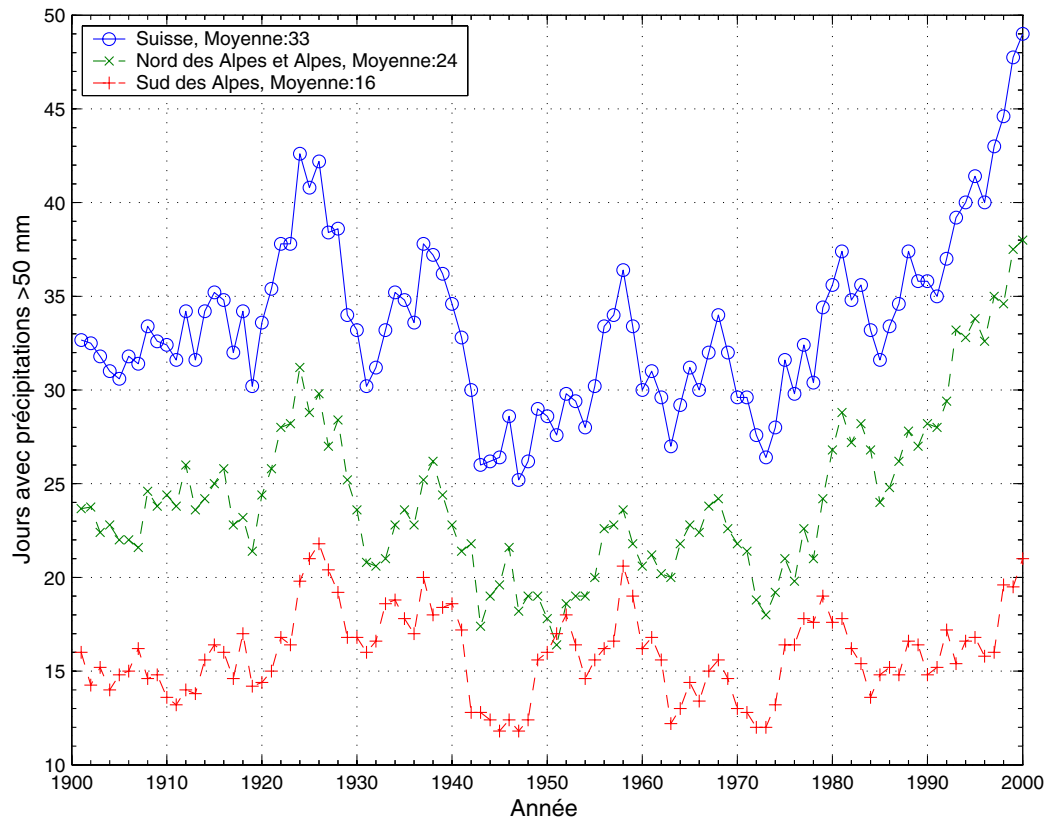


FIG. 2.2.: Evolution du nombre de jours avec fortes précipitations durant le XX^{ème} en Suisse (moyennes mobiles sur 5 ans). Un jour de fortes précipitations correspond à un enregistrement d'une hauteur d'eau supérieure à 50 mm en 24 heures sur au moins une station de la région, selon Fallot (2000).

concerne surtout 2 régions, soit les Préalpes orientales et le Valais. Fallot (2000) s'est aussi intéressé à l'identification des situations météorologiques typiques à l'origine des précipitations abondantes. Pour cela, il utilise la classification de Hess-Brezowsky (Gerstengarbe and Werner (1993)) qui distingue 30 situations météorologiques typiques pour le temps en Europe centrale. Fallot (2000) montre que l'on retrouve certaines situations cycloniques assez typiques dans toutes les régions suisses. Ainsi la situation d'*Ouest cyclonique*, caractérisée par un courant d'Ouest perturbé, génère le plus fréquemment des précipitations abondantes dans ce pays (près de 20% des situations de fortes précipitations). Vient ensuite la situation de *thalweg* sur l'Europe occidentale (9% des jours de précipitations abondantes), puis la situation du *Nord-Ouest cyclonique* (caractérisée par un courant perturbé du Nord-Ouest) qui représente 6.5% des jours de précipitations abondantes. La situation la plus propice aux fortes précipitations par rapport à sa fréquence d'apparition

est celle de *thalweg* (avec plus de 23% de précipitations abondantes parmi ces jours d'apparitions) alors que la situation d'*Ouest cyclonique* ne génère de fortes précipitations que dans près de 11% de ces apparitions.

Il est d'actualité de citer le record suisse de précipitations enregistré le 29 août 2003 : il est tombé ce jour-là, 33,6 l/m² de pluie en 10 minutes, ce qui n'avait jamais été enregistré depuis l'introduction des mesures automatiques en 1981. Le précédent record datait du 2 septembre 1983 où 32 mm de pluie avaient été enregistrées aussi à Locarno. Les records suisse de quantités de pluies enregistrées pour des durées plus longues sont de 414 mm en 24 heures, le 10 septembre 1983 et de 5910 mm sur l'année hydrologique 1939-1940.

La propension des instabilité de l'atmosphère à se déclencher ou à s'inhiber est liée au gradient de température de l'air, comme le montre la prochaine section.

2.2. Stabilité de l'atmosphère

Considérons une atmosphère soumise à une accélération gravitationnelle g dans laquelle nous proposons de calculer l'accélération propre d'une particule fluide (ou masse d'air considéré comme un gaz parfait) de température T_p et de densité ρ_p . La variable utilisée comme critère de stabilité de l'air environnant est la température potentielle. Elle est définie comme étant la température réelle qu'aurait cette même particule si elle était ramenée au sol (ou à une pression de référence) de manière adiabatique. Son expression est :

$$\theta(z) = T(z) \left(\frac{P_{ref}}{P(z)} \right)^{R/C_p} \quad (2.1)$$

où T est la température réelle, et P la pression atmosphérique au point considéré, P_{ref} la pression atmosphérique de référence (à la pression $P_{ref}=1000$ ou au niveau de la mer $P_{ref}=1013$ hPa selon les auteurs), $R=287$ J/kg/°K, C_p la chaleur spécifique de l'air sec à pression constante ($C_p=1005$ J/kg/°K) et z l'ordonnée de l'axe vertical ascendant. Cette variable présente l'avantage d'être conservée sur la trajectoire quand seul les processus adiabatique sont pris en compte (annexe K.2). En considérant l'équilibre hydrostatique de l'atmosphère ($\partial P/\partial z = -\rho g$) et l'équation d'état de l'air assimilé à un gaz parfait ($P = \rho RT$), on obtient facilement la relation suivante entre les dérivées verticales de température réelle et potentielle :

$$\frac{\partial \theta}{\partial z} = \frac{\theta}{T} \left(\frac{\partial T}{\partial z} + \frac{g}{C_p} \right) \quad (2.2)$$

Ainsi, dans un atmosphère adiabatique où $\frac{\partial \theta}{\partial z} = 0$, le gradient vertical de température réelle s'écrit :

$$\frac{\partial T}{\partial z} = -\frac{g}{C_p} \equiv -\Gamma_{sec} \quad (2.3)$$

Ce gradient est noté Γ_{sec} et vaut pour l'atmosphère terrestre environ 0.98° par 100 mètres. Revenons à la particule de volume unitaire qui se déplace de façon adiabatique soumise à la force de flottabilité F [$\frac{N}{m^3}$], pour laquelle l'accélération a vérifie la loi fondamentale de la mécanique :

$$F = (\rho - \rho_p) g = \rho_p a \quad (2.4)$$

Si l'on considère que la particule se déplace d'une hauteur finie Δz d'un niveau de référence dont la température est T_0 , il découle de l'équation 2.3 :

$$a = -\frac{g\Delta z}{\theta} \cdot \frac{\partial \theta}{\partial z} \quad (2.5)$$

Ainsi,

si $\frac{\partial \theta}{\partial z} = 0$, alors $a=0$. La particule fluide n'est soumise à aucune accélération. L'atmosphère est neutre.

si $\frac{\partial \theta}{\partial z} < 0$, alors la température réelle décroît à un taux supérieur à Γ_{sec} , la particule fluide est soumise à une accélération vers le haut, l'atmosphère est dite sur-adiabatique ou instable : un mouvement ascendant généré par le relief sera amplifié.

si $\frac{\partial \theta}{\partial z} > 0$, alors la température réelle décroît à un taux inférieur à Γ_{sec} , l'accélération de la particule est maintenant dirigée vers le bas, l'atmosphère est dite sous-adiabatique ou stable : un mouvement ascendant généré par le relief sera freiné.

2.3. Phénoménologie des précipitations atmosphériques

La condensation de la vapeur d'eau contenue dans l'air est le mécanisme initiateur des précipitations. Elle apparaît si l'air est refroidi sous la température du point de rosée. Le refroidissement s'opère principalement selon 3 modes résumés en section 2.4.1. Le plus important est de loin le refroidissement par ascendance et détente adiabatique. L'ascendance elle-même peut trouver diverses origines : il s'agit ici de distinguer les caractéristiques principales des 3 différentes phénoménologies des précipitations :

Les précipitations orographiques : comme leur nom l'indique (du grec oros, montagne), ces précipitations sont liées à la présence d'une barrière topographique particulière et ne sont pas, par conséquent, spatialement mobiles. Les caractéristiques des précipitations orographiques dépendent de l'altitude, de la pente et de son orientation, mais aussi de la distance séparant l'origine de la masse d'air chaud du lieu de soulèvement. En général, elles présentent une intensité et une fréquence assez régulières.

Les précipitations convectives : elles résultent d'une ascension rapide des masses d'air dans l'atmosphère. Elles sont associées aux cumulus et cumulo-nimbus, à développement vertical important (figure 2.4). Les précipitations sont en général orageuses, de courte durée (moins d'une heure), de forte intensité et de faible extension spatiale. Elles surviennent généralement pendant la période mars-septembre. Les précipitations convectives ont en moyenne une intensité de 20% supérieure aux autres types de précipitations (lire le rapport OcCC, 1998).

Les précipitations frontales ou de type cyclonique : elles sont associées à la présence de fronts qui consistent en surfaces de contact entre les masses d'air et qui possèdent généralement des températures, des gradients thermiques verticaux, des humidités et des vitesses de déplacement différents. Les fronts froids créent des précipitations brèves, peu étendues et intenses. Les fronts chauds génèrent des précipitations longues, étendues, mais peu intenses. En Suisse, elles surviennent plutôt de septembre à mars, en particulier durant la transition d'automne.

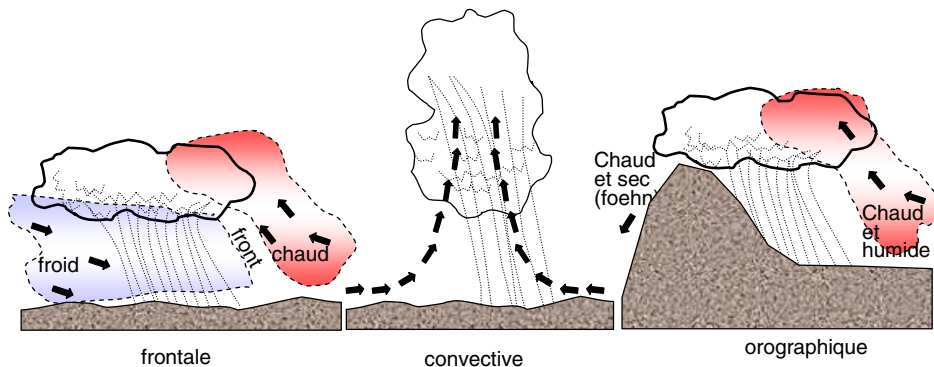


FIG. 2.3.: Les 3 principaux types de précipitations : frontales, convectives et orographiques

Bien que la genèse de ces 3 types de précipitations diffère, le principe précurseur de leur formation est identique : la condensation de vapeur d'eau contenue dans l'atmosphère qui amène la masse d'air à la saturation et à l'apparition d'eau liquide ou solide. Ainsi se forme un nuage dans lequel les conditions propices au développement de précipitations sont éventuellement rassemblées.

La phase solide de l'eau est bien plus efficace pour activer les précipitations dans les nuages, dû à des diamètres moyens plus grands que les gouttelettes de nuages, et surtout grâce à une pression saturante de la vapeur plus faible au-dessus de la glace que de l'eau liquide.

Les caractéristiques principales des précipitations solides et liquides sont présentées respectivement dans les chapitre 2.5 et 2.4.3.

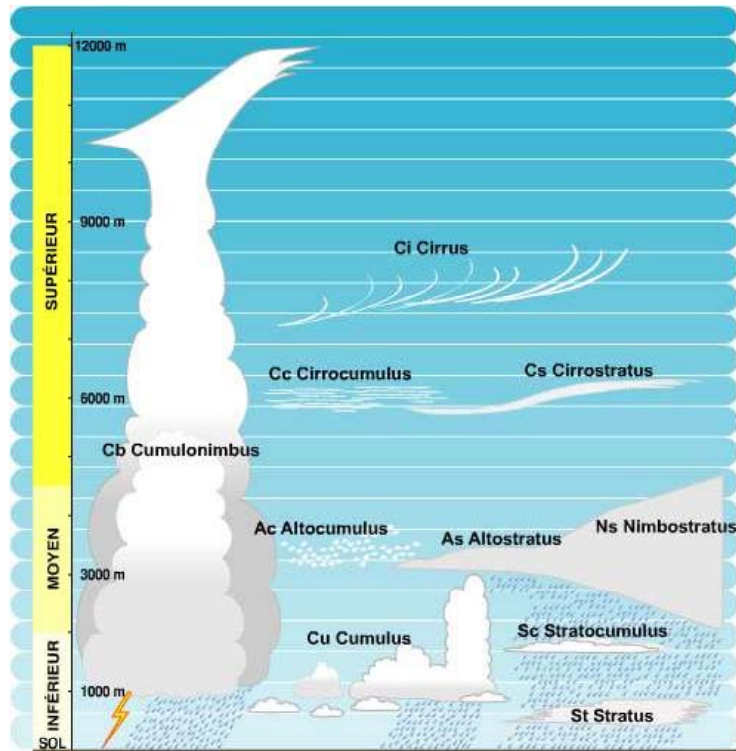


FIG. 2.4.: Répartition verticale et aspect visuel des nuages (d'après Météo-France)

2.3.1. Classification des nuages

Les nuages peuvent être classifiés en fonction de plusieurs facteurs (altitude, genre, espèce ou variété). La première classification aurait été tentée par le naturaliste Lamarck, mais elle fût rapidement remplacée par celle de Luke Howard en 1803. Sans détailler la classification actuelle, la figure 2.4 esquisse simplement les nuages les plus fréquemment rencontrés. Les familles de nuages diffèrent sur de nombreuses caractéristiques telles que la propension à générer des précipitations ou pas, l'altitude de formation, l'extension verticale et horizontale, la taille ou encore la texture pour ne citer que les spécificités les plus évidentes (figure 2.4).

2.3.2. Précipitations orographiques

Les précipitations causées par le relief sont particulièrement d'importance en Suisse puisque l'arc Alpin influence profondément la distribution de la quantité et de l'intensité des précipitations sur l'ensemble du territoire. La topographie modifie l'évolution et la trajectoire des systèmes régionaux de précipitation (systèmes de basses pressions, fronts) et provoque des effets complexes sur les processus locaux de formation de pluie.

L'effet le plus direct du relief consiste à élever de l'air suffisamment humide pour induire la condensation sur une épaisse couche de l'atmosphère, mais le relief peut aussi déclencher parfois l'apparition de précipitations convectives. Globalement, l'effet de l'orographie sur les écoulements atmosphériques peut ainsi produire ou modifier des nuages précipitants par une élévation, un déclenchement convectif, des effets indirects de séparation du flux ou de blocage et induire des phénomènes d'ondes. Bien sûr, certains de ces effets peuvent apparaître simultanément. Un résumé des effets du relief est illustré en figure 2.5. Bien que des nuages précipitants puissent se former dans

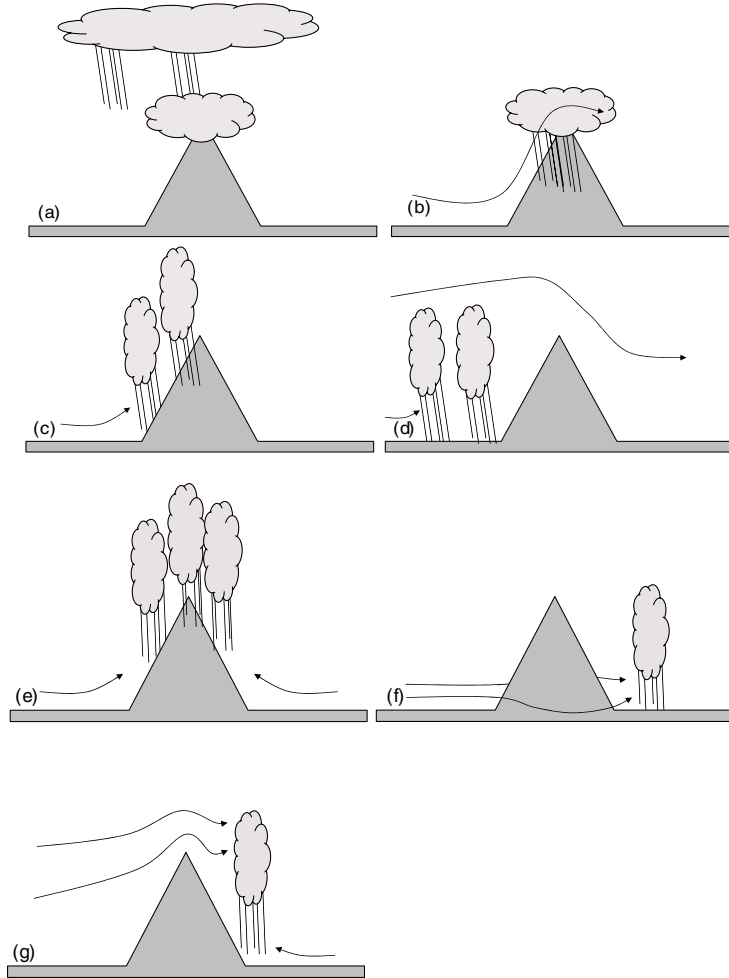


FIG. 2.5.: Mécanisme des précipitations orographiques : (a) 'seeder-feeder', (b) condensation par ascendance, (c) déclenchement de convection par ascendance, (d) déclenchement de convection en amont, (e) déclenchement thermique de convection, (f) déclenchement de convection en aval, (g) amplification de la convection en aval, selon Houze (1993)

un écoulement purement orographique, ce type de processus conduit généra-

lement à une amplification locale des précipitations d'un nuage pré-existant, tels que ceux associés à un front passant au-dessus d'un relief. A l'opposé, l'air est asséché durant sa descente et les précipitations sont généralement réduites sur le versant sous le vent de la montagne. Un autre effet est le mécanisme de 'seeder-feeder' par lequel les hydrométéores originaires d'une couche supérieure 'seeder' vont augmenter le contenu en eau d'un nuage à un niveau inférieur ('feeder') qui ne sera pas lui-même nécessairement précipitant. Les stratus et les petits cumulus (figure 2.4 pour visualiser le type de nuages selon la classification) d'origine orographique peuvent être alimentés de manière particulièrement efficace par ce mécanisme. Les nuages orographiques peuvent prendre aussi la forme de cumulus ou cumulonimbus quand l'air ascendant est suffisamment humide et instable. De tels cumulonimbus peuvent générer des précipitations très abondantes, tels que les événements enregistrés en Suisse à Brigue (septembre 1993), au sud du Tessin ou encore au Piémont (novembre 1994). Malheureusement l'interaction entre la dynamique et la microphysique des nuages et le forçage orographique est loin d'être complètement élucidée. Un forçage thermique apparaît durant le jour quand la chaleur du sol produit une élévation de la température de l'air et une circulation consécutive, avec pour résultat une convergence et de la convection au sommet de la montagne. Des ondes se propageant verticalement (associées à des montagnes de toutes hauteurs) peuvent déclencher la convection bien en amont de l'obstacle. L'effet combiné d'une ascendance à mi-altitude associée à une telle onde et d'un écoulement thermique de pente peut aussi amplifier la convection sur le versant au dévent. Une ascendante peut aussi apparaître par effet de blocage sur une importante barrière montagneuse. Un état permanent peut être atteint si l'écoulement est partiellement bloqué. A quelque distance en amont de l'obstacle, un ressaut hydraulique se développe où des mouvements verticaux peuvent initier des nuages convectifs. Enfin un écoulement à faible nombre de Froude résulte en un forçage sur le versant aval autour d'un obstacle isolé : la convergence induite par la canalisation du flux en aval peut induire des mouvements convectifs. Pour rappel, le nombre de Froude est sans dimension et exprime le rapport entre les forces inertielles et gravitationnelles. Il tient compte dans le cas des écoulements atmosphériques du gradient vertical de température qui caractérise sa stabilité (section 2.2). Il est défini par :

$$Fr^2 = \frac{V_g^2}{\frac{1}{\theta} \frac{d\theta}{dz} g h^2} \quad (2.6)$$

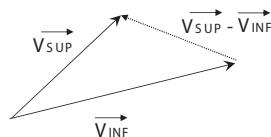
où V_g désigne la vitesse géostrophique, g l'accélération gravitationnelle, z la coordonnée de l'axe vertical, h une hauteur caractéristique et θ la température potentielle.

2.3.3. Précipitations convectives

Les nuages convectifs prennent naissance au sein d'une atmosphère peu stable voire instable (se reporter au chapitre 2.2). Le sol possède un albédo différent selon sa composition ou les caractéristiques de son couvert. Sa ré-émission de la chaleur reçue du soleil est donc hétérogène dans l'espace. A certains endroits, des poches d'air chaud se créent et s'élèvent sous l'effet des forces de flottabilité tant que leurs températures sont supérieures à celle de l'air ambiant. Si, durant leurs déplacements, elles atteignent leur point de rosée, elles donnent naissance aux nuages convectifs. Un facteur important dans leur développement est l'existence d'un cisaillement dans la basse couche de l'atmosphère. On définit d'ailleurs le vecteur de cisaillement par :

$$\vec{V}_c = \frac{V_{SUP} - V_{INF}}{Z_{SUP} - Z_{INF}}$$

où les vecteurs V_{SUP} et V_{INF} sont respectivement les vecteurs de vitesse de vent aux niveaux Z_{SUP} et Z_{INF} comme l'illustre le schéma suivant :



Ce phénomène est illustré en figure 2.6, page 19.

Les orages convectifs peuvent être classés en trois catégories :

orages mono-cellulaires : Le nuage monocellulaire est le concept le plus simple. Il n'est pas associé à un front de perturbations. La cellule convective consiste en une ascendance due aux forces de flottabilité qui traversent la troposphère et produit de larges quantités d'eau liquide et de particules de glace. L'ascendance dans la cellule est intense (au moins 10 m/s). Parmi les différents processus microphysiques, les particules issues de la condensation grossissent pour devenir assez lourdes et chuter. C'est le principal phénomène initiant les courants descendants. Selon les conditions thermodynamiques, cet air descendant atteint la basse couche de l'atmosphère, vers laquelle de l'air plus sec est entraîné causant ainsi un refroidissement par évaporation, ce qui renforce les courants descendants. Le refroidissement peut aussi produire un courant froid de densité qui génère un front de vent fort adjacent. Il est intéressant d'étudier le comportement d'une cellule isolée puisque cela peut servir de point de départ à la compréhension de systèmes convectifs plus complexes. Comme l'illustre la figure 2.7, on peut distinguer trois étapes dans le développement d'un nuage convectif :

- la formation de la masse d'air et son ascendance,

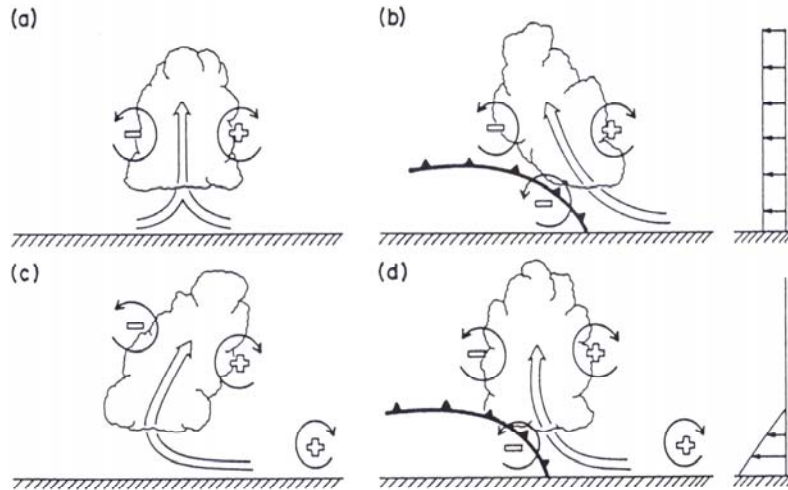


FIG. 2.6.: Développement de la convection dans une atmosphère non-cisaillée (a et b) et avec un fort cisaillement près du sol (c et d). En (b) la génération de vorticité le long de la frontière avec le courant de densité résulte en une inclinaison de la colonne convective, tandis qu'en (d) la vorticité générée par le courant de densité annule la vorticité ambiante et résulte en une colonne verticale qui demeure liée au courant de densité. Selon Emanuel (1996)

- la maturation et l'apport continu d'humidité des basses couches vers les hautes qui croisent les hydrométéores précipitants. Les ascendances atteignent leur hauteur maximale et donnent au sommet du nuage sa forme caractéristique d'enclume,
- la dissipation avec l'arrêt de l'alimentation en humidité du nuage par les basses couches, et la disparition progressive des précipitations.

La dissipation s'accélère à mesure que l'air se refroidit au sommet et en présence de précipitations qui engendrent des courants descendants. Ces trois phases de développement prennent place dans des échelles spatiales de l'ordre de 10 km et temporelles de l'ordre de 30 minutes (figure 2.7).

orages multicellulaires : Ils peuvent avoir plusieurs origines. Selon les conditions atmosphériques (par faible cisaillement de vent près du sol par exemple), le courant de densité de la cellule isolée peut soulever la masse d'air chaud et humide et déclencher, par condensation et dégagement de chaleur latente, une colonne similaire à la première. Ce phénomène peut se reproduire et former ainsi une chaîne de cellules de différents niveaux de maturité. Ces orages génère souvent de fortes précipitations et un puissant courant d'air froid au sol. La figure 2.8 montre l'ensemble des processus existant dans de tels systèmes. Ces nuages peuvent aussi être associés à un front froid de perturbations formant alors une ligne de

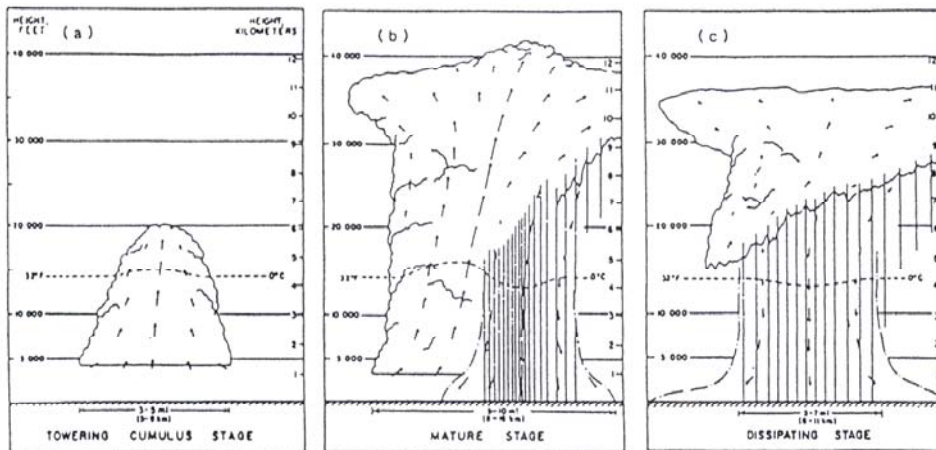


FIG. 2.7.: Illustration des 3 stades de développement de la convection mono-cellulaire : (a) la formation, (b) la maturation, (c) la dissipation. Les altitudes sont données sur l'échelle de droite, les flèches montrent le mouvement, les pointillés illustrent la frontière de l'espace refroidi par la pluie (selon Doswell (n.d.))

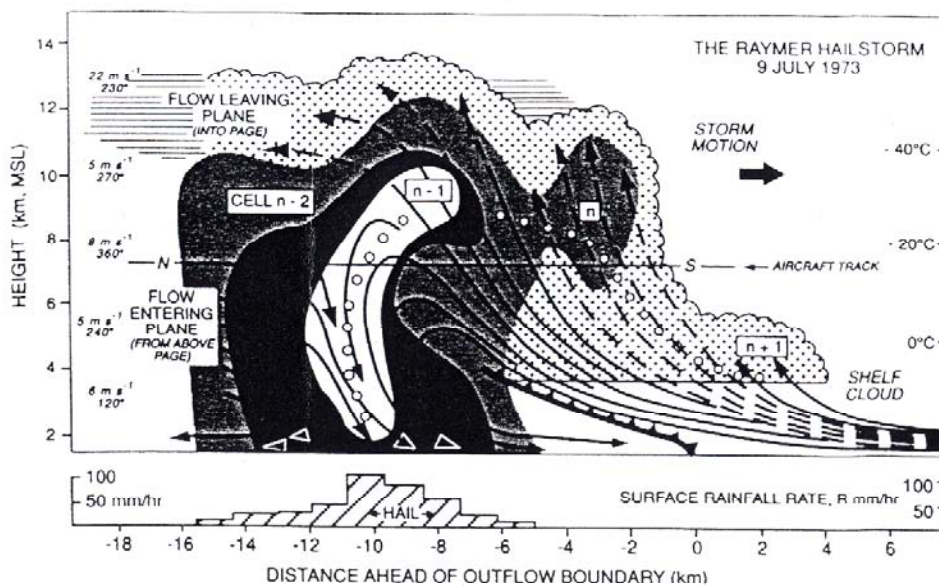


FIG. 2.8.: Section verticale schématique d'un orage multicellulaire isolé et son évolution (n-2, n-1, n, n+1). Les lignes pleines suivent les lignes de courant de l'écoulement par rapport à un repère mobile. La zone ombrée claire représente l'extension du nuage et les 2 zones plus foncées sont les réflectivités radar à 35 et 45 dBZ. La région blanche est celle de réflectivité 50 dBZ. Les vitesses [m/s] et directions [°] du vent environnant sont données sur la partie gauche de la figure (selon Browning et al. (n.d.))

grains. Ces lignes génèrent fréquemment des orages violents alimentés par le front qui apporte en abondance humidité, mouvement ascensionnel et instabilité. De tels systèmes sont capables de durer aussi longtemps qu'apparaissent de nouvelles cellules, affectant ainsi de larges surfaces avec des effets importants sur l'atmosphère. Il faut noter que la propagation d'un orage multicellulaire est généralement différente de la propagation des cellules elles-mêmes. Le déplacement de l'orage résulte de la combinaison de 2 vecteurs : la vitesse de chaque cellule et la vitesse apparente due au développement de cellules nouvelles.

orages dits 'super-cellulaires' : Il se forment généralement quand le cisaillement est très puissant. On peut considérer que l'orage super-cellulaire est en fait un orage multi-cellulaire dont les cellules filles sont incluses dans l'enclume originelle. Ce sont les plus intenses et dangereux. Ils peuvent durer plusieurs heures et engendrer de très fortes précipitations de grêle et des tornades. Ce sont aussi les plus rares à être observés. Ils apparaissent surtout en été au-dessus des grandes plaines canadiennes et américaines (seulement quelques cas par an en Europe).

2.4. L'eau atmosphérique en suspension

Depuis que se sont formés les premiers nuages à la surface de notre planète, la quantité totale d'eau est restée pratiquement constante. Elle est évaluée à 1'400 millions de km^3 , volume considérable qui cache des disparités quant à sa forme et sa répartition sur Terre. L'atmosphère contient près de 13'000 km^3 d'eau sous toutes ses formes, ce qui ne représente que 0,0009% du volume total. L'eau opère des transferts incessants qui relient les réservoirs entre eux (figure 2.9). Notons que la totalité de l'eau ne participe pas en permanence au cycle hydrologique puisque l'eau profonde des océans, ou celle au coeur de l'Antarctique, peut séjourner des centaines, voire des milliers d'années, au même endroit. Plus de 75% de l'évaporation océanique retombe en pluie sur ces mêmes surfaces alors que ceci ne se produit qu'à 20% pour l'évaporation continentale, dont plus de 55% finissent dans les océans par transfert de surface (figure 2.9). Il apparaît que l'alimentation de l'atmosphère par l'évaporation des océans est 6 fois plus intense que celle fournie par l'évapotranspiration au-dessus des continents ; concernant le transfert d'eau atmosphérique, il est 2 fois plus important dans le sens océan-terre que dans l'autre.

Le tableau 2.1 indique les volumes de chaque réservoir d'eau de notre planète. En plus de la très forte disproportion entre les tailles de réservoirs océans et atmosphère, il apparaît que les temps de séjour diffèrent aussi de 4 ordres de grandeurs. Compte tenu du taux de précipitation moyen annuel de l'atmosphère de 1m/an, il ne faut qu'une centaine de jours pour assurer son complet renouvellement en eau.

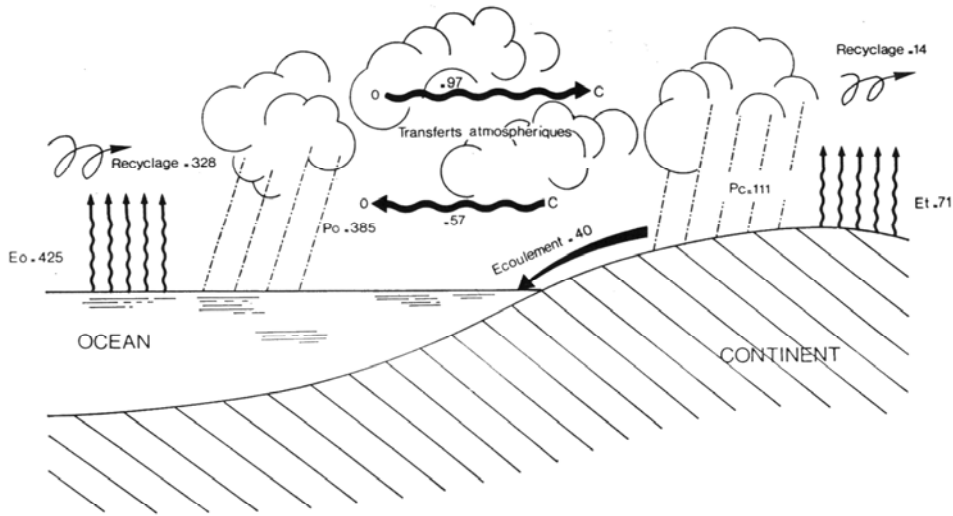


FIG. 2.9.: L'eau à la surface de la Terre, valeurs des transferts en 10^3km^3 (selon Godard and Tabeaud (1998))

	<i>Volume</i> ($\text{km}^3 \cdot 10^3$)	%	<i>Temps moyen de séjour</i> (an)
Océans	1'370'000	97.4	3'172
Atmosphère	13	0.0009	0.3
Continent	35'983	2.56	
dont :			
<i>Glaciers</i>	27'500	1.96	315
<i>Nappes souterraines</i>	8'200	0.6	
<i>Lacs, mers fermées</i>	210	0.015	
<i>Eau du sol</i>	70	0.005	5.6
<i>Rivières et couvert végétal</i>	3	0.0002	

TAB. 2.1.: Réservoir de l'hydrosphère d'après Godard and Tabeaud (1998)

2.4.1. Vapeur d'eau

Les océans sont les principaux pourvoyeurs d'eau atmosphérique. Elle y est disponible en quantité illimitée et en permanence, si bien qu'une lame d'eau de près d'un mètre s'évapore chaque année de la surface des océans et des mers.

Le rapport de la masse de vapeur d'eau en grammes au volume d'air humide en mètres cubes est l'humidité absolue ou contenu de vapeur (noté W_v [g/m³]). On parlera d'humidité spécifique ou de rapport de mélange ou de contenu spécifique de vapeur q_v pour exprimer le rapport de la masse d'eau (en grammes) à la masse d'air sec (en kilogramme). On a ainsi :

$$W_v = \rho_{airsec} \cdot q_v$$

où ρ est la densité de l'air sec en [kg/m³].

L'air est saturé à la valeur appelée tension maximale, saturante ou critique. Les 3 mécanismes principaux qui peuvent intervenir pour produire la saturation d'un volume d'air non-saturé sont :

Le mélange de deux volumes d'air humide mais non saturé qui peut aboutir parfois à une saturation. Mais ce mécanisme n'est pas très efficace puisque des différences trop grandes de température se traduisent par des différences de densité qui limitent considérablement le brassage.

Le refroidissement par contact qui apparaît par exemple la nuit au-dessus d'un sol froid lors de la formation de brouillards dits de rayonnement. Ce même processus se produit lors de l'advection d'un air maritime tiède sur un continent refroidi en hiver qui génère bien souvent de la brume. Il faut noter qu'il peut aussi agir en altitude, notamment au niveau d'une inversion thermique qui se matérialisera par un couvert nuageux. Bien qu'il agisse sur des surfaces étendues, son importance est relative puisqu'il ne concerne que des couches minces de l'atmosphère.

Le refroidissement par ascendance et détente est de loin le mécanisme le plus efficace. Il agit sur des volumes considérables et provoque une saturation dans toute la masse à l'intérieur de laquelle peuvent ainsi prendre naissance les plus fortes condensations et par conséquence les précipitations abondantes. La section 2.3 traite des différentes origines de ces ascendances qui déterminent finalement les caractéristiques spatio-temporelles des précipitations qu'elles génèrent.

Puisque le niveau de saturation de l'air dépend de sa température, on utilise plus commodément la notion d'humidité relative que celle d'absolue. L'humidité relative correspond au rapport de la tension de vapeur par la tension de vapeur saturante. Au seuil de saturation, l'humidité relative vaut 100%.

2.4.2. Eau de nuages

En théorie, la condensation de la vapeur d'eau s'opère instantanément dès que la tension critique est atteinte. Cependant, le déclenchement du phénomène exige la présence de fines particules qu'on dénomme les noyaux de condensation. Ainsi, il n'est pas rare de trouver en haute altitude des airs très peu chargés en noyaux de condensation dont le contenu en vapeur excède la valeur critique : c'est l'état de sursaturation. La condensation qui apparaîtra finalement sera d'autant plus brutale que l'air est sur-saturé. Les noyaux de condensation se rassemblent en 2 catégories :

Les noyaux neutres sont des poussières d'origines diverses telles que les cendres volcaniques, les débris végétaux (pollen) ou les petites particules hygroscopiques de sel marin,... Il sont surtout abondants dans les premiers deux ou trois kilomètres de l'atmosphère.

Les particules électrisées ou ions présents partout qui s'unissent aux noyaux neutres pour former des 'gros ions'. Leur rôle est capital dans la condensation et par conséquence pour les précipitations.

Il faut noter que de très fines gouttelettes peuvent se former avant même que le point de saturation ne soit atteint mais tant que l'atmosphère n'est pas saturée, leur croissance reste très limitée.

Une fois constitué, le nuage peut être considéré comme un assemblage de fines gouttelettes liquides ou de fins cristaux de glace. Les gouttes d'eau sont des sphères pleines dont le diamètre est compris entre 1 et 100 μm et plus généralement entre 10 et 25 μm . Leur nombre varie d'ordinaire entre 1'000 et 1'500 par centimètre cube (Godard and Tabeaud (1998)). De la même façon que pour la vapeur, on définit la tension d'eau de nuages à partir de son contenu en grammes d'eau par kilogramme d'air sec :

$$W_l = \rho_{airsec} \cdot q_c$$

avec q_c en $\text{g}_{eau}/\text{kg}_{airsec}$ et où W_l est le contenu en eau de nuages [g/m^3], ρ la densité de l'air sec en [kg/m^3] et q_c le contenu spécifique d'eau de nuages [$\text{g}_{eau}/\text{kg}_{airsec}$].

La figure 2.10 illustre un relevé aérien effectué au travers d'un cumulus, un intervalle de 10 s correspond à peu près à un vol d'un kilomètre de distance. Le contenu W_l en eau de nuages varie essentiellement avec la concentration en gouttelettes N . D'autre part, le diamètre moyen \overline{D} ne reflète que les 2 plus importants minima du contenu en eau W_l . La région soulignée d'un A indique une zone d'ascendance dans laquelle la concentration totale de gouttelettes varie peu.

Cependant, la figure 2.11, montre que la distribution du contenu en eau liquide peut suivre la distribution de tailles de gouttes plutôt que celle de concentration.

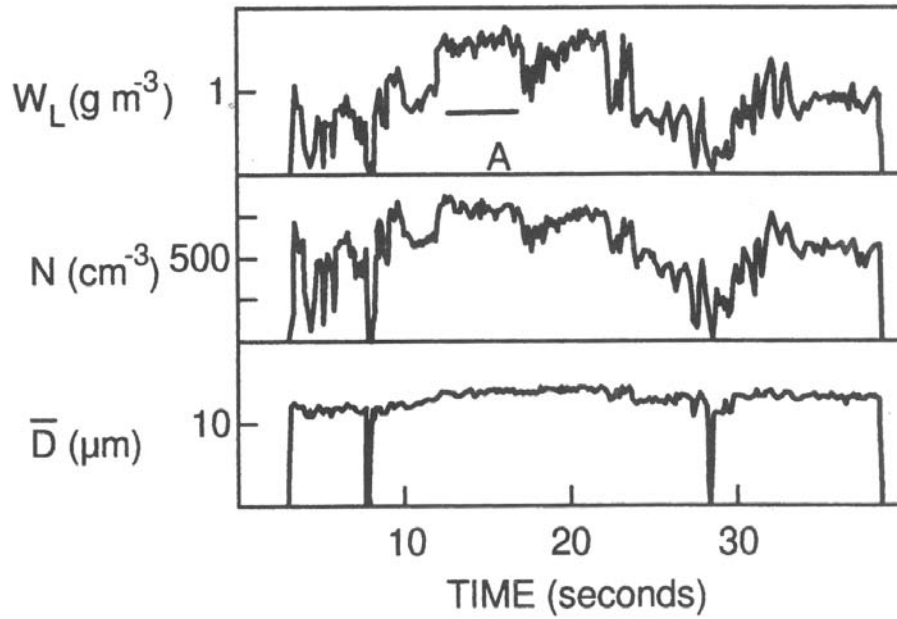


FIG. 2.10.: Variation temporelle du contenu en eau de nuages W_L , de la concentration totale N et du diamètre moyen pour les gouttes de diamètre supérieure ou égale à $6 \mu\text{m}$ durant une incursion dans un cumulus. Selon Blyth and Latham (1990)

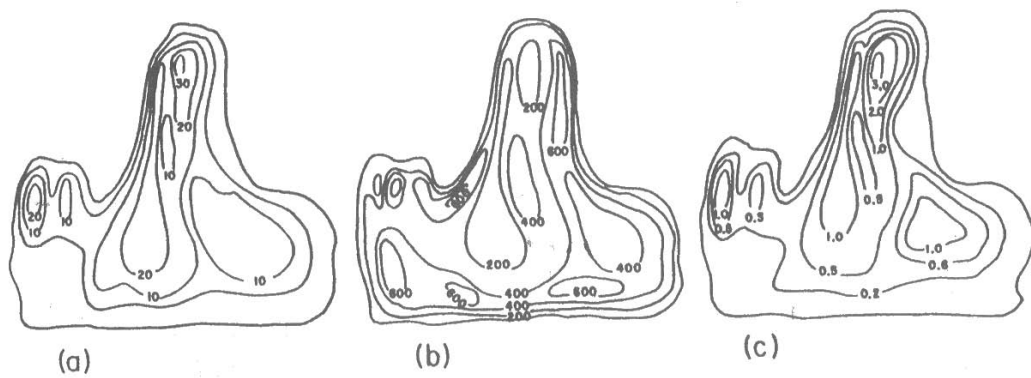


FIG. 2.11.: Distribution spatiale des paramètres de micro-structure de cumulus (a) \bar{D} diamètre de gouttes (μm), (b) N concentration de goutte (cm^{-3}), (c) W_L contenu en eau de nuages (g/m^3). Selon Huang (1963)

2.4.2.1. Micro-structure

L'inhomogénéité de la micro-structure des nuages est plutôt prononcée. On peut estimer la distance moyenne entre 2 gouttelettes de nuages en considérant un contenu en eau q_c classique de $1 \text{ cm}^3/\text{m}^3$ ($\approx 1 \text{ g/kg}$) que l'on approxime par le rapport du volume moyen de la goutte (de rayon r) et du volume de la sphère dont le diamètre est \bar{d} , distance moyenne entre les gouttelettes, ainsi :

$$\frac{\bar{d}}{r} \approx q_c^{-1/3} \approx 10^2, \quad (2.7)$$

ce qui montre que les nuages sont plutôt des aérosols clairsemés.

Contrairement aux brouillards et aux nuages stratiformes, la distribution de tailles de gouttes de nuages convectifs dépend fortement du niveau de développement du nuage. La figure 2.12 montre que des cumulus continentaux non précipitants ont une distribution de tailles de gouttes étroites, tandis que le spectre de cumulus continentaux qui ont atteint un niveau plus mature de cumulus congestus, cumulonimbus ou cumulus-complex est bien plus large. Les cumulus qui sont inclus dans une couche de stratus ont un spectre encore plus large.

Contrairement aux nuages continentaux, les nuages maritimes (se reporter à la figure 2.13) ont un spectre encore plus large et, en particulier, ont des concentrations de gouttes de faible taille qui sont d'un ordre de grandeur inférieur à la concentration des nuages continentaux.

2.4.2.2. Distributions de taille

Pour la simulation numérique de précipitation et l'interprétation des images radars, il est nécessaire de pouvoir approximer les distributions de taille de gouttes observées par une expression analytique. Heureusement les distributions mesurées présentent souvent une forme caractéristique. Ainsi le spectre est souvent dissymétrique avec une longue queue vers les larges tailles. Une telle forme caractéristique peut être raisonnablement approximée soit par une distribution de loi gamma :

$$n(r) = Aa^\beta \exp(-Br^\gamma) \quad (2.8)$$

(les paramètres A , B , β et γ sont liés aux différents moments de la distribution), soit par une loi de type log-normale :

$$n(r) = \frac{N_d}{\sqrt{2\pi}(\log\sigma)r} \exp\left(-\frac{\left[\log\frac{r}{r_m}\right]^2}{2(\log\sigma)^2}\right) \quad (2.9)$$

où $n(r)dr$ est le nombre de gouttes par centimètre cube compris entre r et $r + dr$. N_d est le nombre total de gouttes par unité de volume, σ est la

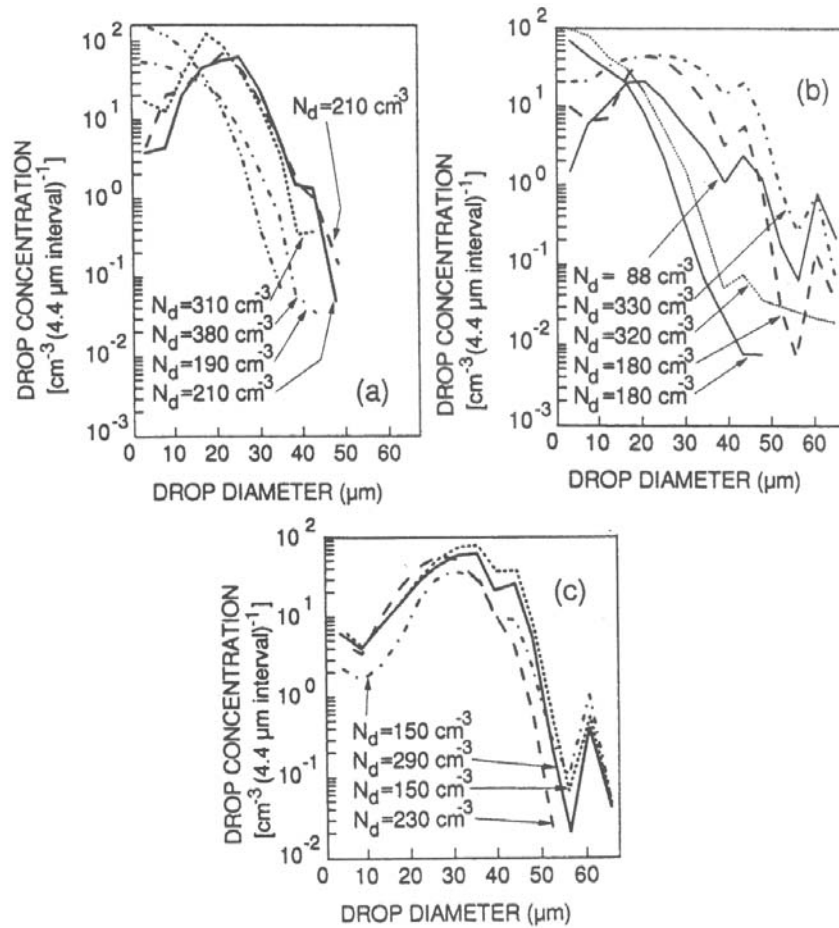


FIG. 2.12.: Distribution de taille de particules observée près du sommet de cumulus continentaux : (a) dans 6 petits nuages en développement, (b) dans 5 cumulus complexes, (c) dans 4 cumulus inclus dans des nuages stratiformes (selon Hobbs et al. (1980))

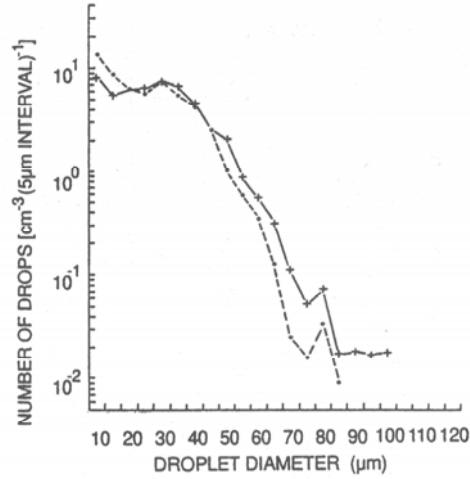


FIG. 2.13.: Distribution moyenne de taille de goutte de cumulus maritime au dessus du golfe du Mexique. Nombre total moyen de gouttes, pour 11 nuages $N_d=52 \text{ cm}^{-3}$ (ligne pointillée), dans 26 nuages $N_d=58 \text{ cm}^{-3}$ (ligne pleine). (Selon Battan and Reitan (1957))

déviatiion standard de la distribution et r_m est le rayon au maximum de la distribution.

Une forme empirique de distribution de taille de gouttes avait été développée par Best (1951) :

$$1 - F = \exp \left[- \left(\frac{D}{C} \right)^k \right] \quad (2.10)$$

où F est la proportion de gouttelettes de diamètre plus petit que D (μm). Les paramètres caractéristiques C et k varient avec le contenu en eau de nuages, la concentration totale de gouttes et la taille maximale de goutte dans le nuage. Best (1951) trouva $1.92 \leq k \leq 4.90$ et $2 \leq C \leq 29 \mu\text{m}$.

Il faut noter que les différentes formes analytiques 2.8, 2.9, 2.10 représentent des distributions moyennes ; des spectres de gouttes individuels montrent entre eux des différences significatives comme l'illustre la figure 2.12 qui présente des spectres de gouttelettes de nuages purement convectifs plus étroits que ceux issus de cellules incluses dans des nuages stratiformes.

2.4.3. Les particules de glace

On désigne par particules de glace, toute les formes solides de l'eau atmosphérique. Selon les conditions de température et d'humidité, un très grand nombre de particules peut apparaître comme l'illustre la figure 2.14.

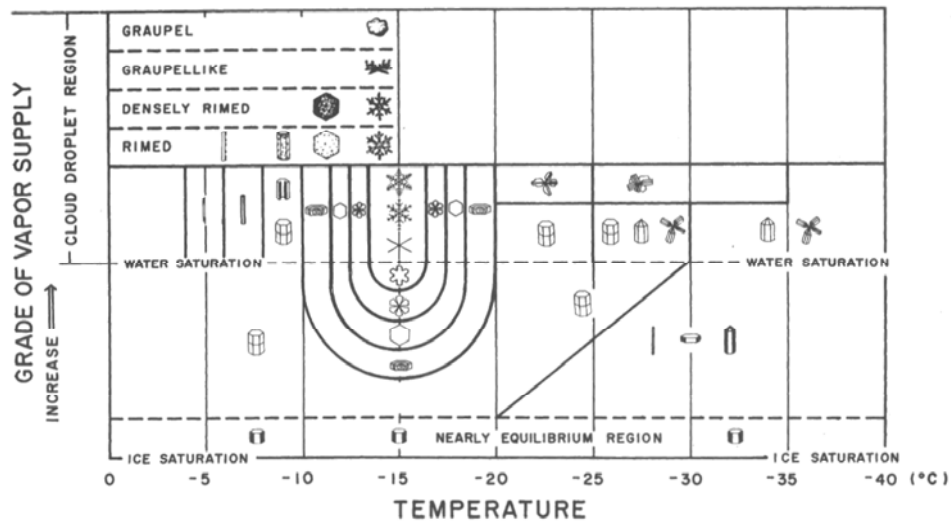


FIG. 2.14.: Température et condition d'humidité pour la croissance des différents cristaux naturels de glace (Pruppacher and Klett, 1997)

Près de l'équilibre de tension de vapeur saturante par rapport à la glace (zone inférieure du diagramme), les particules qui apparaissent sont de forme généralement hexagonale relativement simple. Quand la tension de vapeur saturante par rapport à l'eau est atteinte, les particules susceptibles de se former sont plus complexes et des formes en étoiles commencent à apparaître. Aux températures supérieures à -15°C se côtoient dans l'air environnant, les gouttelettes de nuages et les particules de glace. Leurs différentes formes résultent de leur mode de formation selon la température, la pression et le contenu des différentes espèces (vapeur, liquide et solide). On distingue trois principaux processus de transfert de l'eau liquide ou gazeuse vers la phase solide :

le dépôt de vapeur : ce processus est lié à la diffusion de la vapeur qui s'opère de façon préférentielle en présence de glace puisque la pression de vapeur saturante est plus faible par rapport à la glace que par rapport à l'eau (annexe K). Il mène à la formation de cristaux de glace dont la dimension maximale ne dépasse guère les 5 millimètres.

l'agrégation : elle consiste en la collision de cristaux de glace entre eux et mène à la formation de flocons de neige. Bien qu'ils peuvent mesurer parfois plusieurs centimètres, ils ne dépassent généralement pas 2 centimètres de diamètre apparent.

le givrage : consiste en des collisions de cristaux avec des gouttes surfondues qui gèlent consécutivement. La dénomination des espèces ainsi formées n'est pas unanimement établie. Cependant de nombreux auteurs (Pruppacher and Klett (1997), Caniaux (1993), Locatelli and Hobbs (1974))

s'accordent sur les termes anglophones, et nous désignerons donc par grésil le résultat du givrage d'une particule de glace dont les caractéristiques sont à peine ou plus du tout visibles par rapport à la particule initiale. Le grésil est ainsi blanc et opaque. Sa masse volumique apparente est rarement plus de 0.8 g/cm^3 car de nombreux capillaires remplis d'air parcourent sa structure. Durant le début de son développement, et tant que ces propriétés sont aisément distinguables, la particule de glace est nommée cristal de glace. Durant les stades avancés de givrage la particule de glace peut prendre des formes coniques, sphériques ou même très irrégulières. Les particules de glace qui ont grossi par givrage sont appelées grêlons si leur dimension maximale dépasse les 5 millimètres.

Du fait de leur faible densité, les particules de glace ont tendance à croître jusqu'à quelques millimètres sans posséder de vitesse de chute additionnelle. Nous verrons dans le chapitre traitant des précipitations (section 2.5.2), que l'on distingue deux principales familles d'eau solide précipitante.

2.5. Les précipitations

Les précipitations sont formées de toutes les eaux météorologiques qui tombent sur la surface de la terre, tant sous forme liquide (bruine, pluie, averse) que sous forme solide (neige, grésil, grêle) et les précipitations déposées ou occultes (rosée, gelée blanche, givre,...). Elles sont provoquées par un changement de température ou de pression et reflètent les conditions et les processus spécifiques qui se développent en altitude.

2.5.1. Eau de pluie

Les précipitations proviennent des micro-gouttelettes d'eau qui constituent les nuages (section 2.4.1) et qui par divers mécanismes de transfert de masse (section 4.5.1, page 117), ont atteint une taille suffisamment grande pour posséder leur propre vitesse de chute. On associe de nombreuses dénominations aux différents types de précipitations liquides : pluie, bruine, crachin, ondée, averse, grain, orage, cataracte, déluge, trombe, serein (pluie sans nuage).

Un nuage reste stable tant que ces gouttelettes, dont la concentration est de quelques dizaines par centimètre cube, restent en équilibre avec la vapeur d'eau environnante. Il n'y a précipitation que lorsque le diamètre des gouttelettes devient suffisant pour qu'elles acquièrent une vitesse de chute significative. Les mécanismes permettant aux gouttelettes de grossir dans une proportion de 1 à 10 ou 100 pour les diamètres (soit de 1 à 1'000 ou 100'000 en masse) ont été élucidés par Bergeron, Dessens et Langmuir à partir des années trente. Ils font appel à des noyaux de condensation (particules de glace, noyaux de chlorure de sodium ou poussières, voir page 24) qui, lorsque les conditions

deviennent favorables, concentrent très rapidement de l'eau du nuage au terme d'une véritable distillation. Des mécanismes mécaniques de capture de gouttes peuvent alors amplifier le phénomène de croissance des gouttes de pluie. La gamme des diamètres des gouttes de pluie (spectre) atteignant le sol va de quelques dixièmes de millimètres à un maximum de 4 à 5 millimètres mais il s'échelonne d'ordinaire entre 0.5 et 3 millimètres. Le diamètre maximum d'une goutte de pluie est de 8 mm, enregistré lors de mesures en zone tropicale (Pruppacher and Klett (1997) page 29). De la même façon que pour la vapeur, on définit la tension en eau de pluie à partir de son contenu spécifique :

$$W_r = \rho_{airsec} \cdot q_r$$

avec W_r en g/m^3 , ρ en kg/m^3 et q_r en g_{eau}/kg_{airsec}

2.5.1.1. Vitesse de chute

Le calcul de la vitesse de chute des gouttes de pluie est utile aussi bien pour la simulation numérique de la physique de l'atmosphère que pour les applications expérimentales. La vitesse verticale des gouttes de pluie dans l'atmosphère est fonction de leurs traînées et de leurs poids. Sa vitesse terminale est obtenue lorsque ces 2 forces s'égalisent.

En première approximation, on peut considérer la goutte comme une sphère rigide dans un écoulement de Stokes (écoulement tel que les forces de viscosité sont prépondérantes devant les forces inertielles). Mais l'hypothèse de sphère solide est loin d'être vérifiée pour une goutte de pluie, du moins pour les diamètres supérieurs à 1 mm (section 2.5.1.2). En effet, les forces aérodynamiques entraînent des vibrations et des rotations qui éloignent la goutte de la forme sphérique. De nombreux auteurs se sont donc proposés de mesurer les vitesses de chutes effectives de gouttes d'eau de différents diamètres. Un des premiers à avoir donné une formulation pour la vitesse de chute à partir de mesures expérimentales est Spilhaus (1948) :

$$\frac{V^2}{r} = \frac{A}{\rho} \quad (2.11)$$

où V est la vitesse de chute, r le rayon de la goutte sphérique dont la masse égale celle de la goutte considérée, ρ la densité de l'air ambiant et A un coefficient qui dépend de la traînée de la goutte et de sa géométrie. Pour de larges gouttes, A peut être considéré comme constant, mais pour $r < 1300 \mu m$ le coefficient de traînée croît quand r décroît. Spilhaus (1948) compara sa formulation avec des mesures expérimentales basées sur la méthode dite '*the flour pellet method*' (annexe B.1) qui ne permettait pas d'atteindre la précision nécessaire dans la mesure de masse pour corroborer sa formulation. Des observations qui font toujours référence aujourd'hui sont celles de Gunn and Kinzer (1949) (voir figure 2.15). Une relation analytique (équation 2.12)

entre vitesse et diamètre de goutte basée sur leurs travaux est représentée sur la même figure :

$$V(r) = 9.65 - 10.3 \exp(-1.2r) \quad (2.12)$$

où V est la vitesse de chute en m/s et r le rayon de la goutte en mm.

Citons aussi la formulation de Kessler (1969) qui développa un classique des schémas de microphysique chaude (chapitre 4.5.1). Selon ses travaux, l'équation 2.11 devient, pour des diamètres supérieurs à $500 \mu\text{m}$:

$$V(r) = -0.183848 \left(\frac{\rho_0}{\rho} \right)^{0.5} r^{0.5} \quad (2.13)$$

où ρ_0 est la densité de l'air au niveau de la mer, r le rayon exprimé ici en μm et V en m/s. Le signe négatif est utilisé pour respecter la convention qui consiste à considérer comme positives des vitesses ascendantes.

On peut encore citer les études de Atlas and Ulbrich (1977) qui, à partir de mesures radars, ont proposé comme vitesse terminale de chute la loi suivante :

$$V(D) = 6.011r^{0.67} \quad (2.14)$$

où V est exprimé en m/s et r en millimètre.

La vitesse de chute a été étudiée par de nombreux chercheurs (Beard and Pruppacher (1969), Wobus et al. (1971)) et malgré la diversité des dispositifs expérimentaux utilisés, une bonne concordance des résultats est observée (figure 2.15).

2.5.1.2. Micro-structure

Une difficulté apparaît pour la description du spectre de la pluie puisque les gouttes de pluie sont suffisamment grandes pour avoir, selon leur diamètre, des formes différentes (figure 2.16) et ne peuvent être caractérisées par une seule dimension. En effet, des mesures et calculs numériques ont montré qu'au-delà de $300 \mu\text{m}$, la distribution de pression autour de la goutte engendrée par la résistance de l'air durant la chute déforme la sphère pour lui donner une forme plutôt aplatie. Il faut ajouter que la circulation à l'intérieur de la goutte ainsi que la non-stationnarité de l'écoulement autour d'elle induisent des oscillations et des modifications de sa forme générale. La convention consiste à adopter la notion de diamètre équivalent D_0 qui se définit comme le diamètre de la sphère qui contiendrait le même volume d'eau que la goutte déformée. Au-dessus de 1 millimètre la déformation devient importante, et des gouttes de plus de 10 mm de diamètre sont hydrodynamiquement instables et cassent, même dans un courant laminaire. On définit aussi le diamètre médian D_{50} pour lequel le volume des gouttes de taille inférieure égale le volume des gouttes de taille supérieure.

En plus des diamètres médian D_{50} et équivalent D_0 , il y a 3 autres quantités qui sont généralement utilisées pour caractériser la pluie :

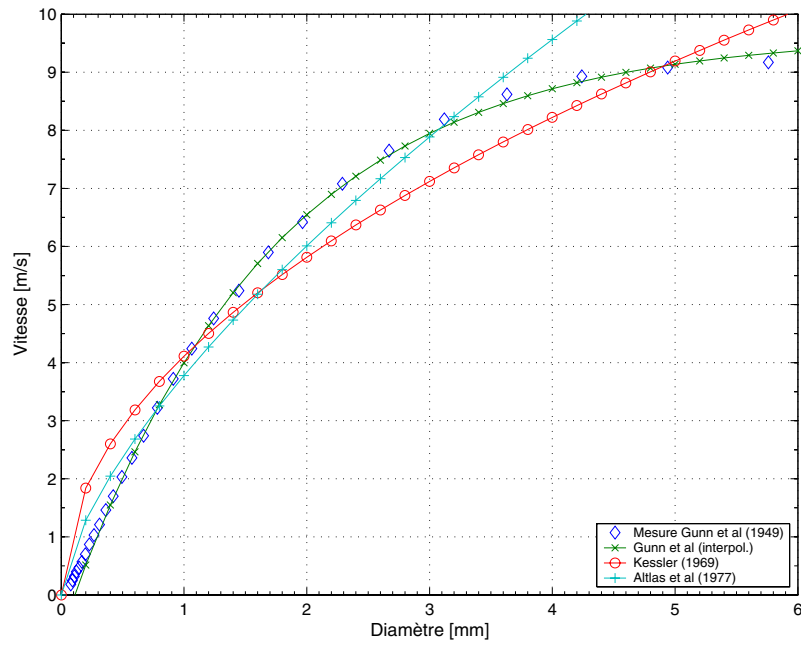


FIG. 2.15.: Vitesse terminale de chute des gouttes en fonction de leur diamètre selon Kessler (1969), Gunn and Kinzer (1949) et Atlas and Ulbrich (1977)

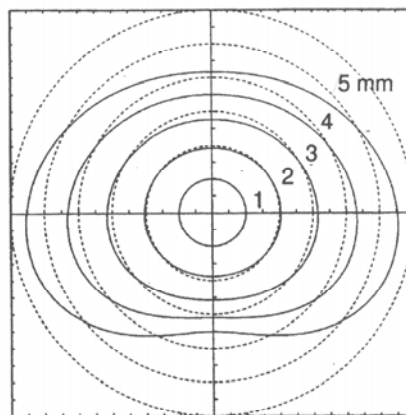


FIG. 2.16.: Forme de goutte de pluie dans l'air pour des diamètres de 1 à 5 mm, calculé pour 1 atm à 20 °C. Pour comparaison, les cercles de diamètre 1 à 6 mm ont été tracés en pointillés (selon Beard et al. (1989))

- la distribution de taille de gouttes $n(D_0)$ exprimée en terme de nombre de gouttes par mètre cube d'air et par millimètre d'intervalle de taille
- le contenu en eau W_r en g/m^3
- l'intensité de pluie théorique de la distribution R exprimée généralement en mm/h .

Ces variables sont définies comme suit :

$$W_r = \frac{\pi}{6} 10^{-3} \rho_w \int_0^{\infty} D_0^3 n(D_0) dD_0, \quad (2.15)$$

où D_0 est en mm et ρ_w en g/cm^3 , et

$$R = 6\pi 10^{-4} \int_0^{\infty} D_0^3 n(D_0) V_c(D_0) dD_0 \quad (2.16)$$

où V_c est la vitesse terminale de chute en mètre par secondes d'une goutte de diamètre équivalent D_0 .

2.5.1.3. Distributions de taille

La forme de la distribution de taille de gouttes intègre l'empreinte des processus microphysiques qui transforment l'eau condensée en eau de pluie. Ces mécanismes peuvent être naturels comme le passage d'un front ou tel processus actif de la microphysique, ou une conséquence d'un effet indirect comme le seeding par exemple. Déterminer sa forme analytique est d'importance pour des domaines tels que la météorologie radar ou la simulation numérique des précipitations.

Les premières mesures de la distribution des diamètres de gouttes de pluie remontent à 1852 avec les travaux de Lowe. Depuis, de nombreuses relations empiriques basées sur des méthodes de mesure telles que "flour pellet method", photographie ou papier filtre (annexe B.1, page 199), ont été proposées pour décrire la relation entre le diamètre des gouttes et l'intensité de pluie (Lenard (1904), Niederdorfer (1932) ou Law and Parsons (1943)). Les études ont ensuite mis à profit l'information des disdromètres (chapitre 3.1.2 page 48) et se sont portées plus spécifiquement sur les distributions de taille des gouttes de pluie (ou spectre de goutte).

Une difficulté notoire dans ce domaine repose sur la relative petite zone de mesure des instruments qui rend le comptage de gouttes de chaque classe assez délicat, en particulier pour les gouttes de grands diamètres, qui possèdent la plus faible concentration. Ainsi, il n'est pas facile de trouver un compromis satisfaisant pour le temps d'intégration : s'il est trop long, il gomme les réelles variations physiques ; trop court, les spectres observés sont dominés par les fluctuations de comptages.

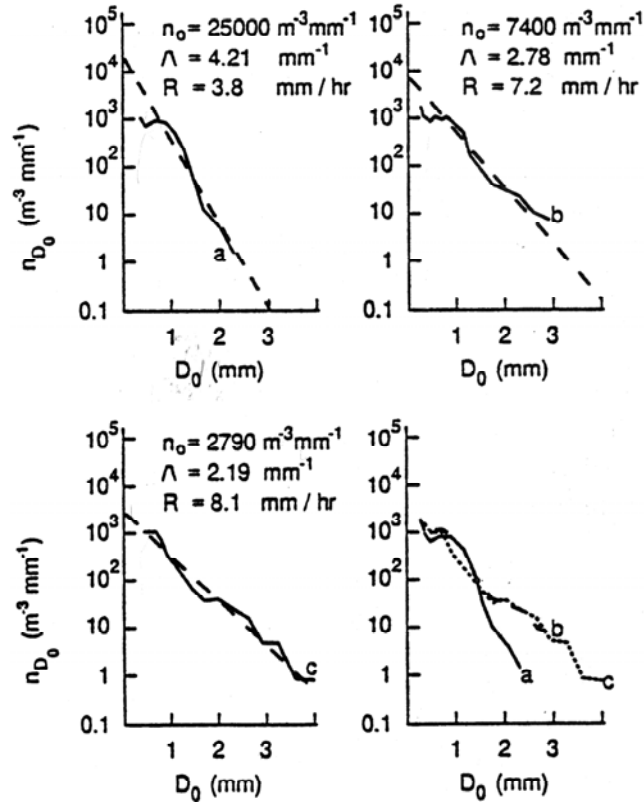


FIG. 2.17.: Distributions moyennes de taille de gouttes de pluie mesurées en Suisse (Waldvogel, 1974). Illustration de 'sauts' du paramètre N_0 .

Une forme occasionnellement utilisée est celle proposée par Best (1950), de type Gamma modifiée qui ressemble à celle qu'il proposa pour la distribution de taille de gouttes d'eau de nuages (équation 2.10) :

$$1 - F = \exp \left[- \left(\frac{D_0}{1.30R^{0.232}} \right)^{2.25} \right] \quad (2.17)$$

où F est la proportion d'eau de pluie dont le diamètre équivalent est inférieur à D_0 , R l'intensité de pluie en mm/h et D_0 le diamètre équivalent en mm.

D'autres auteurs (tels que Feingold and Levin, 1986) proposent d'utiliser une loi log-normale qui présente l'avantage de posséder des moments d'ordre n du même type. Cependant, les distributions de tailles de gouttes sont le plus communément décrites par la loi dite de Marshall (1948) de type exponentiel décroissant, basée sur les observations de Law and Parsons (1943) :

$$n(D) = N_0 \exp(-\lambda D) \quad (2.18)$$

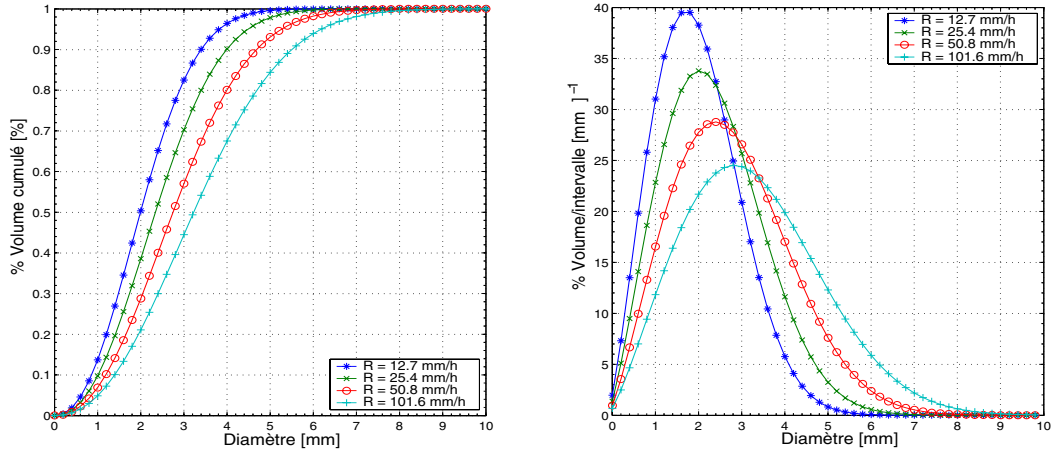


FIG. 2.18.: Distribution volumique de goutte de pluie selon Best (1950) pour différentes intensités de précipitation, fonction de densité de probabilité à gauche et fonction de probabilité de distribution à droite

où D désigne le diamètre équivalent de la goutte, λ le paramètre de pente et N_0 l'ordonnée à l'origine de la distribution. Ainsi $n(D).dD$ désigne le nombre de gouttes dont le diamètre est compris entre D et $D + dD$. Les observations de Marshall (1948) ont montrées que λ en mm^{-1} et R , l'intensité de précipitation en mm/h , suivent une relation empirique du type :

$$\lambda = 4.1R^{-0.21} \quad (2.19)$$

De plus, il ressort de leurs travaux qu'en considérant des pluies faibles à modérées, les distributions moyennées sont raisonnablement proches de la distribution exponentielle et qu'elles coupent une ordonnée à l'origine relativement constante de $8000 \text{ m}^{-3} \text{ mm}^{-1}$. La figure 2.19 illustre différentes distributions de Marshall-Palmer pour différentes intensités de précipitations.

Srivastava (1967) démontra que même un spectre de goutte de pluie ne possédant seulement 2 tailles de gouttes distinctes à la base d'un nuage se transforme en un spectre de type exponentiel après à peine 100 mètre de chute. Dans son article, Srivastava (1967) prend en compte seulement la coalescence comme processus de modification durant la chute.

Il est utile de constater que pour les distributions exponentielles, les moments d'ordre i peuvent s'écrire respectivement de manière générale et sous l'hypothèse de distribution de type Marshall-Palmer :

$$M(i) = \int_0^{\infty} D^i . n(D) dD = N_0 \frac{\Gamma(i+1)}{\lambda^{i+1}} \quad (2.20)$$

où $\Gamma(x)$ est la fonction Gamma, généralisation de la fonction factorielle à l'ensemble des nombres réels telle que $\Gamma(1+p) = p!$ pour $p \in \mathbb{N}$.

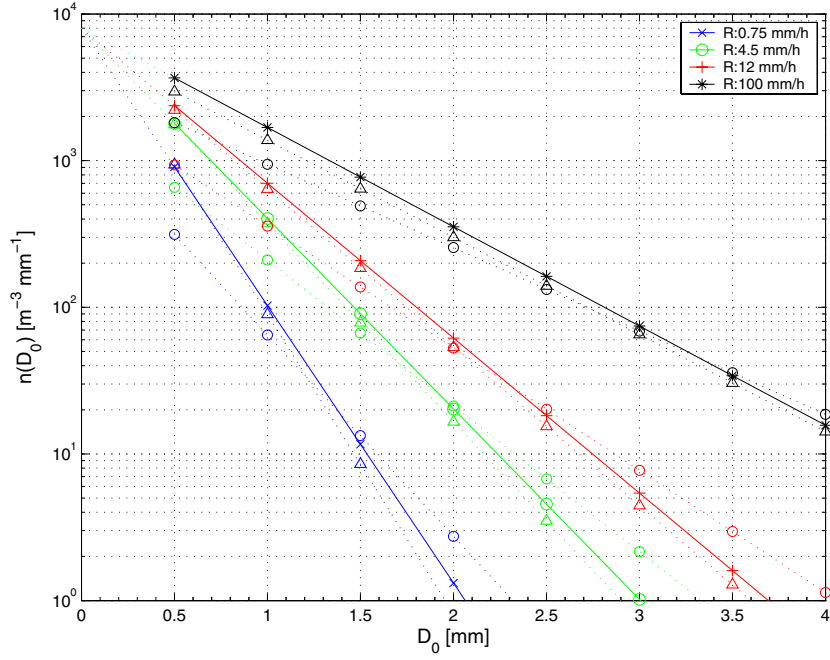


FIG. 2.19.: Distribution de tailles de gouttes de pluie de type Marshall Palmer pour différentes intensités de précipitations (traits pleins, $N_0=8000 \text{ m}^{-3} \text{ mm}^{-1}$), N_t et λ valent respectivement pour les intensités croissantes 1838, 2676, 3288, 5132 m^{-3} et 4.36, 2.99, 2.43, 1.56 mm^{-1} . Formulations de type Sempere et al. (1994) en pointillé pour les différentes intensités (o pour cas convectifs, Δ pour ceux orographiques, voir équations 2.31 et 2.32)

La forme générale du diamètre moyen \overline{D} pour n'importe quelle distribution $n(D)$ s'écrit :

$$\overline{D} = \frac{\int_0^\infty D n(D) dD}{N_t} \quad (2.21)$$

On définit aussi le diamètre moyenné par la masse, \overline{D}_m :

$$\overline{D}_m = \frac{\int_0^\infty D^4 n(D) dD}{\int_0^\infty D^3 n(D) dD} \quad (2.22)$$

Dans le cas de distribution de type exponentielle, ces variables peuvent s'écrire simplement. En effet, il vient :

$$\overline{D} = M_1 \text{ et } \overline{D}_m = M_4/M_3 \quad (2.23)$$

Ainsi connaissant N_0 et λ , moyen \overline{D} , le diamètre moyenné par la masse \overline{D}_m , le nombre total de goutte de pluie N_t , et le tension en eau de pluie W_r prennent

les formes suivantes pour ce type particulier de distribution :

$$\overline{D}[mm] = 1/\lambda \quad (2.24)$$

$$\overline{D_m}[mm] = 4/\lambda \quad (2.25)$$

$$N_t[m^{-3}] = N_0/\lambda \quad (2.26)$$

$$W_r[g/m^3] = \rho_w \pi N_0 10^{-3}/\lambda^4 \quad (2.27)$$

Il faut cependant noter que, contrairement à Marshall (1948) qui supposaient N_0 constants, des observations menées en Suisse par Waldvogel (1974) pour différents types de précipitations ont montré des 'sauts' de ce paramètre sur des périodes de 30 minutes ($0.4 \cdot 10^7 \text{ m}^{-4} \leq N_0 \leq 3.5 \cdot 10^7 \text{ m}^{-4}$). On peut noter que $N_0 > 2 \cdot 10^7 \text{ m}^{-4}$ correspond à des pluies fines et qu'à l'opposé $N_0 < 0.2 \cdot 10^7 \text{ m}^{-4}$ signifie des grosses gouttes qui identifient plutôt un orage. Le comportement est illustré en figure 2.17. Nous reviendrons sur ce sujet dans la partie simulation numérique, chapitre 4.10.

Joss and Gori (1978) ont montré que la distribution instantanée (intégrée sur un intervalle d'une minute ou moins) ne suit pas une loi de type exponentielle. Une loi de type Gamma (de type $N(D) = N_0 \cdot D^\mu \cdot \exp(-\lambda D)$ utilisée par Willis (1984)) est préférable pour représenter la forme des distributions mesurées aux fortes intensités de pluies, caractérisées par un déficit de petites gouttes et une convexité de la queue de la distribution pour les gouttes de grands diamètres. Cependant un inconvénient majeur pour ce type de distributions est que le paramètre N_0 ne peut plus être considéré comme une quantité physique puisque sa dimension est elle-même incompatible. Une approche générale et originale dans ce domaine est celle de Sempere et al. (1994). Ils ont montré que les distributions de taille de goutte pouvaient s'écrire sous la forme suivante :

$$n(D, R) = R^\alpha \cdot g(DR^{-\beta}) \quad (2.28)$$

où $n(D, R)$ est le nombre de gouttes par unité de volume dans la gamme de diamètre de D à $D + \Delta D$. α et β sont des constantes et g est une fonction indépendante de R , appelée *fonction généralisée de distribution*. A partir de cette formulation, ils montrèrent que les moments M_n d'ordre n de $N(D, R)$ sont liés par une loi de puissance avec R :

$$M_n = c_n \cdot R^{(n+1)\beta + \alpha} \quad (2.29)$$

La condition de consistance (soit que l'intensité calculée avec la distribution $N(D, R)$ soit égale à l'intensité mesurée) et l'hypothèse que la vitesse terminale des gouttes suive l'équation proposée par Atlas and Ulbrich (1977) (soit l'équation 3.22) amènent à trouver une dépendance entre α et β :

$$\alpha = 1 - 4.67\beta \quad (2.30)$$

A partir des spectres de gouttes et des intensités mesurés, les auteurs calculent la valeur des 6 premiers moments de la distribution et les interpolent chacun par des relations du type $M_n = c_n \cdot R^n$. Ainsi, les paramètres α et β sont déduits et la fonction g est obtenue en traçant le spectre mis à l'échelle $n(D, R)R^\alpha$ en fonction de $DR^{-\beta}$. Ils montrent que pour tous les événements observés, la fonction g est de forme exponentielle. Pour la région de Marseille, ils distinguent deux formes selon le type de précipitations, pour les pluies convectives :

$$N(D, R) = R^{0.17} 0.016 \exp(-30 \cdot DR^{-0.18}) \quad (2.31)$$

et pour les pluies stratiformes :

$$n(D, R) = R^{-0.09} 0.096 \exp(-44 \cdot DR^{-0.23}) \quad (2.32)$$

où R est l'intensité en mm/h, D le diamètre de gouttes en centimètres et la distribution $n(D, R)$ en cm^{-4} . Les relations 2.31 et 2.32 sont calculées pour différentes intensités en figure 2.19. Les formulations 2.31 et 2.32 seront utilisées en section 3.5.5 pour démontrer la validité des mesures issues du pluviomètre acoustique.

2.5.2. Précipitations solides

La croissance des particules solides peut apparaître sous la coexistence des 3 modes de formation (dépot de vapeur, agrégation et givrage) qui ont été détaillés page 28. Parmi les cristaux qui ont atteint une taille suffisante pour chuter, on distingue deux grandes familles :

le grésil qui s'est construit par couches successives de glace les unes au-dessus des autres (principalement par givrage). Si le processus persiste on atteint le stade de grêle (voir photo de droite, figure 2.20).

l'agrégat qui à l'inverse se forme principalement par agglutination de différents cristaux plus petits. Pour les agrégats de grandes dimensions, on parle de flocons de neige (figure 2.20, voir photo de gauche).

Cette désignation sera conservée pour distinguer les 2 types principaux de particules précipitantes de glace qui sont prises en compte par le modèle numérique (section 4.5.2).

Au-dessous de 0 °C, de l'eau liquide surfondue apparaît couramment dans l'atmosphère à des températures allant jusqu'à -40 °. Pruppacher and Klett (1997) présentent dans leur livre, les résultats de mesures réalisées en avion en différents points du globe, montrant la forte proportion d'eau liquide dans des nuages à températures négatives en particulier jusqu'à -10 ° (figure 2.21). Hobbs et Rangno (1985) ont aussi montré qu'une fine couche (environ 30 m de hauteur) d'eau surfondue apparaît souvent au sommet des nuages stratiformes et convectifs. Rauber et Tokay (Pruppacher and Klett (1997) page 39) mirent en évidence dès 1991 que cette couche est le résultat d'un déséquilibre entre

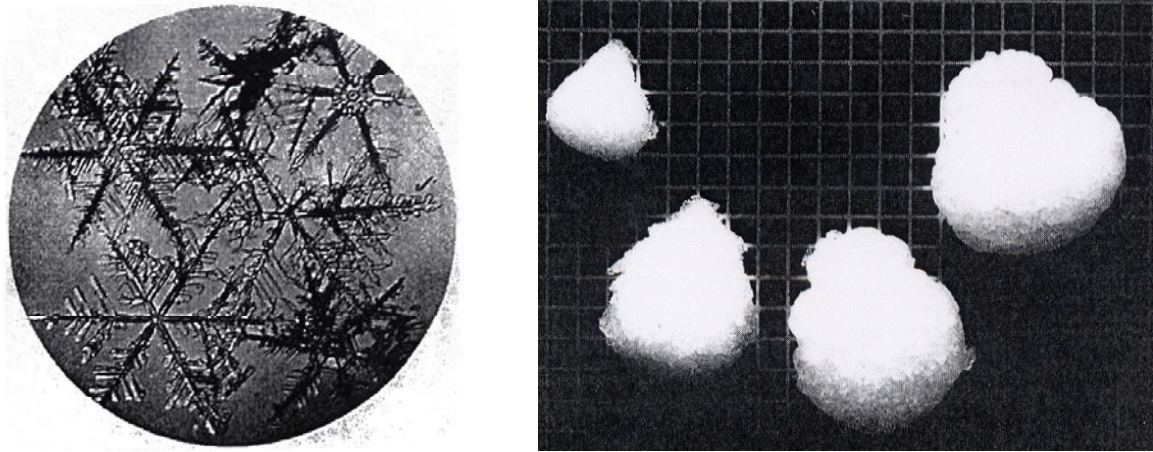


FIG. 2.20.: A gauche : flocon de neige composé de cristaux dendritiques adhérent ensemble, selon Nakaya (1954) ; a droite : photo de particules de grésil de différentes tailles collectés durant un orage en Suisse (la maille de la grille est de 2 mm), selon Aufdermauer (1963)

le taux auquel se forme l'eau de nuages par condensation et celui qui produit les cristaux de glace par diffusion de vapeur.

Une caractéristique importante des particules solides est la relation masse-diamètre. Des mesures in-situ de Locatelli and Hobbs (1974), Heymsfield (1989), Kajikawa (1989) entre autres, montrent que ces particules suivent une relation dimensionnelle donnée, sous forme d'une loi de puissance entre masse et diamètre :

$$m(D) = aD^b \quad (2.33)$$

Les constantes a et b prennent des valeurs très diverses selon le type de particules considéré. En effet, ces constantes doivent tenir compte de facteurs de forme et de densité qui sont directement liés au type de formation de ces particules. A l'intérieur d'une même classe de particules de fortes disparités de densité peuvent déjà apparaître : la densité des flocons de neige varie entre 0.005 et 0.5 g.cm^{-3} et les valeurs les plus fréquentes sont entre 0.01 et 0.2 g.cm^{-3} . Les constantes (a et b) d'une quinzaine de particules de glace déduits par Locatelli and Hobbs (1974) lors de leurs mesures in-situ sont données dans le tableau 4.1, page 123.

2.5.2.1. Vitesse de chute

De nombreux auteurs se sont penchés sur la mesure expérimentale des vitesses de chute et du coefficient de traînée des particules solides (Williamson and McCready (1968), Auer (1972)). La figure 2.22 (résultant des travaux de Locatelli and Hobbs (1974)) montre l'augmentation de vitesse de chute avec la dimension maximale de la particule de glace qui corrèlent très bien le

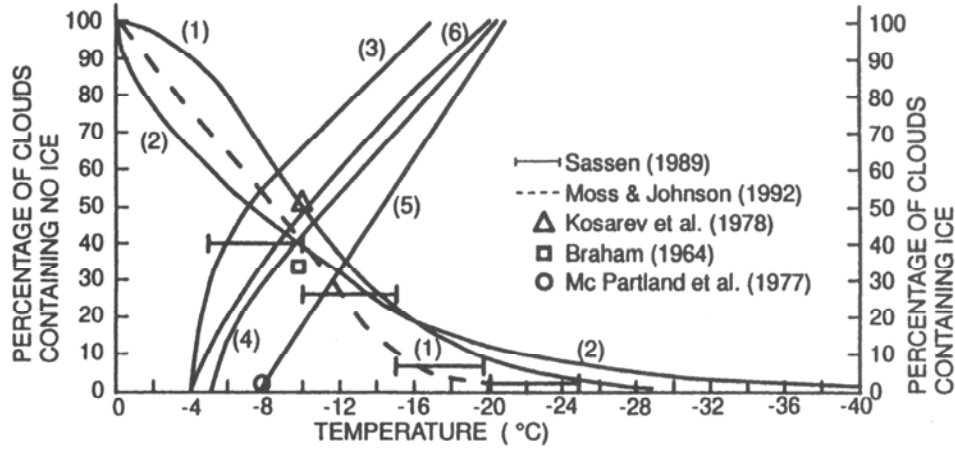


FIG. 2.21.: Variation du pourcentage de nuages d'eau surfondue et de nuage de glace. Courbes (1) et (2) correspondent aux ordonnées de gauche ; les courbes (3) à (6) correspondent à l'ordonnée de droite. (1) Peppler (1940) en Allemagne, (2) Borovokov et al. (1963) sur l'ETU, (3) Mossop et al. (1970) en Tasmanie, (4) Morris & Braham (1968) au Minnesota, (5) Issac & Schemnauer (1979) au Canada, (6) Hobbs et al. (1974) au Nord-Ouest des Etats Unis.

degré de givrage du grésil et le nombre de cristaux constituant les agrégats.

La gamme de vitesses de chutes des particules solides s'étend sur plus de 300% (figure 2.22). Afin de limiter les temps de calcul lors des simulations numérique, le nombre de types de particules solides dans le modèle est limité à 2 : le grésil et l'agrégat. Le choix des constantes a et b déterminera les caractéristiques masse-diamètre de chaque type de particules. Il en est de même pour les vitesses de chute qui sont de la forme d'une loi de puissance d'une dimension caractéristique D de la particule :

$$v(D) = cD^d \left(\frac{\rho_0}{\rho} \right)^{0.4} \quad (2.34)$$

Des grêlons peuvent chuter par exemple avec des vitesses allant jusqu'à 45 m/s, ce qui implique l'existence d'un courant ascendant assez important à l'intérieur du nuage pour assurer la croissance de telles particules. On peut citer à titre d'exemple le couple de valeurs (c, d) déterminé expérimentalement pour la grêle par Lozowski and Beattie (1979) en Alberta au Canada ($c=12.43$ et $d=0.5$, où D est la dimension maximale du grêlon) et par Knight and Heymsfield (1983) qui étudièrent les mêmes particules au Colorado donnant $c=8.445$ et $d=0.0553$.

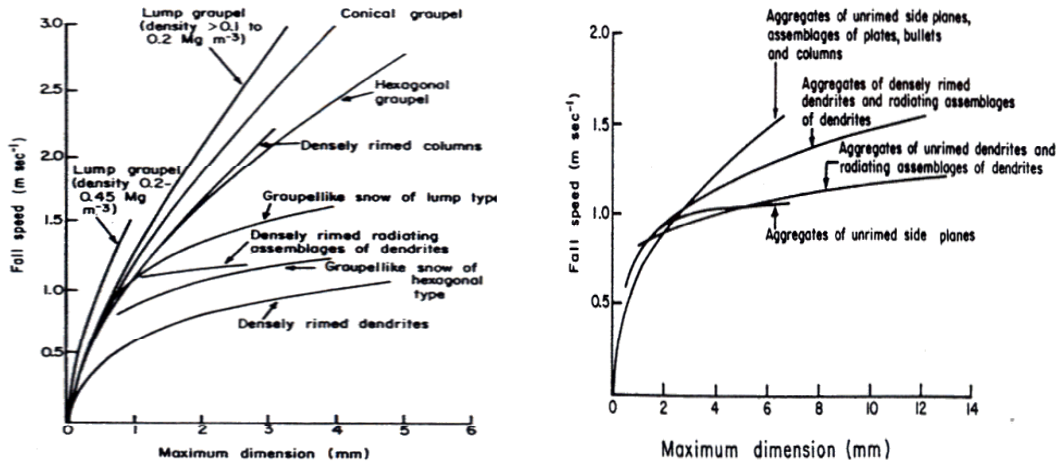


FIG. 2.22.: Meilleurs ajustements des vitesses de chute de divers grésils à gauche et de différents agrégats à droite en fonction de leur dimension maximale, selon Locatelli and Hobbs (1974)

2.5.2.2. Distributions de taille

A nouveau, les propriétés de cette caractéristique varient sensiblement selon le type de particules observées. Une loi pour les distributions dimensionnelles fut donnée pour les flocons de neige par Gunn and Marshall (1958), à partir de nombreuses observations :

$$n(D_0) = n_0 \exp(-\Lambda D_0) \quad (2.35)$$

où $\Lambda = 25.5R^{-0.48} \text{mm}^{-1}$, $n_0 = 3.8 \times 10^3 R^{-0.87} \text{m}^{-3} \text{mm}^{-1}$, D_0 est le diamètre de la goutte d'eau qui résulterait de la fonte de l'agrégat et R est le taux de précipitation en mm d'eau par heure (figure 2.23 à droite). Sekhon and Srivastava (1969) confirmèrent la relation 2.35, bien qu'ils obtinrent des résultats différents pour la relation du paramètre de pente Λ et de celui d'ordonnée à l'origine de la distribution n_0 avec le taux de précipitation R . Les distributions de flocons invoquant leurs tailles réelles furent obtenus par Herzegh and Hobbs (1985) et Passarelli (1978). Dans de nombreux cas, leurs distributions de flocons de neige montrent un comportement de type Marshall-Palmer pour ceux de tailles supérieures à 2 mm. Lors de tempêtes de neige au dessus du lac Michigan, le paramètre n_0 de la distribution varie de 4×10^2 à $8.75 \times 10^3 \text{m}^{-3} \text{mm}^{-1}$ et le paramètre Λ de 1.14 à 2.42mm^{-1} . Les déviations des lois de type exponentiel ne manquent pas, Herzegh and Hobbs (1985) observèrent des tendances sous-exponentielles dans les régions de nuages stratiformes à faible contenu en eau liquide tandis qu'une tendance sur-exponentielle apparaît plutôt dans les régions de nuages convectifs. Du au taux limité auquel le dégagement de chaleur latente peut se dissiper dans l'air environnant, les flocons doivent chuter sur plusieurs centaines de mètres avant de fondre, typiquement à l'isotherme $+5^\circ\text{C}$. Cette couche est détectée

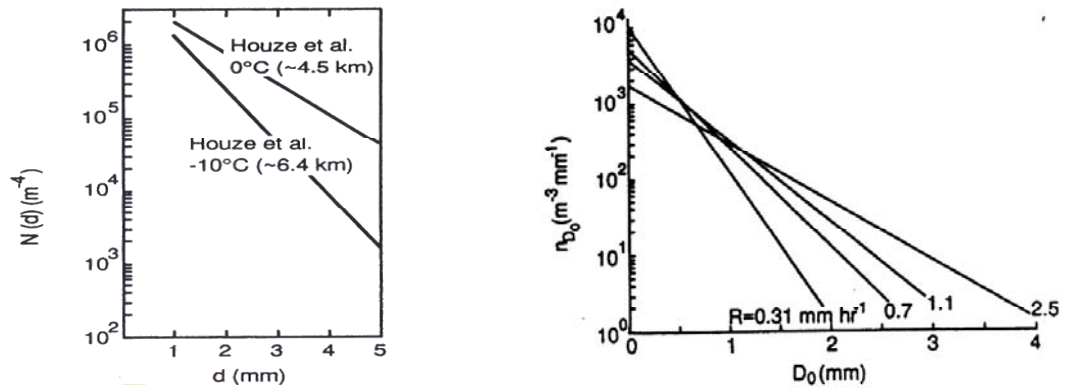


FIG. 2.23.: A gauche : distribution des particules de glaces au-dessus et au sommet de la couche de la zone de fonte, selon Houze et al. (1979). A droite : Variation de la concentration des flocons de neige avec le diamètre équivalent des flocons fondus. Mesures ajustées aux distributions exponentielles, selon Gunn and Marshall (1958)

par les radars sous la forme d'une 'zone brillante' causée par l'augmentation locale de réflectivité de la radiation électromagnétique émise par le radar. Les données sur la 'bande brillante' ont été collectées durant les cinquante dernières années, initié par les travaux de Ryde (1946) qui suggéra que dans cette zone se localisait la fonte des particules de glace ; ce qui fut confirmé par la suite. On observe durant le passage des hydrométéores dans cette zone, une variation des propriétés de distribution des particules de glace comme le montrent les travaux de Leary and Houze (1979) illustrés par les 2 courbes de gauche de la figure 2.23.

3. Disdromètre acoustique

Ce chapitre présente les travaux effectués sur l'instrument de mesure dénommé *disdromètre acoustique*. L'objectif est de développer un instrument de mesure capable de discrétiser la pluie 'goutte à goutte' et de fournir ainsi des valeurs moyennes des caractéristiques de la pluie sur des intervalles de temps de l'ordre de quelques minutes. L'équipement d'un bassin versant par de multiples appareils de ce type permet d'obtenir des indications précises sur l'évolution dans le temps et l'espace d'un épisode de pluie et d'envisager par exemple la gestion dynamique d'un barrage.



FIG. 3.1.: Photo du prototype du disdromètre acoustique

Il convient de relever que cet instrument provient de l'aboutissement d'une collaboration entre une jeune entreprise (IAV), spécialisée dans l'étude des phénomènes acoustiques et vibratoires, et le laboratoire. Le dimensionnement de l'appareil ainsi que ces propriétés acoustiques ont été conçues par IAV selon les spécifications définies par le projet de recherche du LASSEN. Dans la perspective de la mesure des distributions spatio-temporelles et des caractéristique physique de la pluie, le travail consistait à vérifier que les signaux

acoustiques pouvaient être traduits de manière fiable et reproductible en valeurs de paramètres physiques universellement admis dans le domaine.

Après une succincte description des appareils de mesure des précipitations, le principe de fonctionnement du disdromètre acoustique est présenté (page 48), ainsi que les considérations techniques étudiées. Viennent ensuite les essais préliminaires et le calibrage de l'appareil sous le simulateur de pluie à l'Institut de la Neige, de la Forêt et du Paysage (WSL/FNP) de Birmensdorf (page 71). Les validations des mesures d'intensité de précipitations qui ont eu lieu à l'Institut Suisse de Météorologie de Locarno sont alors présentées. Elles concernent les résultats et l'analyse des mesures réalisées durant la période préparative à la campagne internationale de mesures atmosphériques du Mesoscale Alpine Program (MAP). Il sera aussi question de l'aptitude du disdromètre acoustique à mesurer des distributions de tailles de gouttes de pluie (page 89). Ce chapitre conclut sur le compte rendu et l'analyse d'une campagne de mesures réalisée avec 5 disdromètres acoustiques en terrain plat sur le site de l'EPFL.

3.1. Les instruments de mesure des précipitations

La mesure des précipitations repose généralement sur un concept mécanique qui consiste à compter dans le temps le nombre de fois qu'un volume fixe de pluie (en général 2. ml) a été collecté par un dispositif en entonnoir. Cette quantité est exprimée en hauteur de précipitations (ou lame d'eau précipitée par unité de surface horizontale [mm]). On définit aussi l'intensité comme la hauteur d'eau précipitée par unité de temps [mm/h]. La précision de la mesure est généralement de 0.1 mm. En Suisse, toute précipitation supérieure à 0.5 mm par heure est considérée comme pluie effective. On distingue de nos jours deux familles distinctes d'appareils :

- les instruments totalisateurs (pluviomètre, pluviographe)
- les instruments discrétisateurs (disdromètre)

3.1.1. Les instruments totalisateurs

Les 2 appareils classiques dans cette catégorie sont :

Le pluviomètre : on l'a jadis aussi appelé ombromètre, hyétomètre et même udomètre. Il indique la quantité d'eau totale précipitée et recueillie à l'intérieur d'une surface calibrée dans un intervalle de temps séparant deux relevés.

Le pluviographe : il en existe de très nombreux modèles. C'est un instrument captant la précipitation de la même manière que le pluviomètre

mais avec un dispositif permettant de connaître, outre la hauteur d'eau totale, sa répartition dans le temps, autrement dit les intensités.

Les imprécisions des pluviomètres et pluviographes ont diverses origines provenant d'une part de la nature de la pluie elle-même et d'autre part de raisons de types mécaniques propres à l'appareil :

- Perturbations de l'écoulement autour du pluviomètre.
- Possibilités multiples d'obstruction du dispositif (insecte, feuille,...).
- Forte sensibilité à l'alignement horizontal.
- Précision de mesures dépendantes de l'intensité de précipitations.
- Sensibilité des pièces mécaniques au gel, poussières.

Ainsi les erreurs instrumentales sont multiples ; elles ont presque toutes pour conséquence de sous-estimer les quantités précipitées. On distingue :

- Les erreurs de captation (5 à 80%) : pluie inclinée, fortes pentes, turbulences du vent autour du pluviomètre.
- Les erreurs de l'instrument (environ 0,5%) : déformation de l'appareil de mesure (par exemple déformation du papier enregistreur).
- Les erreurs dues aux rejaillissements (environ 1%).
- Les pertes par mouillage (environ 0,5% déficit équivalent à l'eau qui humecte les parois intérieures du pluviomètre.
- Les erreurs dues à l'évaporation dans le récipient (environ 1%).
- Les erreurs propres aux pluviographes : en cas de fortes pluies, la vidange du système à siphon, et respectivement la vitesse de basculement des augets peuvent être trop lentes. Des pertes d'eau au moment du basculement des augets peuvent aussi avoir lieu.
- Les erreurs d'observation sont en principe systématiques mais ne sont pas trop graves du moment que l'on ne change pas d'observateur (possibilité de correction).
- Les erreurs de positionnement de l'appareil (on peut avoir une bonne mesure mais quelque chose de "faux").

Les erreurs de représentativité spatiale ou d'échantillonnage sont difficiles à estimer, car nous ne savons pas dans quelle mesure les quantités recueillies ponctuellement sont représentatives du volume total d'eau précipitée sur l'ensemble du bassin. Les limitations de ces appareils de mesure classiques, ainsi que leur entretien fastidieux ont motivé le développement de nouveaux systèmes basés sur des technologies plus avancées. En effet, contrairement aux instruments discrétisateurs, les totalisateurs écartent toute possibilité d'obtenir des indications fines sur les vitesses de chute ou distribution de tailles de gouttes qui représentent pourtant aujourd'hui des paramètres importants pour l'érosion du sol, la calibration des images radars ou encore la validation des modèles numériques atmosphériques.

3.1.2. Les instruments discrétisateurs

Le disdromètre ou spectropluviomètre permet d'atteindre les caractéristiques des distributions de tailles des gouttes de pluie et certains même des précipitations solides. Son principe repose en général sur la détection du passage de chaque hydrométéore dans un volume de contrôle. La technologie la plus répandue consiste en un système optique (diode LED ou laser comme utilisé par Hauser et al. (1984)) mais d'autres concepts existent : par mesure de la masse de chaque goutte mais aussi par analyse d'images vidéo (voir les travaux de Schönhuber et al., 1996). D'une manière générale, les disdromètres constituent donc des appareils sophistiqués et un de leurs inconvénients majeur est leur consommation électrique, nécessaire au fonctionnement de l'électronique et des différents capteurs. Par contre, leur principe permet en général de discrétiser la pluie 'goutte à goutte' et de déduire des caractéristiques telles que la visibilité ou les distributions de tailles ainsi que les vitesses de chute et par conséquent l'énergie cinétique précipitée. Selon leur conception, certains instruments optiques permettent l'identification d'hydrométéores solides tels que la neige ou la grêle. Cette identification est basée sur la mesure de temps de passage de l'hydrométéore ainsi qu'une dimension caractéristique qui s'effectue durant son passage dans le volume de contrôle de l'instrument et qui, par traitement informatique, permet d'identifier le type de particules (voir les travaux de Emeis et al. (2000), Barthasy and Schefold (2001)). On peut aussi citer l'utilisation de caméra vidéo qui par analyse d'image à haute fréquence permet d'obtenir les caractéristiques des hydrométéores avec les avantages d'un système totalement non intrusif (Schönhuber et al., 1994).

Mis à part quelques travaux relatifs à des enregistrement sous-marins de la pluie (Medwin et al., 1992), (Nysten, 1996), l'analyse de l'onde acoustique pour discrétiser la pluie n'a pas été utilisée à notre connaissance pour discrétiser la pluie dans l'air et discerner les spectres de gouttes. Avec l'émergence de systèmes capables de traiter de considérables quantités d'informations en temps réel, il a paru intéressant d'explorer cette voie qui offre a priori un coût limité et une faible consommation d'énergie.

3.2. Description de l'instrument et principe de mesure

Le concept repose sur l'analyse du son induit par les gouttes de pluie lors de leur impact sur un récepteur mécanique. Le récepteur est une sphère métallique mince de 159 mm de diamètre optimisée pour fournir une sensibilité adéquate afin de discrétiser la pluie goutte à goutte. Le son dans la sphère est recueilli par un microphone qui génère un signal électrique qui une fois échantillonné et traité convenablement permet de discrétiser la pluie 'goutte à goutte'.

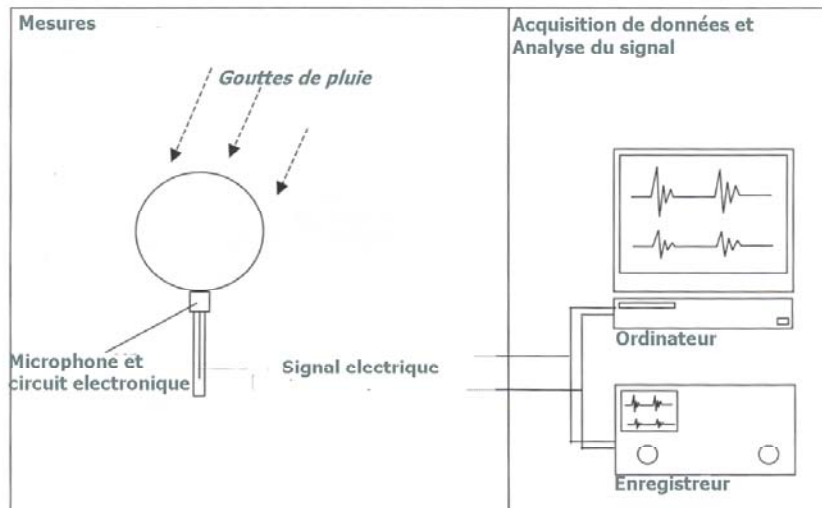


FIG. 3.2.: Principe de fonctionnement du disdromètre acoustique

Le disdromètre acoustique est un instrument développé pour les applications scientifiques et les mesures environnementales. Le schéma de la figure 3.3 montre ces éléments essentiels. Ce système acoustique conçu pour fournir des enregistrements à haute fréquence se compose principalement des pièces suivantes :

une sphère métallique vibrante recouverte d'une peinture hydrophobe afin d'optimiser le glissement des gouttes qui ont impacté la sphère et de minimiser l'épaisseur de la lame d'eau résiduelle sur l'instrument. La forme sphérique est choisie pour sa symétrie de révolution et surtout pour la perturbation minimale et sa symétrie axiale qu'elle offre à l'écoulement environnant.

un microphone dont les caractéristiques lui permettent de travailler aux températures extérieures et d'offrir une dynamique correcte de mesure.

une carte électronique de pré-traitement enfermée dans une boîte étanche qui contient principalement le convertisseur A/D et un système de protection contre le foudre.

des supports sur 'silentbloc' qui permettent d'isoler d'une part le boîtier de tout bruit solidien et d'autre part la sphère de mesures de toute transmission d'onde sonore due à l'impact de gouttes sur le boîtier. Les matériaux de fabrication du boîtier sont de densité élevée afin de limiter la génération d'ondes d'haute fréquence.

Le disdromètre acoustique offre potentiellement 2 types de fonctionnalités :

Pluviographe : le signal sonore global généré par l'impact de la pluie sur la sphère réceptrice est lié à l'intensité de précipitations. L'intégrale

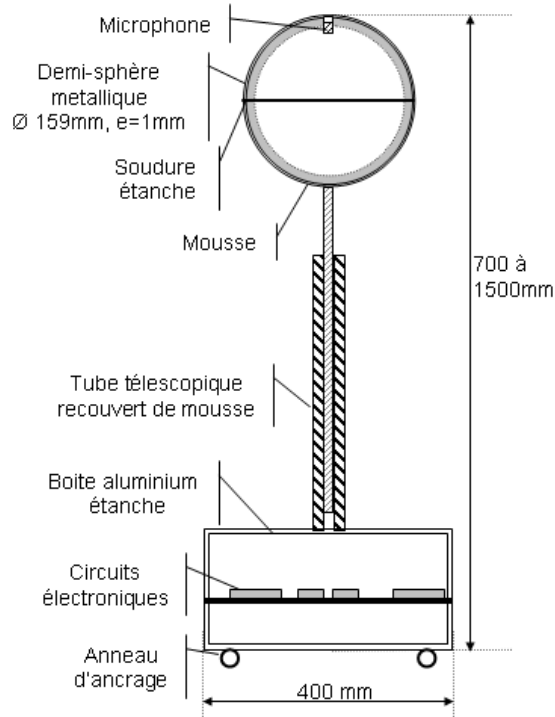


FIG. 3.3.: Représentation schématique du capteur

du signal électrique enregistré dépend du volume de précipitation et son évaluation dans le temps permet le calcul de l'intensité de précipitations.

Disdromètre : puisque l'instrument discrétise la pluie goutte à goutte, l'analyse du signal de l'impact de chaque goutte permet, sous certaines hypothèses, de déterminer leur diamètre et vitesse de chute.

Le développement de la théorie et les hypothèses nécessaires à ces calculs sont présentés dans la section suivante, en particulier dans les sous-chapitres numérotés de 3.3.1 à 3.3.8.

3.3. Théorie de fonctionnement

Cette section regroupe les hypothèses et les calculs concernant la réponse du pluviomètre. Elle permet de comprendre l'algorithme de dépouillement qui produit l'intensité de précipitations et la distribution de tailles de gouttes.

3.3.1. Formulation de la pression acoustique générée par une goutte

On peut décrire simplement le principe de la mesure en considérant que le choc de chaque goutte sur la paroi du capteur est inélastique. Par conservation de la quantité de mouvement de la goutte de masse m et de vitesse V , la vitesse V_c transmise à la paroi du capteur d'épaisseur e et de masse volumique ρ_c s'écrit :

$$mV = K\rho_c e V_c \quad (3.1)$$

Ainsi, on a :

$$KV_c = \frac{mV}{\rho_c e} \quad (3.2)$$

La constante K des équations 3.1 et 3.2 possède la dimension d'une surface, elle est invariante pour un matériau donné. Le produit KV_c représente donc une source de débit. En acoustique linéaire, cette source est proportionnelle à la pression acoustique à une constante K' près. On a donc pour un choc inélastique, la valeur suivante p de pression théorique générée par l'impact de la goutte :

$$p = \frac{K'}{\rho_c e} . mV \quad (3.3)$$

Ainsi, la pression acoustique induite par l'interaction entre la goutte d'eau et la sphère du capteur est supposée être linéaire avec la quantité de mouvement de la goutte.

3.3.2. Quantité de mouvement des gouttes de pluie

Pour exprimer la quantité de mouvement d'une goutte de pluie, on doit utiliser une forme analytique de la relation entre sa vitesse de chute et sa masse. L'équation 2.12 de vitesse de chute terminale de la pluie, basée sur les travaux de Gunn and Kinzer (1949) paraît être une très bonne approximation (selon Joss (1999)). La quantité de mouvement peut être exprimée en fonction du diamètre équivalent D de la goutte considérée, puisque sa masse est simplement liée à la densité constante de l'eau et à son volume. On obtient ainsi une relation liant la quantité de mouvement de la goutte q_g (mesurée par le pluviomètre acoustique) à son diamètre.

$$q_g(D) = m(D).V(D) = \pi/6\rho_w [9.65 - 10.3 \exp(-0.6D)] D^3 \quad (3.4)$$

où ρ_w est la densité de l'eau. Selon l'équation 3.4, la quantité de mouvement des gouttes de grand diamètre semble linéaire par rapport à son volume puisque le terme en exponentielle tendra rapidement vers zéro par rapport à la constante de 9.65. A l'inverse, pour les petites gouttes, la fonction exponentielle peut se développer autour de zéro et il apparaît à nouveau en

première approximation, un comportement linéaire avec le volume pour les petites gouttes.

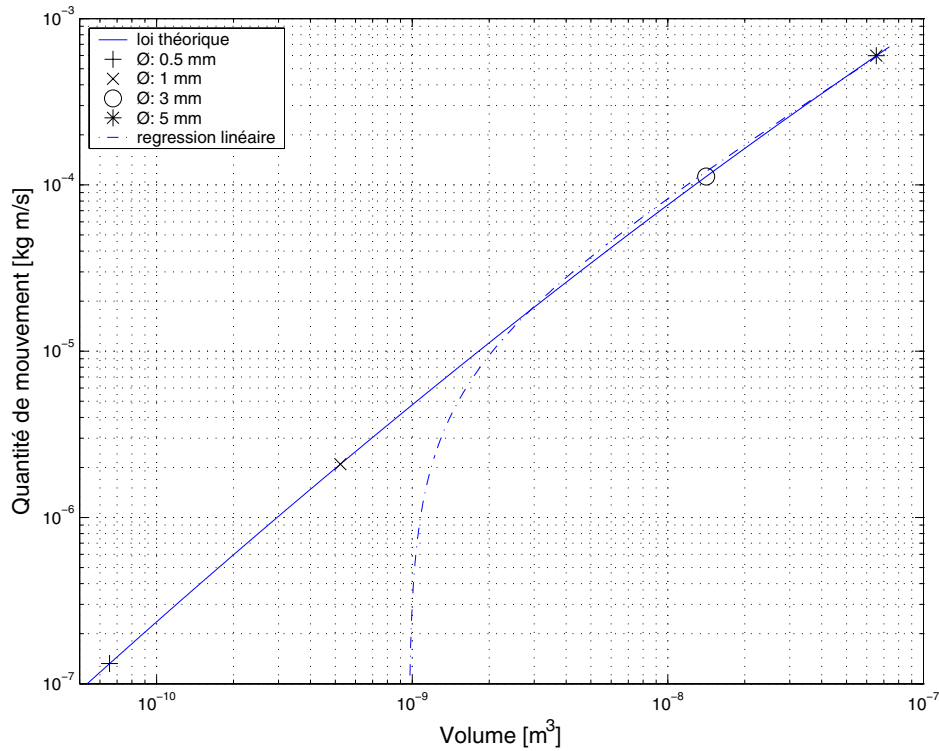


FIG. 3.4.: Relation théorique entre la quantité de mouvement et le volume de goutte de pluie

La figure 3.4 illustre la relation 3.4 entre quantité de mouvement et volume sphérique d'une goutte. La régression linéaire de cette courbe apparaît en pointillé sur la même figure.

La figure 3.5 représente la valeur absolue de l'erreur relative générée sur la quantité de mouvement théorique par l'hypothèse de linéarité de la réponse du disdromètre en fonction du diamètre de goutte mesuré. La courbe montre que l'erreur théorique de mesure pour des diamètres supérieurs à 1.7 mm est inférieure à 10% et ceci jusqu'aux diamètres dépassant les 5 millimètres. Bien que le diamètre minimal d'une goutte de pluie ne soit toujours pas connu, il existe cependant une borne physique inférieure déterminé par la sensibilité de l'appareil et il n'est pas le but ici de détecter des gouttes de diamètre inférieur à 0.5 mm. Il apparaît qu'entre 0.5 mm et 1.7 mm, l'approximation linéaire provoque une très large sous-estimation de la quantité de mouvement théorique mais pour les fortes intensités qui nous concernent, les gouttes de petit diamètre participent plus faiblement aux volumes précipités (voir figure 3.7(b)).

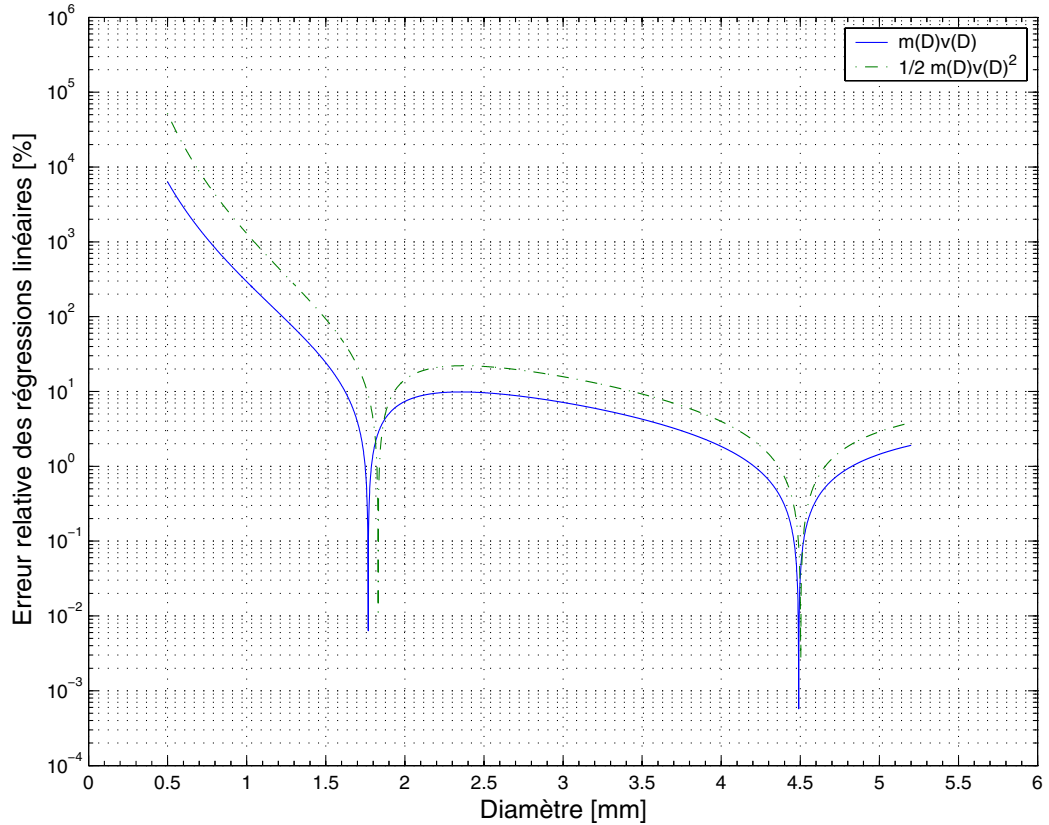


FIG. 3.5.: Valeur absolue de l'erreur relative due à l'hypothèse de linéarité entre la quantité de mouvement et le volume de goutte

Sur la même figure 3.5, l'écart relatif entre l'énergie cinétique théorique de la goutte et sa régression linéaire par rapport à son diamètre a été aussi représenté. Ceci résulte de discussions qui ont mené à envisager que la réponse à l'impulsion de la goutte sur l'instrument soit proportionnelle à son énergie cinétique. Nous en étudierons l'éventualité dans la section 3.3.9. Il apparaît dans ce cas que l'erreur de la régression linéaire est minimale pour la même valeur de diamètre ($D=4.5$ mm) mais qu'elle est globalement supérieure à celle effectuée sur la quantité de mouvement.

3.3.3. Calcul de l'intensité de précipitations

L'intensité de précipitations est calculée de manière relativement simple. Il est supposé que le volume de précipitations est proportionnel à la somme de la valeur efficace des tensions enregistrées par le microphone. L'évaluation de l'intensité sur un intervalle de temps pour lequel N_T gouttes ont été identifiées

s'opère selon l'équation 3.5.

$$I = \frac{k}{\Delta T} \sum_{i=1}^{N_T} V_{RMS}(i) \quad (3.5)$$

où I [mm/h] est l'intensité de précipitations, V_{RMS} [V] la tension efficace de chacune des gouttes calculée par l'algorithme de détection, ΔT la durée d'intégration et k la sensibilité de l'instrument en mm/V.

Le calcul de l'intensité fait intervenir implicitement la notion de largeur de fenêtre temporelle sur laquelle est effectuée l'évaluation de la tension efficace. Un paramètre de dépouillement supplémentaire est sous-jacent : celui de la tension seuil efficace qui conditionne la taille de goutte minimale détectable (traitée en section 3.3.7) et influe naturellement sur l'intensité calculée (voir section 3.3.6). La sensibilité du résultat à la largeur de fenêtre est étudiée dans la partie 3.4.1.3. Nous verrons que l'évaluation de l'équation 3.5, avec les valeurs de paramètres adéquats, fournit d'excellents résultats pour l'intensité de précipitations qui se comparent parfaitement avec une mesure de référence (voir figure D.1) même sur des intervalles de temps de l'ordre de la minute.

3.3.4. Flux de gouttes sur l'instrument

Afin de dimensionner correctement l'instrument et de déterminer la fréquence d'acquisition optimale, il est nécessaire d'évaluer le flux instantané de gouttes sur la sphère. Cette évaluation s'effectue à partir du nombre de gouttes par unité de volume qui sera approximé par une loi de type Marschall-Palmer (cf. équation 2.18) et de la formulation de la vitesse de chute de gouttes selon Gunn and Kinzer (1949) (voir équation 2.12). Ainsi le débit de gouttes surfacique s'écrit :

$$\phi = \int_0^{\infty} n(D).V(D)dD \text{ [m}^{-2}\text{s}^{-1}\text{]} \quad (3.6)$$

Pour calculer le flux de gouttes sur l'instrument, il suffit d'intégrer le flux surfacique ϕ précédent sur l'hémisphère supérieur de l'instrument, ainsi :

$$\Phi = \int \int_{\text{demi-sphere}} \phi dS \text{ [s}^{-1}\text{]} \quad (3.7)$$

Il vient donc d'après les équations 2.18, 2.12 et 3.7, la valeur Φ du flux de gouttes sur l'instrument :

$$\Phi = \frac{S.N_0}{2\lambda} \left(9.65 - \frac{10.3}{1 + 0.6/\lambda} \right) \quad (3.8)$$

où S désigne la surface de la sphère de mesure et λ le paramètre de pente de la distribution. L'équation 3.8 montre que le flux de gouttes sur l'instrument

augmente linéairement avec le nombre total de gouttes ($N_t=N_0/\lambda$) pour λ constant. La figure 3.6 illustre la variation du flux théorique sur l'instrument pour la gamme de valeurs de N_0 et λ que l'on rencontre dans la nature ($1.5 < \lambda < 5 \text{ mm}^{-1}$ et $3'000 \text{ m}^{-3} \text{ mm}^{-1} < N_0 < 50'000 \text{ m}^{-3} \text{ mm}^{-1}$).

Le nombre de gouttes par seconde impactant l'instrument est d'autant plus grand que N_0 est grand et λ petit. Si les faibles valeurs de λ correspondent à des fortes pluies (équation 2.19), il est toutefois important de noter que ces paramètres ne sont pas totalement indépendants. Les travaux de Waldvogel (1974) montrent que pour des intensités supérieures à 10 mm/h, la valeur de N_0 est en tout cas inférieure à $10'000 \text{ m}^{-3} \text{ mm}^{-1}$. Ces mesures montrent aussi que les pluies mesurées avec des valeurs de N_0 supérieures à $10'000 \text{ m}^{-3} \text{ mm}^{-1}$ correspondent par contre systématiquement à des valeurs d'intensité inférieure à 10 mm/h et, par conséquent, à des valeurs de λ supérieure à 2.5 m^{-1} . L'ensemble de la surface de la figure 3.6 n'est donc pas parcouru par la nature. Pour le domaine de variation considéré et la surface effective de la sphère ($S=0.0397\text{m}^2$), le maximum de flux théorique est inférieur à 3'000 gouttes par secondes. Ce maximum est atteint pour la plus petite valeur considérée du paramètre de pente ($\lambda=1.5 \text{ mm}^{-1}$). Or cette valeur correspond, selon l'équation 2.19, à une intensité de pluie d'environ 120 mm/h, ce qui est considérable pour une valeur instantanée puisque le record d'intensité jamais mesuré en Suisse est de 33.6 mm sur 10 minutes (voir page 12). Il est par conséquent justifié de considérer une valeur physique de N_0 égale à 10'000 pour une valeur correspondant de λ de 1.5 mm^{-1} , ce qui nous mène à un flux physique maximal inférieur à 1'000 gouttes par seconde.

Une fréquence d'acquisition de 5kHz du signal enregistré par le microphone suffit pour discrétiser mêmes les pluies de fortes intensités.

Pour plus de rigueur, il faudrait considérer le nombre de gouttes que peut détecter réellement l'instrument, compte tenu des limitations envisagées dans le chapitre 3.3.7 où l'on conclut que le diamètre minimal mesurable est de l'ordre de 0.4 mm. Cela revient à intégrer l'équation 3.6 avec 0.4 au lieu de 0 comme borne inférieure, ce qui diminuerait encore le flux maximal de gouttes.

Le nombre de gouttes dont le diamètre est inférieur à une valeur a est donné par :

$$N(D < a) = \int_a^{\infty} N_0 \exp(-\lambda D) dD = N_t \exp(-\lambda a) \quad (3.9)$$

La proportion de gouttes inférieure à un certain diamètre a par rapport au nombre de gouttes de diamètre supérieur s'écrit de la manière suivante :

$$\frac{N(D < a)}{N(D > a)} = \exp(\lambda a) - 1 \quad (3.10)$$

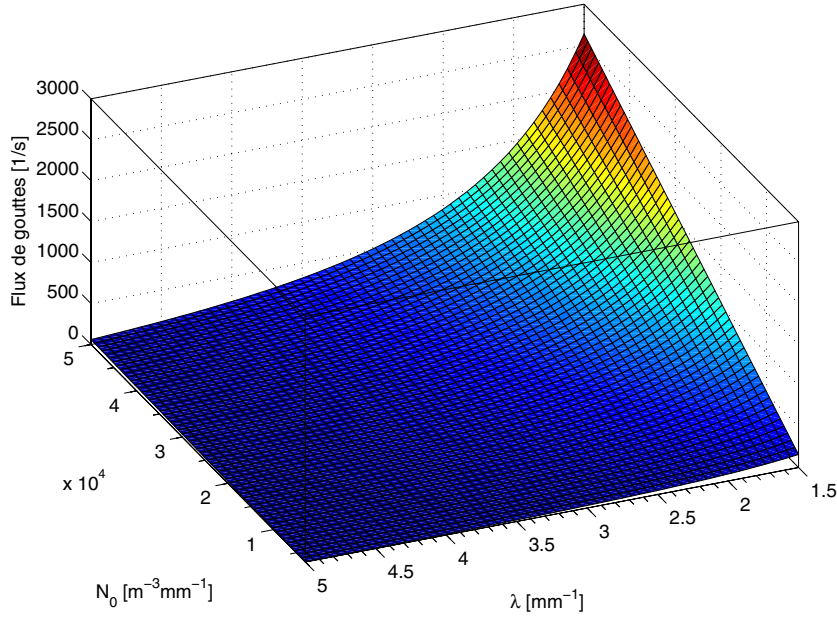


FIG. 3.6.: Flux de gouttes théorique enregistré par le disdromètre acoustique pour des valeurs de λ et de N_0 standards (la discussion montre que l'ensemble de la surface n'est pas décrit par la nature)

De même, le rapport du volume de gouttes dont le diamètre est inférieur à une certaine valeur a par rapport au volume de gouttes de diamètre supérieur :

$$\frac{V(D < a)}{V(D > a)} = \frac{\exp(\lambda a)}{\sum_{i=0}^3 \frac{(\lambda a)^i}{i!}} - 1 \quad (3.11)$$

Les relations 3.10 et 3.11 sont illustrées dans la figure 3.7 pour des valeurs standards de λ ($1 \leq \lambda \leq 5 \text{ mm}^{-1}$). Le diamètre médian des distributions de paramètre de pente λ , est donnée par l'intersection des courbes et la droite d'équation $\frac{N(D < a)}{N(D > a)} = 1$. On notera aussi que si le nombre de gouttes de diamètre inférieur à 2 millimètres est presque 100 fois plus grand au nombre de gouttes de diamètre supérieur pour une distribution de paramètre de pente $\lambda = 2 \text{ mm}^{-1}$, les volumes correspondant sont par contre quasi identiques.

3.3.5. Pré-traitement du signal et algorithme de détection

Afin de minimiser l'espace de stockage des mesures et d'obtenir un signal directement utilisable par le programme de dépouillement, le signal de sortie du microphone est traité électroniquement. Ce pré-traitement du

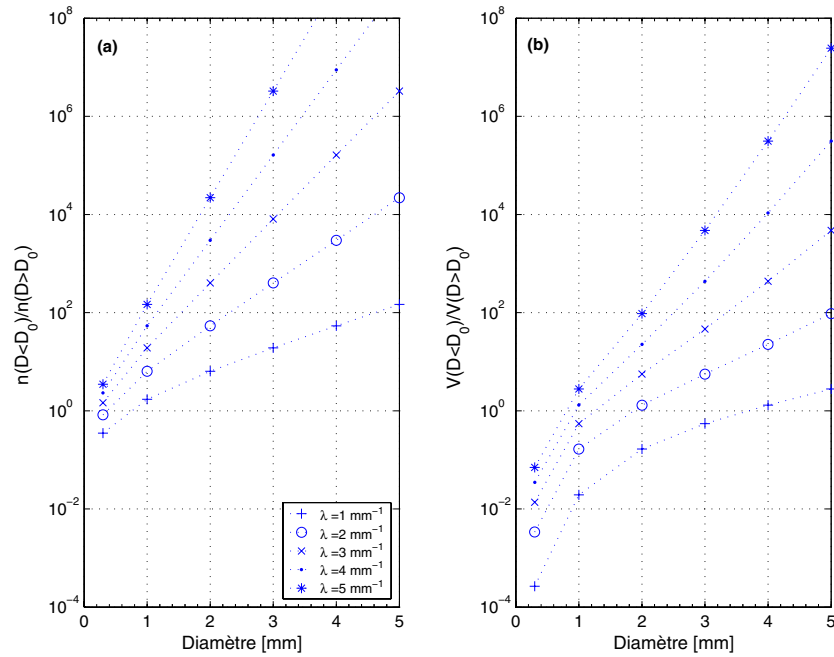


FIG. 3.7.: (a) Rapport du nombre de gouttes inférieures à un certain diamètre sur le nombre de gouttes de diamètre supérieur pour 5 distributions de type Marshall-Palmer ($\lambda=1,2,\dots,5 \text{ mm}^{-1}$) en fonction du diamètre. (b) Rapport des volumes de gouttes de diamètre inférieur et supérieur pour les mêmes distributions en fonction du diamètre.

signal et l'algorithme de comptage de gouttes a été confié à l'entreprise IAV du parc scientifique de l'EPFL, spécialiste des phénomènes vibrato-acoustiques. Le traitement est résumé sur la figure 3.8. Le sous-échantillonnage à 5 kHz suffit pour garder la quasi totalité de l'information mesurée (voir sous-section 3.3.4) et permet aussi d'économiser de l'espace de stockage par rapport à l'information codée à 48 kHz. Le filtre passe-haut fixé à 250 Hz permet d'éliminer tous signaux acoustiques à basse fréquence générés par le vent sur la sphère. Une analyse d'après le nombre de Strouhal (S_t , voir Cook (1985)) des structures pulsatives générées par la sphère dans un écoulement atmosphérique turbulent permet de calculer une fréquence typique des échappements tourbillonnaires (typiquement aux environs de 5 Hz). Le système d'acquisition du pluviomètre produit des fichiers numériques au format standard des signaux acoustiques à la fréquence d'échantillonnage de 5 kHz.

L'algorithme de dépouillement lié au capteur, incluant l'identification et le comptage des gouttes, opère le traitement du signal et délivre les données caractéristiques intermédiaires de la pluie (voir tableau 3.2). La figure 3.9 donne un exemple d'analyse. Le principe de détection et de quantification des

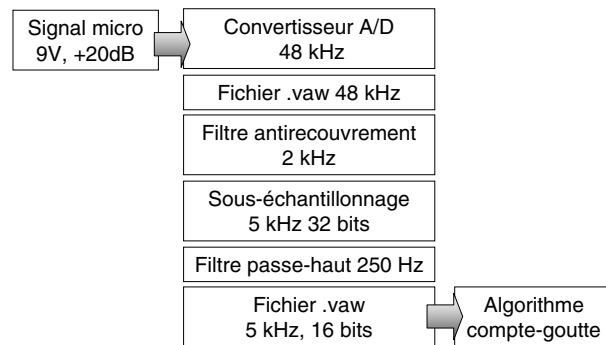


FIG. 3.8.: Le traitement du signal de sortie du disdromètre acoustique

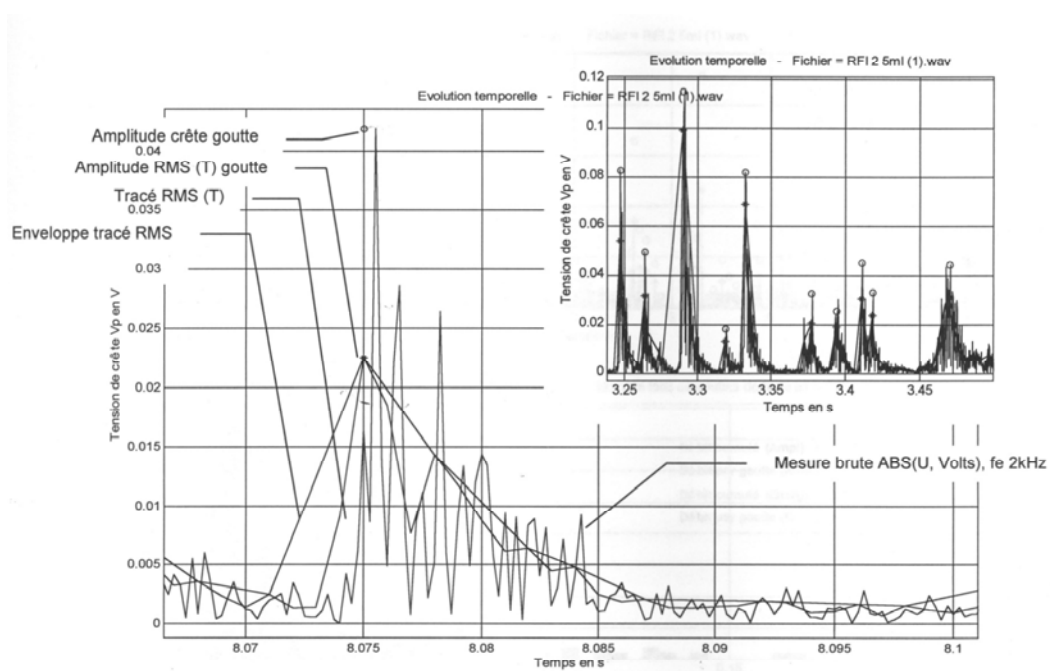


FIG. 3.9.: Schéma de principe du programme de détection des gouttes

gouttes se résume comme suit :

- redressage de la forme d’onde du signal original
- calcul de la tension RMS dans une fenêtre glissante de durée T ajustable (typiquement de 0.5 à 5 ms selon la section 3.4.1.3)
- identification des gouttes candidates : interpolation des maxima (et calcul de la courbe enveloppe)
- identification des gouttes élues : élimination des maxima de l’enveloppe inférieurs à une tension seuil (typiquement 10 mV, c.f. sections 3.3.6 et 3.3.7)
- Pour chaque goutte élue : calcul de l’amplitude de crête et de l’amplitude RMS, respectivement identifiée par (o) et (+) dans l’encadré de la figure 3.9

L’entreprise IAV a elle-même testé la capacité de l’algorithme de détecter le bon nombre de gouttes. Ce test, réalisé à l’aide de seringues calibrées permettant de générer des gouttes de 2.2, 2.6 et 3.3 mm, a porté sur cent gouttes de chaque classe qui ont été générées à une hauteur de 1.40 mètres. Les performances de l’algorithme sont contenues dans le tableau 3.1. Il semble que

Diamètre [mm]	Nombre de gouttes		Performance
	Généré	Détecté	
3.3	100	85	-15%
2.6	100	91	-9%
2.2	100	111	+11%
Total	<i>300</i>	<i>287</i>	95.70%

TAB. 3.1.: Performance de l’algorithme de détection de gouttes pour 3 valeurs de diamètres

l’algorithme ait tendance à sous-estimer le nombre de grosses gouttes et sur-estimer celui des petites. Compte tenu des difficultés de générer des gouttes de petit diamètre et de garantir non seulement leur taille et leur zone d’impact, nous considérons que le taux atteint de détection de 95.7% est totalement satisfaisant.

Les paramètres d’entrée sont contenus dans les lignes 4 à 8. Le pas temporel correspond à la longueur des échantillons sur lequel le traitement sera effectué. Les paramètres largeur de fenêtre et seuil de bruit sont décrits dans la section suivante. Le nombre de gouttes détecté est celui issu de l’analyse décrite précédemment. L’intensité de précipitation est évaluée selon l’équation 3.5. Le taux de charge de l’algorithme équivaut au rapport des gouttes comptabilisées sur le nombre maximal de gouttes que peut prendre en compte l’algorithme (fonction de la fréquence de sous-échantillonnage). Le comportement du taux de charge en fonction du nombre de gouttes et de l’intensité est illustré en figure E.17. Le traitement fournit les amplitudes de chaque goutte identifiée.

<i>Ligne</i>	<i>Unités/Valeurs</i>	<i>Description</i>
1	[1]	Nombre total de goutte détectées (N_T)
2	[mm/h]	Intensité de pluie
3	[%]	Taux de charge de l'algorithme
4	[1..5]	Type de capteur (de prototype à opérationnel)
5	[mm/ V_{eff}]	Gain du capteur utilisé
6	[Hz]	Fréquence de sous-échantillonnage
7	[V_{eff}]	Seuil de bruit pour la détection des gouttes
8	[ms]	Largeur de la fenêtre de détection
9	[min]	Pas temporel
10..35	[1]	Amplitudes crêtes des 26 classes de gouttes
36.. N_t	[V_{eff}]	Amplitude RMS des gouttes détectées

TAB. 3.2.: Contenu du fichier d'analyse pour chaque période d'acquisition du disdromètre acoustique

3.3.6. Configuration de l'algorithme de détection

Les paramètres suivants sont inhérents à la méthode de détection, ils conditionnent l'acuité du dépouillement des fichiers sonores et détermine directement le nombre de gouttes que l'algorithme calcule pour un intervalle de temps donné.

le seuil de bruit [V] : il traduit la limite inférieure de sensibilité du capteur. Cette grandeur est assignée à 10 mV_{RMS} par défaut ; en dessous de cette valeur aucune goutte n'est comptabilisée. Cette valeur doit être affectée au moins à la valeur maximum du bruit électrique de la chaîne d'acquisition. Ce paramètre implique une taille minimale de gouttes détectables qui est discutée dans la prochaine section.

la largeur de la fenêtre temporelle [ms] : correspond à la durée pour laquelle sont calculées les tensions efficaces du signal. L'influence de ce paramètre est étudiée dans la sous-section 3.4.1.3 dans laquelle il est montré que la plage de variations acceptable de ce paramètre est comprise entre 1 et 4 ms.

Le paramètre de gain [mm/V] n'influe pas sur la méthode de détection ; il représente selon l'équation 3.5, le facteur de proportionnalité entre la tension efficace cumulée et le volume de pluie.

Les essais sous simulateur de pluie (voir section 3.4.1) permettent d'évaluer la valeur optimale de ces paramètres et d'associer une valeur physique à la sensibilité de l'instrument (section 3.4.1.1). En guise de test de sensibilité, 3 valeurs de seuil de bruit ($S_d=5, 10$ et 20 mV_{RMS}) ont été utilisées pour le dépouillement du même épisode de pluie de durée d'une heure (voir figure D.1). Sur cet épisode, doubler le seuil de bruit correspond à sous-estimer l'intensité moyenne de 17% (35 au lieu de 42 mm/h), le diviser par 2 correspond à une

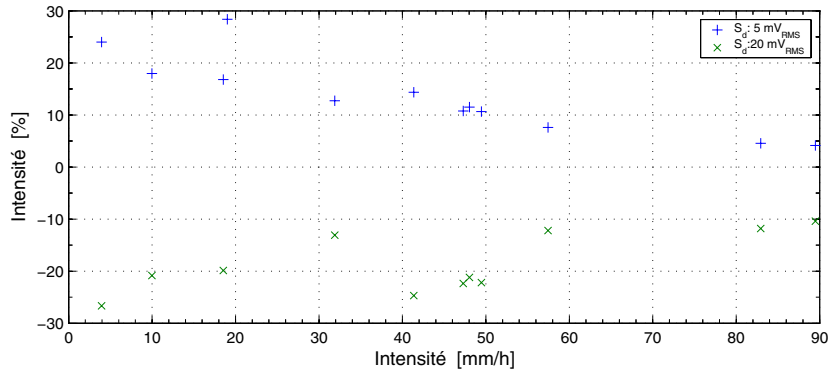
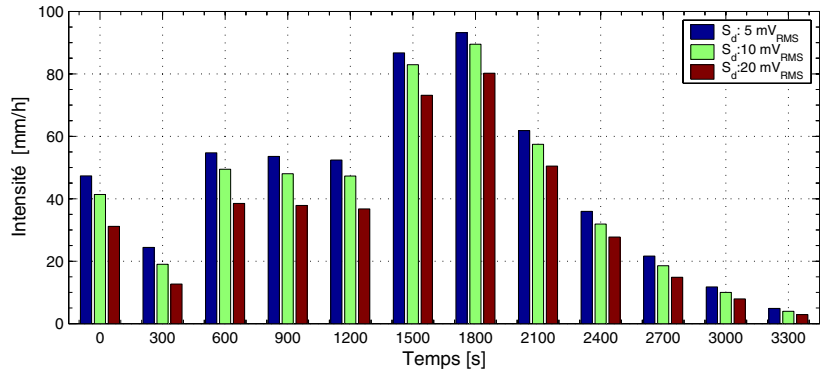
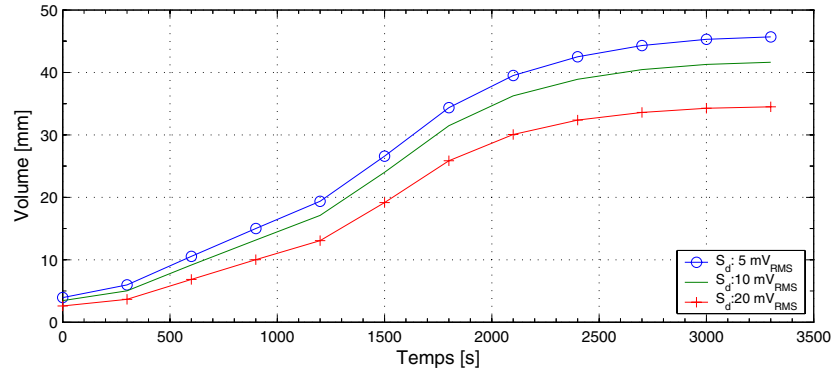


FIG. 3.10.: Influence du seuil de bruit sur le volume cumulé et l'intensité mesuré

surestimation de 10% (46 au lieu de 42 mm/h). Naturellement, cet effet est fonction de la taille de gouttes, puisque augmenter la valeur de seuil revient à tronquer le nombre de gouttes prises en considération par l'algorithme de traitement. Ainsi, selon les valeurs relatives d'intensité sur des intervalles de 5 minutes (figure 3.10, graphe du bas), l'influence maximale de ce paramètre est atteintes au deuxième intervalle pour lequel un facteur 2 sur la valeur seuil résulte en une variation de plus ou moins 30% de l'intensité.

3.3.7. Taille de gouttes minimale détectable

Sur un intervalle de temps donné, la taille de gouttes minimale détectable est déterminé par les paramètres de l'algorithme du traitement du signal. En effet, l'intensité minimale I_{min} de précipitations sur la largeur de la fenêtre temporelle de détection s'écrit :

$$I_{min} = \frac{k}{\Delta T_d} \cdot S_d = \frac{\pi/6 D_{min}^3}{S \cdot \Delta T_d} \quad (3.12)$$

où D_{min} est le diamètre minimal de goutte détectable, S la surface interceptrice de l'appareil, ΔT_d [s] la largeur de la fenêtre temporelle, k [m/V] la sensibilité de l'appareil et S_d [V] la valeur du paramètre de la tension seuil efficace. Il vient ainsi :

$$D_{min} = \sqrt[3]{\frac{1}{600\pi} \cdot S \cdot \Delta T_d \cdot k \cdot S_d} = \sqrt[3]{r^2/600 \cdot \Delta T_d \cdot k \cdot S_d} \quad (3.13)$$

où r est le rayon de la sphère de mesure en mètre. La gamme de valeurs de S_d est de 5 à 20 mV, celle de ΔT est de 0.5 à 5 ms. La figure 3.11 présente la surface de diamètre minimum détectable par l'appareil pour les gammes standards des valeurs de l'algorithme de détection et pour un gain d'instrument moyen de 0.16 mm/V. Nous verrons dans le chapitre concernant la campagne de mesures que le gain est relativement constant pour 4 disdromètres acoustiques sur les 5 construits (valeurs de gain de 0.129, 0.132, 0.191 et 0.192 mm/V, c.f tableau E.1).

Il apparaît que pour les valeurs des paramètres les plus défavorables ($V_{SEUIL}=20$ mV et $\Delta T=5$ ms), le diamètre de goutte minimal détectable par l'appareil reste inférieur à 60 μm , ce qui est bien au-delà des prétentions de l'instrument. En effet, la majorité des disdromètres ne discerne pas les gouttes inférieures à 0.3 mm de diamètre. Il se pose d'ailleurs la question de savoir quel peut être le diamètre minimal d'une goutte de pluie ? Ainsi, il est montré que la dynamique de l'instrument et la capacité de l'algorithme de traitement permettent d'atteindre les tailles de gouttes nécessaires à la caractérisation de la pluie et des gouttes les plus fines.

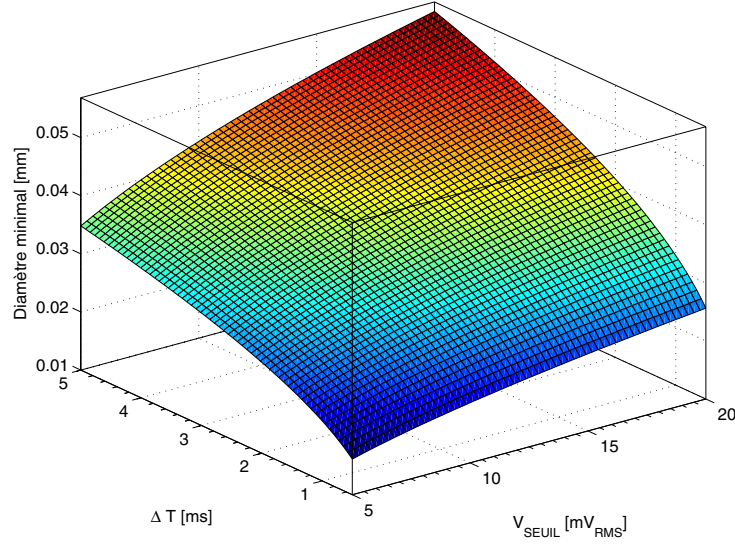


FIG. 3.11.: Surface de diamètre de goutte minimale détectable par l'algorithme en fonction des paramètres de configuration ($k=0.16$ mm/V)

3.3.8. Calcul des distributions de tailles de gouttes

Le disdromètre acoustique délivre en plus de l'intensité moyenne mesurée, la tension enregistrée pour chaque goutte durant l'intervalle de temps. Sur la base de cette information, on calcule la distribution de taille de gouttes de la pluie. Ce calcul est basé sur l'expression de 2 quantités particulières que sont les moments d'ordre 3 et 6 de la distribution, qui définissent respectivement le contenu en eau (W_L) et le facteur de réflectivité (Z) de la distribution :

$$W_L [mm^3/m^3] = \frac{\pi}{6} \int_0^{\infty} D^3 n(D).dD, \quad (3.14)$$

$$Z [mm^6/m^3] = \int_0^{\infty} D^6 n(D).dD \quad (3.15)$$

En utilisant l'hypothèse de tailles de gouttes distribuées selon une loi de type Marschall Palmer (l'équation 2.18), le contenu en eau et la réflectivité peuvent s'intégrer facilement en utilisant la relation 2.20 et donnent :

$$W_L = \pi \frac{N_0}{\lambda^4}, \quad (3.16)$$

$$Z = \frac{N_0}{\lambda^7} \cdot 6! \quad (3.17)$$

Ainsi, les paramètres de pente λ et d'ordonnées à l'origine de la distribution N_0 prennent la forme suivante :

$$\lambda = \sqrt[3]{\frac{6!}{\pi}} \sqrt[3]{\frac{W}{Z}} \approx 6.12 \sqrt[3]{\frac{W}{Z}} \quad (3.18)$$

$$N_0 = \frac{1}{\pi} \left(\frac{6!}{\pi}\right)^{4/3} \left(\frac{W}{Z}\right)^{4/3} W \approx 446 \left(\frac{W}{Z}\right)^{4/3} W \quad (3.19)$$

Dans son article, Waldvogel (1974) a étudié les variations des paramètres λ et N_0 (évalués à partir des équations 3.18 et 3.19) au cours du temps lors d'enregistrements de précipitations en Suisse. Le calcul utilise les classes de gouttes présentées dans le tableau 3.3 pour permettre l'évaluation discrète des valeurs du contenu en eau (W_L) et du facteur de réflectivité (Z). Ce tableau regroupe aussi la largeur de classes et la vitesse de chute des gouttes selon deux formulations différentes (celle issue des travaux de Gunn and Kinzer (1949) et celle d'Atlas and Ulbrich (1977)). Cette seconde formulation est préférée ici puisqu'elle exprime la vitesse de chute par une simple loi de puissance du diamètre de goutte (voir équation 3.22) ce qui permettra l'évaluation analytique de la relation tension-diamètre (section 3.3.9). Il est rapellé que les largeurs de chaque classe de diamètre sont guidées par les critères suivants :

1. L'intervalle de chaque classe doit avoir une largeur minimale pour donner une valeur statistique significative du nombre de gouttes mesuré par le disdromètre acoustique sur une intervalle de temps de l'ordre de la minute.
2. Le rapport $\Delta D/D$ doit être égal pour toutes les classes

Dans le tableau suivant sont présentés les résultats des calculs de contenu en eau, d'intensité de précipitations et de réflectivité radar pour chaque classe considérée conformément à la méthode proposée par Waldvogel ; ceci pour les formulations de vitesse de chute de Gunn and Kinzer (1949) (voir page 32) ainsi que celle proposé par Atlas and Ulbrich (1977).

Dans le tableau 3.4, est présenté pour les 20 classes de diamètre, l'évaluation du nombre de gouttes par mètre cube et par millimètre d'intervalle ($n1$), de la teneur en eau de pluie ($W1$) et de la réflectivité radar ($Z1$) pour la formulation de la vitesse de chute de Gunn and Kinzer (1949), en considérant qu'une goutte a été comptabilisée dans chaque classe sur un intervalle de temps d'une seconde. L'écart relatif produit par l'utilisation de l'autre formulation de vitesse (voir tableau 3.3) est, selon leurs expressions analytiques, la même pour chacun des 3 trois paramètres et est en indiquée en italiques pour chaque classe de diamètre. Par contre l'intensité résultante pour chaque classe est identique pour les deux formulation puisque la vitesse intervient explicitement au numérateur et implicitement au dénominateur par l'intermédiaire du nombre de goutte par volume et par unité de largeur de classe dans l'équation 2.16.

D	ΔD_i	D_i	$V1_i$	$V2_i$	Écart
[mm]	[mm]	[mm]	[m/s]	[m/s]	[%]
0.3-0.4	0.1	0.35	1.30	1.87	44
0.4-0.5	0.1	0.45	1.79	2.21	24
0.5-0.6	0.1	0.55	2.25	2.53	13
0.6-0.7	0.1	0.65	2.68	2.83	6
0.7-0.8	0.1	0.75	3.08	3.12	1
0.8-1.0	0.2	0.9	3.65	3.52	-3
1.0-1.2	0.2	1.1	4.33	4.03	-7
1.2-1.4	0.2	1.3	4.93	4.50	-9
1.4-1.6	0.2	1.5	5.46	4.96	-9
1.6-1.8	0.2	1.7	5.94	5.39	-9
1.8-2.1	0.3	1.95	6.45	5.91	-8
2.1-2.4	0.3	2.25	6.98	6.50	-7
2.4-2.7	0.3	2.55	7.42	7.07	-5
2.7-3.0	0.3	2.85	7.79	7.62	-2
3.0-3.3	0.3	3.15	8.09	8.15	1
3.3-3.7	0.4	3.5	8.39	8.75	4
3.7-4.1	0.4	3.9	8.66	9.40	9
4.1-4.5	0.4	4.3	8.87	10.04	13
4.5-5.0	0.5	4.75	9.05	10.73	19
5.0-	0.5	5.25	9.21	11.48	25

TAB. 3.3.: Classes de diamètres, largeurs de classes, diamètres moyens et vitesses terminales de chute selon 2 formulation analytique ($V1$:Gunn and Kinzer (1949), $V2$:Atlas and Ulbrich (1977))et leurs écarts relatifs pour chaque classe considérée par Waldvogel (1974)

D [mm]	n1(D _i) [mm ⁻¹ m ⁻³]	W1 _i [mm ³ m ⁻³]	Z1 _i [mm ⁶ m ⁻³]	<i>Ecart</i> [%]	R [mm/h]
0.3-0.4	1537	3.451	0.283	-30	0.016
0.4-0.5	1119	5.339	0.929	-19	0.034
0.5-0.6	891	7.760	2.466	-11	0.063
0.6-0.7	747	10.746	5.636	-5	0.104
0.7-0.8	649	14.332	11.548	-1	0.159
0.8-1.0	274	20.928	29.138	4	0.275
1.0-1.2	231	32.216	81.895	7	0.502
1.2-1.4	203	46.682	195.877	9	0.828
1.4-1.6	183	64.703	417.061	10	1.272
1.6-1.8	168	86.674	813.278	10	1.852
1.8-2.1	103	120	1704	9	2.795
2.1-2.4	96	171	3718	7	4.294
2.4-2.7	90	234	7411	5	6.251
2.7-3.0	86	311	13763	2	8.727
3.0-3.3	82	404	24140	-1	11.783
3.3-3.7	60	535	43827	-4	16.163
3.7-4.1	58	717	81285	-8	22.363
4.1-4.5	56	939	142541	-12	29.973
4.5-5.0	44	1240	253712	-16	40.403
5.0-	43	1646	454769	-20	54.552

TAB. 3.4.: Classe de diamètre, nombre de gouttes par mètre cube et par millimètre d'intervalle, teneur en eau de pluie, réflectivité radar et leurs écarts relatifs par rapport à la formulation de vitesse de Atlas and Ulbrich (1977) pour chaque classe considérée par Waldvogel (1974), et intensité de précipitations ; selon Waldvogel (1974) avec modifications.

Waldvogel (1974) identifie dans son article deux cas de distributions mesuré sur 1 minute qui présentent un fort 'saut' du paramètre N_0 soit respectivement $N_0=2790$ et $25'000 \text{ mm}^{-1}\text{m}^{-3}$ (alors que le paramètre de pente et l'intensité ne diffèrent entre ces 2 distributions que d'un facteur 2 environ). Selon l'auteur ce saut est parfaitement physique puisqu'il est l'empreinte du passage d'une averse à une pluie plus diffuse.

Il est intéressant de remarquer que l'évaluation des paramètres de distribution recherchée soit N_0 et λ selon les équations 3.18 et 3.19 pour les deux exemples de distribution données conduit à des résultats très proches pour les 2 formulations de vitesse envisagées. En effet, l'écart relatif de λ pour les 2 types de pluie est d'à peine 1% (soit respectivement 4.24 et 4.20 pour la pluie diffuse et 2.19 et 2.20 mm^{-1} lors de l'averse). L'influence de la formulation de la vitesse de chute est plus importante pour le paramètre N_0 mais demeure faible : dans le cas de la pluie diffuse on obtient $25'180 \text{ mm}^{-1}\text{m}^{-3}$ avec la formulation de Gunn and Kinzer (1949) et $21'687 \text{ mm}^{-1}\text{m}^{-3}$ pour celle que nous déciderons d'adopter (soit 20% d'écart). Lors de l'averse, l'écart d'évaluation sur les paramètres de la distribution selon les 2 formulations de vitesse est moins marqué et vaut moins de 7% (soit $N_0=2769$ et $2954 \text{ mm}^{-1}\text{m}^{-3}$).

Cela nous permet d'envisager d'utiliser la formulation de vitesse de chute proposée par Atlas and Ulbrich (1977) pour les développements analytiques de la réponse de l'instrument dans la prochaine section.

Nous notons de plus que l'incertitude sur évaluation de la vitesse par cette formulation est seulement supérieure à 10% pour les diamètres de gouttes au-delà de 4 millimètres, ce qui n'est vraisemblablement pas un cas fréquent pour les régions tempérées telles que la Suisse (se reporter au livre de Pruppacher and Klett (1997), page 31) et pour les diamètres inférieurs à 0.6mm qui, comme nous verrons en section 3.5.5, ne sont pas comptabilisés par l'appareil.

3.3.9. Étude de la relation tension-diamètre

Avant de pouvoir tracer le spectre mesuré et de calculer par la méthode de la section précédente ces 2 paramètres caractéristiques, il est nécessaire de dresser la relation existant entre le diamètre de la goutte et la tension mesurée lors du choc. Il s'agit de savoir à quel mode d'excitation le disdromètre réagit lors de l'impact d'une goutte. Il est envisagé dans cette section, que la tension générée par le microphone soit proportionnelle à :

1. la masse de la goutte (cette hypothèse est utilisée pour le calcul de l'intensité, voir page 53),
2. la quantité de mouvement,
3. ou l'énergie cinétique de la goutte.

Ces 3 hypothèses peuvent se résumer, pour chaque goutte de diamètre D_i , par l'équation suivante :

$$m_i \cdot V_i^\alpha = k_\alpha \cdot U(D_i) \quad \text{pour } \alpha = 0, 1, 2 \quad (3.20)$$

où m_i est la masse de la goutte, V_i sa vitesse, $U(D_i)$ la tension efficace générée lors du choc et k_α la constante de proportionnalité. La masse de la goutte est donnée par :

$$m_i(D_i) = \frac{\pi}{6} \rho D_i^3 \quad (3.21)$$

où ρ est la densité de l'eau. Nous utilisons, pour calculer la valeur de la vitesse de chute de la goutte, la fonction analytique des auteurs Atlas and Ulbrich (1977) qui propose l'expression de la vitesse de chute suivante :

$$V(D_i) = 386.6(D_i/1000)^{0.67} = a \left(\frac{D_i}{b} \right)^\beta \quad (3.22)$$

où V est exprimé en m/s et D_i en millimètre. Pour simplifier l'écriture, nous avons posé $a=386.6$, $b=1000$ et $\beta=0.67$.

L'équation 3.20 devient ainsi :

$$\frac{\pi}{6} \rho \left(\frac{a}{b^\beta} \right)^\alpha D_i^{3+\alpha\beta} = k_\alpha \cdot T_i \quad \text{pour } \alpha = 0, \dots, 2 \quad (3.23)$$

Cette relation relie la valeur physique du diamètre à celle de la tension mesurée, on en déduit l'expression suivante du diamètre :

$$D_i = \left(\frac{k_\alpha T_i}{C} \right)^{1/(3+\alpha\beta)} \quad \text{pour } \alpha = 0, \dots, 2 \quad (3.24)$$

où l'on a posé : $C = \frac{\pi}{6} \rho \frac{a^\alpha}{b^{\alpha\beta}}$.

Pour identifier le type de réponse, nous allons calculer la constante k_α pour chacune des hypothèses et obtenir ainsi 3 familles de spectres de gouttes pour chaque intervalle de temps. La constante de proportionnalité peut s'obtenir à partir de l'intensité de précipitations. En effet, si l'hypothèse [1] est valable pour le calcul de l'intensité, les résultats semblent erronés quand il s'agit de calculer le spectre de la pluie. Il faut considérer l'intensité de précipitations comme une réponse globale de la sphère de mesure à l'excitation de la pluie, il est par contre nécessaire d'avoir la loi de comportement précise de l'appareil pour chaque goutte, afin d'obtenir un spectre de pluie correct. Le volume de pluie ϑ mesuré pendant l'intervalle de temps ΔT , d'intensité moyenne I sur la surface S est donnée par :

$$\vartheta = I.S.\Delta T \quad (3.25)$$

où S est en mètres carrés, ΔT en secondes, I ici en millimètres par seconde et ϑ en litres. Ce volume résulte de la somme des volumes de chaque goutte enregistrée dans l'intervalle ΔT

$$\vartheta = \frac{\pi}{6} \sum_{i=1}^{N_T} D_i^3 \quad (3.26)$$

On suppose que la valeur de k_α est constante pour les N_T gouttes, et sa valeur de k_α en utilisant la relation 3.25 et, en remplaçant dans l'équation 3.26, la valeur de D_i donnée par l'équation 3.24, il vient :

$$k_\alpha = C \left(\frac{6.I.S.\Delta T}{\pi \sum U_i^\gamma} \right)^{1/\gamma} \quad \text{pour } \alpha = 0, \dots, 2 \quad (3.27)$$

avec $\gamma = \frac{3}{3+\alpha\beta}$ (on note que $\gamma \leq 1 \forall \alpha \geq 0$).

Ainsi pour chaque valeur du paramètre α (qui correspond à chacune des hypothèses de ce début de section), la constante de proportionnalité k_α est évaluée, et les diamètres de gouttes sont obtenues pour chaque tension à partir de l'équation 3.28. L'expression analytique du diamètre est ainsi, d'après les équations 3.24 et 3.27 :

$$D_i = \left(\frac{6.I.S.\Delta T}{\pi \sum U_i^\gamma} \right)^{1/3} U_i^{\frac{1}{3+\alpha\beta}} \quad \text{pour } \alpha = 0, \dots, 2 \quad (3.28)$$

La relation 3.28 revient à distribuer pour chaque goutte le volume de pluie enregistrée sur l'intervalle de temps en fonction de la tension générée par la goutte à la puissance γ par rapport à la somme des tensions élevée à la même puissance. Ainsi, les valeurs physiques des diamètres de gouttes sont calculés et la méthode décrite page 63 peut être appliquée. Nous verrons au chapitre 3.5.5 les résultats obtenus sur les spectres de pluie en fonction de la valeur du paramètre α .

Il est utile d'évaluer l'incertitude relative du diamètre D_i . Une analyse par la méthode du logarithme conduit à l'expression suivante reliant les erreurs relatives des variables impliquées dans le calcul du diamètre physique :

$$\frac{\Delta D_i}{D_i} = \frac{1}{3} \left(\frac{\Delta I}{I} + \frac{\Delta \sum U_i^\gamma}{\sum U_i^\gamma} \right) + \frac{1}{3 + \alpha\beta} \frac{\Delta U_i}{U_i} \quad \text{pour } \alpha = 0, \dots, 2 \quad (3.29)$$

L'équation 3.29 montre que l'erreur relative sur le diamètre est fonction de celle sur l'intensité de précipitation, de la tension mesurée pour la goutte et de la somme des tensions à la puissance γ de toutes les gouttes.

Les figures D.2 à D.7 rendent compte de l'erreur relative générée par la méthode de calcul des diamètres physiques de gouttes mesurées et montre qu'elle atteint 30% du diamètre.

3.3.10. Problématique du vent

Selon Nespor et al. (1994), les erreurs induites par le vent sont les plus grandes erreurs systématiques pour la mesure de précipitations, et leur caractérisation est de haute importance dans ce domaine. Dans leur article, les auteurs présentent des essais en soufflerie pour lesquels un facteur d'échelle et une vitesse de référence sont proposés pour normaliser les profils verticaux de

vitesse autour de différents pluviomètres. Dans cette perspective, Nespor and Sevruk (1999) modélisèrent l'écoulement tridimensionnel autour de 3 types de pluviomètres pour des vitesses allant de 1 à 12 m/s. En intégrant l'erreur induite par le vent sur tout les diamètres de goutte et la gamme de vitesse, ils ont montré que l'erreur globale diminue quand l'intensité de pluie décroît et augmente avec la vitesse du vent et la proportion de petites gouttes. Dans le

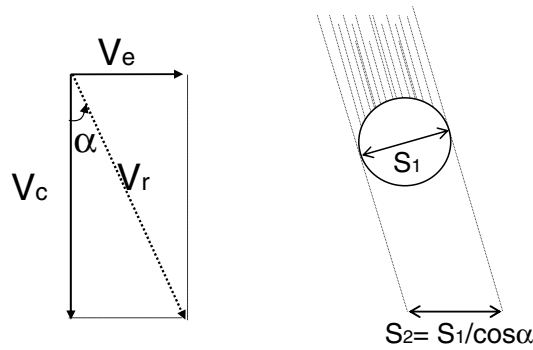


FIG. 3.12.: Schéma de l'influence du vent sur la vitesse de chute résultante et sur la surface de captage

cas du disdromètre acoustique, le vent environnant peut perturber les mesures de 3 manières :

par entraînement de vitesse de la goutte, qui produit ainsi un signal acoustique supérieur à celui qu'elle produirait sous l'effet de son seul poids. Le triangle des vitesses de la figure 3.12 illustre l'augmentation de la vitesse résultante \vec{V}_r due à l'addition de la vitesse de chute \vec{V}_c et de la vitesse d'entraînement \vec{V}_e générée par le vent.

par la différence de section entre celle réceptrice de l'instrument et celle projetée au sol sur un plan horizontal. Cette différence a pour effet de surestimer le débit de pluie (voir figure 3.12). Il faut cependant noter que ce biais apparaît pour tout type de pluviographe et augmente avec l'inclinaison de la pluie pour atteindre 30% quand la direction des précipitations forme un angle de 45 ° avec la verticale.

par le bruit de fond induit par le vent dans la sphère. Mais cet effet crée un signal dont la fréquence se situe bien en dessous de la fréquence générée par les gouttes de pluie sur la sphère et est donc éliminé par conditionnement du signal avant l'analyse (section 3.3.5).

A ce stade, nous nous limitons à énumérer les biais potentiels que peut induire un régime de vent soutenu. Il sera intéressant par la suite d'étudier sur des cas réels l'ampleur des éventuelles erreurs introduites et les moyens de les corriger.

3.4. Étude sous simulateur de pluie

La conception du disdromètre acoustique a nécessité la construction de 2 prototypes dénommés chronologiquement RFI et RFIIP. Pendant la phase de développement, l'utilisation du simulateur de pluies de l'Institut des Forêt, de la Neige et du Paysage (WSL/FNP) a permis de :

- Vérifier le comportement dynamique du capteur sous de fortes intensités de pluies
- Évaluer la reproductibilité des mesures à travers le temps pour un même capteur
- Évaluer la reproductibilité des mesures à travers l'espace entre 3 capteurs fabriqués 'en série'
- Établir une courbe d'étalonnage de type intensité du signal quantité d'eau précipitée par unité de temps et de vérifier le gain d'appareils fabriqué 'en série'.

Une description de l'équipement représenté sur la photographie de la figure 3.13 se trouve en annexe B.3.



FIG. 3.13.: Photo de l'installation des expériences sous simulateur de pluie

De cette manière, la forme, la dimension, les matériaux, ainsi que l'électronique de traitement du signal ont pu être optimisés dans des conditions de travail en laboratoire.

3.4.1. Description des essais

Pour ces essais préliminaires, 3 disdromètres acoustiques et un pluviomètre à augets basculants furent impliqués. Sur les 5 unités disponibles, 2 unités de 1 mètre sur 3 mètres ont été effectivement utilisées. Pour les essais, le simulateur est réglé en entrée sur deux régimes qui visent les intensités :

- $I_1=130$ mm/h
- $I_2=60$ mm/h

Pour les besoins des essais, il est important de vérifier :

l'homogénéité spatiale de la pluie générée afin de pouvoir comparer valablement les débits mesurés par le disdromètre acoustique et le pluviomètre à bascule. Cette homogénéité avait été précédemment mesurée durant le travail de thèse de Beyer-Portner (1998) grâce à une mesure sur la surface d'arrosage selon une maille de 50 cm de côté. Le résultat de la valeur des coefficients de Christiansen (voir page B.1) pour les différentes intensités testées est présenté en figure B.2.

la stationnarité temporelle de la pluie afin de pouvoir comparer les débits mesurés à une valeur moyenne de référence constante dans le temps. Ce facteur est le plus difficile à déterminer puisque la non linéarité de la courbe des hauteurs d'eau mesurées dans le temps peut refléter soit une erreur de mesure de l'appareil soit la variabilité du débit dans le temps. La figure 3.15 montre que les courbes de volumes cumulés obtenus présentent une très bonne linéarité (donc stationnarité temporelle du débit).

Un contrôle de l'homogénéité spatiale du générateur de pluie a aussi été effectué lors des mesures grâce à 8 bouteilles disposées dans la zone de mesure. Les résultats d'un cadre furent acceptable (i.e. indice de Christiansen supérieur à 0.8). L'autre cadre n'a pu être utilisé pour ces essais car, malgré le traitement de l'eau contre le calcaire, certains capillaires se sont bouchés, entraînant des débits plus importants chez leurs voisins. Le phénomène est nettement visible sur la photo de la figure 3.14.

3.4.1.1. Inter-comparaison

La comparaison porte sur 3 disdromètres acoustiques fabriqué 'en série' dans les ateliers de l'entreprise IAV. Le gain de chaque capteur a été évalué sur la base d'essais sous le simulateur, dans l'espace où l'homogénéité spatiale de la pluie est considérée comme satisfaisante. L'essai consiste à enregistrer sous un débit de 50 mm/h les sorties des 3 capteurs, ainsi que celle d'un pluviographe à bascule utilisé comme référence. Chaque intervalle entre deux basculements du pluviographe de référence correspond à un volume de pluie de 0.1 mm par mètre carré. La mesure s'est effectuée sur 6 périodes de durée approximative de 7 secondes pour lesquelles les tensions cumulées de chaque disdromètre acoustique sont reportées dans le tableau 3.5. Les disdromètre acoustiques

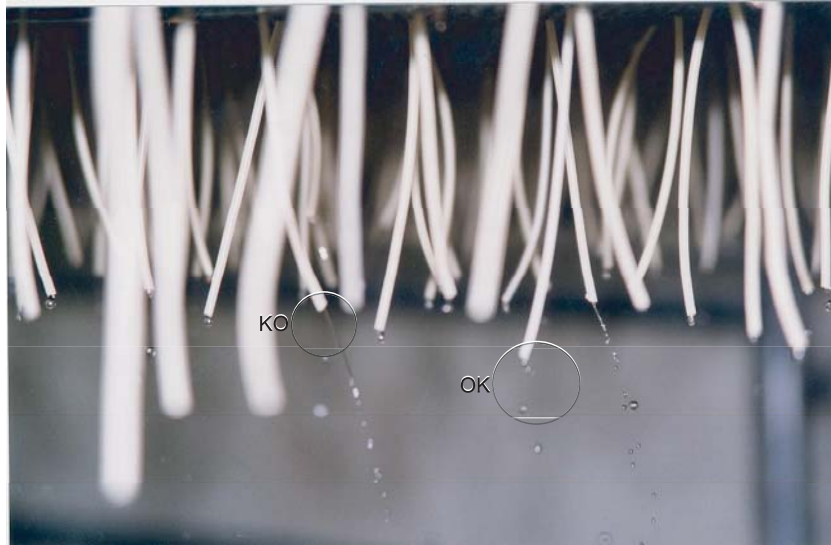


FIG. 3.14.: Photographie de détails des capillaires dont deux présentent un débit permanent

	Référence [mm]	Disdromètre acoustique 1 [V]	Disdromètre acoustique 2 [V]	Disdromètre acoustique 2 [V]
	0.1	4.427	4.809	4.529
	0.1	3.938	4.991	4.527
	0.1	3.69	4.968	5.216
	0.1	4.617	5.958	4.732
	0.1	5.457	5.334	4.257
	0.1	4.005	5.199	3.929
Moyenne [V]		4.356	5.210	4.532
Ecart-Type [V]		0.6	0.4	0.4

TAB. 3.5.: Tension efficace cumulée de chaque disdromètre acoustique calculé à chaque basculement du pluviomètre de référence

offrent chacun une bonne reproductibilité des amplitudes cumulées pour chaque volume de pluie de 0.1 mm (tableau 3.5). Les gains obtenus lors des essais sont respectivement pour les 3 disdromètres acoustiques de 4.356, 5.210 et 4.532 V/0.1 mm à respectivement ± 7 , 4, et 5% près. Les courbes de volumes cumulés durant l'essai montrent aussi une très bonne linéarité qui se traduit par une valeur du coefficient de détermination (R^2) proche de 1 soit respectivement pour chacun des disdromètre acoustique $R^2=0.997$, 0.991 et 0.999. Il est rappelé que le coefficient de détermination exprime le rapport entre la variance donnée par la régression linéaire et celle du jeu de données.

3.4.1.2. Comparaisons avec le pluviographe

Le pluviomètre à bascule et un disdromètre acoustique sont disposés à 50 cm l'un de l'autre. Deux séries de mesures de 10 minutes ont été réalisées pour chacune des intensités I_1 et I_2 recherchées. Le graphe de la figure 3.15 compare les volumes cumulés enregistrés par les 2 instruments sur la base du gain obtenu dans la section précédente. Il apparaît que pour le réglage approximatif du générateur de pluie à 60 mm/h, le pluviographe à augets basculant mesure une intensité moyenne de 62 mm/h avec un écart-type de 20% et le disdromètre acoustique une intensité de moyenne de 65 mm/h avec un écart type de 11.5%. Les mesures au régime de 130 mm/h ont généré une intensité moyenne de 127 mm/h (écart-type 16%) pour le pluviomètre et 124mm/h (écart-type 13%) pour le disdromètre acoustique.

A nouveau la linéarité des courbes de volumes cumulés sont excellentes aussi bien pour le disdromètre acoustique que pour le pluviomètre à bascule. Les coefficients de détermination calculés pour chaque instrument aux 2 intensités des essais valent ainsi plus de 0.999. Ceci montre que le gain obtenu à l'intensité de 60 mm/h est valable pour une intensité différente (ici 130 mm/h).

3.4.1.3. Influence de la fenêtre temporelle de détection

Cette section présente l'étude de la sensibilité des résultats de comptage de gouttes et des calculs de valeurs efficaces en fonction du paramètre de largeur de fenêtre temporelle de l'algorithme de détection.

L'étude porte sur 2 essais effectués sous le simulateur de pluie du WSL : l'un au régime de 60 mm/h et l'autre de 130 mm/h. La gamme de variation du paramètre 'largeur de fenêtre temporelle' a été fixée aux valeurs suivantes : 0.5, 1, 2, et 5 ms, pour un seuil de détection constant de 15 mV_{RMS} (qui correspond au bruit de la chaîne de mesure lors des essais). Les résultats obtenus aux 2 régimes pour un hauteur de précipitations ramenée à 0.1 mm sont contenus dans le tableau 3.6 :

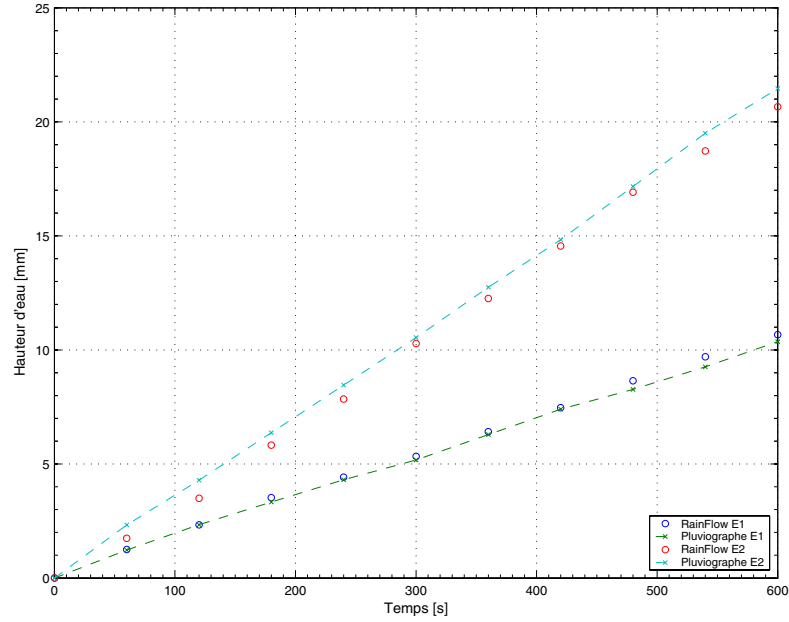


FIG. 3.15.: Mesures comparatives entre le pluviomètre à augets basculant et le disdromètre acoustique pour 2 régimes de pluie (60 et 130 mm/h)

Largeur de fenêtre [ms]	I= 60 mm/h		I= 130 mm/h	
	Nombre total de gouttes détectées	Amplitude cumulée	Nombre total de gouttes détectées	Amplitude cumulée
0.5	167	7.13	57	8.48
1	102	5.33	27	5.99
2	74	4.59	20	5.5
5	52	3.73	11	3.47
<i>Moyenne :</i>	<i>99</i>	<i>5.19</i>	<i>29</i>	<i>5.86</i>
<i>Ecart-type :</i>	<i>50</i>	<i>1.45</i>	<i>20</i>	<i>2.06</i>

TAB. 3.6.: Influence de la largeur de la fenêtre temporelle sur le nombre de gouttes détectées et l'amplitude cumulée d'intensité de précipitations

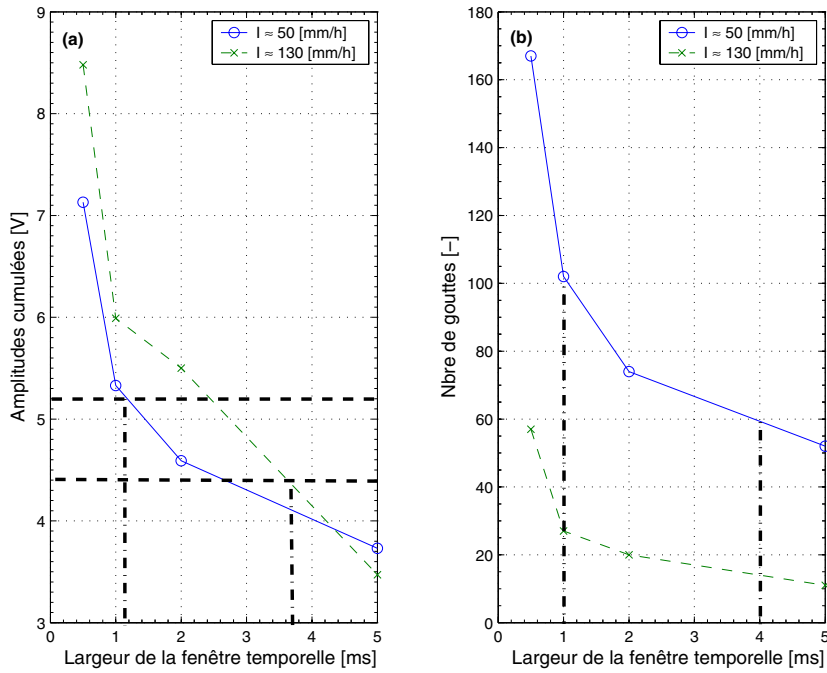


FIG. 3.16.: Sensibilité de la détection au paramètre de largeur de fenêtre temporelle, (a) Amplitudes cumulées, (b) Nombre de gouttes

Les résultats des mesures sont représentés sur les 2 graphiques de la figure 3.16. On relève une forte sensibilité des résultats en fonction de la valeur du paramètre de configuration. La plage de tension cumulées de chaque instrument pour une hauteur d'eau de 0.1 mm déduite de l'essai présenté en section 3.4.1.1 permet de conclure sur la gamme de valeur plausible pour la largeur de fenêtre temporelle. Ainsi, les bornes de tension cumulée pour les 3 disdromètres acoustiques sont 4.35 et 5.21 V. En reportant ces valeurs sur le graphique (a) de la figure 3.16, on peut déduire la plage de variation du paramètre 'largeur de fenêtre temporelle' qui se situe entre 1 et 4 millisecondes. La valeur de la largeur de la fenêtre induit une forte variabilité du nombre de gouttes détecté. En effet, leur nombre varie respectivement de 60 à 102 gouttes (59%) et de 18 à 27 gouttes (67%) selon le régime de pluie. Il est naturel de constater que plus la largeur de fenêtre est étroite, plus le nombre de gouttes détectable augmente. Il est supposé à ce stade que la majeure partie de l'incertitude du nombre de goutte détectée concerne surtout les petites gouttes puisque l'algorithme de comptage basé sur l'identification d'un courbe enveloppe favorise la prise en compte des grosses gouttes.

3.4.2. Discussion des essais au WSL

Au cours de cette étude, une première difficulté est apparue concernant la stationnarité spatiale de la pluie sur une surface suffisamment étendue pour permettre l'inter-comparaison de 3 instruments avec un instrument de référence. Le simulateur de pluie du WSL a cependant offert une telle surface où les essais ont pu être réalisés. Malgré des erreurs relatives intrinsèques à la mesure d'intensité de pluie de l'ordre de 15%, cette étude préliminaire a permis de vérifier le comportement linéaire de la tension cumulée générée par disdromètre acoustique par rapport à l'intensité de pluie auquel il est soumis. Les essais ont aussi montré que la sensibilité de 3 différents disdromètres est constante dans le temps pour une intensité donnée. De plus, les 3 sensibilités obtenues sont raisonnablement homogènes (à 17% près). Enfin, la comparaison des mesures d'un disdromètre avec un pluviomètre de référence pour plusieurs intensités a montré que la sensibilité pouvait être conservée pour des régimes différents sans pour autant augmenter l'écart type des intensités étudiées. La sensibilité d'un des deux paramètres de calcul a aussi été étudiée : la plage plausible de variation de la largeur de la fenêtre temporelle est déterminée mais on note pour cette plage une variation conséquente du nombre de gouttes identifiées (67%). Toutefois, le développement du disdromètre acoustique et les essais sous simulateur de pluie ont abouti à un instrument aux caractéristiques structurelles et dynamiques suffisantes pour permettre sa comparaison à d'autres appareils de mesures en situation réelle de pluie.

3.5. Comparatifs à l'Institut Suisse de Météorologie de Locarno

Ces comparatifs se sont déroulés dans le cadre de la campagne internationale de mesure atmosphérique du programme MAP (Mesoscale Alpine Program) dont plus de détails sont fournis en annexe C. La campagne PreSOP s'est déroulée du 16.8 au 2.9.1999 à l'Observatoire Tessinois de Locarno-Monti (OTL), de l'Institut Suisse de Météorologie (ISM). L'objectif était de réaliser une intercomparaison des instruments mis en jeu durant la campagne MAP et d'assurer aussi que tous les instruments soient opérationnels dès le début effectif des mesures. En complément à l'équipement standard de l'institut, différents types de radars et disdromètres, destinés à la campagne, ont été installés afin d'établir un comparatif quantitatif entre les instruments.

3.5.1. Situation générale

Sur les 18 jours effectifs durant lesquels a duré la campagne, seul 7 jours ont permis des enregistrements de précipitations. Dans le tableau 3.7, sont

	Imax 10 min [mm/h]	Total [mm]	Temp. Air [°C]	Point de rosée [°C]
16.08.1999	33	24.9	19.6	18.4
18.08.1999	51	14.9	19.2	17.9
19.08.1999	3.6	5.9	20.4	19.2
20.08.1999	10.2	14	19	18.1
24.08.1999	0.6	0.3	18.8	16.8
26.08.1999	19.2	26.7	20.5	19.6
27.08.1999	6	7.7	18.9	17.5

TAB. 3.7.: Tableau des caractéristiques des jours de pluie de la PreSop enregistrées par la station ANETZ de Locarno

données les caractéristiques principales des événements mesurés par la station ANETZ de Locarno lors des jours de pluie.

Dès le premier jour, 2 disdromètres acoustiques ont été installés sur le terrain. Malheureusement, la présence de boucles de terre sur le réseau d'alimentation et des interférences entre les appareils n'ont pas permis d'obtenir des informations valables lors des 3 premières journées de mesures. Les 2 instruments concernés sont le prototype RFI testé au WSL (voir section 3.4) ainsi qu'une version RFIIIP améliorée au niveau de l'électronique de traitement du signal : ils sont visibles sur la photographie de la figure 3.18. Ce deuxième prototype constituera la version définitive du disdromètre acoustique.

La figure 3.17 montre les enregistrements des principales mesures de la station météorologique automatique (ANETZ) de Locarno Monti (volume de pluie, température et humidité de l'air, vitesse, rafale et direction du vent sur 10 minutes). Les titres de chaque graphe indiquent la valeur moyenne et l'écart type de la variable considérée. Ces calculs statistiques ont été effectués pour tous les enregistrements de la période (à gauche) et uniquement pour les enregistrements avec précipitations (à droite) qui représente 6.4% des enregistrements. Au vu du peu de variabilité de ces couples de valeurs (mis à part évidemment pour le volume de pluie), on peut considérer que les précipitations sont apparues durant des conditions atmosphériques totalement standard pour la période considérée. Cette remarque permet de confirmer que les précipitations enregistrées se constituaient vraisemblablement d'orages locaux qui n'ont pas modifiées durablement les températures et directions de vent.

3.5.2. Instrument de référence

Les résultats des mesures des disdromètres sont prioritairement comparés avec un instrument de référence développé par les professeurs J. Joss et A.

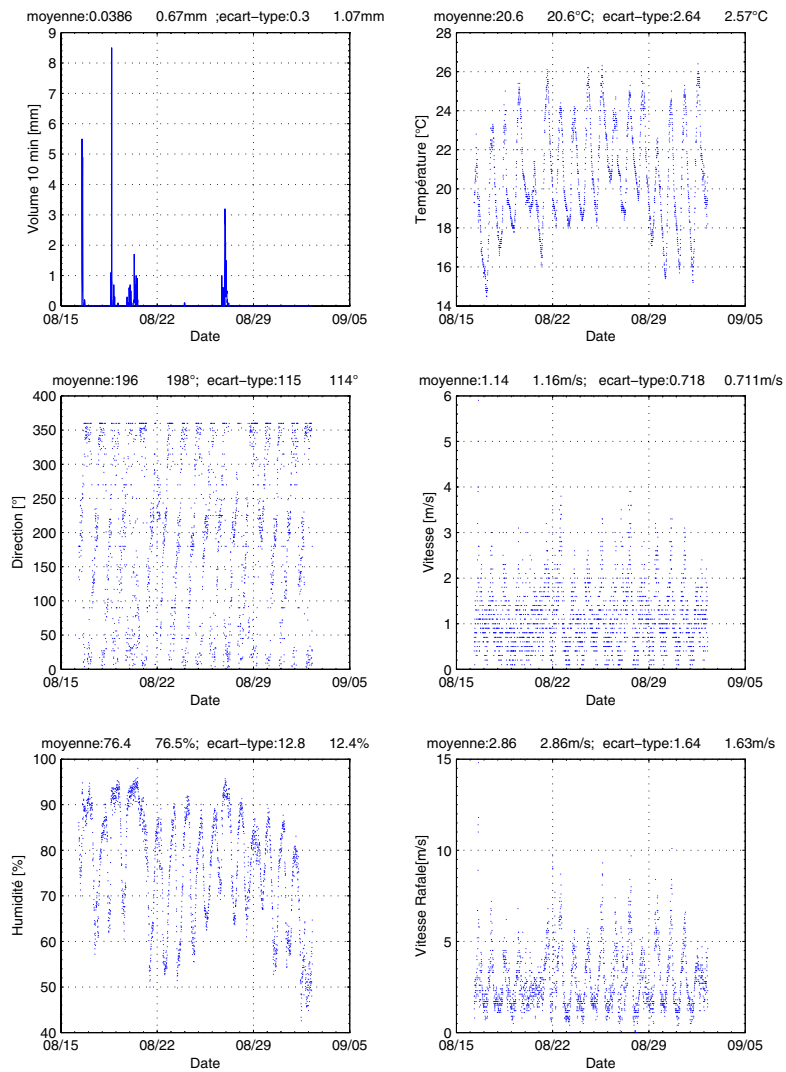


FIG. 3.17.: Volume de précipitation, température de l'air, direction et vitesse du vents, humidité et rafale mesurés à la station automatique de Locarno Monti durant la période PreSop (valeurs 10 minutes). Valeurs moyennes et écart type de chaque mesure sur la période (gauche : tous les enregistrements, droite : seuls les enregistrements en présence de précipitations)

Waldvogel (Joss and Waldvogel, 1969). Il s'agit d'un disdromètre électromécanique visible sur la photographie de la figure 3.18.

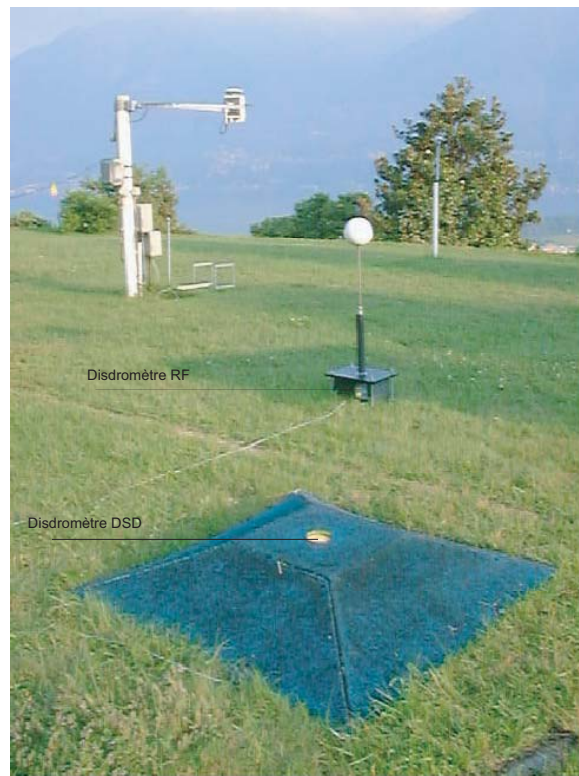


FIG. 3.18.: Disdromètre acoustique et disdromètre Joss-Waldvogel à l'ISM Locarno

Le principe de base de cet instrument est semblable au disdromètre acoustique puisqu'il consiste à mesurer l'énergie transmise lors de l'impact d'une goutte sur une surface de référence. Par contre, il ne s'agit pas d'énergie sonore mais mécanique puisque le concept de mesure repose sur un système de contre-réaction sophistiqué. Finalement, l'appareil mesure le courant nécessaire pour garder la plaque de mesure immobile lors des chocs dus aux gouttes impactant la zone de mesure. Les principales caractéristiques de cet instrument (que nous désignerons par DSD) sont présentées dans le tableau 3.8.

3.5.3. Épisodes mesurés

La campagne de Locarno visait à préparer et valider les instruments de mesures impliqués dans la campagne de mesures MAP. Si deux disdromètres acoustiques furent testés dès les premiers jours de pluies, seul le prototype

Gamme de diamètre	0.3 à 5 mm
Surface de mesure	50.3 cm ²
Relation entre diamètre de goutte et tension	$U_c=0.94 D^{1.52}$ (U [V] et D [mm])
Précision	± 5% du diamètre de goutte mesuré
Température de fonctionnement	0 à 40 °

TAB. 3.8.: Extrait des spécifications du disdromètre Joss-Waldvogel (DSD) selon Joss (1999)

RFI demeura sur le site de l'ISM afin de compléter les mesures comparatives. Le disdromètre RFIIP a été ramené à Lausanne pour préparer une rosette de 5 disdromètres (voir chapitre E, page 229). La liste des épisodes de pluies mesurés par les 2 disdromètre est résumée en table 3.9, où il apparaît que le 20 août a permis l'enregistrement de 3 épisodes de pluies par les deux appareils. Par contre, les précipitations ne survinrent à nouveau que le 26 août où seul le disdromètre RFI était présent sur le site de Locarno.

Les analyses exhaustives de tous les épisodes de pluies sont fournies en annexes, et nous nous intéressons ici simplement aux trois épisodes de pluies du 20 août pour lequel les 2 disdromètres acoustiques étaient présent

3.5.4. Intensité de précipitations

Pour documenter les conditions atmosphériques du jour, la figure 3.17 est reproduite en figure 3.19 en limitant la représentation du temps à la période 12-18 h du 20 août et en ne considérant que les périodes 10 minutes pour lesquelles le pluviomètre de la station de Locarno-Monti a enregistré de la

Épisode	Date	Durée [min]	RFI	RFIIP
1	20.08	30	O	O
2	20.08	25	O	O
3	20.08	30	O	O
4	26.08	120	O	-
5	3.09	80	O	-
6	20.09	55	O	-
7	27.09	35	O	-
8	28.09	55	O	-

TAB. 3.9.: Tableau des dates et durée des mesures effectuées sur le site de Locarno par les disdromètre RFI et RFIIP (O=présent, -=absent)

pluie. La figure 3.19 montre que ce jour, en période de pluie, la vitesse moyenne du vent était de 1 m/s, présentant des rafales sur 10 secondes de valeurs moyenne 2,6 m/s et qui n'ont pas excédé 4 m/s. Etant donnée la faible force de vent mesurée, l'influence du vent environnant sur les mesures ne sera pas considéré pour l'analyse des mesures de pluie.

Les mesures des disdromètres acoustiques sont comparées avec le disdromètre Joss-Waldvogel. Lors des mesures présentées dans cette section, les 2 disdromètres acoustiques se trouvaient à 3 mètres de distance l'un de l'autre et à 10 m environ de l'instrument de référence.

Les intensités de précipitations des 3 événements de pluie enregistrés le 20.8.1999 par les instruments RFI, RFIIP et DSD sont présentés en figure 3.20, 3.22 et 3.24. Ces graphes montrent pour chacun des épisodes :

- l'intensité moyenne de précipitations mesurée par le disdromètre RFIIP sur un intervalle de 1 minute
- et l'intensité moyenne sur 5 minutes des 3 instruments.

Trois autres graphes (3.21, 3.23 et 3.25) présentent le volume cumulé de pluie mesurée par chaque instrument sur des intervalles de temps d'une minute, ainsi que la valeur de volume cumulé calculé à partir de la station automatique de Locarno Monti (voir figure 3.19).

Les signaux acoustiques des mesures furent directement enregistrées sur bande magnétique DAT, à la fréquence de 48 kHz. Le dépouillement des mesures a été effectué avec les valeurs de paramètres de l'algorithme de dépouillement conformément aux valeurs contenues dans le tableau 3.10.

<i>Paramètres</i>	<i>RFI</i>	<i>RFIIP</i>	
Gain	0.1439	0.1587	[mm/ V_{eff}]
Fréquence d'échantillonnage	4'000	4'000	[Hz]
Seuil de bruit	1	1	[m V_{eff}]
Fenêtre de détection	2	2	[ms]
Pas temporel	1/5	1/5	[min]

TAB. 3.10.: Valeur des paramètres de mesures pour les 2 disdromètres acoustiques durant les mesures à Locarno

Les graphes 3.20, 3.22 et 3.24 montrent que les intensités de précipitations moyennées sur 5 minutes ainsi que leurs évolutions dans le temps sont mesurées de façon très similaire par les 3 appareils. Malgré la faible distance qui sépare les instruments lors des mesures (max. 10 m), les différences d'intensité mesurées sur 5 minutes vont jusqu'à 30% pour les 3 épisodes en question. Cela peut s'expliquer par l'influence de l'environnement local sur l'écoulement, par l'inhomogénéité spatiale de la pluie, mais aussi, en partie, par l'intervalle de confiance des mesures. L'analyse à l'échelle de temps d'une minute opérée sur le disdromètre RFIIP (voir figure 3.20, 3.22 et 3.24) montre la forte variabilité de l'intensité de précipitations à l'intérieur d'un intervalle

Mesures Anetz locarno par pluie du 20-Aug-1999 12:00:00 au 20-Aug-1999 18:00:00 (charge:40.5%)

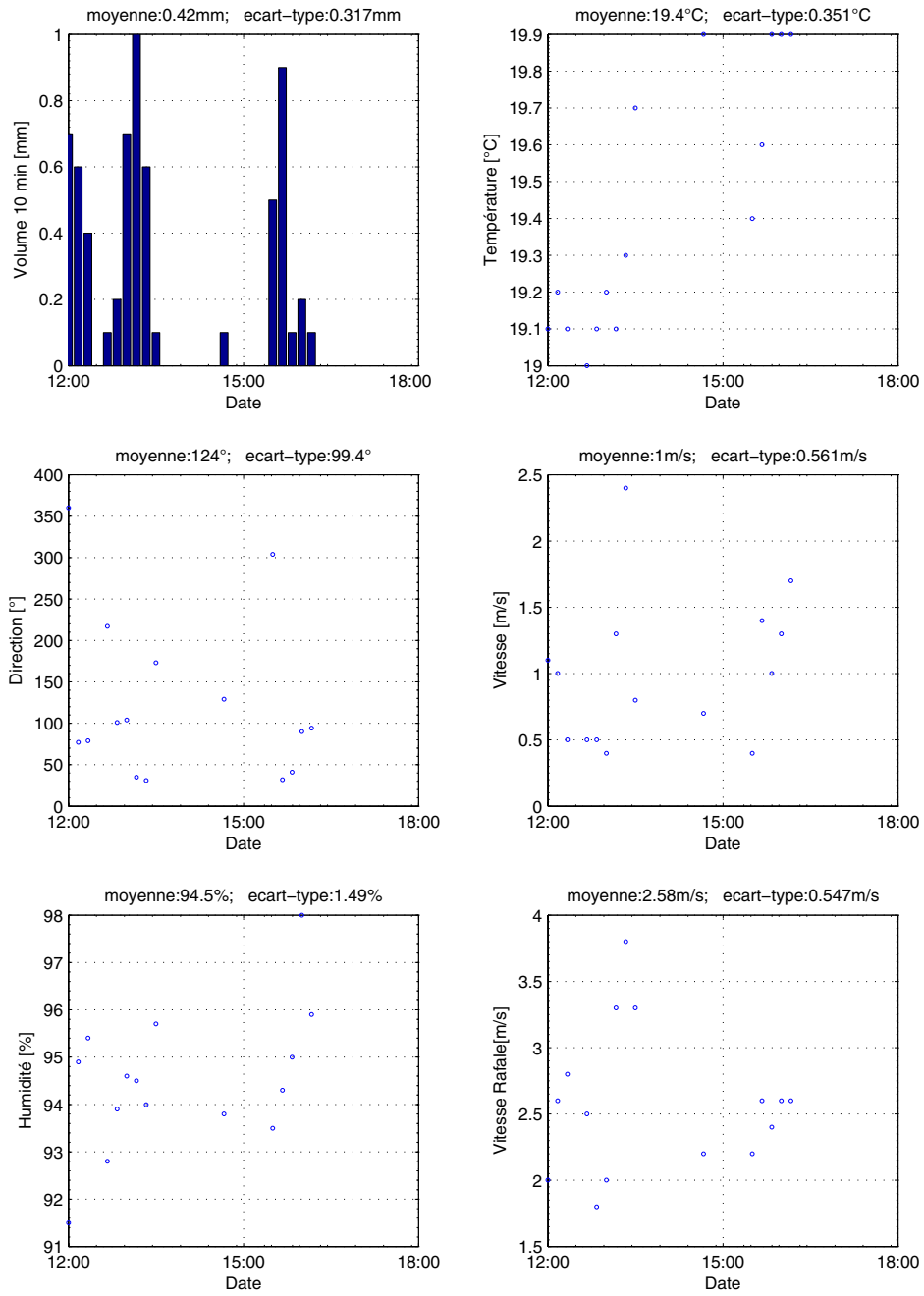


FIG. 3.19.: Volume de précipitation, température de l'air, direction et vitesse du vent, humidité et rafale mesurés à la station automatique de Locarno Monti le 20 août (valeurs 10 minutes pour les intervalles avec précipitations). Valeurs moyennes et écart type de chaque mesures sur la période

de 5 minutes. En effet, cette variabilité temporelle est reflétée par la déviation standard de l'intensité de précipitations mesurée qui est d'autant plus grande que l'intervalle de temps diminue : pour les valeurs sur une minute, elle représente respectivement pour les 3 instruments DSD, RFIIP et RFI, 110, 115 et 124 % de la valeur moyenne du premier épisode ; 83, 80 et 86 % pour le deuxième épisode et 133, 143 et 146 % pour le troisième. Si l'on considère les valeurs moyennées sur 5 minutes, la déviation standard représente alors 104, 105 et 112 % de la valeur moyenne pour le premier épisode ; 82, 79 et 81 % pour le second et enfin 107, 139 et 144 % pour le troisième. Il apparaît d'après cette analyse que l'épisode 2 est au cours du temps le moins perturbé des 3, non seulement pour les déviations standards les plus faibles qu'il présente quelle que soit la durée de l'intégration effectuée, mais aussi pour les différences les plus faibles entre les déviations à l'échelle d'analyse 1 et 5 min. des 3 instruments. La figure 3.20 illustre la très bonne reproductibilité des mesures

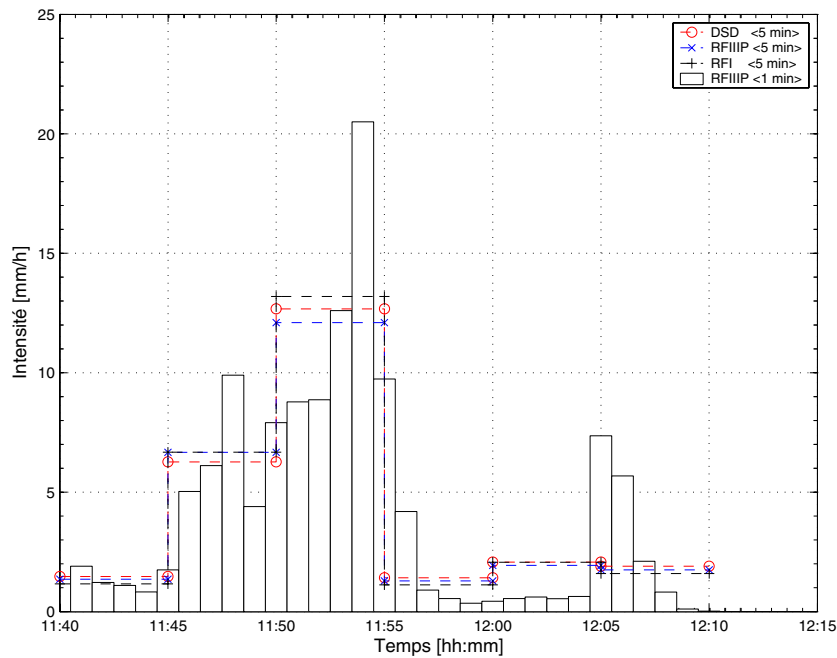


FIG. 3.20.: Comparaison des intensités 5 minutes mesurées par les instruments RFI, RFIIP, et DSD durant le premier épisode du 20 août 1999. Les intensités 1 minute enregistrés par RFIIP sont données à titre indicatif

d'intensité de précipitations obtenues par les 3 appareils. Cette figure montre aussi la forte fluctuation de l'intensité à l'intérieur d'un intervalle de 5 minutes puisqu'un facteur 3 peut apparaître entre la moyenne 5 minutes et la pointe sur une durée d'une minute (12 : 00 – 12 : 05). On constate aussi un facteur 5 entre l'intensité maximum de plus de 20 mm/h enregistrée par RFIIP pour une moyenne de 4 mm/h sur l'intervalle considéré.

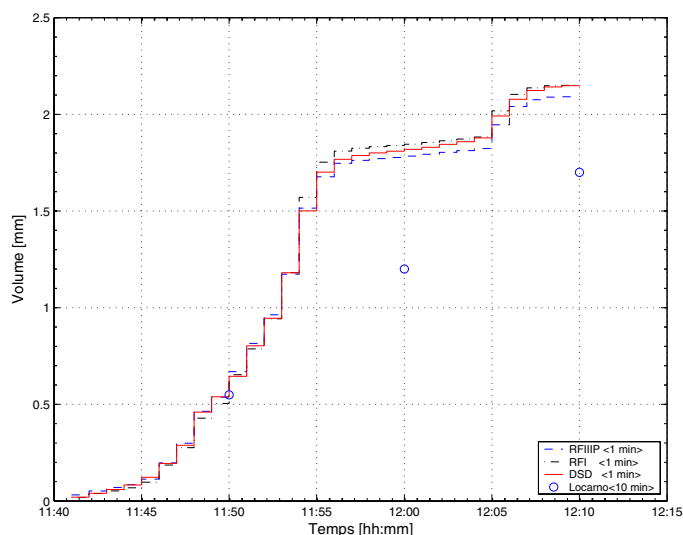


FIG. 3.21.: Comparaison des volumes cumulés mesurés sur des intervalles de 60 secondes par les instruments RFI, RFIIP, et DSD durant le premier épisode du 20 août 1999. Les cercles représentent les mesures de la station automatique de Locarno Monti

La figure 3.21 confirme que les volumes cumulés des 3 instruments ont été mesurés de manière très similaire. Seule la station automatique donne un volume inférieur de 20% qui peut s'expliquer par la distance entre la zone de mesure des instruments et la position de la station automatique.

Il apparaît sur le graphe 3.22 que durant le 2^e épisode de 30 minutes, le disdromètre RFI a mesuré systématiquement plus de pluie que les 2 autres instruments. Cet épisode a aussi généré le plus important volume de pluies par rapport au deux autres (3 mm contre 2 mm) pour des durées de pluies identiques (30 minutes). C'est aussi l'épisode qui présente la plus faible variabilité temporelle aussi bien à l'échelle de temps de 1 que 5 minutes; on note d'ailleurs que l'intensité moyenne enregistrée représente à peine le tiers de l'intensité maximale mesurée par RFIIP (les valeurs moyennes et maximales sont reportées pour les 3 épisodes dans le tableau 3.11).

La figure 3.23 montre que le disdromètre RFI a enregistré un volume de pluie supérieur de 30% aux trois autres instruments. Ceci montre la forte variabilité spatiale de l'intensité de précipitations qui peut apparaître sous un même orage puisque la distance entre les deux pluviomètres acoustiques n'excède pas 3 m.

La figure 3.24 présente à nouveau un épisode avec une forte variabilité temporelle des précipitations. Le disdromètre RFIIP indique un facteur 2 dans le premier intervalle entre la moyenne sur 5 minutes et la pointe sur 1 minute. Sur l'ensemble de l'épisode, on obtient à nouveau un facteur 5 entre

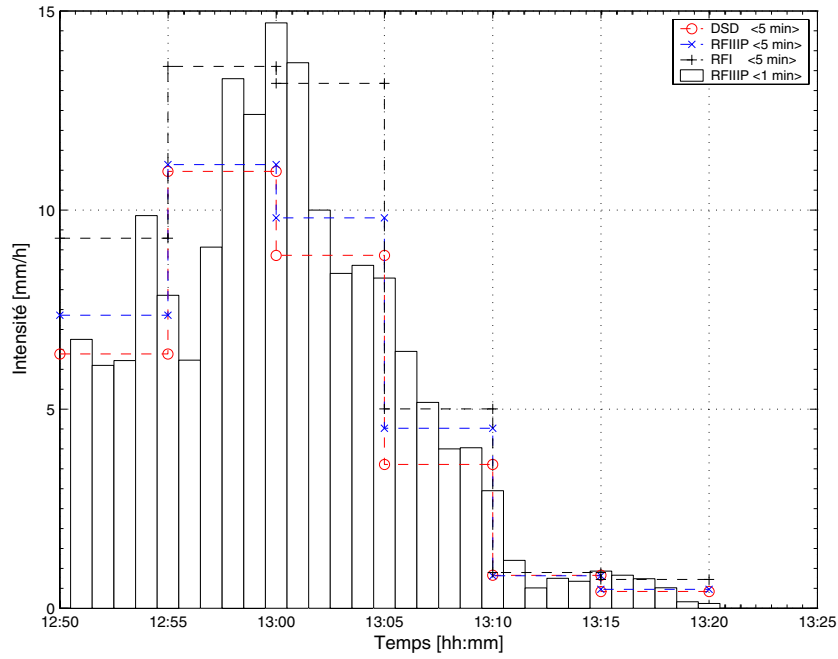


FIG. 3.22.: Comparaison des intensités 5 minutes mesurées par les instruments RFI, RFIIP, et DSD durant le deuxième épisode du 20 août 1999. Les intensités 1 minute enregistrées par RFIIP sont données à titre indicatif

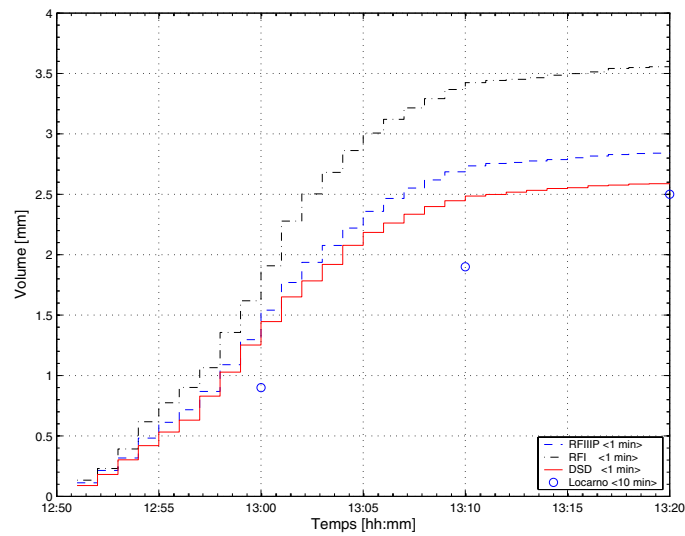


FIG. 3.23.: Comparaison des volumes cumulés mesurés sur des intervalles de 60 secondes par les instruments RFI, RFIIP, et DSD durant le second épisode du 20 août 1999. Les cercles représentent les mesures de la station automatique de Locarno Monti

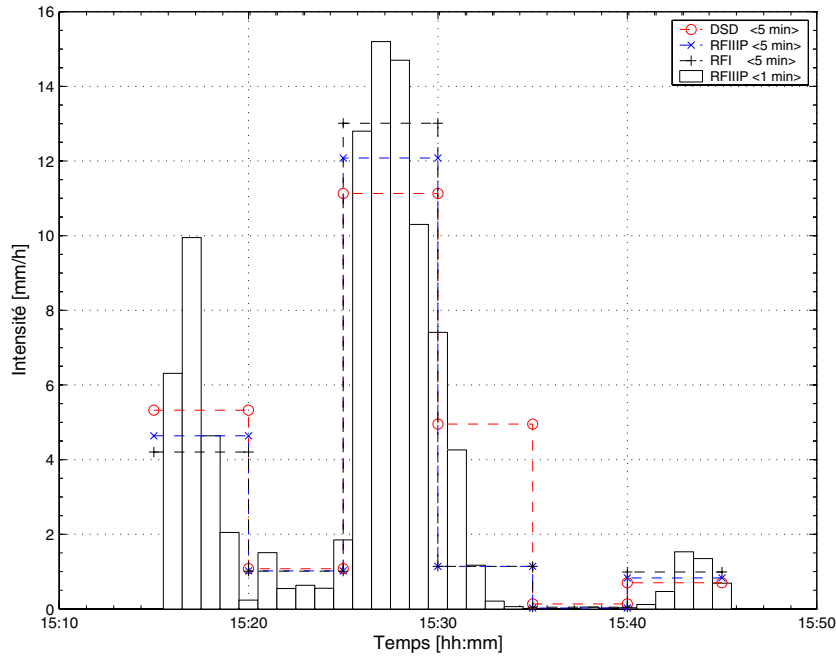


FIG. 3.24.: Comparaison des intensités 5 minutes mesurées par les instruments RFI, RFIIP, et DSD durant le troisième épisode du 20 août 1999. Les intensités 1 minute enregistrées par RFIIP sont données à titre indicatif

l'intensité moyenne et le maximum enregistré. Sur chacun des intervalles, les intensités ont été mesurées de manière similaire par les 3 instruments sauf pour l'intervalle 15 : 30 – 15 : 35 où l'instrument de référence a reçu 5 fois plus de pluie que les 2 disdromètres acoustiques.

Selon la figure 3.25, l'épisode 3 est celui qui a enregistré le plus faible volume de pluie. Par contre, c'est l'épisode qui présente la meilleure homogénéité spatiale pour les 4 instruments de mesure confondus.

Les valeurs moyennes et maximales d'intensité et les volumes cumulés mesurés par chaque instrument, ainsi que les distances normalisées entre les courbes d'intensité pour chaque paire d'instruments sont données dans le tableau 3.11. Ce tableau montre que l'écart d'intensité existant entre les mesures de 2 instruments augmente quand la résolution temporelle de l'analyse diminue. Ceci peut révéler l'inhomogénéité spatiale de la pluie mais peut aussi être inclus en partie dans l'intervalle de confiance des mesures. On peut toutefois noter que la reproductibilité des mesures de l'instrument de référence est bien meilleure pour le disdromètre RFIIP que pour le prototype RFI. Enfin, l'observation de la figure 3.24 permet d'expliquer la distance entre les courbes d'intensités de l'instruments de référence et celle des disdromètres acoustiques, puisqu'à lui seul l'intervalle de temps 15:30-15:35 occasionne plus de 0.5 mm/h d'écart entre les courbes (pour les valeurs 5 minutes).

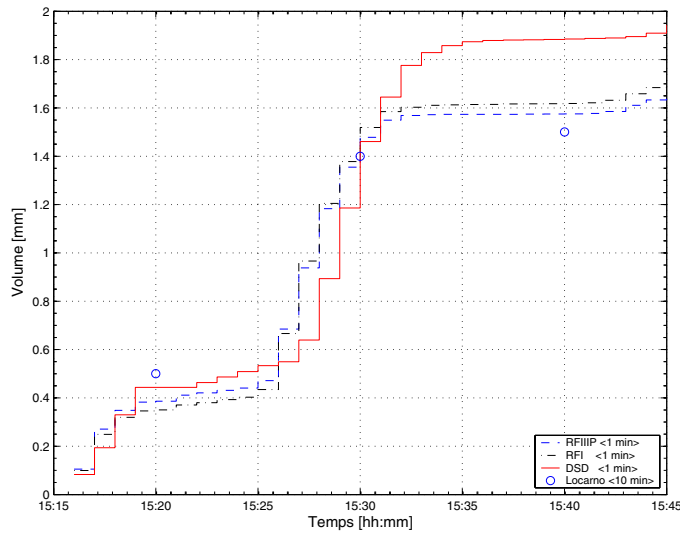


FIG. 3.25.: Comparaison des volumes cumulés mesurés sur des intervalles de 60 secondes par les instruments RFI, RFIIP, et DSD durant le troisième épisode du 20 août 1999. Les cercles représentent les mesures de la station automatique de Locarno Monti

	DSD	RFIIP	RFI	Intensité	I_{MAX}	Volume
	[mm/h]	[mm/h]	[mm/h]	[mm/h]	[mm/h]	[mm]
Episode 1						
DSD	0	0.7/0.3	1.1/0.3	4.3	19.2/12.7	2.2
RFIIP	0.7/0.3	0	0.8/0.5	4.2	20.5/12.1	2.1
RFI	1.1/0.3	0.8/0.5	0	4.3	23.4/13.2	2.2
Episode 2						
DSD	0	1.3/0.7	3.1/2.5	5.2	13.5/11.0	2.6
RFIIP	1.3/0.7	0	2.3/1.9	5.7	14.7/11.1	2.8
RFI	3.1/2.5	2.3/1.9	0	7.1	22.2/13.6	3.6
Episode 3						
DSD	0	4.2/1.6	4.5/1.8	3.9	17.6/11.1	1.9
RFIIP	4.2/1.6	0	0.6/0.4	3.3	15.2/12.1	1.6
RFI	4.5/1.8	0.6/0.4	0	3.4	18.0/13.0	1.7

TAB. 3.11.: Intensités moyennes et maximales 1 et 5 minutes ; volumes cumulés de précipitations mesurés par les deux disdromètres acoustiques et celui de référence pour les 3 épisodes du 20 août. Les 3 premières colonnes contiennent les distance entre les courbes d'intensités de chaque paire d'instruments pour les 3 mêmes épisodes. Ces distances normalisées sont calculées respectivement sur les courbes 1 et 5 minutes

Les sources de distances normalisées contenues dans le tableau 3.11 entre les paires d'instruments sur des temps d'intégration de 1 minute peuvent être reliées au graphe D.1, en annexe page 208 qui représente à cette échelle temporelle, les intensités des 3 épisodes de ce jour.

Après les mesures du 20 août, il fut nécessaire de ramener le disdromètre RFIIP à l'EPFL afin d'étalonner en relatif les gains des 5 instruments destinés à la campagne de mesure effective (voir chapitre E). Le pluviomètre RFI est resté à Locarno jusqu'à la fin du mois de septembre, dépassant ainsi la période PreSOP. Les analyses des événements de pluie enregistrés par cet appareil sont présentées en annexe D.

3.5.5. Distribution de taille de gouttes

Il s'agit dans cette section d'évaluer l'aptitude du disdromètre acoustique à mesurer correctement les distributions de tailles de gouttes et d'obtenir par la méthode décrite en section 3.3.8, page 63, les paramètres caractéristiques (ordonnée à l'origine N_0 et paramètre de pente λ) de chaque distribution. Cette aptitude dépend principalement de

- la précision du comptage du nombre de gouttes sur la sphère de mesures,
- la qualité de l'évaluation du diamètre de goutte sur la base de l'équation 3.28.

Il est rappelé que le calcul de taille de gouttes est soumis à l'hypothèse de réponse du pluviomètre pour laquelle 3 hypothèses ont été envisagées : la tension générée par le microphone est proportionnelle à

1. la masse de la goutte (cette hypothèse est utilisée pour le calcul de l'intensité voir page 53),
2. la quantité de mouvement,
3. l'énergie cinétique

Ces 3 hypothèses sont représentées respectivement dans l'équation 3.28, par la constante α qui peut prendre la valeur 0,1 ou 2. Le travail porte sur les mesures 5 minutes puisque ce sont des intervalles de temps suffisamment long pour que le spectre de pluie soit de type Marschall-Palmer (voir page 2.18). Nous nous intéressons uniquement aux mesures de l'instrument RFIIP puisque c'est ce dernier qui constitue la version définitive du disdromètre acoustique. La figure 3.26 représente pour les 3 épisodes du 20 août, le nombre de gouttes enregistrées par le disdromètre sur des intervalles de 5 minutes ainsi que le flux maximal de gouttes par seconde mesuré sur ces intervalles.

En comparant les figures 3.26 et 3.27, on constate que l'intensité est plutôt corrélée au nombre de gouttes enregistrées qu'au nombre maximal de gouttes reçues par seconde.

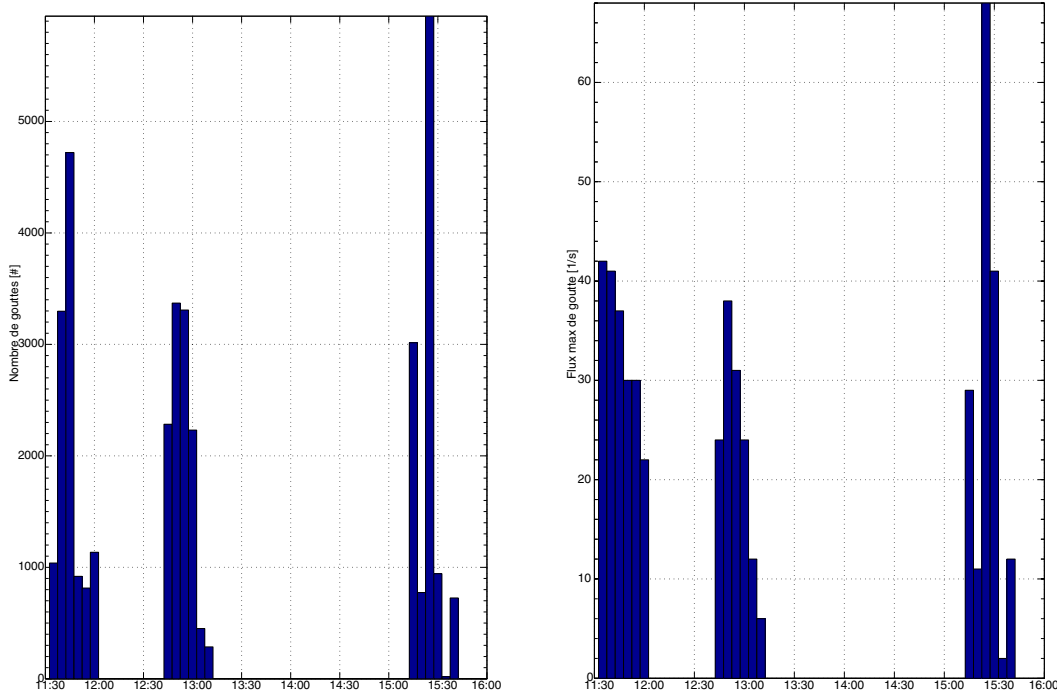


FIG. 3.26.: Nombre de gouttes (à gauche), et flux maximal de gouttes par seconde (à droite) enregistrés par RFIIP le 20 août

Le calcul du spectre de gouttes abouti à un couple de valeur (l'ordonnée à l'origine N_0 et le paramètre de pente de la distribution λ), pour chaque hypothèse, pour chaque intervalle de temps (ici 5 minutes). Ces valeurs sont reportées sur la figure 3.27, et comparées aux valeurs du paramètre λ obtenues à partir de l'équation empirique 2.19. Le paramètre de pente est systématiquement sur-estimées par la fonction analytique vis-à-vis des mesures mais l'écart se réduit à moins de 30% pour les épisodes de 5 minutes d'intensité de précipitation supérieure à 6 mm/h. Notons que si l'écart maximal atteint jusqu'à un facteur deux pour les faibles intensités (≤ 1 minute), la tendance de variation du paramètre λ est parfaitement identique pour les 2 méthodes. Les mesures des distributions de taille de gouttes sur l'ensemble des trois épisodes de pluie qui ont menées aux caractéristiques des spectres sont reportées en annexe D pour chacune des hypothèses (voir pages 215 à 223)

La figure 3.27 montre que les trois hypothèses de réponse du disdromètre acoustique mènent à des valeurs très similaires des paramètres caractéristiques de la distribution. Ces 2 paramètres augmentent systématiquement avec la valeur de α et donc avec la puissance de la vitesse de chute de l'équation 3.20. Si l'on considère les intervalles de 5 minutes dépassant une intensité de 5 millimètres par heure (soit un tiers des enregistrements concernés), l'erreur relative maximale entre la valeur empirique de λ (issu de l'équation 2.19) et

20-Aug-1999 11:35:01 au 20-Aug-1999 15:44:54

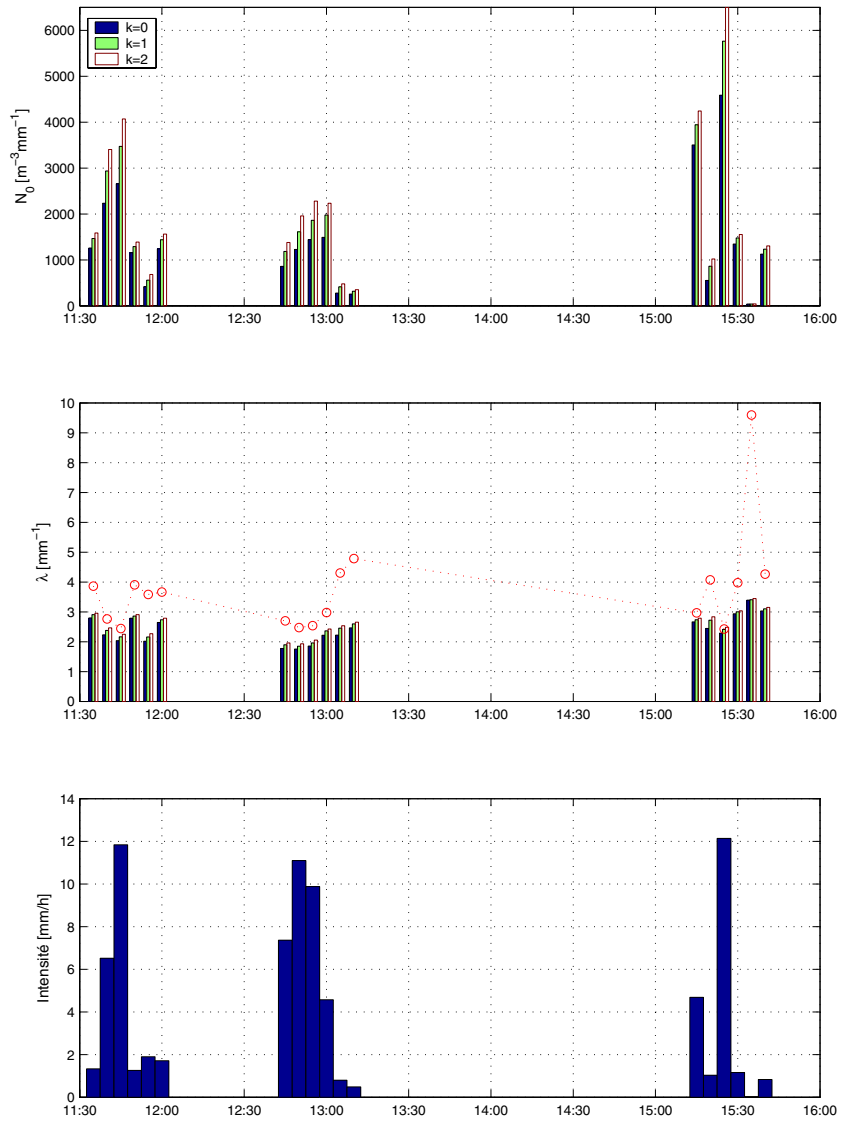


FIG. 3.27.: Valeurs de N_0 et λ calculés pour chacune des hypothèses ($\alpha=0,1$, ou 2) durant les 3 épisodes de pluie du 20 août sur des intervalles de 5 minutes. La valeur théorique de paramètre de pente λ calculée à partir de l'équation 2.19 sont représentés par les cercles.

celle calculée est de 27% pour $\alpha=2$, 30% pour $\alpha=1$ et 34% pour $\alpha=0$. Elle passe à respectivement 37, 40 et 44% lorsque seulement les épisodes de plus d'un millimètre par heure sont pris en compte. Le fait de ne considérer que les intervalles où l'intensité était supérieure à 5 mm/h revient à prendre en compte les intervalles sur lesquels au moins 2000 gouttes de pluie ont été enregistrées par l'instrument en 5 minutes, et au moins 770 gouttes quand on considère les enregistrements de plus de 1 mm/h d'intensité. Si l'on considère que la valeur empirique doit être égalée, c'est les résultats du cas où $\alpha=0$ qui semble respecter le mieux cette condition.

La figure 3.28 illustre les distributions de tailles de gouttes mesurées et calculées pour le deuxième épisode selon l'hypothèse correspondant à $\alpha=0$. On note que les distributions calculées à partir des mesures se rapprochent graphiquement plus des formulations de type convective selon Sempere et al. (1994) que de celles orographique. Les graphes relatifs aux 2 autres épisodes et pour chacune des hypothèses sont fournis en annexe, page 215.

La loi empirique (équation 2.19) n'est pas suffisamment vérifiée dans la nature pour pouvoir identifier l'hypothèse correcte de réponse du disdromètre, en comparant les valeurs du paramètre de pente. Un critère plus décisif consiste à comparer les distributions de tailles de gouttes obtenues pour chacune des 3 hypothèses avec celle de l'instrument de référence.

Les figures 3.29, 3.30 et 3.31 illustrent les distributions mesurées durant le dernier épisode de pluie du 20 août par le disdromètre DSD comparées à celles du RFIIP pour chacune de ces 3 hypothèses de réponse ($\alpha=0,1$ ou 2). Les résultats relatifs aux deux autres épisodes sont présentés en annexe D, page 209.

La première constatation, quelque soit l'hypothèse de réponse du disdromètre retenue, est que les spectres obtenus ne caractérisent pas les petites gouttes (diamètre inférieur à 1 mm). Ceci provient probablement de la forme sphérique du capteur qui tend à sous-estimer le nombre de gouttes (en particulier celles tangentielles) qui impactent réellement la sphère : ainsi le volume global de pluie enregistré est réparti sur un nombre de gouttes trop faible ce qui aboutit à des diamètres de gouttes trop élevés. Cette hypothèse semble vérifiée par le comportement de la distribution de 15h45 où le nombre de gouttes enregistrées est très faible (19) et qui est la seule distribution où le disdromètre acoustique sous-estime la concentration de petites gouttes par rapport à l'instrument de référence. L'argument précédent implique aussi une sur-estimation de la concentration de gouttes vers les grands diamètres, ce qui se vérifie sur les graphes des distributions. Par contre, les distributions mesurées présentent toutes un défaut de petites gouttes puisque la concentration de gouttes de la première classe représentée est quasi systématiquement inférieure à celle de la deuxième classe ; ceci indique que les petites tensions ne sont pas représentées en nombre suffisant par rapport aux tensions supérieures mais nous n'avons à ce jour pas d'explication satisfaisante pour ce comportement.

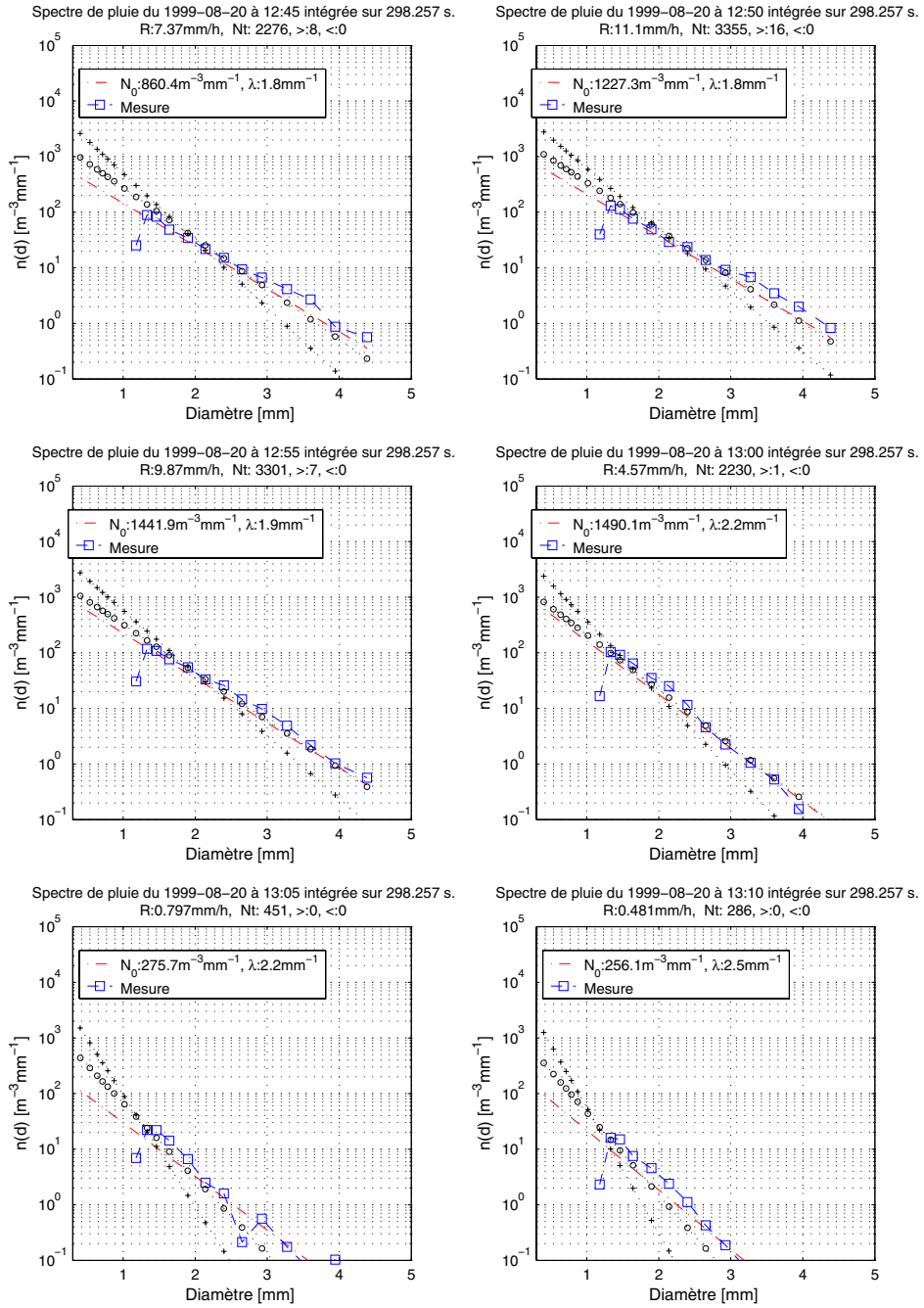


FIG. 3.28.: Spectre de pluie mesuré et calculé sur les intervalles de 5 minutes lors du deuxième épisode du 20 août pour l'hypothèse $\alpha=0$. Pour comparaison, sont tracées les distributions théoriques selon Sempere et al. (1994). Les 'o' représentent la formulation des pluies convectives, les '+' celles des pluies orographiques (voir équations 2.31 et 2.32)

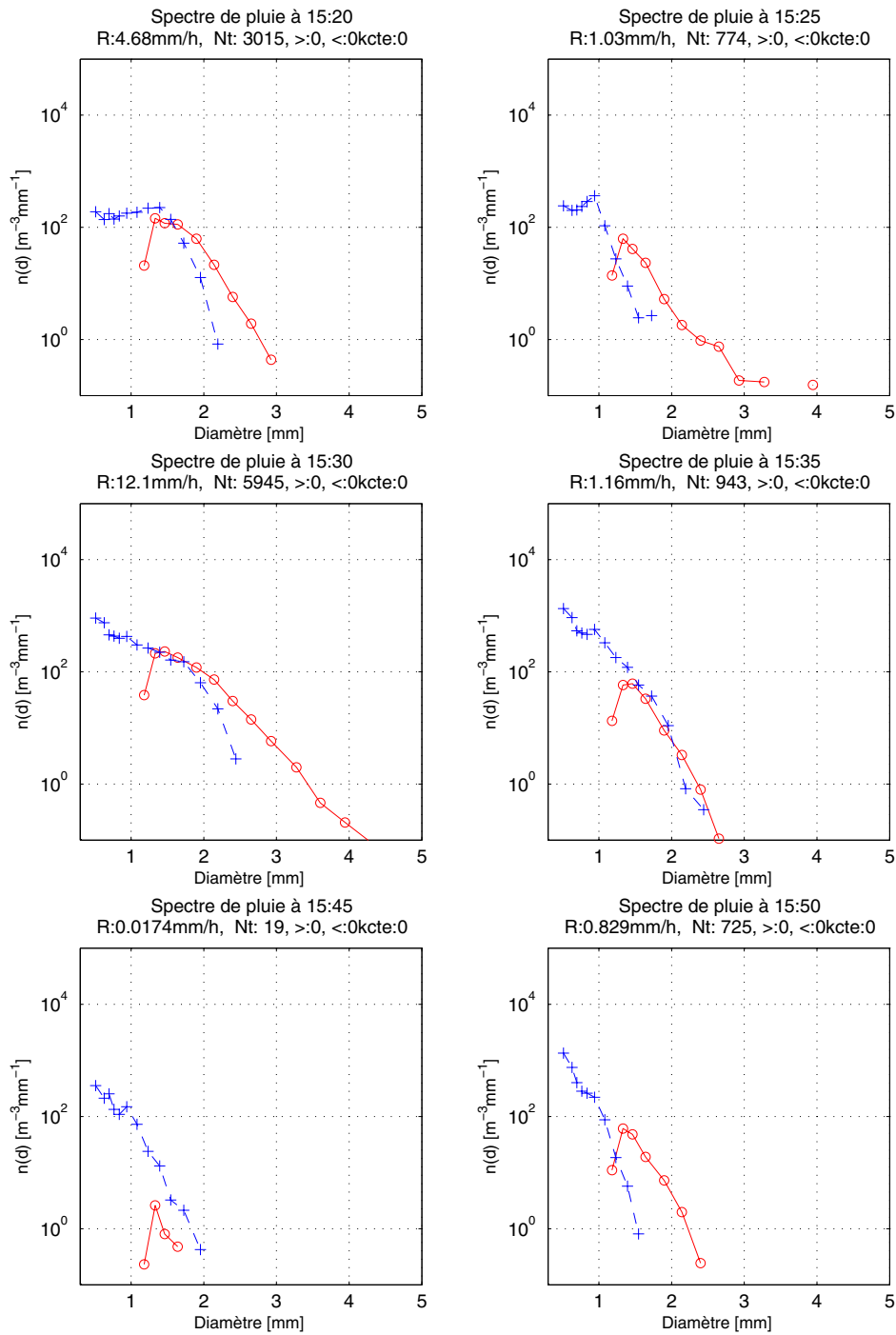


FIG. 3.29.: Distribution de taille de gouttes mesurées par les instruments RFIIP ($\alpha=0$) et DSD durant le troisième épisode de pluie du 20 août. Les 'o' représentent les mesures de RFIIP, les '+' celle de l'instrument de référence

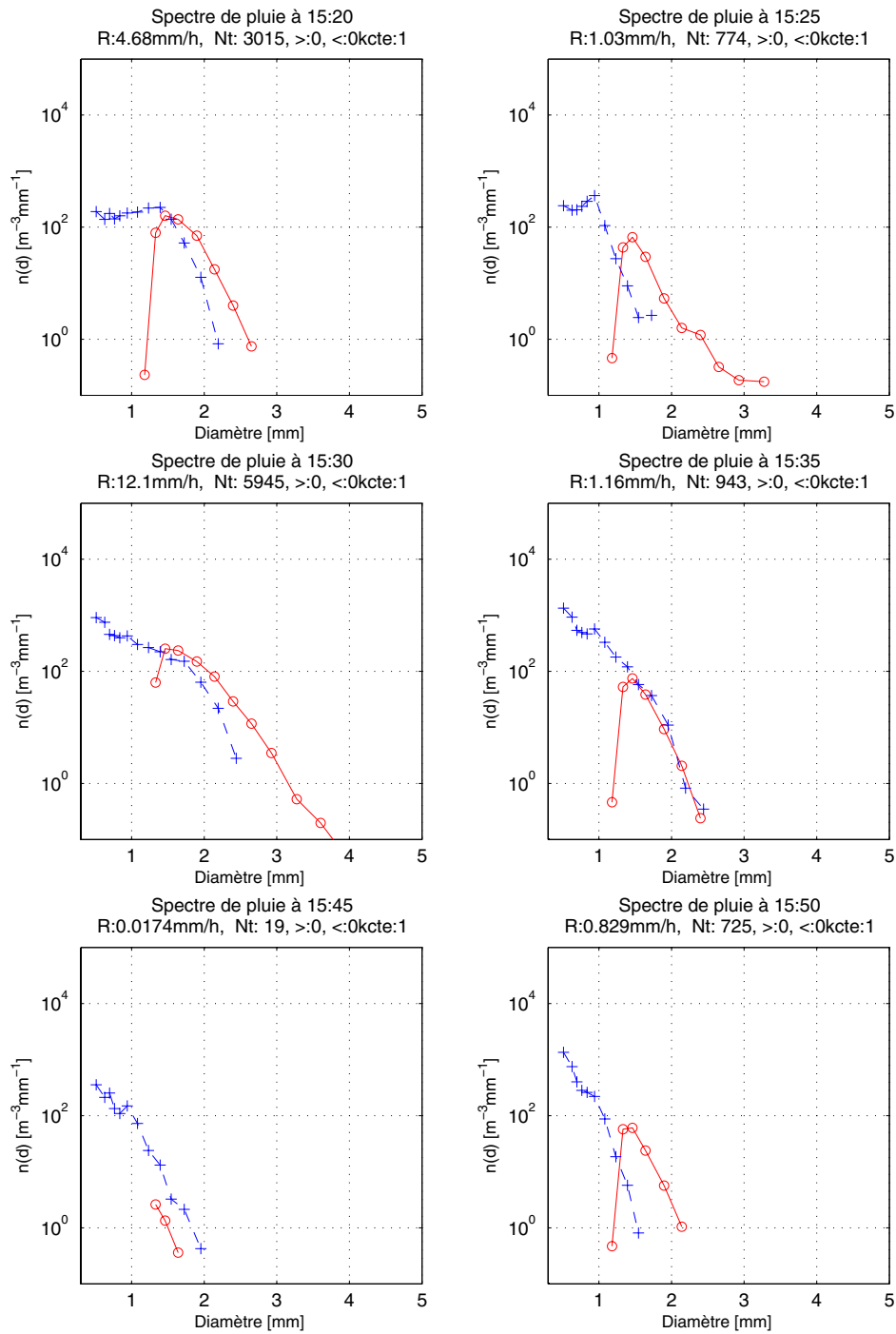


FIG. 3.30.: Distribution de taille de gouttes mesurées par les instruments RFIIP ($\alpha=1$) et DSD durant le troisième épisode de pluie du 20 août. Les 'o' représentent les mesures de RFIIP, les '+' celle de l'instrument de référence

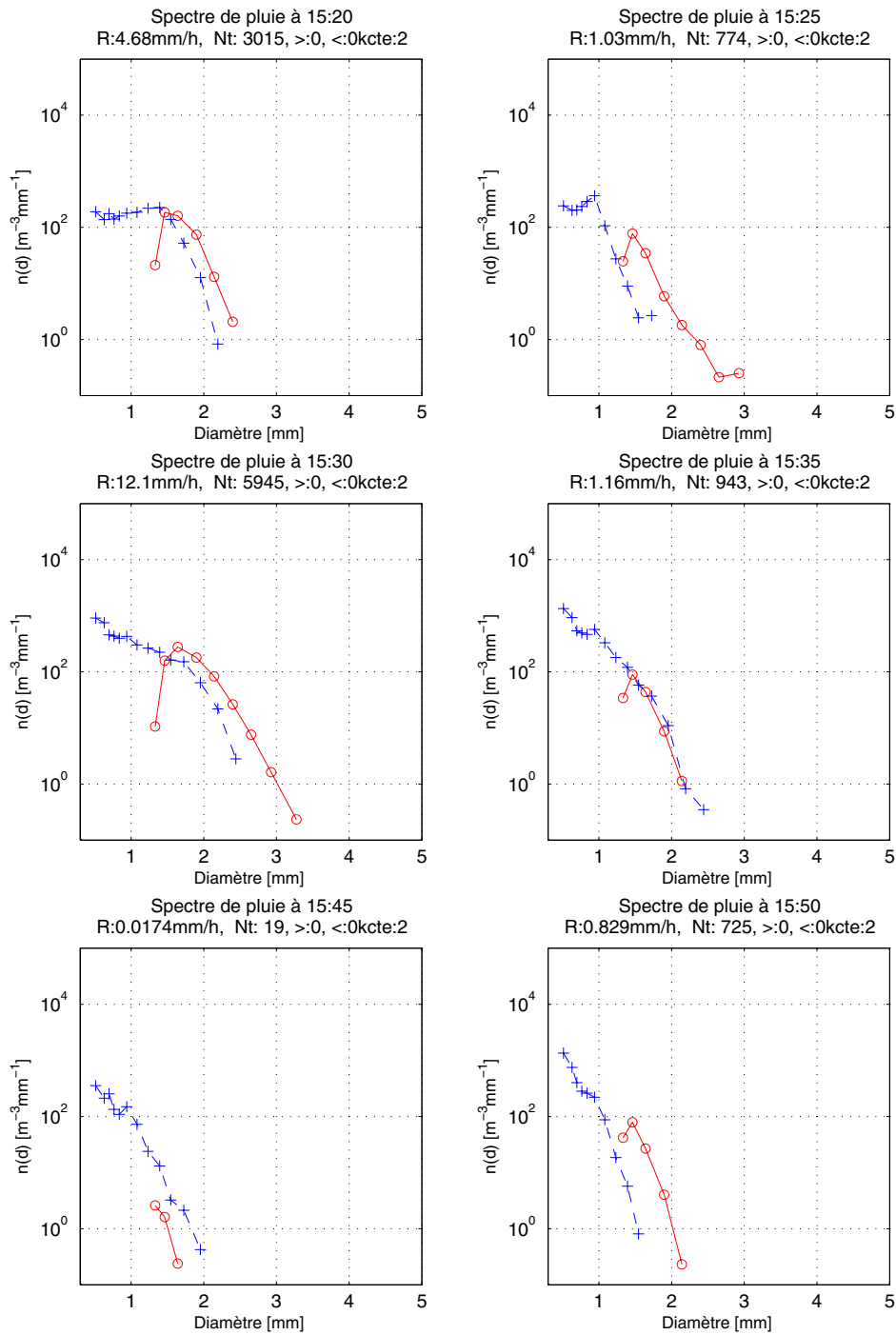


FIG. 3.31.: Distribution de taille de gouttes mesurées par les instruments RFIIP ($\alpha=2$) et DSD durant le troisième épisode de pluie du 20 août. Les 'o' représentent les mesures de RFIIP, les '+' celle de l'instrument de référence

Les figures (3.29, 3.30 et 3.31) montrent aussi que l'hypothèse de réponses influe sur la gamme de diamètres mesurés qui se contracte légèrement en amplitude quand α augmente. Cependant l'influence de l'hypothèse de réponse reste relativement faible sur les distributions mesurées et il n'apparaît pas de critère déterminant pour identifier clairement le type de réponse du disdromètre à la sollicitation des gouttes de pluie. La figure 3.32 illustre les variations temporelles des caractéristiques des distributions de tailles de gouttes calculées, ainsi que la relation entre l'ordonnée à l'origine et le paramètre de pente des distributions pour les 3 épisodes du 20 août dans le cas où la réponse du disdromètre est proportionnelle à l'énergie cinétique de chaque goutte ($\alpha=1$). Le graphique en bas à droite montre qu'il n'existe pas selon ces mesures de relation analytique reliant les 2 caractéristiques de chaque distribution, et confirme l'indépendance de ces 2 variables.

3.6. Discussion sur le potentiel et les limites du concept

Les comparatifs réalisés durant la campagne de mesure sur le site tessinois de l'Institut Suisse de Météorologie ont permis de tester deux disdromètres acoustiques en conditions réelles. Ces comparatifs ont montré que l'analyse du signal acoustique généré par la pluie permet de mesurer précisément l'intensité de précipitations même à des fines échelles temporelles d'une minute (voir figures 3.20, 3.22 et 3.24 pour les intensités moyennes sur 5 minutes et figures D.1 pour celles sur une minute).

Bien que les différences enregistrées sur les intensités de précipitations entre les 2 instruments acoustiques et l'instrument de référence peuvent aussi bien provenir de l'intervalle de confiance de la mesure que de la variabilité spatiale de la pluie, ces comparatifs montrent que l'approximation de la quantité de mouvement des gouttes de pluie par leur volume respectifs fournit une relation satisfaisante quand il s'agit d'évaluer l'intensité de précipitations reçue par l'instrument. Il convient de relever que ces mesures ont été réalisées par faible vent environnant et que les conclusions pertinentes dans ce cas-là ne peuvent être transposées aux situations de précipitations par vents forts qui, comme l'indique la section 3.3.10, induit des biais dans le principe de mesure.

Concernant l'aptitude de l'instrument acoustique à mesurer correctement les distributions de tailles de gouttes, les travaux présentés doivent être considérés comme des résultats préliminaires et le potentiel de l'instrument dans ce domaine n'est que partiellement satisfaisant. En effet, plusieurs facteurs sont susceptibles de perturber la qualité du résultat :

réponse du pluviomètre à une goutte unique : les tentatives de discerner la dépendance physique de la tension mesurée de chaque goutte en

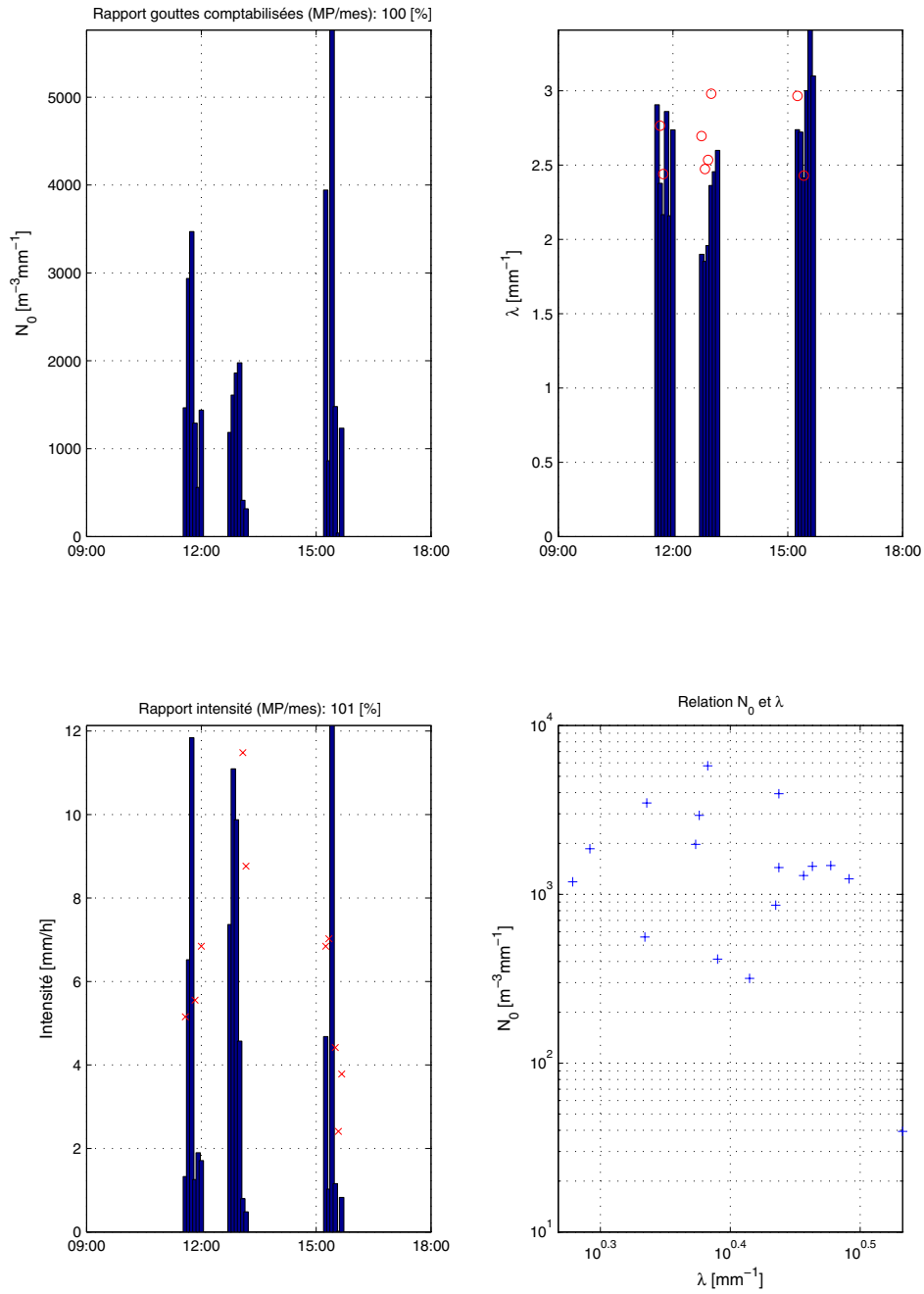


FIG. 3.32.: Variations temporelles des caractéristiques des distributions de tailles de goutte calculées, et relation entre l'ordonnée à l'origine et le paramètre de pente des distributions pour les 3 épisodes du 20 août pour $\alpha=1$. Le graphe en bas à gauche représente les intensités mesurées

fonction de sa masse et vitesse de chute, n'ont pas permis d'identifier de critères décisifs pour déterminer la réponse réelle de l'appareil à la sollicitation des gouttes de pluie. Il est d'ailleurs imaginable que la réponse diffère selon le régime de précipitation ou encore pour un régime donné selon la taille de goutte considérée. En effet, le coefficient de restitution d'énergie qui représente le rapport de l'énergie cinétique du système après et avant le choc peut varier selon le diamètre de goutte considéré et le point d'impact atteint.

point d'impact : étant donné la surface sphérique qu'offre l'instrument à la pluie, la transmission d'énergie au microphone de mesure est maximale pour les gouttes impactant la partie supérieure de la sphère et décroît sensiblement lorsque le point d'impact de la goutte se rapproche du plan équatorial de la sphère de mesure. En toute rigueur, la relation tension-diamètre (équation 3.28) devrait donc dépendre du point d'impact mais on ne dispose pas a priori de cette information, il n'est donc pas possible dans ce contexte d'effectuer une correction tenant compte de ce paramètre d'influence.

film d'eau sur le capteur : malgré les précautions prises pour le traitement de surface de la sphère de mesure par un revêtement lisse et hydrophobe, un film d'eau peut apparaître sur la sphère lors de fortes précipitations, et en absorbant une partie de l'énergie de la goutte, modifier la nature du choc.

Un banc d'essais constitué d'un générateur de gouttes calibrées couplé à du matériel de prise de vue à haute résolution serait susceptible de fournir un cadre suffisamment précis et répétitif pour répondre aux questions énumérées ci-dessus. Ce point est d'ailleurs abordé plus en détails dans le chapitre final de conclusions (page 177).

Il est néanmoins encourageant de noter que les distributions mesurées (figure 3.29, 3.30 et 3.31) par le disdromètre acoustique sont globalement comparables à celles obtenues par l'instrument de référence, en particulier pour la gamme de diamètres de 1 à 3 millimètres. La méthode montre clairement ses limites puisqu'aucune goutte de moins d'un millimètre n'est identifiée, et cela malgré une sensibilité théorique de l'instrument bien en-deça de la limite observée (section 3.3.7). La figure 3.5 explique qu'aucune goutte de diamètre inférieur à 1 mm ne soit comptabilisé puisque l'approximation de la quantité de mouvement par leur volume sous estime largement la quantité de mouvement réelle en deça de cette limite. Ainsi, la méthode a tendance à sur-estimer globalement le diamètre de goutte puisque le volume réel de pluie est distribué sur un nombre réduit de gouttes identifiées par l'algorithme de comptage.

Concernant les distributions calculées (annexes, pages 215 à 223), elles peuvent être comparées de manières relativement satisfaisantes avec les formulations théoriques des distributions en fonction de l'intensité de

précipitation établies par Sempere et al. (1994). En effet, ces 2 familles de distribution théorique de pluies convectives et orographiques sont issues de mesures sur le terrain (section 2.32) et peuvent être considérées comme des bornes physiques de variabilité en fonction du taux de précipitation. Or les figures concernées montrent que la majeure partie des distributions calculées (et cela quelle que soit l'hypothèse de réponse du disdromètre retenue) est comprise dans la portion d'espace délimitée par les 2 distributions théoriques ; ce qui caractérise des résultats physiquement acceptables.

Finalement, ce chapitre démontre la validité du concept qui consiste à analyser le son induit par des gouttes de pluie sur une coque résonnante pour en déduire leur principale caractéristique. L'intérêt peut paraître limité si l'on considère qu'il faut ajuster 3 paramètres (sensibilité de l'appareil, le seuil de tension et la largeur de fenêtre temporelle) pour obtenir de manière fiable une seule information qui est l'intensité de précipitation. Cependant, le concept a montré son potentiel concernant l'évaluation du spectre de gouttes de pluie ce qui revient finalement à obtenir 3 caractéristiques de la pluie (intensité, ordonnée à l'origine et paramètre de pente de la distribution) à partir des 3 paramètres de configuration. Certains travaux doivent être entrepris pour améliorer la précision des distributions de goutte mesurée et calculée (voir chapitre 6) et évaluer aussi plus clairement l'inter-dépendance des 3 paramètres de configuration de l'instrument.

4. Méthodes de calcul des précipitations extrêmes

La nécessité de calculer les précipitations extrêmes est souvent posée par des notions de sécurité ou de dimensionnement d'évacuateurs de crues des grands barrages. Avant les années 30, les analyses hydrologiques se basaient essentiellement sur trois méthodes :

- les formules empiriques
- l'analyse statistique des données de crues à disposition
- la prise en considération de la crue maximale historique majorée par un facteur à déterminer

Les limites de telles techniques sont apparues lors de catastrophes qui n'avaient pu être prévues par ces méthodes (Stallings et al., 1986). Au milieu des années trente, il devint donc nécessaire de trouver une nouvelle approche pour estimer une limite raisonnable du potentiel de crue d'un bassin versant.

Une notion élémentaire dans ce domaine est celle d'*hauteur d'eau précipitable*. Elle se calcule en intégrant sur la verticale entre 2 niveaux d'une atmosphère saturée le contenu en eau de vapeur. La figure 4.1 donne l'eau précipitable d'une colonne atmosphérique saturée comprise entre la surface de référence de 1000 mb et un niveau quelconque de pression, en fonction du point de rosée au niveau de référence. En fait, il n'existe pas de processus météorologique qui puisse transformer toute la vapeur de l'air en précipitation ; ainsi le terme d'eau précipitable constitue un abus de langage auquel conviendrait plus correctement le terme d'*équivalent liquide de la masse d'air*.

Dès 1942, de nombreuses publications traitent d'une limite supérieure des précipitations mais c'est en 1959 qu'apparaît le concept de Précipitation Maximale Probable (PMP) définie comme suit : la plus grande hauteur *physiquement possible* de précipitations d'une *durée déterminée*, se produisant sur une *surface* donnée, à un *endroit géographique* particulier et une *certaine époque de l'année* sans tenir compte des tendances climatiques à long terme (définition tirée du rapport WMO, 1986).

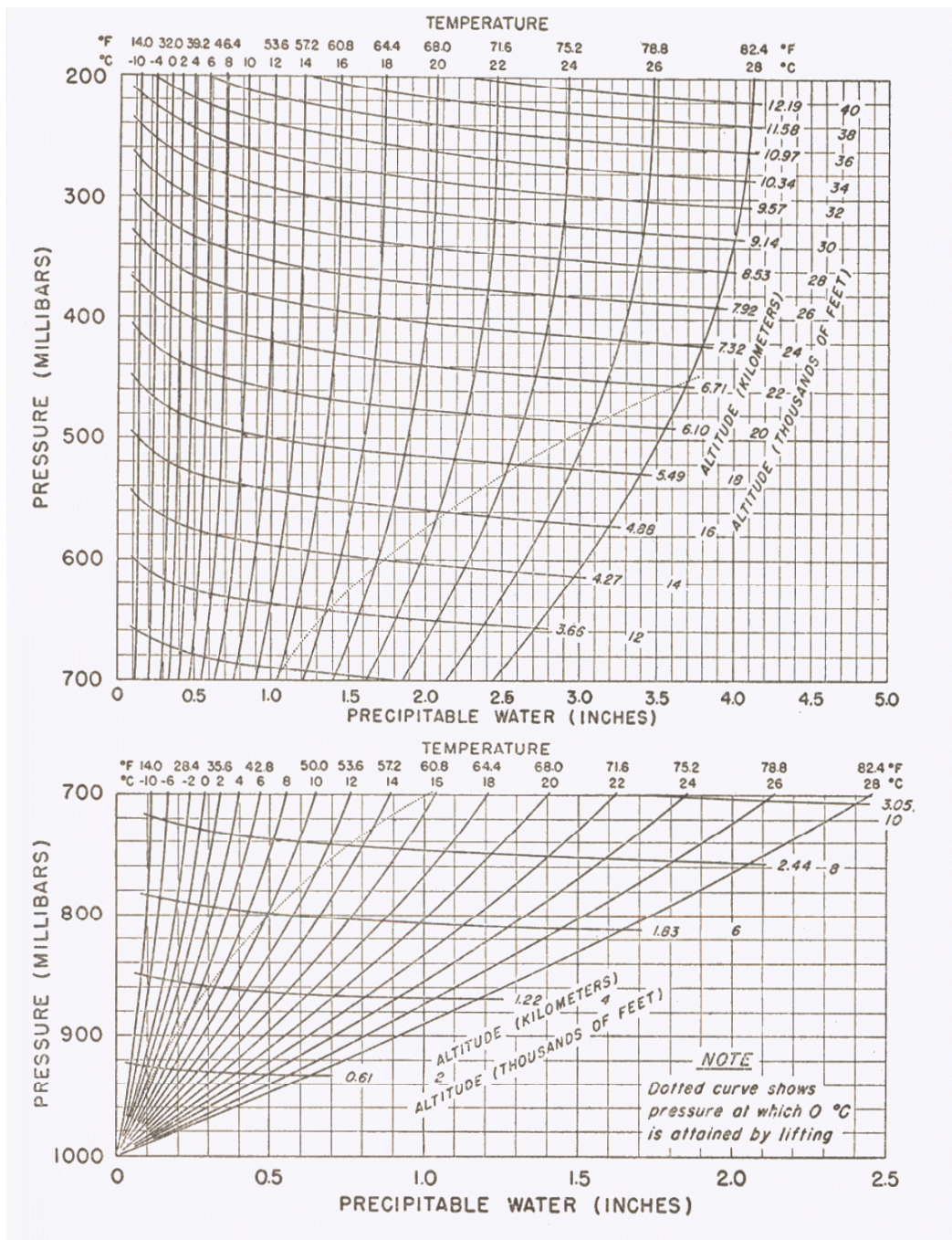


FIG. 4.1.: Eau précipitable pour une atmosphère saturée comprise entre un niveau de pression et celui de référence de 1000mb en fonction du point de rosée au niveau de référence (1 inch=2.54 cm). Selon Hydrometeorological Section, U.S. Weather Bureau

4.1. Définition de la Précipitation Maximale Probable (PMP)

Il est utile de revenir sur les points clefs de cette définition qui constitue la base de notre démarche d'évaluation de la PMP par la voie numérique :

la notion de physiquement possible associée à une certaine durée. La persistance des circulations atmosphériques est une question complexe. Peu de théories ou de mesures expérimentales ont été développées ou exploitées assez loin pour être aujourd'hui applicables dans le cas des précipitations convectives. Par contre pour le passage d'un front ou d'un courant d'advection sur une topographie, la notion de temps de persistance du phénomène de pluie est plus aisément évaluable (c.f. chapitre 5.2).

sur une surface donnée. Si l'échelle verticale est plus ou moins déterminée par la hauteur de la troposphère, les échelles horizontales typiques des précipitations sont intimement liées à leur phénoménologie.

à une position géographique donnée. En fonction de la position, deux paramètres fondamentaux des régimes de précipitations changent considérablement :

- la latitude
- l'orographie

La latitude est l'un des paramètres déterminant pour les valeurs moyennes et maximales de température et par conséquent les valeurs correspondantes de contenu en vapeur d'eau de l'atmosphère. L'orographie exerce une forte influence sur les écoulements atmosphériques (figure 2.5) à une large diversité d'échelles (figure 1.2). Le forçage dynamiques ou thermique qu'elle exerce sur l'écoulement détermine les vitesses verticales des ascendances. Selon la stabilité de l'atmosphère (section 2.2), d'autres facteurs géographiques telles que la distance et l'orientation par rapport à une mer ou à une situation atmosphérique quasi stationnaire de la circulation générale déterminent les régimes de pluie.

à une certaine époque de l'année : de la même façon que la latitude, les saisons déterminent la quantité maximale possible de radiation solaire et donc la température et l'eau précipitable.

sans considérer les variations climatique à long terme . Ce point consiste à ne pas formuler d'hypothèses sur les variations temporelles des moyennes caractéristiques de l'état thermodynamique de l'atmosphère. Nous verrons (section 4.2) que la stationnarité temporelle du climat est nécessaire à l'application des méthodes statistiques pour l'extrapolation des régimes de pluies et qu'une approche pseudo-déterministe

(page 104), basée sur la modélisation numérique des écoulements atmosphériques, peut tenir compte de changements climatiques par une modification appropriée des conditions de bords du modèle.

L'estimation des précipitation extrêmes est depuis longtemps objet de débats. On distingue aujourd'hui 2 approches principales pour calculer les précipitations extrêmes :

Méthodes statistiques : Elles utilisent les mesures expérimentales sur le terrain et s'appuient sur des modèles stochastiques, on parle de méthodes inductives puisqu'elles ont l'avantage de tenir compte de l'historique des phénomènes mesurés pour extrapoler les événements extrêmes (section 4.2).

Méthodes déterministes : ces méthodes consistent à représenter par des lois analytiques les phénomènes atmosphériques responsables des précipitations et en évaluer leur volume en fonction des différents paramètres qui influent sur la nature (et le modèle). On parle de méthodes déductives qui ne sont évidemment valables que si la modélisation des phénomènes est 'réaliste' au sens où elle doit tenir compte des phénomènes prépondérants sollicités par les précipitations extrêmes et utiliser des méthodes de résolution adéquates en sous-explicitant les processus qui ne peuvent être pris en compte par des dimensions de mailles de calculs forcément trop grossières (figure 1.2).

Les discussions entre férus de statistique et adeptes de déterminisme montrent que les critiques portent davantage sur la philosophie même des méthodes envisagées que sur les résultats. D'un côté, on s'appuie sur des événements mesurés pour extrapoler ceux plus intenses pour la période et le lieu considérés. De l'autre, il s'agit à l'inverse de détailler de façons plus ou moins complexes les processus physiques qui entrent en jeu lors d'événement de précipitations et de formuler les expressions mathématiques qui représentent ces phénomènes en contrôlant leurs plages de validité.

Les formulations de volume de PMP ont débuté par des formules empiriques, qui ont aussi été proposés par certains auteurs (Hounam, 1960). Wiesmer (1970) proposa une courbe enveloppe des précipitations extrêmes observées dans le monde pour différentes durées. Il paraît raisonnable de penser que de telles précipitations constituent des événements maximums avec un degré d'efficience optimal. A partir de l'étude de ces événements, Wiesmer (1970) proposa la courbe enveloppe qui permet de déterminer la PMP pour une durée fixée :

$$PMP = 16.6D^{0.475} \quad (4.1)$$

avec PMP est la hauteur d'eau pour une durée donnée en inch et D la durée de précipitation en heure.

L'équation 4.1 permet une estimation rapide de l'ordre de grandeur de la PMP mais ne tient forcément pas compte des spécificités régionales.

En régionalisant son équation, Wiesmer (1970) constata que le coefficient varie fortement d'une région à l'autre mais l'exposant demeure relativement constant et égal à 0.5.

Les études régionales permettent aussi d'extrapoler la PMP ponctuelle à la totalité d'un bassin versant. Les observations indiquent qu'en effet une hauteur de précipitation est inversement proportionnelle à la racine de la surface du bassin versant. Cela permet d'écrire une équation de la forme :

$$PMP = \sqrt{D} \left(a + \frac{b}{\sqrt{A} + c} \right) \quad (4.2)$$

où les paramètres a , b et c sont calés à l'aide des maxima observés.

Ainsi depuis près d'un demi-siècle, de nombreux auteurs ont travaillé à améliorer le calcul de la PMP aussi bien par les méthodes statistiques que déterministes. Ces recherches impliquent aussi que les domaines de la sciences que sont la météorologie et l'hydrologie travaillent ensemble. Une des principales conclusions de l'étude comparative de Stallings et al. (1986) est que le langage de ces deux disciplines s'est nécessairement rapproché. Cependant, parmi les diverses approches possibles avec chacune leur mérite et leur limitation, le choix n'est pas souvent aisée pour déterminer laquelle utiliser (Wang and Asce, 1984); des considérations telles que la nature du projet, l'avancement de l'étude, les caractéristiques géographiques et météorologiques du bassin versant considéré ainsi les données météorologiques et climatiques disponibles sont des critères sur lesquels se basent les responsables de l'étude.

La connaissance de plus en plus avancée des mécanismes de précipitation permet aujourd'hui la reproduction numérique fidèle de phénomènes atmosphériques et ouvre les voies à la modélisation numérique de la PMP. C'est dans ce domaine que le présent travail vise à apporter une contribution (chapitre 5). Un résumé des méthodes statistiques est cependant présenté en section 4.2 car celles-ci délimitent les besoins de la thématique; puis les prémices des calculs déterministes sont introduits en section 4.3 page 108; ce qui mènera à la description de modèles plus évolués tels que ceux de simulation des écoulements atmosphériques et des schémas de microphysique de l'eau (section 4.5.1 et 4.5.2).

4.2. Méthodes statistiques

Historiquement, l'estimation des précipitations extrêmes a débuté par l'analyse statistiques de mesures disponibles de précipitations. Les méthodes statistiques sont basées sur l'analyse fréquentielle qui consiste à étudier les événements passés, afin de définir les probabilités d'apparition d'événements non encore survenus. La notion d'apparition est liée à celle de temps de retour. Lorsqu'on étudie les précipitations, on cherche à déterminer la probabilité pour qu'une intensité R_i ne soit pas atteinte ou dépassée. Cette probabilité

est donnée, si R_i représente une variable aléatoire par la relation suivante :

$$F(x_i) = P(R_i \leq x_i) \quad (4.3)$$

La probabilité P est la probabilité de non dépassement, son complément à l'unité $1 - F(x_i)$ est appelé fréquence d'apparition. On définit alors le temps de retour T , d'un événement comme l'inverse de la fréquence d'apparition, soit

$$T = \frac{1}{1 - F(x_i)} \quad (4.4)$$

Il existe une relation entre l'intensité, la durée et la fréquence d'apparition des pluies qui peut être représentée selon des courbes caractéristiques que l'on désigne généralement par des courbes intensité-durée-fréquence (ou courbes IDF), pour lesquelles la notion de fréquence est exprimée par le temps de retour (relation 4.4). Ces courbes sont établies sur la base de l'analyse d'averses enregistrées à une station au cours d'une longue période. Zeller et al (1980) ont procédé à une analyse fréquentielle de plus de 500 stations météorologiques en Suisse (emplacements des stations de mesures, voir page 197) et ont représenté les résultats dans une collection en 9 volumes intitulée "*Starkniederschläge des schweizerischen Alpen*". Ces ouvrages comportent aussi comme résultats de leurs analyses 4 cartes de la Suisse présentant par iso-lignes les quantités d'averses extrêmes mesurées en 1 heure et en 24 heures pour des périodes de retour de 100 ans. La figure 4.2 représente la courbe IDF calculée à partir de mesures de la station de Lausanne sur la période 1901-1970. Les courbes de périodes de retours supérieures à la durée de mesures (70 années) résultent de calculs d'analyses fréquentielles des précipitations extrêmes basées sur la loi de Gumbel (1958). L'analyse fréquentielle consiste à sélectionner et ajuster des lois de distributions aux valeurs observées. Il faut noter que les séries temporelles doivent remplir certaines conditions afin que l'analyse fréquentielle soit valide. Ces conditions sur les séries temporelles concernent principalement :

- la consistance : aucune modification ne doit être apportée au système de mesures durant la période d'observation,
- l'homogénéité : aucune modification ne doit être apportée aux conditions environnantes aux systèmes de mesures durant la période d'observation,
- la stationnarité : la moyenne, la déviation standard et les moments d'ordre supérieur sont invariants avec le temps. Cette hypothèse n'est pas remplie dans la plupart des séries temporelles de pluies.

L'indépendance des valeurs doit aussi être vérifiée et notons enfin que la longueur de la séries temporelles influe sur les erreurs d'échantillonnage, notamment sur le calcul des moments d'ordre supérieur donc sur les tests inhérents à leur fiabilité.

Les analyses les plus répandus concernent les séries de maxima annuels. L'erreur due à des séries trop courtes s'élève à 40 % sur les valeurs extrapolées

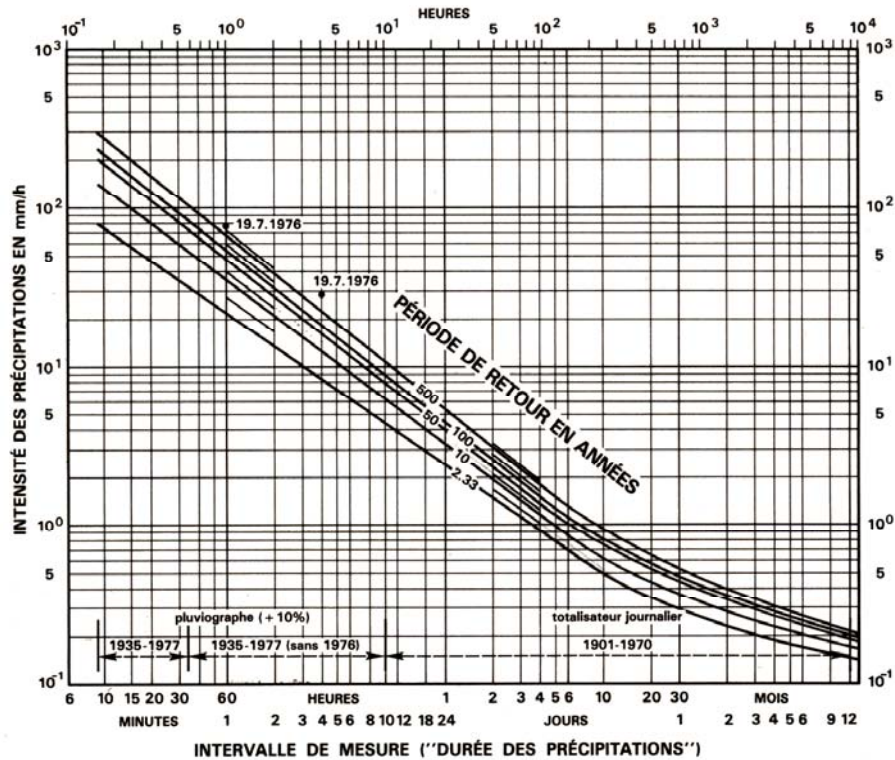


FIG. 4.2.: Diagramme IDF pour la station de mesure de Lausanne calculé sur la période 1901-1970. Selon Zeller et al. (1980)

(Sevruck and Geiger (1981)). Les auteurs ont aussi montré que l'erreur due à une sélection incorrecte du type distribution peut être encore plus élevée. De plus, la différence entre des estimations de la même distribution ajustées par des méthodes différentes peut mener jusqu'à des écarts de 20 %. L'analyse statistique des extrêmes dépend donc la validité des critères de consistance, homogénéité et stationnarité et du soin des valeurs de séries temporelles utilisées selon la période de retour visée et la durée de l'évènement.

La loi de distribution la plus employée pour les précipitations est celle de Gumbel qui s'exprime par :

$$F(x) = \exp \left[- \exp \left(- \frac{x - a}{b} \right) \right] \quad (4.5)$$

où a est le paramètre de position et b celui d'échelle, avec x étant le volume de précipitation pour la durée concernée. En posant la variable réduite $u = \frac{x-a}{b}$, la distribution s'écrit alors $F(x) = \exp[-\exp(-u)]$ et $u = -\ln[-\ln(F(x))]$.

Dans le cas d'un ajustement selon la loi de Gumbel, la méthode graphique repose sur le fait que l'expression d'un quantile correspond à l'équation d'une droite. En conséquence, les points de la série à ajuster peuvent être reportés dans un système d'axes ; il est alors possible de tracer la droite qui passe

le mieux par ces points et d'en déduire les deux paramètres définissant la loi. L'ajustement graphique, bien qu'étant une méthode approximative, a le très grand avantage de fournir une représentation visuelle des données et de l'ajustement. Celle-ci constitue un aspect essentiel du jugement porté sur l'adéquation entre la loi choisie et les données traitées, quelle que soit la méthode d'ajustement utilisée.

La figure 4.3 illustre les fréquences de valeurs maximales de diverses durées pour la ville de Lausanne selon la loi de Gumbel. Les valeurs maximales de durées 10, 20 minutes 1 et 4 heures ont été prélevées sur la période 1935-1977, où fonctionnait une station automatique qui a été arrêtée par la suite. Les valeurs de durée 1,2,5 et 30 jours sont tirées des mesures de la station journalière (période 1901-1970) qui fonctionne encore de nos jours.

Pour les durées inférieure à la journée, il est délicat de passer de manière satisfaisante une droite de régression par les points de mesures. Par contre, la tendance rectiligne est bien plus marquée pour les durées supérieure ou égale à la journée pour chacune desquelles on peut déterminer un couple de valeur (a,b) suffisamment cohérent pour calculer une hauteur d'eau satisfaisante de période de retour 100 ans voire même 500 ans.

Ces diagrammes de fréquences (figure 4.3) illustrent la difficulté de déterminer la PMP (mêmes pour des durées suffisamment grandes) puisque celle-ci correspond selon la définition à la hauteur de précipitation de période de retour infini. Cela revient à imaginer une asymptote horizontale aux droites de Gumbel à partir d'une certaine valeur de période de retour.

4.3. Méthodes déterministes

L'approche déterministe du calcul de PMP consiste à quantifier par des considérations physiques la hauteur d'eau de précipitation dans la région considérée. Cette quantification peut s'opérer sur la base de considération relativement simple et conduire à l'élaboration de formules analytiques (section 4.4), mais peut aussi s'effectuer par la résolution des équations qui régissent les fluides atmosphériques pour aboutir à une description complète de la masse d'air nuageuse qui, par maximisation appropriée permettra d'obtenir des valeurs de précipitations extrêmes (section 5.2). Le niveau de complexité des formulations dépend du type de région pris en considération puisque des plaines étendues offrent une homogénéité de l'atmosphère agréable aux modélistes tandis que des régions de terrains complexes présentent des états atmosphériques perturbées et des inhomogénéités prononcées des variables physiques.

Tant pour la représentation analytique que pour la simulation numérique, les différences fondamentales existant entre les différents types de précipitations (figure 2.3) ont souvent amenées les auteurs à subdiviser l'étude déterministe de la PMP en fonction de sa phénoménologie. La figure 4.4 montrent

1935-1977

DIAGRAMME DE FRÉQUENCE DES VALEURS MAXIMALES DE 10 ET 20 MINUTES

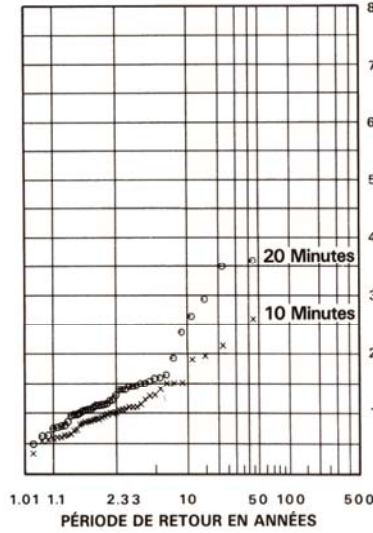
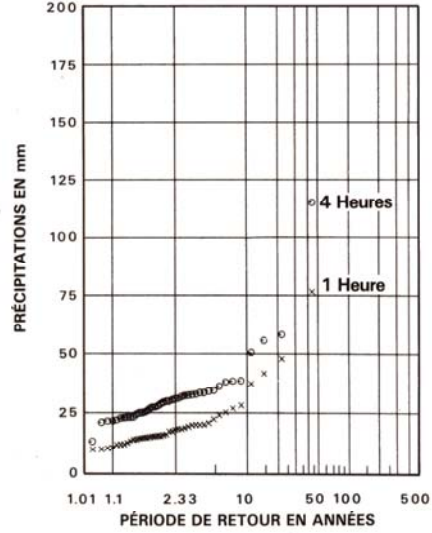


DIAGRAMME DE FRÉQUENCE DES VALEURS MAXIMALES DE 1 ET 4 HEURES



1901-1970

DIAGRAMME DE FRÉQUENCE DES VALEURS MAXIMALES DE 1 ET 2 JOURS

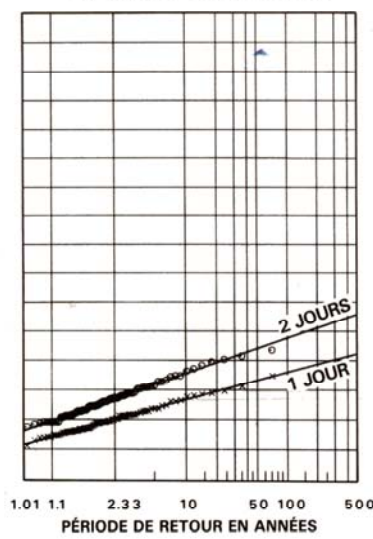


DIAGRAMME DE FRÉQUENCE DES VALEURS MAXIMALES DE 5 JOURS ET 1 MOIS

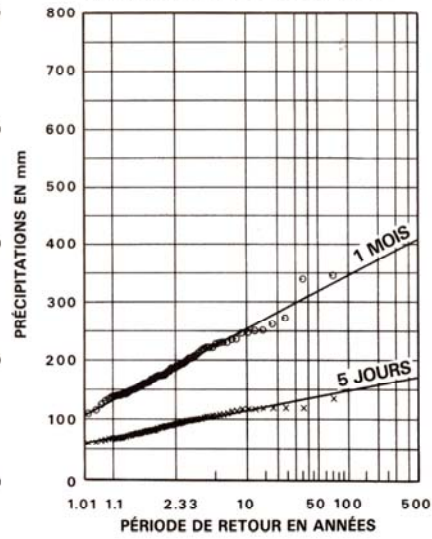


FIG. 4.3.: Diagramme de fréquence des valeurs maximales de précipitations à Lausanne pour différentes durées selon la loi de Gumbel. Selon Zeller et al. (1980).

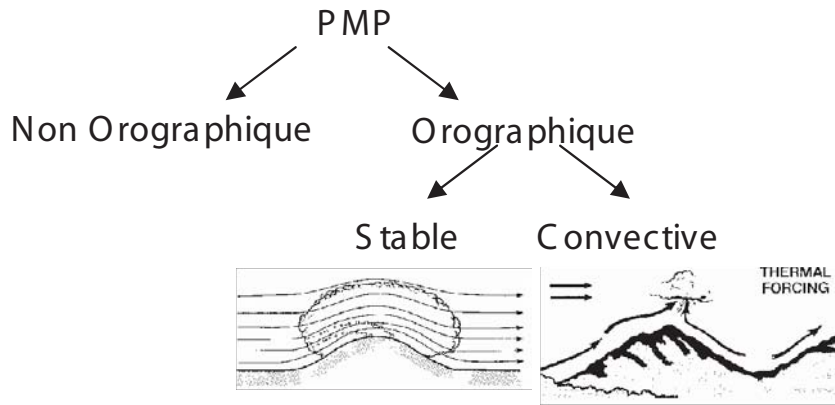


FIG. 4.4.: Décomposition de la PMP en contributions phénoménologiques

la décomposition de la PMP en une contribution des pluies orographique et une contribution issue de pluie en terrain plat. On distingue aussi deux mécanismes induits spécifiquement par l'orographie :

- le soulèvement stable de la masse d'air (forçage dynamique)
- la convection induite (forçage thermique)

Il n'en reste pas moins que les modèles analytiques d'averses sont généralement simplifiés à outrance et ne sont brièvement présentés ici que dans un l'idée d'introduire un historique. Par contre, la montée en puissance du calcul numérique offre aujourd'hui la possibilité de simuler explicitement les écoulement et la microphysique de l'atmosphère. C'est ce type d'approche qui est étudié ici. Une attention particulière est portée à la description de la physique de l'eau et deux types de paramétrisations (chaude et froide) sont décrites en détails (sections 4.5.1 et 4.5.2). Le solveur de mécanique des fluides dans lequel les paramétrisation de microphysique ont été greffées sera brièvement décrit dans le chapitre suivant (page 138). Les deux schémas microphysiques ont été employés selon leurs spécificités pour calculer d'un côté la composante orographique stable de la PMP (section 5.2) pour un bassin versant alpin, et la composante purement convective de l'autre (section 5.4). La maximisation d'une situation frontale sur un bassin versant de grande étendue (env. $41'000 \text{ km}^2$) est étudié en section 5.3 en utilisant le modèle de microphysique chaude.

4.4. Formulations analytiques

Les modèles analytiques distinguent les cas de régions influencées par l'orographie ou non. Un modèle simple destiné aux régions non influencées par l'orographie est le modèle de convergence.

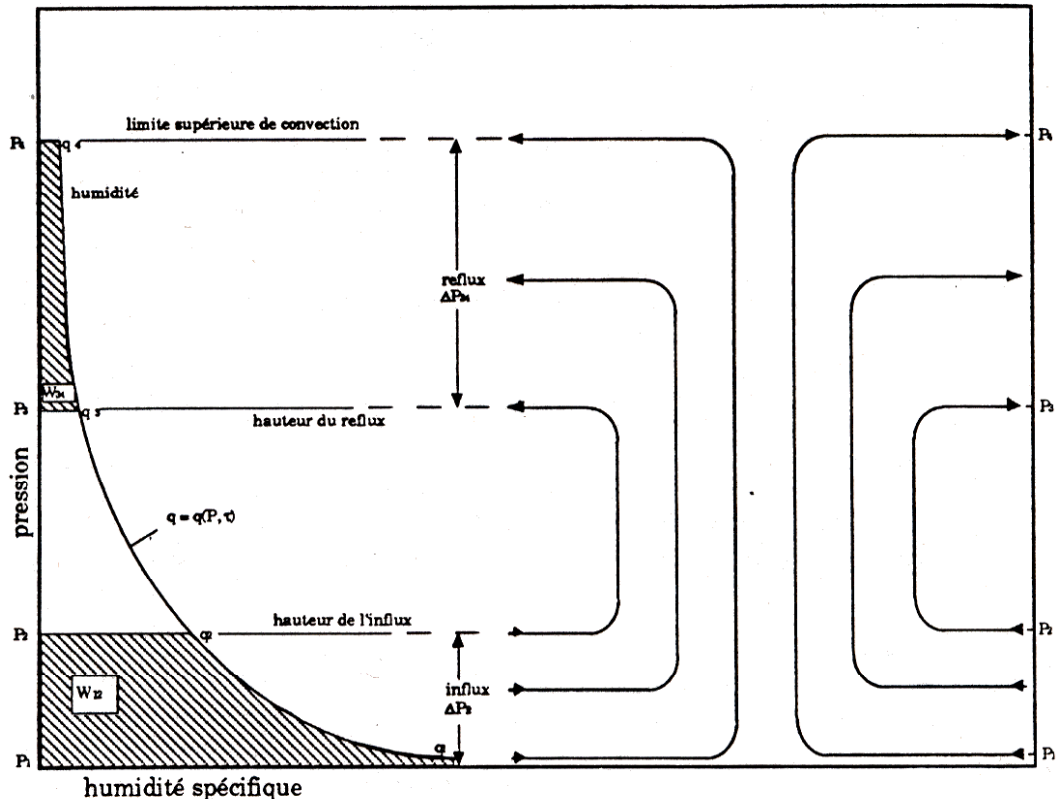


FIG. 4.5.: Schéma du modèle de convergence et de l'humidité. Selon Berrod and Laglaine (1988).

4.4.1. Modèle de convergence

Cette approche suppose une représentation simplifiée de la convergence, de l'ascension d'air et de la condensation d'humidité contenue dans l'air. La figure 4.5 présente une image simplifiée du phénomène de convergence à l'intérieur d'un nuage.

Trois zones de courant caractérisent le modèle :

1. la zone de pression ΔP_{12} (ΔP_{ij} : différence de pression entre les couches i et j , voir figure 4.5), courant convergent.
2. la zone de pression ΔP_{23} , courant vertical.
3. la zone de pression ΔP_{34} , courant divergent.

Cette représentation suppose bien que la précipitation est à la fois fonction de l'humidité entrant dans la cellule de convergence et de la convergence atmosphérique, pour une région particulière. Wiesner (1970) propose une équation pour déterminer l'intensité de précipitation R :

$$R = KV_{12}W_{12} \left(1 - \frac{\Delta P_{12}}{\Delta P_{34}} \frac{\Delta W_{34}}{\Delta W_{12}} \right) \quad (4.6)$$

où K est une constante pour le bassin considéré, V_{12} la vitesse de vent à l'influx, et W_{ij} l'eau précipitable entre les couches i et j (figure 4.1).

L'équation 4.6 doit être calée sur le bassin versant d'étude avec les observations à disposition avant son emploi. La figure 4.5 permet de distinguer l'eau précipitable totale de l'eau précipitable effective $\left(W_{12} - \frac{\Delta P_{12}}{\Delta P_{34}} \Delta W_{34}\right)$. Le modèle de convergence ne se rapproche que faiblement de la réalité des phénomènes atmosphériques, tant sont grossières les simplifications. Notons simplement que la borne supérieure de la colonne d'air considérée n'a pas besoin d'être connue avec précision, car la majorité de l'eau précipitable se trouve dans la partie inférieure de l'atmosphère (Schreiner and Riedel, 1978). Malgré la représentation simpliste, cette méthode peut cependant soulever des questions épineuses (i.e. quelle vitesse d'influx considérer?). Quand les mesures à disposition se trouvent en quantités suffisantes, les hydrométéorologues utilisent de préférence les méthodes de maximisation ou de transposition.

4.4.2. Maximisation d'humidité et transposition d'averses

L'étude des fortes précipitations montre que les facteurs influençant la quantité d'eau tombée ne sont pas nécessairement des extrema. Il est possible de calculer la quantité d'eau qui aurait pu précipiter si les facteurs étaient à leur optimum. Les trois étapes de la méthode sont :

la maximisation d'humidité : La précipitation peut s'exprimer dans sa forme la plus simple en fonction de l'humidité et de l'efficacité de l'averse observée :

$$P = a_c W \quad (4.7)$$

où P est la hauteur d'eau produite par l'averse observée, a_c le taux de convergence de l'averse représentant l'efficacité de l'averse et W l'eau précipitable. En identifiant à partir des mesures, l'efficacité maximale des orages observés, on peut alors écrire l'équation analytique de la PMP :

$$P_{max} = P_{obs} \frac{W_{max}}{W_{obs}} \quad (4.8)$$

où P_{max} est la pluie maximisée, P_{obs} la hauteur d'eau et W_{obs} l'eau précipitable observée pendant l'averse et W_{max} l'eau précipitable maximale pour la région et la saison. La maximisation se base sur l'estimation de 2 taux d'humidité qui se détermine à partir de la température du point de rosée sous l'hypothèse d'une atmosphère pseudo-adiabatique (figure 4.1). Les valeurs impliquées dans la détermination du point de rosée représentatif de l'orage observé sont les points de rosée maximum

persistant sur 12 heures (WMO, 1986). La notion de persistance permet de réduire l'effet de mesures instantanées en particulier pour les cas d'averses longues. Le point de rosée maximal consiste à ajuster les valeurs maximales enregistrées sur une loi des extrêmes (section 4.2) et la valeur de temps de retour de 100 ans peut être adoptée comme maximum.

la transposition : l'existence d'une série de mesures pluviométriques est nécessaire à la maximisation d'humidité décrite pour un bassin versant. Lorsque ce cas idéal ne se présente pas, la PMP peut se calculer sur la base de précipitations produites à l'extérieur du bassin versant, mais dans une zone où les phénomènes météorologiques peuvent être considérés comme identiques. La transposition s'effectue moyennant un ajustement qui tient compte des différences entre le lieu d'observation et sa zone de transposition.

$$P_{trans} = P_{obs} \frac{W_{trans}}{W_{obs}} \quad (4.9)$$

où P_{trans} est la pluie transposée, W_{obs} l'eau précipitable observée, et W_{trans} l'eau précipitable pour la région de transposition, à la saison donnée.

La transposition trouve sa justification si l'on admet qu'une averse peut se produire de manière aléatoire à l'intérieur d'une région homogène au sens météorologique. Elle est donc déconseillée en terrain complexe, l'orographie perturbant profondément la dynamique des écoulements atmosphériques.

4.4.3. Modèle de composante orographique stable

Pour une région accidentée, Gray (1972) identifie les éléments suivants qui déterminent le régime des pluies :

- l'élévation
- la pente locale et générale
- l'orientation de la pente
- le degré d'exposition local
- les barrières orographiques obstruant le trajet de l'humidité
- la distance de la source d'humidité

L'Organisation Mondiale de Météorologie (WMO, 1986) proposa un modèle basé sur la constatation que l'air ascendant doit s'accélérer pour passer par dessus une crête. Associé à l'hypothèse d'un écoulement laminaire, le principe de continuité permet de déterminer la quantité de précipitation tombée sur une surface. La figure 4.6 propose la schématisation des airs ascendants le long d'une surface : pour un vent s'écoulant parallèlement à la surface du sol, sa composante verticale diminue avec l'altitude pour devenir nulle à la *surface nodale*, qui constitue la limite supérieure du modèle. Cette représentation

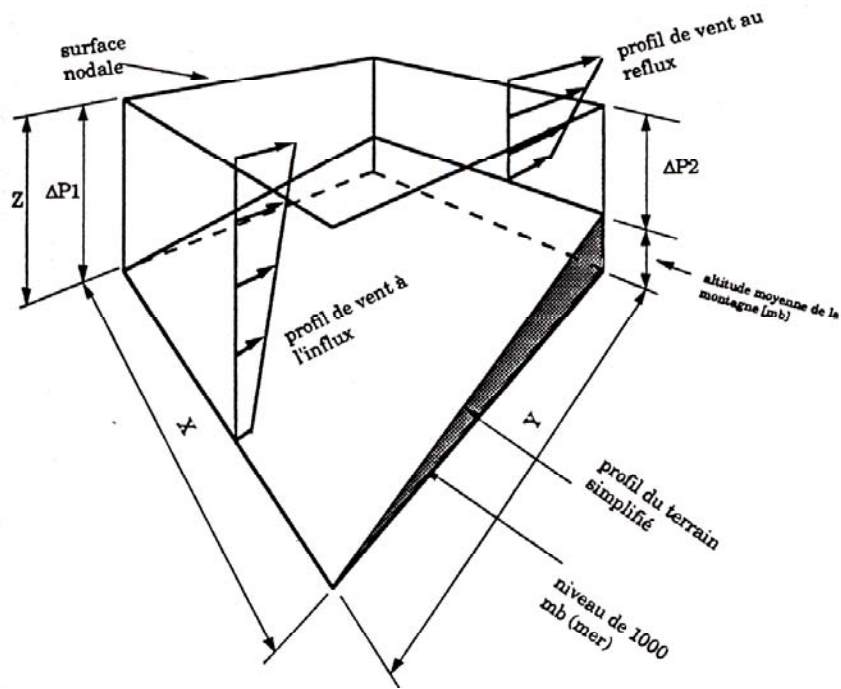


FIG. 4.6.: Modèle simplifié des courants dans un milieu orographique.
Selon WMO (1986)

permet l'écriture d'équations plus ou moins complexe (selon le nombre de couche considérées) pour le calcul de la précipitation au-dessus d'un relief. Le modèle le plus simple qui considère une couche unique s'écrit alors :

$$P = \frac{\bar{V}_1 \left(W_1 - W_2 \frac{\Delta P_1}{\Delta P_2} \right)}{Y} \quad (4.10)$$

où P est l'intensité de précipitation [cm/s], \bar{V}_1 la vitesse moyenne du vent à l'entrée [cm/s], W_i et ΔP_i respectivement l'eau précipitable et la différence de pression à l'entrée ($i=1$) et à la sortie ($i=2$), et Y la longueur horizontale de la pente.

4.4.4. Méthode de composante convective orographique

En terrain complexe, il n'est pas possible d'appliquer une méthode de transposition (page 113) puisque l'homogénéité spatiale des phénomènes atmosphériques n'est pas respectée. Les observations montrent d'ailleurs que même une orographie peu prononcée peut modifier fortement la fréquence, la localisation et l'intensité des orages (Banta, 1990). Haiden (1991b) a modélisé les précipitations convectives orographiques en tenant compte des phénomènes

de brises montantes entraînées par le réchauffement des surfaces du relief. A partir des équations de brises de pentes, Haiden détermine la convergence de flux d'humidité dans la couche limite ce qui l'amène à définir un indice orographique convectif ($F_{OKV}(x,y)$: Orographish-Konvectiver Verstärkung-sindex) qui est fonction de l'orientation, et de la pente de la surface au point considéré. L'indice orographique convectif permet de déterminer avec la distribution spatiale d'humidité $q_v(x,y)$, le volume de précipitation orographique convective en chaque point du domaine de calcul.

Le volume de précipitation d'origine orographique convective pour une durée de 24 heures et période de retour de 100 ans est selon Haiden :

$$P(x, y) = C_1 q_v(x, y) \cdot H_q (1 + F_{OKV} \cdot C_2) \quad (4.11)$$

où $P(x, y)$ est la hauteur de précipitation orographique convective en mm, F_{OKV} l'indice orographique convectif, C_1 et C_2 des constantes de calage, H_q la hauteur caractéristique de la couche d'humidité (Haiden prend $H_q=2.2$ km), $q_v(x, y)$ la fonction de distribution de la vapeur d'eau au sol (g/m^3) définie de la façon suivante :

$$q_v(x, y) = \frac{e_0(x, y)}{p_h(z)} \epsilon \exp(-z/H_q) \quad (4.12)$$

où $p_h(z)$ est le profil de pression hydrostatique pour une atmosphère avec profil de température pseudo adiabatique humide donnée par $\partial T/\partial z = -6.5$ °K/km, e_0 la pression de vapeur à l'altitude $z=0$.

4.5. Simulations numériques

Bien que l'approche statistique présentent l'avantage d'intégrer les données de stations sur le long terme, la transposition des valeurs de PMP des stations de mesures au site d'intérêt peut parfois produire des estimations erronées du fait de la faible densité de points de mesures. Cet inconvénient peut être contournée en utilisant un modèle numérique capable de représenter à haute résolution la topographie et de contenir les schémas de microphysiques nécessaires pour tenir compte des processus atmosphérique humide et des dégagements de chaleur latente qui apparaissent aux changements de phase.

Ces trente dernières années ont connu un essor considérable de la modélisation numérique. Cette dernière trouve aujourd'hui de nombreuses applications aux problèmes posés par les fluides environnementaux (de la propagation d'incendie, à l'estimation du potentiel éolien, sans oublier la prévision des crues ou l'évolution du climat).

Dès les années 80, apparaissent des articles relatifs à la simulation tri-dimensionnelles des précipitations Cotton et al. (1982), Houze et al. (1979). Les simulations tri-dimensionnelles sont nécessaires puisque la structure d'une

colonne convective ou les phénomènes de séparation du flux sur une arrête montagneuse ou sa canalisation dans une vallée ne peuvent être pris en compte par des calculs bi-dimensionnels.

Les premiers modèles de nuages dotés de microphysique froide ont été utilisés pour simuler les nuages convectifs (Orville and Kopp, 1977), (Stephens, 1979). Parallèlement, Clark (1979) porte plus spécifiquement ses recherches sur les type de conditions de bords et Weisman and Klemp (1982) sur les conditions initiales tandis que les articles de Rutledge and Hobbs (1983) et Richard and Chaumeriac (1989) traitent de la microphysique chaude et montrent les effets du 'seeding' et l'influence des distributions dimensionnelles de gouttes sur les intensités de précipitation.

Les recherches menées sur l'interaction de la dynamique des systèmes nuageux et la topographie (Bruintjes et al., 1994), (Svoboda and Štekl, 1994) et sur les systèmes non convectifs tels que les fronts froids (Lin et al., 1983), (Cox, 1988) et les zones stratiformes de lignes de grains ont montré l'importance de représenter les agrégats pour améliorer le réalisme des simulations (Rutledge, 1986), (Redelsperger and Lafore, 1988). L'amélioration de la définition spatiale et temporelles des phénomènes par le raffinement des maillages, les schémas de paramétrisation sous-maille et les techniques de 'nesting' ont abouti à une meilleure extension des nuages et une meilleure description du cycle de précipitation aussi bien dans les systèmes convectifs que stratiformes (Clark, 1984), (Redelsperger and Lafore, 1988), (Chen, 1991), (Randall et al., 1996), (Walser et al., 2003).

L'importance de la microphysique froide sur le réalisme des simulations numériques a été largement étudiée (Caniaux, 1993), (Chin, 1994), (Krueger et al., 1995). L'étude comparative de Mc Cumber and Tao (1991) conclue qu'au moins 3 différents types de glaces doivent être pris en compte pour couvrir la plupart des applications. La phase solide de l'eau constitue aussi jusqu'à 80 % de la masse aqueuse d'une colonne convective (OcCC, 1998) et les transformations réversibles entre l'eau liquide et la glace sont accompagnées par de significatifs dégagements de chaleur latente (10 % de celle de condensation/évaporation) ce qui contribue un peu plus à la croissance du nuage convectif ou au refroidissement par des particules chutant dans un air sous-saturé. La vitesse de chute des hydrométéores solides est bien inférieure à celle de la pluie (figure 2.15 et 2.22) pour une même diamètre de particules. Ainsi, le temps de résidence des particules solides à l'intérieur d'un nuage convectif est largement plus supérieur à celles liquides, ce qui affecte probablement les distribution spatiales de précipitations. Les auteurs s'accordent ainsi sur la nécessité de représenter la glace primitive (ou glace nuageuse) issues de la nucléation hétérogène, les agrégats ou flocons de neige formés par des assemblages 'secs' de cristaux de glace et une troisième catégorie plus ou moins givrée que sont le grésil ou la grêle. Cette dernière catégorie peut d'ailleurs se scinder en deux puisque le grésil de faible densité ($\approx 0.4\text{g/cm}^3$) grandit par croissance sèche alors que les grêlons plus denses ($\approx 0.9\text{g/cm}^3$)

grandissent par croissance humide (section 2.4.3).

En dehors de l'étude du changement climatique, peu d'auteurs se sont penchées sur la maximisation des précipitations atmosphériques sur la base de la simulation numérique. Haiden (1991a) a proposé une approche qui constitue les prémices de la maximisation numérique des précipitations. La méthode consiste à établir des cartes de champs de vents numériques correspondant à chacune des situations menant à des phénomènes extrêmes et à calculer pour chacune de ces situations les précipitations correspondantes sur la base d'une microphysique simple mais fondamentale (microphysique chaude de Kessler (1969), voir section suivante). L'étape suivante consiste à identifier les paramètres déterminant sur la quantité d'eau précipitée à l'endroit concerné et à effectuer une étude de sensibilité envers ces paramètres afin de maximiser la hauteur d'eau. Cette méthode a été appliquée dans le présent travail en section 5.2.

Mais ce type de méthode n'est en mesure de représenter, par ces hypothèses, que des phénomènes purement orographiques. En effet, il est nécessaire de tenir compte du couplage entre la dynamique et la thermique des écoulements pour pouvoir simuler les précipitations convectives. De plus les processus humides doivent être inclus avec suffisamment de détails pour permettre non seulement l'estimation de la PMP mais aussi la reproduction d'événements particuliers. Dans cette optique, un modèle tri-phasique de précipitation (section 5.4) a été greffé et couplé au solveur de mécanique de fluides (section 5.1.1). Ce modèle microphysique est largement inspiré des travaux de Caniaux (1993) et tient compte par exemple des échanges de chaleur latente et des variations des spectres de particules de glace selon la concentration de chaque espèce (section 4.5.2).

Les 2 schémas de microphysique respectivement chaud, et froid utilisés dans la présente recherche pour modéliser les précipitations extrêmes (respectivement orographiques et frontale, et convectives) sont détaillés dans les prochaines sections (4.5.1 et 4.5.2).

4.5.1. Paramétrisation de microphysique chaude

La paramétrisation de microphysique chaude la plus répandue est celle de Kessler (1969) qui sert toujours de référence pour comparaison (Richard and Chaumeriac, 1989), car elle présente un bon rapport entre la représentation du phénomène et le faible nombre de constante microphysique. Dans sa formulation, Kessler distingue l'eau de nuage (qui suit exactement le mouvement de l'air) et l'eau de pluie (qui possède une vitesse verticale de chute supplémentaire) pour lesquels il formule 2 équations d'équilibres basées sur la conservation de la masse d'eau. Une simplification de ce modèle consiste à ne considérer qu'une seule variable pour la vapeur d'eau et le contenu en eau de nuages (ce qui élimine toute possibilité de sursaturation de l'air). De plus, Kessler objecta que les gouttelettes de nuages s'évaporent en quelques secondes à des

humidités relatives inférieurs de plusieurs pourcent à la saturation. Ainsi, en adoptant la convention de Kessler, nous dénoterons par M le contenu en eau de pluie et par m , le contenu en eau de nuage si m est positif et la sous-saturation de la vapeur d'eau si m est négatif. En négligeant les variations horizontales et temporelles du contenu de vapeur saturante, Kessler aboutit aux 2 équations de conservations suivantes :

$$\begin{aligned} \frac{\partial m}{\partial t} + \frac{\partial (mu_i)}{\partial x_i} &= u_3 G(x_3) \\ &- S [m - m^*] C_a (m - m^*) \\ &- S [m] S [M] K_2 m M \\ &- S [-m] S [M] K_3 m M^{(13/20)} \end{aligned} \quad (4.13)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial M}{\partial t} + \frac{\partial (Mu_i)}{\partial x_i} - V_c \frac{\partial M}{\partial x_3} &= S [m - m^*] C_a (m - m^*) \\ &+ S [m] S [M] K_2 m M \\ &+ S [-m] S [M] K_3 m M^{(13/20)} \end{aligned} \quad (4.14)$$

où les composantes de la vitesse de l'écoulement au point de coordonnées x_i sont u_i ($i=1,2,3$), où G est la fonction de production, m^* la valeur seuil d'auto-conversion, S la fonction d'Heavyside définie par $S [i] = 1$ si i est supérieur ou égal à 0 et $S [i] = 0$ sinon, et K_2 et K_3 des constantes. V_c représente la vitesse additionnelle de chute de la pluie, elle est constante et fixée à 5 m/s ce qui correspond à la vitesse de chute de goutte d'environ 1.5 mm (figure 2.15).

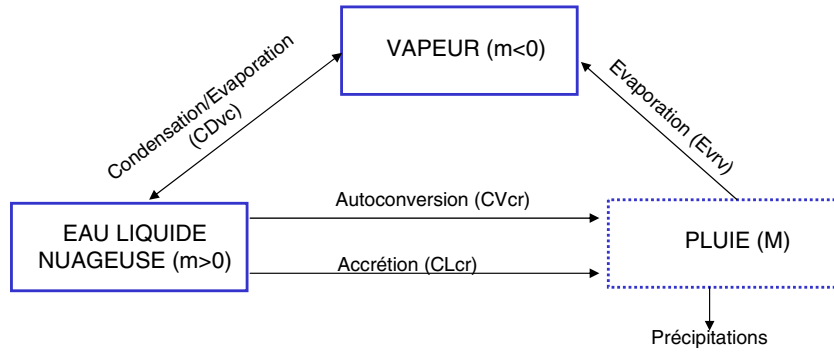


FIG. 4.7.: Diagramme des transferts de masse pris en compte dans la paramétrisation de Kessler (1969)

Les membres de droites des équations 4.13 et 4.14 représentent les transferts microphysiques d'une espèce à l'autre. Ils sont détaillés ci-après :

La condensation/évaporation : son taux est représenté par le produit $u_3 G$ avec $G(z) = -\rho \frac{\partial q_s}{\partial z}$ (où q_s est le contenu de vapeur saturante. Le contenu de vapeur saturante peut être déterminé dès que le profil

vertical de température est connu. Le sens du processus (respectivement condensation/évaporation) est fixé par le sens de la vitesse verticale (respectivement ascendante/descendante). On peut aussi noter que la fonction de génération ne dépend que de l'altitude ce qui est réaliste dans les zones tropicales où la propension à générer de l'eau de nuages dépend uniquement de l'altitude, dans les zones tempérées il est préférable de considérer cette dépendance en fonction des valeurs de température et de pression. Ce travail a été effectué et est présenté en annexe K.9 page 334.

L'auto-conversion : ce processus est aussi appelé coalescence. Il désigne le processus d'auto-collection qui à partir d'une certaine valeur seuil du contenu en eau de nuage transforme tout excédant en eau de pluie. Kessler utilisa dans son modèle simple ce mécanisme pour initier la formation des précipitations qui en réalité apparaissent par une variété de processus impliquant la glace. Son taux est représenté par $C_a(m - m^*)$ où m^* est la valeur seuil d'auto-conversion ($m^*=1\text{g/m}^3$) et C_a est le paramètre de taux d'auto-conversion fixé à 10^{-3} .

L'accrétion : ce processus est aussi appelée collection. Il est dû à la variété de vitesses de chute de goutte de pluie qui rend propices les collisions avec les gouttelettes à l'intérieur des nuages et qui peuvent résulter en des absorptions de gouttes par d'autres. L'équation de base décrivant la croissance d'une goutte unique par ce mécanisme s'écrit :

$$\frac{dM}{dt} = R^2 \pi E V m \quad (4.15)$$

où M , R et V sont respectivement la masse, le rayon et la vitesse de chute de la goutte et E est le coefficient d'efficacité de la collection dépendant des tailles des gouttes de pluie et des gouttelettes de nuages. En intégrant, l'équation 4.15 sur une distribution de taille de goutte de type Marschall-Palmer (page 35) et en posant $E=1$, Kessler obtient pour le taux de conversion de l'eau de nuage en pluie $KmM^{7/8}$.

L'évaporation de la pluie : De la même façon que pour l'équation 4.15, Kessler intègre une équation pour le changement de masse d'une seule goutte en évaporation sur un spectre de Marschall-Palmer (en gardant N_0 constant) pour arriver à un taux de transfert du type $KmM^{13/20}$.

Le modèle de Kessler peut être critiqué par le manque de réalisme de ces hypothèses. Il néglige principalement la présence de particules solides dans le processus de précipitation, mais applique aussi une vitesse de chute constante aux goutte de pluie et ne tient pas compte de la décroissance du nombre relatif de petites gouttes due à l'évaporation.

4.5.2. Paramétrisation de la microphysique froide

Le modèle développé dans la thèse de Caniaux (1993) semble parfaitement convenir aux application de calcul de PMP, puisqu'il énumère lui-même la

plupart des critères de choix suivants :

- limiter le nombre de classes afin de simplifier les interactions physiques
- choisir des classes de façon à pouvoir simuler aussi bien les nuages convectifs que stratiformes
- disposer d’une formulation originale qui permet d’adapter les spectres de particules solides à leur contenus spécifiques. Ces distributions de tailles sont de type Marschall-Palmer qui semble être de bonne approximation des spectres dimensionnels de grésil ou des agrégats.
- de décrire les processus fondamentaux

Le modèle de Caniaux tient ainsi compte de trois espèces de glace : *les agrégats et le grésil et la glace nuageuse*. La glace nuageuse constitue l’équivalent froid à l’eau liquide nuageuse du modèle de Kessler 4.5.1. Le grésil permet de traiter le givrage présent dans les nuages convectifs, les agrégats et la glace nuageuse, les phénomènes liés à l’accrétion dans les nuages stratiformes. La description des particules prisent en compte par le modèle est traité en section 4.5.2.1 tandis que la section 4.5.2.2 présente brièvement les transferts de microphysique représenté. Une complète description du modèle se trouve dans la thèse de Caniaux (pages 28 à 60).

4.5.2.1. Description physique des particules

Le modèle numérique tient compte de trois type de particules solides :

La glace nuageuse (q_i) : la forme des cristaux de glace dépend de la température et de l’état de sur-saturation de l’air (figure 2.14). Par simplification, et selon les choix de Caniaux (1993), on suppose que les cristaux ont une forme définie, immuable dans le temps : les plaquettes hexagonales qui sont les particules les plus fréquemment observées au voisinage de la saturation sont donc choisies. La formation des cristaux de glace résulte du dépôt de vapeur sur les noyaux glaçogènes actifs (page 24), dont la concentration dépend essentiellement de la température (Pruppacher and Klett, 1997). Celle-ci peut être approximée par la loi de Flechter (1962) :

$$N_i = N_{i0} \exp[-\beta(T - T_0)] \quad (4.16)$$

où $N_{i0}=0.01 \text{ m}^{-3}$, $\beta=0.6 \text{ }^\circ\text{C}$. T et T_0 désignent respectivement la température ambiante et celle de congélation de l’eau. On suppose ainsi que la concentration des cristaux correspond à celle des noyaux glaçogènes actifs présents à tout moment dans l’air et qu’elle ne dépend que de la température ambiante.

Pour connaître la taille d’un cristal de glace, la relation empirique masse-diamètre déduite de mesures in-situ (Hobbs and al (1972)) est utilisée :

$$D_i = 16.29m_i^{0.5} \quad (4.17)$$

La masse d'une particule est obtenue à partir de sa concentration N_i et de son contenu spécifique q_i par la relation :

$$m_i = \frac{\rho q_i}{N_i} \quad (4.18)$$

où ρ désigne la densité de l'air. Par analogie avec les gouttes d'eau liquide nuageuse, on suppose que les cristaux de glace sont suffisamment petits pour rester en suspension dans l'air environnant : leur vitesse de chute est nulle.

Les agrégats (q_n) : Cette catégorie regroupe les cristaux de glace nuageuse ayant suffisamment grossi par dépôt de vapeur et par agrégation. Leur apparition dépend donc de ces deux processus. On admet que les agrégats suivent une relation dimensionnelle donnée, sous forme d'une loi de puissance entre masse et diamètre, résultant de mesures in-situ (se reporter à l'article de Locatelli and Hobbs (1974)) :

$$m(D) = a_n(D_n)^b \quad (4.19)$$

où D désigne le diamètre minimum dans lequel on peut inscrire la particule sans changer sa densité, a et b sont des constantes empiriques qui dépendent du type d'agrégats considéré (agrégats de dendrite, de plaquette, ..., voir figure 4.8). Le fait de choisir un type de particules parmi le tableau 4.1 (page 123) détermine les constantes a et b . Cette approche originale utilisée par Caniaux (1993) dans sa thèse évite par rapport aux approches de Lin et al. (1983) et Locatelli and Hobbs (1974), le choix d'une densité moyenne pour les agrégats ou le grésil.

Le grésil (q_h) : Les particules de grésil se forment dans des nuages contenant des cristaux de glace et des gouttes d'eau en surfusion. Leur mode de croissance principal est le givrage, dans des nuages à fort contenu en eau liquide. Comme pour les agrégats, nous supposons que la masse d'une particule de grésil est une fonction de puissance de son diamètre (Locatelli and Hobbs, 1974), (Zigmunda and Vali, 1972) :

$$m(D) = a_h(D_h)^b \quad (4.20)$$

où D désigne le diamètre minimum dans lequel on peut inscrire la particule sans changer sa densité, a et b sont des constantes empiriques qui dépendent du type de grésil considéré.

La classification de Locatelli and Hobbs (1974) est très utile : elle fournit des expressions empiriques des relations masse-diamètre et vitesse-diamètre pour une quinzaine de particules de glaces (tableau 4.1 et figure 4.8).

4.5.2.2. Transfert microphysique

Cette section traite des transferts de masse dont tient compte le modèle de microphysique froid. Le schéma de la figure 4.9 illustre l'ensemble des 6

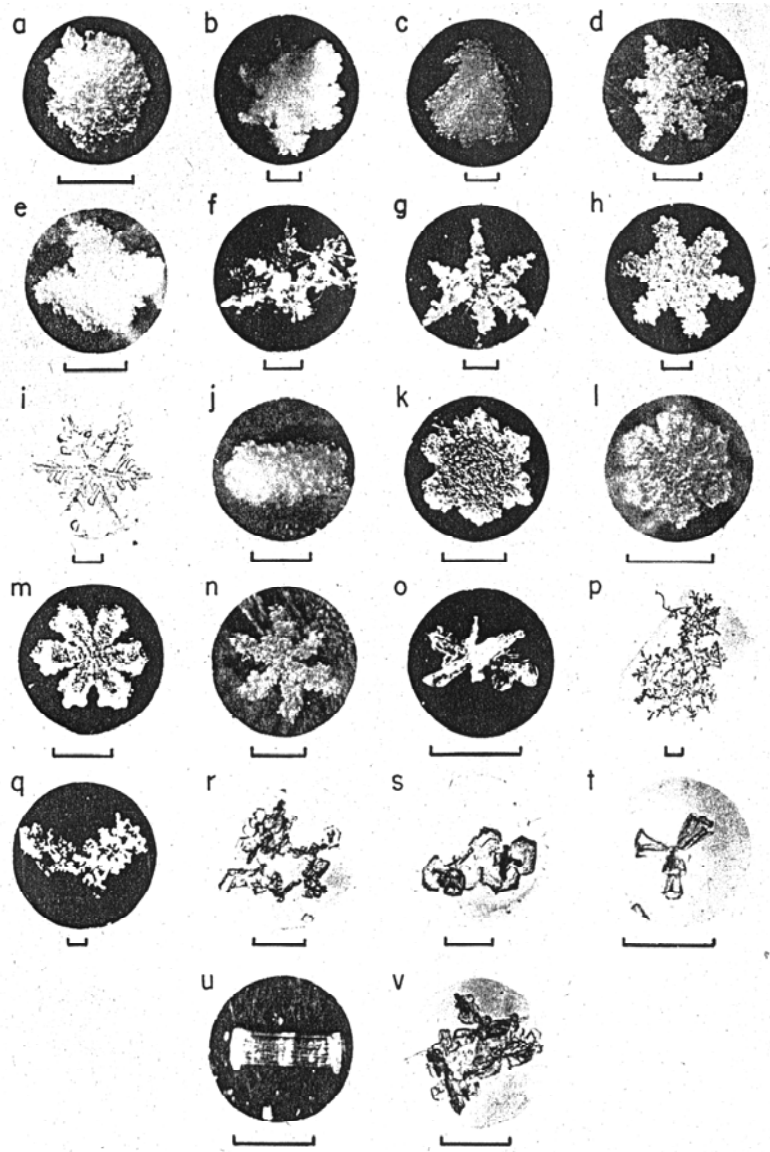


FIG. 4.8.: Les différents types de particules de glace utilisés par Locatelli and Hobbs (1974) pour déterminer empiriquement les relations masses-diamètre et vitesse-diamètre

<i>Types de particules</i>	<i>a</i>	<i>b</i>	<i>c</i>	<i>d</i>
lump graupel	42.	3.0	27.8	0.46
lump graupel	19.6	2.8	124.2	0.66
lump graupel	17.6	2.7	19.3	0.37
conical graupel	4.6	2.6	106.9	0.65
hexagonal graupel	22.05	2.9	56.4	0.57
graupellike snow of lump type	0.12	2.1	7.6	0.28
graupellike snow of hexagonal type	0.33	2.4	4.8	0.25
densely rimed columns	0.26	2.3	52.6	0.56
densely rimed dendrites	0.12	2.3	6.1	0.33
densely rimed radiatives assemblages of dendrites	0.078	2.1	2.5	0.12
aggregates of unrimed radiating assemblages of dendrites or dendrite	0.0012	1.4	2.4	0.16
aggregates of densely rimed radiating assemblages of dendrites or dendrite	0.02	1.9	5.1	0.27
aggregates of unrimed radiating assemblages of plates, side planes, bullet and columns	0.02	1.9	11.7	0.41
aggregates of unrimed side planes	0.0006	1.4	1.9	0.12

TAB. 4.1.: Valeurs des coefficients a , b , c , d en unité S.I. pour différentes espèces de particules précipitantes (d'après Locatelli and Hobbs (1974))

espèces représentées par le modèle (vapeur, eau de nuage, glace nuageuse, pluie, grésil et agrégats) et les transferts de microphysique qui les relient. Les processus réversibles, tels que les dépôts de vapeur (resp. sublimation) ou la condensation (resp. évaporation) sont indiqués par des double flèches. Les processus de collection faisant intervenir trois espèces sont indiqués dans des cercles.

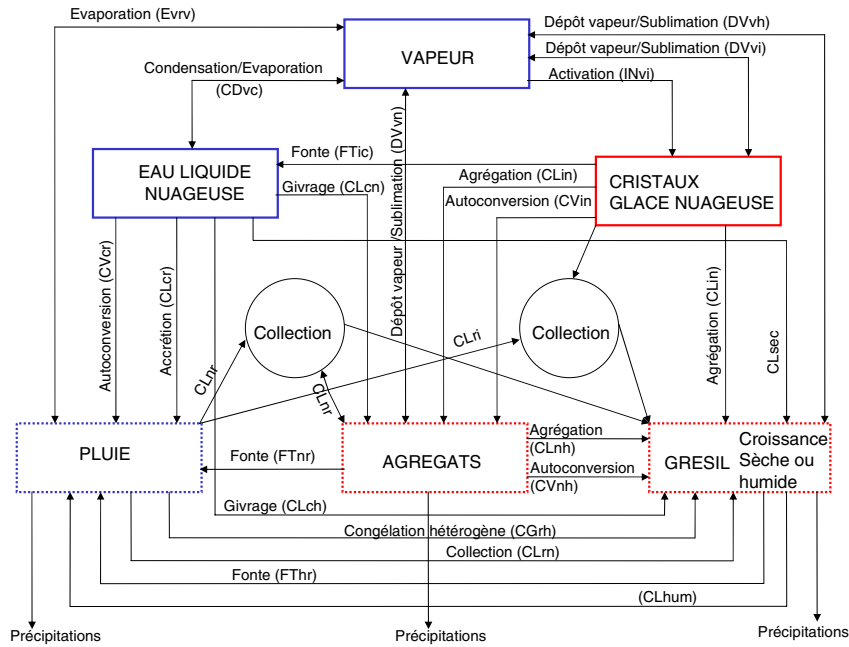


FIG. 4.9.: Diagramme des transferts entre les différentes classes d'eau prises en compte dans le modèle. Selon Caniaux (1993)

Les 30 termes de transfert d'une espèce d'eau vers une autre peuvent être regroupés en 5 catégories :

- l'activation de la glace,
- les dépôts de vapeur (et sublimations),
- les collections,
- les auto-conversions,
- et les fontes.

Nous détaillons par la suite chaque catégorie de transfert.

Les termes de microphysique sont énumérés dans le tableau K.1. La convention d'écriture consiste à désigner le terme de transfert de masse par 2 lettres en majuscule qui caractérisent le type d'échange (FT pour fonte, CL pour collection, ...) et 2 lettres minuscules qui désignent respectivement l'espèce qui disparaît puis l'espèce créée quand le terme est positif. La notation des espèces est la suivante : vapeur : v, eau nuageuse : c, glace nuageuse : i, pluie : r, grésil : h et agrégats : n.

Activation de la glace : L'activation peut apparaître sous l'effet de deux transferts : le dépôt de vapeur (IN_{vi}) et la congélation hétérogène de la pluie (CG_{rh}).

- Le dépôt de vapeur est évalué comme le minimum du taux de nucléation décrit par Stephens (1979) (relié à la concentration de noyaux glaçogène) et du taux de dépôt de vapeur fixé par l'humidité spécifique saturante par rapport à la glace et la teneur en vapeur d'eau, puisque le taux de nucléation peut dépasser le taux de vapeur disponible. Sa forme analytique est la suivante :

$$IN_{vi} = \min\left(\frac{1}{\rho}m_{i0}\frac{N_i}{\Delta t}, \frac{1}{\Delta t}\left(\frac{q_v - q_{is}(T)}{1 + \frac{L_s^2 q_{is}(T)}{C_p R_v T^2}}\right)\right) \quad (4.21)$$

où m_{i0} est la masse initiale des cristaux, N_i la concentration des noyaux glaçogènes actifs (donnée par la loi de Flechter, équation 4.16), Δt le pas de temps du modèle (ici 10 s.), q_v le contenu en vapeur, q_{is} l'humidité spécifique de saturation au-dessus de la glace (équation K.32), T et ρ respectivement la température réelle et la densité de l'air, et L_s , C_p , R_v la chaleur latente de sublimation (équation K.34), la chaleur spécifique de l'air à pression constante et R_v la constante de gaz pour l'air humide.

Ce processus, tout comme le terme de condensation (CD_{vc}), est un processus rapide, car sa constante de temps peut devenir très faible à température fortement négative. Ces termes rapides sont traités de manière explicite puisqu'ils ne sont évalués qu'à l'issue des itérations sur chaque pas de temps du calcul pour agir sur les quantités de vapeur d'eau effectivement disponible. Cela permet d'assurer efficacement la glaciation du nuage.

- La congélation hétérogène de la pluie est supposée suivre les conclusions des expériences de Vali and Stansbury (1966). Son expression analytique tient compte de la probabilité qu'une goutte de pluie de volume V , à température T se congèle après une durée t (Wisner et al. (1972)). L'expression analytique du terme CG_{rh} est :

$$CG_{rh} = \frac{\pi^2}{36} \frac{\rho_r}{\rho} B [\exp(A(T - T_0)) - 1] M_r(6) \quad (4.22)$$

où A et B sont des constantes définies par Wisner et al. (1972), $A=0.66$ °K et $B=100\text{m}^{-3}\text{s}^{-1}$, T_0 et ρ_r la température de congélation et la densité de l'eau, et $M_r(6)$ le moment d'ordre 6 de la distribution de taille de gouttes de pluies définie selon l'équation 2.20.

Dépôt de vapeur(/sublimation) : Les dépôts de vapeur (et inversement la sublimation) concerne les espèces solides que sont la glace nuageuse, les agrégats et le grésil. Le taux de diffusion de vapeur sur un cristal de glace est déterminé par analogie avec l'électrostatique. Pour simplifier,

l'hypothèse que les cristaux de changent pas de forme est posée. L'effet de ventilation supplémentaire intervient pour les 2 espèces solides précipitantes. Le développement analytique des dépôts de vapeur est relativement complexe et les détails des calcul sont traité dans la thèse de Caniaux (pages 38 à 42). Nous livrons ici les formules qui ont été implantées dans le code.

– sur la glace nuageuse (DV_{vi} , DV_{iv} pour la sublimation)

$$DV_{vi} = 4 \times 16.29(S - 1)F(T, p) \left(\frac{q_i N_{i0} \exp(\beta(T_0 - T))}{\rho} \right)^{1/2} \quad (4.23)$$

où S est le rapport de saturation de la vapeur de tension e_v à la température T de l'air ambiant ($S = \frac{e_v}{e_{si\infty}}$) où $e_{si\infty}$ désigne la tension de vapeur saturante au-dessus d'une surface infinie de glace. La fonction F est défini par commodité d'écriture par :

$$F(T, p) = \frac{1}{\frac{R_v T}{\psi e_{si\infty}(T)} + \frac{L_s^2}{R_v T^2 K}} \quad (4.24)$$

où K représente la diffusivité thermique de l'air (annexe K.6). Lorsque $(S-1)$ est négatif (sous-saturation par rapport à la glace), DV_{vi} représente la sublimation de la glace, notée DV_{iv} .

– sur les agrégats (DV_{vn} , DV_{nv} pour la sublimation). L'expression est similaire à la précédente mais fait intervenir en plus une fonction de ventilation due à leur vitesse de chute. La ventilation est représentée pour les agrégats par un coefficient de la forme (Thorpe and Mason, 1966) :

$$f(R_e) = 0.65 + 0.44 S_c^{1/3} R_e^{1/2} \quad (4.25)$$

où S_c désigne le nombre de Schmidt (ν/ψ) et R_e le nombre de Reynolds, ψ étant le taux de diffusion de la vapeur dans l'air (annexe page 333). La forme finale du taux de transfert est la suivante :

$$DV_{vn} = \frac{4}{\rho} (S - 1) F(T, p) N_{tn} [0.65 M_n(1) + 0.44 S_c^{1/3} \left(\frac{c_n \rho}{\mu} \right)^{1/2} \left(\frac{\rho_0}{\rho} \right)^{0.2} M_n \left(\frac{d_n + 3}{2} \right)] \quad (4.26)$$

– sur le grésil (DV_{vh} , DV_{hv} pour la sublimation) La ventilation est représenté ici par un coefficient de la forme (Hall and Pruppacher, 1974) :

$$f(R_e) = 0.86 + 0.28 S_c^{1/3} R_e^{1/2} \quad (4.27)$$

On obtient alors :

$$DV_{vh} = \frac{2\pi}{\rho} (S - 1) F(T, p) N_{th} [0.86 M_h(1) + 0.28 S_c^{1/3} \left(\frac{c_h \rho}{\mu} \right)^{1/2} \left(\frac{\rho_0}{\rho} \right)^{0.2} M_h \left(\frac{d_h + 3}{2} \right)] \quad (4.28)$$

Processus de collection : On distingue dans cette catégorie de taux de transferts les collisions à deux ou à trois espèces. Dans le premier cas l'espèce 1 balaie l'espèce 2 et la masse de l'espèce 1 augmente au détriment de celle de l'espèce 2. Pour une interaction à trois espèces, la collision entre 2 espèces entraînent la formation d'une troisième espèce (par exemple la collision entre cristaux de glace nuageuse et goutte de pluie entraîne la formation de grésil). Conformément aux travaux de Caniaux, les transferts suivants sont adoptés :

- si les contenus de pluie et d'agrégats sont supérieurs à un certain seuil, on a un processus à trois espèces et l'on calcule un taux $CL_{rn} + CL_{nr}$ de grésil.
- sinon il s'agit d'un processus à 2 espèces : on calcule une quantité CL_{rn} d'agrégats qui croît en consommant de la pluie.

Le critère de détermination de collision à 2 ou 3 espèces est le seuil tel que $\rho q = 10^{-4} \text{kg/m}^3$ (Lin et al., 1983). Quand la température est positive seul le terme CL_{nr} est calculé et contribue à la fonction des agrégats.

Pour établir les taux de collection, on pose l'hypothèse que les particules de même taille croissent au même taux sans tenir compte de l'aspect probabiliste des collisions. On désigne par $\bar{E}(1/2)$ l'efficacité du processus de collection de la particule 1 tombant parmi une population de particule 2. Selon les vitesses de chute des particules considérées on distingue les cas suivants :

1. l'espèce 2 est non précipitante (eau ou la glace nuageuse), le taux de collection de l'espèce 2 par de l'espèce précipitante 1 s'écrit alors :

$$CL_{21} = \frac{\pi}{4} \bar{E}(1/2) N_{t1} c_1 \left(\frac{\rho_0}{\rho}\right)^{0.4} M_1 (2 + d_1) \quad (4.29)$$

Cette formulation concerne les processus de givrage des agrégats et du grésil (CL_{cn} et CL_{ch}), de collection de glace nuageuse par le grésil (CL_{ih}), par les agrégats (CL_{in}) et par la pluie (CL_{ir}) et l'accrétion d'eau liquide nuageuse par la pluie (CL_{cr})

2. l'espèce 1 est non précipitante (eau ou la glace nuageuse), l'espèce 2 est précipitante ; le taux de collection de l'espèce précipitante 1 par l'espèce 2 s'écrit alors :

$$CL_{21} = \frac{\pi}{4} \bar{E}(2/1) \frac{N_{t2}}{\bar{m}_1} a_2 c_2 \left(\frac{\rho_0}{\rho}\right)^{0.4} M_2 (b_2 + 2 + d_2) \quad (4.30)$$

où \bar{m}_1 est la masse moyenne des cristaux de glace nuageuse ($\bar{m}_1 = 6 \times 10^{-12}$). Le taux de variation de la pluie au cours des collisions avec la glace nuageuse (CL_{ri}) est calculé avec cette formule.

3. les 2 espèces en présence sont précipitantes : La différence des vitesses terminales de chute est approximé par les vitesses terminales

de chute moyennées par la masse et on utilise comme efficacité de collection un coefficient moyen. Le taux s'écrit ainsi :

$$CL_{21} = \frac{\pi}{4\rho} |\bar{V}_2 - \bar{V}_1| \bar{E}(1/2) N_{t1} N_{t2} [M_1(2)M_2(b_2) \times \\ + M_2(b_2 + 2) + 2M_1(1)M_2(1 + b_2)] \quad (4.31)$$

Les taux de collection d'agrégats par le grésil (CL_{nh}), de pluie par le grésil (CL_{rh}), de neige par la pluie (CL_{nr}) et de pluie par la neige (CL_{rn}) sont calculés à partir de cette formule.

Les coefficients d'efficacité dépendent des caractéristiques des particules et du milieu ambiant. Nous prendrons, comme l'a posé Caniaux selon les travaux de Lin et al. (1983) :

$$E(h/c) = E(h/r) = E(n/c) = E(n/r) = E(r/c) = 1 \quad (4.32)$$

Il semble d'après des données expérimentales que les interactions avec la glace nuageuse conduisent à des valeurs d'efficacité inférieure à 1 (Caniaux (1993)). Pour l'interaction avec la pluie, Caniaux propose la formulation suivante déduite des observations de Kajikawa (1974) :

$$E(r/i) = 0.047 + 2274\rho q_r - 1.546 \times 10^6(\rho q_r)^2 \\ \text{si } \rho q_r \leq 0.75g/m^3 \quad (4.33)$$

$$E(r/i) = 0.875 \text{ si } \rho q_r > 0.75g/m^3 \quad (4.34)$$

Caniaux utilise une formulation dépendante de la température pour l'interaction agrégats-glace nuageuse

$$E(n/i) = \exp[0.02057(T - T_0) - 0.2563] \quad (4.35)$$

et pour la collection agrégats-grésil, une dépendance plus faible en température :

$$E(h/n) = 0.7793 \exp[0.11684(T - T_0)] \quad (4.36)$$

Pour les collisions entre glace nuageuse et grésil, Caniaux distingue 2 efficacités correspondant à deux modes de croissance, sèche et humide (voir ci-dessous) : on prendra $E(h/i) = 0.1$ en croissance sèche et $E'(h/i) = 1$ en croissance humide (Lin et al., 1983).

Selon toujours les travaux de Caniaux, le modèle de microphysique froid considère 2 modes de croissance du grésil. On parle de *croissance sèche* lorsque la température de surface du grésil reste inférieure à 0 °C et que toute l'eau collectée par le grésil peut se congeler en surface. Dans le cas de fort contenu en eau de nuage ou par une augmentation de la fréquence des collisions, la température de surface du grésil peut atteindre 0 °C :

toute l'eau ne peut se congeler et un film liquide se forme autour de la particule.

La croissance sèche est la somme des termes de collection des agrégats, de la pluie, de l'eau et de la glace nuageuse par le grésil :

$$CL_{sec} = CL_{nh} + CL_{rh} + CL_{ch} + CL_{ih} \quad (4.37)$$

Au cours du processus de croissance humide, toute l'eau liquide collecté par le grésil est supposée s'évacuer de la surface et donne de la pluie (Lin et al., 1983). Le taux de croissance se base sur le calcul du taux de congélation de l'eau liquide collecté en égalant le taux de dégagement de chaleur latente de congélation par le taux de chaleur transféré vers le milieu ambiant par convection et évaporation de surface (Musil, 1970). Le taux de croissance humide s'écrit selon Caniaux :

$$CL_{hum} = \frac{2\pi N_{th}}{\rho(L_f - C_w(T_0 - T))} \left[K(T_0 - T) + \frac{L_v \psi}{R_v T} (e_{vs}(T_0) - e_v) \right] \times \\ \left[0.86 M_h(1) + 0.28 S_c^{1/3} \left(\frac{c_h \rho}{\mu} \right)^{1/2} \left(\frac{\rho_0}{\rho} \right)^{0.2} M_h \left(\frac{d_h + 3}{2} \right) \right] \\ + (CL'_{ih} + CL'_{nh}) \left(1 + \frac{C_i(T_0 - T)}{L_f - C_w(T_0 - T)} \right) \quad (4.38)$$

où CL'_{ih} et CL'_{nh} désignent respectivement les taux de collection de glace nuageuse et d'agrégats par le grésil affectés de nouveaux coefficients d'efficacité pris égaux à l'unité pour exprimer la plus grande efficacité à la collection par croissance humide (Caniaux, 1993).

Pour déterminer laquelle des croissances prévaut, les 2 taux de croissance sèche et humide sont calculés selon les équations 4.37 et 4.38, le plus faible taux détermine alors le type de croissance.

La croissance humide du schéma de microphysique de Caniaux permet de traiter le processus de *water shedding*. Ce processus, très efficace, transfère de l'eau liquide nuageuse en pluie par l'intermédiaire du grésil. Il s'écrit

$$CL'_{rh} = CL_{hum} - CL_{ch} + CL'_{ih} + CL'_{nh} \quad (4.39)$$

où CL'_{ih} désigne le taux de collection de la glace nuageuse affectée d'un coefficient d'efficacité de 1 au lieu de 0.1, CL'_{nh} celui des agrégats où le coefficient d'efficacité vaut 1 au lieu de celui donné par l'équation 4.35. Le *water shedding* n'apparaît que si toute l'eau liquide nuageuse ne peut être congelée donc si CL'_{rh} est négatif. Si CL'_{rh} est positif, il représente alors la quantité de pluie qui peut se congeler en plus de la glace nuageuse.

Processus d'auto-conversion : Ces processus apparaissent suite aux croissances par givrage, agrégation ou dépôt de vapeur. L'auto-conversion de

la glace nuageuse en agrégats (CV_{in}), s'apparente à celle proposé par Kessler pour l'eau nuageuse en pluie ; il prend la forme analytique suivante :

$$CV_{in} = \max[0, \alpha(q_i - q_{icri})] \quad (4.40)$$

où α représente une constante de temps (fonction de la température) et q_{icri} le seuil d'auto-conversion (0.5g/kg).

L'auto-conversion des agrégats en grésil apparait quand la température est négative et par condition suffisamment givrante. Les travaux de Lin et al. (1983), Richard and Chaumeriac (1989), Cotton et al. (1986) ont incité Caniaux à tenir compte de la notion de seuil de givrage C_g au-dessus duquel on considère que la particule d'agrégats est converti en grésil. Ce processus prend alors la forme analytique :

$$CV_{nh} = \max(0, CL_{cn} - \frac{C_g N_{tn}}{\rho}) \quad (4.41)$$

où $C_g = 10^{-9} \text{s}^{-1}$, ce qui correspond à peu près au taux de givrage d'une particule de grésil dans un milieu dont le contenu en eau liquide est proche de 1 g/m^3 .

Processus de fonte : – Fonte de la glace nuageuse (FT_{nr}) : On suppose que ce processus donne systématiquement de l'eau liquide nuageuse et ce de façon instantanée. Il s'écrit donc pour les cellules de calcul possédant une température positive :

$$FT_{ic} = -\frac{q_i}{\Delta t} \quad (4.42)$$

– Fonte des agrégats (FT_{nr}) : leur structure disparaît et produit de la pluie. Les hypothèses de calcul sont détaillées par Caniaux et tiennent compte des transfert d'énergie par conduction de chaleur et évaporation du film d'eau liquide entourant la particule d'agrégat à sa surface. Ce terme s'écrit :

$$\begin{aligned} FT_{nr} = & -\frac{4N_{tn}}{\rho L_f} [K(T - T_0) + \frac{L_v \psi}{R_v T} (e_v - e_{vs}(T_0))] \\ & [0.65M_n(1) + 0.44S_c^{1/3} (\frac{c_n \rho}{\mu})^{1/2} (\frac{\rho_0}{\rho})^{0.2} M_n (\frac{d_n + 3}{2})] \\ & + \frac{C_w}{L_f} (T - T_0) (CL_{cn} + CL_{rn}) \end{aligned} \quad (4.43)$$

– Fonte du grésil (FT_{hr}) : les considérations physiques de ce processus sont similaires au précédent avec une fonction de ventilation et une

capacitance spécifique. Ce terme s'écrit :

$$\begin{aligned}
 FT_{hr} = & -\frac{2\pi N_{th}}{\rho L_f} \left[K(T - T_0) + \frac{L_v \psi}{R_v T} (e_v - e_{vs}(T_0)) \right] \\
 & [0.86 M_h(1) + 0.28 S_c^{1/3} \left(\frac{c_h \rho}{\mu} \right) (1/2) \left(\frac{\rho_0}{\rho} \right)^{0.2} M_h \left(\frac{d_h + 3}{2} \right)] \\
 & + \frac{C_w}{L_f} (T - T_0) (CL_{ch} + CL_{rh}) \quad (4.44)
 \end{aligned}$$

Processus de microphysique chaude : Le traitement utilisé dans le travail de Caniaux est identique à celui de Redelsperger and Lafore (1988). Il comprend le terme de condensation

$$CD_{vc} = \frac{q_v - q_s}{\Delta t \left[1 + \frac{L_v^2 q_s}{R_v C_p T^2} \right]} \quad (4.45)$$

où Δt désigne le pas de temps du modèle, L_v la chaleur latente de vaporisation, et q_s le contenu de vapeur saturante par rapport à l'eau.

L'auto-conversion s'exprime de manière similaire au schéma de Kessler où q_{ccri} équivaut à la variable de seuil m^* du schéma de Kessler :

$$CL_{cr} = \max(0, \alpha(q_c - q_{ccri})) \quad (4.46)$$

avec α , coefficient d'auto-conversion ($\alpha = 10^{-3} \text{s}^{-1}$) et $q_{ccri} = 10^{-3} \text{kg/kg}$

4.5.2.3. Équations de conservations

Une équation de conservation est écrite pour chacune des espèces d'eau prise en compte dans le modèle et ont été greffées au code de dynamique en utilisant la possibilité de rajouter à chaque équation un terme puits' ou sources. À celles-ci s'ajoute l'équation de conservation de l'énergie écrite en terme de température potentielle. Il vient en reprenant la notation de Caniaux :

– à température négative

$$\begin{aligned} \frac{dq_v}{dt} = & \left(\frac{dq_v}{dt}\right)_D - CD_{vc} + CD_{cv} - IN_{vi} - DV_{vi} + DV_{iv} \\ & - DV_{vh} + DV_{hv} - DV_{vn} + DV_{nv} + EV_{rv} \end{aligned} \quad (4.47)$$

$$\frac{dq_c}{dt} = \left(\frac{dq_c}{dt}\right)_D + CD_{vc} - CD_{cv} - CV_{cr} - CL_{cr} - CL_{cn} - CL_{ch} \quad (4.48)$$

$$\begin{aligned} \frac{dq_i}{dt} = & \left(\frac{dq_i}{dt}\right)_D + IN_{vi} + DV_{vi} - DV_{iv} - CV_{in} - CL_{in} \\ & - \delta_2 CL_{ih} - (1 - \delta_2) CL'_{ih} - CL_{ir} \end{aligned} \quad (4.49)$$

$$\begin{aligned} \frac{dq_n}{dt} = & \left(\frac{dq_n}{dt}\right)_D + DV_{vn} - DV_{nv} + CV_{in} - CV_{nh} + CL_{cn} + CL_{in} - \delta_2 CL_{nh} \\ & - (1 - \delta_2) CL'_{nh} + \delta_1 CL_{nr} - (1 - \delta_1) CL_{nr} - PR_n \end{aligned} \quad (4.50)$$

$$\begin{aligned} \frac{dq_h}{dt} = & \left(\frac{dq_h}{dt}\right)_D - CV_{nh} + CL_{ir} + CL_{ri} + DV_{vh} - DV_{hv}(1 - \delta_1) \\ & (CL_{nr} + CL_{rn}) + \delta_2 CL_{sec} + (1 - \delta_2) CL_{hum} + CG_{rh} - PR_h \end{aligned} \quad (4.51)$$

$$\begin{aligned} \frac{dq_r}{dt} = & \left(\frac{dq_r}{dt}\right)_D + CV_{cr} + CL_{cr} - CG_{rh} - EV_{rv} - CL_{ri} \\ & - CL_{rn} - \delta_2 CL_{rh} - (1 - \delta_2) CL'_{rh} - PR_r \end{aligned} \quad (4.52)$$

$$\begin{aligned} \frac{d\theta}{dt} = & \left(\frac{d\theta}{dt}\right)_D + \frac{L_f \theta}{C_p T} (CL_{cn} + CL_{ri} + CL_{rn} + CL_{ch} + CG_{rh} + \delta_2 CL_{rh} \\ & + (1 - \delta_2) CL'_{rh}) + \frac{L_v \theta}{C_p T} (CD_{vc} - CD_{cv} - EV_{rv}) + \frac{L_s \theta}{C_p T} \\ & (IN_{vi} + DV_{vi} - DV_{iv} + DV_{vh} - DV_{hv} + DV_{vn} - DV_{nv}) \end{aligned} \quad (4.53)$$

où PR_i est le terme de chute ($i=r,n,h$; section 4.5.2.4) et où $\delta_1=1$ si q_n et $q_r < 0.1$ g/kg et 0 sinon et $\delta_2=1$ si la croissance est sèche et 0 sinon – à température positive

$$\frac{dq_v}{dt} = \left(\frac{dq_v}{dt}\right)_D - CD_{vc} + CD_{cv} + EV_{rv} \quad (4.54)$$

$$\begin{aligned} \frac{dq_c}{dt} = & \left(\frac{dq_c}{dt}\right)_D + CD_{vc} - CD_{cv} - CV_{cr} - CL_{cr} - CL_{cn} \\ & - CL_{ch} + FT_{ic} \end{aligned} \quad (4.55)$$

$$\frac{dq_i}{dt} = \left(\frac{dq_i}{dt}\right)_D - FT_{ic} \quad (4.56)$$

$$\frac{dq_n}{dt} = \left(\frac{dq_n}{dt}\right)_D - CL_{nh} - CL_{nr} - PR_n - FT_{nr} \quad (4.57)$$

$$\frac{dq_h}{dt} = \left(\frac{dq_h}{dt}\right)_D - CL_{nh} - CL_{nr} - PR_h - FT_{hr} \quad (4.58)$$

$$\frac{dq_r}{dt} = \left(\frac{dq_r}{dt}\right)_D + CV_{cr} + CL_{cr} - EV_{rv} - PR_r \quad (4.59)$$

$$\begin{aligned}\frac{d\theta}{dt} &= \left(\frac{d\theta}{dt}\right)_D + \frac{L_f\theta}{C_p T}(-FT_{nr} - FT_{hr} - FT_{ic} - CL_{nr}) \\ &\quad + \frac{L_v\theta}{C_p T}(CD_{vc} - CD_{cv} - EV_{rv})\end{aligned}\quad (4.60)$$

où la dérivée Lagrangienne se décompose de la manière suivante :

$$\frac{d\alpha}{dt} = \frac{\partial\alpha}{\partial t} + \frac{1}{\rho}\text{div}(\rho\alpha\vec{V})\quad (4.61)$$

Les termes en $\left(\frac{\partial}{\partial t}\right)_D$ désignent la contribution de la diffusion, et PR_i (avec $i=r,n,h$) les termes de vitesses de chute.

4.5.2.4. Vitesses de chute

Les termes de chute sont exprimées dans le systèmes d'équation de conservation des espèces d'eau par le terme PR_i où $i=r,n,h$ pour respectivement la pluie, les agrégats et le grésil. Il s'écrit sous la forme d'un terme de transport soumis à la vitesse V_i :

$$PR_i = -\frac{1}{\rho}\frac{\partial}{\partial z}[\rho\bar{V}_i q_i]\quad (4.62)$$

où $i=r,n,h$.

Les vitesses utilisées sont les vitesses moyennes terminales de chute pondérée par la masse :

$$\bar{V} = \frac{\int_0^\infty v(D)m(D)n(D)dD}{\int_0^\infty m(D)n(D)dD} = c\frac{M(b+d)}{M(b)}\left(\frac{\rho_0}{\rho}\right)^{0.4}\quad (4.63)$$

La vitesse de chute de la pluie, des agrégats et du grésil est supposée suivre une loi de puissance fonction de des diamètres de particules (Locatelli and Hobbs (1974)) :

$$V_i(D) = c_i D_i^d \left(\frac{\rho_0}{\rho}\right)^{0.4}\quad (4.64)$$

où c et d sont les constantes obtenues à partir de mesures expérimentales dont certaines valeurs sont reportées en table 4.1. Le terme $\left(\frac{\rho_0}{\rho}\right)^{0.4}$ où ρ_0 désigne la densité de l'air au sol, permet de tenir compte des variations de vitesse de chute avec l'altitude (Foote and Du toit, 1969).

4.5.2.5. Formalisme des distributions de tailles de particules

Dans la littérature, les distributions dimensionnelles utilisées généralement pour les gouttes de pluie et les particules de glaces sont des relations exponentielles inverses décroissantes, de type Marschall-Palmer (chapitre 2.5.1.2). La forme générale de ce type de distribution est rappelée :

$$n(D) = N_0 \exp(-\lambda D)\quad (4.65)$$

où D désigne le diamètre équivalent de la goutte, λ le paramètre de pente et N_0 l'ordonnée à l'origine de la distribution.

Qu'ils s'agissent de gouttes de pluie et de particules de glace, les choix de N_0 et λ que l'on peut relever sont très divers. Concernant la pluie, Marshall (1948) proposaient un N_0 constant et λ variable alors que Waldvogel (1974) montra qu'une même intensité de précipitation pouvait cacher des sauts important du paramètres N_0 (chapitre 2.5.1.2, page 38). Pour les particules solides, certains auteurs prennent N_0 constant (Lin et al., 1983), (Rutledge and Hobbs, 1983) ou (Rutledge and Hobbs, 1984); d'autres un paramètre constant de pente (Cotton et al., 1982) invoquant l'éclatement des cristaux. Stephens (1979) choisit un nombre constant de particules ($N_t = N_0/\lambda$). Des mesures et des études empiriques ou théoriques indiquent que ni N_0 ni λ ne seraient constant (Houze et al., 1979), (Cheng and English, 1983), ou (Passarelli and Srivastana, 1978). Selon Passarelli, il existerait une relation de la forme $N_0 = C\lambda^3$, où C est une constante dépendante de la dynamique du nuage, Houze et al. (1980), proposent, d'après des mesures dans les nuages frontaux une proportionnalité entre N_0 et $\lambda^{1.6}$, tandis que Yeh et al. (1987) obtiennent une proportionnalité entre N_0 et $\lambda^{2.8}$.

Dans la suite de cette recherche et selon les travaux originaux de Caniaux (1993) qui a parcouru de nombreuses publications concernant des observations expérimentales, nous considérons le formalisme de distribution dimensionnelle de la forme suivante :

$$N = C\lambda^x \quad (4.66)$$

où les constantes C et x dépendent de la catégorie de particules et doivent être ajustées selon des considérations physiques. Les cas où $x=0$ et $x=1$ correspondent respectivement aux cas particuliers où N_0 et N_t sont constants, alors que $x=-1$ revient à supposer constant le paramètre de pente λ . En fait, puisque l'on souhaite reproduire approximativement l'élargissement du spectre (une diminution de λ) par le processus de coalescence (diminution de N), il est impératif que x soit positif (schéma 4.10). Cette formulation permet ainsi de traiter implicitement le processus d'agrégation. De plus, l'étude de sensibilité menée par Caniaux montre qu'il existe une relation entre C et x de la forme :

$$\log_{10} C = -3.55x + 3.89 \quad (4.67)$$

ce qui réduit le degré de liberté pour le choix des constantes C et x .

Dans ce contexte, le contenu spécifique s'écrit :

$$\rho q = \int_0^{\infty} m(D)n(D)dD = aN_t M(b) \quad (4.68)$$

et le paramètre de pente :

$$\lambda = \left(\frac{aCG(b)}{\rho q} \right)^{\frac{1}{b+1-x}} \quad (4.69)$$

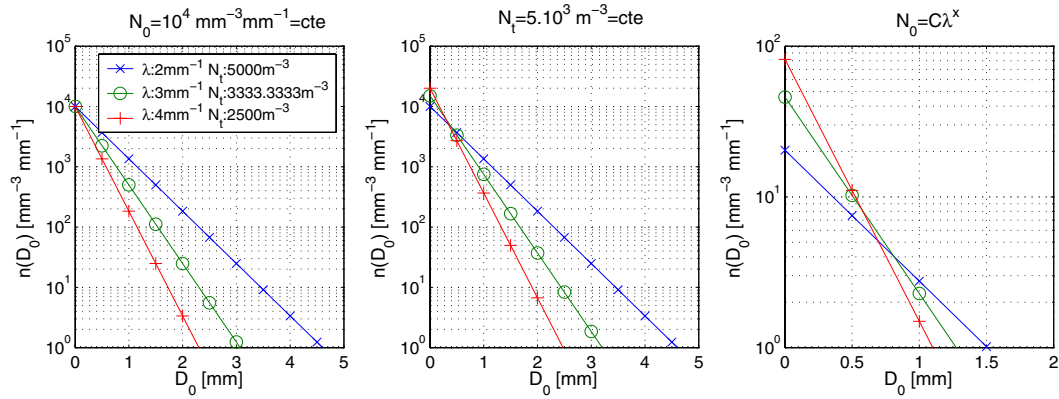


FIG. 4.10.: Distribution Marshall Palmer pour N_0 constant (a), N_t constant (b) et pour $N_0 = c \lambda^x$ avec $c = 5.1$ et $x = 2$ (c), les cas (a) et (b) représente 2 spectres de pluies tandis que le cas (c) est proche d'une distribution de taille d'agrégats

4.5.2.6. Choix des constantes microphysiques

Les constantes du schéma de microphysique se divisent en trois catégories :

1. a et b concernent les relations dimensionnelles (équations 4.19 et 4.20),
2. c et d conditionnent les vitesses de chute (équation 4.64)
3. C et x s'adressent spécifiquement aux distributions dimensionnelles où x caractérise le degré de liberté de N_0 par rapport à λ et C l'amplitude de cette dépendance (équation 4.66)

Ainsi, le couple de paramètre (a , b) revient à choisir quand il s'agit de particules solides, un certain type de particules plutôt qu'un autre. Pour la pluie, leurs valeurs sont uniformément définies puisqu'on considère la goutte de pluie comme une sphère de masse égale ayant un diamètre équivalent D_0 (section 2.5.1.2), il vient ainsi $a = \rho\pi/6$ et $b=3$. Concernant le grésil et les agrégats, Yeh et al. (1987) et Houze and Churchill (1984) rapportent que la zone stratiforme de la ligne de grain est formée de larges agrégats généralement givrés, formés par agrégation de cristaux essentiellement dendritiques et de petites particules de grésil plus ou moins sphériques. Ces observations éparses ont incité Caniaux (1993) à prendre les valeurs reportés dans le tableau 5.1. Les agrégats choisis correspondent selon la classification de Locatelli and Hobbs (1974) (tableau 4.1) à des agrégats de petits cristaux dendritiques et le grésil à des 'lump graupels', plus ou moins sphériques comme en témoignent le coefficient b , proche de 3.

Dès que le couple de valeurs a et b est choisi, les paramètres c et d en découlent puisqu'il s'agit d'approximer (par des lois de la forme de l'équation 4.64) la vitesse de chute mesurée du type de particules considéré. Les vitesses de chute à la densité de référence pour les valeurs des constantes

reportées dans le tableau 5.1 en fonctions des diamètres de particules sont représentées graphiquement en figure 4.11.

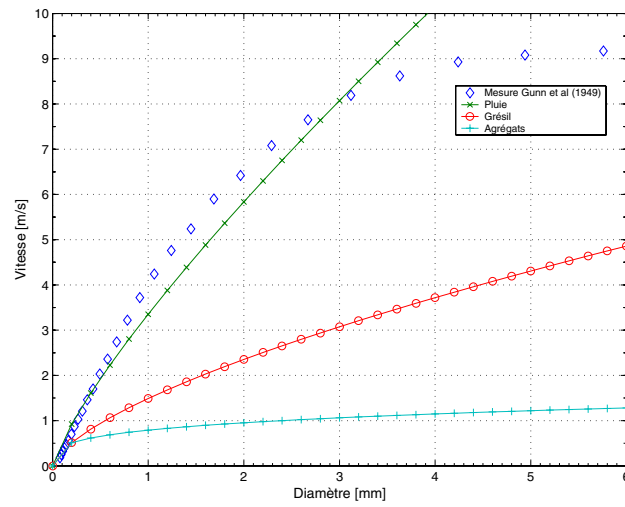


FIG. 4.11.: Vitesses de chute calculées à la densité de référence pour les constantes utilisées définissant l'agrégat, le grésil et la pluie

5. Calcul numérique des précipitations extrêmes

Ce chapitre présente le contenu et la validation de l'outil numérique de simulation des précipitations issu du travail de thèse.

Parmi les modèles de simulation de l'atmosphère, on distingue différentes familles, qui s'utilisent pour des applications spécifiques selon les phénomènes prépondérants et les extensions spatiales et temporelles qu'ils intègrent. On distingue :

Modèles globaux de circulation, décrivant l'atmosphère et l'océan. Ils constituent une base valable pour évaluer les changements moyens du climat futur, à l'échelle planétaire voire continentale. En revanche leur résolution spatiale grossière et les incertitudes liées aux interactions entre les phénomènes atmosphériques (figure 1.2) à différentes échelles, interdisent toute forme de prévision au niveau local. Ces modèles servent à initialiser les modèles météorologiques qui fournissent les prévisions atmosphériques à court échéance.

Modèles météorologiques. Ce sont des modèles physiques avec des résolutions allant de quelques dizaines de kilomètres à quelques kilomètres. Ils s'utilisent sur des domaines aux extensions spatiales limitées et nécessitent des conditions de bord fournis généralement par un modèle global. Ils permettent de prévoir à méso-échelle les conditions météorologiques et, en particulier, les températures et précipitations moyennes futures. Les données obtenues peuvent être introduites dans des modèles de comportement hydrologique pour étudier l'impact des précipitations sur la réaction du sol et les régimes des cours d'eau. On peut ainsi détecter à un stade plus ou moins précoce l'occurrence d'événements de crues.

Modèles atmosphériques événementiels disposent de formulations des phénomènes physiques les plus détaillées. Ces modèles ne sont pas destinés à des calculs de prévision et la complexité des processus pris en compte peut souvent rendre le temps de calcul plus long que le temps physique. Ils privilégient en effet la qualité de la modélisation des phénomènes physiques plutôt que la rapidité de calcul. Ils permettent donc de dimensionner et localiser des événements atmosphériques dans le but par exemple d'améliorer la compréhension de phénomènes complexes (par des études de sensibilités) ou, comme dans ce travail d'évaluer, les pluies extrêmes.

5.1. Modèle atmosphérique événementiel

Si les modèles de prévisions météorologiques nécessitent pour être précis en prévision, des conditions de bord respectant les structures inhomogènes de la nature dans l'espace et dans le temps, les modèles événementiels peuvent être initialisés, tout au moins pour le dimensionnement d'événement extrêmes par des profil de variables atmosphériques théoriques.

Pour des simulations suffisamment détaillées et réalistes, le modèle doit être capable de simuler des caractéristiques des écoulements atmosphériques à méso-échelle (figure 1.2). Cela nécessite que le modèle soit suffisamment flexible pour être appliqué aussi bien à l'échelle nationale (échelle meso- β) qu'à l'échelle locale (échelle meso- γ , pour une vallée de montagne par exemple).

Le modèle atmosphérique présenté dans ce travail a été développé sur la base du code de calcul industriel de mécanique des fluides (CFX4.2, Ansys Int.). Ce code de calcul résout le système d'équation de Reynolds sur un réseau d'éléments finis par la technique des volumes finis. Le système de coordonnées est cartésien selon les 3 dimensions ce qui permet de traiter des pentes jusqu'à 70% d'inclinaison. Le code est totalement hydrodynamique et résout les 3 équations de conservation de la quantité de mouvement et celle de conservation de la masse pour les champs de pression et de vitesse (section 5.1.1.1). La fermeture des équations de turbulence est obtenue par le schéma $k-\epsilon$ (Launder and Spalding, 1972). La température potentielle est calculé à partir de l'équation de conservation de l'énergie (première lois de thermodynamique). La rugosité au sol et l'effet des forces de Coriolis ont été incorporé au code selon les formulation de profil de couche limite atmosphérique de Zilitinkevitch et al. (1998).

5.1.1. Dynamique de l'atmosphère

Les équations et approximations concernant la dynamique de l'atmosphère résultent des développements effectués au laboratoire et ont été validées lors du travail de doctorat de Montavon (1998) concernant l'estimation du potentiel éolien. La dynamique de l'atmosphère a été calibrée sur 3 cas de références soit : la montagne gaussienne bi-dimensionnelle, le cas de la tempête de Boulder du 11 janvier 1972, et la campagne de mesures tri-dimensionnelle d'Askervein Hill (voir la thèse de Montavon (1998)). Pour chacun des cas, les champs de vents et de température potentielle furent reproduits fidèlement voire de manière excellente.

Nous reprenons succinctement les équations du mouvement auxquelles s'ajoute pour former le modèle atmosphérique complet, les équations de conservation des espèces d'eau (section 4.5.1 pour la modèle chaud de Kessler et 4.5.2 pour le modèle froid de Caniaux).

5.1.1.1. Les équations du modèle de calcul CFX4

Les équations résolues par défaut par CFX4 sont écrites sous la forme locale. Ce sont les équations moyennées standard utilisées en mécanique des fluides :

1. Équation de continuité :

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial (\rho U_i)}{\partial x_i} = 0 \quad (5.1)$$

2. Équation de conservation de la quantité de mouvement :

$$\frac{\partial U_i}{\partial t} + \frac{\partial (\rho U_i U_j)}{\partial x_j} = F_i + \frac{\partial \sigma_{ij}}{\partial x_j} \quad (5.2)$$

avec

$$\sigma_{ij} = -p' \delta_{ij} + \mu_{eff} \left(\frac{\partial U_i}{\partial x_j} + \frac{\partial U_j}{\partial x_i} \right) \quad (5.3)$$

où F_i désigne les composantes du vecteur des forces volumiques agissant sur la particule fluide (force de Coriolis ou de flottaison, par exemple), $\mu_{eff} = \mu + \mu_T$ la viscosité effective du fluide qui est la somme de la viscosité moléculaire et de la viscosité turbulente, et $p' = p + \frac{2}{3}\rho k + \frac{2}{3}\mu_{eff} \frac{\partial U_i}{\partial x_i} - \rho \vec{g} \cdot \vec{x}$ la somme de la pression totale p qui agit sur le fluide plus les contributions associées à l'énergie turbulente k et la divergence du flux auxquelles est soustraite la contribution hydrostatique de référence.

3. Équation de conservation de l'énergie :

$$\frac{\partial (\rho H)}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\rho U_j H - \left(K + \frac{\mu_T}{\sigma_H} C_p \right) \frac{\partial T}{\partial x_j} \right) = \frac{\partial p}{\partial t} \quad (5.4)$$

où K est la conductivité thermique du fluide, T la température réelle, H l'enthalpie totale ($H = h + \frac{1}{2}(U^2 + V^2 + W^2)$ avec h enthalpie thermodynamique), C_p la chaleur spécifique à pression constante, et σ_H le nombre de Prandtl turbulent pour la chaleur. . L'équation de conservation de l'énergie est fermée en utilisant une équation constitutive reliant l'enthalpie potentielle à la pression et la température.

En plus des équations mentionnées ci-dessus, le modèle permet de résoudre, pour toute variable scalaire ϕ additionnelle, une équation de transport diffusion du type :

$$\frac{\partial (\rho \phi)}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_i} \left(\rho U_i \phi - \Gamma \frac{\partial \phi}{\partial x_i} \right) = S \quad (5.5)$$

où Γ est le coefficient de diffusion du scalaire et S les termes puits et sources spécifiés par l'utilisateur.

Plusieurs modèles de turbulence sont disponibles dans la version standard de CFX4. Parmi eux, nous présentons seulement le modèle k- ϵ (Launder and Spalding, 1972) avec ces 2 équations de conservation pour l'énergie turbulente k et le taux turbulent de dissipation ϵ :

$$\frac{\partial(\rho k)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho k U_i)}{\partial x_i} = \frac{\partial}{\partial x_i} \left[\left(\mu + \frac{\mu_T}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial x_i} \right] + P + G - \rho \epsilon \quad (5.6)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial(\rho \epsilon)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho \epsilon U_i)}{\partial x_i} &= \frac{\partial}{\partial x_i} \left[\left(\mu + \frac{\mu_T}{\sigma_\epsilon} \right) \frac{\partial \epsilon}{\partial x_i} \right] \\ &+ C_1 \frac{\epsilon}{k} ((P + C_3 \max(G, 0)) - C_2 \rho \frac{\epsilon^2}{k}) \end{aligned} \quad (5.7)$$

où P est le terme de production de cisaillement :

$$P = \mu_{eff} \frac{U_i}{\partial x_j} \left(\frac{\partial U_i}{\partial x_j} + \frac{\partial U_j}{\partial x_i} \right) - \frac{2}{3} \frac{U_j}{\partial x_j} \left(\rho k + \mu_{eff} \frac{U_l}{\partial x_l} \right) \quad (5.8)$$

G le terme de production de flottaison :

$$G = -\frac{\mu_{eff}}{\rho \sigma_H} \vec{g} \cdot \vec{\nabla} \rho \quad (5.9)$$

et μ_T la viscosité turbulente :

$$\mu_T = C_\mu \rho \frac{k^2}{\epsilon} \quad (5.10)$$

Les valeurs par défaut du modèle de turbulence sont $C_1=1.44$, $C_2=1.92$, $C_3=0$, $C_\mu=0.09$ et $\sigma_\epsilon=0.7179$, $\sigma_k=1$, $\sigma_H=0.9$.

Le système d'équation complet est résolu sur une grille régulière par la méthode des volumes finis, toutes les variables étant définies au centre de chaque volume de contrôle. La pression et la vitesse sont couplées par un algorithme itératif du type SIMPLE (Van Doormal and Raithby, 1984). Pour éviter des oscillations entre la pression et la vitesse, la composante normale de la vitesse de chaque face du volume de contrôle est interpolée par la l'algorithme de Rhie et Chow (Rhie and Chow, 1983). Plus de détails sur les caractéristiques du modèle sont donnés dans les manuels d'utilisation de CFX4.4 (AEA Technology, 2001b).

5.1.1.2. Équations du mouvement

Les équations sont résolues en posant l'hypothèse de Boussinesq qui consiste à négliger les effets de la température sur la densité sauf pour le terme de flottabilité. Pour tous les autres termes, la densité est maintenue constante dans le temps selon un profil de référence hydrostatique $\rho_h(z)$.

Les forces de Coriolis sont ajoutées dans les équations de quantité de mouvement pour les composantes horizontales u et v de la vitesse afin de reproduire l'effet de rotation de la Terre sur les profils verticaux de vents dans la couche limite atmosphérique. L'approximation géostrophique est aussi posée; elle correspond à relier les composantes horizontales de la vitesse en altitude ($U_{i,geo}$) et le gradient de pression par les équations suivantes : $\frac{\partial p}{\partial x} = \rho f U_{2,geo}$ et $\frac{\partial p}{\partial y} = -\rho f U_{1,geo}$.

L'équation de continuité s'écrit avec l'hypothèse de fluide anélastique :

$$\frac{\partial(\rho_h U_i)}{\partial x_i} = 0 \quad (5.11)$$

et celle de conservation de mouvement devient :

$$\begin{aligned} \frac{\partial U_i}{\partial t} + \frac{\partial(\rho U_i U_j)}{\partial x_j} = & -\frac{\partial p'}{\partial x_j} \delta_{ij} + \frac{\partial}{\partial x_j} [\mu_{eff} (\frac{\partial U_i}{\partial x_j} + \frac{\partial U_j}{\partial x_i})] \\ & + (\rho_h - \rho) g \delta_{i3} \\ & + \rho_h [f(U_2 - U_{2,geo}) \delta_{i1} - f(U_1 - U_{1,geo}) \delta_{i2}] \end{aligned} \quad (5.12)$$

où $f=2\Omega \sin(\varphi)$ est le paramètre de Coriolis (Ω étant la vitesse angulaire de rotation de la Terre et φ la latitude). La version standard du code CFX fonctionne avec une équation de conservation de l'énergie et un terme de flottaison dans l'équation de la vitesse verticale écrit en fonction de la température réelle. De plus, le terme de pression de l'équation de conservation de la quantité de mouvement est défini comme une déviation de l'état hydrostatique pour lequel la pression décroît linéairement avec l'altitude. Ceci est inapproprié par la simulation d'une atmosphère stratifiée de plusieurs kilomètres d'épaisseur. C'est pourquoi, en utilisant la possibilité d'inclure des équations supplémentaires, la conservation de l'énergie standard de CFX a été remplacée par une équation formulée en terme de température potentielle.

L'équation de l'énergie est donc

$$\frac{\partial \theta}{\partial t} + \frac{\partial(\rho \theta U_i)}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_i} \left[\frac{\mu_T}{\sigma_\theta} \frac{\partial \theta}{\partial x_i} \right] + \text{termes sources} \quad (5.13)$$

C'est une équation de type advection diffusion pour la variable θ identique aux équations scalaires que CFX4 peut résoudre 5.5. Les sources dans l'équation 5.13 représentent les flux radiatifs ou de chaleur latente qui peuvent apparaître durant les processus non adiabatiques.

5.1.1.3. Hypothèses supplémentaires

Un état hydrostatique de référence (dénnoté par l'indice 'h') est défini et correspond à un atmosphère en équilibre. Sur la base d'un profil de température $T(z)$, le profil hydrostatique de pression $p_h(z)$ est calculé numériquement en intégrant l'équation $dp_h = -\rho_h(z)gdz$, en supposant que l'air suit la loi des

gaz parfait à chaque altitude. Le profil de température potentielle hydrostatique est calculé à partir de l'équation 2.1.

En supposant que l'écart relatif entre l'état de l'atmosphère et celui de référence hydrostatique reste petit, et que le nombre de Mach de l'écoulement est faible, on peut alors écrire une forme appropriée du terme de flottabilité :

$$(\rho_h - \rho) = \frac{\rho_h}{\theta_h} (\rho - \rho_h) \quad (5.14)$$

Cette équation relie la quantité de mouvement et la conservation de l'énergie (développement en annexe K.1).

Pour tenir compte de l'influence de la stabilité de l'atmosphère sur la production et destruction de la turbulence, un terme de flottabilité (équations 5.6 et 5.7) est inclus dans le modèle k - ϵ . Puisque l'équation de l'énergie est exprimée en température potentielle, la modification proposée par Duynkerke (1988) pour tenir compte du gradient vertical de température potentielle sur le terme source G de production de flottabilité est introduit comme terme source dans le modèle de turbulence k - ϵ standard de CFX (c.f. Montavon (1998)).

5.1.2. Traitement du sol

Le sol du domaine de simulation est considéré comme une paroi rigide. Un problème avec le modèle k - ϵ est qu'il ne reproduit pas précisément la turbulence près d'une paroi quand la maille verticale est trop large. Pour éviter de raffiner de manière trop excessive la taille des cellules de calcul, un traitement est appliqué près du sol pour spécifier le comportement des variables de l'écoulement. Les fonctions utilisées près de la paroi supposent que le vecteur vitesse est tangentiel à la surface du sol ; de plus amples détails sur la formulation utilisée sont données dans le manuel de CFX4 (AEA Technology, 2001b).

Un traitement identique est effectué sur les composantes horizontales de la vitesse pour tenir compte de la variation spatiale de la rugosité du terrain modélisé. En effet, Montavon (1998) a montré dans sa thèse concernant l'évaluation du potentiel éolien en terrain complexe, l'importance de représenter correctement la rugosité pour reproduire fidèlement la vitesse et la direction du vent près du sol. La carte de la figure 5.1 illustre la rugosité de la Suisse obtenue à partir d'observations satellitaires de l'occupation du sol. Une correspondance a été établie entre le type de couvert et la longueur de rugosité (z_0) correspondante (Cook, 1985).

La carte de rugosité du sol de la figure 5.1 est utilisée dans la présente recherche pour toutes les simulations effectuées sur le territoire suisse. Pour les simulations de résolution horizontale supérieure à la résolution originale de la carte (250 m), la moyenne des longueurs de rugosité incluses dans chaque cellule du sol permet d'obtenir la rugosité de la topographie correspondante.

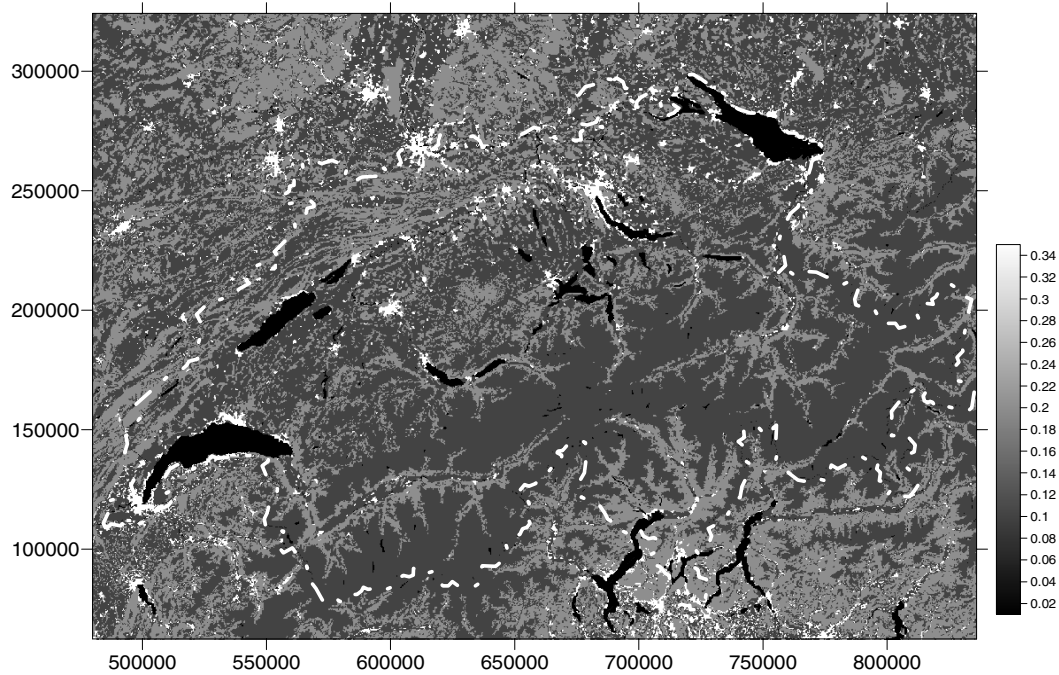


FIG. 5.1.: Carte des longueurs de rugosité pour la Suisse basée sur l'occupation du sol (résolution 250 m), valeur de z_0 en mètres

5.2. Précipitation orographique

La méthodologie retenue pour l'estimation des précipitations extrêmes d'origine orographique est basée sur l'hypothèse de séparation de phénomènes physiques en contributions orographique et purement convective comme mentionné précédemment (cf figure 4.4). La méthodologie s'inspire de celle proposée par Haiden (page 117), et cette section n'est consacrée qu'au cas de précipitations causées par l'écoulement d'un vent fort sur une topographie (cas stable).

L'application du modèle à des événements réels de précipitations intenses poursuit 2 objectifs : d'une part la comparaison avec les observations permet de cerner les qualités et limitations du modèle, d'autre part la maximisation de cette reproduction doit permettre d'estimer la Précipitation Maximale Probable.

5.2.1. Reproduction de l'événement du 24 septembre 1993 à Brig (CH)

Cet événement a entraîné de fortes précipitations sur le massif sud des Alpes, particulièrement dans la région du Simplon et dans le nord de l'Italie (la hauteur précipitation de 182 mm mesurée au Simplon ce jour là n'a été

atteinte qu'une fois le 7 octobre 1977 avec 206 mm). La crue consécutive fut catastrophique dans la région de Brig dans la vallée du Rhone et fut aussi ressentie sur le versant Sud des Alpes, jusqu'en Italie (vallée d'Ossola par exemple, voir Bonvin (1993)).

La situation météorologique générale était déterminée par une circulation atmosphérique avec un zone dépressionnaire située dans la région de Valence à Marseille pendant la majeure partie de la durée du phénomène. Une dépression en altitude était superposée à cette zone. Ce système a entraîné le déplacement d'une masse d'air très humide venant de la direction Sud Sud-Est vers le massif alpin. En conséquence de la superposition de la dépression au sol et en altitude, l'ensemble de la troposphère a participé au transport de l'humidité vers la barrière des Alpes. Comme autre particularité de la situation du jour, on peut relever le fait que la limite du zéro degré était situé au dessus de 3000m et que, pour cette raison, l'essentiel des précipitations s'est produit sous forme liquide (Grebner, 86). Ceci nous permet de justifier l'utilisation du schéma de microphysique chaude de Kessler (1969) présenté page 117.

5.2.1.1. Domaine de simulation

Le domaine de calcul est illustré dans la figure 5.2. Les dimensions du domaine sont de 320 sur 210 sur 25 km, la résolution horizontale des cellules de calcul est de 5×5 km (soit 64×52×20 cellules de calcul). Les mailles verticales sont resserrées près du sol selon une progression géométrique afin de mieux définir la couche limite atmosphérique. La raison de la suite géométrique est de 1.15, puisque le manuel d'utilisateur prescrit de ne pas dépasser une raison de 1.2 afin de conserver les ordres de grandeurs entre les flux des différentes face des cellules de calcul. La hauteur des cellules varie ainsi d'environ 400 m pour le premier niveau de calcul jusqu'à 2 kilomètres au sommet de la troposphère. Le carré noir représente la région d'intérêt centrée sur la zone la plus touchée par cet épisode de pluie.

5.2.1.2. Procédure et conditions de bords

La reproduction de l'événement consiste à utiliser les conditions de bords et des conditions initiales représentative du jour considéré et à calculer avec le modèle numérique le champs de vent pseudo-stationnaire correspondant à la situation météorologique. Les valeurs initiales introduites sont les 3 composantes de la vitesse, la température potentielle, la pression, l'énergie cinétique turbulente k et le taux de dissipation turbulente. Le champs de vent ainsi obtenu est utilisé pour résoudre les équations du modèle de pluie. Bien que l'apparition des précipitations soient inclus dans chaque simulation, les résultats présentés correspondent aux valeurs stationnaires d'intensité de pluie atteint à la fin du calcul.

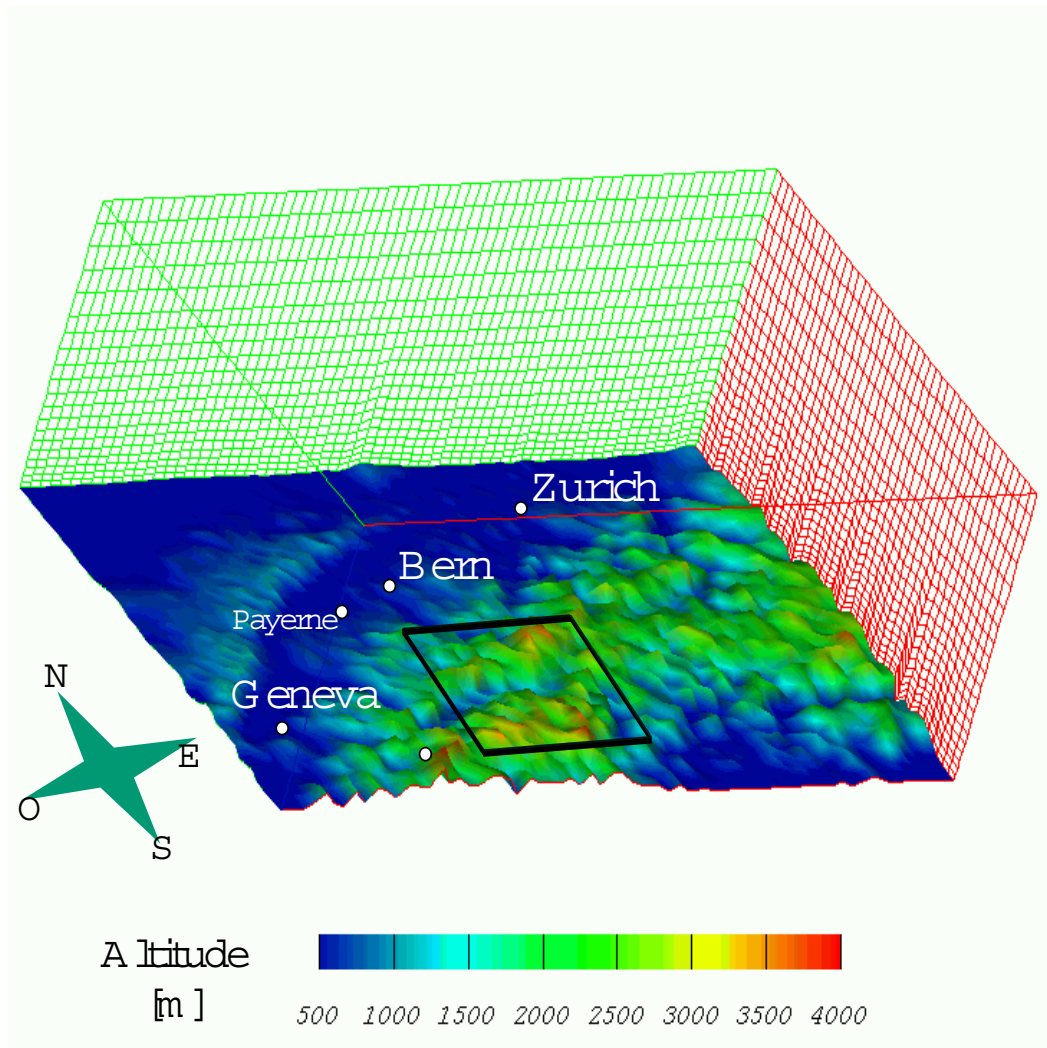


FIG. 5.2.: Domaine de simulation de l'événement de Brig

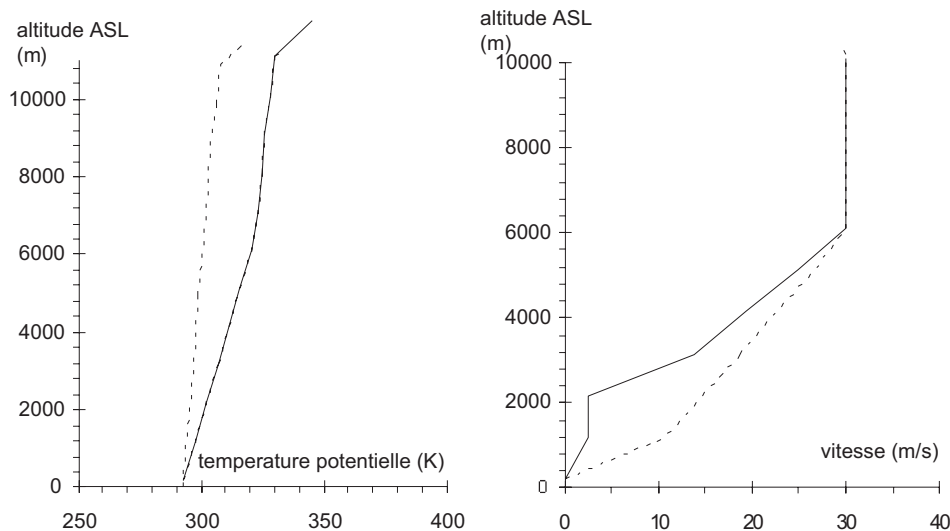


FIG. 5.3.: Profil de température potentielle et de vitesse. Ligne pleine : profil déduit du sondage de Milan du 24.9.93 pour la température (a) et de Lyon et Payerne pour la vitesse (b). Traits tillées : Profil utilisé pour l'étude de sensibilité. Selon (Montavon, 1997)

Pour simuler l'arrivée de la masse d'air venant du Sud Sud-Est (secteur 150°), les conditions initiales ainsi que les conditions de bords du modèle numérique pour la température sont établies à partir du sondage de Milan (12 UTC). Ce profil démarre à la température de 293 K au niveau de la mer et montre un gradient de $-0.57^\circ/100\text{m}$ jusqu'à une altitude de 6500m . Au dessus et jusqu'à 11000m , le gradient thermique passe à $-0.87^\circ/100\text{m}$. Le profil vertical de vitesse de ce jour n'était disponible à Milan. Il a donc été déduit des sondage de Payerne (CH) et de Lyon (F) ainsi que des cartes synoptiques. La figure 5.3 présente les profils verticaux de vitesse et de température utilisés pour l'étude de sensibilité (traits pleins).

L'état initial de l'atmosphère correspond a une atmosphère saturé sans pluie ni nuages, ce qui correspond aux caractéristiques du sondage de Milan. Les conditions de bords des faces Sud et Est du domaine sont maintenues constantes durant la simulation desquelles on impose une advection de masse d'air à la saturation. Lors de cette événement particulier, la quasi-totalité de l'atmosphère est impliqué dans le processus de précipitation et les nuages à haute altitude sont supposés se former par les processus d'auto-conversion et d'accrétion. Ainsi, le processus de seeder-feeder (figure 2.5 (a)) est implicite et n'est pas simulé directement dans les calculs. Les résultats de simulation sont présentés en figure 5.4 par des contours d'iso-intensité sur la région d'intêret.

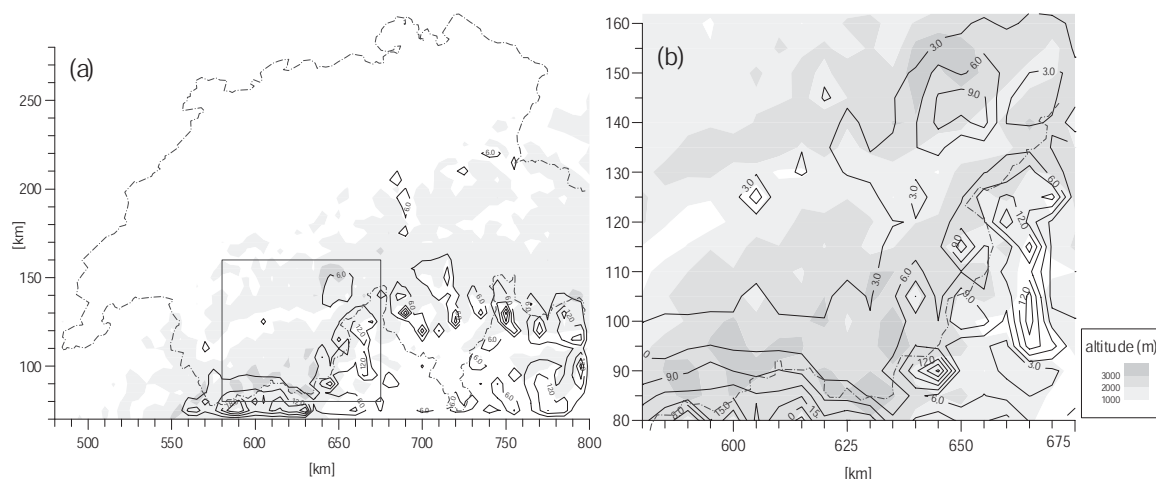


FIG. 5.4.: Distribution spatiale de l'intensité de précipitation calculée par le modèle pour la reproduction du cas de précipitations extrêmes du 24 septembre 1993. La topographie est représentée par des contours grisée, la première iso-lignes d'intensité de pluie est 3 mm/h, l'un incrément est de 3 mm/h. (a) domaine de simulation, (b) région d'intérêt seulement. Selon (Montavon, 1997)

5.2.1.3. Comparaisons avec les observations

Les résultats de la simulation numérique sont obtenu au centre de chaque maille de calcul tout les 5 kilomètres (soit 360 points). Ils doivent être comparés avec les 29 mesures journalières d'intensités de précipitation disponibles dans la zone d'intérêt. Avec cette écart de densité spatiales de données entre la simulation et les observations, les distributions spatiales de précipitation semble être très différents quand les résultats sont comparés (figures 5.4 (a) et 5.5 (a)). Pour éviter cet écueil, les résultats ont été évalués sur le même nombre de points. Pour chaque station de mesures a été extrait le résultat de la simulation au point de calcul le plus proche. Chaque intensité a été multipliée par un 'temps de stationnarité équivalent' qui correspond a une durée de 13 heures pour cet épisode. Cette durée a été évaluée en divisant l'intensité maximale mesurée par l'intensité maximale calculée (toutes deux proche du Simplon, coordonnées (650,115)). Les jeux de données sont interpolés sur un domaine de 80 par 100km contenant les 29 stations par une méthode d'interpolation bilinéaire. Les comparaisons des mesures et de la simulation sont présentés respectivement en figure 5.5.

La comparaison avec les mesures journalières montre que les résultats du modèle sont en accord avec les principales caractéristiques des isohyètes observées. La localisation de l'intensité maximale calculée correspond à celle des mesures à une diagonale de maille de calcul près, soit aux points (655,115) et (650,110). Le second maxima aussi est bien localisé par le modèle mais plus

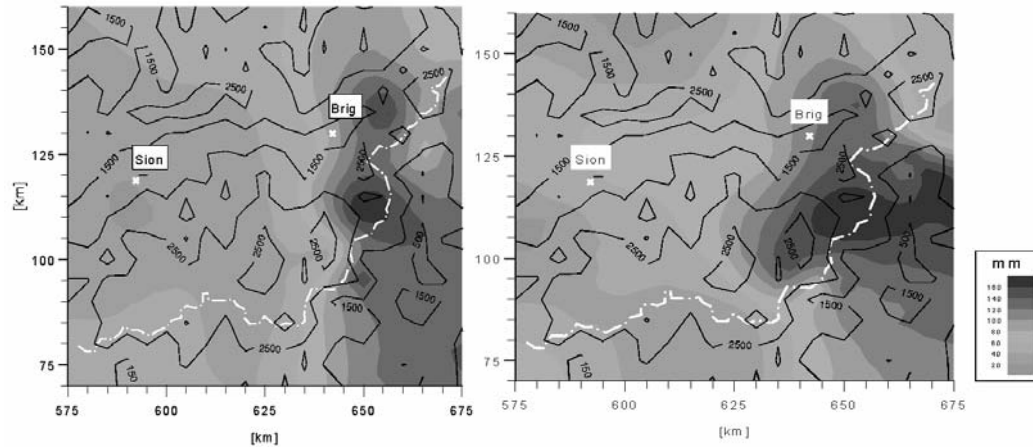


FIG. 5.5.: Précipitation journalière observée (a) et simulée (b). Interpolation des résultats sur les 29 stations d'observations pour les 2 figures. Selon (Montavon, 1997)

faible que celui mesuré. Le modèle numérique produit par contre des valeurs globalement supérieure aux mesures dans la partie sud-est du domaine. Il faut noter que cette zone est proche de la frontière du domaine et que cette bande de forte intensité provient vraisemblablement d'un effet de conditions de bords correspondant à l'adaptation des profils théoriques de vent et d'humidité aux premiers reliefs du domaine. L'utilisation d'un 'temps de stationnarité équivalent' abouti à des distributions d'isohyètes similaires dans l'espace et en intensité aux précipitations observées. On peut souligner que si le champs de vent avait présenté de fortes variations spatiales et temporelles durant l'épisode de pluie, la carte de précipitations journalière mesurée aurait été fortement différente de celles calculée sous l'hypothèse de stationnarité.

La comparaison de l'interpolation des résultats de toutes les mailles de calcul de la simulation numérique (320 points) ou simplement des mailles aux points d'observations (29 points) (figure 5.5 et 5.4 (b)) montrent les incertitudes qu'impliquent les calculs basés sur les observations pour la transposition de site à site. La figure 5.4 (b) indique que la structure spatiale du champs de précipitations est plus détaillée que ce que les observations laisseraient à penser. Dû à la (relativement) faible densité de stations de mesures, des maximums locaux (tels que les cellules (665,100) et (645,90)) n'apparaissent pas dans les observations.

Ce qui précède a permis de montrer l'aptitude de la méthode à reproduire les intensités et la localisation des pluies d'un événement intense de précipitations, la section suivante étudie les paramètres principaux dont dépendent la qualité de reproduction des pluies observées.

5.2.1.4. Étude de sensibilité

Afin d'utiliser le modèle pour la maximisation des pluies, il est important d'étudier la sensibilité des simulations aux différents paramètres de schématisation de l'atmosphère. On détermine ainsi les effets relatifs et l'importance de ces paramètres de conditions de bords et initiales. Le cas de référence est celui de la simulation de la section 5.2.1.2 pour lequel le profil de vitesse de vent, sa direction et le profil de température sont ici modifiés.

Profil de vitesse : La modification du profil porte ici seulement sur les conditions initiales et est représentée par une ligne pointillée en figure 5.3 (a). Sous 6000 mètres, la vitesse de vent est bien supérieure au profil de référence ; le nouveau profil revient à gommer les variations verticales du profil de référence, en le faisant tendre vers un profil logarithmique déterminé par la vitesse géostrophique. Le résultat est présenté en figure 5.6 (a) et doit être comparé à la simulation de référence (figure 5.4 (a)). Bien que la position du maxima demeure inchangée, les valeurs d'intensité aussi bien que les distributions d'isohyètes sont profondément modifiées. L'augmentation de la force d'advection dans la basse atmosphère résulte en une augmentation générale des intensités et un déplacement de la limite des précipitations vers le nord. Un isohyète de 6 mm/h traverse maintenant la partie centrale des Alpes. L'augmentation de l'intensité de pluie sur le versant Sud des Alpes cause aussi une diminution de l'eau disponible sur le versant nord et ainsi la disparition de quelques zones de précipitations.

Direction de vent : La direction de vent a été modifiée du secteur 150°(vent du sud-est) du cas de référence au secteur 180°(vent du sud). Le résultat de simulation est présenté en figure 5.6 (b). La comparaison avec la référence montre que les différences portent essentiellement sur la distribution spatiale du champs de précipitations. L'effet de l'alignement des vallées avec la direction du vent n'est pas surprenant. On s'attend à ce que le vent soit plus fort dans les vallées dont l'alignement coïncide avec la vitesse, et intensifie ainsi les précipitation par un soulèvement de la masse d'air plus efficace. La sensibilité de l'effet de direction du vent indique que la procédure de maximisation de précipitation pour un site donné doit tester les différentes directions de vents caractéristique pour la région d'intérêt.

Stratification thermique : Le rôle de la stabilité atmosphérique en changeant le profil initial de température ; le profil imposé est représenté par des pointillés en figure 5.3 (b). Il correspond à une atmosphère moins stable que le cas de référence. La distribution résultante (figure 5.6 (c)) montre que la plus faible stabilité de la stratification réduit la canalisation du flux dans les vallée par rapport à la situation d'origine. De plus, le refroidissement de l'atmosphère limite l'efficacité de la fonction

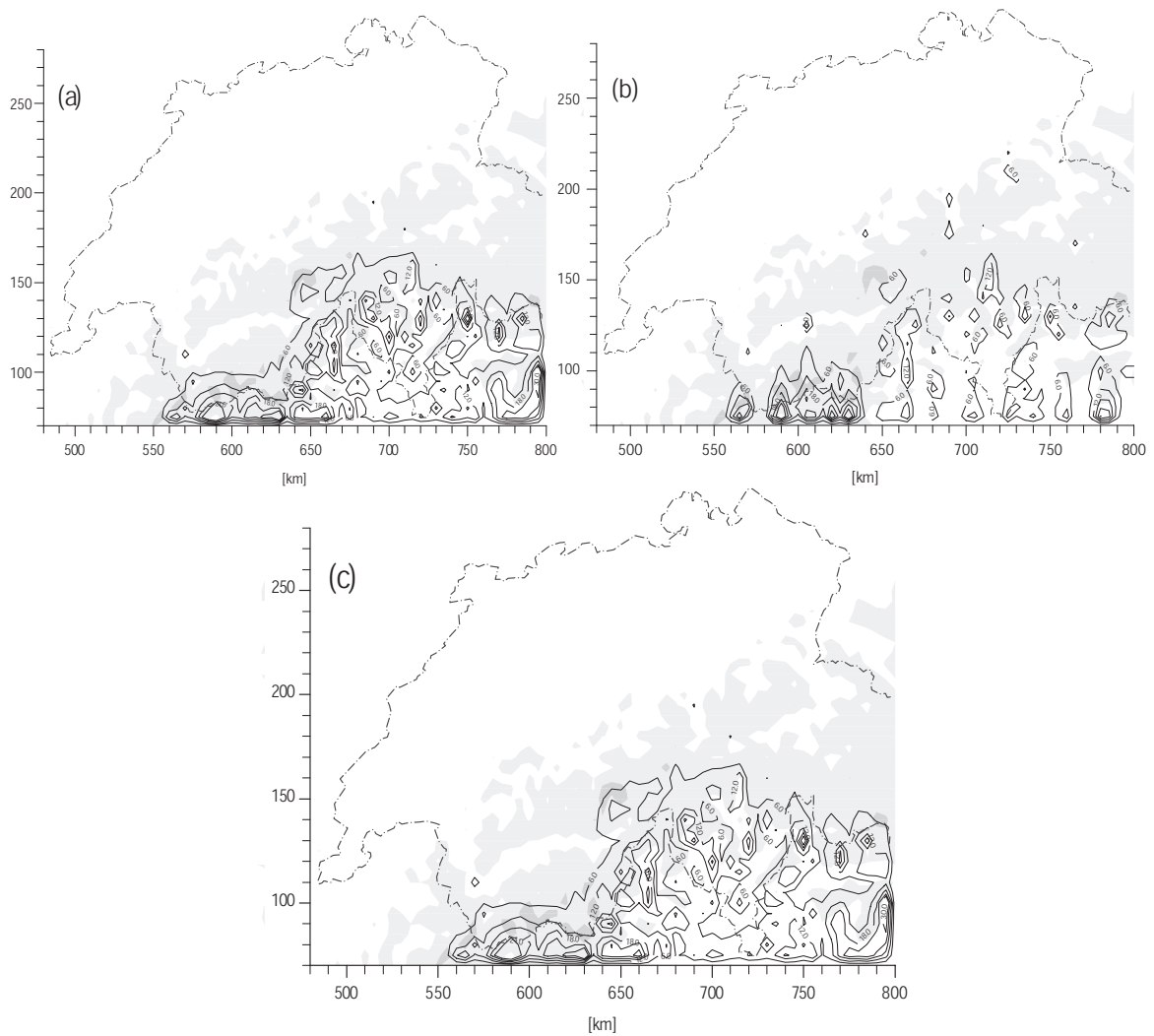


FIG. 5.6.: Distribution spatiale de l'intensité de précipitation simulée avec une force de vent accrue dans les basses couches de l'atmosphère (a), pour une direction géostrophique modifiée (b) et pour un profil de température moins stable (c). L'intensité de précipitation de la première iso-lignes correspond à 6 mm/h sur les figures (a) et (b), et à 1.5 mm/h sur la figure (c). L'intensité entre 2 iso-lignes consécutive est de 6 mm/h pour (a) et (b) et 3 mm/h pour (c). Selon (Montavon, 1997)

de génération d'eau de nuage (page 118) et réduit presque de moitié le niveau de précipitation. La diminution de l'intensité de précipitation est aussi une conséquence de l'amplitude des 'lee-waves' dû à un atmosphère moins stable.

Le calcul, en section 5.2.2.1, de la pluie maximale probable pour le bassin alpin de Mattmark, (37 km²) montre un comportement similaire des distributions spatiales de l'intensité de précipitation aux 3 précédents paramètres étudiés.

5.2.1.5. Conclusions partielles relatives aux précipitations orographiques

Le modèle numérique développé pour la simulation des précipitations extrêmes en terrain complexe donne des résultats très satisfaisant lors de la comparaisons avec les observations de l'épisodes apparu à Brig le 24 septembre 1993. D'autres simulations non recensée ici (étude du barrage de Derinner en Turquie, et des Toules et du col de l'Oberalp en Suisse) ont complété l'analyse de sensibilité et nous permettent d'effectuer la synthèse suivante. Les paramètres dont dépende la qualité de reproduction des pluies observées concernent les profils verticaux appliqués en conditions de bords et initiales :

- Profil de température
- Humidité totale advectée dans le domaine
- Seeding

Pour le profil de vents deux facteurs sont à prendre en compte :

- Vitesse du vent géostrophique
- Direction du vent géostrophique

Des tests de sensibilité des intensités de précipitations calculées aux variations de paramètres physiques du modèle ont permis d'identifier les tendances suivantes :

1. Les intensités de précipitations sur les premiers reliefs augmentent avec la vitesse en altitude.
2. Pour une même valeur de vitesse en altitude, un profil de vitesse présentant de fortes vitesses pour les bas niveaux produira davantage de précipitations qu'un profil présentant de faibles vitesses pour les bas niveaux.
3. Par la prise en compte de la température dans la fonction de génération dans l'équation de gouttelettes m , une augmentation de la température au sol, sans modification du gradient vertical de température, aura tendance à augmenter les précipitations résultantes.
4. La variation du gradient vertical de température réelle présente deux types d'effets. Ainsi, on observe qu'une augmentation de la stabilité atmosphérique (diminution de $|\frac{\partial T}{\partial z}|$) :

- influence l’efficacité de la fonction de génération de manière à produire davantage de précipitations,
 - influence, en combinaison avec le profil de vitesse, le régime des ondes de reliefs qui s’établissent au-dessus de la topographie et modifie de manière significative la distribution spatiale des intensités de précipitations.
- S’il est difficile de dégager une règle générale quant à l’effet d’une variation de la stabilité atmosphérique, on retiendra toutefois la tendance suivante : une augmentation de la stabilité atmosphérique entraîne des précipitations plus importantes sur les premiers reliefs traversés par la masse d’air.
5. L’introduction d’une intensité de précipitation en altitude (seeding) (pour simuler la présence de précipitations à grande échelle, indépendante de la présence de relief) a pour effet d’augmenter les intensités de précipitations au sol. L’augmentation est sensible dans les endroits où les intensités sont faibles, alors qu’elle est plus marginale dans les zones à fortes précipitations.
 6. Pour une région particulière, les intensités de précipitations obtenues présentent une très forte sensibilité à un changement de la direction du vent. Cette sensibilité étant largement liée aux conditions topographiques locales, il n’est pas possible de dégager une tendance générale reliant l’intensité de précipitation à la direction générale de l’écoulement. L’influence de ce paramètre doit donc être étudié pour chaque topographie considérée.

5.2.2. Maximisation de la composante orographique stable

La section précédente a permis de dresser la liste des paramètres qui rentrent en jeu lors de la phase de maximisation. Les tendances observées ci-dessus ont motivé les choix suivants, qui ont été appliqués pour l’étude de la PMP dans le bassin de Mattmark (section 5.2.2.1) :

Profil vertical de vitesse de vent. Comme profil vertical maximisant, on retient, pour la vitesse, un profil vertical de vent de type Deaves and Harris (Deaves and Harries, 1978; Montavon, 1998) dans la basse couche se raccordant de manière continue au-dessus de la couche limite à une vitesse constante en altitude. Les études de sensibilité (Montavon and Hertig, 1995) ont démontré qu’un profil de ce type est approprié dans la perspective de maximisation.

Vitesse géostrophique L’augmentation de la vitesse en altitude maximise la précipitation sur les premiers reliefs traversés par l’écoulement. Pour limiter les vitesses en altitude à des valeurs plausibles, on fait intervenir la durée de la précipitation extrême recherchée. La vitesse extrême en

altitude est estimée à partir d'un traitement statistique effectué sur les vitesses extrêmes enregistrées sur la durée d'intérêt aux stations d'altitude représentative de la situation géographique à reproduire (Chasseral, La Dôle et Moléson par exemple pour la Suisse).

Pour les différentes directions de l'écoulement et pour la durée considérée, on retiendra comme valeur extrême la vitesse associée à une probabilité de retour d'une fois tous les cinquante ans (WMO, 1986). Ces valeurs sont obtenues en appliquant un traitement de type Gumbel (page 107) sur la population des extrêmes mensuelles des moyennes horaires.

L'étude des vitesses de vents en Suisse à partir des mesures des stations du Chasseral, de La Dôle et du Moléson sur la période 1973-1993 montre que pour la durée d'une heure, les vitesses de vents cinquanteales en altitude varient entre un minimum de 23 m/s pour le secteur Nord et un maximum de 54 m/s pour le secteur Ouest (figure 5.7).

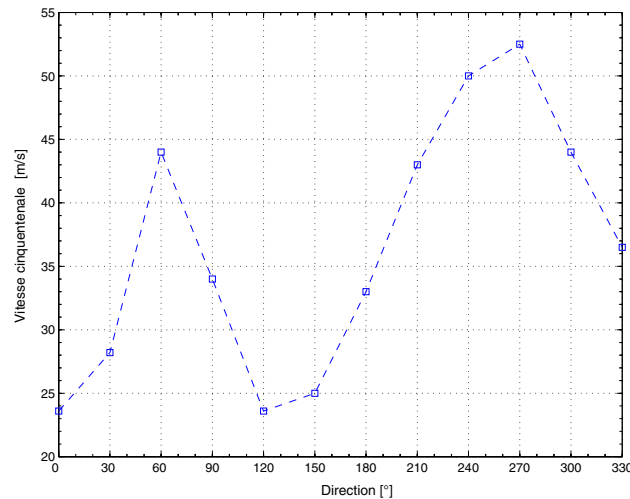


FIG. 5.7.: Vitesse cinquanteale en altitude pour chaque secteur de vitesse de vent associée à une durée d'une heure

Gradient de température Partant de la constatation qu'une augmentation de la stabilité atmosphérique augmente les précipitations sur les premiers reliefs, le gradient vertical de température réelle a été fixé à la valeur de $-6.0 \text{ }^\circ\text{K/km}$ sur les 11 premiers kilomètre de la troposphère. Cette valeur correspondante à une atmosphère très stable a été retenue en considérant les analyses d'une série d'événements ayant entraîné des précipitations extrêmes sur la Suisse effectuées par Courvoisier (Courvoisier, 1981). Il ressort de son analyse qu'un tel gradient a pu être observé entre les niveaux 850 et 500 mbar des sondages de Payerne ou Milan et qu'il correspond également aux valeurs les plus stables.

Température au sol Une valeur de température relativement élevée de $T=293 \text{ }^\circ\text{K}$ a été retenue pour la maximisation. Une telle valeur au sol a

aussi été observée pour certains événements ayant entraîné de fortes précipitations (cas d'advection de masses d'air chaudes et humides du Sud). Les analyses de sensibilité confirment que les intensités de précipitations augmentent avec la température au sol.

Humidité et couche nuageuse Pour les secteurs de vent 60, 90 et 120 correspondant aux secteurs d'advection de masses d'air continentale, on a retenu pour la maximisation des précipitations en Suisse, l'hypothèse d'une atmosphère saturée ($m=0$) sur toute la hauteur de la troposphère. L'étude du profil vertical de température et température du point de rosée du sondage de Milan pour l'événement extrême du 23 septembre 1993, montre que cette hypothèse de saturation est valable pour les niveaux inférieurs à 5000m. En considérant que les niveaux plus élevés contribuent dans une moindre mesure à la formation de précipitation, l'hypothèse de la saturation totale sur toute la hauteur de la troposphère ne paraît pas exagérée dans la perspective de la maximisation. Pour les autres secteurs, la présence d'une couche de nuages a été admise entre 1 et 3 km d'altitude avec une valeur de m de 0.001 kg/m³, correspondant aussi au seuil d'auto-conversion (page 119).

5.2.2.1. Calcul de la PMP pour un bassin alpin

La situation météo du 24 septembre 1993 (section 5.2.1) constitue le point de départ pour l'étude de sensibilité de la précipitation par rapport à la direction du vent. Il est connu que les précipitations abondantes au sud des Alpes sont associées à des vents venant du sud. Par conséquent, la maximisation est effectuée en étudiant la sensibilité à la direction du vent géostrophique, puis au nombre de Froude. Pour être exhaustif dans une telle procédure, il aurait fallu simuler toute une gamme de nombres de Froude pour chaque direction du vent. Cette approche nécessite la mise en oeuvre d'un grand nombre de simulations. Par souci d'économie de temps d'ordinateur, on a décidé de chercher dans un premier temps la direction du vent géostrophique qui maximise la précipitation à Mattmark.

La figure 5.8 montre la variation de la moyenne de la précipitation sur les points du domaine correspondant au bassin versant de Mattmark ainsi que sur deux points à l'extérieur du bassin (coordonnées (640,90) et (645,90)). On voit qu'à Mattmark, pour les vents des secteurs 90 à 150, les valeurs de l'intensité sont plus élevées que pour les autres secteurs. La figure 5.8 suscite une remarque relative à la sensibilité de la procédure de maximisation. Les deux points supplémentaires sont situés 5 km au sud et 7 km au sud-est du bassin de Mattmark. Pour illustrer la sensibilité spatiale des résultats, on peut remarquer que pour la direction 150 les précipitations sont deux fois plus importantes au point situé au sud (640,90) qu'à Mattmark. Pour le point au sud-est (645, 90), le maximum est à 210, avec des précipitations 3 fois plus importantes que le maximum de Mattmark obtenu pour le secteur 120. Parmi

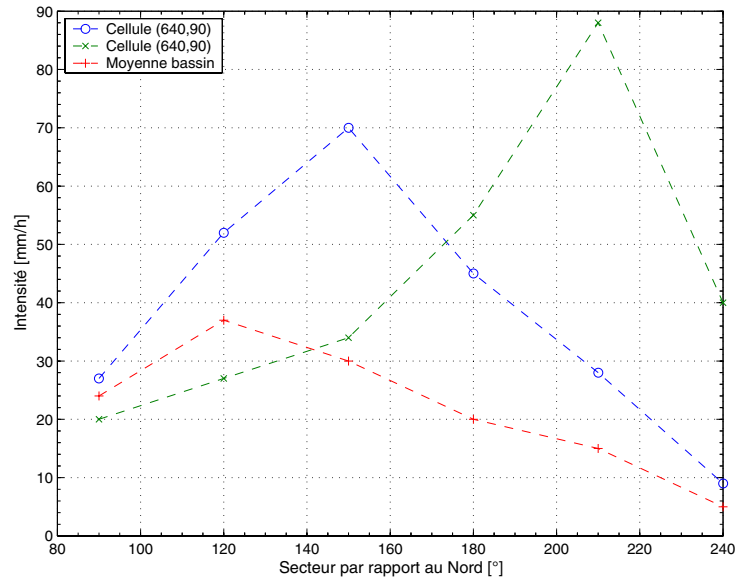


FIG. 5.8.: Sensibilité de la précipitation à Mattmark par rapport à la direction du vent

les secteurs maximisant la précipitation pour Mattmark, le secteur 90 n'est pas déterminant car, pour cette direction, les vents approchent le domaine Suisse par la terre et, par conséquent, on s'attend à ce que l'humidité relative pour ces situations soit inférieure à 100 %.

Les deux secteurs 120 et 150 ont été retenus pour effectuer l'analyse de sensibilité au nombre de Froude. La variation de ce nombre a été obtenue en faisant varier la vitesse géostrophique et le gradient de température. La hauteur caractéristique du relief a été fixée à $h=2000$ m, ce qui correspond à l'altitude moyenne du massif alpin.

Les résultats sont présentés dans la figure 5.9. L'intensité de précipitations pour le bassin versant de Mattmark a été moyennée sur les noeuds correspondants du domaine de calcul. Le comportement des deux courbes est nettement différent. Pour une valeur du nombre de Froude plus petite que 6, la précipitation est plus forte pour le secteur 120°. Pour les valeurs du nombre de Froude plus élevées c'est la précipitation du secteur 150 qui devient plus importante. Il en ressort que le secteur maximisant est 150 et non pas 120 comme la figure 5.8 laisserait supposer.

La vitesse du vent géostrophique est définie comme la vitesse du vent à une altitude suffisamment élevée pour que l'influence du relief soit négligeable. Pour la Suisse, cette altitude est d'environ 5000 m. Les sondages météorologiques sont effectués à la station de Payerne (coordonnées (562,184) sur la carte de la figure A.1) deux fois par jour, avec un appareillage ne permettant de n'obtenir que des valeurs ponctuelles. Ceci n'est pas suffisant pour une analyse fiable des forts vents géostrophique, par contre en Suisse, le ré-

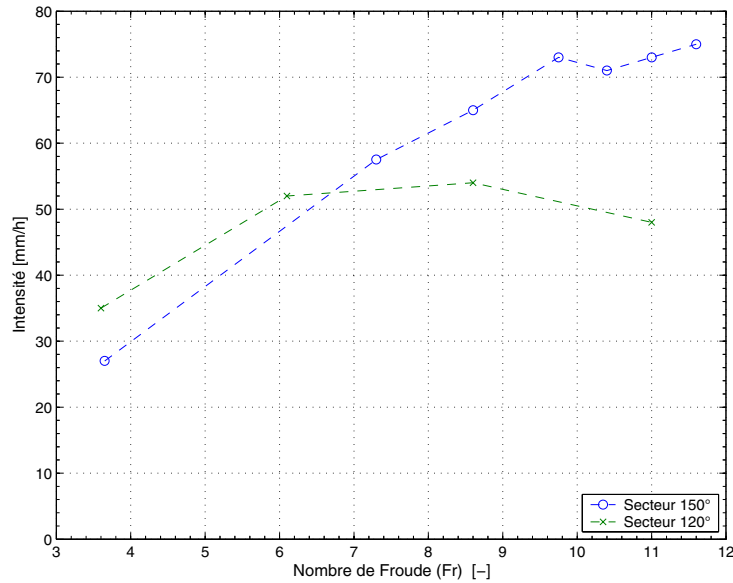


FIG. 5.9.: Variation de la précipitation à Mattmark en fonction du nombre de Froude pour les secteurs 120 et 150 °

seau automatique de mesure au sol (réseau ANETZ, figure A.1) fournit des vitesses de vent sur des moyennes 10 minutes. L'alternative est donc d'utiliser des telles données provenant d'une station bien exposée, dont la rose des vents est représentative de la rose des vents en altitude. Des études antérieures (Ehinger et al., 1990) ont montré que la station de Chasseral est, parmi toutes les stations de montagne, la plus représentative des vents géostrophiques. Elle a donc été retenue.

L'annexe F présente les résultats de l'analyse des vitesses de vents géostrophiques et de leur durée de stationnarité ainsi que les résultats des simulations incluant champs de vent et de précipitations pour différents secteurs du Sud.

5.3. Précipitation frontale

Dans cette section, il est étudié une maximisation liée à l'interaction entre deux masses d'air. Dans le cadre du projet d'un ouvrage située à Krasnodar dans le sud de la Russie, exutoire d'une gigantesque bassin versant de 41'000 km², la détermination de la crue maximale probable était d'importance afin de déterminer si la digue de 17 km de long à l'exutoire devait être rehaussée pour faire face à ce potentiel apport d'eau ou si un plan d'évacuation de populations menacées devait être mis en place.

Il a été montré par la simulation que les précipitations orographiques ne pouvaient être responsables des crues extrêmes puisque ce type de pré-

cipitation tombent nécessairement sur le flanc Sud du massif du Caucase et n'alimentent ainsi pas le bassin étudié. Nous avons été amené dans ce contexte à modéliser une situation de précipitations frontale, situation critique dans le cas présent. Il apparaît dans ce cas là que la masses d'air froide se comporte comme une barrière orographique qui soulève la masse d'air chaude à l'intérieur de laquelle des précipitations intenses peuvent apparaître sur une surface importante.

5.3.1. Calcul de la PMP pour le bassin versant de Krasnodar

L'étude commence par une sélection des observations météorologiques et hydrologiques dans le bassin considéré et la documentation de ces situations à l'aide de bulletin météorologiques, hydrologiques et des sondages atmosphériques. Pour calculer le débit de la rivière, une série de scénarii atmosphériques défavorables ont été simulés puis ont été 'routés' par un modèle hydrologique lui aussi distribué spatialement et temporellement afin de déterminer le débit au cours du temps à l'exutoire du bassin. Afin d'améliorer de telles approches de nombreuses recherches ont été entreprises ces dernières années sur le couplage de modèle atmosphérique et hydrologique (Yu et al., 1999), (Benoit et al., 2000), (Jasper and Kaufman, 2002).

L'approche proposé pour la bassin de Krasnodar vise à :

- améliorer la compréhension des phénomènes impliquées pour la région considérée dans la génération des pluies par la reproduction de différents événements sélectionnés
- accomplir une étude de sensibilité aux différents paramètres et déterminer les variables critiques
- obtenir une distribution spatio-temporelle des situations de précipitations extrêmes
- diminuer les incertitudes liées aux méthodes statistiques

5.3.1.1. Procédure de détermination de la PMP

Les étapes méthodologiques proposées pour ce bassin sont les suivantes :

- analyser les situations météorologiques et les mesures hydrologiques afin d'identifier les événements de référence à reproduire numériquement
- modéliser les événements sélectionnés et caler les paramètres du modèle hydrologique
- analyser les conditions météorologiques et géographique afin de déterminer les situations les plus propices aux précipitations intenses
- modéliser les situations extrêmes et effectuer une étude de sensibilité afin d'identifier la situation la plus critique

- 'router' la PMP à travers le réseau hydrologique pour déterminer le débit de pointe
- qualifier l'épisode PMP-PMF

L'article (Goulpié et al., 2002) en annexe page 287 porte sur l'étude de la précipitation maximale probable pour ce bassin et a été reproduit tel qu'il a été publié début 2003 dans le rapport II-17 de la Commission internationale pour l'Hydrologie du bassin du Rhin (CHR).

5.3.1.2. Domaine de simulation

Le domaine de calcul est présenté en figure 5.11. Il s'étend sur un volume de 310 par 410 sur 12 km³. La résolution du maillage est de 5 km sur le plan horizontal et suit une suite géométrique de raison 1.1 sur la verticale. La hauteur de cellule de calcul varie donc de 380 m au niveau du sol à 1'430 m au sommet du domaine. Les dimensions verticales des 15 mailles de calcul au dessus de la mer sont représentées en figure 5.10.

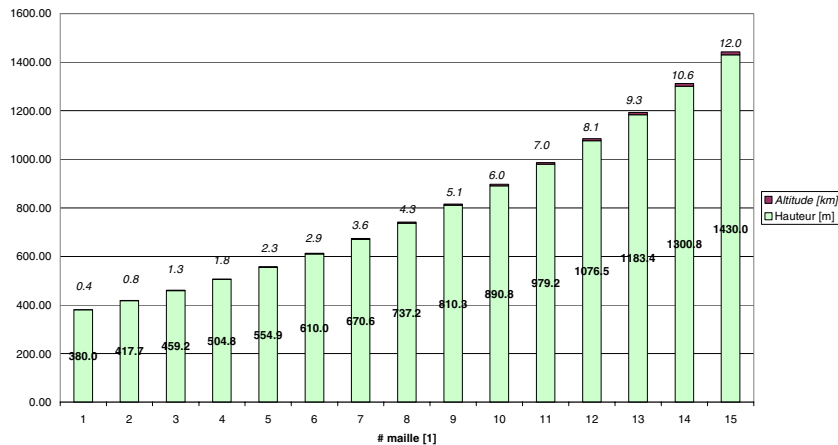


FIG. 5.10.: Dimension verticale et altitude des mailles de calcul pour le domaine de Krasnodar

5.3.1.3. Conclusions de l'étude

L'étude présentée dans la section précédente illustre particulièrement l'influence de l'orientation de la chaîne montagneuse et des conditions géographiques de la région considérée : il est montré que les précipitations orographiques dans ce cas ne peuvent pas générer de situation critique pour la digue concernée.

On notera aussi que pour achever un calcul de crues maximale probable, plusieurs champs de précipitations extrêmes doivent être modélisés pour la région concernée et que chacune doivent être 'routées' afin de déterminer laquelle mène à la crue la plus élevée. L'expérience montre que cette étape

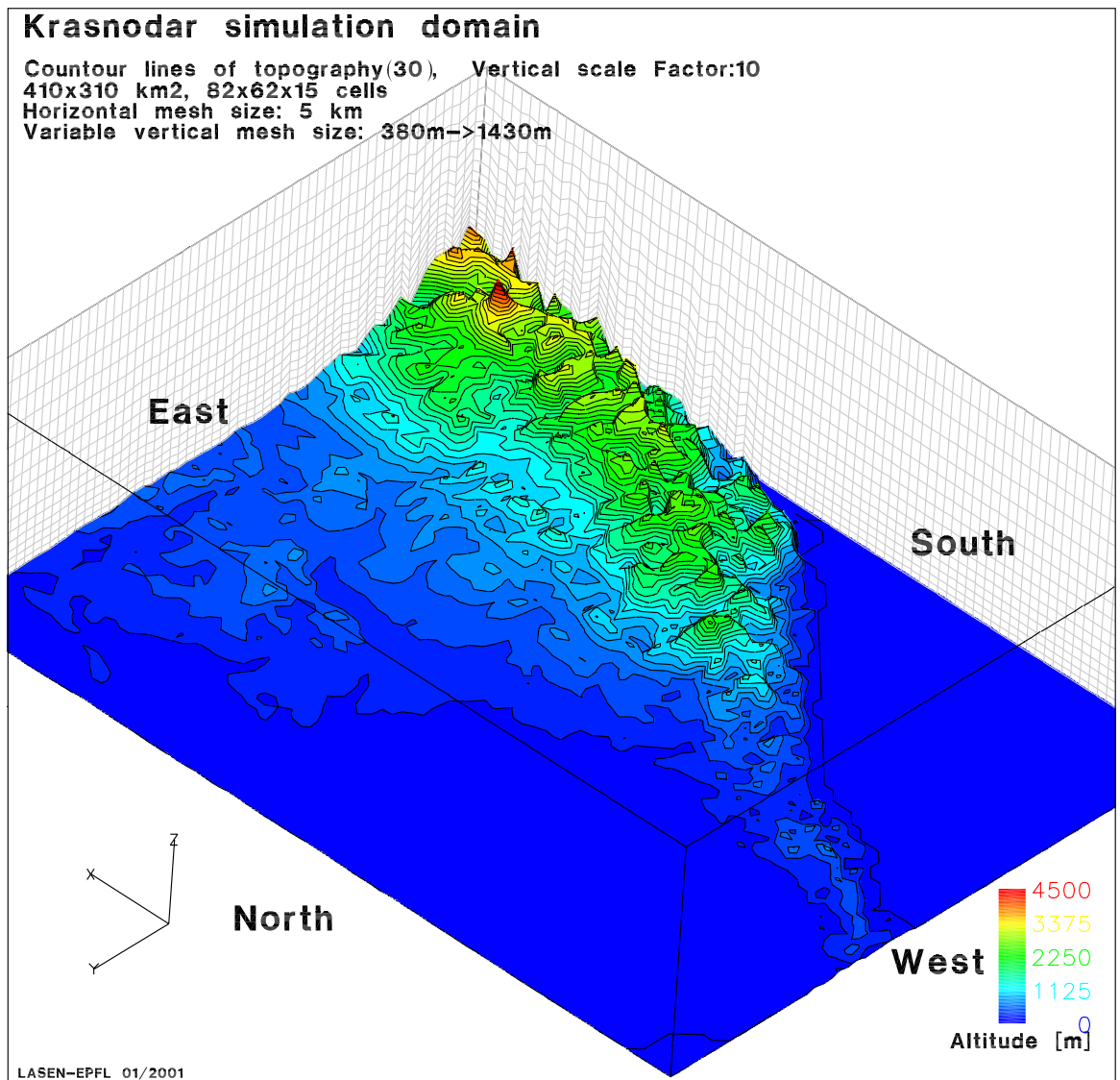


FIG. 5.11.: Domaine de simulation du bassin versant de Krasnodar

est itérative puisque le comportement hydrologique du bassin est inconnu au préalable pour la situation atmosphérique donnée et que cette influence est déterminante pour le débit de pointe à l'exutoire.

5.4. Précipitation convective

La modélisation des phénomènes convectifs nécessite le couplage du modèle de vents avec celui de précipitations afin de tenir compte de l'influence des phénomènes thermodynamiques sur la dynamique des écoulements. Les champs de vents qui prennent naissance au coeur du nuage convectif sont largement tri-dimensionnels (Cotton et al., 1982) et sa constitution en espèces solides est majoritaire; ceci impose pour ce type de simulation l'utilisation du modèle de microphysique froide couplé au modèle de dynamique atmosphérique. Le schéma de microphysique de Caniaux (1993) permet de représenter l'eau en altitude sous forme de glace nuageuse, de grésil et d'agrégats dans les parties du nuage à température négative. Le couplage s'effectue en tenant compte dans l'équation de conservation de la température potentielle des échanges de chaleur latente effectués à chaque pas de temps de calcul.

Les travaux traitent ici de la validation de la greffe du modèle de Caniaux au modèle atmosphérique par la reproduction des résultats de la colonne mono-dimensionnelle puis de la simulation d'une colonne convective tri-dimensionnelle (section 5.4.2).

5.4.1. La colonne mono-dimensionnelle

Ce modèle de colonne nuageuse mono-dimensionnelle est inspiré des travaux de Caniaux (1993). C'est une simulation astucieuse qui permet de représenter une colonne nuageuse et pour nous de vérifier la validité du codage des termes sources. Cette simulation ne résout que les 6 variables de contenu en eau q_v , q_c , q_i , q_r , q_h , q_n , et celle de conservation de la température potentielle θ . Le schéma temporel utilisé est un schéma implicite de différence rétrograde et celui spatial est de type 'upwind'. La colonne est représentée par 30 cellules cubiques de calcul de 400 mètres chacune d'arête. Les conditions de bords sont de type pression au sol et au plafond du domaine et les parois latérales sont définies de type symétrique.

5.4.1.1. Simulation de référence

La reproduction de la simulation proposée par Caniaux sert à vérifier la validité de l'écriture des termes sources et la compatibilité des méthodes de résolution. Les conditions initiales sont identiques à celles choisies par Caniaux : elles correspondent à la zone stratiforme d'une ligne de grain. Les variables autres que celles contenues dans les graphes sont imposées à zéro à l'instant initial.

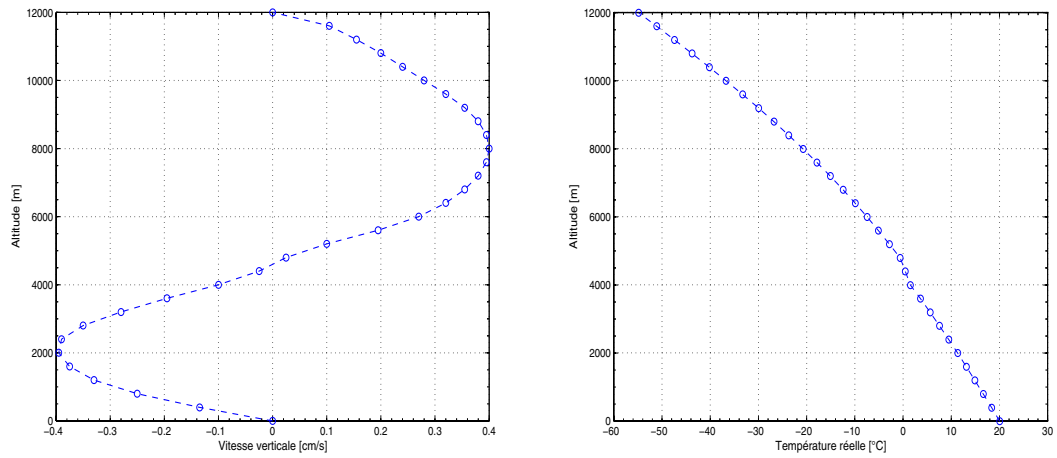


FIG. 5.12.: Profils initiaux de la colonne mono-dimensionnelle : vitesse verticale (à gauche) et température réelle (à droite). Valeurs aux faces des cellules.

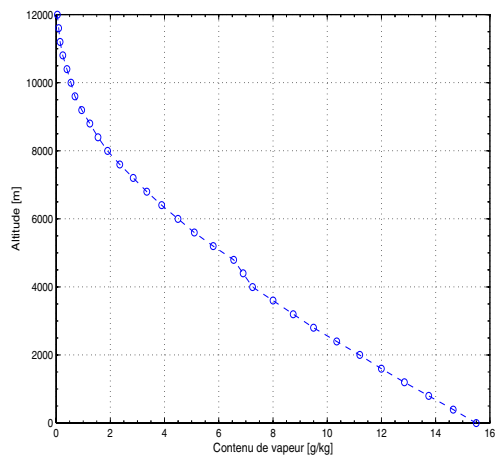


FIG. 5.13.: Profil initial de contenu de vapeur de la colonne mono-dimensionnelle. Valeurs aux faces des cellules.

	a	b	c	d	C	x
Agrégats	0.02	1.9	5.1	0.27	5	2
Grésil	19.6	2.8	124.2	0.66	10'000	0.5
Pluie	523.6	3	842	0.8	8'000'000	0

TAB. 5.1.: Valeurs des coefficients a , b , c , d , C et x en unité S.I. pour différentes espèces précipitantes. Les valeurs de la pluie correspondent à celles de Marschall Palmer (d'après Caniaux (1993) avec modifications)

La température suit une pseudo adiabatique saturée, fixé à 22°C. Le niveau de l'isotherme se situe ainsi à 4800m d'altitude. Le profil de vitesse est choisi afin de représenter une subsidence au dessous de cet isotherme et une ascendance au dessus. Les valeurs maximales du profil de vitesse sont atteintes vers 2000 m et 8000 m d'altitude où elles valent respectivement -0.4 et +0.4 m/s. Le profil hydrostatique de pression est calculé pour une pression au sol de 1018 mb.

Les constantes microphysiques sont identiques à celles de la simulation de référence proposée par Caniaux afin de permettre une validation de la paramétrisation. Les valeurs des constantes sont illustrées dans le tableau 5.1.

La simulation est effectuée sur 3 heures de temps physique soit 1080 pas de temps de 10 secondes. La figure 5.14 représente l'évolution temporelle de chaque contenu intégré verticalement au cours du temps.

Les résultats sont très similaires à ceux présentés par Caniaux : l'évolution du contenu en eau de nuages est strictement identique à celle de référence alors que l'on note dans la présente simulation une légère sur-estimation des contenus en eau de pluie et agrégats au détriment de ceux de glace nuageuse et du grésil. Les répartitions verticales des contenus, des taux de transfert de masse et des vitesses de chute au cours du temps sont illustrées en annexe H. Nous reprenons la description temporelle des étapes de la simulation pour laquelle 3 phases principales peuvent être identifiées (figures 5.14 et 5.15) :

1. Activation de l'eau et de la glace nuageuse (0-20 min) : Dès les premiers pas de temps de la vapeur condense d'une part pour donner de l'eau de nuage et d'autre part pour activer de la glace nuageuse. L'eau liquide apparaît à des température comprise entre 0°C et -22°C (soit 4800 et 8400 m, figure H.1). L'évaporation de l'eau nuageuse conduit ensuite à un nuage saturé exactement par rapport à la glace au-dessus de l'isotherme 0°C (figure H.2).
2. Apparition des espèces précipitantes (20-90 min) : le seuil d'auto-conversion de la glace nuageuse est dépassé après 20 minutes dans la zone de croissance maximale des cristaux vers 8800m, les agrégats se

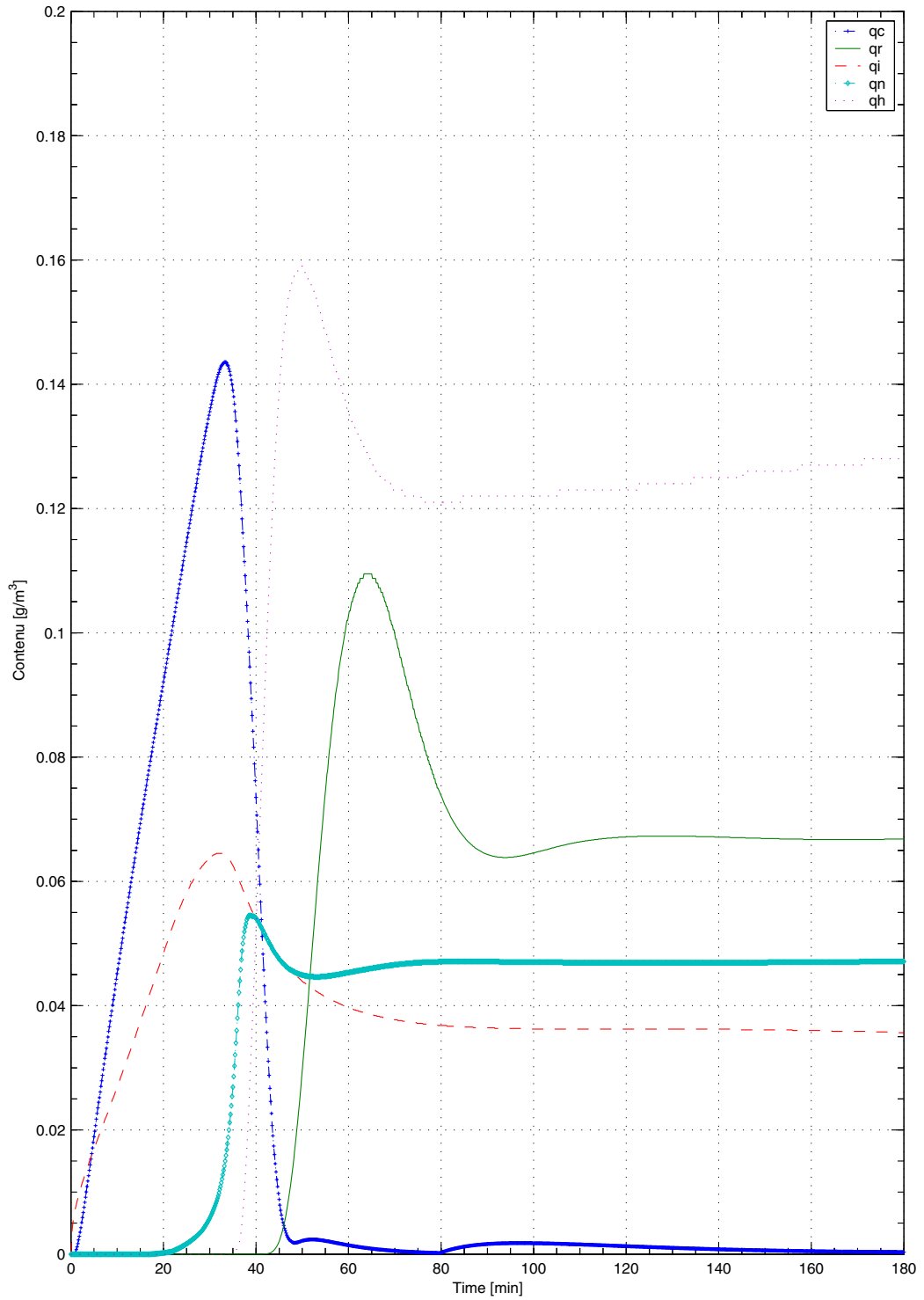


FIG. 5.14.: Évolution temporelle des contenus cumulés des variables de microphysique pour la simulation mono-dimensionnelle de référence

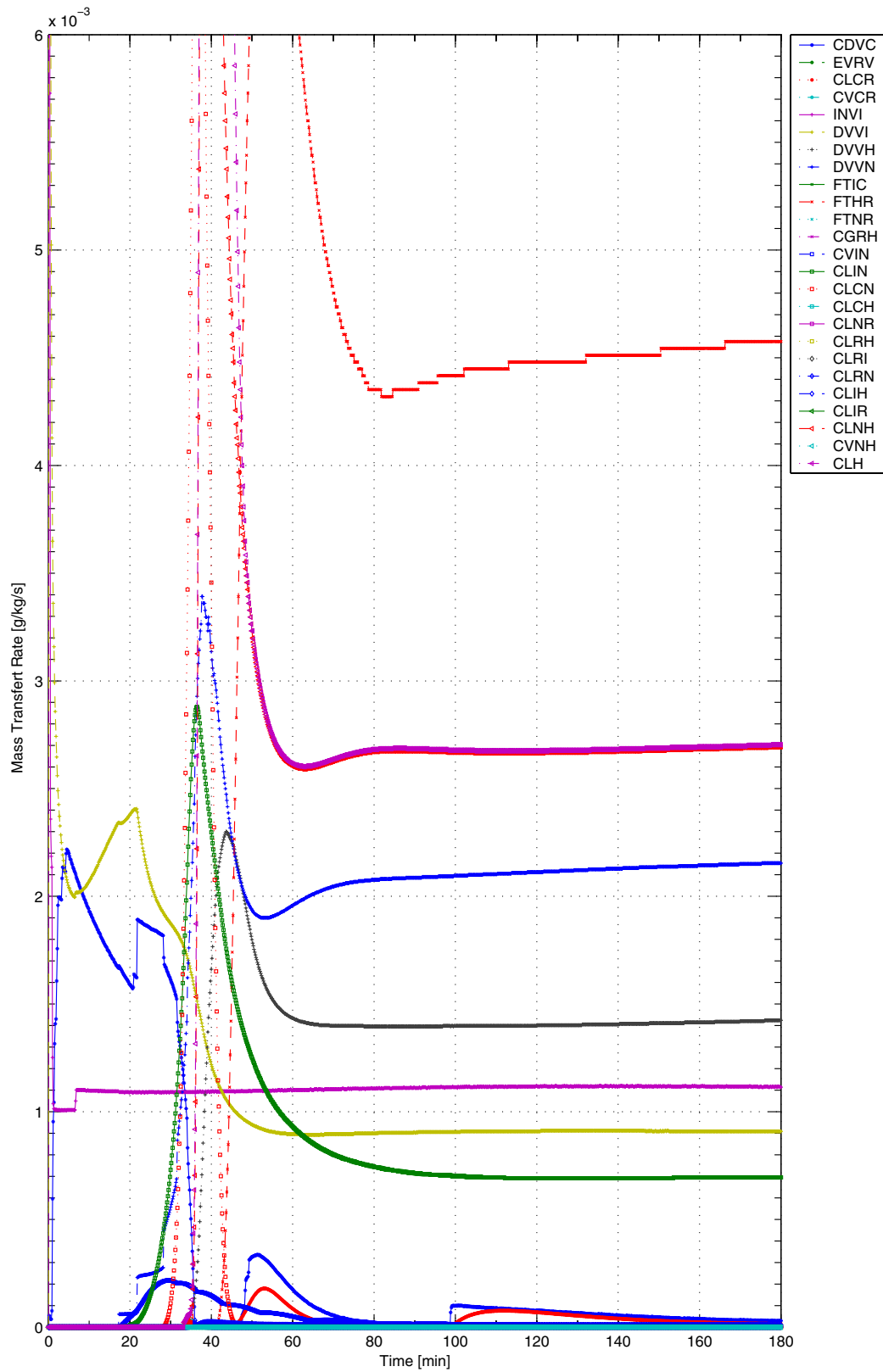


FIG. 5.15.: Évolution temporelle des taux de microphysiques cumulés sur la verticale pour la simulation mono-dimensionnelle de référence

forment puis grossissent par dépôt de vapeur et agrégation.

Après 40 minutes, le seuil d'auto-conversion de l'eau liquide est dépassé vers 7200m et permet l'apparition de pluie à température négative. La phase d'ajustement de la paramétrisation débute alors, impliquant tous les processus microphysique au cours desquels les espèces interagissent entre-elles. Après 1heure de simulation, l'ajustement est terminé, l'étalement des particules des hydrométéores est établi, et l'eau liquide a quasiment disparu au-dessus de l'isotherme zéro.

3. État quasi-stationnaire (90-180 min) : après environ 1h30 de simulation un état quasi stationnaire est atteint puisque aussi bien les contenus que les processus microphysiques demeurent constant dans les temps.

Après 3 heures de simulation, le nuage se compose vers 10'000 m, essentiellement de glace nuageuse (élément le plus léger). Vers 7000m, se trouvent les agrégats plus lourds et vers 5000m le grésil qui possède les plus fortes vitesses de chute.

Ces résultats (ainsi que ceux présentés en annexe H relatifs à la simulation mono-dimensionnelle) reproduisent fidèlement les simulations présentées dans les travaux originaux de Caniaux (1993).

5.4.1.2. Sensibilité du taux de précipitation

Une simulation de microphysique chaude d'effectue en désactivant les 2 termes IN_{vi} et CG_{rh} qui initient les espèces solides, respectivement l'activation de la glace nuageuse et la congélation hétérogène de la pluie. La figure 5.16 montre que la microphysique froide est plus propice à transformer l'humidité atmosphérique en précipitation au sol. En effet la simulation froide génère un volume de précipitation environ deux fois plus important que la simulation chaude et atteint une intensité pseudo-stationnaire plus de 2 fois et demi plus forte que la simulation ne tenant pas compte de l'eau solide (1.85mm/h contre 0.7 mm/h). Ces constatations sont fidèles à celles relevées dans la littérature. En effet il est connu que l'eau sous forme de glace est plus efficace à retirer son humidité à l'air et qu'elle s'active particulièrement en altitude où elle ne fait que peu de concurrence au mécanisme de formation d'eau liquide qu'est la condensation.

La figure 5.17 illustre l'exploration de la variation temporelle du taux de précipitation au sol résultant de la colonne nuageuse en fonction de l'ordonnée à l'origine N_0 de la distribution dimensionnelle des gouttes de pluie. Le comportement des résultats montre que l'intensité au sol augmente quand l'ordonnée à l'origine diminue. Ceci est cohérent puisqu'une concentration de goutte moindre implique pour un contenu en eau de pluie donné, un volume plus élevé par goutte ; quand ces gouttes précipitent l'intensité de précipitation s'en trouve naturellement accrue.

Il convient de noter que dans la perspective de maximisation, le potentiel de précipitation de la colonne mono-dimensionnelle demeure faible :

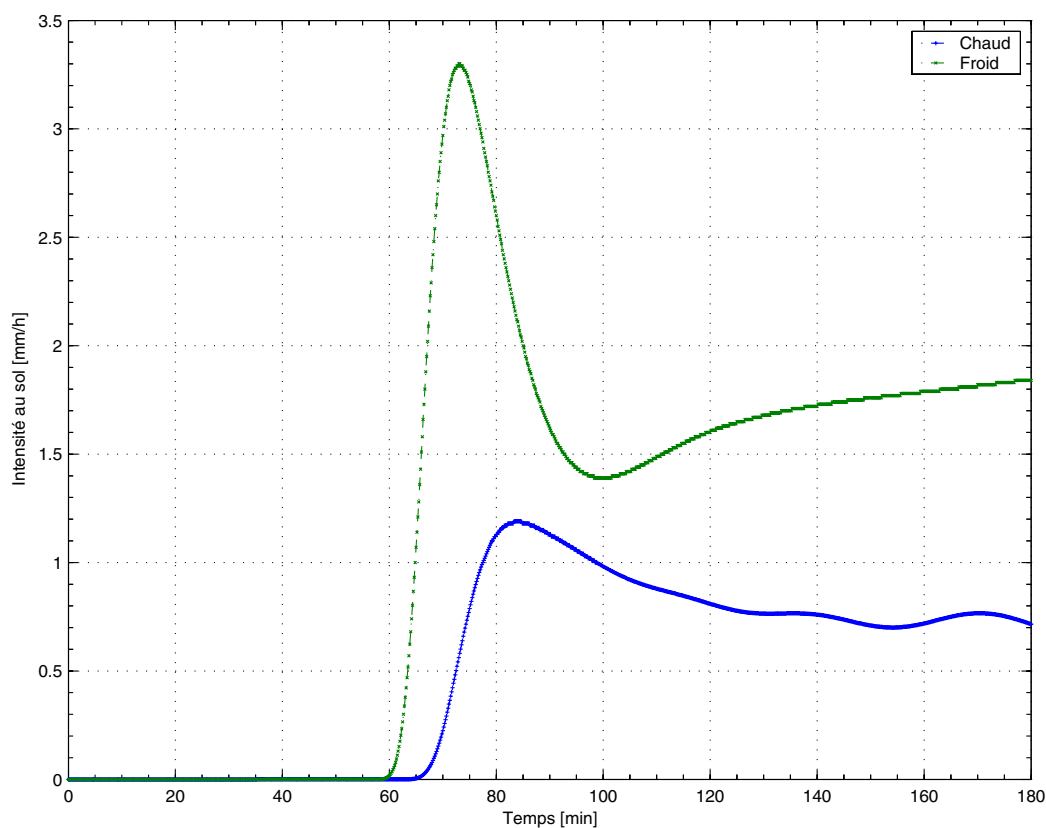


FIG. 5.16.: Influence du choix de paramétrisation froide ou chaude sur l'intensité de précipitation

il ne dépasse pas 5 mm/h en pointe et s'établit pour les solutions pseudo-stationnaires autour de 1.5 mm/h. Le manque de réalisme de la simulation mono-dimensionnelle ne permet pas de fournir de larges indications sur la maximisation des précipitations d'une cellule convective. Par contre, ces simulations ont permis de vérifier la validité du codage de la formulation analytique de la microphysique et d'effectuer des comparaisons de premier ordre sur certains paramètres de modèle. On doit souligner, que la rapidité d'exécution d'une simulation de 3 heures de temps physique (à peine quelques minutes), permet à ce code de se rendre extrêmement utile dans la recherche des valeurs correctes des constantes de microphysiques (voir section 4.5.2.6) en fonction de critères telles que la vitesse de chute ou leur étagement vertical par exemple.

5.4.2. La cellule tri-dimensionnelle

L'objectif ultime de ce travail est représenter une cellule convective d'un nuage particulièrement actif. Pour atteindre des résultats réalistes, une

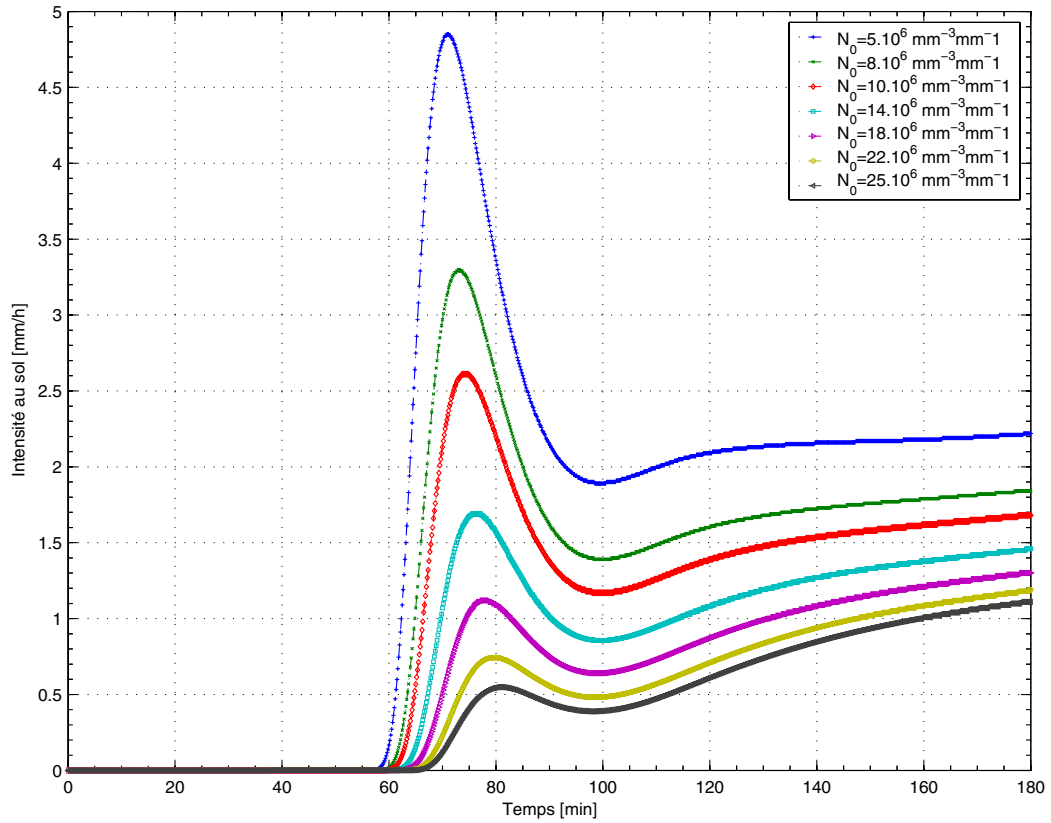


FIG. 5.17.: Influence de l'origine de la distribution dimensionnelles de gouttes de pluie, N_0 , sur l'intensité de précipitation

telle simulation nécessite un domaine de calculs suffisamment fin capter les mouvements convectifs dus aux instabilités et des schémas de microphysiques raffinés. Il s'agit de représenter une dynamique totalement tri-dimensionnelles couplée à une thermodynamique très localisée dans l'espace et le temps. Une difficulté supplémentaire réside dans le fait que ces nuages présente des caractéristiques physiques très intenses, soit de grandes vitesses verticales, une forte intensité de turbulence, et des échanges d'énergie, notamment de chaleur latente, importants.

Cette simulation concerne aux précipitation purement convectives en terrain plat et complète l'approche phénoménologique (figure 4.4) qui a porté précédemment sur les précipitations orographiques (section 5.2) et frontales (section 5.3).

5.4.2.1. Concept de la simulation

L'objectif est de reproduire numériquement le cycle de vie d'une cellule convective nuageuse en terrain plat. Le code de mécanique des fluides dispose de paramétrisations sous-maillages de la turbulence ou de la condensation

(Redelsperger and Sommeria, 1986) par l'utilisation du schéma de turbulence $k-\epsilon$; en effet les cellules de calculs sont suffisamment petites (400 m d'arête) pour ne pas nécessiter une modification de la résolution du modèle et de risquer de moyenniser la turbulence calculée. Le schéma de microphysique détaillé (voir figure 4.9) doit permettre la prise en compte des processus principaux pour obtenir un cycle des précipitations réaliste.

Les applications premières du code de calcul ont portées sur des situations par vents forts et dans ce contexte les flux de chaleur du sol était négligeable. La fonction de traitement de transfert thermique à travers le sol n'est pas activée dans ce calcul. La seule action du terrain consiste à freiner la dynamique de l'écoulement par l'intermédiaire de sa rugosité. Pour l'objectif qui consiste à maximiser une situation critique, la modélisation de l'effet du sol n'apparaît pas nécessaire puisque l'on dispose de moyen d'activer la convection en agissant sur l'atmosphère lui-même et qu'il peut être envisagé d'envisager d'entretenir la convection de cette manière.

La simulation est basée sur une atmosphère légèrement stable au repos. La méthode pour initier la convection consiste à introduire dans le domaine de calcul une perturbation de température de 1.5° qui pourrait résulter, par exemple, d'une différence d'albédo terrestre ou d'un ensoleillement inhomogène du sol.

5.4.2.2. Domaine de calcul et conditions initiales

Le domaine de simulation se compose d'un parallélépipède de 8 km de coté et de 12 km d'extension verticale. Les cellules de calcul sont des cubes de 400m d'arête. Les paramètres du modèle de microphysique froide sont similaires à ceux utilisés dans la simulation mono-dimensionnelle de référence (section 5.4.1.1). Les conditions de bord du sol sont de type 'WALL' (vitesse normale nulle) avec un flux nul de température imposé à la paroi. Les autres faces du domaines de calcul désignées par North, East, South, West et Top sont en conditions de bord de type pression selon le jargon du code de calcul CFX4 et correspondent à des conditions de type Dirichlet pour la pression (on impose la valeur du scalaire) et de type Neumann pour la vitesse, et l'énergie et la dissipation turbulente (la valeur du gradient normal à la surface est nulle).

L'atmosphère à l'état initial consiste en un fluide au repos en état d'équilibre hydrostatique dont les caractéristiques physiques sont représentées en figure 5.18. La température réelle possède un gradient légèrement stable de $-0.8^\circ/100\text{m}$ jusqu'à l'altitude de 8000m avec une température au sol de 293°K . L'isotherme zéro se situe à l'altitude de 3000m. Au dessus de 8000m, la température est maintenue constante et égale à -32°C , ceci est un couvercle très stable de $+1.0^\circ/100\text{m}$ en température potentielle. La pression de référence hydrostatique est de 1013 hPa au sol, et le contenu en eau de vapeur est à

saturation. Les autres contenus en eau atmosphériques sont fixés à zéro au début de la simulation.

Afin de provoquer l'ascension de la masse d'air et le déclenchement de la convection, une perturbation initiale de température de 1.5 °est introduit au centre du domaine à 600 m d'altitude. En chauffant la portion d'espace environnant, la perturbation de température va se propager et générer un mouvement ascendant par différences de flottabilité.

5.4.2.3. Analyse des résultats

La simulation s'effectue sur une durée de temps physique de 2 heures et demi (soit 900 pas de calcul de 10 secondes), ce qui permet à la perturbation de température de se propager verticalement jusqu'à atteindre l'altitude de déclenchement de la convection puis évoluer vers les étapes de maturation puis, de dissipation de sa structure (voir figure 2.7). Les résultats, sous la forme d'évolution temporelle de contenus en espèce moyennés sur le domaine, sont représentés figure 5.19.

La figure 5.19 montre que le contenu en eau de nuage passe par une valeur maximale durant la simulation après 50 minutes de temps physique. A ce maxima correspond un maximum en eau de pluie ainsi qu'en grésil. L'analyse pas de temps par pas de temps révèle que ce pic étalé sur un peu plus de la première heure de simulation contient les 3 phases successives de formation, de maturation et de dissipation du nuage. L'eau de pluie et le grésil suivent une tendance similaire en apparaissant au bout de 10 minutes pour atteindre leur maximum en phase de maturation après 50 minutes de temps physique, et re-décroître pour disparaître rapidement. La figure montre aussi que la glace nuageuse s'active dès le début de la simulation et qu'elle garde un contenu moyen dans le domaine relativement constant au cours du temps. Les espèces d'agrégats apparaissent après 40 minutes de simulation et augmentent en concentration dans le domaine jusqu'à la fin du temps de calcul. Il est intéressant de noter qu'à la fin de la simulation le nuage ne contient quasiment plus d'eau liquide mais majoritairement de la glace nuageuse et quelques agrégats. Le maximum de précipitation au sol est atteint après 40 minutes de temps.

La section suivante commente les figures I.1 à I.13 illustrant les résultats des simulations sous formes d'iso-surfaces des contenus pour différents pas de temps :

50 secondes : la perturbation de température produit un mouvement vertical principal qui, par continuité, s'accompagne d'une aspiration latérale du flux. La condensation de l'air saturé apparaît dans la partie du domaine où s'opère un mouvement d'ascension.

100 secondes : au bout d'un peu moins de 2 minutes, la zone de condensation a atteint l'altitude de 6km. Les dégagements de chaleur latente

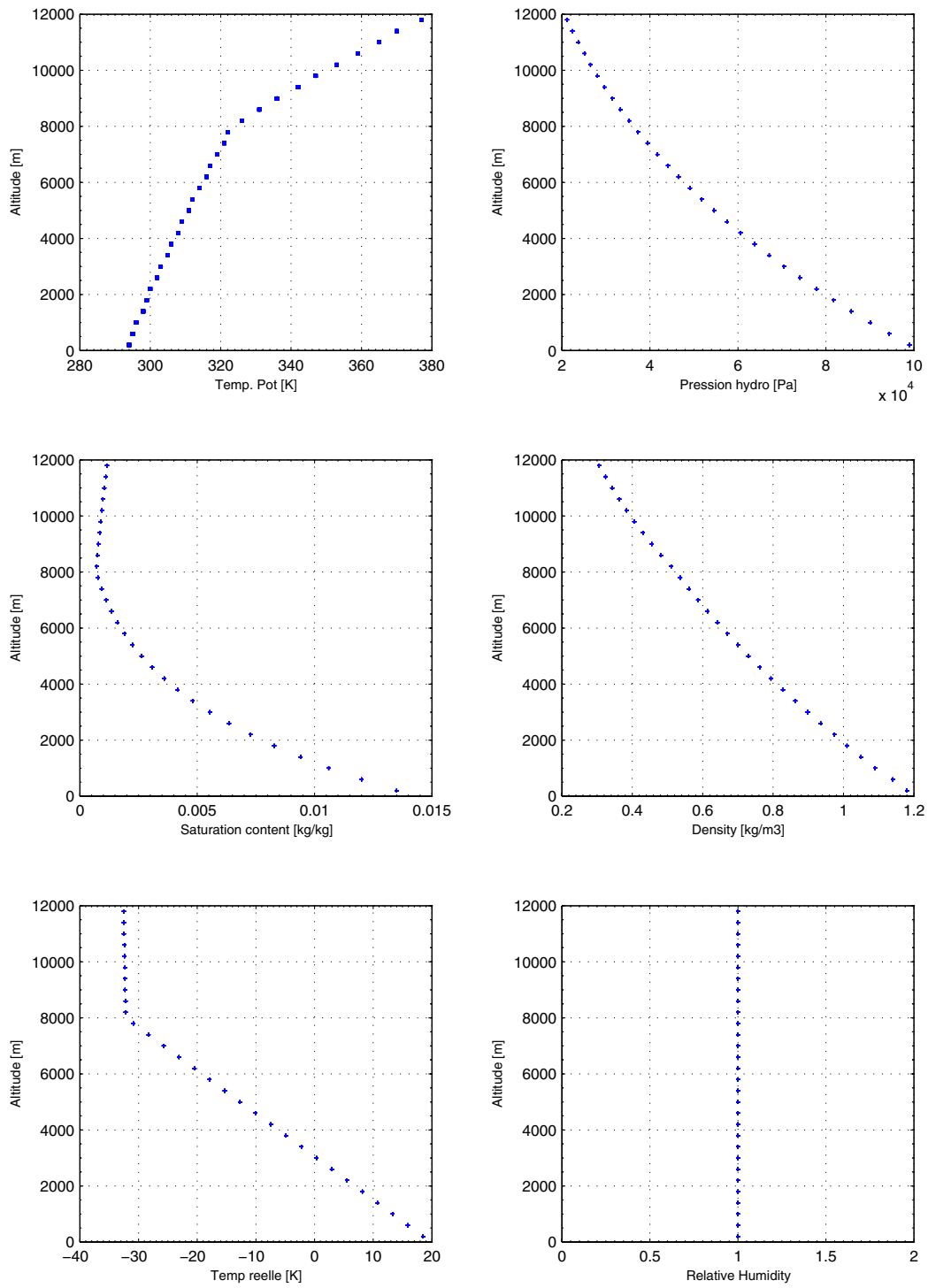


FIG. 5.18.: État hydrostatique de référence utilisé pour la simulation tridimensionnelle de la convection

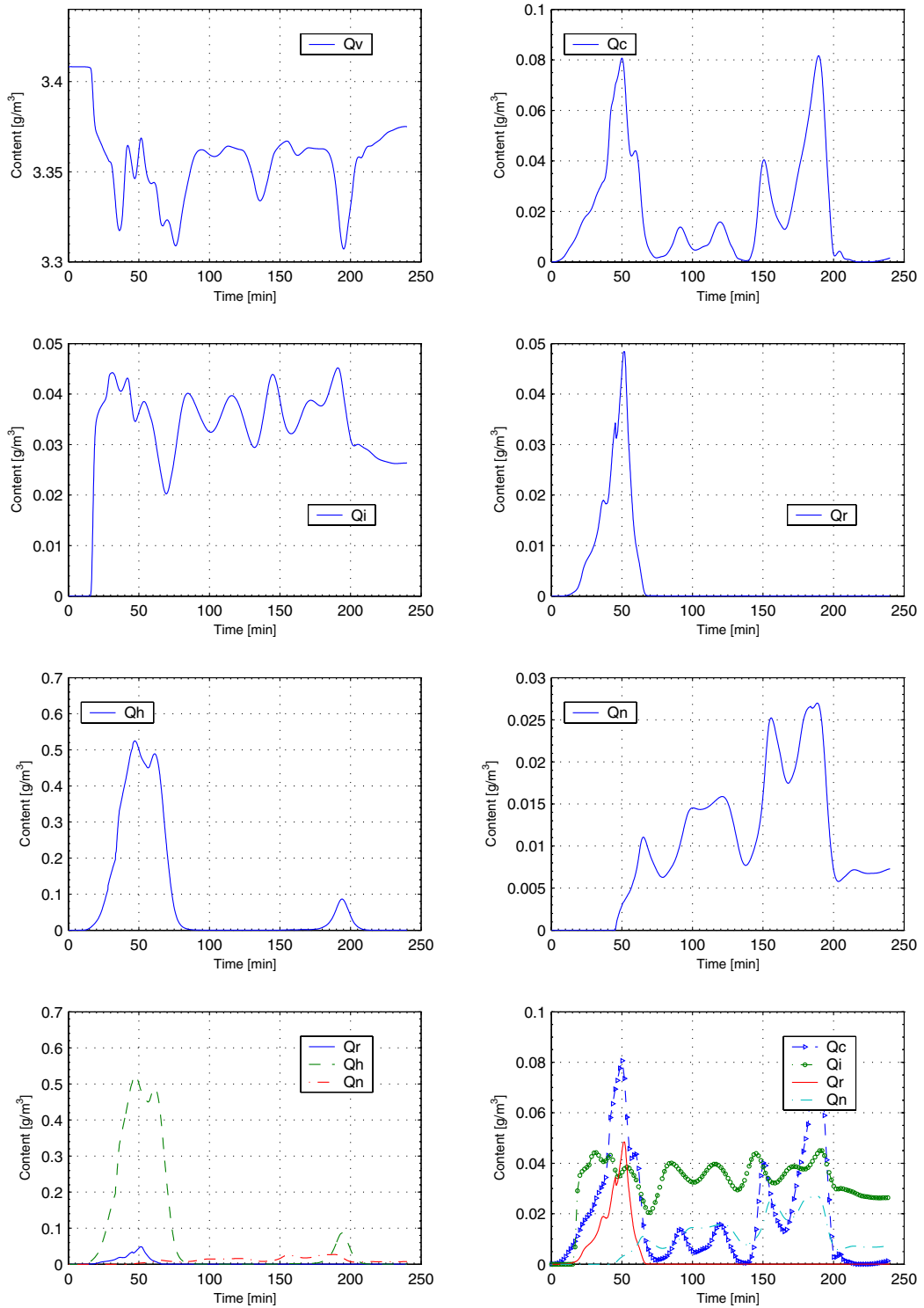


FIG. 5.19.: Évolution des contenus moyens en eau de vapeur (q_v), eau de nuages (q_c), glace nuageuse (q_i), eau de pluie (q_r), grésil (q_h) et agrégats (q_n) au cours de la simulation de la cellule convective tri-dimensionnelle

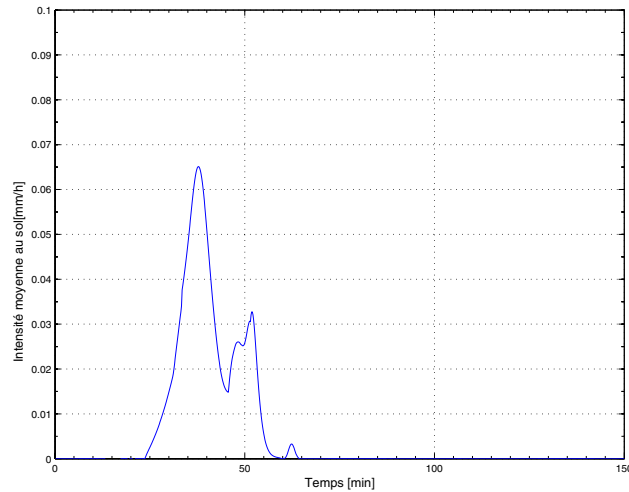


FIG. 5.20.: Intensité moyenne de précipitation au sol au cours de la simulation tri-dimensionnelle de la colonne convective

chauffe le centre du domaine et génère l'ascendance illustrée par le bourgeon principal.

- 450 secondes** : la vitesse verticale dans la colonne atteint 2 m/s, la zone de condensation continue de grandir, le réchauffement s'accroît et augmente l'ascendance de la partie centrale du domaine.
- 900 secondes** : après un quart d'heure, la vitesse verticale maximale est de plus de 7 m/s. Le flux vertical a atteint la partie très stable de l'atmosphère ce qui le freine et génère à 8000 m un flux horizontal radial par rapport à l'axe de la cellule. L'aspiration dans les 2000 premiers mètres de l'atmosphère commence aussi à être visible à la base du nuage. Le sommet du nuage est constitué de grésil alors que sa base sous l'isotherme se compose d'eau liquide nuageuse.
- 1350 secondes** : après un peu plus de 20 minutes de simulation, la phase de formation du nuage est bien établie. La moitié supérieure du domaine de simulation contient une relative forte concentration de glace nuageuse. À l'intérieur de cette enclume, apparaît un noyau central formé de particules de grésil. On note que le cœur du nuage est formé d'eau liquide jusqu'à près de 8000 m. Ceci résulte de la présence d'eau surfondue et de l'apport d'humidité venant des basses couches. La vitesse verticale maximale atteint presque 16 m/s au centre de la colonne et entraîne par inertie des particules de fluides à des altitudes plus hautes que leur température d'équilibre : elles redescendent à des altitudes plus basses en s'éloignant du centre du nuage. De très faible quantité de précipitations parviennent au sol à un taux inférieur à 0.1 mm/h.
- 1800 secondes** : le nuage a presque atteint son stade de maturité. Les précipitations au sol apparaissent sur un disque de 2 kilomètres de

diamètre avec un maximum d'intensité au centre de 2 mm/h. Le niveau de glace nuageuse s'est ajusté. La colonne convective est maintenant formé d'un base de près de 3000 m constitué uniquement d'eau de nuage, d'une partie centrale de 3000 à 8000 m d'altitude où co-existe les espèces liquides et solides, puis d'une chape de glace nuageuse au dessus de 8000m jusqu'au plafond du domaine de simulation. On note au centre du nuage une incursion de glace nuageuse à l'intérieur du nuage de grésil et de même une plus large incursion encore d'eau liquide nuageuse. La vitesse verticale maximale atteint 22 m/s et l 'overshot' décrit précédemment s'amplifie.

2350 secondes : le stade de maturité est établi, la vitesse verticale au centre de la colonne atteint 25 m/s. La zone au sol arrosé n'a pas grandi mais l'intensité maximale atteint au centre 7 mm/h. La structure du champs de vitesse est finalement bi-dimensionnelle à la base du nuage dans la zone de convergence et devient fortement tri-dimensionnelle en altitude dans la partie d'expulsion latérale du flux vertical.

2700 secondes : la dissipation commence à apparaître même si le maximum d'intensité de précipitation est encore supérieure à 4mm/h. L'étagement vertical des hydrométéores persiste avec un zone exclusive de glace nuageuse au dessus de 8000 m et d'eau nuageuse en dessous de 3000 m avec un zone où toutes les espèces d'eau interagissent entre-elles.

3150 secondes : L'ascendance a disparu et un cisaillement du champs de vent s'est installé dans le domaine de simulation, la phase de dissipation du système convectif débute. L'intensité maximale de presque 2mm/h, s'est déplacé vers un angle. Le champs de vent près du sol déforme le champs d'humidité et incline les résidus de la colonne.

3600 secondes jusqu'à la fin : les précipitations au sol ont cessé, la phase dissipative est en action. La structure de colonne a disparu au profit d'un écoulement cisailé où le changement de direction de la vitesse est établi autour de 5000m. L'étagement des particules subsiste mais les conditions de vents ne sont plus propices aux précipitations (disparition des mouvements verticaux).

5.4.3. Conclusions relatives aux précipitations convectives

Cette section montre qu'il est possible, avec le modèle développé, de représenter les caractéristiques principales d'un orage convectif tri-dimensionnel mono-cellulaire. Les 3 phases du cycle de vie de la cellule (formation, maturation et dissipation) sont reproduit fidèlement aussi bien dans la distribution spatiale du champs de vents et des contenus en eaux que dans leurs évolutions temporelles. Ces résultats ont été obtenus sans introduire un traitement des

transferts de chaleur du sol. La perturbation en température semble être efficace pour initier le processus de convection et déstabiliser la masse d'air. La perturbation imposée en condition initiale permet de déclencher le mouvement convectif qui se déroule ensuite sur plus d'une heure de temps.

Il convient de relever le réalisme obtenu du nuage obtenu. L'intensité de précipitation maximale dans une maille de calcul du sol ne n'excède pas 7 mm/h (l'intensité moyenne au sol n'excède pas 0.1 mm/h) durant la simulation, ce qui peut apparaître comme normal pour ce cas de cumulus d'été. Dans la perspective de maximisation des précipitations convective, différentes suggestions peuvent être proposées pour intensifier le système convectif :

1. il est possible d'augmenter la taille, la localisation ou la valeur de la perturbation de température tout en la gardant une vraisemblance physique. L'introduction d'une quantité supérieure d'énergie est aussi réalisable en maintenant la perturbation au-delà de la phase d'initialisation du calcul ou en la réactivant au cours de la simulation.
2. de façon identique aux cas de précipitations orographique, il serait intéressant de mener une étude de sensibilité concernant les paramètres clefs de la simulation soit sur la valeur de la stratification thermique (la même perturbation provoquerait une ascension plus intense dans une atmosphère moins stable), ou encore sur la température de l'air au sol qui tendrait à augmenter la quantité d'eau disponible dans l'atmosphère.
3. une possibilité d'intensifier les précipitations consiste aussi à inclure dans le domaine une quantité d'humidité supérieure à la simulation présentée. Puisque les calculs sont conduits en présence d'un air saturé, cela implique l'introduction d'une couche nuageuse liquide (voire solide) à l'initialisation de la simulation. Cela permettrait qu'une quantité plus importante de pluie prenne part au processus de précipitation.
4. enfin, une méthode plus radicale mais au combien plus périlleuse consiste à définir des simulations d'orages multi-cellulaires. Cela nécessite a priori, l'utilisation d'un domaine de calcul plus étendu et des temps de simulation encore rallongés, mais l'essentiel de la difficulté réside dans l'adéquation du champ de vents (et en particulier de l'intensité du cisaillement) aux conditions de stabilité du domaine de calcul et aux structures thermodynamiques de la cellule afin de permettre au courant de densité induit par la première vague de précipitations de générer un soulèvement conséquent de la masse d'air pour initier une nouvelle structure convective.

En conclusion, le travail a abouti à l'établissement d'un code de calcul performant et réaliste pour simuler la structure fine d'un nuage convectif. La complexité et l'étendue des conditions de bords et initiales n'ont pas pu être explorées intégralement, dans le présent travail. Notamment les différentes combinaisons de paramètres susceptibles de mener à des volumes de précipitations conséquents devraient être étudiées.

Sur un plan méthodologique, il subsiste 2 voies pour étudier les précipitations maximales convectives en terrain plat :

- la simulation d'un nuage isolé (identique à la section 5.4.2). Le travail consiste dans ce cas à étudier la sensibilité du taux de précipitation, aux paramètres thermodynamique de l'atmosphère. Une fois, la simulation de la situation critique effectuée, l'approche propose de déplacer ce nuage par un modèle lagrangien soumis aux conditions de vent géostrophique afin de générer une carte de précipitations convective extrêmes sur le domaine considéré. Un travail majeur réside ici dans l'analyse de l'interaction entre le mouvement convectif et l'écoulement environnant et de la façon d'en tenir compte dans la méthodologie proposée. Cette approche est recommandée pour l'étude de bassins versant aux dimensions importantes pour lesquels une simulation globale à haute résolution ne peut être entreprise à cause de temps de calcul trop conséquents.
- la simulation sur topographie réelle. Il s'agit dans ce cas d'effectuer les simulations sur l'intégralité du bassin versant. Une première limitation réside dans la taille du domaine à représenter puisque l'augmentation du nombre de cellule de calcul conditionne drastiquement le temps de calcul. Il faut veiller de plus, à conserver un facteur de forme des cellules (hauteur/longueur) supérieur à $1/50$, pour satisfaire une application correcte de la méthode de résolution par volumes finis. Ainsi un raffinement de la grille selon la verticale pour mieux décrire les profils verticaux s'accompagnent nécessairement d'un resserrement horizontal de la maille. Une autre difficulté réside dans l'activation de la convection que ce soit par perturbation de la température de l'atmosphère ou par l'introduction d'un flux de chaleur au sol. En effet, de lors localisation et de leur distance respective, dépend la forme des structures générées. C'est pourquoi il s'agit dans ce cas d'explorer différentes localisations et quantité de sources de chaleurs afin d'optimiser l'organisation de l'atmosphère vers une situation fortement précipitante.

A l'état d'avancement du présent travail, il n'est pas encore possible d'opter pour une méthodologie plutôt qu'une autre et les 2 approches devront être explorées dans une prochaine recherche.

Concernant la simulation des précipitations orographiques instables, il est proposé d'utiliser le modèle atmosphérique complet (microphysique froide et couplage des champs de vent et de thermodynamique) sur une topographie complexe représentée à une résolution horizontale suffisamment fine (disons, au maximum 1 km) pour permettre aux processus convectifs d'être représentés sur plusieurs mailles de calcul et de posséder les caractéristiques principales de leurs structures localisées.

6. Conclusions et perspectives

6.1. Disdromètre acoustique

L'objectif de la partie expérimental consiste à développer et à valider un instrument acoustique destiné à évaluer les caractéristiques de la pluie. La section 3.6 conclut de façon intermédiaire sur les développements et la validation du principe de mesure qui repose sur l'acoustique et révèle des spécifications structurelles et dynamiques appropriées.

Le potentiel de l'instrument consiste ainsi à mesurer 3 grandeurs typiques de la pluie soit l'intensité de précipitation I et les 2 paramètres de distributions dimensionnelles de forme exponentielle que sont λ , le paramètre de pente et N_0 , l'ordonnée à l'origine à partir de 3 seules variables de configuration de l'algorithme de dépouillement. Les variables concernées sont le gain de l'instrument [mm/V], la tension seuil [V] et la largeur de la fenêtre temporelle [ms]. La largeur de fenêtre et le seuil de tension déterminent, pour un enregistrement donné, le nombre de gouttes de l'algorithme de détection tandis que le gain transforme les gouttes identifiées en hauteur de précipitations.

Le système de mesures développé est simple et quasi dépourvu de pièces mécaniques mouvantes (à part la partie interne du microphone) et de disposer ainsi d'un appareil fiable et économe en énergie, ce qui permet d'envisager d'équiper à moindre frais un bassin versant sensible ou peu accessible pour la gestion dynamique de barrage ou l'obtention des distributions spatio-temporelle d'un épisode de pluie dans le cadre de la protection contre les crues.

Une application du disdromètre est présentée en annexe E. Durant cette campagne, une centrale de mesure acoustique autonome intégrant 5 disdromètres acoustiques a été installer sur une surface d'une quinzaine d'hectare en bordure de lac Léman (voir annexe E.1) . Cette annexe contient aussi les résultats d'intensités de précipitations des disdromètres comparés à d'autres appareils de mesures de pluie aux alentours. Malgré le soin apporté à la conception du système, la maintenance fut plus complexe que prévue et les résultats sont un peu mitigés puisque sur les 5 instruments, seuls 3 ont fourni des mesures cohérentes sur l'ensemble de la période de mesure : l'un a vraisemblablement un défaut de montage et l'autre subit une pollution sonore due à un chantier conséquent qui s'est implanté à proximité. Le cas de

la campagne de mesure avec la même rosette d'instruments installée dans le bassin alpin de Mattmark, n'a pas pu être inclus dans ces pages mais mène à conclusions identiques. Selon notre expérience sur le terrain et à ce niveau d'avancement, notons qu'il est utile de disposer d'un pluviomètre classique qui permettra si besoin est, d'éliminer les enregistrements qui ne sont pas concernés par les précipitations.

6.2. Maximisation numérique

La recherche a permis de reproduire et de maximiser les précipitation par l'utilisation d'un modèle numérique de mécanique des fluides adapté à la météorologie. Les conditions de bords et initiales sont basées sur des sondages atmosphériques et la mesure de stations météorologiques. Le modèle numérique événementiel (section 5.1) est utilisé comme une soufflerie virtuelle qui intègre fidèlement les caractéristiques topographiques de la région considérée et les modèles adéquats de physique pour décrire à l'échelle locale l'atmosphère et les précipitations.

En plus d'analyser les mesures au sol pour extrapoler les tendances des intensités de précipitations extrêmes en une station donnée (approche 'bottom-up'), la méthode consiste dans ce travail à simuler numériquement l'atmosphère et à modéliser les précipitations dans le domaine de calcul pour une situation critique (approche 'top-down'). Cette approche est complémentaire à l'analyse statistique. La méthode numérique s'appuie d'ailleurs largement sur les observations qui permettent définir les conditions atmosphériques propices aux fortes précipitations et qui serviront à initialiser le modèle numérique. Et les deux approches s'interrogent sur la représentativité de l'interpolation spatiale des observations... Un avantage majeur de la simulation numérique réside cependant dans la consistance de son résultat. En effet, chaque carte d'intensité de précipitations résulte d'une modélisation physique de champs tri-dimensionnelles de variables de l'atmosphère. Il en découle, aux approximations numériques près, une cohérence spatiale des résultats qui provient directement des équations de continuité (fondamentalement physiques) du modèle de l'atmosphère.

Il pourrait être objecter qu'au vu des inhomogénéités spatiales et temporelles de l'atmosphère, il n'est pas réaliste de simuler des situations initiées sur des profils analytiques et surtout homogènes dans l'espace. Pourtant les reproductions par le modèle numérique d'événements mesurés montrent des résultats très satisfaisants, il convient donc d'accepter que certaines situations ne sont pas aussi in-homogènes dans le temps et l'espace ou bien que l'effet d'adaptation des conditions de bord théoriques aux spécificités topographiques d'un bassin peut être plus fort que celui des disparités spatiales (à grandes échelles) de l'atmosphère. Du fait du manque relatif de mesures spatio-temporelles des situations atmosphériques, les nécessités de la simula-

tion des pluies extrêmes dans certains bassins versants sensibles de moins de 100 km², imposent l'utilisation de conditions de bord homogènes dans l'espace pour répondre aux questions de la protection des barrages.

Plus concrètement, la maximisation s'appuie sur le concept de séparation des contributions phénoménologique (figure 4.4) :

$$PMP = PMP_o + PMP_f + PMP_c$$

où PMP_i est la Précipitation Maximale Probable avec i ($i=o, f$ et c) désignant respectivement chaque contribution orographique, frontale et convective.

Selon la phénoménologie des précipitations considérée, la méthodologie de maximisation en événements critiques diffère ainsi que les conclusions du travail :

Précipitations orographiques : l'analyse repose sur 5 paramètres : gradient de température, température au sol, profil d'humidité relative et vitesse et direction de vent. Dans ce cas, la méthodologie proposée pour l'étude du bassin de Mattmark montre qu'il existe une vitesse géostrophique critique pour laquelle l'intensité de précipitations sur le bassin concerné est maximale. D'autre part, il apparaît qu'un événement continu de 24 heures ne peut générer un volume d'eau comparable à un épisode de 12 heures.

Précipitations frontales : l'application de la méthode sur un immense bassin versant a permis d'éliminer l'éventualité d'une pluie orographique critique pour la région considéré. La structure atmosphérique de la situation frontale a été reproduite et un événement de 3 jours de pluie a été simulé. Dans ce cas, la paramètre clef de la maximisation est la persistance de la situation de barrage.

Précipitations convectives : une structure typique a été simulé pour lequel il n' pas été possible de générer de fortes intensités ni de volumes conséquents vu leur courte durée de vie. Ce type de systèmes nuageux nécessite un fine résolution pour s'affranchir des paramétrisation sous-maille et aussi de nombreux coefficient à valider du à la complexité de la microphysique froide. A chaque simulation, les efforts de calculs sont considérables et limitent l'exploration des paramètres prépondérants.

Finalement, du fait de la stabilité atmosphérique qu'ils présentent généralement, les processus orographiques se révèlent les plus aisées à reproduire et à maximiser, puisque leur caractéristiques sont régis par des paramètres physiques appréhendables tels que vitesse, humidité et température de la masse d'air. Les situations frontales sont plus subtiles puisque 2 masses d'air s'affrontent et que la notion de temps de persistance de la situation de barrage est peu documentée et se déduit moins aisément des mesures météorologiques traditionnelles. Les situations convectives sont les plus délicates car leurs structures spatio-temporelles sont les plus fines. Elles sont difficiles à maximiser

dans le temps et l'espace car c'est vraisemblablement la succession de phénomènes imbriqués qui génère des volumes importants de pluie au sol.

Les avantages de l'approche sont de tenir compte de la topographie à haute résolution, et d'inclure des schémas de microphysique et de dynamique de l'atmosphère relativement complexes et précis. Les avantages du code numérique utilisé est de pouvoir profiter de schémas de résolution issue de la mécanique des fluides, du support de l'équipe de développement et d'options incluses telles que le raffinement local de la grille par l'utilisation de domaine multi-block. Un désavantage est le temps de calcul nécessaire à chaque simulation, bien souvent largement supérieur au temps physique.

Comparativement aux méthodes classiques de détermination de la PMP (section 4.2), cette approche permet d'éviter ce qui est appelé "la transposition d'orages". De plus, les phénomènes invoqués dans l'évènement de crue sont modélisés physiquement en tenant compte des caractéristiques physiques locales des conditions du sol et de l'atmosphère ainsi que l'influence déterminante des paramètres géographiques tel que la topographie ou l'exposition de la région envers les sources d'humidités. La méthode fournit ainsi la plus grande valeur physique de précipitations ainsi que la distribution spatio-temporelle la plus défavorable.

La méthodologie permet donc de localiser et de dimensionner les pluies. Elle offre la possibilité d'initialiser les modèles hydrologiques à haute résolution et aide à la compréhension des phénomènes et à la décision pour la conception et réalisation des ouvrages hydrauliques.

6.3. Perspectives

Il convient de relever, que le disdromètre acoustique peut théoriquement en l'état servir de détecteur de grêle qui s'identifie à priori par une saturation de la dynamique de l'appareil. Afin de quantifier le flux de chute de grêlons et d'autres caractéristiques dimensionnelles, l'équipement de la sphère par un second microphone adéquat pour retranscrire la dynamique des chocs de particules solides paraît nécessaire. Dans cette perspective une étude des chocs doit être entreprise puisque le cas d'impact solide génère vraisemblablement un choc inélastique pour lequel on devra déterminer la fraction d'énergie réellement transmise à la sphère de mesures.

Pour éviter de devoir tenir compte d'une sensibilité variable en fonction de la zone d'impact (voir page 3.6), il peut être envisager de ne rendre sensible que la partie supérieure de la sphère. Une autre possibilité est de modifier totalement la forme de la coque résonnante et de choisir par exemple une portion de cône très aplati offrant à la pluie une surface plane et conservant l'avantage de pouvoir évacuer le film d'eau résiduel sur le capteur.

Les conclusions intermédiaires ont portées aussi sur les résultats partiellement satisfaisant concernant les distributions de tailles de gouttes. La

relation tension-diamètre peut être incriminé et un facteur correctif pourrait être introduit pour tenir compte de la proportion volumique dû aux petites gouttes non identifiées par l'algorithme de comptage mais dont le volume est inclus implicitement dans la constante de gain. Cette solutions aurait pu être implanté en utilisant les relations de la figure 3.7 si un autre facteur d'importance (tel le point d'impact de goutte sur la sphère) ne venait pas perturber les distributions dimensionnelles calculées. Une option de localisation du point d'impact consiste à étudier son influence sur le taux d'amortissement du signal acoustique. Ce critère ne pourra être développé qu'en fonction d'essais en laboratoire doté d'un générateur de gouttes calibrées pour permettre de reproduire précisément les paramètres difficilement contrôlables a priori dans la nature tels que vitesse de chute, taille de goutte et zone d'impact sur l'instrument. Ce type d'équipement permettrait aussi de calibrer précisément la relation tension-diamètre (section 3.3.9) et d'étudier l'influence du vent sur les mesures en installant le système dans une soufflerie à couche limite.

Compte tenu du temps généralement dédié à la conception, aux développement et aux essais préliminaires d'un instrument de ce type, l'objectif de la présente recherche n'était pas de livrer les spécifications d'un disdromètre prêt à l'usage. Toutefois une nouvelle voie dans la caractérisation des précipitation à pu être explorée et semble prometteuse, en particulier pour des applications sur des sites dépourvus de source accessible d'énergie ou pour des bassins versants sensibles, qui nécessitent une fine résolution spatiale des précipitations pour la protection contre les crues.

Concernant la simulation atmosphérique des situations extrêmes. Le présent travail a montré le potentiel de l'approche pour les précipitations orographiques et frontales. Pour ces dernières, la notion déterminante de persistance de la situation mérite d'être approfondie. En effet, peu d'études jusqu'à présent ont porté sur la détermination de la durée maximale d'une situation frontale pour un site donnée. Par ailleurs, si dans le cas des précipitations orographiques la vitesse géostrophique d'une advection d'air humide peu être analysée à partir des bulletins météorologiques et des sondages atmosphériques, peu de travaux concernent la caractérisation de la période entre deux advections consécutive. Des épisodes continues ont été simulé dans cette recherche, dans la perspective de simuler des événements composés, il serait très utile de caractériser statistiquement le temps minimal qui peut exister entre 2 épisodes consécutifs de pluie intense. Concernant les précipitations convectives, les résultats n'ont pas permis de maximiser ce type de précipitations, et une large étude de sensibilité de l'intensité de précipitation au sol concernant les conditions de bords et initiales des simulations reste à accomplir. Une étude plus approfondie de l'interaction du système convectif avec les conditions atmosphériques à grandes échelles ainsi que l'influence d'une topographie sur le développement de la cellule convective doit être entrepris afin d'aboutir dans la méthodologie de maximisation des précipitations convectives. D'autre part, la dynamique du modèle numérique pourrait être encore

améliorer pour tenir compte de l'effet de l'humidité sur la stabilité de l'atmosphère (par une utilisation de la température potentielle virtuelle), ainsi que de l'effet du rayonnement solaire sur les espèces d'eau qui modifie le bilan énergétique des cellules.

Références

- AEA Technology (2001a). *CFX4.4 : Pre-Processing Manual*, International CFX.
- AEA Technology (2001b). *CFX4.4 : Solver Manual*, International CFX.
- Atlas, D. and Ulbrich, C. (1977). Path and area integrated rainfall measurement by microwave attenuation in the 1-3 cm band, *Journal of Applied Meteorology* **16** : 1322–1331.
- Auer, A. H. J. (1972). Inferences about ice nucleation from ice crystal observation, *Journal of the Atmospheric Sciences* **29** : 311–317.
- Aufdermauer, A. (1963). n.c., *Schweiz. Z. f. Obst and Weinbau* **72** : 434.
- Banta, R. (1990). *The role of mountain flows in making clouds*, Blumen W : Atmospheric process over complex terrain.
- Barthasy, E. and Schefold, R. (2001). A new ground-based optical instrument to measure snowflakes., in AMS (ed.), *30th International conference on radar meteorology AMS*, München.
- Battan, L. and Reitan, C. (1957). *Artificial stimulation of rain*, Pergamon Press.
- Beard, K. and Pruppacher, H. (1969). A determination of terminal velocity and drag of small water drops by means of a wind tunnel, *Journal of the Atmospheric Sciences* **26** : 1066–1072.
- Beard, K. V., Ochs, H. T. and Kubesh, R. J. (1989). Natural oscillations of small raindrops, *Nature* **342** : 408–410.
- Benoit, R., Pellerin, P., Kouwen, N., Ritchie, H. and Soulis, E. (2000). Toward the use of coupled atmospheric and hydrologic models at regional scale, *Monthly Weather Review* **128** : 1681–1706.
- Berod, D. and Laglaine, V. (1988). La précipitation maximale probable. Concept et méthodes, *Technical report*, Institut d'aménagement des terres et des eaux (IATE-EPFL).
- Best, A. (1950). The size distribution of raindrops, *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society* **76** : 16–36.
- Best, A. (1951). Drop size distribution in cloud and fog, *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society* **77** : 418–426.

- Beyer-Portner, N. (1998). *Erosion des bassins versants alpins suisses par ruissellement de surface*, PhD thesis, Ecole Polytechnique Fédérale de Lausanne.
- Blyth, A. M. and Latham, J. (1990). Airbone structure of the altitudinal variability of the microphysical structure of small ice-free montanian cumulus clouds, *Quaterly Journal of the Royal Meteorological Society* **116** : 1405–1423.
- Bonvin, J. (1993). Crues du 24 septembre en valais, *Nimbus, Revue trimestrielle de la société météorologique sub-alpine* **2**.
- Browning, K. A., Fankouser, J., Chalon, J., Eccles, P., Strauch, F., Merrem, H., Musil, D., May, E. and Sand, W. R. (n.d.). Structure of an evolving hailstorm part v : Synthesis and implications for hail growth and hail suppression, *Quaterly Journal of the Royal Meteorological Society* .
- Bruintjes, R., Clark, T. and Hall, W. (1994). Interactions between topographic airflow and cloud/precipitation developpement during the passage of a winter storm in arizona, *Journal of the Atmospheric Sciences* **51**(1) : 48–67.
- Caniaux, G. (1993). *Paramétrisation de la phase glace dans un modèle non hydrostatique de nuages : application à une ligne de grain tropicale*, PhD thesis, Université Paul Sabatier de Toulouse.
- Chen, C. (1991). A nested grid non-hydrostatic elastic model using a terrain-following coordinate transformation : the radiative-nesting boundary conditions, *Monthly Weather Review* **119** : 2852–2869.
- Cheng, L. and English, M. (1983). A relation size between hailstone concentration and size, *Journal of the Atmospheric Sciences* **40** : 204–213.
- Chin, H.-N. S. (1994). The impact of the ice phase and radiation on a midlatitude squall line system, *Journal of the Atmospheric Sciences* **51** : 3320–3343.
- Clark, T. L. (1979). Numerical simulations with a three dimensional cloud model : lateral boundary condition experiments and multicellular severe storm simulation, *Journal of the Atmospheric Sciences* **36** : 2191–2215.
- Clark, T. L. (1984). Severe downslope windstorm calculations in two and three spatial dimensions using anelastic interactive grid nesting : a possible mechanism for gustiness, *Journal of the Atmospheric Sciences* **41** : 329–350.
- Cook, N. (1985). *The designer's guide to wind loading of building structures. Part I*, Butterworths.
- Cotton, W., Stephens, M., Nehrkorn, T. and Tripoli, G. (1982). The colorado state university three dimensional cloud mesoscale model . part II : an ice phase parametrization, *Journal of Atmospheric Research* **16**(4) : 295–320.

- Cotton, W., Tripoli, G., Rauber, R. and Mulvihill, E. (1986). Numerical simulation of the effects of varying ice crystal nucleation rates and aggregation processes on orographic snowfall, *Journal of Climate and Applied Meteorology* **25** : 1658–1680.
- Courvoisier, H. (1981). Starkniederschläge in der Schweiz in Abhängigkeit vom Druck, Temperatur und Feuchtefeld, *Schweizerische Meteorologische Anstalt*.
- Courvoisier, H. (1998). Statistik der 24-stündigen Starkniederschläge in der Schweiz 1901-1996, *Arbeitsbericht 194*, SMA.
- Cox, G. (1988). Modelling precipitation in frontal rainbands, *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society* **114** : 115–127.
- Deaves, D. and Harries, R. (1978). A mathematical model of the structure of strong wind., *Construction Industry Research and Information Association* **76**.
- Doswell, C. (n.d.). *The operational meteorology of convective weather Volume II : Storm scale analysis*, u.s. gov. print. off. erl esg-15 edn, NOAA Tech. Mem.
- Duynkerke, P. (1988). Application of the ϵ - ϵ turbulence closure model to the neutral and stable atmospheric boundary layer, *Journal of the Atmospheric Sciences* **45** : 865–880.
- Ehinger, J., Hertig, J.-A., Alexandrou, C., Berney, M. and Christinat, M.-O. (1990). Analyse de l'influence de la topographie sur les conditions d'exposition des bâtiments, *Transfert de données météorologiques. rapport FN subside 20-5189.86*, Laboratory of Energy Systems.
- Emanuel, K. A. (1996). *Overview of atmospheric convection*, Vol. 505 of *Mathematical and Physical Sciences*, Roger K. Smith edn, NATO ASI series.
- Emeis, S., Joss, J. and Löffler-Mang, M. (2000). Developing disdrometer for precipitation particle recognition.
- Fallot, J. (2000). Evolution du nombre de jours avec des précipitations abondantes en suisse durant le XX^{ème} siècle, *Association Internationale de Climatologie* **13**.
- Feingold, G. and Levin, Z. (1986). The lognormal fit to raindrop spectra from frontal convective clouds in israel, *Journal of Climate and Applied Meteorology* **25** : 1346–1363.
- Fletcher, N. (1962). *The physics of rain clouds*, Cambridge University Press London.
- Foote, G. and Du Toit, P. (1969). Terminal velocity of raindrops aloft, *Journal of Applied Meteorology* pp. 249–253.
- Frei, C. and Schär, C. (1998). A precipitation climatology of the alps from high-resolution rain-gauge observations, *Int. J. Climatol.* **18** : 873–900.

- Garrat, J. (1992). *The atmospheric boundary layer*, Cambridge atmospheric and space sciences series.
- Gerstengarbe, F. and Werner, P. (1993). Katalog des Grosswetterlagen Europas nach Paul Hess and Helmuth Brezowsky 1881-1992, *Offenbach am Main*, Berichte der Deutschen Wetterdienstes 113.
- Godard, A. and Tabeaud, M. (1998). *Les climats : mécanismes et répartition*, Armand Colin.
- Goulpié, P., Hertig, J.-A., Reinhardt, F., Hug, C., Fallot, J., Stirnimann, O. and Dubois, J. (2002). Numerical modelling of probable maximum flood for the watershed of the Krasnodar dam in Russia, *International Commission for the Hydrology of the Rhine Basin*, Vol. II-17, CHR Report, pp. 101–112.
- Gray, D. (1972). *Manuel des principes d'hydrologie*, Comité national canadien de la décennie hydrologique internationale.
- Grebner, D. (1980). Starkregensituation vom 7./8. August 1978 im Schweizer Alpenraum; Entwicklung, Bewertung und Vorhersagbarkeit, in B. Ischl (ed.), *Interpraevent*, Zürich, pp. 215–224.
- Grebner, D. (86). Meteorologische Analyse des Unwetters von Brig und Saas-Almagell vom 24. September 1993, *Wasser Energie und Luft* **1**.
- Grebner, D. and Roesch, T. (1998). Flächen-Mengen-Dauerbeziehungen von Starniederschlägen und mögliche Niederschlagsgrenzwerte für die Schweiz, *Schlussbericht nfp 31*, Hochschulverlag, Zürich.
- Gumbel, E. (1958). *Statistics of extremes*, Columbia University Press New York.
- Gunn, K. and Marshall, J. (1958). The distribution with size of aggregate snowflakes, *Journal of Meteorology* **15** : 452–461.
- Gunn, R. and Kinzer, G. D. (1949). The terminal velocity of fall for water droplet in stagnant air, *Journal of Meteorology* **6** : 243–248.
- Haiden, T. (1991a). A deterministic approach to the estimation of orographic PMP, *Personal communication*.
- Haiden, T. (1991b). Forschungen zu meteorologisch relevanten Parametern in Hinblick auf den vermutlich grössten Abfluss (PMF), *Bundesministerium für Land und Forstwirtschaft*.
- Hall, M. J. (1969). The design of nozzle networks for the simulation of rainfall, *Journal Hydraul. Research* **7** : 449–483.
- Hall, W. and Pruppacher, H. (1974). The survival of ice particule falling from cirrus clouds in subsaturated air, *Journal of the Atmospheric Sciences* **33** : 1995–2006.
- Hauser, D., Amayenc, P., Nutten, B. and Waldteufel, P. (1984). A new optical instrument for simultaneous measurement of raindrop diameter and

- fall speed distribution, *Journal of Atmospheric and Oceanic Technology* **1** : 256–269.
- Herzogh, P. H. and Hobbs, P. V. (1985). Size spectra of ice particles in frontal clouds : correlation between spectrum shape and cloud conditions, *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society* **111** : 463–477.
- Heymsfield, A. J. (1989). Cirrus crystal nucleation by homogeneous freezing of solution droplets, *Journal of the Atmospheric Sciences* **46**(14) : 2252–2264.
- Hobbs, P. and al (1972). Contribution from the cloud physics group, *Technical report*, Report No VII Dept of Sciences University of Washington Seattle.
- Hobbs, P. V., Politovich, M. K. and Radke, L. F. (1980). The structure of summer convective clouds in eastern montana. I : Natural clouds, *Journal of Applied Meteorology* **19** : 645–663.
- Hounam, C. (1960). Estimation of extrem precipitation, *Journal of the institution of engineers of Australia* **32**(6) : 113–116.
- Houze, R. A. and Churchill, D. (1984). Microphysical structure of winter monsoon cloud clusters, *Journal of the Atmospheric Sciences* **41** : 3405–3411.
- Houze, R. A. J. (1993). *Cloud dynamics*, Academic Press.
- Houze, R., Hobbs, P., Herzogh, P. and Parsons, D. (1979). Size distributions of precipitation particules in frontal clouds, *Journal of the Atmospheric Sciences* **36** : 156–162.
- Houze, R., Hobbs, P., Herzogh, P. and Parsons, D. (1980). Reply to "comments on size distributions of precipitation particules in frontal clouds", *Journal of the Atmospheric Sciences* **37** : 699–700.
- Huang, K. (1963). *Statistical mechanics*, Wiley.
- Jasper, K. and Kaufman, P. (2002). Coupled rainoff simulations as validation tool for atmospheric models at regional scale, *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.* **accepted**.
- Joss, J. (1999). A disdrometre for raindrops.
- Joss, J. and Gori, G. (1978). Shapes of raindrops size distributions, *Journal of Applied Meteorology* **17** : 1054–1061.
- Joss, J. and Waldvogel, A. (1969). Raindrop size distribution and sampling size errors, *Journal of the Atmospheric Sciences* **26** : 566–569.
- Kajikawa, M. (1974). On the collection efficiency of snow crystals for cloud droplet, *Journal of the Meteorological Society of Japan* **52** : 328–336.
- Kajikawa, M. (1989). Observation of the falling motion of early snowflakes. part II : on the variation of falling velocity, *Journal of the Meteorological Society of Japan* **67**(5) : 731–737.

- Kessler, E. (1969). *On the distribution and continuity of water substance in atmospheric circulation*, American Meteorological Society.
- Knight, N. C. and Heymsfield, A. J. (1983). Measurement and interpretation of hailstones density and terminal velocity, *Journal of the Atmospheric Sciences* **40** : 1510–1516.
- Koch, M. (2000). Natural hazards and disasters : Origins risks mitigation and prediction, in H. V. Kassel (ed.), *River Flood Defense*, Vol. 1 of *Kassel Reports of Hydraulic Engineering*, Frank Toensmann and Manfred Koch, pp. A5–A28.
- Krueger, S., Fu, Q. and Liou, K. (1995). Improvement of an ice-phase microphysics parametrization for use in numerical simulations of tropical convection, *Journal of Applied Meteorology* **34** : 281–287.
- Launder, B. and Spalding, D. (1972). *Mathematical models of turbulence*, Academic Press.
- Law, J. and Parsons, D. (1943). The relation of raindrop size to intensity, *Trans. Amer. Geophys. Union* **24** : 452–460.
- Leary, C. and Houze, R. (1979). Melting and evaporation of hydrometeors in precipitation from the anvil cloud of deep tropical convection, *Journal of the Atmospheric Sciences* **36** : 669.
- Lenard, P. (1904). Ueber Regen, *Meteorologische Zeitungs* **21** : 248–262.
- Lin, Y., Farley, R. and Orville, H. (1983). Bulk parametrization of the snow field in a cloud model, *Journal of Climate and Applied Meteorology* **22** : 1065–1092.
- List, R. (1966). *Smithsonian meteorological tables 6th. rev.*, Smith Sonian Institution.
- Locatelli, J. D. and Hobbs, P. V. (1974). Fall speeds and masses of solid precipitation particules, *Journal of Geophysical research* **79**(15) : 2185–2197.
- Lozowski, E. and Beattie, A. (1979). Measurement of the kinematics of natural hailstones near the ground, *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society* **105** : 453–459.
- Marshall, J.S. and, P. W. M. (1948). The distribution of raindrop with size, *Journal of Meteorological Society* **5** : 165–166.
- Mc Cumber, M. and Tao, W.-K. (1991). Comparaison of ice-phase microphysical parametrization schemes using numerical simulations of tropical convection, *Journal of Applied Meteorology* **40** : 1965–1983.
- Medwin, H., Nysten, J., Jacobus, P., Ostwald, L. and Synder, D. (1992). The anatomy of underwater rain noise, *Journal Acoust. Soc. Am.* **92** : 1613–1623.

- Montavon, C. (1997). Estimation des précipitations orographiques maximales probables par modélisation numérique, in R. Sinniger (ed.), *Recherche dans le domaine des barrages. Crues extrêmes*, Vol. 5, EPFL.
- Montavon, C. (1998). *Simulation of atmospheric flows over complex terrain for wind power potential assessment*, PhD thesis, Ecole Polytechnique Fédérale de Lausanne.
- Montavon, C. and Hertig, J.-A. (1995). Projet cruex : Cinquième rapport intermédiaire - exercice de coordination mattmark, *Technical report*, Ecole Polytechnique Fédérale de Lausanne.
- Murray, F. (1967). On the computation of saturation vapor pressure, *Journal of Applied Meteorology* **6** : 203–204.
- Musil, D. (1970). Computer modeling of hailstone growth in feeder clouds, *Journal of the Atmospheric Sciences* **27** : 474–482.
- Nakaya, U. (1954). *Snow crystals*, Harvard University Press.
- Nespor, V. and Sevruk, B. (1999). Estimation of wind-induced error of rainfall gauge measurement using a numerical simulation, *Journal of Atmospheric and Oceanic Technology* **16**(4) : 450–464.
- Nespor, V., Sevruk, B., Spiess, R. and Hertig, J.-A. (1994). Modelling of wind tunnel measurements of precipitation gauges, *Atmospheric Environment* **28**(11) : 1945–1949.
- Niederdorfer, E. (1932). Messungen der Grösse von Regentropfen, *Meteorologische Zeitung* **49** : 1–14.
- Nysten, J. (1996). Acoustical rainfall analysis : Rainfall drop size distribution using the under water sound field, *Journal Acoust. Soc. Am.* **13** : 74–84.
- OcCC (1998). La suisse face au changement climatique : Impacts des précipitations extrêmes. rapports sur l'état des connaissances, *Technical report*, OcCC Organe consultatif en matière de recherche sur le climat et les changements climatiques, Secrétariat OcCC ProClim Bärenplatz2 CH-3011 Bern.
- Orlanski, I. (1975). A rational subdivision of scales for atmospheric processes, *Bulletin of American Meteorological Society* **56** : 529–530.
- Orville, H. and Kopp, F. (1977). Numerical simulation of the history of a hailstone, *Journal of the Atmospheric Sciences* **34** : 1596–1618.
- Passarelli, R. J. (1978). An approximate analytical model of the vapor deposition and aggregation growth of snow, *Journal of the Atmospheric Sciences* **35** : 118–124.
- Passarelli, R. and Srivastana, R. (1978). A new aspect of aggregation theory, *Journal of the Atmospheric Sciences* **36** : 484–493.
- Pruppacher, H. R. and Klett, J. D. (1997). *Microphysics and clouds precipitation*, Atmospheric and Oceanographic Sciences Library, Kluwer Academic Publishers.

- Randall, D., Xu, K.-M., Sommerville, R. and Iacobellis, S. (1996). Single-column models and cloud ensemble models as links between observations and climate models, *Journal of Climate* **9** : 1683–1697.
- Redelsperger, J. and Lafore, J.-P. (1988). A three dimensional simulation of a tropical squall line : Convective organisation and thermodynamic vertical transport, *Journal of the Atmospheric Sciences* **45**(8) : 1334–1356.
- Redelsperger, J. and Sommeria, G. (1986). Three dimensional simulation of a convective storm : sensitivity studies on subgrid parametrization and spatial resolution, *Journal of the Atmospheric Sciences* **43**(22) : 2619–2635.
- Rhie, C. and Chow, W. (1983). Numerical study of the turbulent flow past an airfoil with trailing edge separation, *AIAA J1* **21** : 1527–1532.
- Richard, E. and Chaumeriac, N. (1989). Effects of different rain parametrization on the simulation of the mesoscale orographic precipitation., *Journal of Applied Meteorology* **28** : 1197–1212.
- Rutledge, S. (1986). A diagnostic modelling study of the stratiform region associated with a tropical squall line, *Journal of the Atmospheric Sciences* **43**(13) : 1356–1377.
- Rutledge, S. and Hobbs, P. (1983). The mesoscale and microscale structure and organization of clouds and precipitation in midaltitude cyclones. VIII : a model for the 'seeder-feeder' process in warm frontal rainbands, *Journal of the Atmospheric Sciences* **40** : 1185–1206.
- Rutledge, S. and Hobbs, P. (1984). The mesoscale and microscale structure and organization of clouds and precipitation in midaltitude cyclones. XII : a diagnostic modelling study of precipitation development in narrow cold frontal rainbands, *Journal of the Atmospheric Sciences* **41** : 2949–2972.
- Ryde, J. (1946). *Meteorological factors in radio waves propagation*, Physical society of London.
- Schmidt, R. G. (1983). Ein Regensimulator für Feldversuche, *Wasser und Boden* **4** : 179–182.
- Schönhuber, M. H., Urban, J., Poiares, B., Randeu, W. and Riedler, W. (1994). Measurements of precipitation characteristics by a new distrometer, *Atmospheric Physics and Dynamics in the Analysis and Prognosis of Precipitation Fields*, Rome Italy.
- Schönhuber, M., Urban, H., Randeu, W., Poiares, J. and Riedler, W. (1996). Hydrometeor shapes and size distributions measured under various climatic conditions, *Progress in Electromagnetics Research Symposium*, Innsbruck Austria.
- Schär, C. (2000). A new terrain-following vertical coordinate suited for high-resolution prediction models over complex topography, *MAP Newsletter* **13**(60-61).

- Schär, C., Davies, T., Frei, C., Wanner, H., Widmann, M., Wild, M. and Davies, H. (1998). Current alpine climate, *A view from the Alps : Regional perspectives on climate change*, MIT Press Boston.
- Schreiner, L. and Riedel, J. (1978). Probable maximum precipitation estimates, *Hydrological report*, NWS-NOAA Wahington DC.
- Sekhon, R. and Srivastava, R. (1969). Snow size spectra and radar reflectivity, *Journal of the Atmospheric Sciences* **27** : 299–307.
- Sempere, T. D., Porrà, J. and Creutin, J.-D. (1994). A general formulation for raindrop size distribution, *Journal of Applied Meteorology* **33**(12) : 1494–1502.
- Sevruk, B. and Geiger, H. (1981). Selection of distribution types for extremes of precipitation, *Operational Hydrology Report*, World Meteorological Organization.
- Siegenhalter, C. and Sturm, M. (1991). Die Häufigkeit von Ablagerungen extremer Reusshochwasser, *Die Sedimentationgeschichte im Urnersee seit Mittelalter Mitt. Bundesamt für Wasserwirtschaft*, Vol. 4.
- Spilhaus, A. F. (1948). Raindrop size shape and falling speed, *Journal of Meteorology* **5** : 108–110.
- Srivastava, R. (1967). On the role of coalescence between raindrops in shaping their size distribution, *Journal of the Atmospheric Sciences* **24** : 287–292.
- Stallings, E. A., Cudworth, A. G., Hansen, E. M. and Styner, W. A. (1986). Evolution of pmp cooperative studies, *Journal of Water Resources Planning and Management* **112**(4) : 516–526.
- Stephens, M. (1979). A simple ice phase parametrisation, *Paper no 319*, Dept. of Atmos. Sci. Collorado State University fort Collins Collorado.
- Svoboda, J. and Štekl (1994). Mesoscale modelling of a flow modification caused by orography, *Meteorol. Zeitschrift* **3** : 233–241.
- Thorpe, A. and Mason, B. (1966). The evaporation of ice spheres and ice cristals, *British journal of Applied physics* **17** : 541–551.
- Vali, G. and Stansbury (1966). Time dependant characteristics of the heterogenous nucleation of ice, *Canadian journal of physics* **44** : 477–502.
- Van Doormal, J. and Raithby, G. (1984). Enhancements of the simple method for predicting incompressible fluid flows, *Numer. Heat Tranfer* **7** : 147–163.
- Viani, J. (1986). *Contribution à l'étude expérimentale de l'érosion hydrique*, PhD thesis, Thèse Ecole Polytechnique Fédérale de Lausanne No 641.
- Waldvogel, A. (1974). The n_0 jump of raindrop spectra, *Journal of the Atmospheric Sciences* **31** : 1067–1078.

- Walser, A., Lüthi, D. and Schär, C. (2003). Predictability issues in meso- β scale numerical prediction of stratiform and convective precipitation, *Monthly Weather Review* **submitted**.
- Wang, B.-H. and Asce, M. (1984). Estimation of probable maximum precipitation : Case studies, *Journal of Hydraulic Engineering* **110**(10) : 1457–1472.
- Weisman, M. and Klemp, J. (1982). The dependence of numerically simulated convective storms on vertical wind shear and buoyancy, *Monthly Weather Review* **110** : 504–520.
- Wiesner, C. J. (1970). *Hydrometeorology*, Chapman and Hall Ltd London.
- Williamson, R. and McCready, P. (1968). Final report contract no.5-2-67, *Technical report*, Meteorol. Res. Inc. Altaneda California.
- Willis, P. (1984). Functional fits to some observed droplet size distributions and parametrization of rain, *Journal of the Atmospheric Sciences* **41** : 1648–1661.
- Wisner, C., Orville, H. and Myers, C. (1972). A numerical model of hail-bearing cloud, *Journal of the Atmospheric Sciences* **29** : 1160–1181.
- WMO (1986). *Manual for estimation of probable maximum precipitation*, no 332 edn, World Meteorology Organisation.
- Wobus, H. B., Murray, F. W. and Koenig, L. R. (1971). Calculation of terminal velocity water drop, *Journal of Applied Meteorology* **10** : 751–754.
- Yeh, J., Fortune, M., Fan, B. and Cotton, W. (1987). Characteristics of precipitation microphysics in the stratiform region and transition region of midaltitude mesoscale convective complexes. part i. case study of a slow moving nocturnal mesoscale convective complexes, *Non Published* .
- Yu, Z., Lakhtakia, M., Yarnal, B., White, R., Miller, D., Frakes, B., Barron, E. and Duffy, C. (1999). Simulating the river basin response to atmospheric forcing by linking a mesoscale meteorological model and a hydrologic model system, *Journal of Hydrology* **218** : 72–91.
- Zeller, J., Geiger, H. and Roethlisberger, G. (1980). *Starkniederschläge des schweizerischen Alpen*, Institut Fédéral de recherche Forestière (FNP) Birmendorf.
- Zigmunda, J. and Vali, G. (1972). Fall patterns and fall velocities of rimed ice crystals, *Journal of the Atmospheric Sciences* **29**.
- Zilitinkevitch, S., Johansson, P.-E., Mironov, D. and Baklanov, A. (1998). An analytical similarity theory model for wind profile and resistance law in stably stratified planetary boundary layer, *J. Wind Eng. Industr. Aerodyn.* .

Annexes

A. La mesure des précipitations

Un intérêt sérieux pour le climat existe depuis le XVI^e siècle. A Zurich, le prévôt Johannes Haller prit des notes quotidiennes de 1547 à 1575 et Johann Jakob Scheuchzer mesura dès 1708 la température, les précipitations et la pression atmosphérique. Cet exemple fut suivi à Bâle de 1755 à 1803, et à Genève dès 1760, puis par les moines du Grand-Saint-Bernard (avec l'aide de l'observatoire de Genève) dès 1817. La Société économique de Berne établit en 1760 un premier réseau de dix stations de mesure. L'observatoire de Genève et la station du Saint-Gothard gérée par les moines de l'hospice faisaient partie du réseau international (en fonction de 1781 à l'invasion française de 1793) de la Societas Meteorologica Palatina. La Société helvétique des sciences naturelles créa en 1863 un premier réseau national, repris en 1881 par l'Institut central suisse de météorologie à Zurich (ou Institut Suisse de Météorologie fondé en 1880). On nota dès lors matin, midi et soir, selon les conventions internationales, les résultats d'observations oculaires et instrumentales. Ce réseau comprendra 80 à 120 stations, que compléteront au XX^{ème} siècle quelque 350 stations de mesure des précipitations.

A.1. Le réseau suisse de mesures météorologiques

La Suisse dispose aujourd'hui d'un des réseaux les plus denses au monde en matière de mesures atmosphériques. Ce réseau est géré par MétéoSuisse ou OFMC (Office Fédéral de Météorologie et Climatologie) et se compose principalement de 3 types de stations :

les stations pluviométriques : on en compte plus de 400 sur le territoire. Un relevé quotidien est effectué, il permet de calculer les sommes mensuelles et annuelles et d'autres statistiques telles que le nombre de jours avec précipitations.

les stations automatiques : elles font partie du réseau ANETZ (réseau suisse automatique de mesures). On comptait plus de 70 stations en 2001. Les stations ANETZ fournissent la vitesse de rafale du vent sur 10 secondes et en particulier des mesures moyennées sur 10 minutes de :
– la direction [°] et vitesse du vent [m/s]

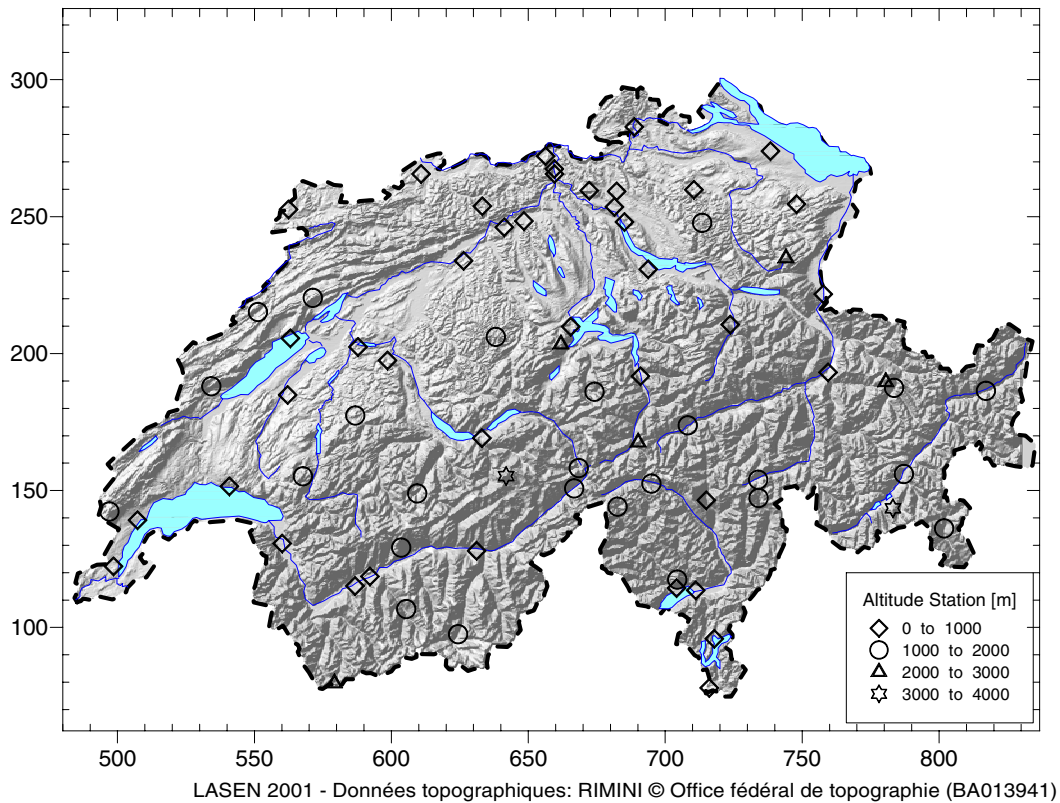


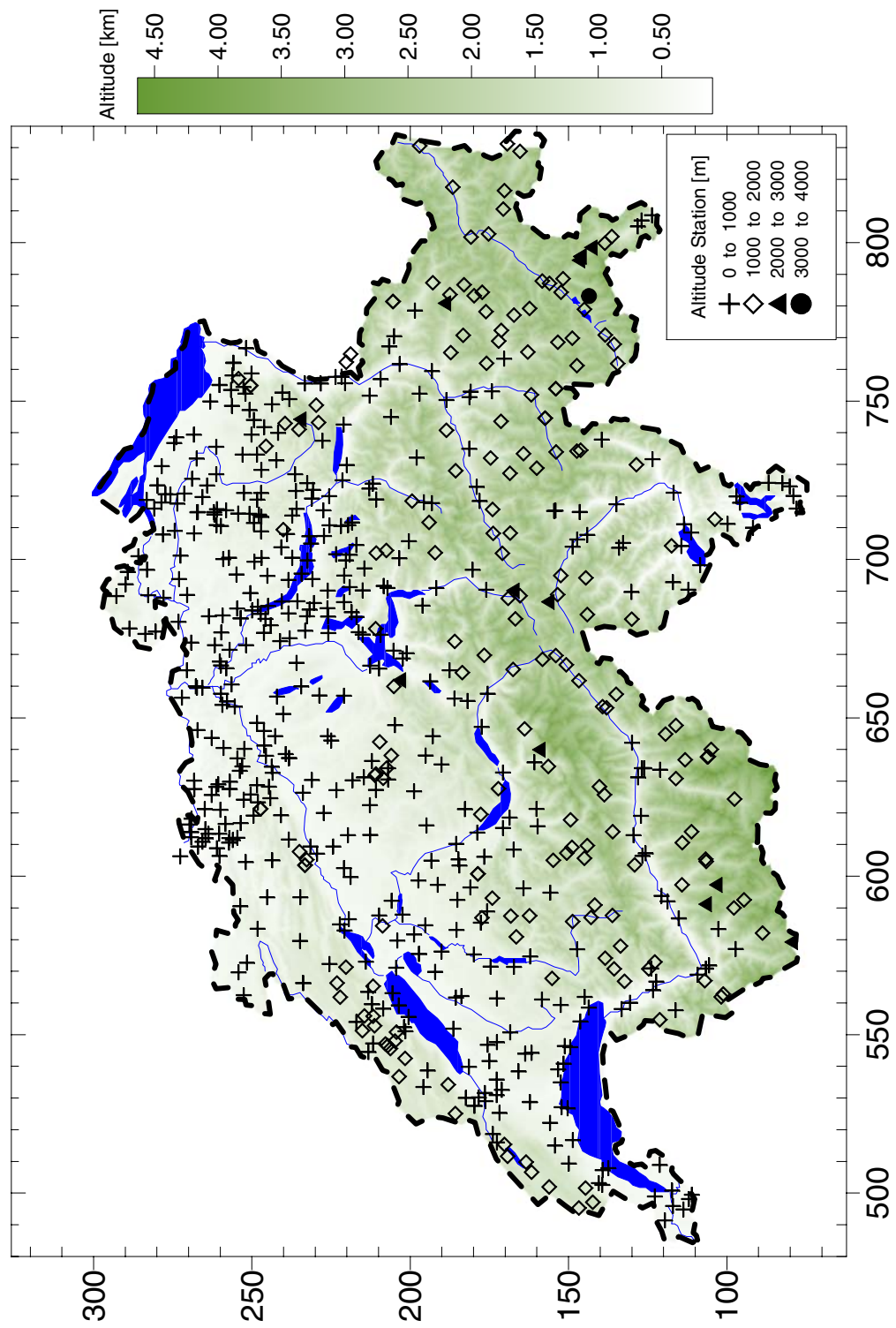
FIG. A.1.: Position des stations météorologiques du réseau ANETZ selon leur altitude

- la hauteur de précipitation [mm]
- la température de l'air [°C]
- la durée d'ensoleillement [min]
- le rayonnement global [Wh/m^2]
- l'humidité relative [%]
- la pression de l'air [Pa]

les stations conventionnelles : on compte environ 25 emplacements sur le territoire où l'on effectue 3 relevés journaliers (matin, midi et soir). Les mesures réalisées à ces stations sont entres autres :

- la direction [°], vitesse du vent [m/s], et rafale sur 10s [m/s],
- la hauteur de précipitation [mm],
- la température de l'air [°C],
- l'humidité relative [%] et
- la pression de l'air [Pa].

Les figures A.2 et A.1 illustrent respectivement la position des stations pluviométrique et automatiques au travers du territoire.



LASEN 2001 - Données topographiques: RIMINI © Office fédéral de topographie (BA013941)

FIG. A.2.: Position des stations météorologiques journalières du réseau suisse selon leur altitude

B. Les simulateurs de pluie

Ce chapitre vise à introduire les notions relatives à la simulation physique des pluies et à l'évaluation de la qualité des simulateurs. Cette annexe est largement inspirée du travail de thèse de Beyer-Portner (1998) qui, pour étudier l'érosion des bassins versant alpins à utiliser le même simulateur de pluie qui celui qui a permis de réaliser les essais préliminaires du disdromètre acoustique.

La simulation physique des précipitations présente des avantages évidents par rapport aux pluies naturelles pour de nombreuses recherches concernant principalement l'impact de la pluie sur le ruissellement et l'érosion des sols et l'infiltration des eaux dans les sous-sol. Le simulateur de pluie doit reproduire les caractéristiques des événements naturels avec une bonne répétabilité expérimentale pour obtenir des résultats exploitables (Viani, 1986).

La possibilité de contrôler les paramètres influençant les phénomènes étudiés permet de mieux juger de leur impact. La présence de l'opérateur pendant les simulations - qui n'est pas assurée pour les pluies naturelles - présente un avantage que l'on ne saurait nier (Viani, 1986).

Les limites d'un simulateur de pluie sont surtout liées à la difficulté de reproduire les événements naturels dans leur variation spatiale. Pour limiter les effets de bord, les installations sont souvent de taille importante et complexe, ce qui implique malheureusement une lourdeur d'entretien et certains problèmes techniques.

B.1. Propriétés et caractéristiques

Le simulateur de pluie doit être capable de reproduire les caractéristiques physiques d'une pluie naturelle qui influencent les phénomènes étudiés. Ce sont avant tout :

- la distribution dimensionnelle des gouttes ;
- leurs vitesses d'impact des gouttes (section 2.15) ;
- et leur énergie cinétique.

Les caractéristiques des pluies naturelles ont été étudiées par de nombreux chercheurs (section 2.5). Pour déterminer les caractéristiques physiques des gouttes de pluie, différentes méthodes ont été développées et appliquées (voir les travaux de Viani (1986) et Hall (1969)) :

'The flour pellet method' : Une goutte d'eau tombant dans un bac de farine y forme un agrégat dont la masse est proportionnelle à celle de la

goutte. Les distributions de taille de gouttes peuvent ainsi être établies à partir de celles de ces agrégats.

Méthode photographique : La dimension des gouttes est analysée sur des clichés photographiques.

Papier filtre : Une goutte d'eau tombant sur le papier produit une tache de taille proportionnelle au diamètre de la goutte. La distribution dimensionnelle des gouttes peut se faire à partir de celle des taches sur le papier.

B.2. Types de simulateurs de pluie

Les premiers simulateurs ont été développés dans les années 30 déjà. Mais ce n'est qu'avec les études sur les pluies naturelles dans les années 40 que ce développement a progressé. Deux catégories principales de simulateurs de pluie peuvent être distinguées :

- les simulateurs à formateurs de gouttes ;
- les simulateurs à buses.

B.2.1. Simulateurs à formateurs de gouttes

La formation de gouttes peut se faire à l'aide de fils suspendus, de tubes capillaires ou d'aiguilles hypodermiques. Il faut utiliser un grand nombre de formateurs de gouttes pour avoir une distribution d'intensité satisfaisante. Ce type de simulateur est donc limité à des faibles surfaces. Il est difficile avec ces formateurs de gouttes, d'obtenir des distributions dimensionnelles semblables aux pluies naturelles, car le diamètre des gouttes est proportionnel à la taille du formateur. Il est imaginable d'utiliser un grand nombre de formateurs de tailles différentes. Par contre, les points d'impact des gouttes sur le sol sont fixes. La vitesse initiale des gouttes est nulle. Il est donc nécessaire de placer le dispositif de formation de gouttes à une grande hauteur (7 m environ) pour que la pluie synthétique ait les mêmes vitesses d'impact que les gouttes d'une pluie naturelle. Par contre, le réglage de l'intensité de la pluie se fait aisément. Il suffit de changer la charge hydraulique au-dessus des formateurs de gouttes. Pour toutes les intensités, la pluie reste alors uniformément répartie dans l'espace.

B.2.2. Simulateurs à buses

La géométrie de la buse et la pression appliquée déterminent non seulement la vitesse initiale, mais aussi la granulométrie des gouttes. Pour atteindre la vitesse limite des gouttes, la vitesse initiale - et donc la pression nécessaire - peut être déterminée en fonction de la hauteur de chute. La hauteur du simulateur au-dessus du plan arrosé peut alors être réduite.

Une augmentation de la pression diminue la taille des gouttes formées. Par conséquent, beaucoup de simulateurs de ce type ont des buses à ouverture de sortie relativement grandes. Ceci conduit à des intensités d'arrosage relativement élevées. Pour régler l'intensité de la pluie synthétique, on intercepte donc une partie du débit (Viani, 1986).

Hall (1969) a testé des séries de buses qu'il avait développées (propulsant le jet en rotation) en variant leur nombre, la taille et l'inclinaison des ouvertures. Il suivit la procédure suivante :

- établissement de la courbe pression débit de la buse ;
- établissement de la distribution de l'intensité au-dessous de la buse à l'aide de pluviomètres placés sur une maille rectangulaire ;
- en appliquant le critère de Christiansen (Hall, 1969), recherche d'une disposition des buses selon un schéma régulier (rectangles ou losanges) pour obtenir une distribution uniforme de la pluie à partir des distributions de chaque buse.

Le coefficient de Christiansen caractérise l'homogénéité spatiale d'un générateur de pluie, il est défini comme suit :

$$C_u = 1 - \frac{\sum_{i=1}^M \sum_{j=1}^N F_{ij} |H_{ij} - H_{moy}|}{F_{TOT} \cdot H_{moy}} \quad (\text{B.1})$$

où

$$H_{moy} = \frac{\sum_{i=1}^M \sum_{j=1}^N F_{ij} \cdot H_{ij}}{F_{TOT}} \quad (\text{B.2})$$

avec C_u : coefficient d'uniformité de Christiansen [1]

M : nombre de rangées [1]

N : nombre d'observations [1]

H_{ij} hauteur d'eau totale pendant l'observation w pour la surface a_{ij} [mm]

F_{ij} surface élémentaire de la surface globale [m^2]

F_{TOT} surface totale de la cellule [m^2]

H_{moy} moyenne arithmétique des observations H_{ij} [mm]

Si les surfaces élémentaires ont toutes la même taille, l'équation s'écrit :

$$C_u = 1 - \frac{\sum_{i=1}^M \sum_{j=1}^N H_{ij} - H_{moy}}{\sum_{i=1}^M \sum_{j=1}^N H_{ij}} \quad (\text{B.3})$$

B.3. Le simulateur de l'Institut de la Forêt, de la Neige et du Paysage (WSL)

B.3.1. Description de l'équipement

Le simulateur de pluie de l'Institut Fédéral de recherche, de la Neige, de la Forêt et du Paysage (WSL) est du type formateur de gouttes par un

dispositif d'alimentation en débit réparti. Il s'agit d'une reconstruction du simulateur utilisé par DePloey à l'université de Louvain (Schmidt, 1983). Plus d'informations sur les simulateurs de pluie sont fournies en annexe B.

La surface arrosée est de cinq mètres sur trois, composée de cinq unités de un mètre sur trois. L'intensité de précipitations est réglable grâce à une vanne centrale. Un débitmètre permet de mesurer le débit total et un manomètre, la pression à l'entrée du système. Chacune des 5 unités possède une vanne d'entrée pour le réglage fin de la répartition du débit par unité. Un réseau de tuyaux d'alimentation distribue l'eau jusqu'aux capillaires qui servent de formateur de gouttes (voir figure B.1). Ces tubes en silicone ont un diamètre intérieur de 0.5 mm et un diamètre extérieur de 2.7 mm. Leur densité est de 2500 au mètre carré. Les gouttes formées à l'extrémité des capillaires ont toutes le même diamètre. Elles tombent sur une grille métallique disposée à 1.30 m en dessous du plan de formation des gouttes. Cette grille sert d'une part à répartir les gouttes dans l'espace et d'autre part à étendre la largeur du spectre de gouttes. Cette granulométrie a été déterminée et comparée de manière satisfaisante aux spectres de gouttes d'une pluie naturelle de même intensité lors des travaux de Schmidt (1983).

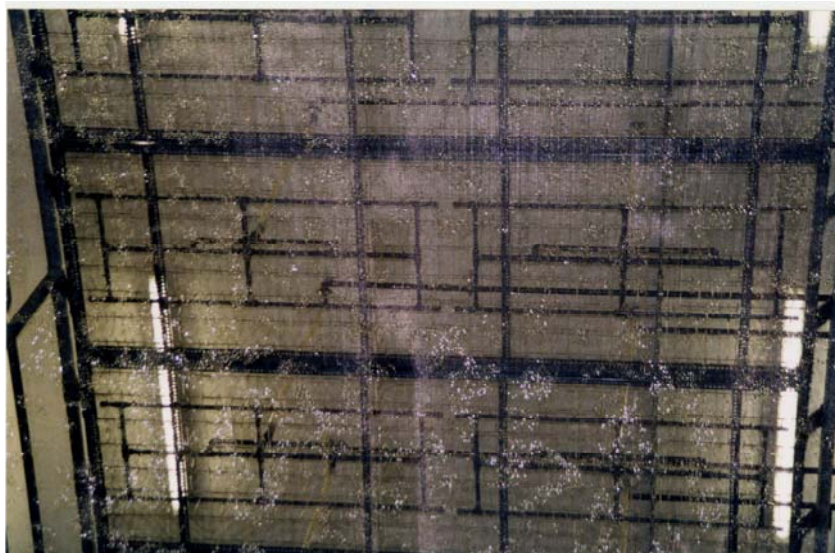


FIG. B.1.: Photographie du réseau d'alimentation du simulateur de pluie (vue de dessous)

La hauteur de chute des gouttes depuis la grille jusqu'au sol est de six mètres environ. Ainsi la plupart des gouttes ont pratiquement atteint leur vitesse limite de chute au point d'impact.

Durant l'utilisation du simulateur de pluie, il fut nécessaire de vérifier l'uniformité spatiale de l'intensité de précipitations générée. Selon Hall (1969), l'uniformité d'arrosage est satisfaisante lorsque l'indice de Christiansen, cal-

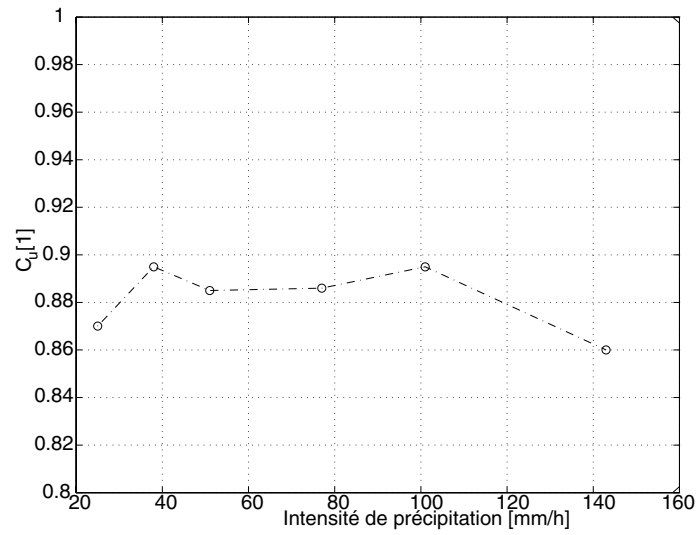


FIG. B.2.: Indice de Christiansen en fonction de l'intensité de pluie selon Beyer-Portner (1998)

culé selon l'équation B.1 est supérieur à 0.8. Dans sa thèse, Beyer-Portner (1998) a dressé, pour ce simulateur, le graphe de l'indice de Christiansen en fonction de l'intensité de pluie (voir figure B.2 en annexe B) sur la base de 80 points de mesure disposés au sol sur une maille de 50 cm de côté.

C. La campagne de mesures du Mésoscale Alpine Program

La campagne de mesures MAP a offert un cadre à la validation du disdromètre acoustique. Elle concentre sur un territoire restreint et très actif en phénomènes, les équipements et les ressources humaines d'offices météorologiques européens mais aussi internationaux (E.U, Canada et Nouvelle-Zélande). Elle fut planifiée sur une période de 3 mois (août-octobre 1999) durant laquelle une partie du massif alpin fut équipé d'instruments supplémentaires.

La Special Observing Period (SOP) de la campagne fut précédée d'une période de test (PreSOP) de 2 semaines où fut rassemblée la majorité des instruments de mesures au sol sur le site de l'Institut Suisse de Météorologie de Locarno.

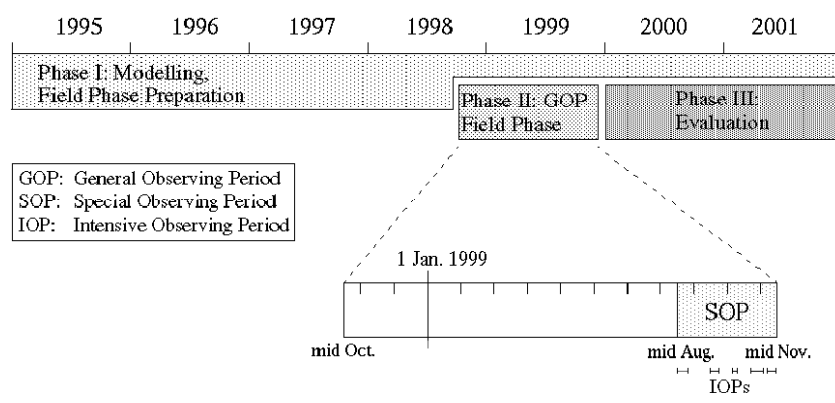


FIG. C.1.: Planing de la campagne de mesure MAP

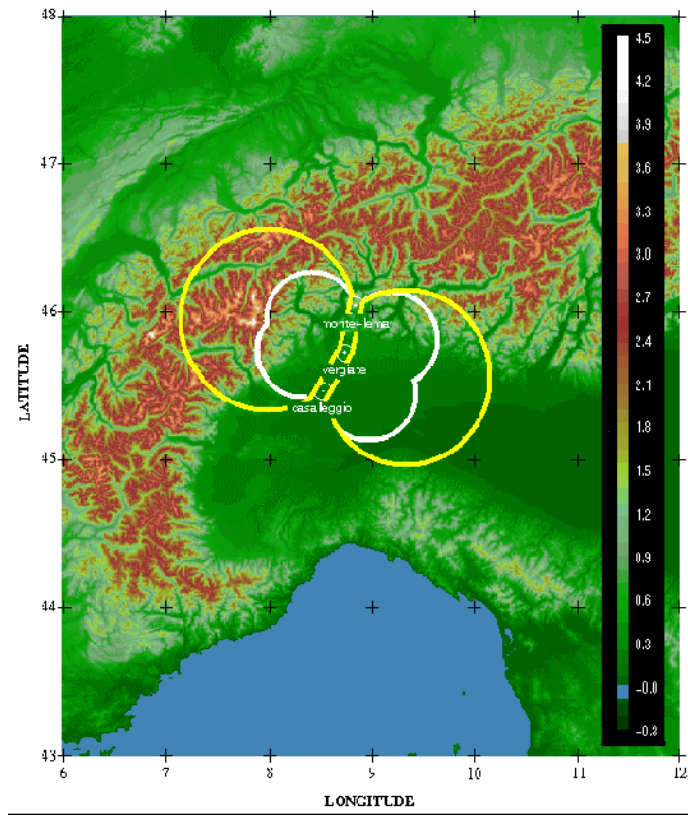


FIG. C.2.: Zone de mesure des radars durant la campagne MAP

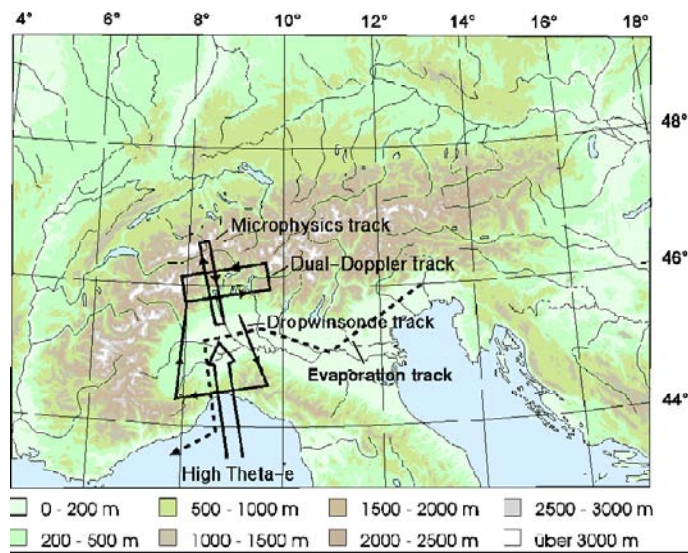


FIG. C.3.: Plan de vol pour la campagne MAP

D. Résultats des mesures de la campagne PreSop à l'ISM Locarno

Cette campagne préliminaire organisée du 16 août au 2 septembre 1999 à l'Institut Suisse de Météorologie de Locarno, avait pour but de tester et comparer les instruments qui prendront place lors de la campagne MAP effective. Les résultats exhaustifs des mesures réalisées par les disdromètres acoustiques RFI et RFIIP durant la PreSop à Locarno sont présentés dans cette annexe. Les résultats des mesures sont analysés et comparés avec les instruments qui étaient opérationnels sur place, c-à-d le disdromètre DSD qui servait de référence et le disdromètre Parsivel qui est un disdromètre optique développé en Allemagne (Emeis et al., 2000).

D.1. Mesures du 20 août 1999

Trois épisodes de pluies de durée de 30 minutes ont été mesurés. Les intensités mesurées sur 1 minute par les instruments RFI, RFIIP et DSD sont présentées pour les 3 épisodes en figure D.1. La corrélation entre les 3 appareils est bonne, en particulier entre RFIIP et DSD.

Les graphes D.2 à D.7 illustrent la comparaison des spectres de pluies mesuré par RFIIP et l'instrument de référence pour les 3 hypothèses de réponses du disdromètre ($\alpha=0,1, \text{ou } 2$).

Les graphes D.8 à D.16 illustrent les distributions de tailles de gouttes calculées à partir des mesures de RFIIP pour les 3 hypothèses de réponses du disdromètre ($k=0,1, \text{ou } 2$). Pour comparaison, les distributions analytiques de pluies orographiques et convectives proposées par Sempere et al. (1994) sont aussi représentées.

Après ce jour, seul le disdromètre RFI est demeuré sur le site, puisque le RFIIP a dû être ramené à Lausanne pour être intégré dans le réseau de mesure avant que ne commence la campagne proprement dite.

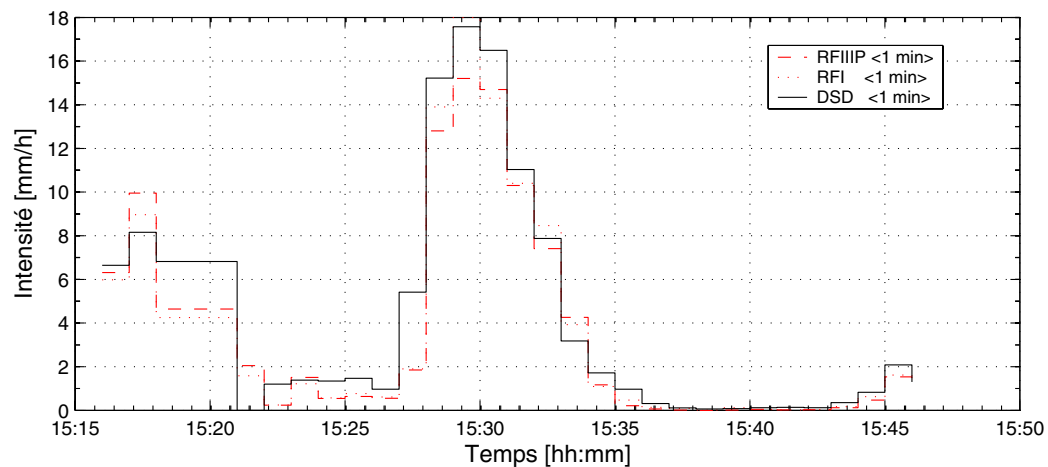
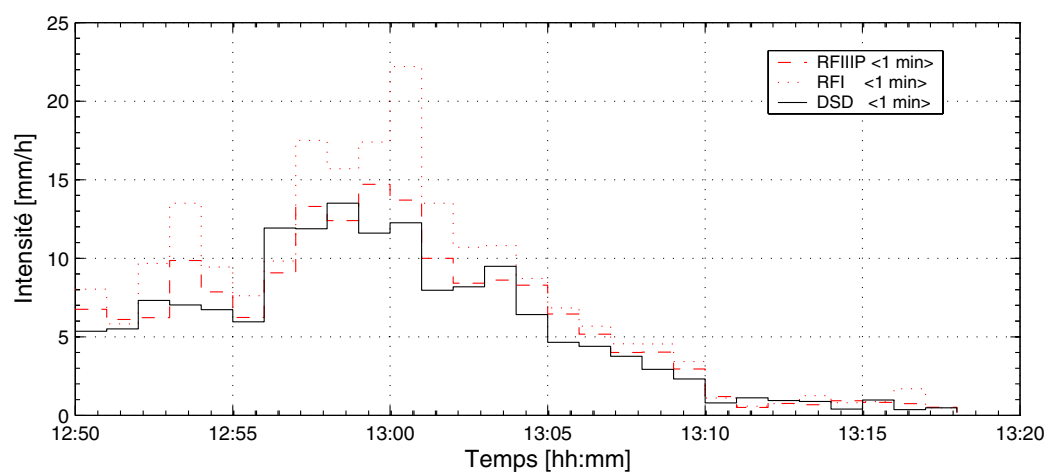
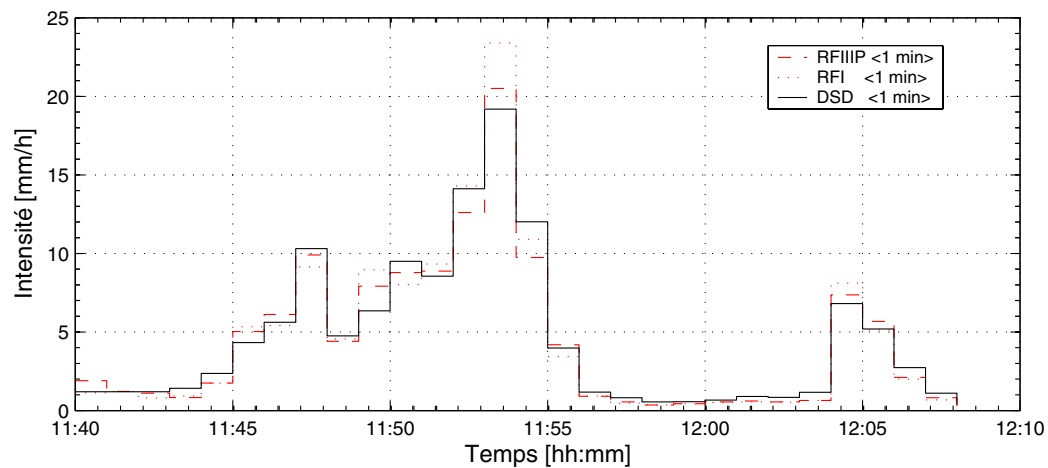


FIG. D.1.: Comparaison des intensités calculées sur 1 minute par les instruments RFI et DSD durant les 3 épisodes du 20 août 1999

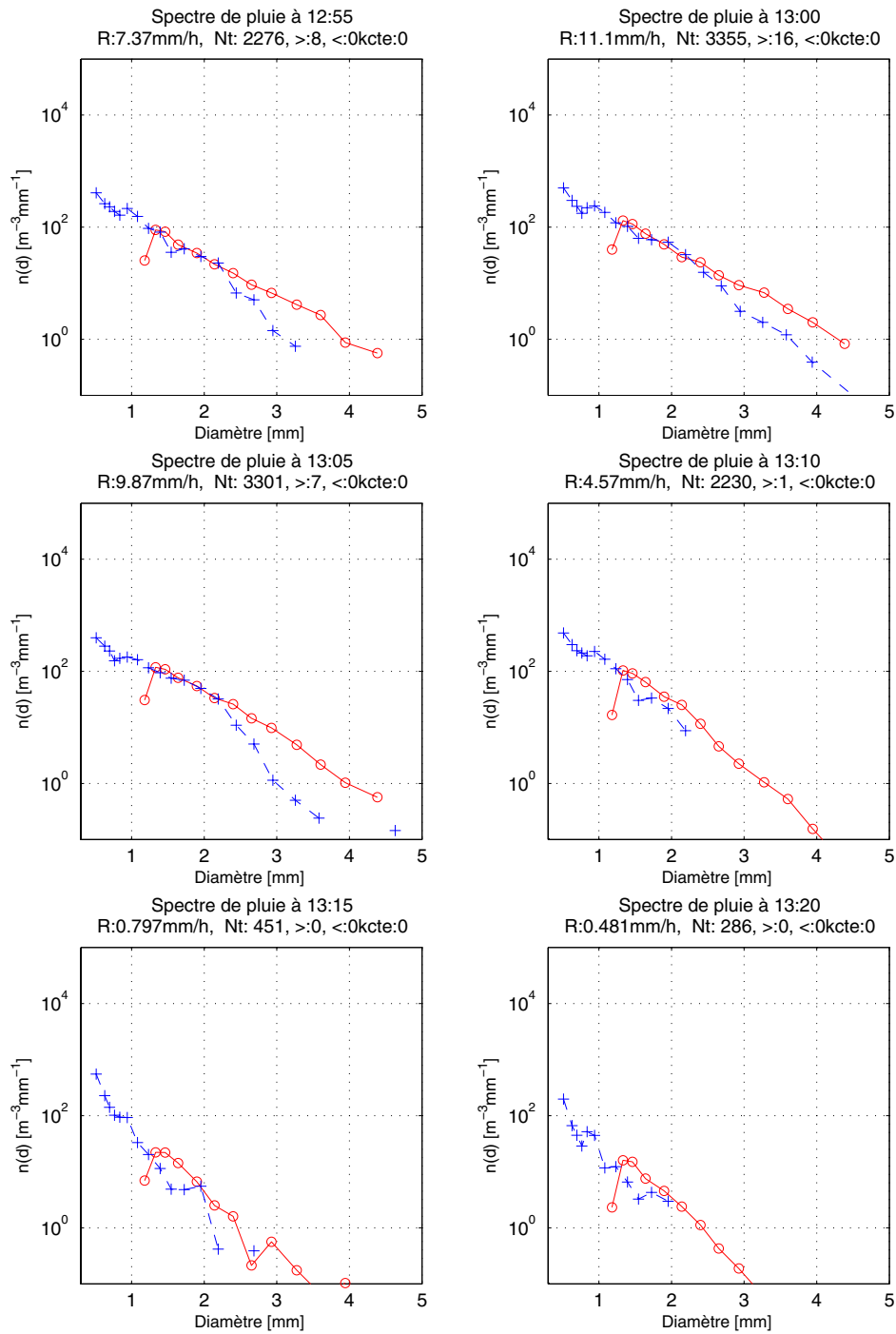


FIG. D.2.: Distribution de taille de gouttes mesuré par les instruments RFIIP ($\alpha=0$) et DSD durant le deuxième épisode de pluie du 20 août. Les 'o' représentent les mesures de RFIIP, les '+' celles de l'instrument de référence

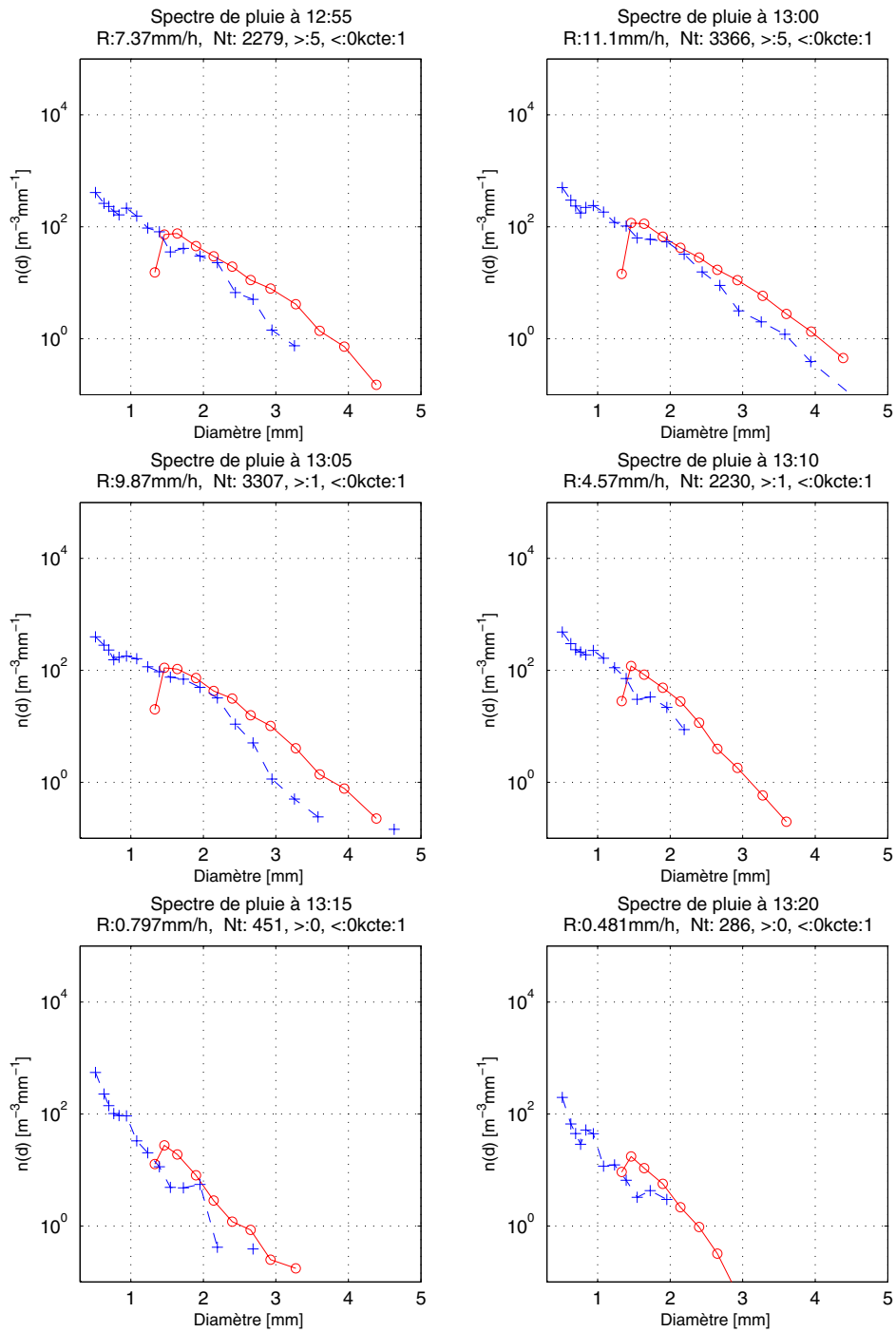


FIG. D.3.: Distribution de taille de gouttes mesuré par les instruments RFIIP ($\alpha=1$) et DSD durant le deuxième épisode de pluie du 20 août. Les 'o' représentent les mesures de RFIIP, les '+' celles de l'instrument de référence

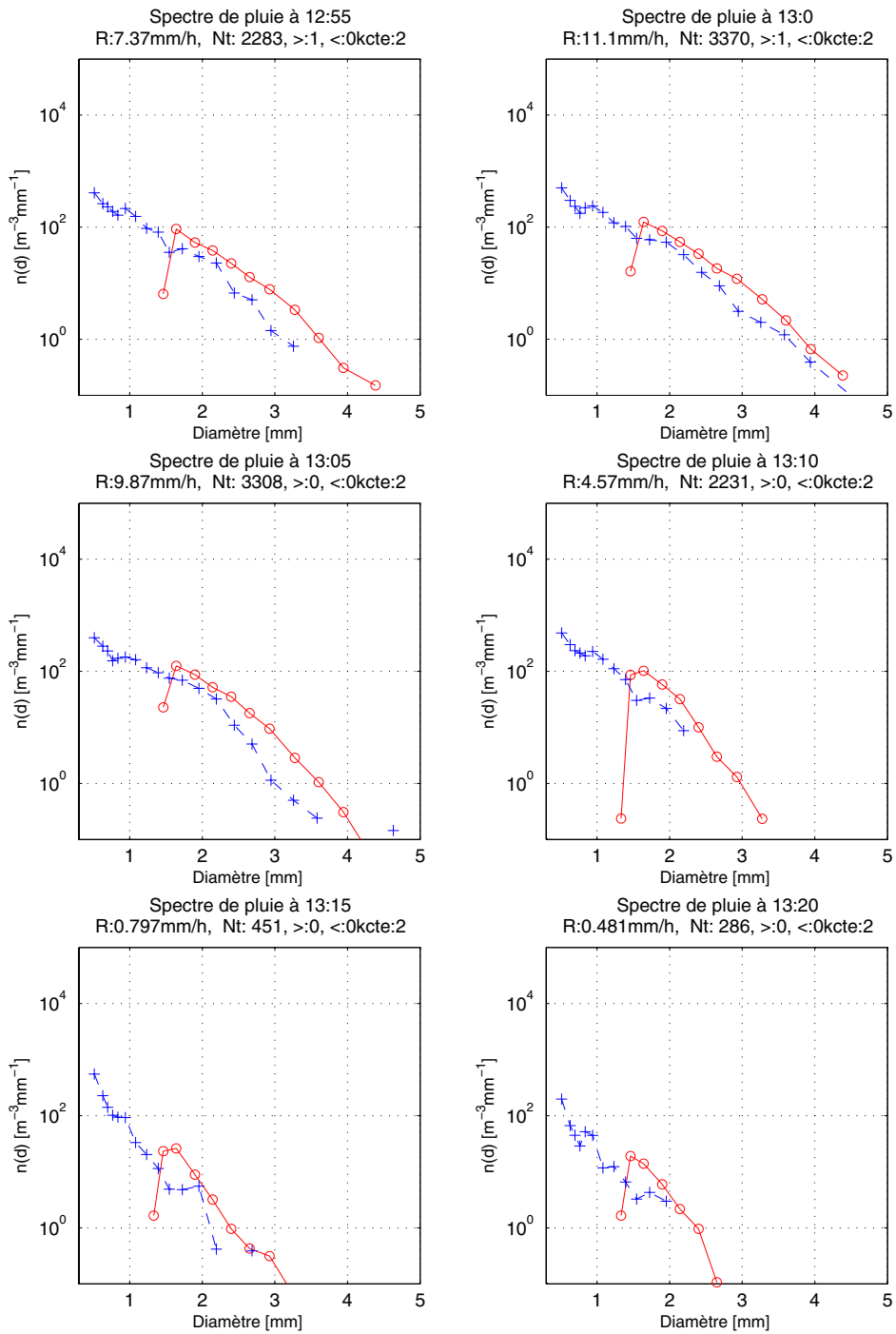


FIG. D.4.: Distribution de taille de gouttes mesuré par les instruments RFIIP ($\alpha=2$) et DSD durant le deuxième épisode de pluie du 20 août. Les 'o' représentent les mesures de RFIIP, les '+' celles de l'instrument de référence

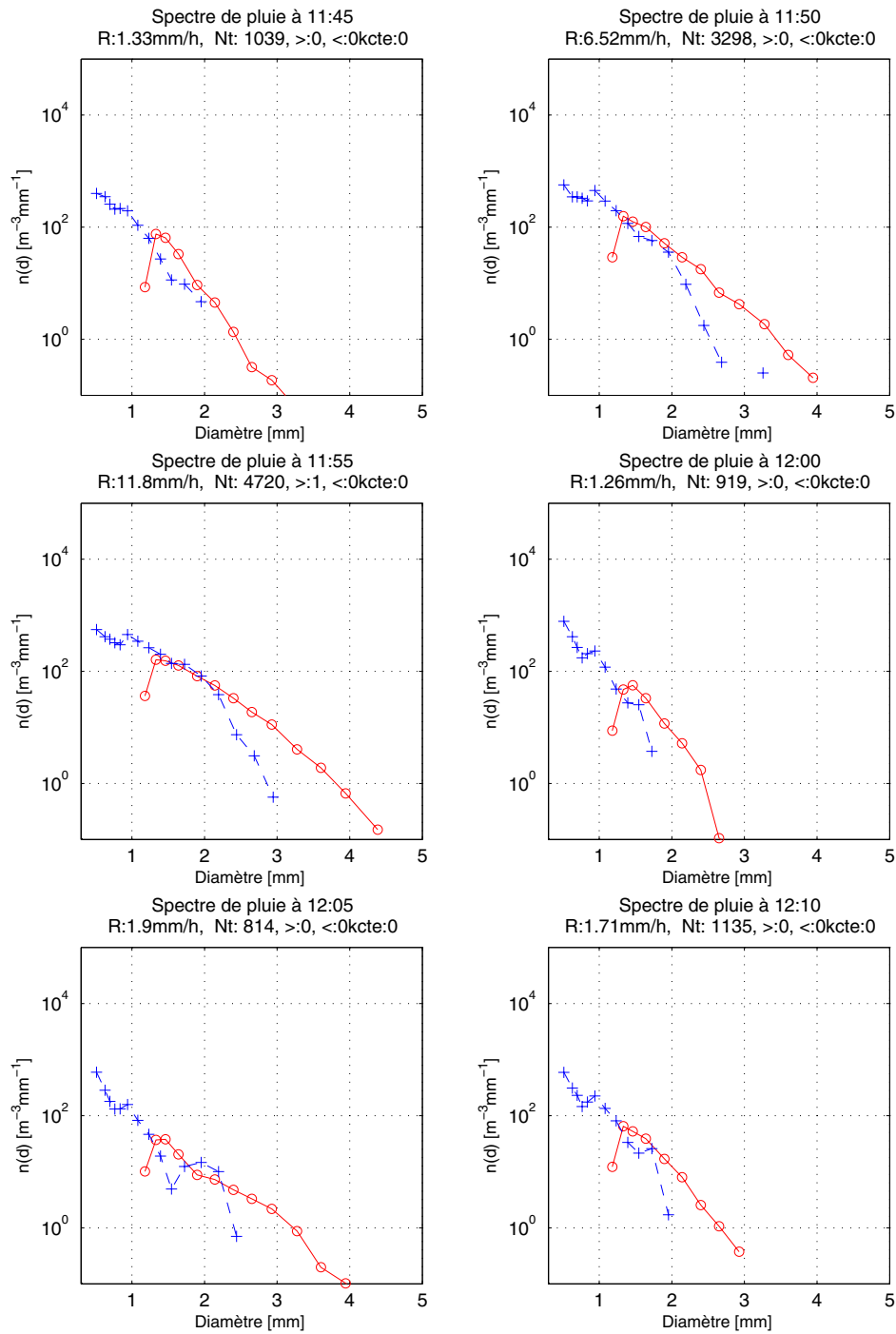


FIG. D.5.: Distribution de taille de gouttes mesuré par les instruments RFIIP ($\alpha=0$) et DSD durant le premier épisode de pluie du 20 août. Les 'o' représentent les mesures de RFIIP, les '+' celles de l'instrument de référence

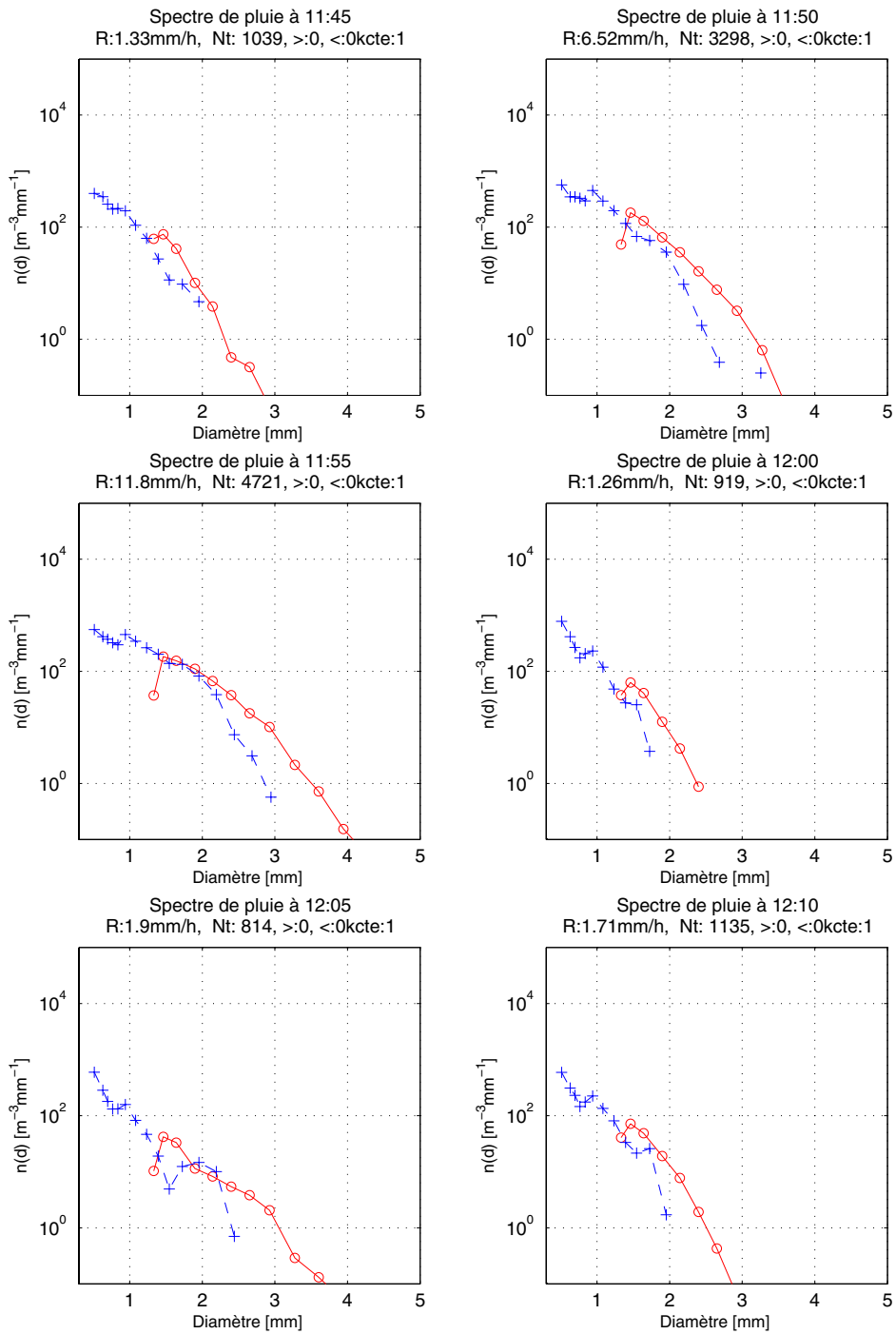


FIG. D.6.: Distribution de taille de gouttes mesuré par les instruments RFIIP ($\alpha=1$) et DSD durant le premier épisode de pluie du 20 août. Les 'o' représentent les mesures de RFIIP, les '+' celles de l'instrument de référence

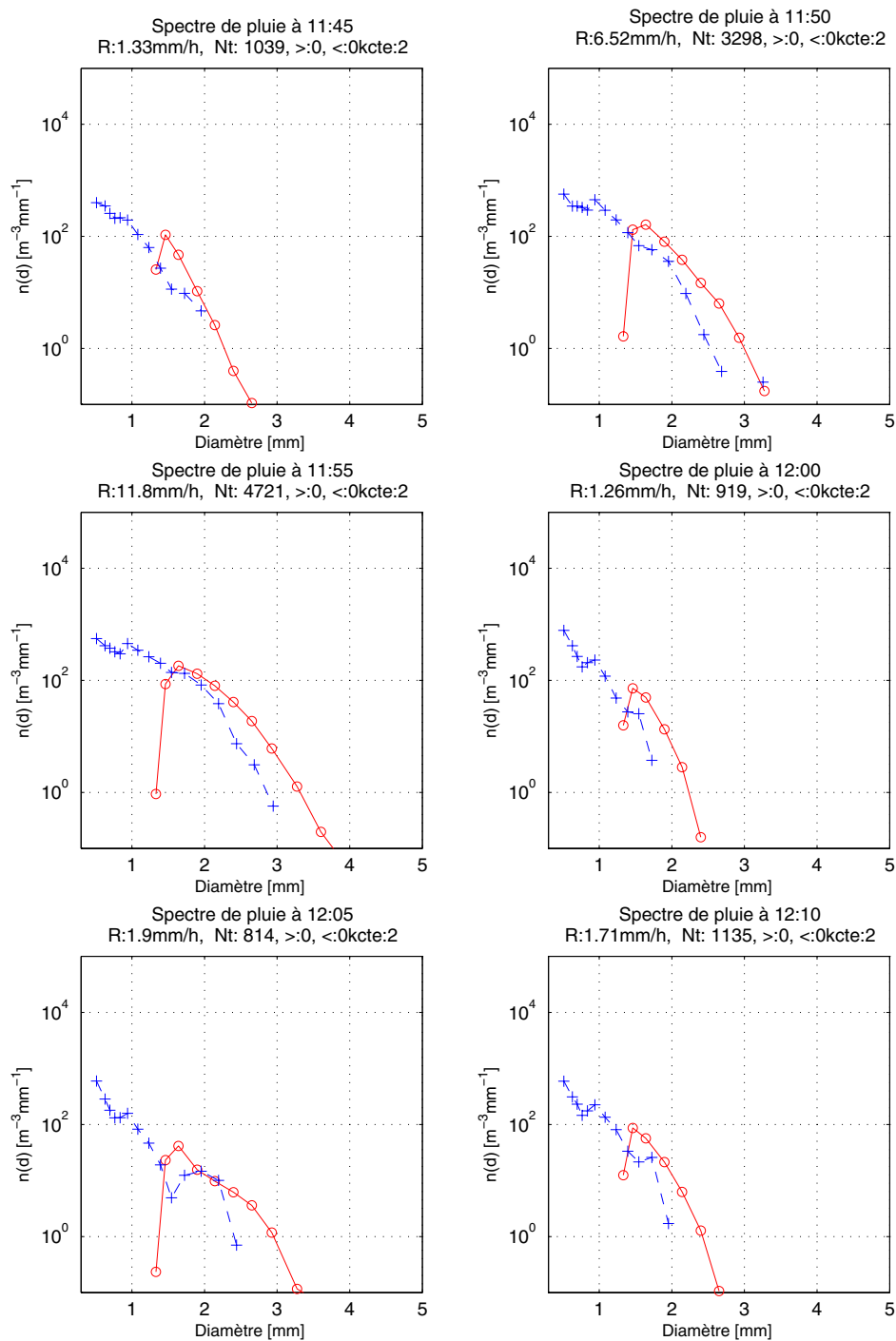


FIG. D.7.: Distribution de taille de gouttes mesuré par les instruments RFIIP ($\alpha=2$) et DSD durant le premier épisode de pluie du 20 août. Les 'o' représentent les mesures de RFIIP, les '+' celles de l'instrument de référence

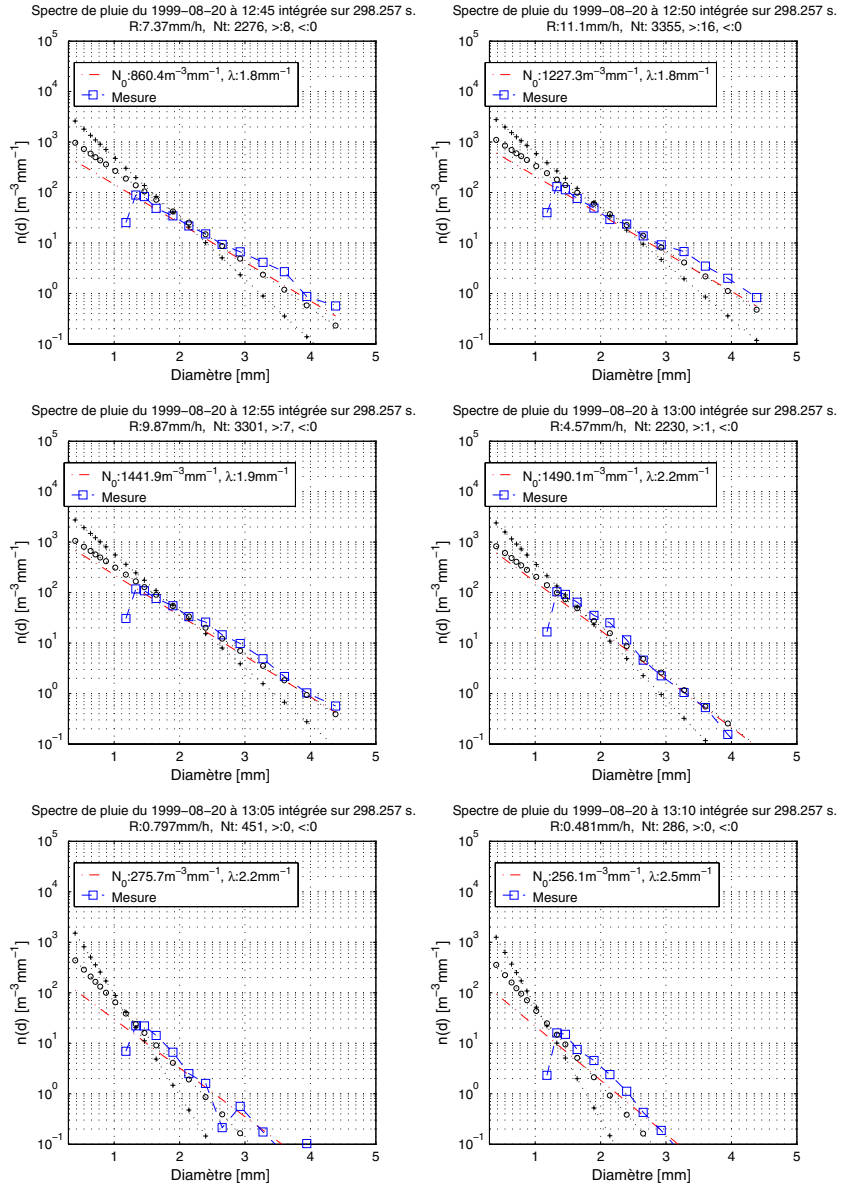


FIG. D.8.: Spectre de pluie calculé sur des intervalles de 5 minutes du 20 août pour l'hypothèse $k=0$. Pour comparaison, sont tracées les distributions théoriques selon Sempere et al. (1994). Les 'o' représente la formulation des pluies convectives, les '+' celle des pluies orographiques (équations 2.31 et 2.32)

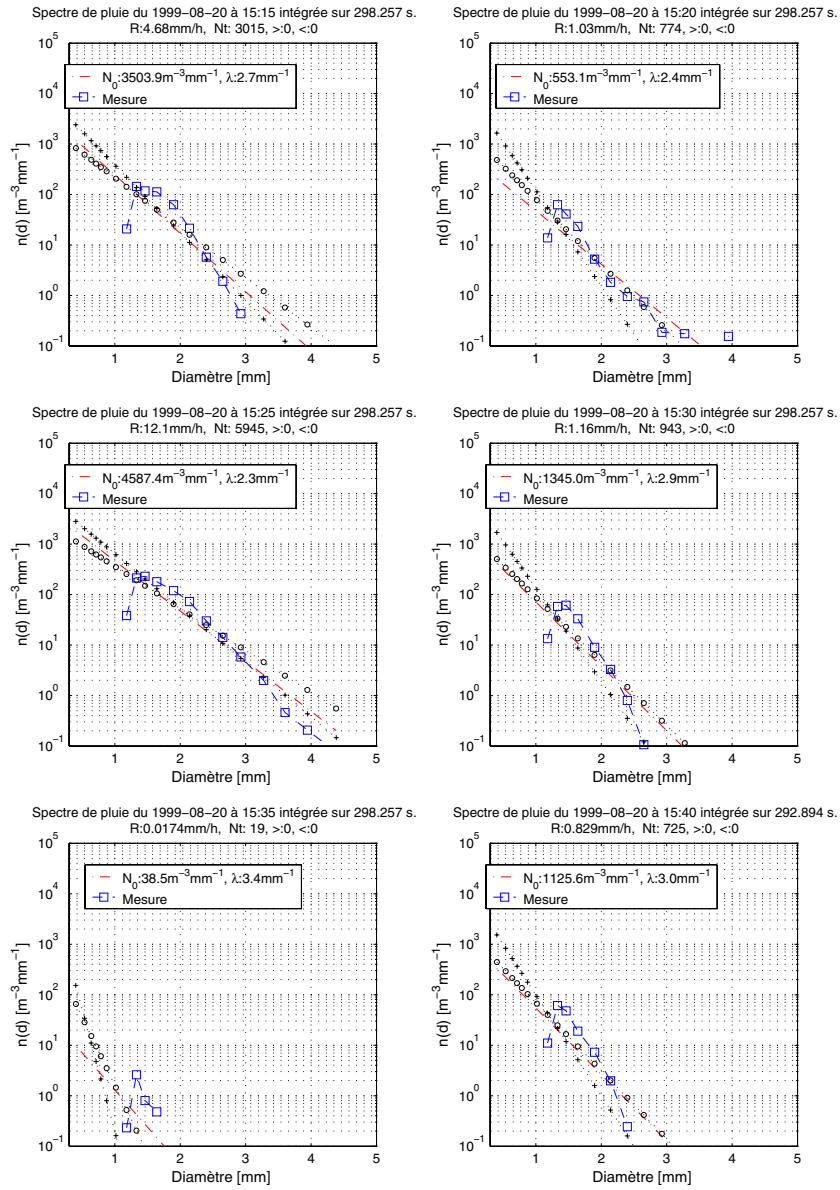


FIG. D.9.: Spectre de pluie calculé sur des intervalles de 5 minutes du 20 août pour l'hypothèse $k=0$. Pour comparaison, sont tracées les distributions théoriques selon Sempere et al. (1994). Les 'o' représente la formulation des pluies convectives, les '+' celle des pluies orographiques (équations 2.31 et 2.32)

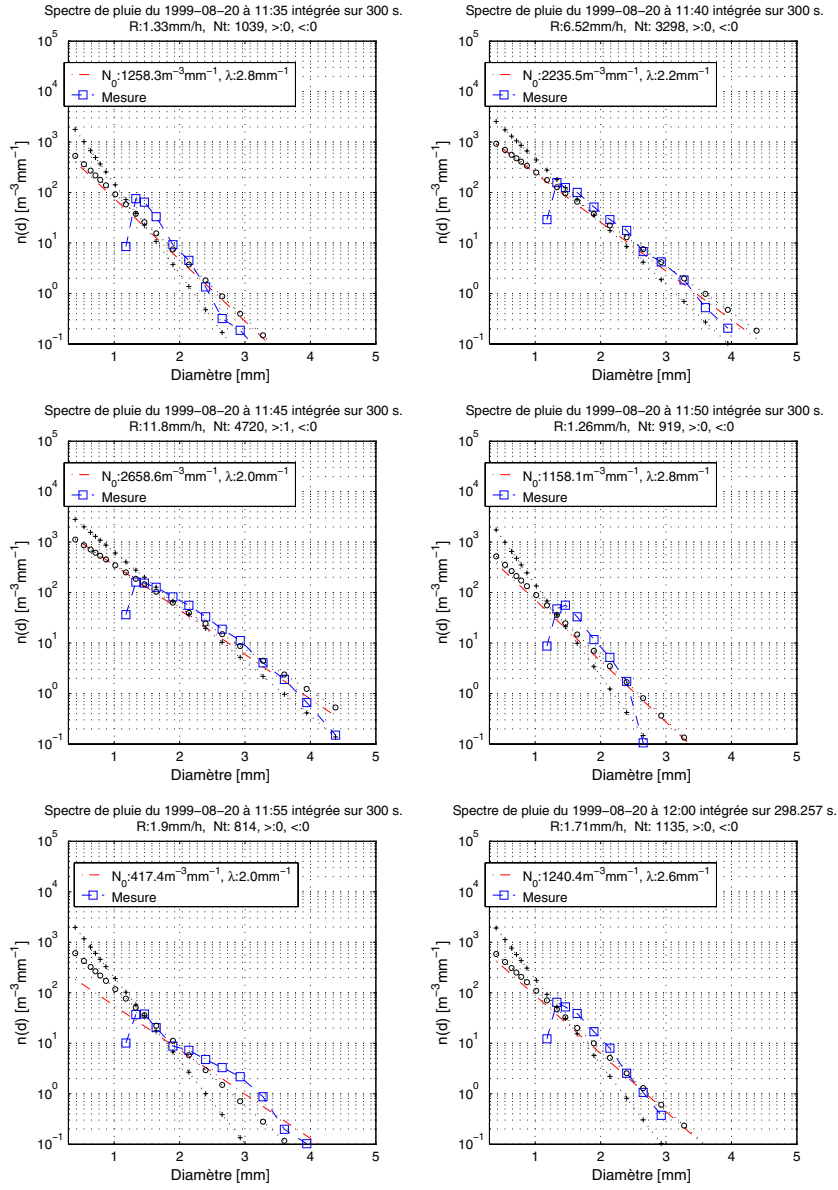


FIG. D.10.: Spectre de pluie calculé sur des intervalles de 5 minutes du 20 août pour l'hypothèse $k=0$. Pour comparaison, sont tracées les distributions théoriques selon Sempere et al. (1994). Les 'o' représente la formulation des pluies convectives, les '+' celle des pluies orographiques (équations 2.31 et 2.32)

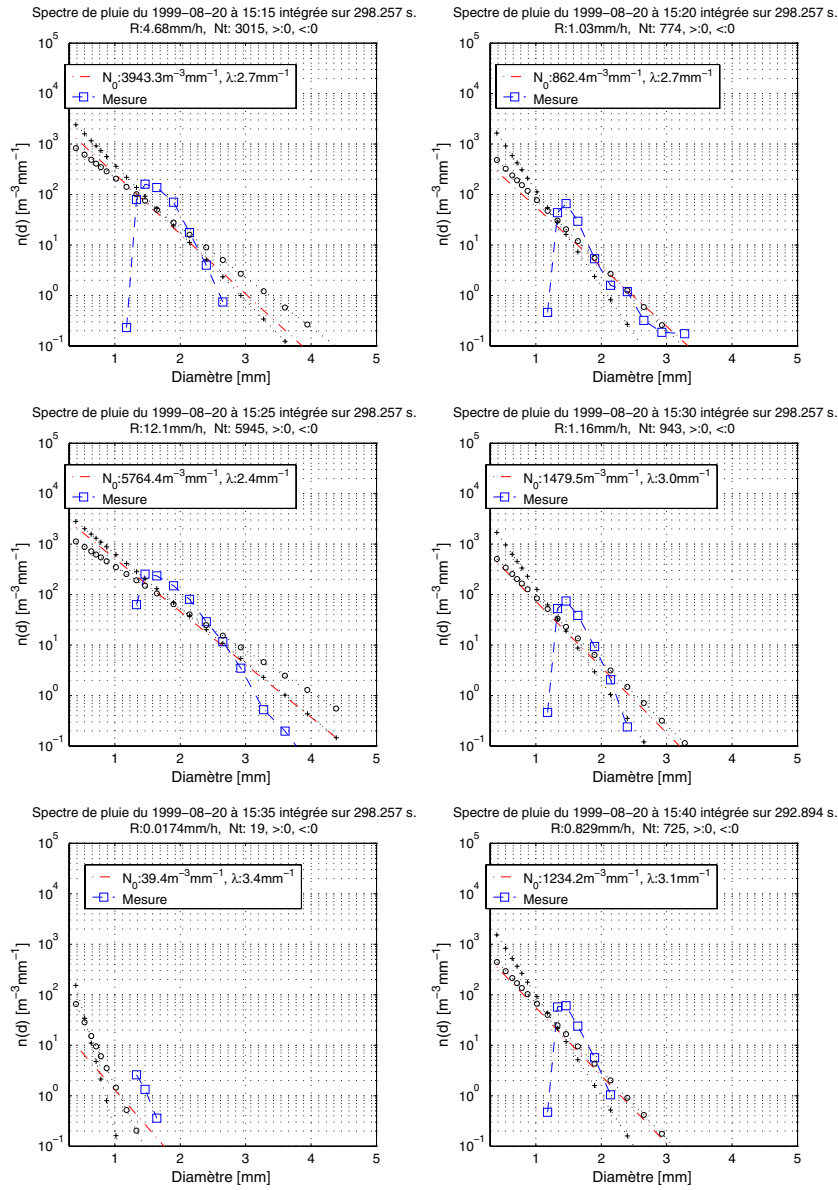


FIG. D.11.: Spectre de pluie calculé sur des intervalles de 5 minutes du 20 août pour l'hypothèse $k=1$. Pour comparaison, sont tracées les distributions théoriques selon Sempere et al. (1994). Les 'o' représente la formulation des pluies convectives, les '+' celle des pluies orographiques (équations 2.31 et 2.32)

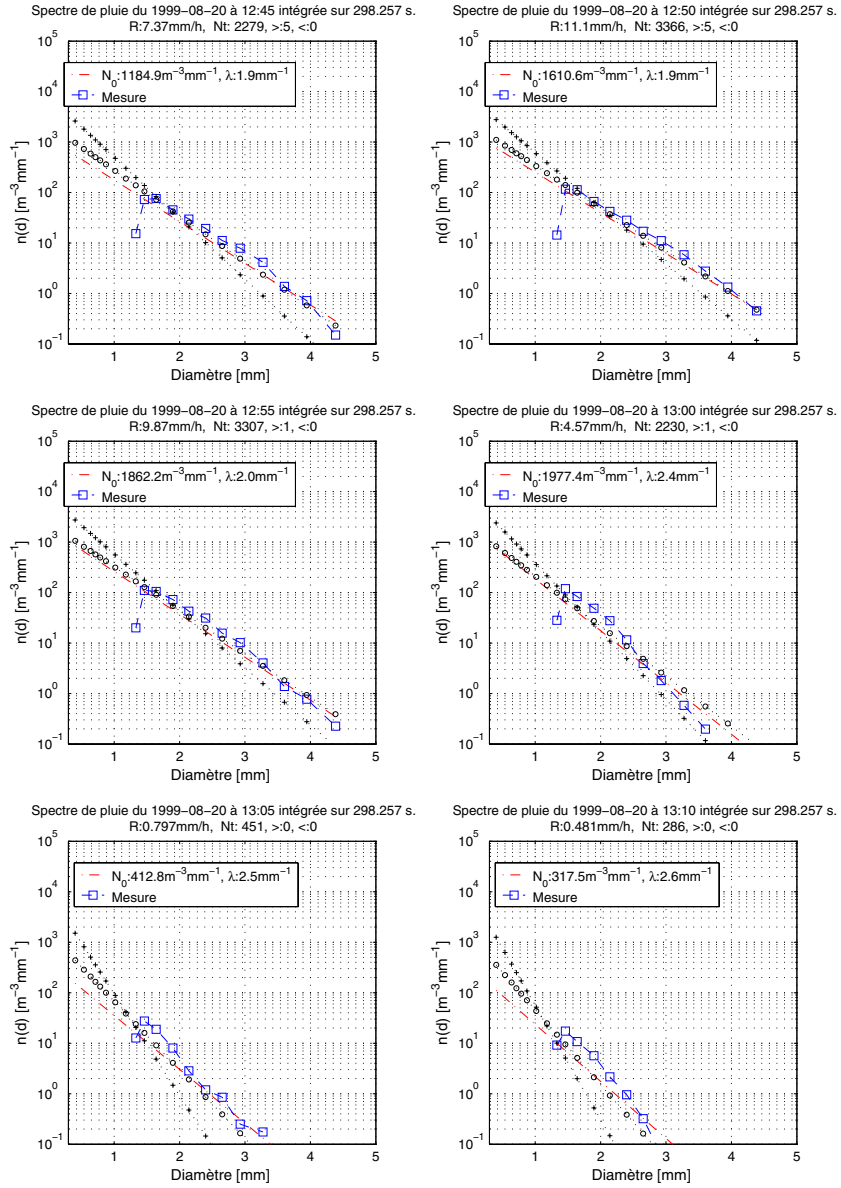


FIG. *D.12.*: Spectre de pluie calculé sur des intervalles de 5 minutes du 20 août pour l'hypothèse $k=1$. Pour comparaison, sont tracées les distributions théoriques selon Sempere et al. (1994). Les 'o' représente la formulation des pluies convectives, les '+' celle des pluies orographiques (équations 2.31 et 2.32)

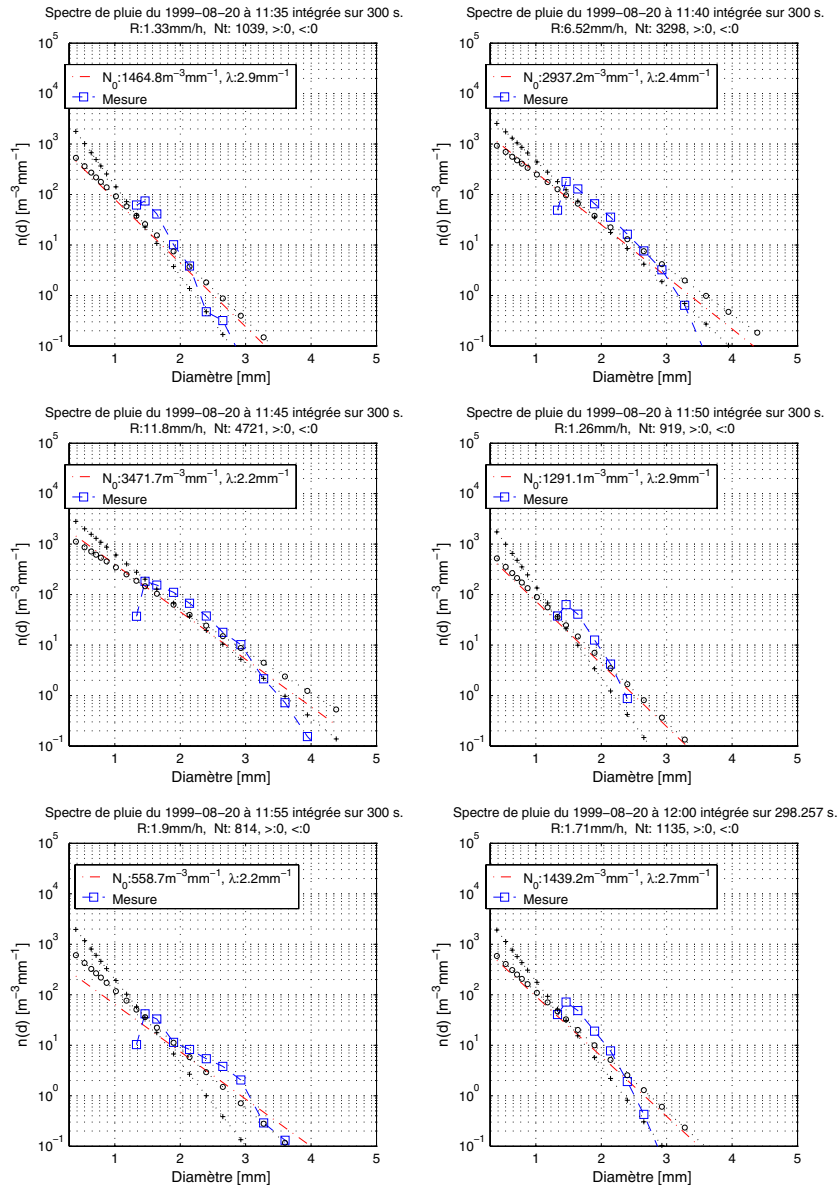


FIG. D.13.: Spectre de pluie calculé sur des intervalles de 5 minutes du 20 août pour l'hypothèse $k=1$. Pour comparaison, sont tracées les distributions théoriques selon Sempere et al. (1994). Les 'o' représente la formulation des pluies convectives, les '+' celle des pluies orographiques (équations 2.31 et 2.32)

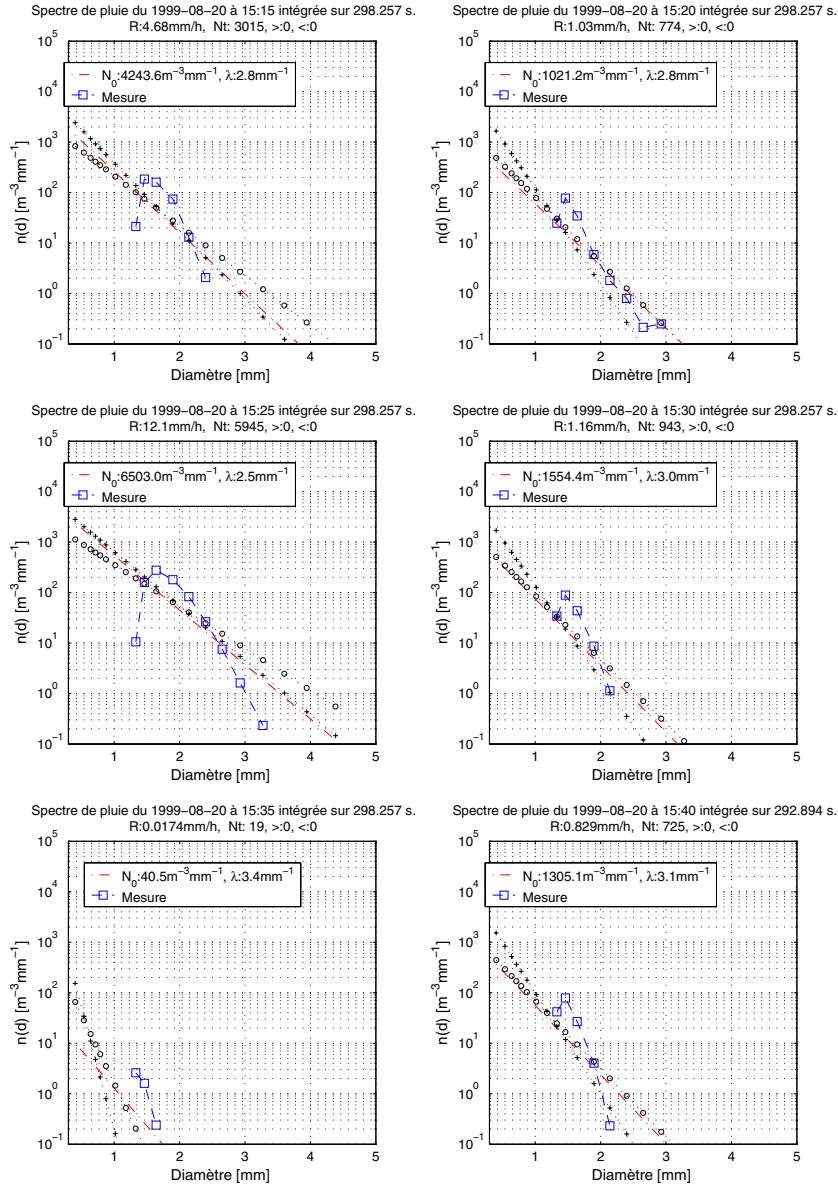


FIG. D.14.: Spectre de pluie calculé sur des intervalles de 5 minutes du 20 août pour l'hypothèse $k=2$. Pour comparaison, sont tracées les distributions théoriques selon Sempere et al. (1994). Les 'o' représente la formulation des pluies convectives, les '+' celle des pluies orographiques (équations 2.31 et 2.32)

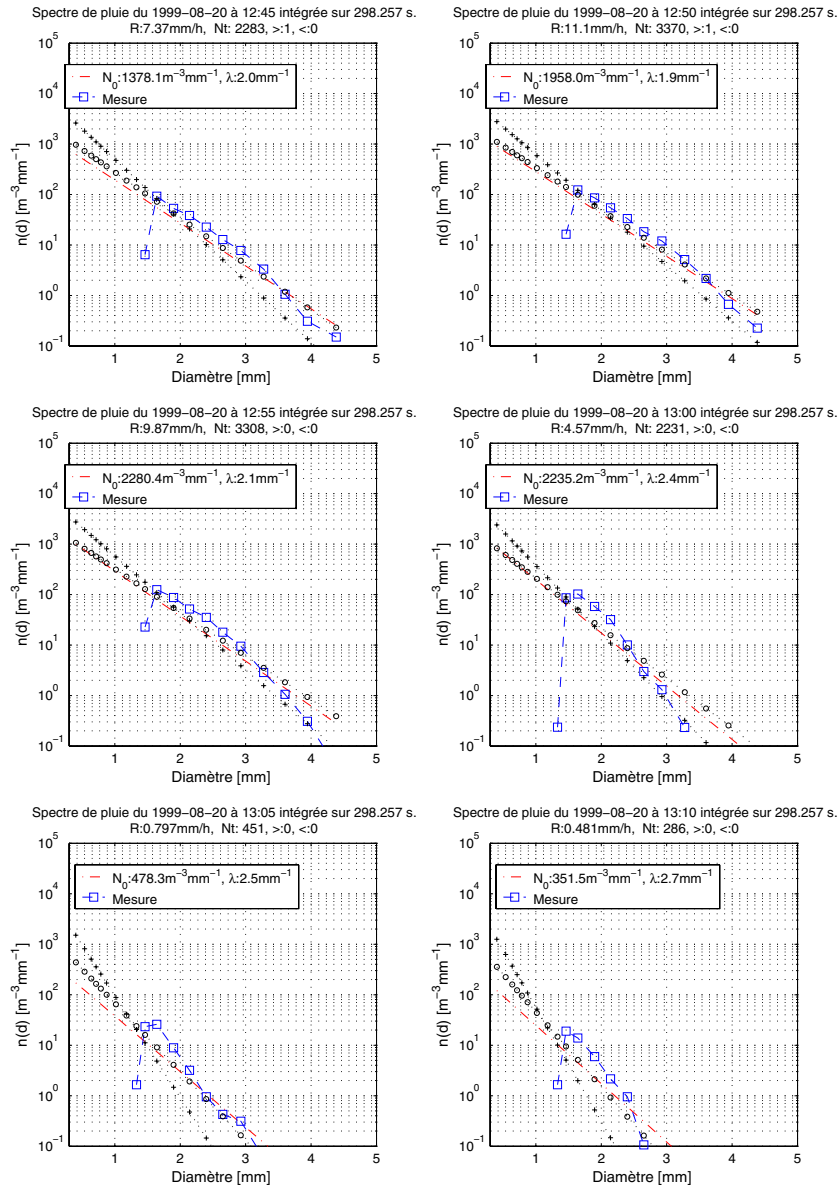


FIG. D.15.: Spectre de pluie calculé sur des intervalles de 5 minutes du 20 août pour l'hypothèse $k=2$. Pour comparaison, sont tracées les distributions théoriques selon Sempere et al. (1994). Les 'o' représente la formulation des pluies convectives, les '+' celle des pluies orographiques (équations 2.31 et 2.32)

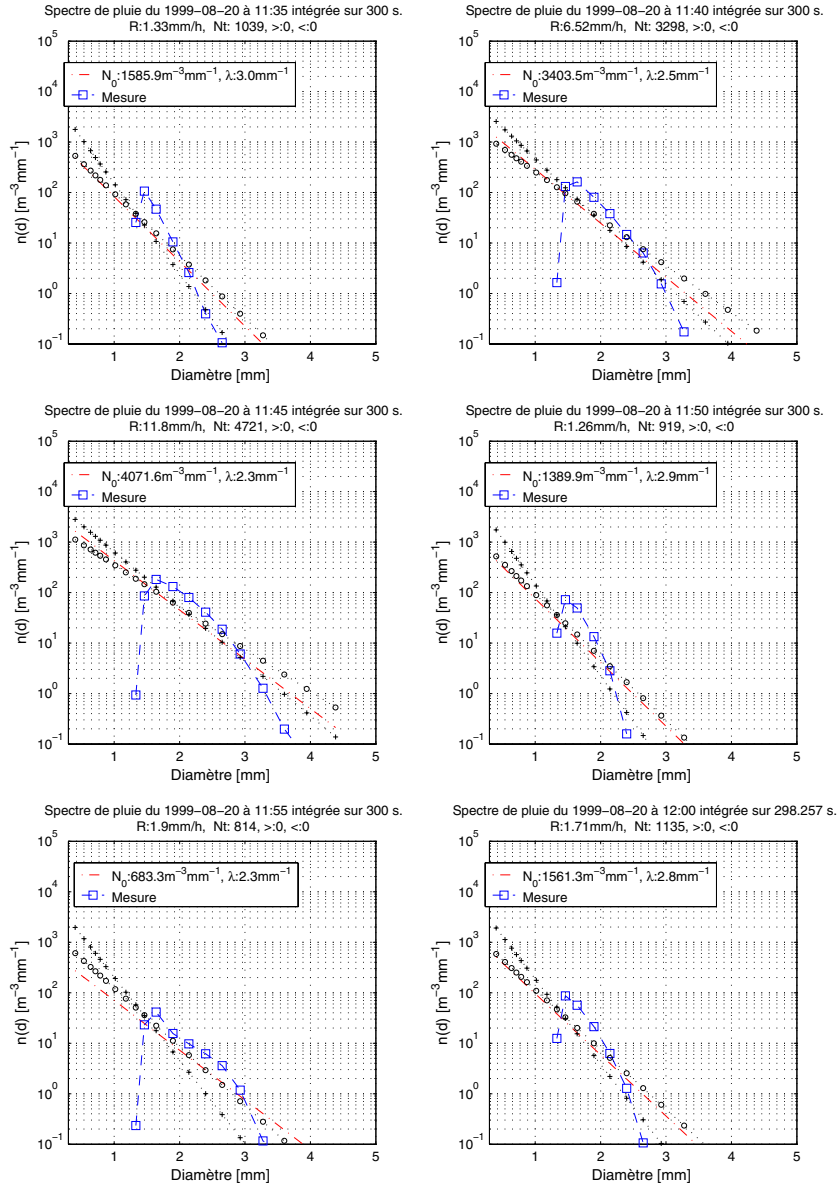


FIG. D.16.: Spectre de pluie calculé sur des intervalles de 5 minutes du 20 août pour l'hypothèse $k=2$. Pour comparaison, sont tracées les distributions théoriques selon Sempere et al. (1994). Les 'o' représente la formulation des pluies convectives, les '+' celle des pluies orographiques (équations 2.31 et 2.32)

D.2. Mesures du 26 août 1999

Un seul épisode de pluie de durée de 2 heures a été mesuré ce jour-là. Les intensités mesurées sur 5 minutes par les instruments RFI et DSD, ainsi que le nombre de gouttes enregistré par RFI sont présentés en figure D.17.

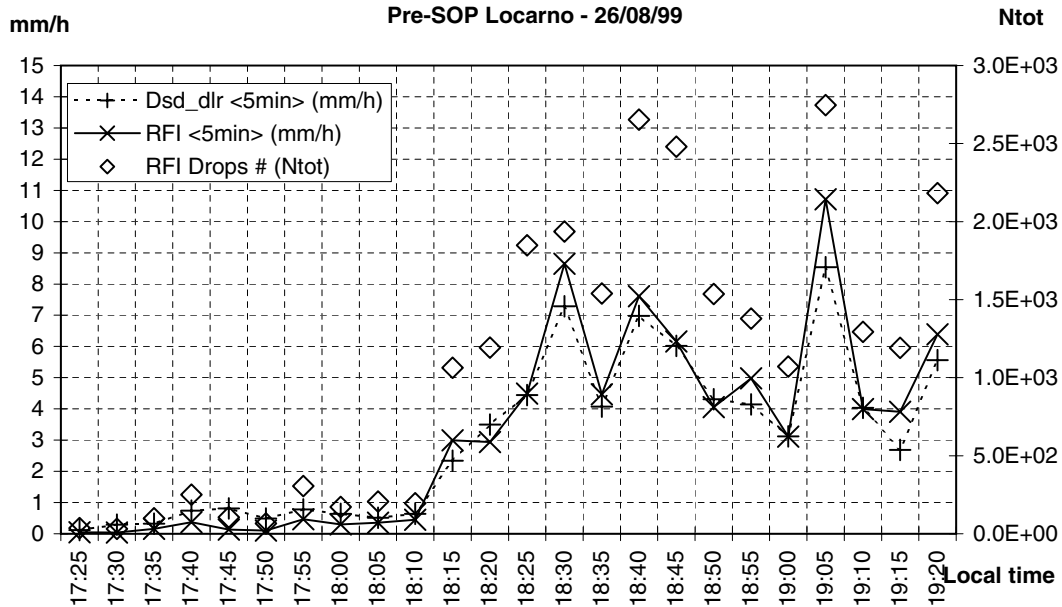


FIG. D.17.: Intensité de précipitation et nombre de gouttes mesuré par les disdromètres RFI et intensité seule pour le DSD (valeurs 5 minutes) à l'ISM Locarno

Les mesures d'intensité réalisées par les 2 instrument sont très similaires. Les variations des valeurs mesurées sont résumées pour ce jour dans le tableau D.1.

D.3. Mesures du 3 septembre 1999

A partir du 3 septembre, la campagne préparative PreSop était achevée mais le disdromètre RFI est resté sur le site pour permettre des comparaisons supplémentaires.

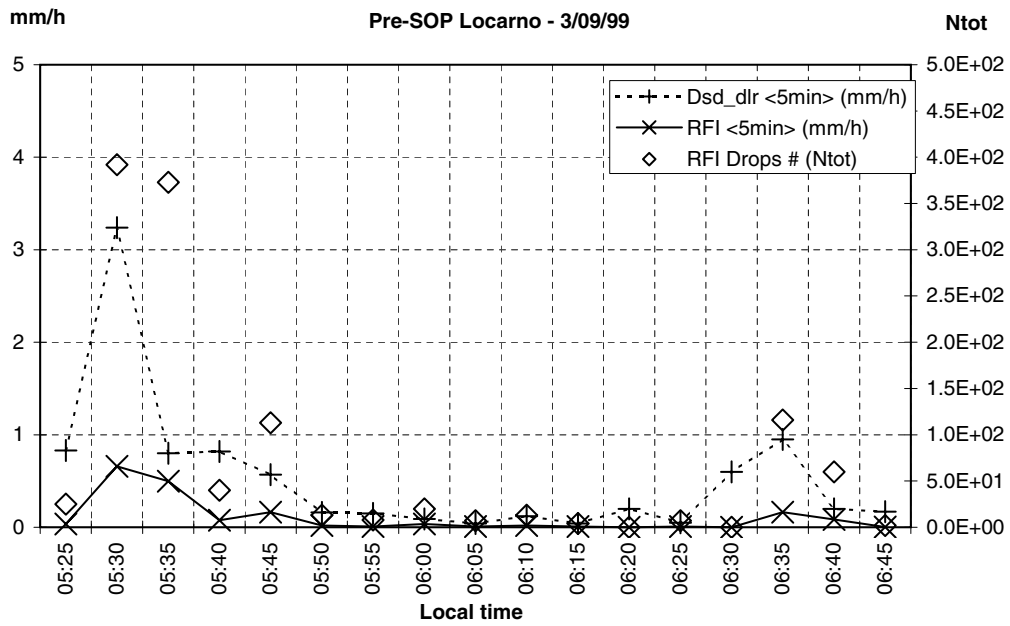


FIG. D.18.: Intensité de précipitation et nombre de gouttes mesuré par le disdromètre acoustique RFIIP à l'ISM Locarno (valeurs 5 minutes). Intensité de précipitation du disdromètre Joss-Waldvogel

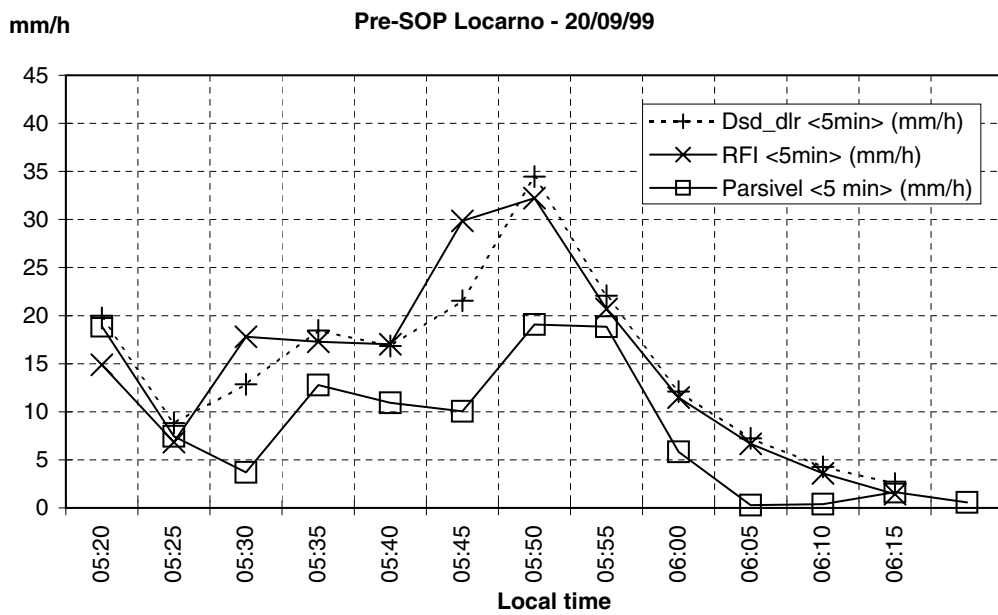


FIG. D.19.: Intensité de précipitation et nombre de gouttes mesuré par le disdromètre acoustique RFIIP à l'ISM Locarno (valeurs 5 minutes) Intensité de précipitation du disdromètre Joss-Waldvogel

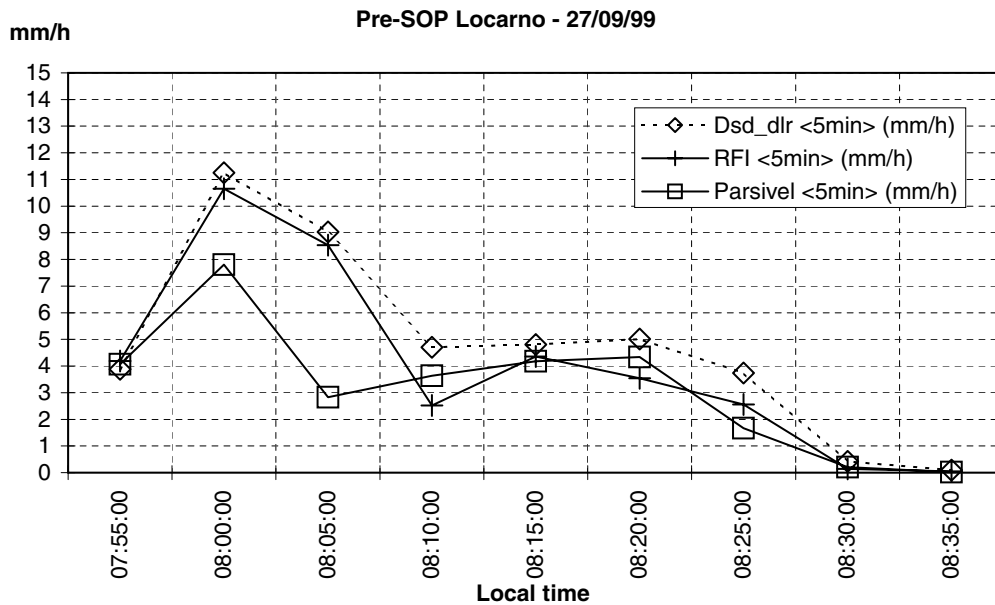


FIG. D.20.: Intensité de précipitation et nombre de gouttes mesuré par le disdromètre acoustique RFIIP à l'ISM Locarno (valeurs 5 minutes) Intensité de précipitation du disdromètre Joss-Waldvogel

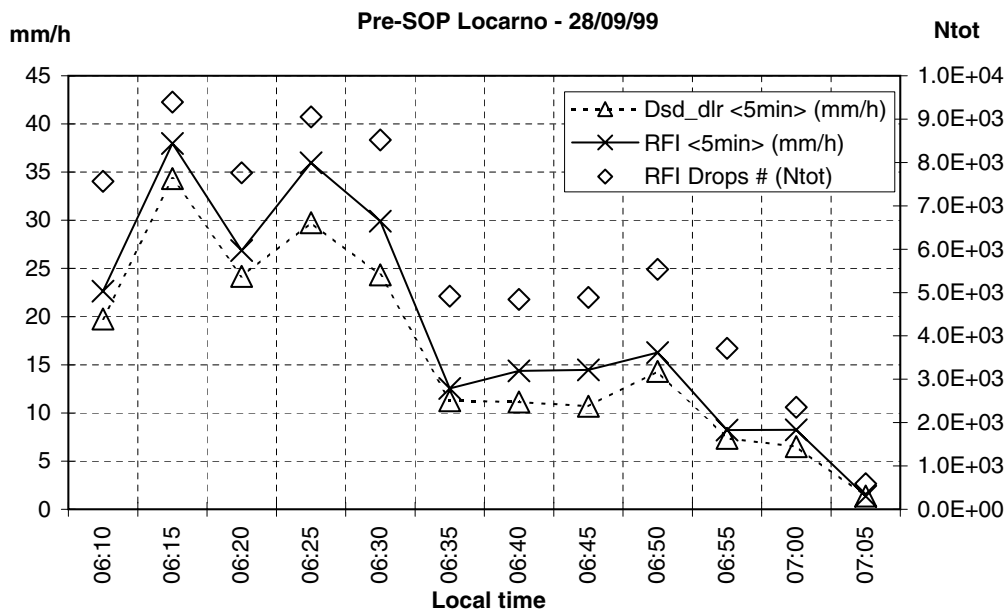


FIG. D.21.: Intensité de précipitation et nombre de gouttes mesuré par le disdromètre acoustique RFIIP à l'ISM Locarno (valeurs 5 minutes) Intensité de précipitation du disdromètre Joss-Waldvogel

<i>Instruments</i> [#]	<i>I_{moy}</i> [mm/h]	<i>Variation</i> [%]	<i>N_T</i> [#]	<i>Variation</i> [%]
<i>26 août</i>				
<i>Durée 2 heures</i>				
DSD	3.0	85		
RFI	3.2	97	1066	86
<i>3 septembre</i>				
<i>Durée 1heures20</i>				
DSD	0.5	145		
RFI	0.1	179	70	175
<i>20 septembre</i>				
<i>Durée 55 minutes</i>				
DSD	15.1	60		
RFI	15.0	65	4571	74
<i>27 septembre</i>				
<i>Durée 35 minutes</i>				
DSD	4.8	75		
RFI	4.1	87	1700	84
<i>28 septembre</i>				
<i>Durée 55 minutes</i>				
DSD	4.8	75		
RFI	4.1	87	1700	84

TAB. D.1.: Tableau des valeurs moyennes et de leur variation mesurées des épisodes du 26 août au 28 septembre

E. Applications du disdromètre acoustique

Ce chapitre présente la campagne de mesures sur le site de l'EPFL. Ce site a été retenu puisqu'il se situe près du laboratoire et permet une maintenance aisée du système de mesures. De plus, la situation de l'École Polytechnique Fédérale de Lausanne en bord de Lac Léman se prête bien à l'étude des précipitations en terrain plat. Pour tirer profit de la finesse temporelle et de la précision de l'instrument, une rosette (incluant 5 disdromètres acoustiques, un anémomètre, la centrale d'acquisition, et un panneau solaire).

E.1. La rosette de mesures

La rosette de cinq disdromètres a été conçue spécialement pour les mesures sur le terrain. Elle permet de contrôler le démarrage des acquisitions et de fournir l'énergie nécessaire au système même sur des sites isolés. La rosette de mesures se compose :

de 5 disdromètres acoustiques. Ils ont été fabriqués par l'entreprise IAV identiquement (en terme d'électronique et de dynamique) au prototype RFIIP qui a été validé à l'institut suisse de Météorologie (page 77). Les gains des 4 autres appareils ont été déduits par une calibration relative grâce à une procédure en 2 étapes :

1. Calibration des microphones de chaque appareil grâce à un calibrateur acoustique qui délivre une pression acoustique de 94 dB (soit 1 Pa RMS) à 1 kHz
2. Une calibration dynamique, durant laquelle chaque disdromètre était connecté à son câble de mesures (pour tenir compte de la différence de longueur). Ces calibrations ont été opérées à l'aide d'un goutte à goutte médical qui permet de reproduire des gouttes identiques (tout au moins des volumes identiques sur une période de 5 minutes). Les tensions mesurées étaient recueillies à l'extrémité de la chaîne d'acquisition. Ainsi un étalonnage relatif de la chaîne de mesure dans son intégralité (microphone, sphère, câble et centrale d'acquisition) a été effectué pour chaque instrument.

Les gains obtenus pour chaque disdromètre sont reportés dans le tableau E.1. Il apparaît que les gains des instruments sont relativement

	Référence				
	RFIIP 1	DA 2	DA 3	DA 4	DA 5
Gain [mm/ V_{eff}]	0.129	0.191	0.789	0.132	0.192

TAB. E.1.: Gain de chaque disdromètre acoustique (DA) pour les campagnes de mesures

homogènes sauf pour le disdromètre 3. Cela est certainement dû à une différence de montage de la sphère de mesure ou à une dynamique différente du microphone. Cette différence se traduit finalement par une sensibilité à la sollicitation de la pluie moindre par rapport aux autres appareils : il a fallu compenser cette lacune par un gain plus important pour obtenir des volumes identiques durant l'étalonnage comparatif des instruments et nous verrons en section E.2.3 les problèmes que cela induit. Il a d'ailleurs été vérifié que les fichiers sonores issus de cet instrument possède une dynamique bien plus limitée que les autres.

d'un anémomètre à hélice de type Young. Cet anémomètre délivre la vitesse et la direction du vent. Ces informations sont précieuses vu le potentiel biais que peut induire le vent dans ce type de mesures. Cet appareil est largement utilisé pour les mesures de vents à haute précision. En effet sa vitesse de démarrage très basse et sa faible inertie en font un instrument de haute fiabilité et de grande précision.



FIG. E.1.: Photographie de l'anémomètre de marque Young utilisé pour les mesures sur le terrain

d'un système d'acquisition et de contrôle. Elle se compose d'un data-logger et d'un ordinateur portable équipé d'une carte d'acquisition enfermée dans une boîte étanche. Un programme de veille configurable enregistre en permanence le signal reçu par le disdromètre de veille de la rosette à travers le data-logger. Cet instrument est le maître de la chaîne de mesures puisqu'il démarre l'ordinateur et le programme d'acquisition quand une intensité seuil est dépassé (ici 1mm/h pendant 5 minutes). Ainsi son signal déclenche le traitement des tensions des 5 disdromètres

et de l'anémomètre lors d'un épisode de pluie. Ce fonctionnement a pour but de réduire au minimum l'espace de stockage et l'énergie consommé par les instruments.



FIG. E.2.: Photographie de la centrale de contrôle et d'acquisition de la rosette de mesures

d'un panneau solaire et de deux batteries . Ils ont pour but d'assurer l'autonomie énergétique du système quand celui ci ne peut être reliée au réseau de tension de 220 volts. Le correct dimensionnement de cet ensemble a permis de ne jamais manquer un épisode de pluie aussi bien dans le bassin de Mattmark que sur le site de l'EPFL.

Il faut aussi mentionner les câbles blindés qui relient la centrale de mesures aux disdromètres disposés sur le terrain. Leurs longueurs sont de 200 m pour 3 appareils, et de 195 m et 5 m pour les 2 autres. Un schéma de la rosette est donnée en figure E.3

E.2. Campagne de mesures sur terrain plat

La campagne de mesures sur le site de l'EPFL s'est déroulé du 9 juin au 6 septembre 2000. La période est choisie durant l'été où apparaissent le plus fréquemment des orages intenses et isolés. Les 5 instruments acoustiques étaient disposés sur le toit de l'EPFL aux emplacements indiqués dans la figure E.4 selon le principe du montage en 'rosette' (section E.3)

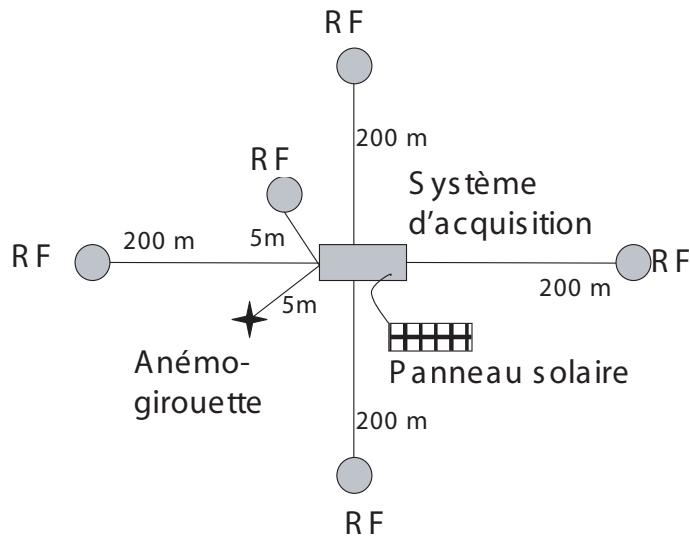


FIG. E.3.: Schéma de la rosette de mesures

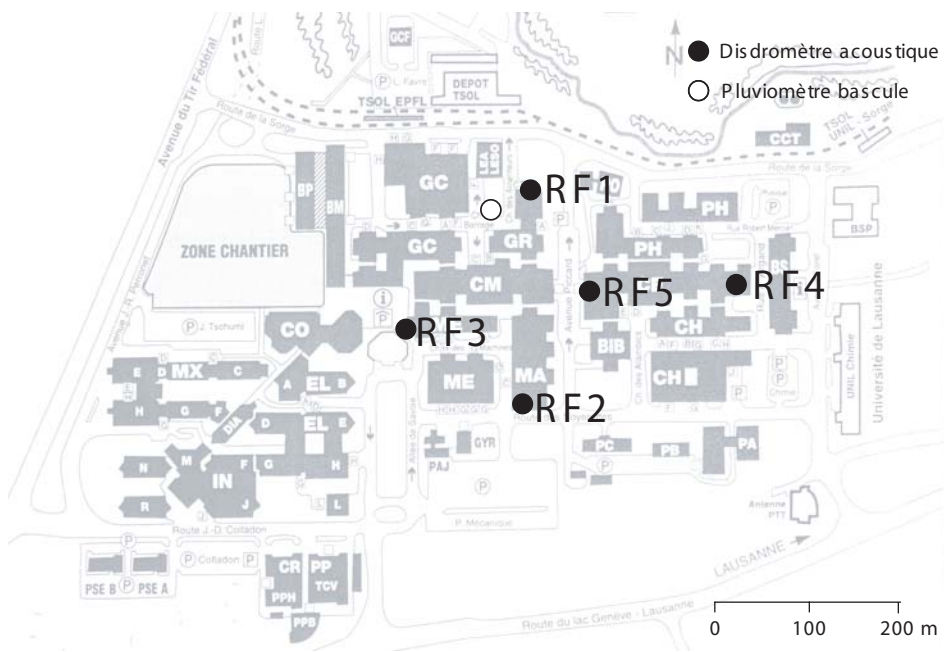


FIG. E.4.: Emplacement des 5 disdromètres acoustiques et du pluviomètre à bascule sur le site de l'EPFL durant la campagne de mesures

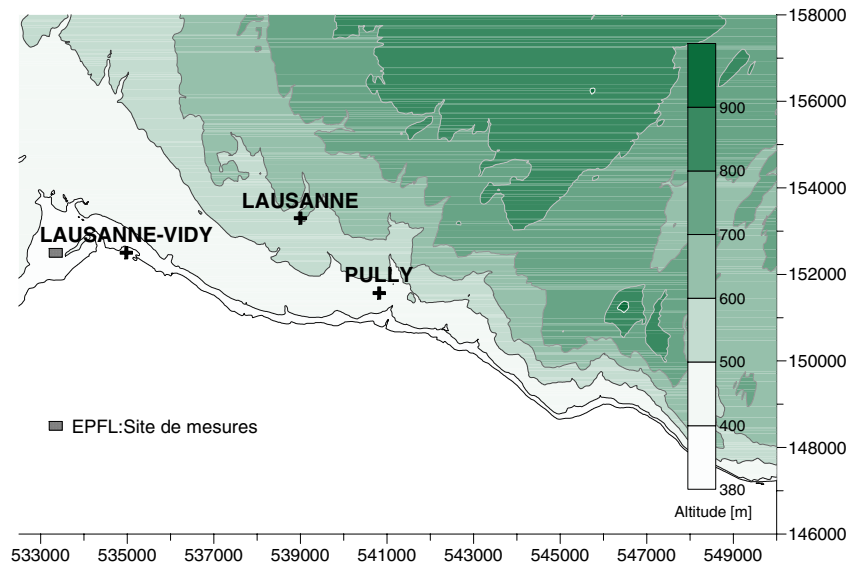


FIG. E.5.: Carte topographique des positions des stations de mesures au alentours du site de l'EPFL

E.2.1. Mesures à disposition

Différentes mesures sont à disposition pour compléter celles de la rosette :

la station de mesure automatique de Pully (No 34, altitude 461 mètres) fournit comme toutes les stations du réseau ANETZ des mesures toutes les 10 minutes (page 196). Il faut relever que sur la période de mesures, les valeurs 10 minutes de la direction du vent sont erronées et ne peuvent être prise en compte dans le présent travail.

la station météorologique du Laboratoire d'hydrologie et aménagements (Hydram) sur le site de l'EPFL comporte différents instruments tels que pluviomètre à bascule, anémomètre, thermomètre ou sonde hygrométrique. Elle est maintenue et exploitée de longue date par les collaborateurs du laboratoire. Les mesures sur des intervalles de 15 minutes sont à disposition des employés de l'école. L'altitude de cette station est d'environ 400 m au dessus de la mer (celle du site de l'EPFL).

les stations pluviométriques fournissent des mesures journalières (section A). Celles disponibles dans les environs sont les stations de Pully (No 8100) et de Lausanne-Ville (No 8130, altitude 618 mètres) puisque la station de Lausanne-Vidy fut arrêté en août 1975.

La carte représentée en figure E.5 indique les positions respectives des stations de mesures comparatives. La position du pluviomètre de l'Hydram est englobé dans la zone de mesure (figure E.4). La distance approximative entre le site de l'EPFL et la station de Pully est de 7 kilomètres dans la

direction plein Est et de 5.5 km avec la station journalière de Lausanne dans la direction Est-Nord Est.

La photographie E.6 montre les instruments de la station ANETZ de Pully sur laquelle est distinctement visible le pluviographe :



FIG. E.6.: Instruments de mesures de la station ANETZ de Pully (pluviographe a droite)

La figure E.7 illustre les mesures effectuées par la station automatique de Pully. Elle représente le hiétoگرامme, la courbe de volume de précipitation cumulée, le graphe de la température de l'air et de son humidité, ainsi que la vitesse moyenne et la rafale de vent sur 10 secondes. Pour comparaison le volume cumulé de précipitation mesurée à la station pluviométrique de Lausanne est tracé. Les titres de chaque graphes indiquent la valeur moyennes et l'écart type de la variable considérée. Ces calculs statistiques ont été effectués pour tous les enregistrements de la période (chiffre de gauche) et uniquement pour les enregistrement avec précipitations (chiffre de droite) qui représente presque 5% des intervalles de temps. La comparaison de ces chiffres relatifs à la vitesse de vent, l'humidité et la température montre que les précipitations sont apparues durant des conditions moyennes pour la période, puisque les 2 valeurs calculés pour chacune des variables sur la période sont très similaires : les précipitations enregistrées ne sont donc pas associées à des fronts qui produiraient des changements significatifs entre les moyennes calculées. La figure E.7 montre un volume de précipitation totalisant 375 mm à Pully et 330 mm à Lausanne (soit 12 % d'écart) sur une période estivale de 106 jours.

La figure E.8 représente quasiment les mêmes variables enregistrées par la station météorologique du laboratoire Hydram, si ce n'est qu'ici la direction du vent est indiquée. Par contre, seules les mesures du pluviomètre sont

Mesures Anetz Pully du 01-Jun-2000 07:00:00 au 16-Sep-2000 07:00:00 (charge:4.84%)

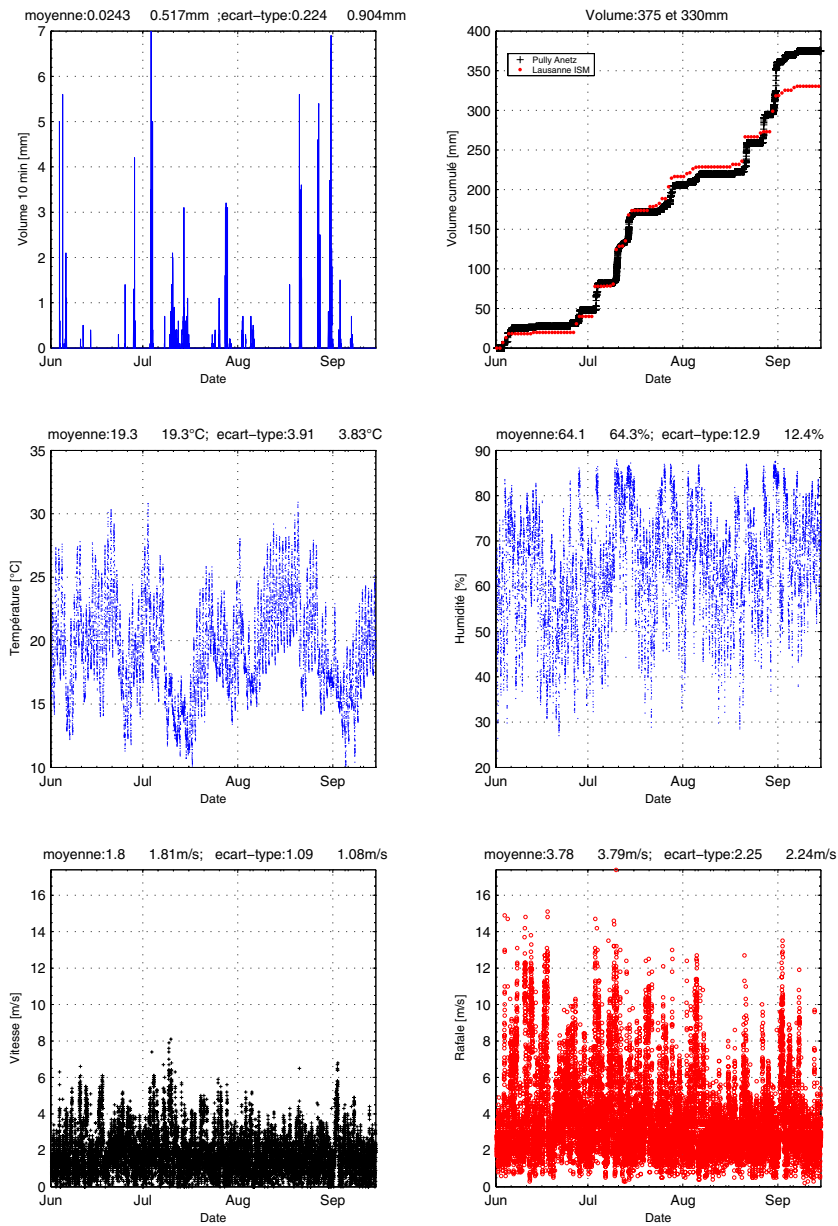


FIG. E.7.: Hiétoigramme, volume cumulé de précipitation, température et d'humidité de l'air, et vitesse moyenne et rafale du vents mesuré a la station automatique de Pully lors de la campagne EPFL (valeurs 10 minutes). Pour comparaison le volume cumulé de précipitation mesurée à la station pluviométrique de Lausanne est tracé

disponible dès le 1er juin, car pour des raisons inconnues les mesures des autres instruments n'existent qu'à partir du 23 juin. Le volume de précipitation mesuré à l'EPFL est 10% plus faible que celui mesuré à la station pluviométrique de Lausanne, (qui se trouve à une altitude de 200 mètres supérieure), mais l'explication de cette variation ne réside pas dans l'altitude de la station puisque ce volume est inférieur de plus de 20% à celui mesuré à la station de Pully qui se situe en bordure de lac Léman, à une altitude quasi identique. L'écart entre ces volumes provient naturellement de la variabilité spatiale de la pluie.

On note toutefois une très bonne concordance entre les 2 stations pour les mesures de températures et d'humidité qui sont bien plus homogènes spatialement que les précipitations. Les valeurs de vents sont par contre bien plus faibles à l'EPFL mais ceci peut s'expliquer par l'environnement bâti important autour de cet anémomètre. Les valeurs mesurées à Prilly en terrain bien plus dégagé semblent posséder une meilleure validité. On remarque enfin sur la rose des vents qu'aucune direction privilégiée ne se dégage mais cela peut aussi provenir du bâti environnant qui perturbe fortement l'écoulement près du sol.

E.2.2. Épisodes mesurés

Sur une période de près de 3 mois d'opérabilité, le système de mesures a enregistré 636 fichiers de 5 minutes soit 53 h de pluie soit encore 2.5% de la durée de veille de la rosette. La liste des jours de mesures et la durée des enregistrements correspondant sont données dans le tableau E.2.

Les épisodes de pluies sont définis différemment selon les auteurs : Pour Sempere et al. (1994), les épisodes sont identifiés en utilisant un critère basé sur l'intensité de précipitation :

1. l'épisode doit au moins contenir 30 minutes d'intensités supérieures à 0.1 mm/h
2. le volume total d'eau doit être supérieur à 2 mm

D'autres auteurs considèrent que la frontière entre 2 épisodes consécutifs est définie par une hauteur d'eau ΔH inférieure à une valeur seuil pendant une durée minimale Δt choisie, typiquement $\Delta H=2$ mm, $\Delta t=1$ heure. On note que le nombre d'épisode calculé dépend fortement de la définition de la série temporelle de pluie considérée.

E.2.3. Résultats de mesures

Si durant la période de mesure, le système de rosette de mesures a bien fonctionné, la récupération de données n'a pas pu être effectuée autant de fois qu'il aurait fallu et certains épisodes n'ont malheureusement pas été enregistrés puisque le disque dur de l'ordinateur de traitement de données était

Mesures Pluviomètre Hydrum du 23-Jun-2000 13:15:06 au 16-Sep-2000 07:00:07 charge:4.68%

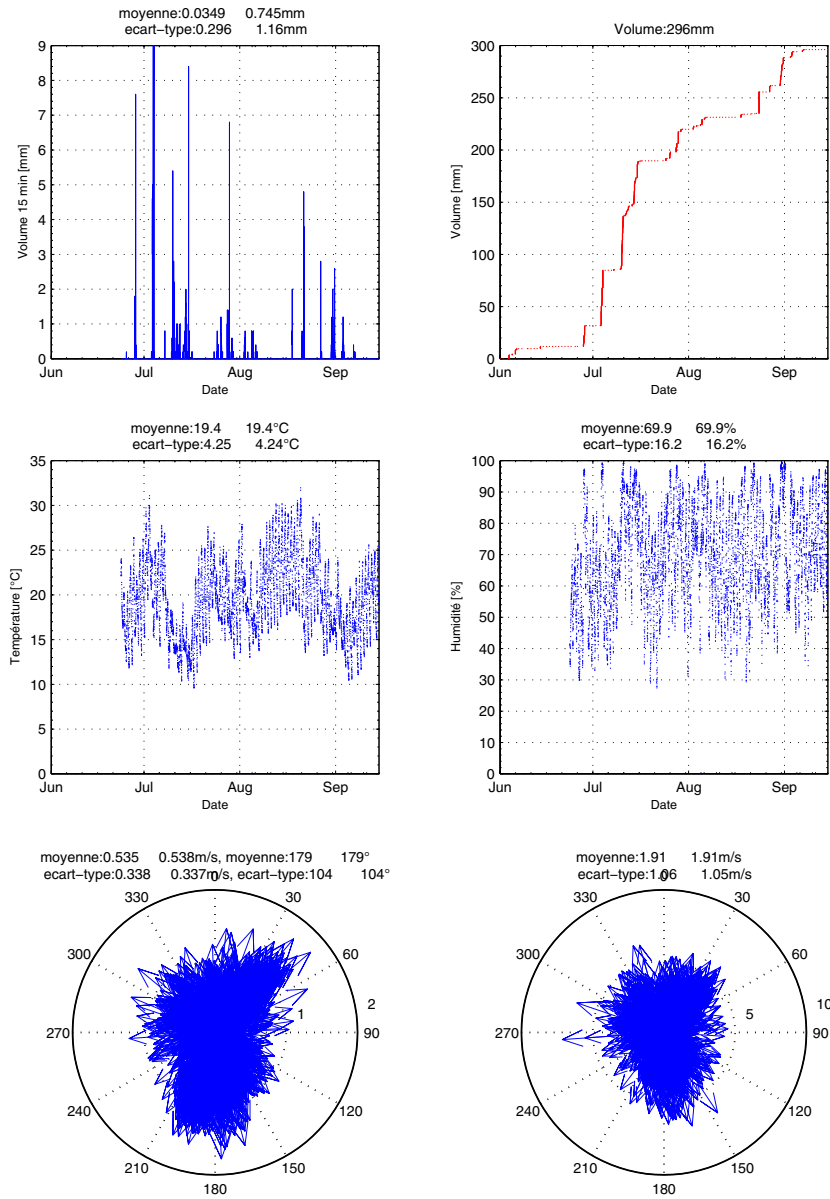


FIG. E.8.: Hiétoگرامme, volume cumulé de précipitation, température et d'humidité de l'air, et rose de vents moyens et rafales mesurés a la station météorologique du laboratoire HYDRAM lors de la campagne EPFL (valeurs 15 minutes)

	Durée [min]		Durée [min]
Juin		Aout	
09.06.2000	25	17.08.2000	75
11.06.2000	15	18.08.2000	15
14.06.2000	90	19.08.2000	100
<i>Total :</i>	<i>130</i>	20.08.2000	180
		21.08.2000	340
Juillet		24.08.2000	15
03.07.2000	100	25.08.2000	105
04.07.2000	220	26.08.2000	5
07.07.2000	30	27.08.2000	135
08.07.2000	20	28.08.2000	110
09.07.2000	105	29.08.2000	95
10.07.2000	580	<i>Total :</i>	<i>1175</i>
18.07.2000	55		
19.07.2000	45		
20.07.2000	50		
21.07.2000	45	Septembre	
22.07.2000	220	04.09.2000	10
23.07.2000	110	05.09.2000	5
24.07.2000	240	06.09.2000	40
<i>Total :</i>	<i>1820</i>	<i>Total :</i>	<i>55</i>

TAB. E.2.: Liste des jours de mesures et durée des enregistrements sur le site de l'EPFL

plein à plusieurs reprises et que parfois plusieurs jours ce sont écoulés avant que l'on ne vienne le remplacer. On ne peut donc pas comparer directement les volumes cumulés enregistrés par les 5 disdromètre (figures E.9) durant la période de mesures avec les observations des station environnantes (figures E.8 et E.7).

La première conclusion qui se dégage de la figure E.9 est que le disdromètre 2 a mesuré un volume de pluie plus de 3 fois plus important tandis que les 4 autres aboutissent à des volumes similaires (écart maximal de 15% entre RF-1 et RF-4). L'explication est simple puisque la toiture qui accueillait RF-2 a été entièrement refaite durant la campagne et que les lourds travaux occasionnés (marteaux piqueurs entre autres) ont générés des ondes sonores suffisamment importantes pour démarrer le système d'acquisition et être considérées comme de la précipitation par l'instrument. Les mesures du disdromètre 2 ne peuvent donc pas être considérées comme valables sur l'ensemble de la période. La figure E.11 montre d'ailleurs que les 5 disdromètres ont été affecté par la perturbation sonore.

Volumes mesurés du 09-Jun-2000 20:14:58 au 06-Sep-2000 19:44:23

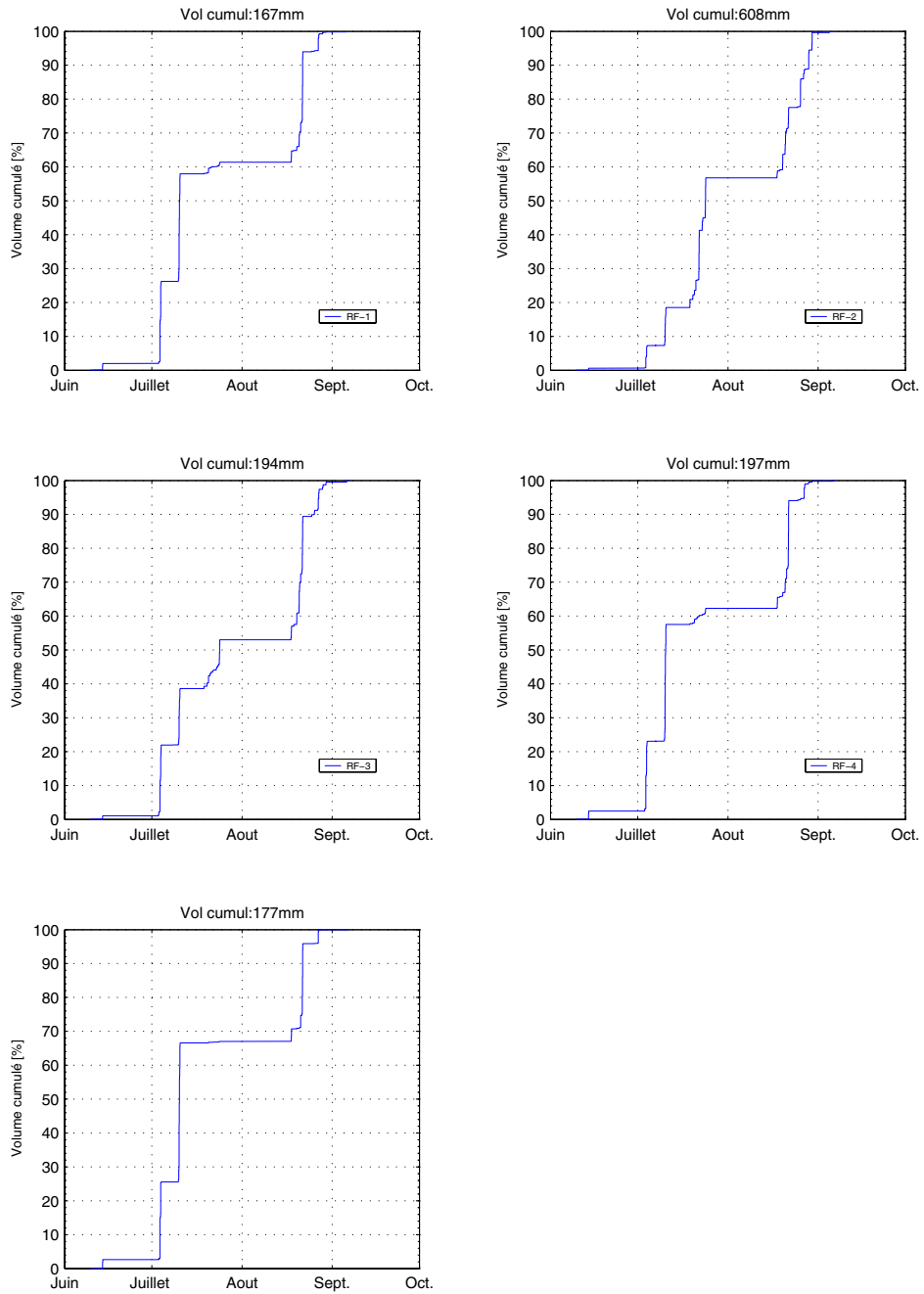


FIG. E.9.: Volume cumulé de précipitation enregistrée les 5 disdromètres acoustiques durant la campagne EPFL

Les figures E.10 et E.11 illustrent respectivement les volumes journaliers mesurés par les stations de mesures environnantes et les 5 disdromètres acoustiques.

E.2.4. Comportement de l'algorithme de détection

E.2.5. Sélection des pluies du 10 juillet 2000

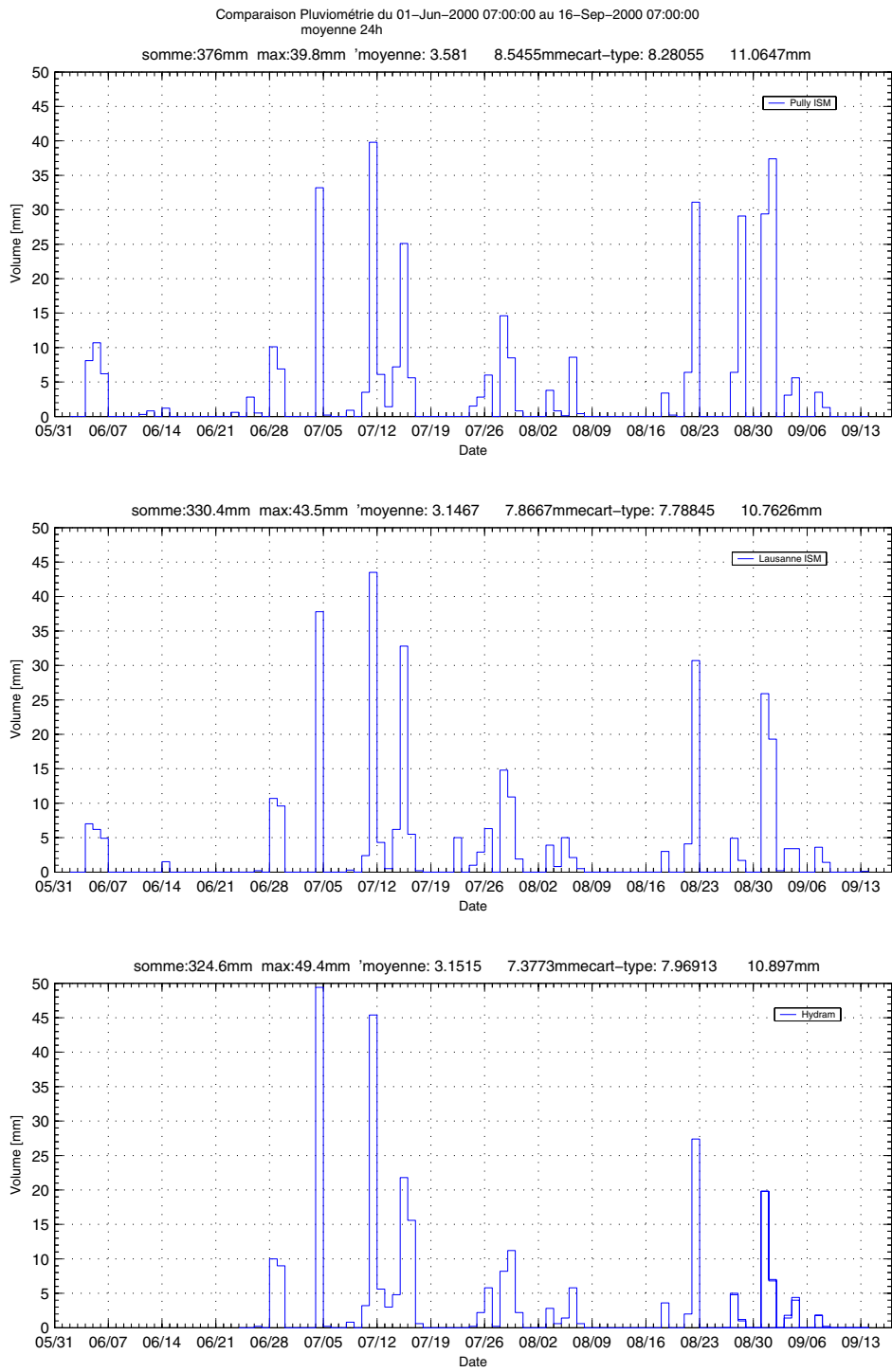


FIG. E.10.: Volume journalier de précipitations des stations environnantes sur la période de mesure

durée d'intégration: 21h du 01-Jun-2000 07:00:00 au 16-Sep-2000 07:00:00

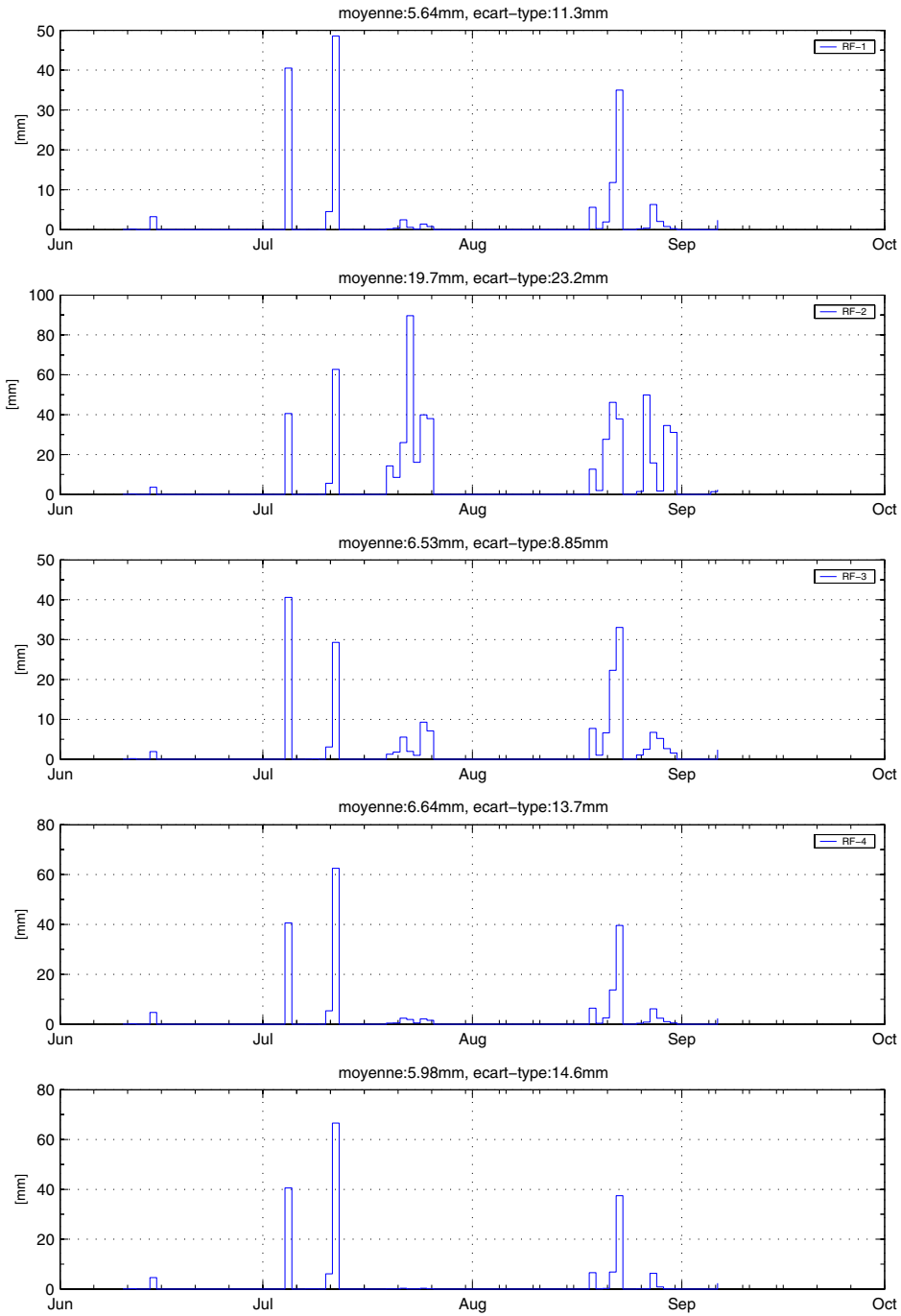


FIG. E.11.: Volume journalier de précipitation enregistré par les 5 disdromètres acoustiques durant la campagne EPFL

Comparaison Pluviométrie du 01-Jun-2000 07:00:00 au 16-Sep-2000 07:00:00
moyenne 24h

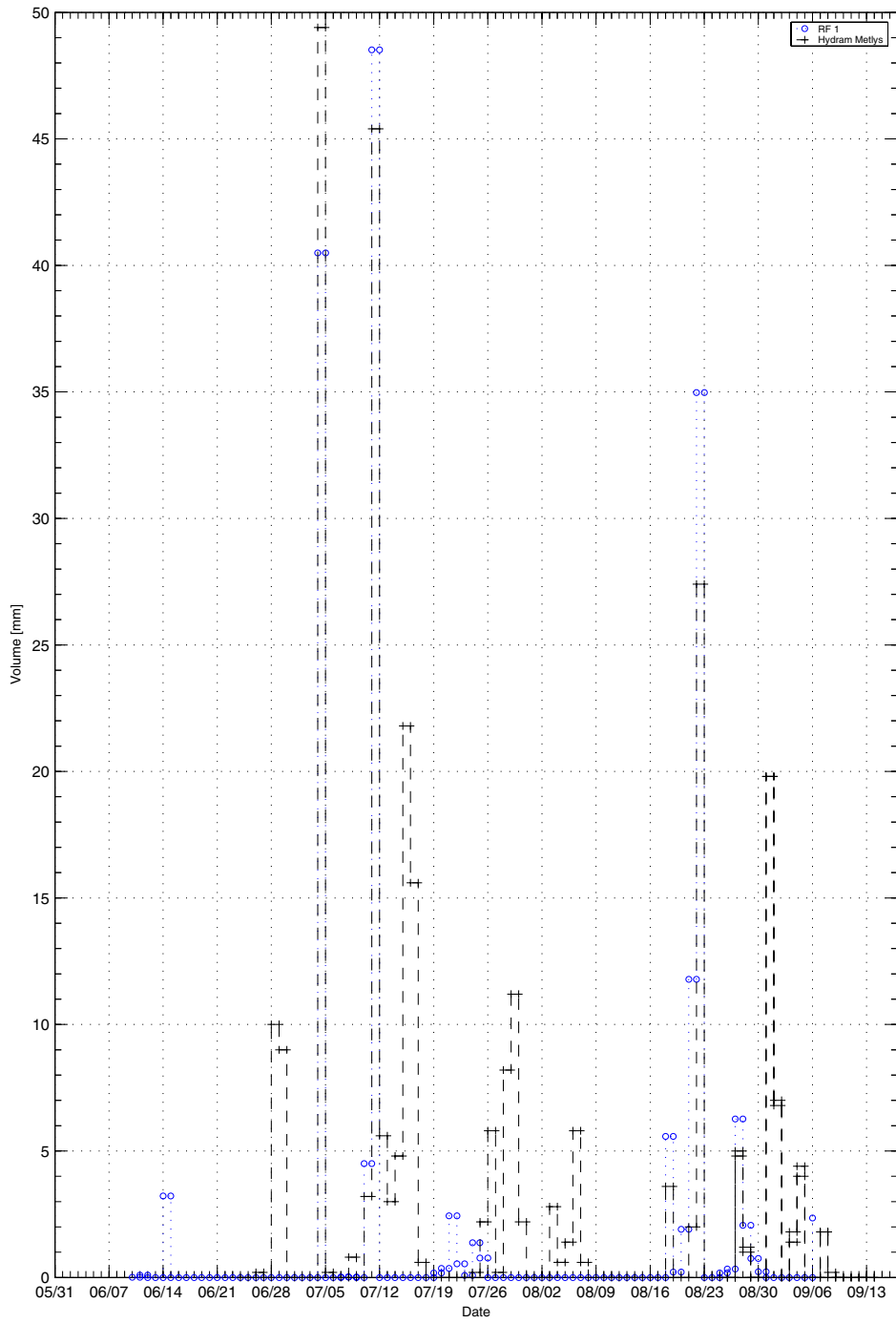


FIG. E.12.: Comparaison des mesures du disdromètre acoustique 1 et du pluviomètre à bascule de l'Hydrum

Comparaison Pluviométrie du 01-Jun-2000 07:00:00 au 16-Sep-2000 07:00:00
moyenne 24h

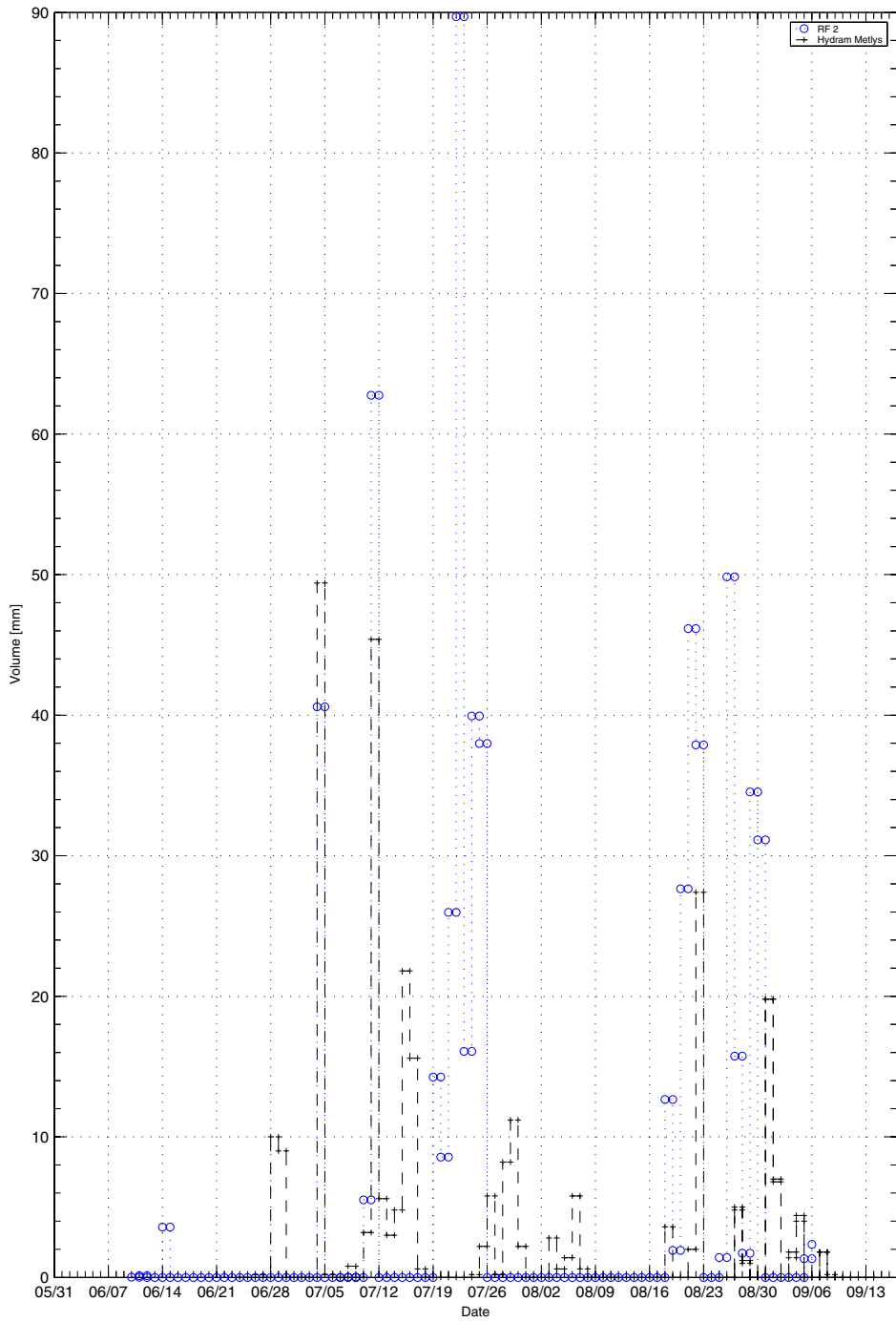


FIG. E.13.: Comparaison des mesures du disdromètre acoustique 2 et du pluviomètre à bascule de l'Hydram

Comparaison Pluviométrie du 01-Jun-2000 07:00:00 au 16-Sep-2000 07:00:00
moyenne 24h

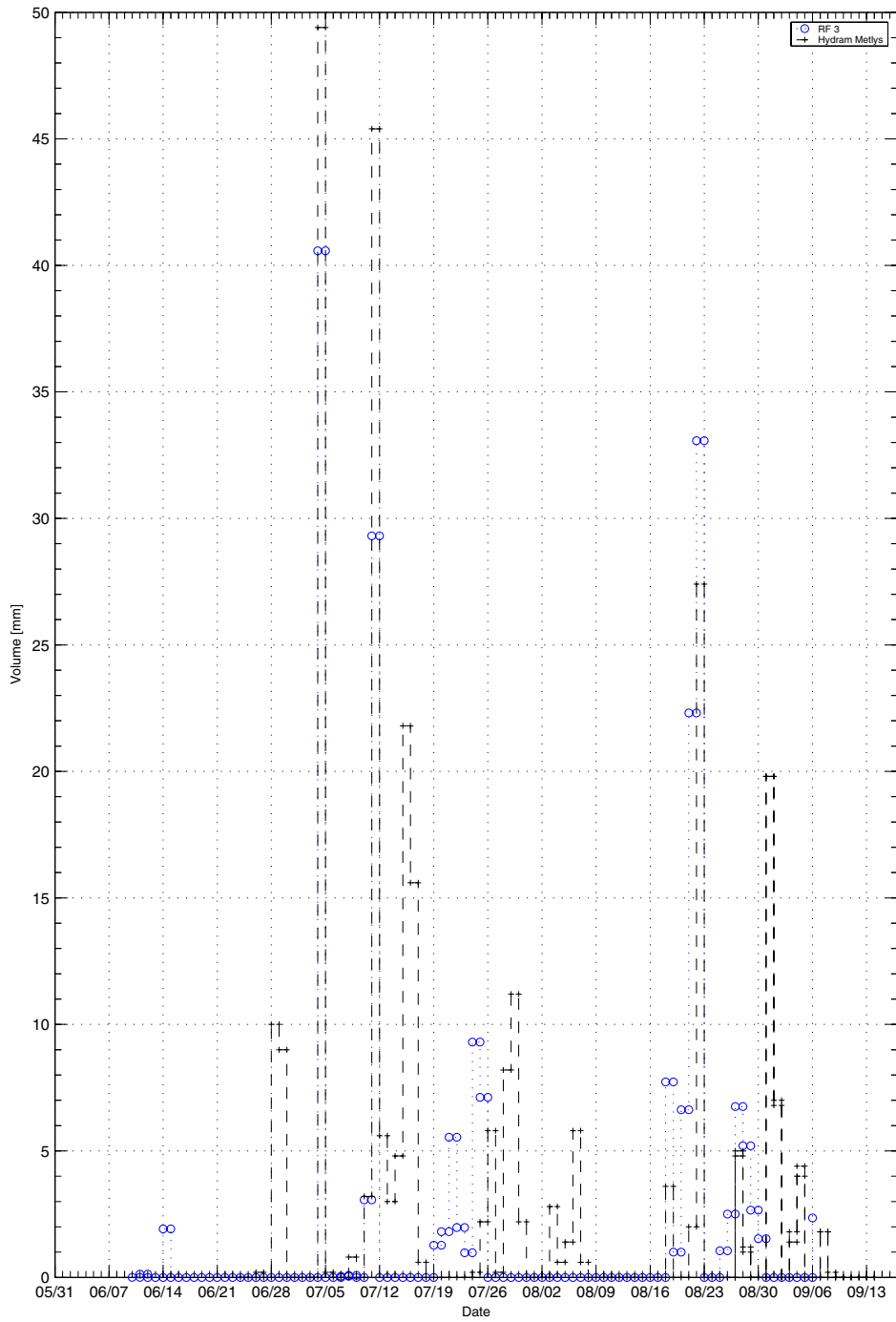


FIG. E.14.: Comparaison des mesures du disdromètre acoustique 3 et du pluviomètre à bascule de l'Hydrum

Comparaison Pluviométrie du 01-Jun-2000 07:00:00 au 16-Sep-2000 07:00:00
moyenne 24h

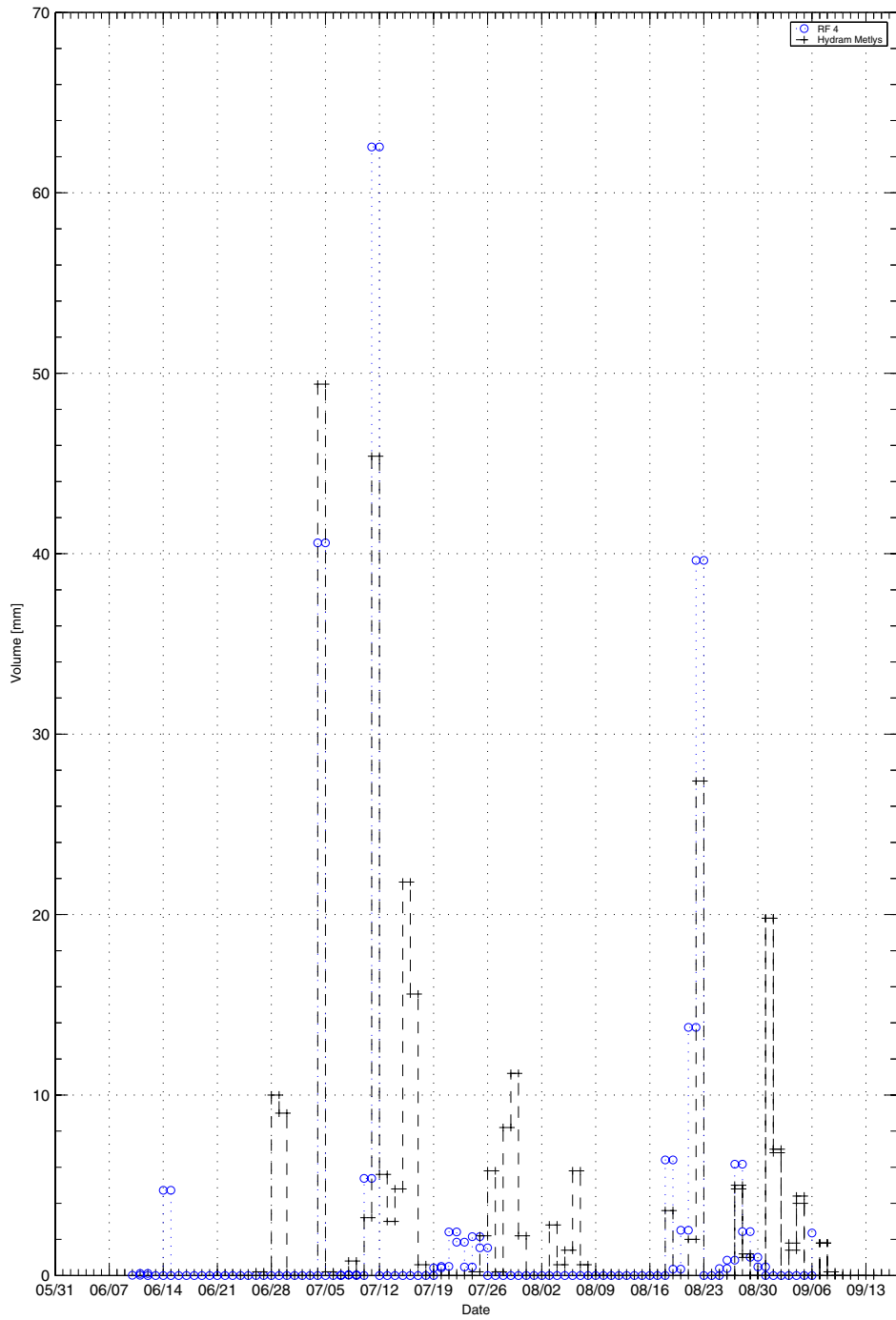


FIG. E.15.: Comparaison des mesures du disdromètre acoustique 4 et du pluviomètre à bascule de l'Hydram

Comparaison Pluviométrie du 01-Jun-2000 07:00:00 au 16-Sep-2000 07:00:00
moyenne 24h

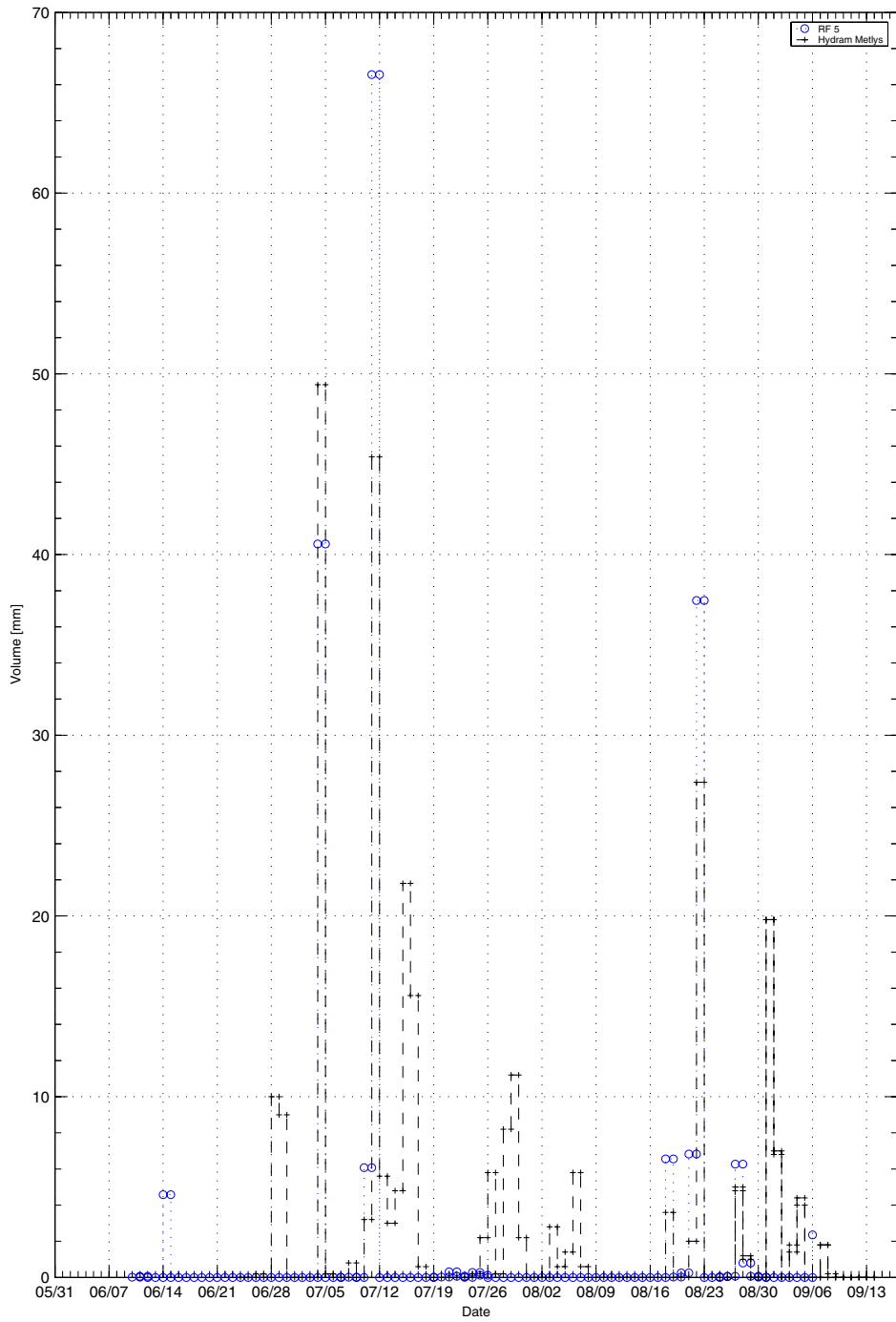


FIG. E.16.: Comparaison des mesures du disdromètre acoustique 5 et du pluviomètre à bascule de l'Hydrum

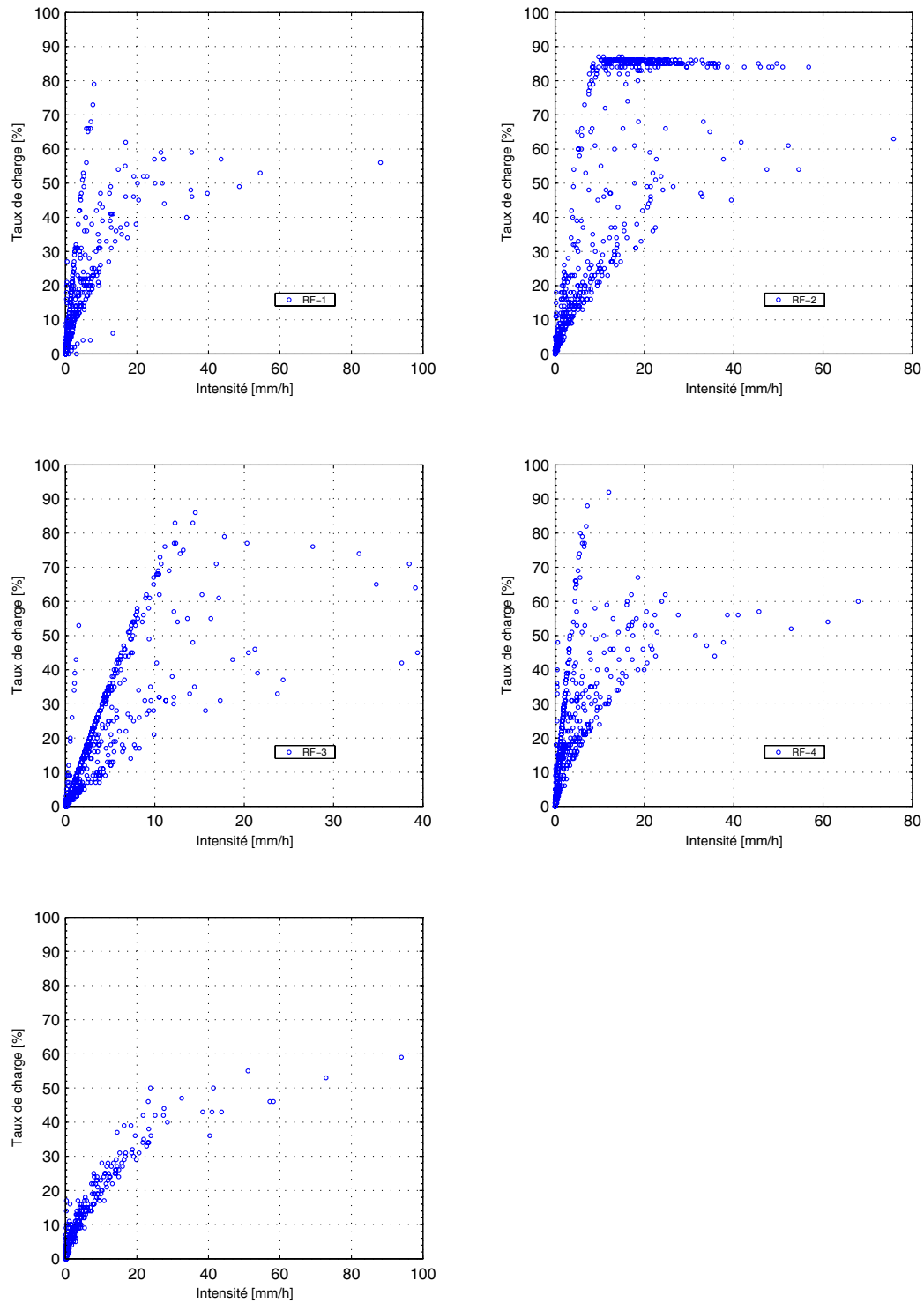


FIG. E.17.: Taux de charge de l'algorithme de détection en fonction de l'intensité de précipitation pour les 5 disdromètres acoustiques durant la campagne EPFL

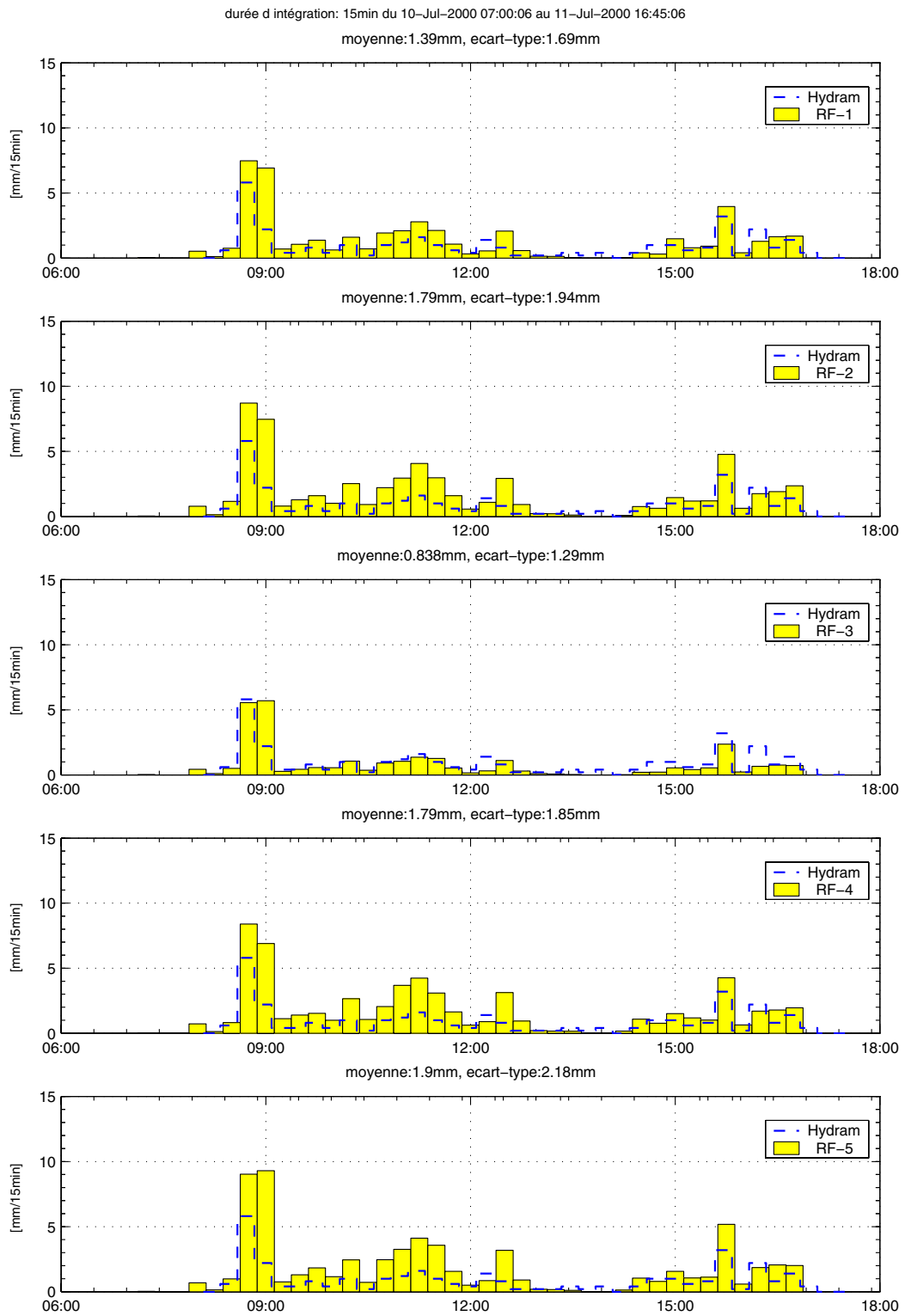


FIG. E.18.: Volumes de précipitations sur 15 min mesurés par les 5 disdromètres acoustiques et le pluviomètre de l'Hydrum

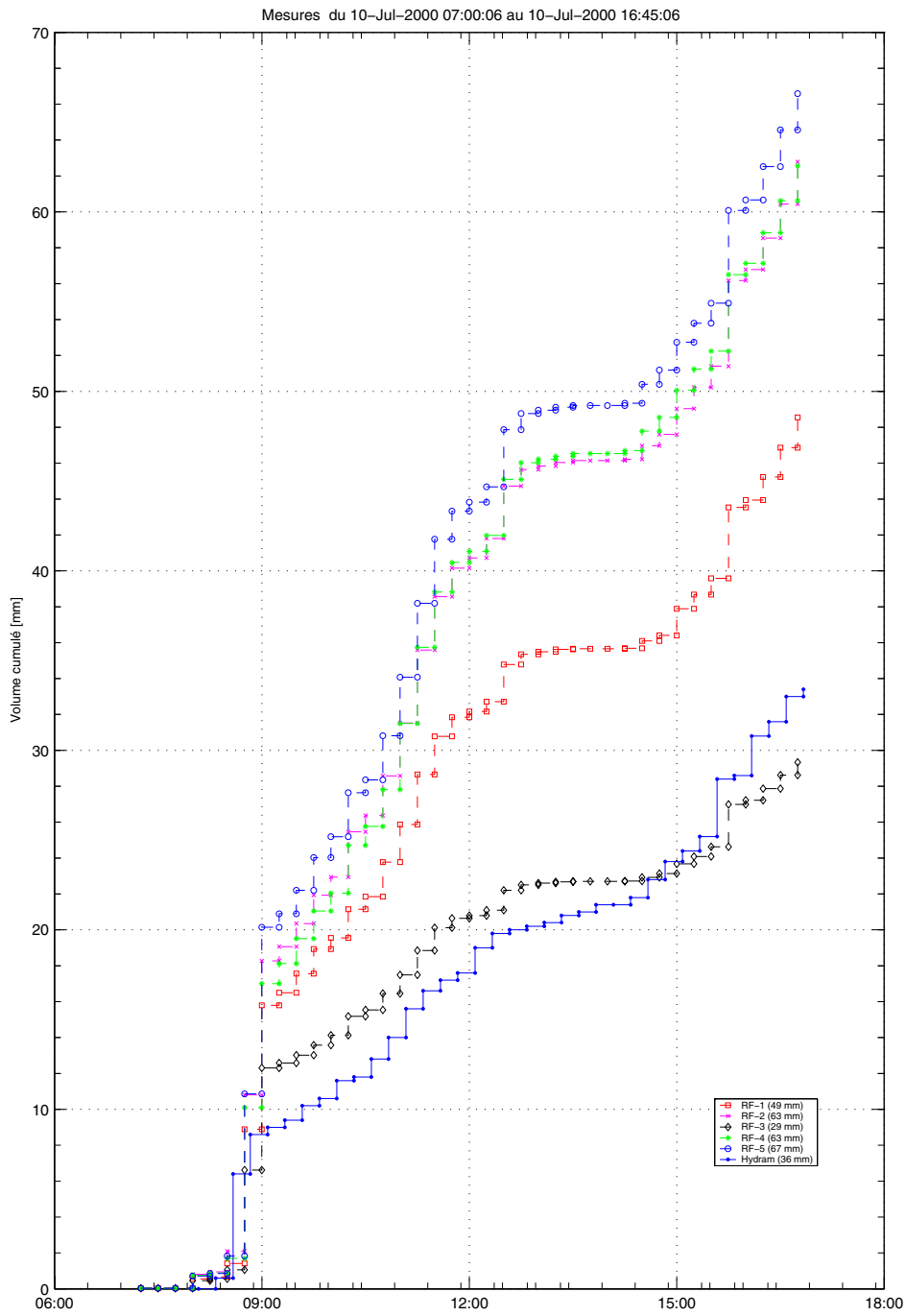


FIG. E.19.: Volumes cumulés de précipitation mesurés par les 5 disdromètres acoustiques et le pluviomètre de l'hydram

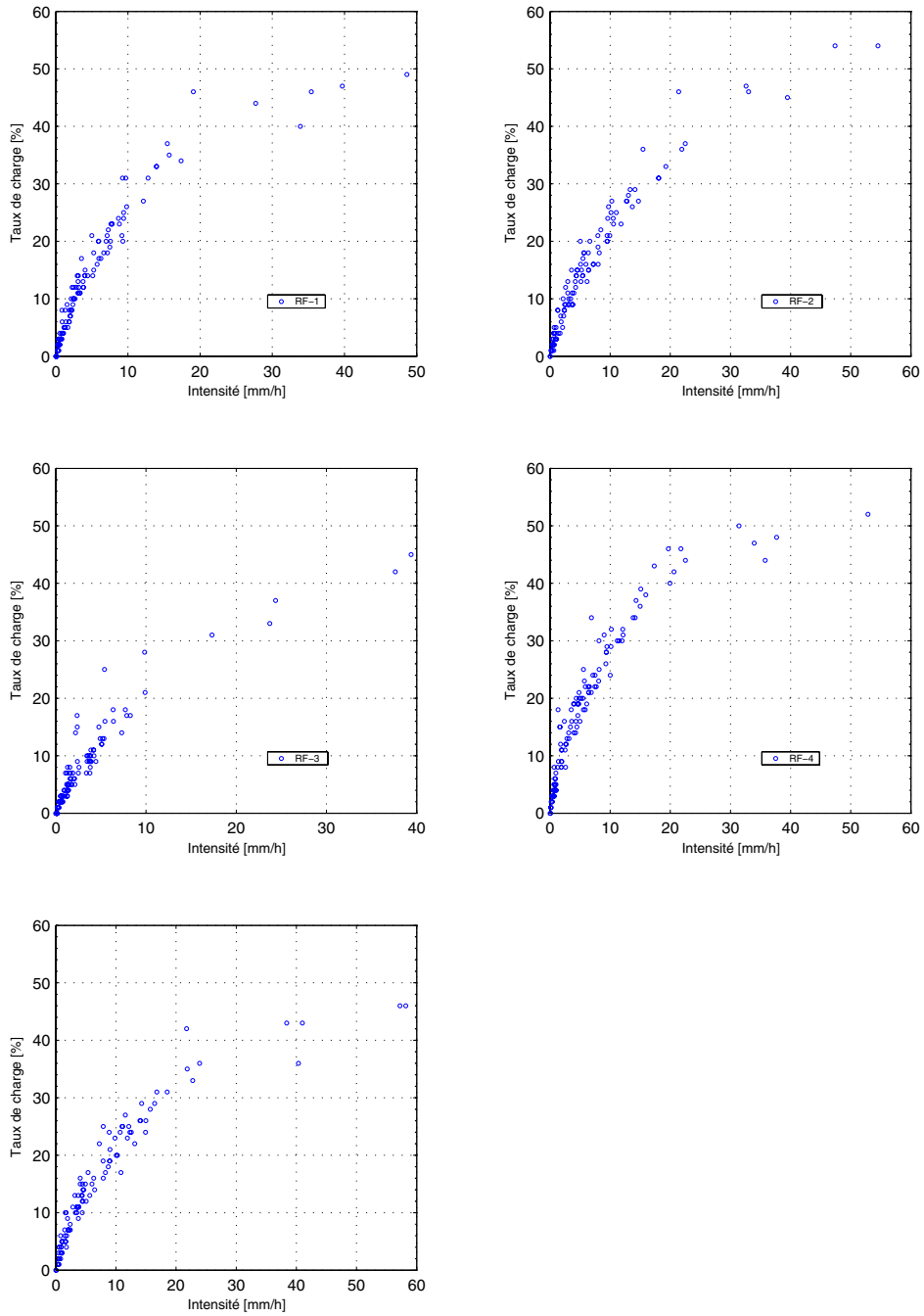


FIG. E.20.: Taux de charge de l'algorithme de détection en fonction de l'intensité de précipitation pour les 5 disdromètres acoustiques

F. Résultats de simulation de la PMP dans le bassin de Mattmark

Le bassin versant naturel de Mattmark occupe 37 km² au fond de la vallée de la Viège de Saas dans le canton du Valais. Il a des caractéristiques alpines typiques : altitudes de 2200 m (au barrage) à près de 3900 m pour une pente moyenne de 21% environ. La majeure partie du bassin est composée de rochers et de sols incultes, les glaciers concentrés dans la région Sud Ouest occupant environ 22% de la surface (essentiellement le Schwarzberggletscher).

La relation liant vitesse géostrophique et durée de l'épisode est dérivée de l'analyse des mesures des stations Anetz en Suisse. Il a été montré que la station de Chasseral était représentative des vents en altitude. Les mesures automatiques au Chasseral sont effectuées depuis 1982. Elles ont été analysées en vue d'obtenir les valeurs maximales de la vitesse en fonction de différents temps de moyennage. Cette approche est très similaire à la détermination des courbes IDF (figure 4.2). Il s'agit donc de calculer une moyenne mobile sur plusieurs périodes de temps (1h, 2h, 3h etc.) et de rechercher pour chaque période, la vitesse la plus grande pour chaque mois de l'échantillon. Ensuite, on effectue une analyse d'extrêmes de type Gumbel pour chaque période et on extrapole à la probabilité de 99.8 % (qui correspond à une période de retour de 50 ans). Faute de mieux, dans cette étape des calculs, cette probabilité est celle retenue pour l'analyse des vents forts agissant sur les constructions.

La relation entre vitesse et durée utilisée pour le bassin de Mattmark soumis à des situations du Sud est illustrée dans la figure F.2 :

La figure F.2 montre la courbe obtenue pour le secteur 180. Les durées varient de 3 heures à 24 heures. De cette figure, on peut extraire la valeur de la vitesse du vent géostrophique de secteur Sud correspondant à un temps de moyennage donné.

Les observations sur le bassin de Mattmark et les simulations numériques montrent que le secteur de vent le plus critique est un flux du Sud Est. Cette situation est la plus apte à advecter un air chaud et humide du Sud qui par condensation sur le versant Sud des Alpes peut produire d'intenses précipitations dans le bassin de Mattmark qui se trouve au pied du versant Nord du pic Monte Rosso.

L'analyse de sensibilité a montré que plus le gradient vertical de tem-

Surface du domaine de simulation de la PMP Mattmark

Xmin = 591 km, Xmax = 678 km
Ymin = 68, Ymax = 161 km
Mailles 1000x1000 m (88 x 95 = 6600)

Domaine:
Xmin = 592, Xmax = 677 km, Dx = 85 km, 85#
Ymin = 69, Ymax = 160, Dy = 91 km, 91#

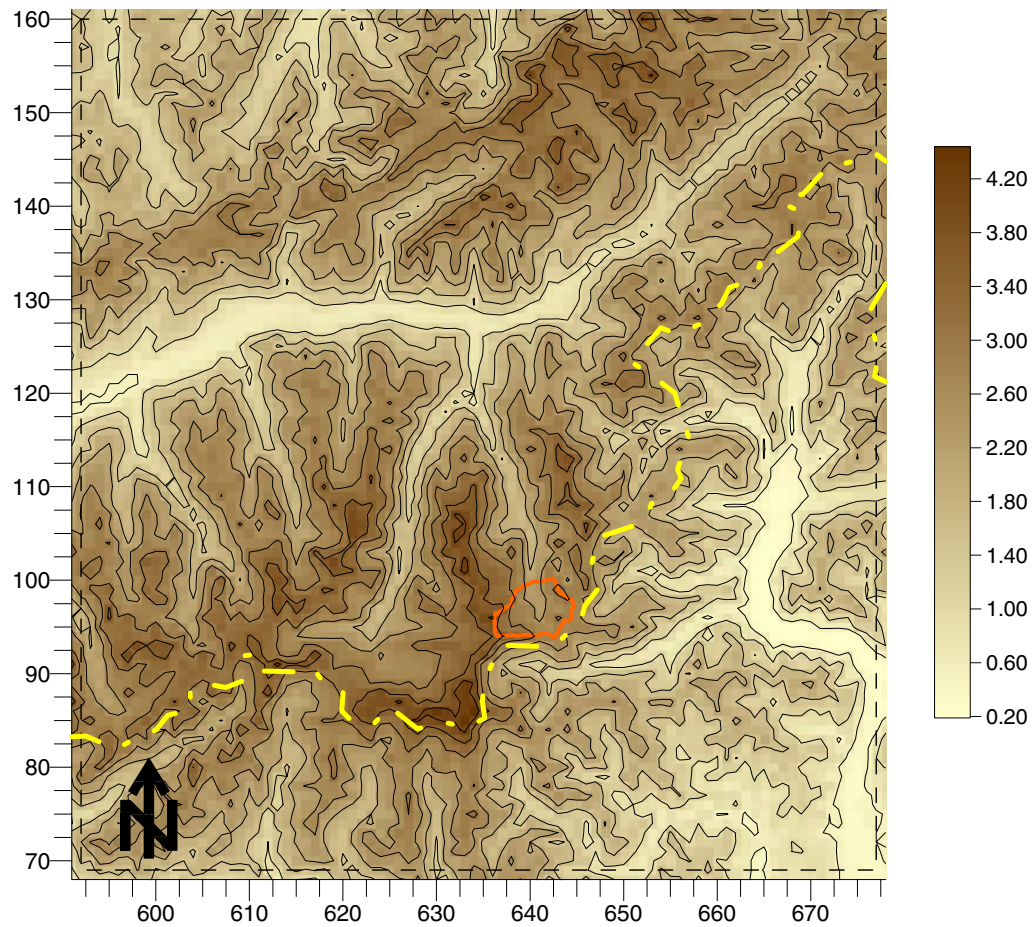


FIG. F.1.: Topographie du domaine de simulation. Bassin versant de Mattmark en trait plein rouge, frontière italo-suisse en pointillé jaune. (Résolution horizontale 2 km, altitude en km)

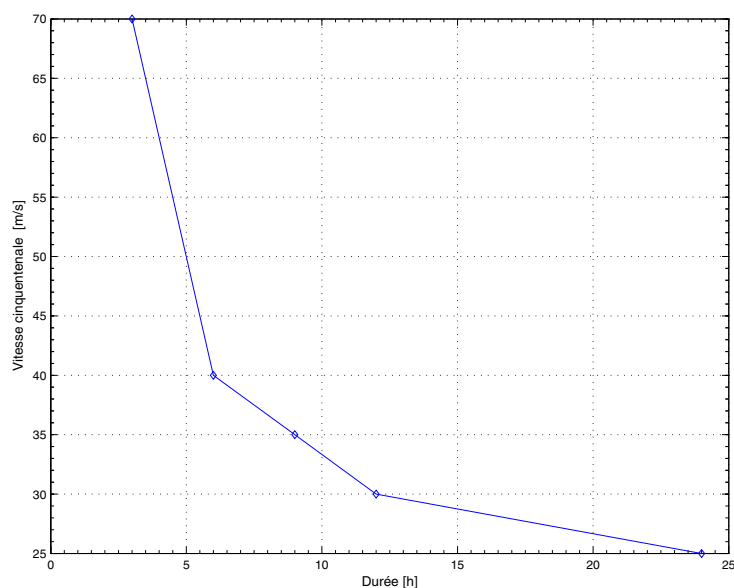


FIG. F.2.: Relation entre vitesse géostrophique et durée d'un épisode unique

pérature était stable plus la localisation des pluies est proche de l'arête de débordement (voire même sur le versant soumis au flux si la stabilité est très forte). Ainsi pour la situation météorologique du Sud Est sur Mattmark, la recherche du secteur et de la vitesse critique a été réalisé pour un gradient de température de -0.6°C par 100m qui correspond à un profil relativement stable. Au dessus de 11000 m la température réelle est maintenue constante afin de tenir compte de l'extrême stabilité de la tropopause. Le profil de température utilisé pour les simulations est présenté dans la figure F.3.

Les épisodes ininterrompus de pluies ont été simulés pour les durées de 3, 6, 9, 12 et 24 h pour les secteurs de vent en altitude 150, 160 170 et 180 °. Les graphes suivants illustrent la représentation de la solution pseudo-stationnaire des simulations numériques pour différentes directions et vitesses géostrophiques. Ces graphes contiennent

- la représentation des vecteurs vents à 75 m sur sol
- le champs de précipitation en [mm/h]
- les courbes de niveau de la topographie

Ces simulations ont montrés deux choses :

1. L'intensité de précipitation tous secteur du Sud Est confondus atteint un maximum pour les vitesses supérieur à 50 m/s. Au delà, les intensités produites dans le bassin se maintiennent voire même diminue pour certains secteurs diminue comme le montre la figure suivante :
2. Si l'on considère les volumes cumulée de pluies reçues durant les différents épisodes ininterrompus de pluies, c'est alors la pluie de 12h qui

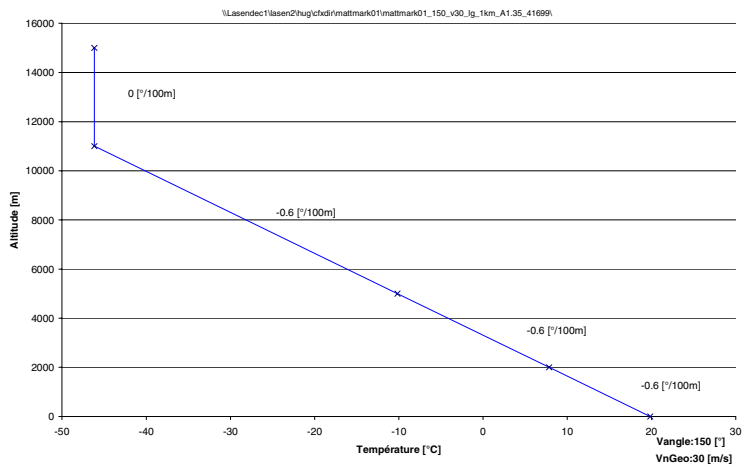


FIG. F.3.: Gradient de température utilisé pour les simulations présentées en annexes

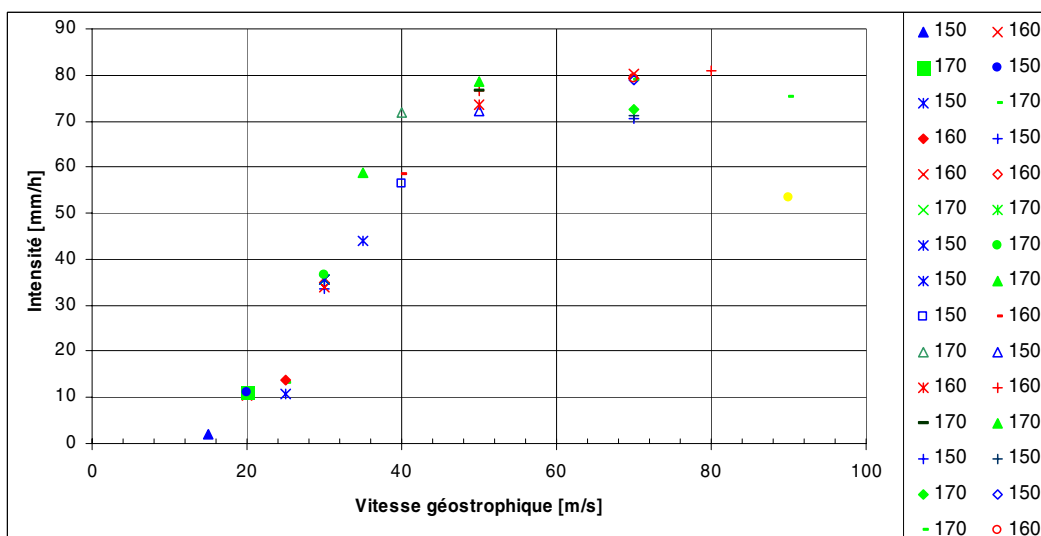


FIG. F.4.: Intensité de précipitation sur le bassin de Mattmark issu des simulation numériques

	Dir. [°]	Vit. [m/s]	Débit sur le bassin			Volume cumulé [mm]
			I [mm/h]	Q [m ³ /s]	I max [mm/h]	
PMP 24h	160	25	14	143	17	332
PMP12h	150	30	34	347	45	403
PMP 9h	150	35	44	455	55	395
PMP 6h	150	40	56	583		338
PMP 3h	160	70	80	829	94	240

FIG. F.5.: Table des débit, débits maximums et volume cumulés pour les PMP d'épisodes uniques 3, 6, 9,12, et 24h

présente le plus fort volume. En d'autres termes il n'est pas possible pour un épisode unique de 24 h de produire en volume autant de pluie qu'un épisode unique de 12 heures.

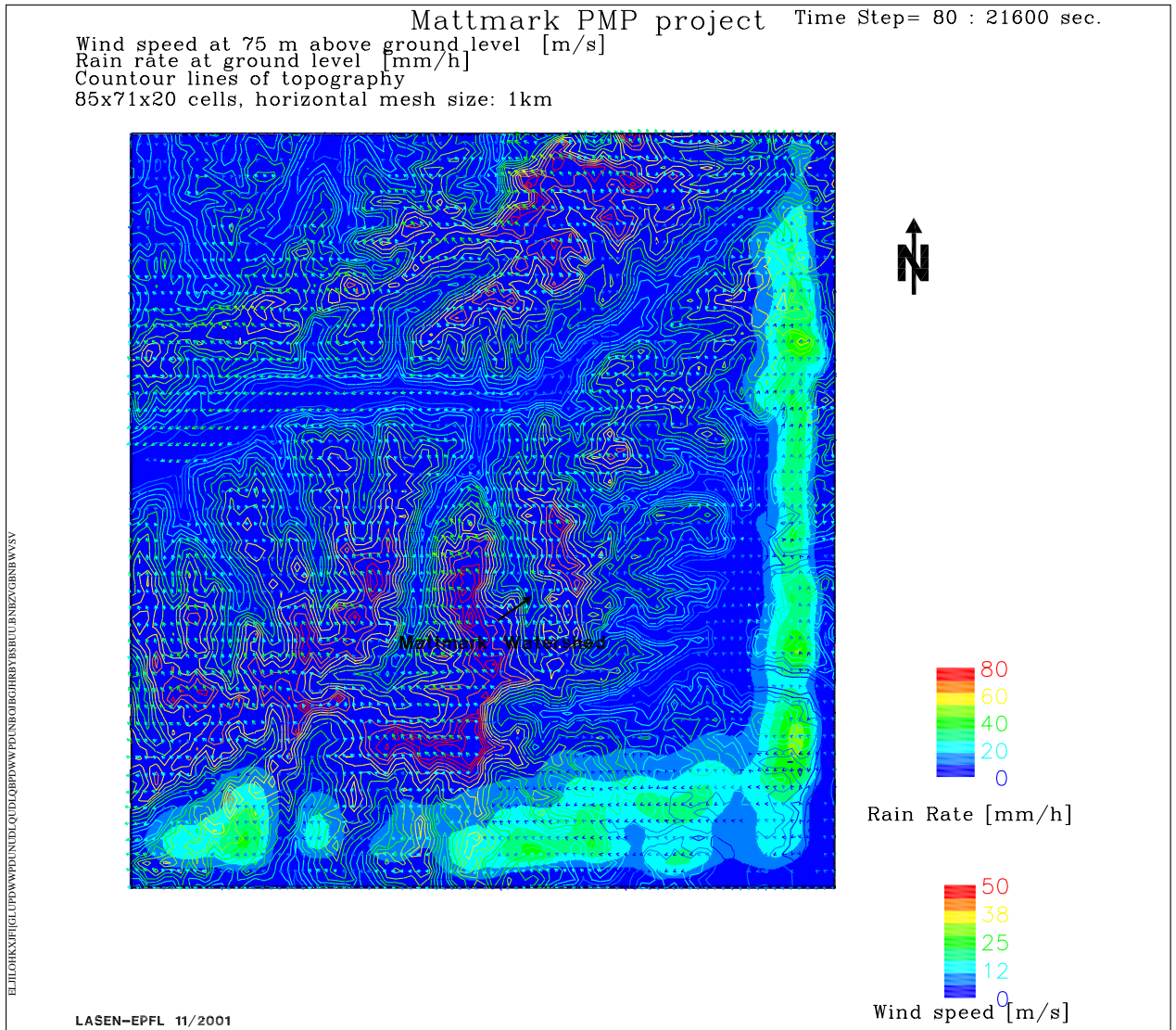


FIG. F.6.: Résultats de la simulation numérique direction et vitesse géostrophique :150,15

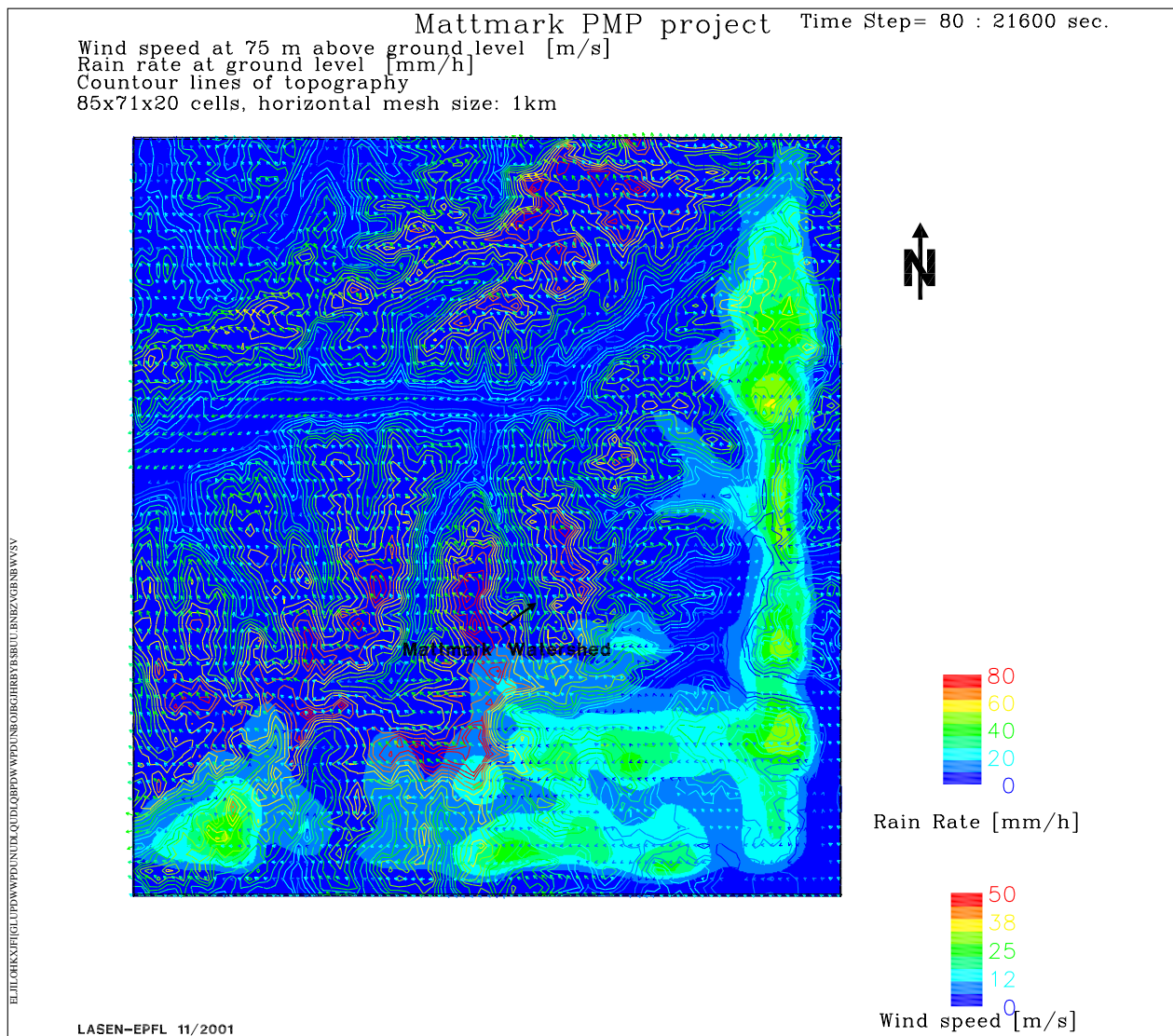


FIG. F.7.: Résultats de la simulation numérique direction et vitesse géostrophique :150,20

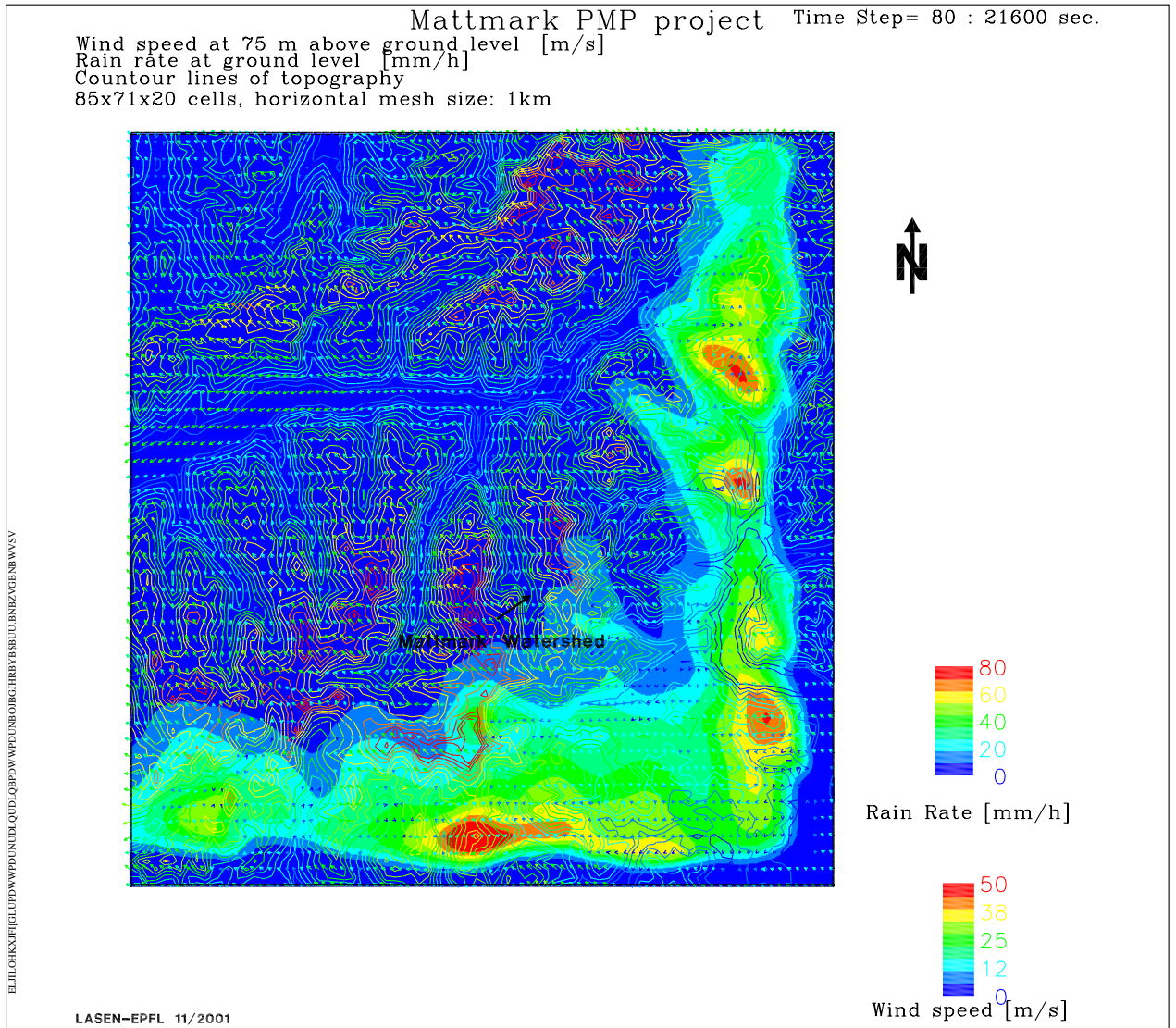


FIG. F.8.: Résultats de la simulation numérique direction et vitesse géostrophique :150,25

Mattmark PMP project Time Step= 80 : 21600 sec.

Wind speed at 75 m above ground level [m/s]
 Rain rate at ground level [mm/h]
 Countour lines of topography
 85x71x20 cells, horizontal mesh size: 1km

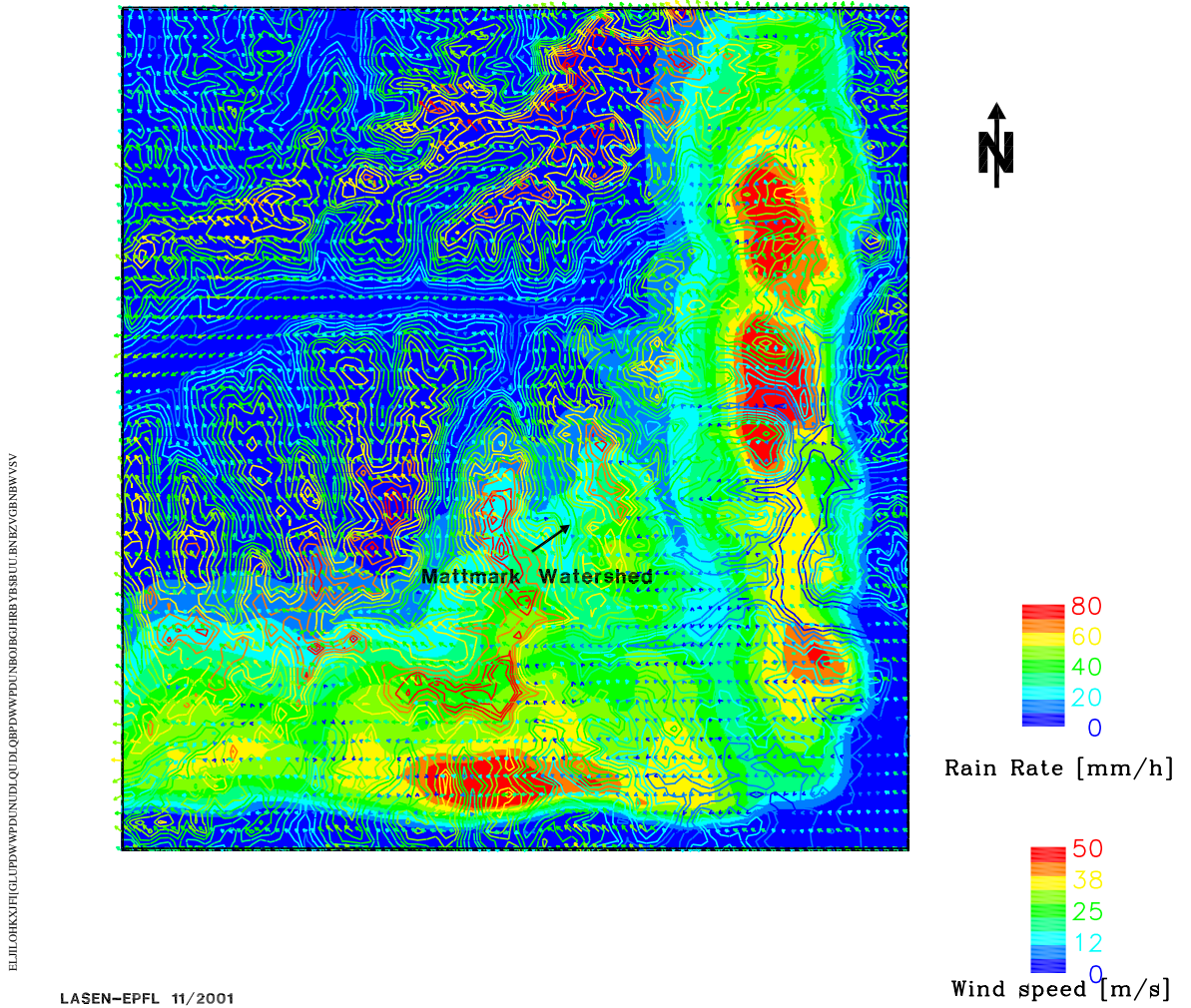
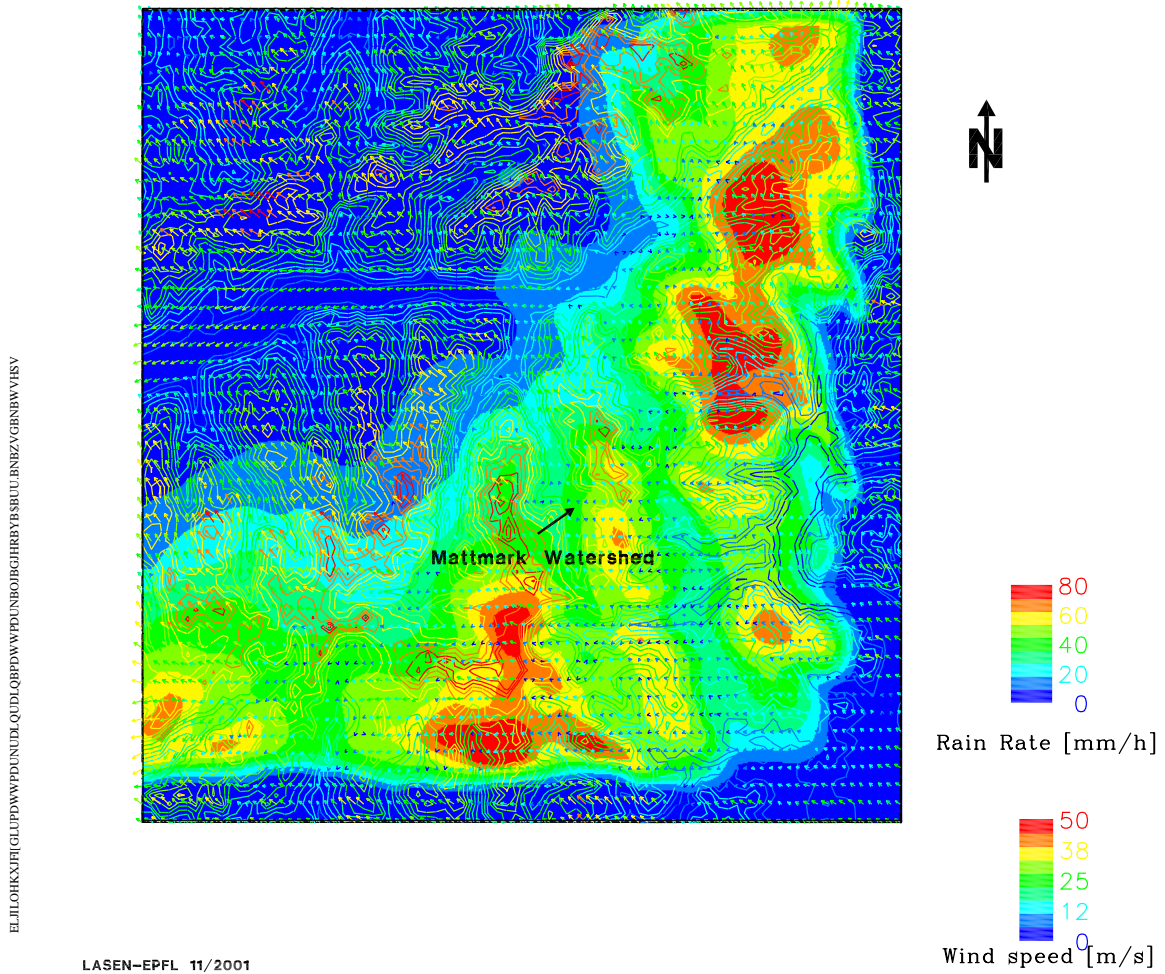


FIG. F.9.: Résultats de la simulation numérique direction et vitesse géostrophique :150,30

Mattmark PMP project Time Step= 80 : 21600 sec.
 Wind speed at 75 m above ground level [m/s]
 Rain rate at ground level [mm/h]
 Countour lines of topography
 85x71x20 cells, horizontal mesh size: 1km



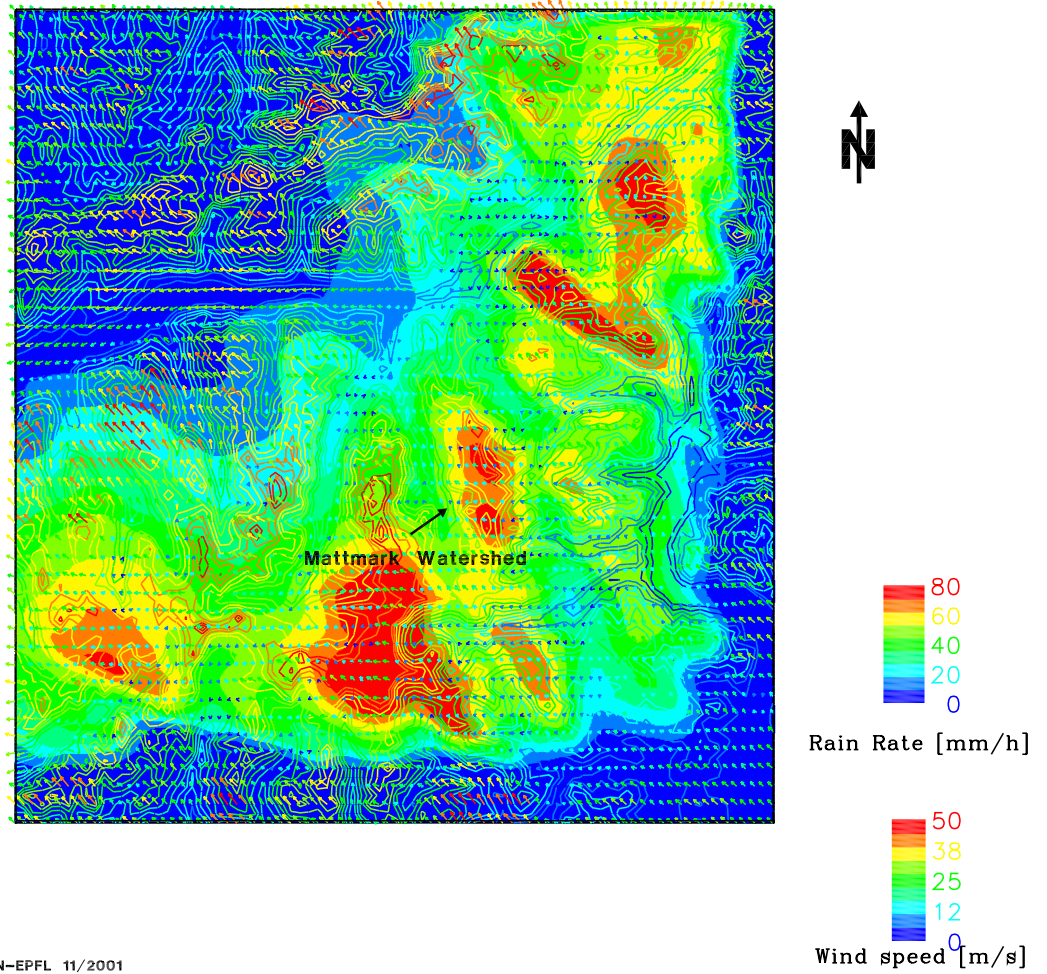
ELJLOHKKJFI|GLUPDWWPDUUNUDI|QUDDLQBPDPWWPDUUNBOIBGCHIRBYB|SBLUU|BNEZV|GRBNWV|ESV

LASEN-EPFL 11/2001

FIG. F.10.: Résultats de la simulation numérique direction et vitesse géostrophique :150,35

Mattmark PMP project Time Step= 80 : 21600 sec.
 Wind speed at 75 m above ground level [m/s]
 Rain rate at ground level [mm/h]
 Countour lines of topography
 85x71x20 cells, horizontal mesh size: 1km

ELJLLOHKXJFI|GLLPDWWPDUINULDKQUDLQBPDWWPDUINEOIBGCHREYESSULIBNBZVGBRWWVSY



LA5EN-EPFL 11/2001

FIG. F.11.: Résultats de la simulation numérique direction et vitesse géostrophique :150,40

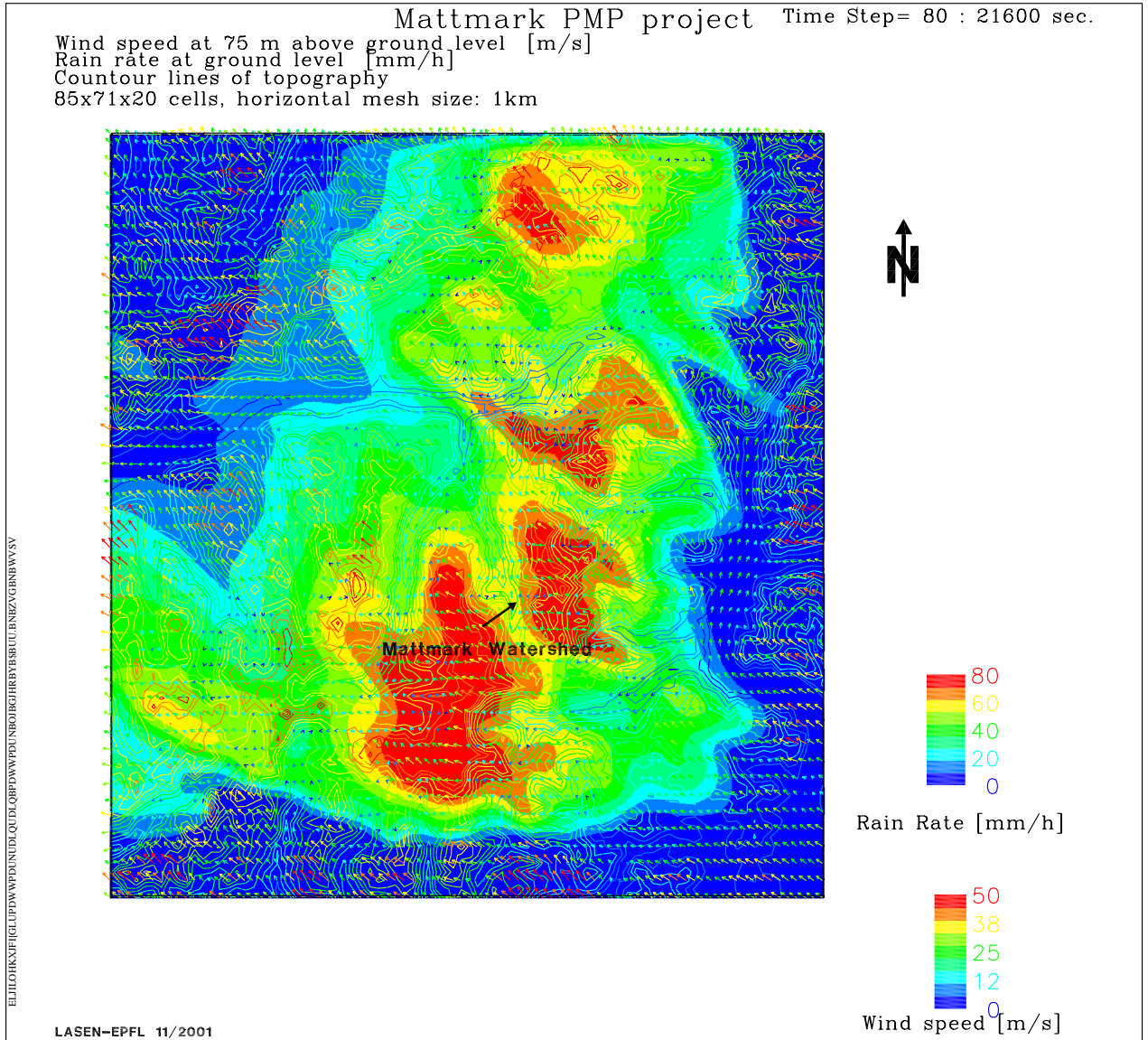


FIG. F.12.: Résultats de la simulation numérique direction et vitesse géostrophique :150,50

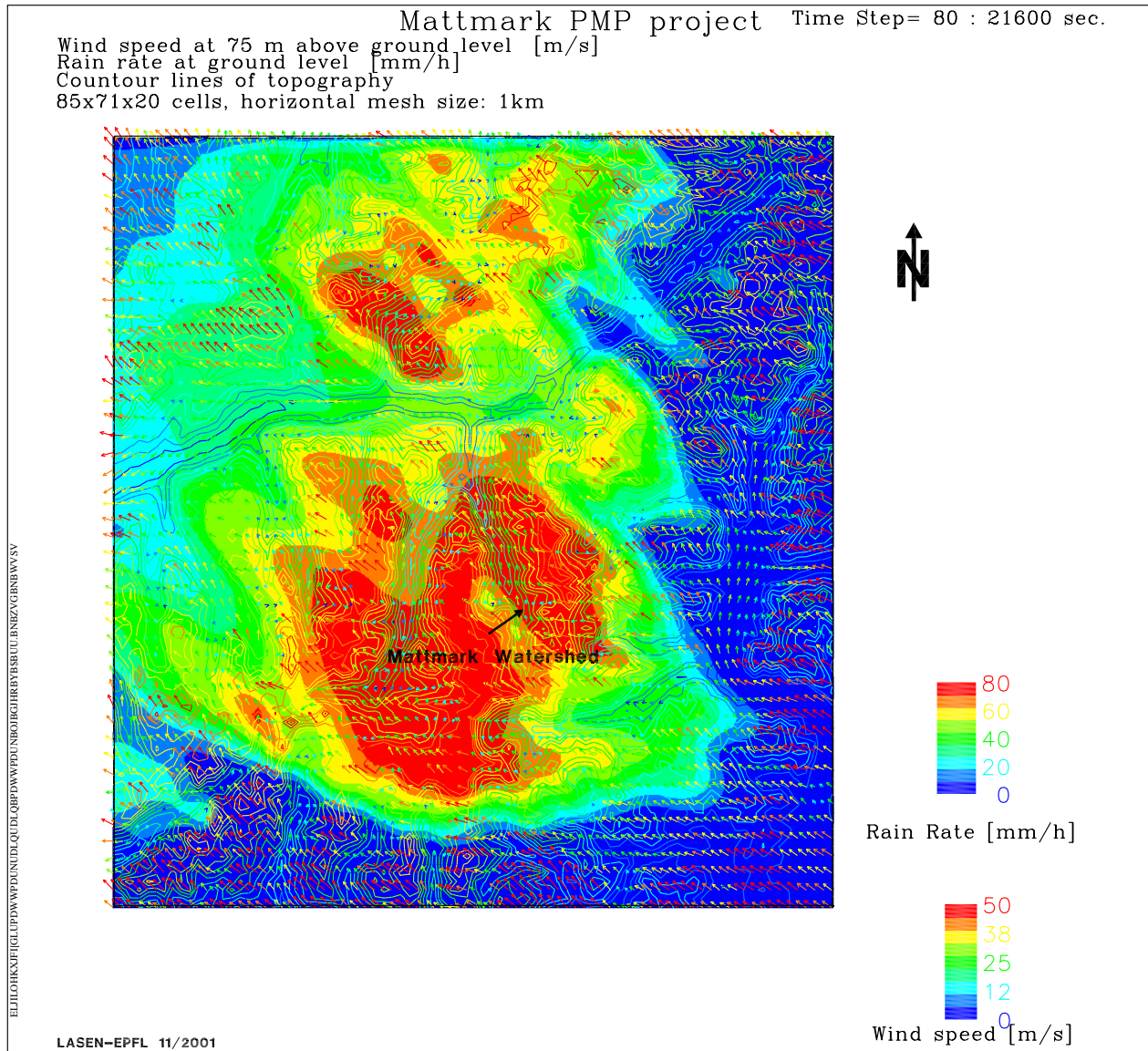


FIG. F.13.: Résultats de la simulation numérique direction et vitesse géostrophique :150,70

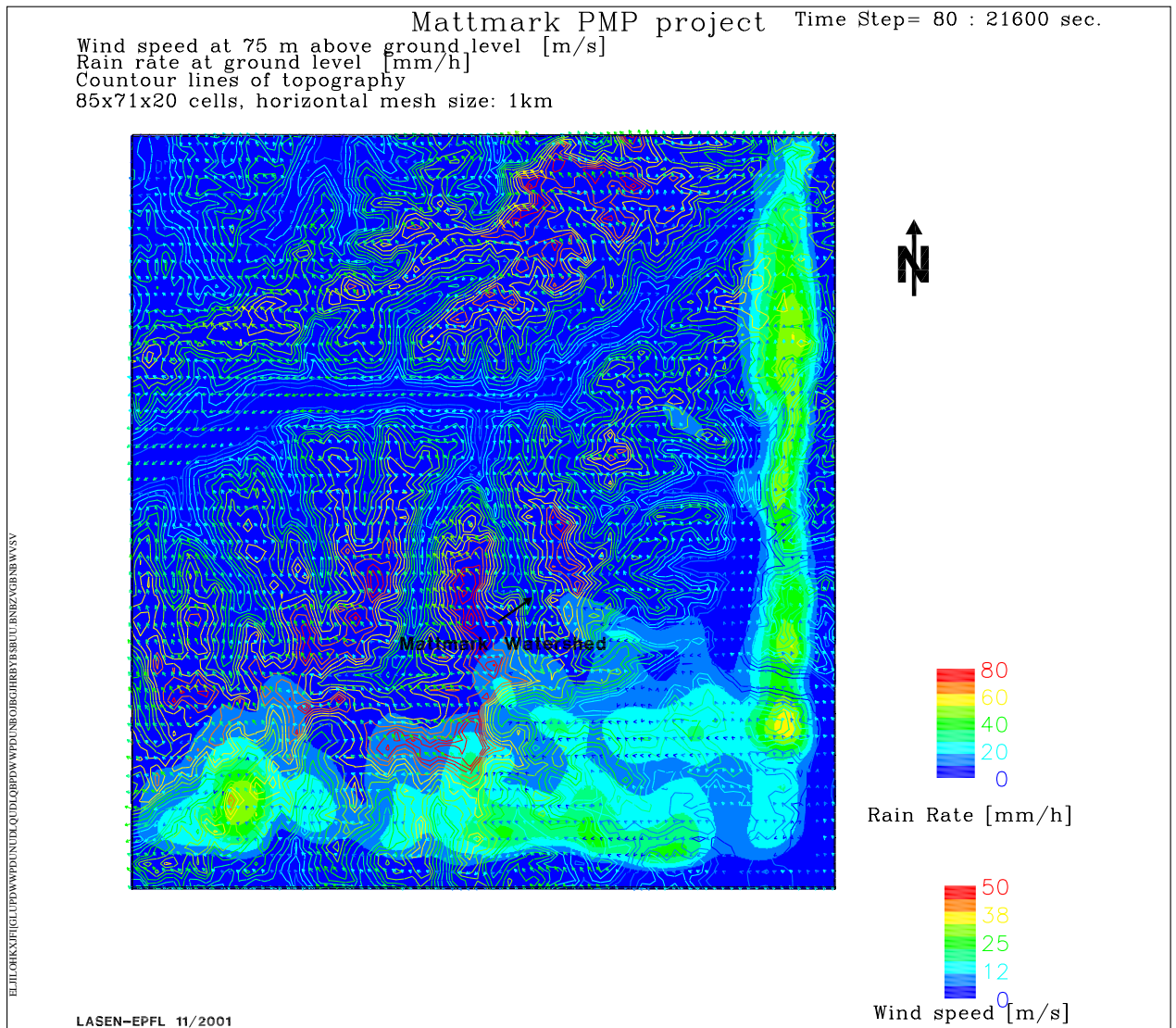
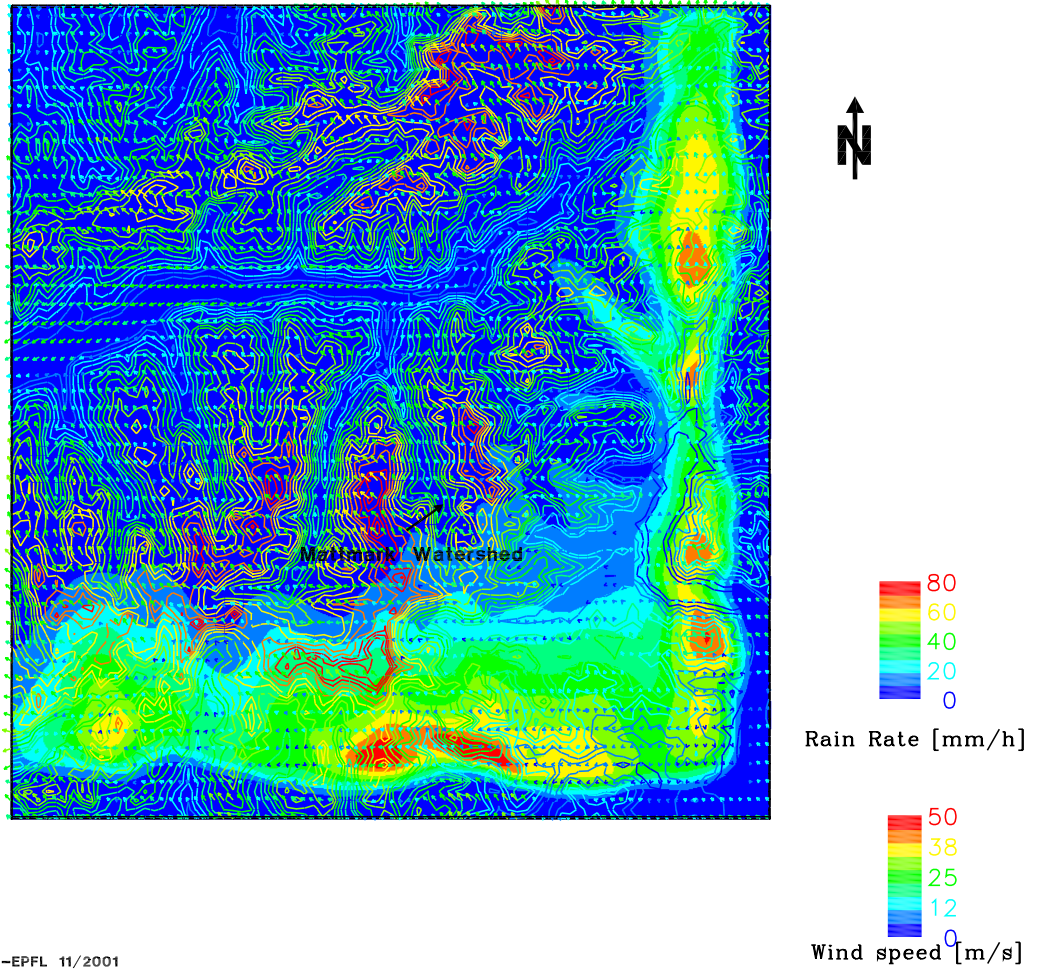


FIG. F.14.: Résultats de la simulation numérique direction et vitesse géostrophique :160,20

Mattmark PMP project Time Step= 80 : 21600 sec.
 Wind speed at 75 m above ground level [m/s]
 Rain rate at ground level [mm/h]
 Countour lines of topography
 85x71x20 cells, horizontal mesh size: 1km

ELJLLOHXJFIFLGLUPDWWPDUINLIDLQUDLQBPDWWWPDLINEOFBCHHREYFESSULIBNZVGBRWWVSY



LA5EN-EPFL 11/2001

FIG. F.15.: Résultats de la simulation numérique direction et vitesse géostrophique :160,25

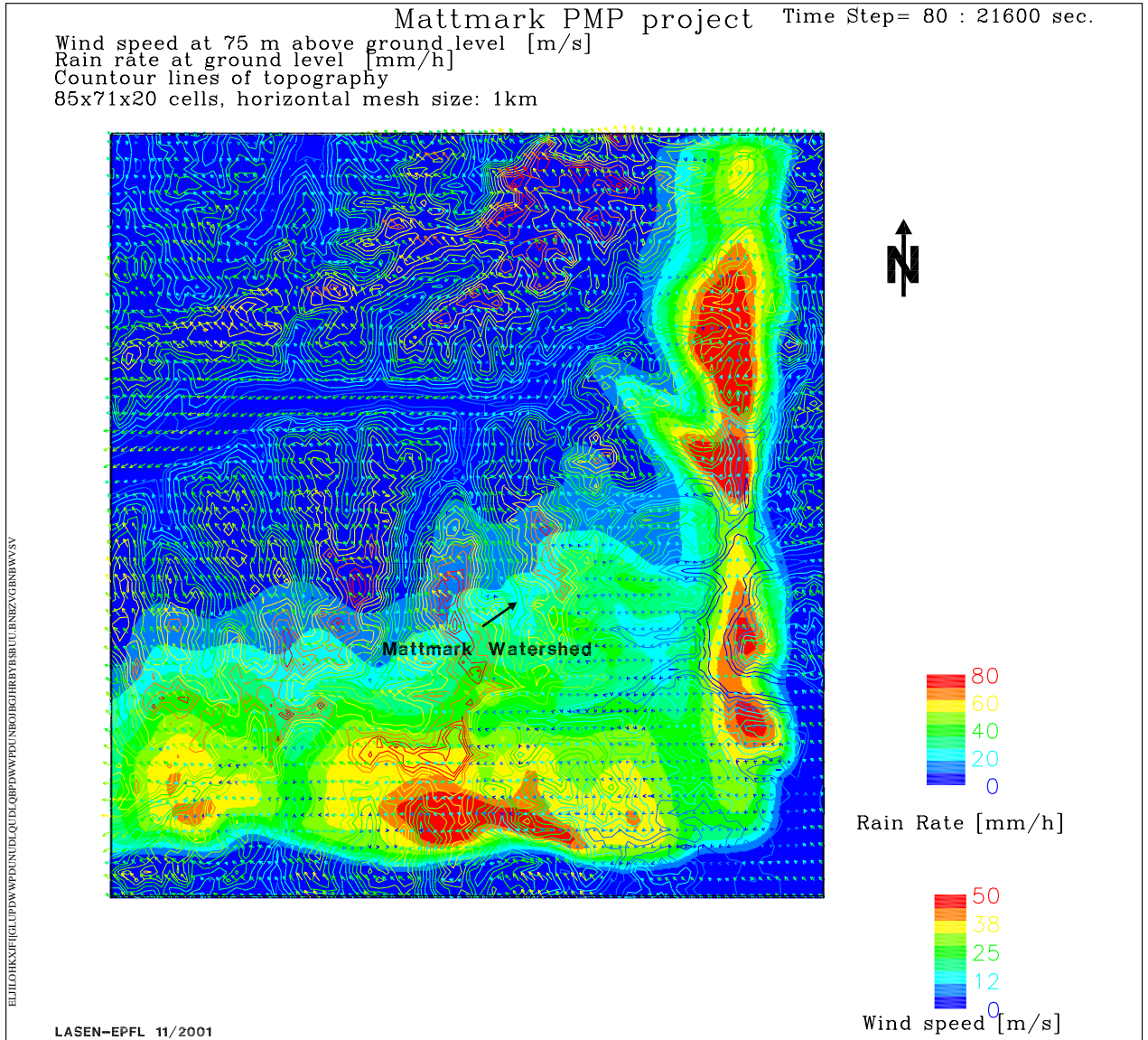


FIG. F.16.: Résultats de la simulation numérique direction et vitesse géostrophique :160,30

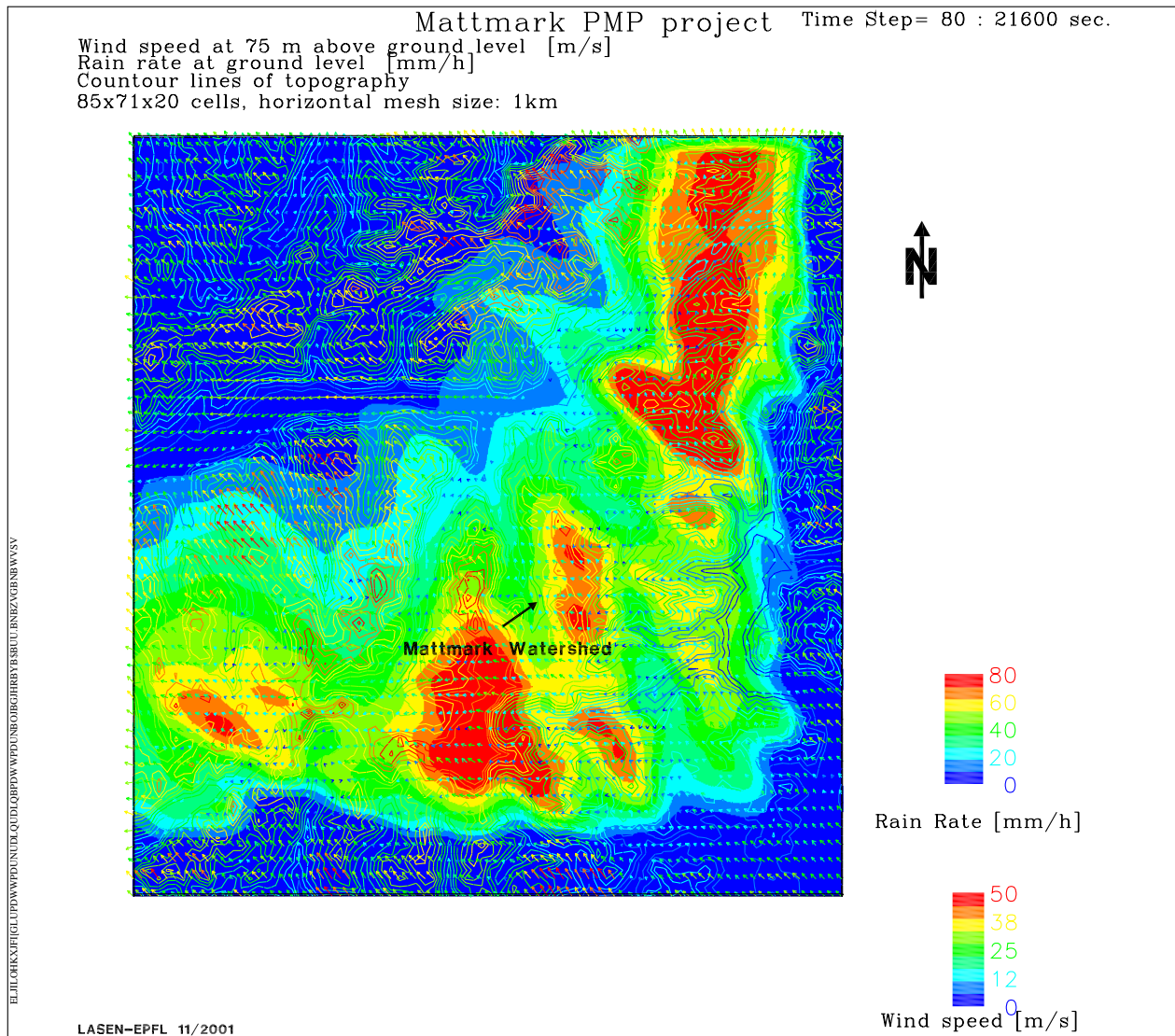


FIG. F.17.: Résultats de la simulation numérique direction et vitesse géostrophique :160,40

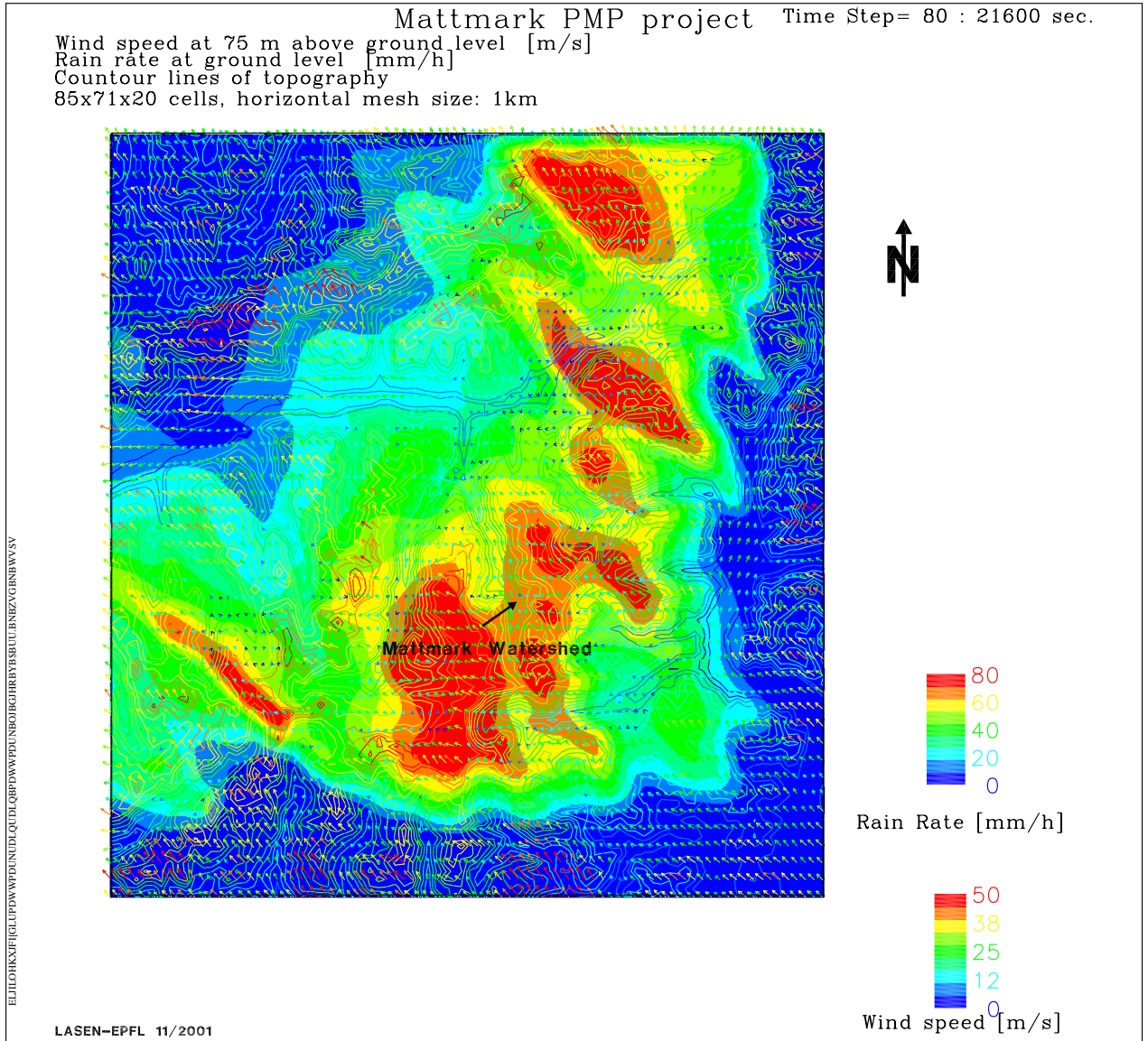


FIG. F.18.: Résultats de la simulation numérique direction et vitesse géostrophique :160,50

Mattmark PMP project Time Step= 80 : 21600 sec.
 Wind speed at 75 m above ground level [m/s]
 Rain rate at ground level [mm/h]
 Countour lines of topography
 85x71x20 cells, horizontal mesh size: 1km

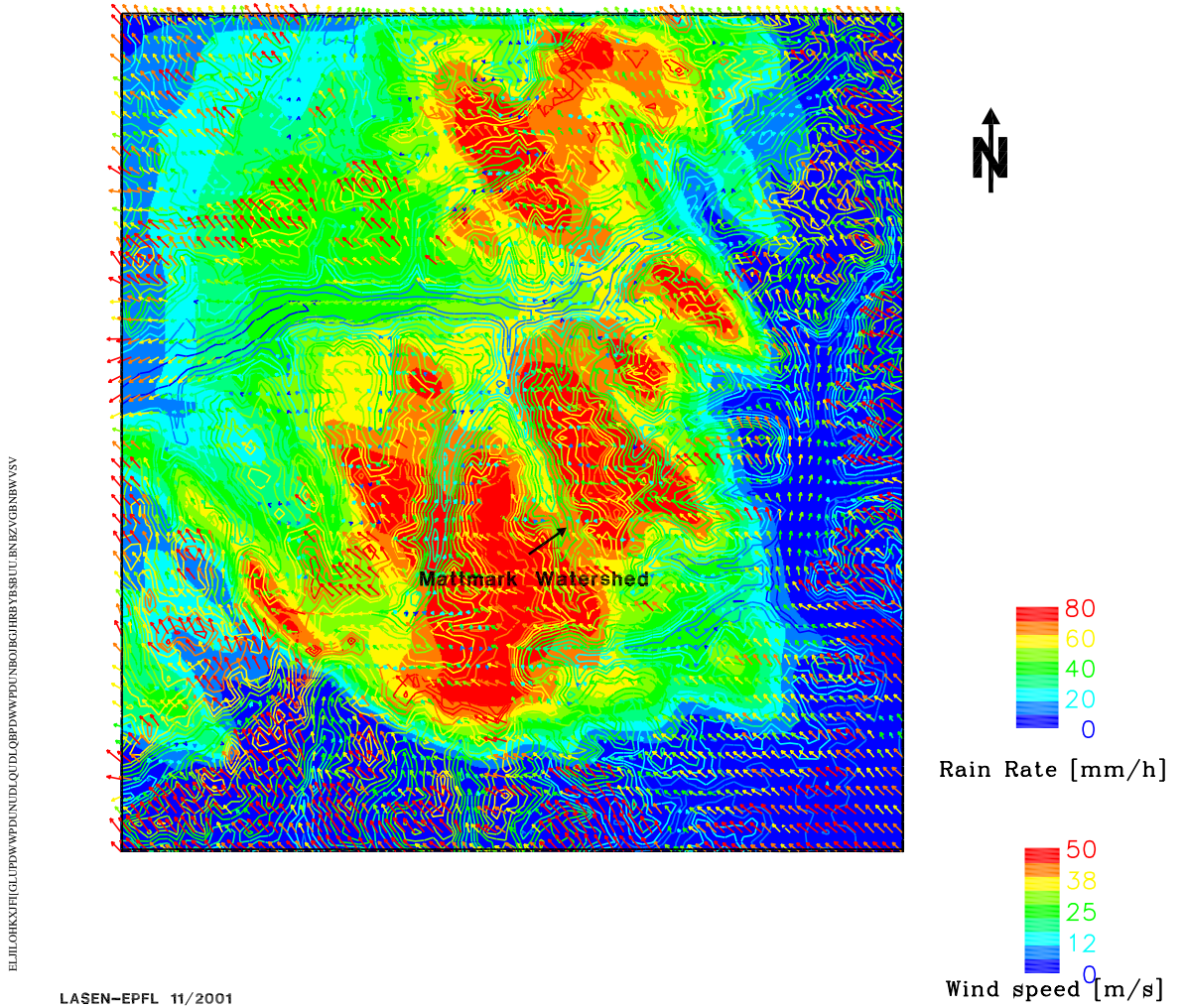
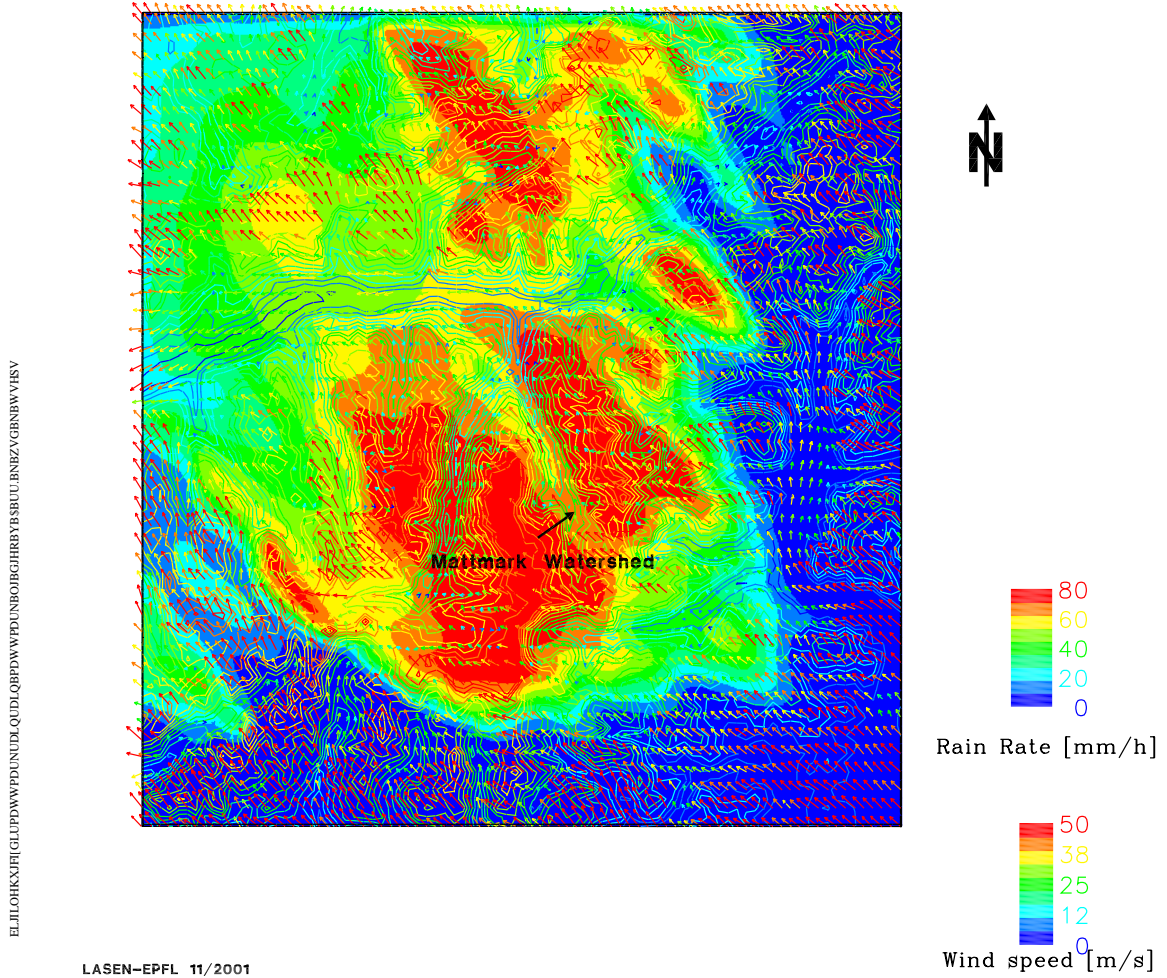


FIG. F.19.: Résultats de la simulation numérique direction et vitesse géostrophique :160,70

Mattmark PMP project Time Step= 80 : 21600 sec.
 Wind speed at 75 m above ground level [m/s]
 Rain rate at ground level [mm/h]
 Countour lines of topography
 85x71x20 cells, horizontal mesh size: 1km



LASEN-EPFL 11/2001

FIG. F.20.: Résultats de la simulation numérique direction et vitesse géostrophique :160,80

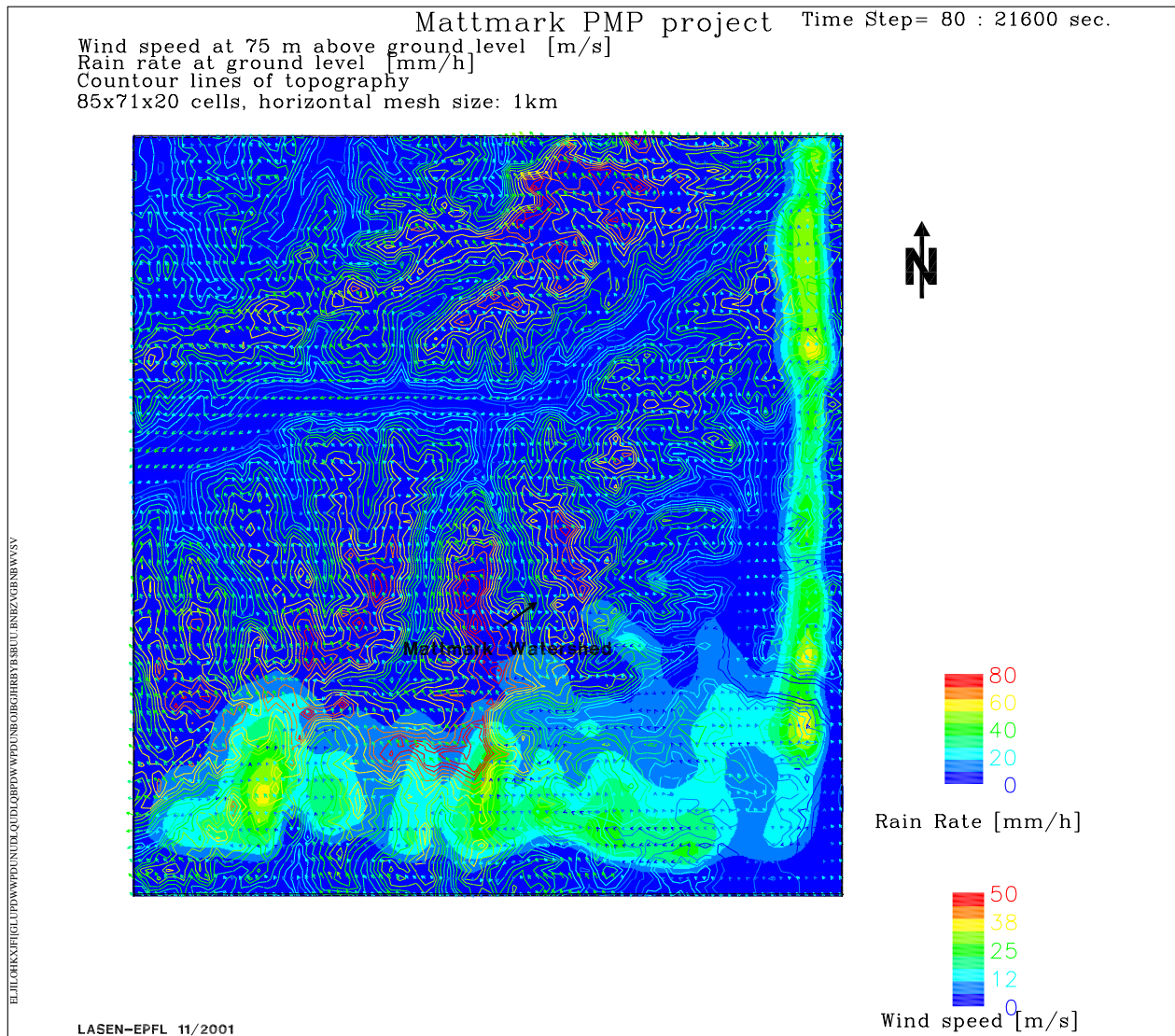


FIG. F.21.: Résultats de la simulation numérique direction et vitesse géostrophique :170,20

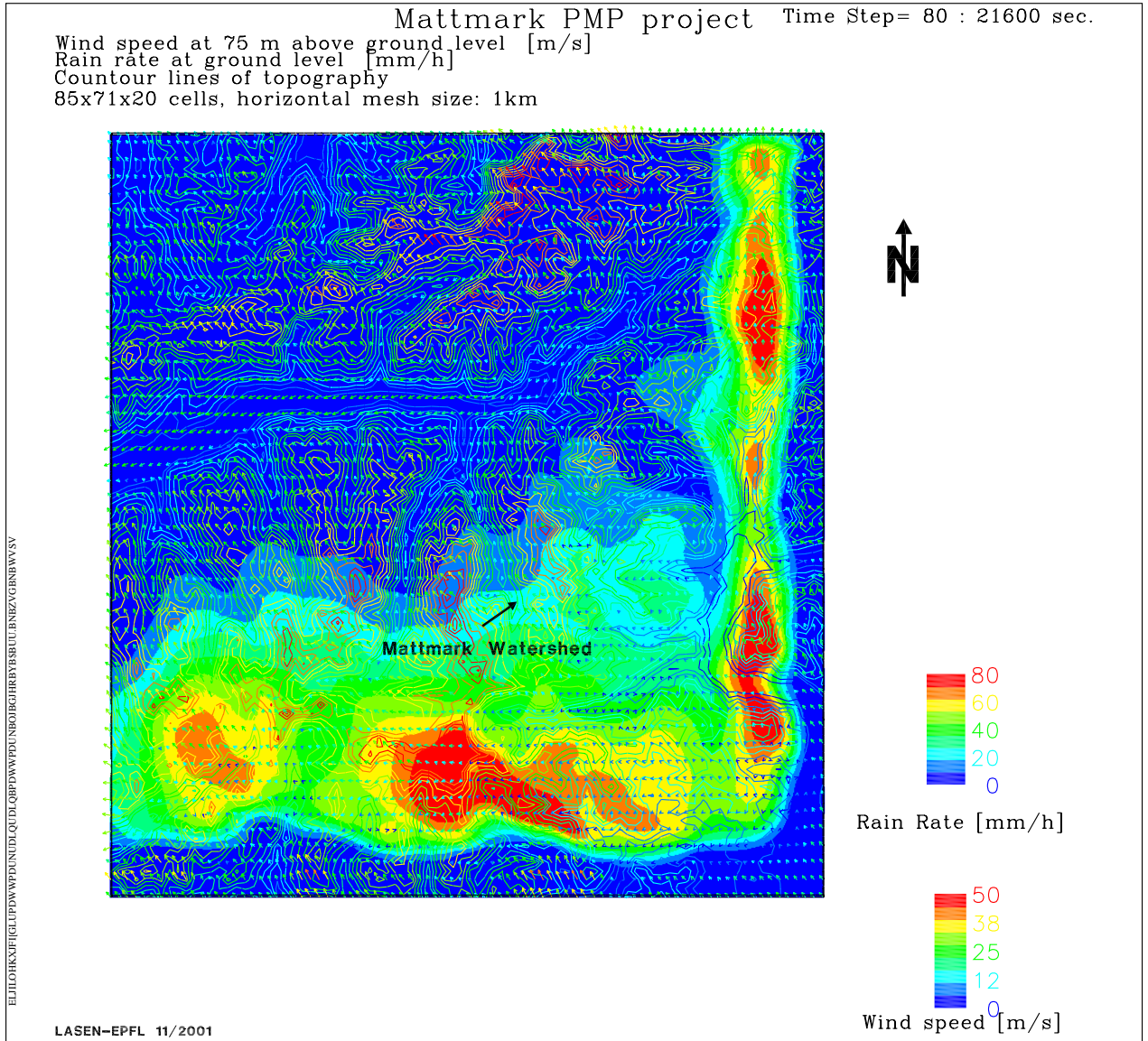
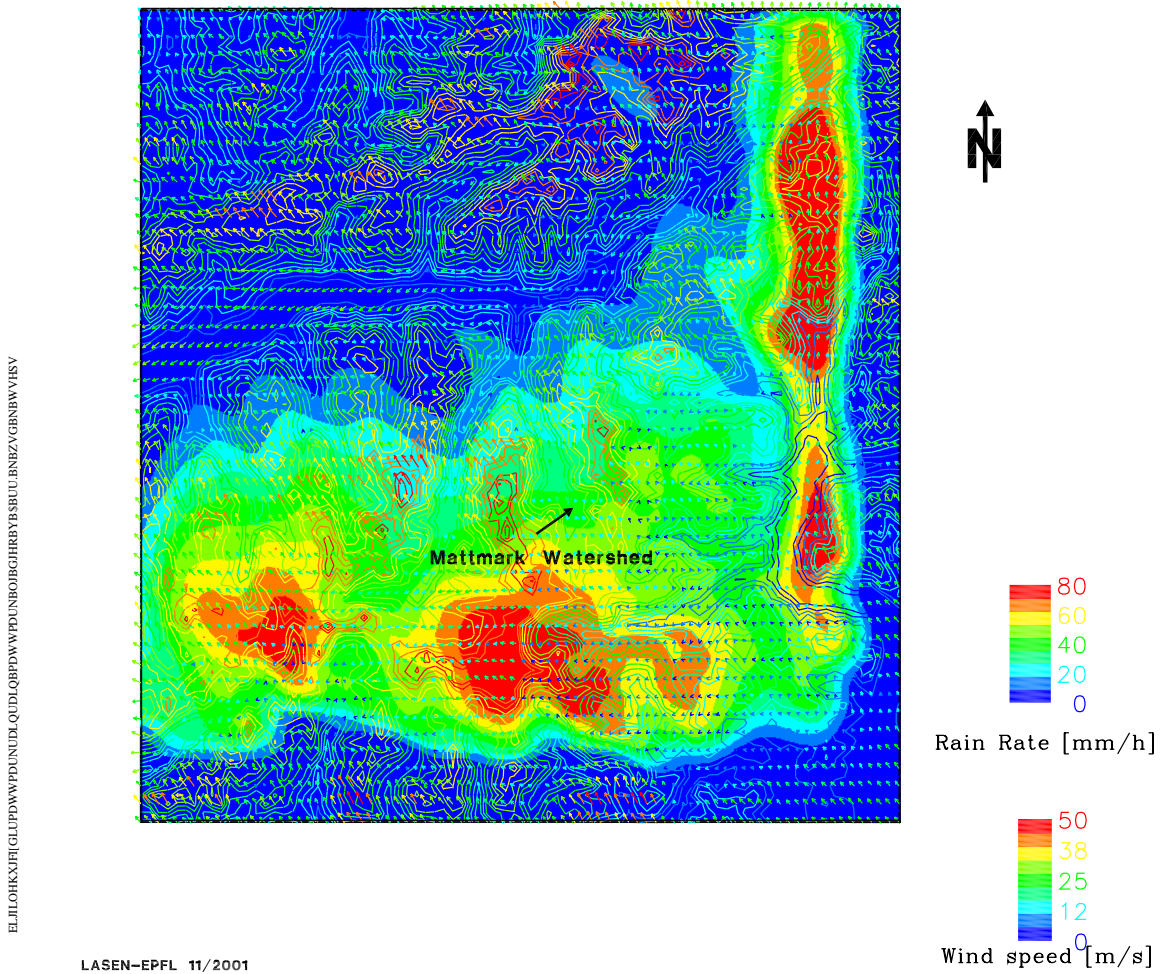


FIG. F.22.: Résultats de la simulation numérique direction et vitesse géostrophique :170,30

Mattmark PMP project Time Step= 80 : 21600 sec.
 Wind speed at 75 m above ground level [m/s]
 Rain rate at ground level [mm/h]
 Countour lines of topography
 85x71x20 cells, horizontal mesh size: 1km



ELJLHOHXJFI[GLLPDWWPDUUNUJLQUDLQBPDPWWPDUUNBOJCHIRBYBSUJLBNHZVGBNBWVHSV

LASEN-EPFL 11/2001

FIG. F.23.: Résultats de la simulation numérique direction et vitesse géostrophique :170,35

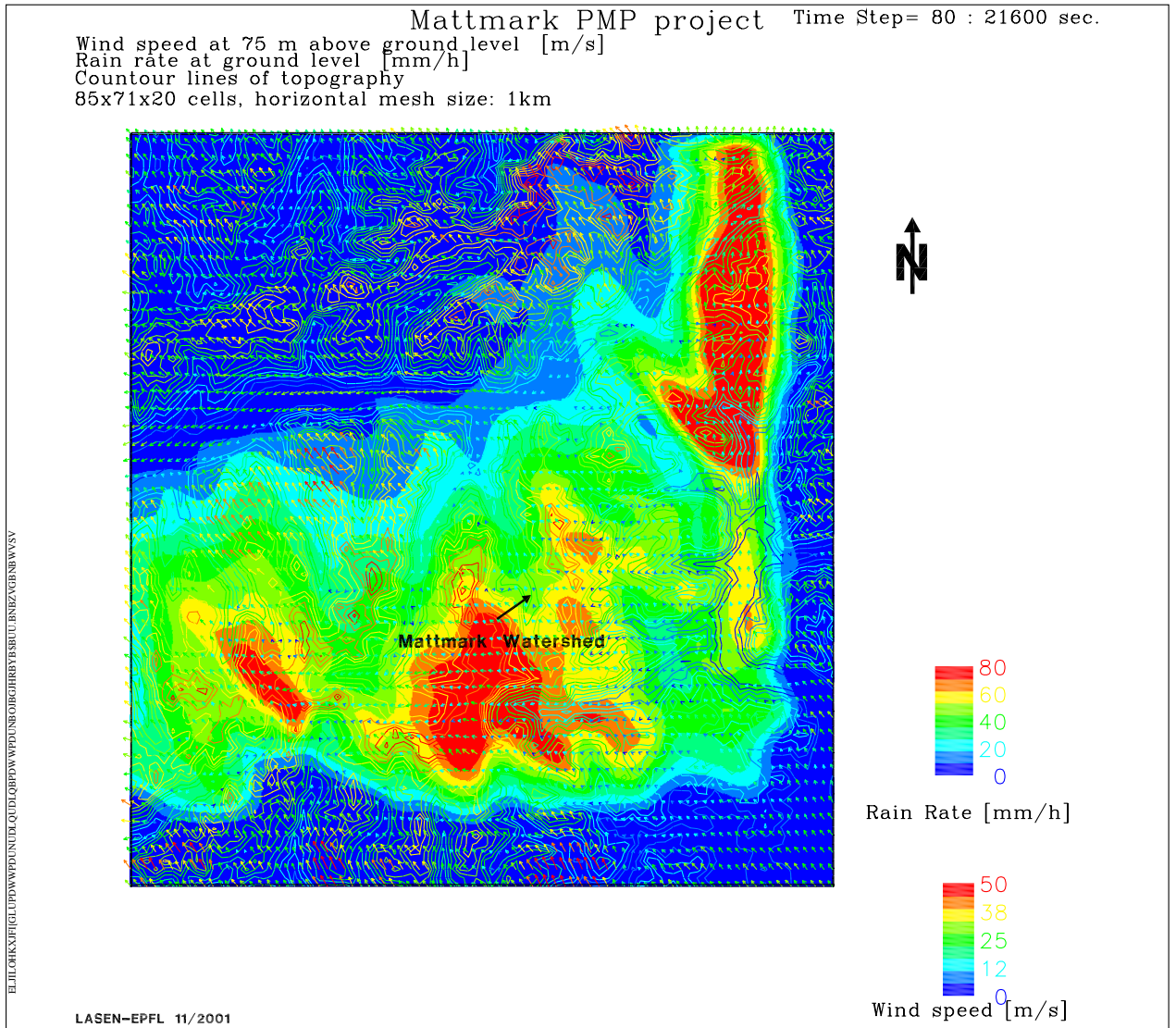


FIG. F.24.: Résultats de la simulation numérique direction et vitesse géostrophique :170,40

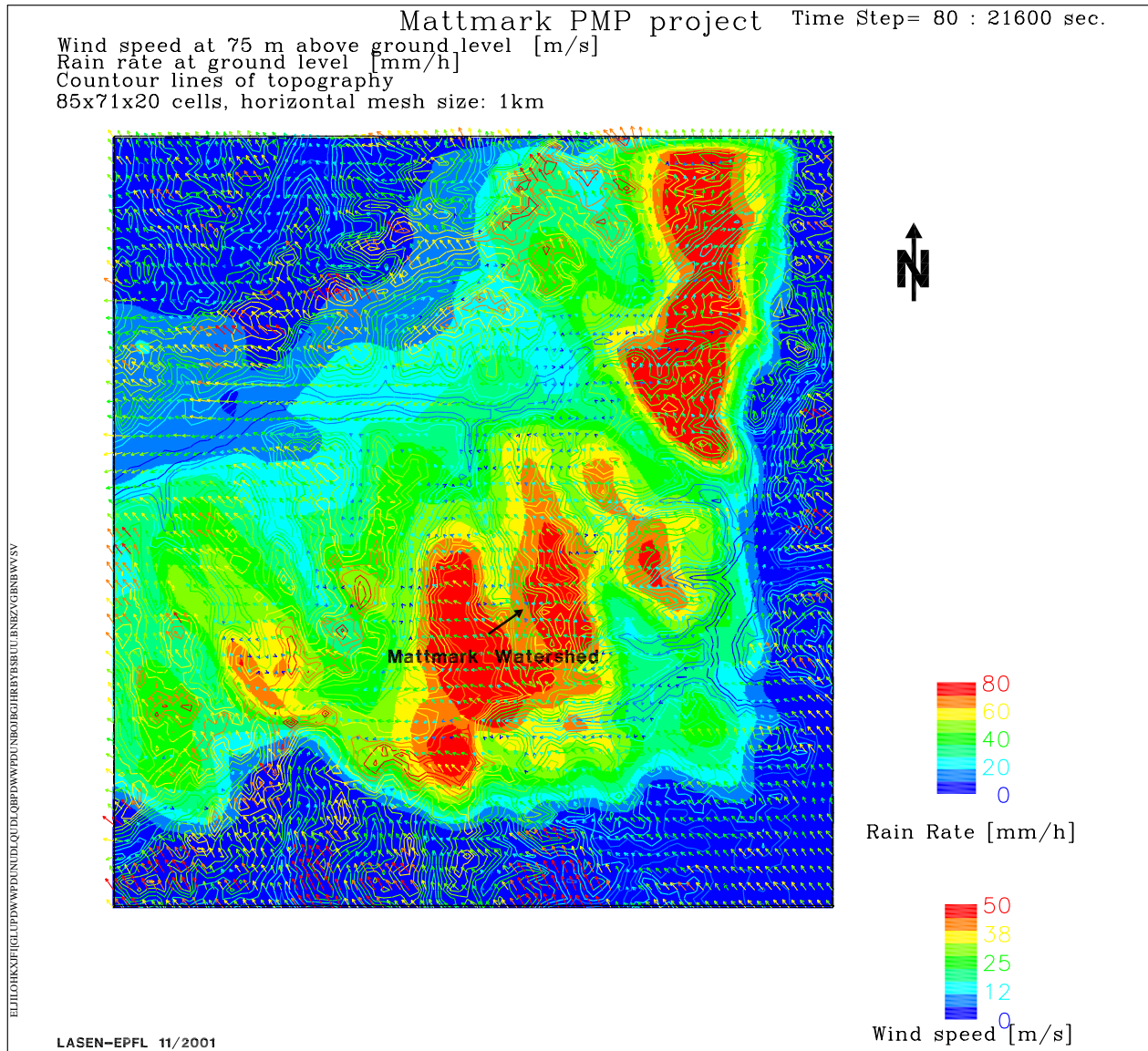


FIG. F.25.: Résultats de la simulation numérique direction et vitesse géostrophique :170,50

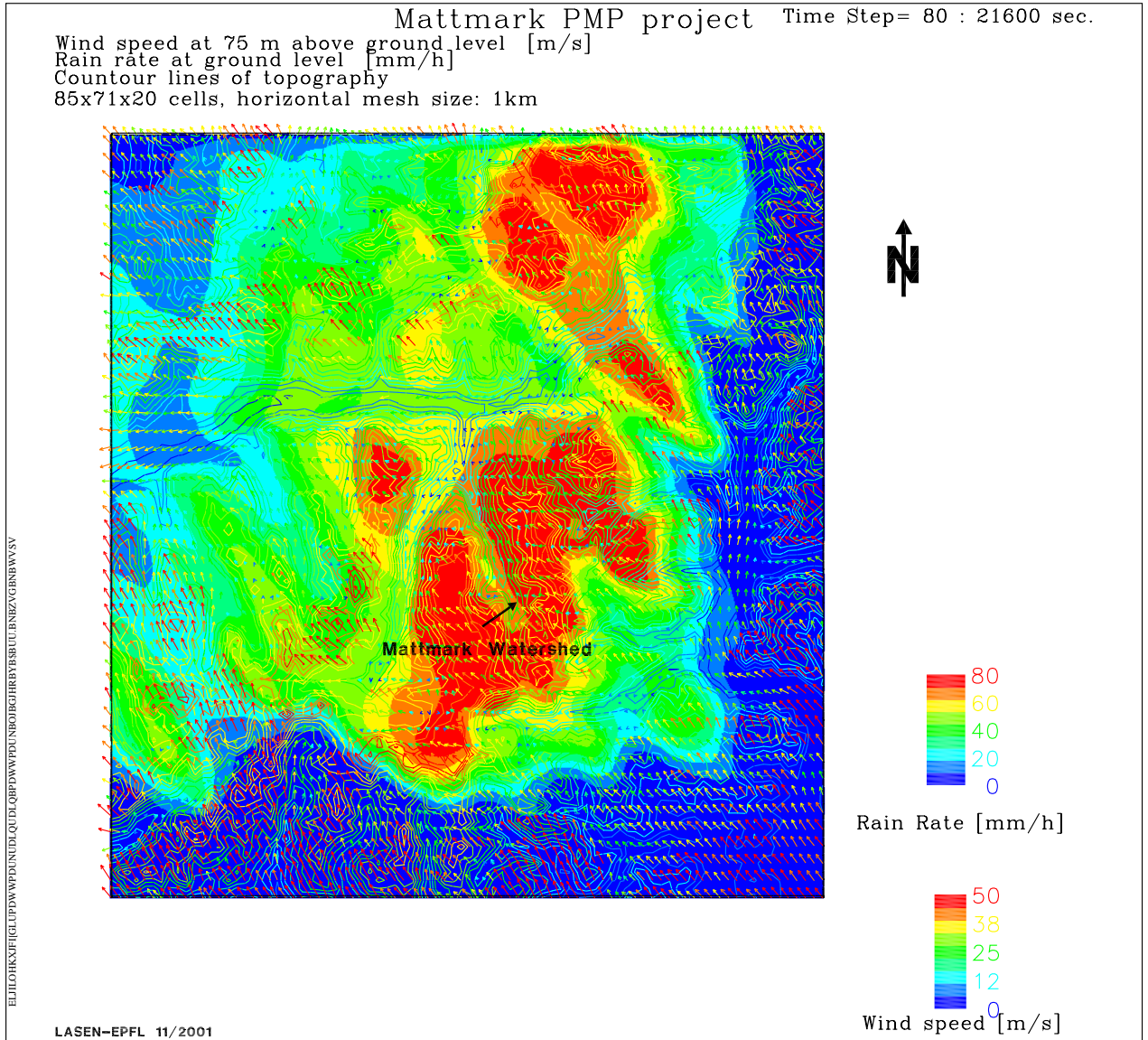
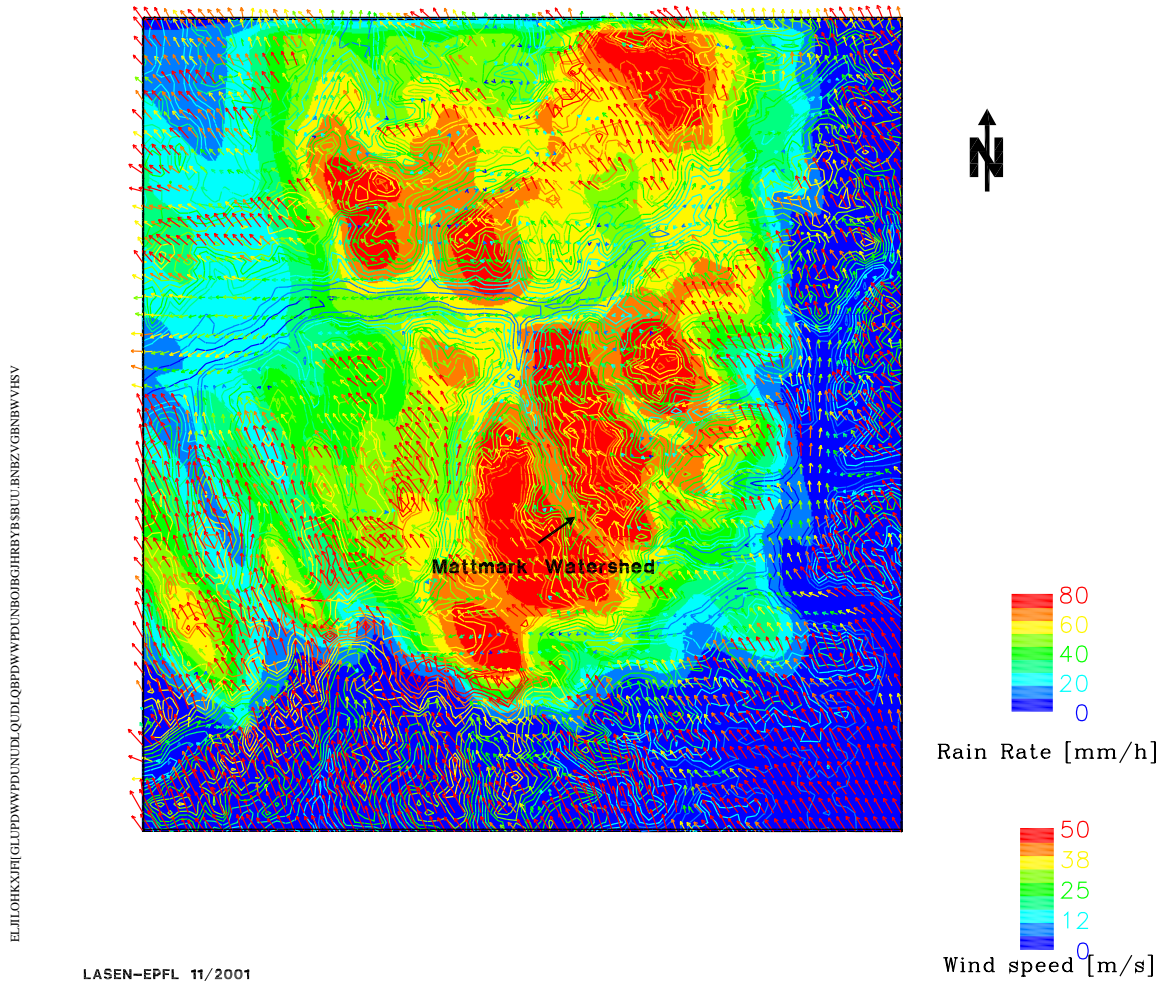


FIG. F.26.: Résultats de la simulation numérique direction et vitesse géostrophique :170,70

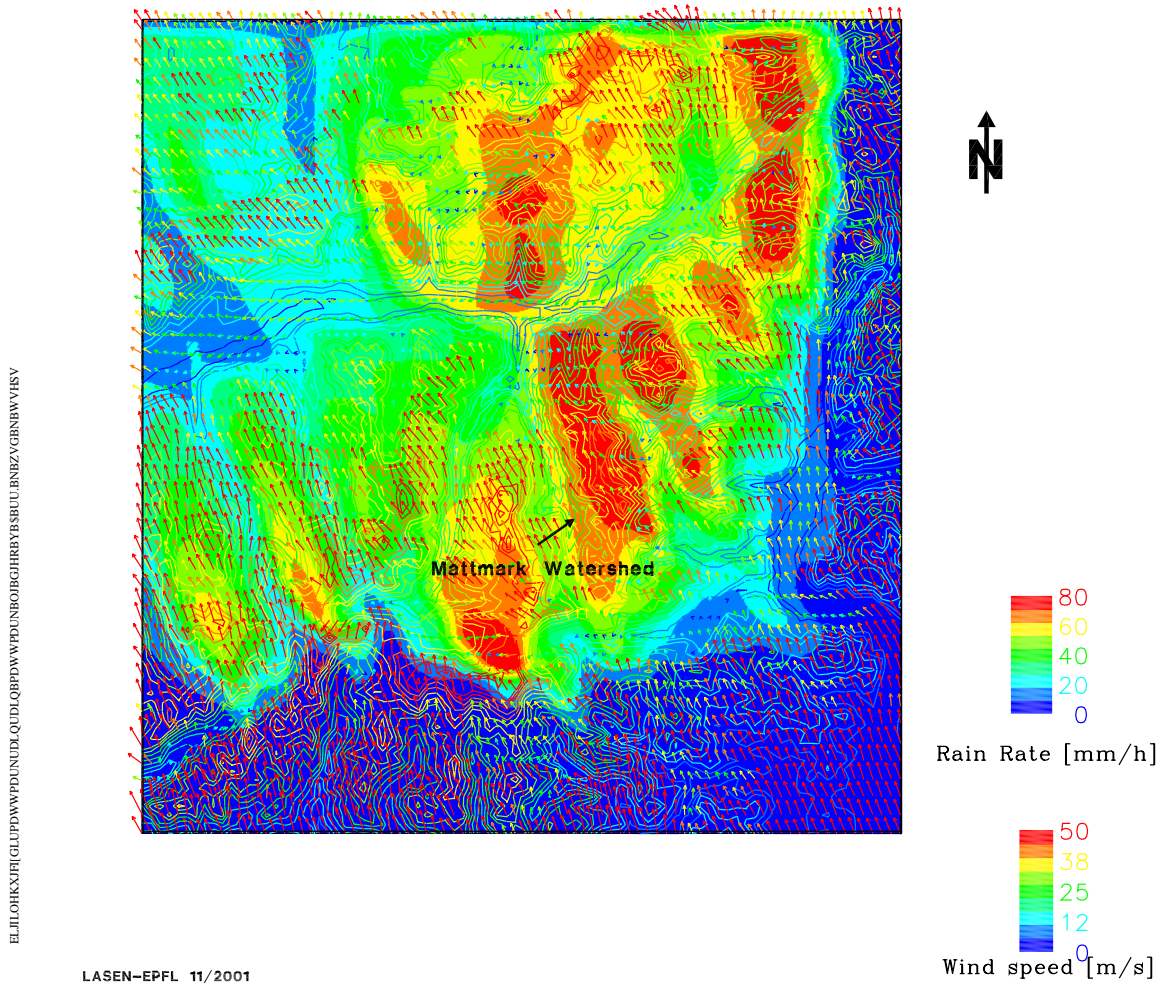
Mattmark PMP project Time Step= 80 : 21600 sec.
 Wind speed at 75 m above ground level [m/s]
 Rain rate at ground level [mm/h]
 Countour lines of topography
 85x71x20 cells, horizontal mesh size: 1km



LASEN-EPFL 11/2001

FIG. F.27.: Résultats de la simulation numérique direction et vitesse géostrophique :170,90

Mattmark PMP project Time Step= 80 : 21600 sec.
 Wind speed at 75 m above ground level [m/s]
 Rain rate at ground level [mm/h]
 Countour lines of topography
 85x71x20 cells, horizontal mesh size: 1km



LASEN-EPFL 11/2001

FIG. F.28.: Résultats de la simulation numérique direction et vitesse géostrophique :180,90

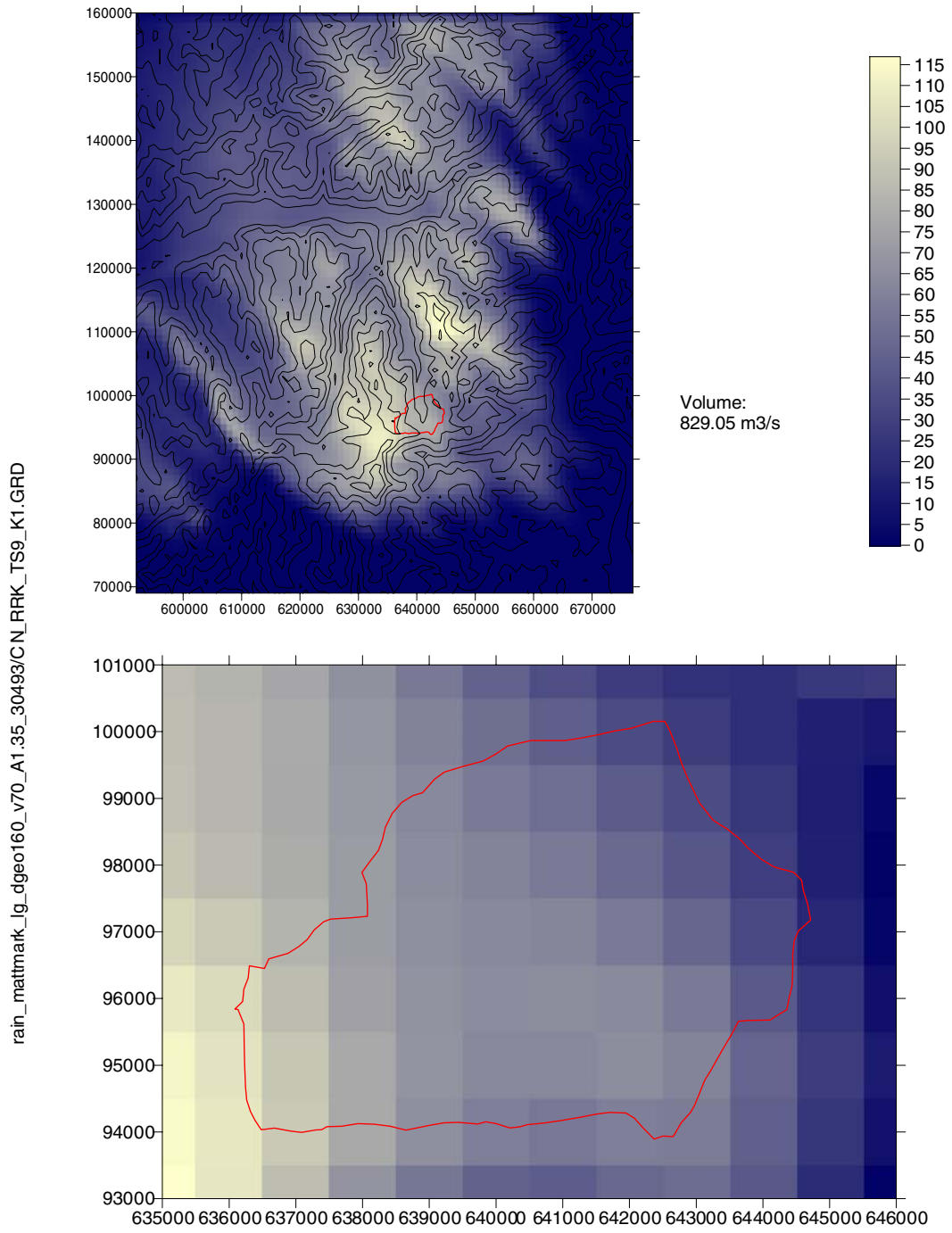


FIG. F.29.: Distribution spatiale des précipitations de la PMP de durée 3h

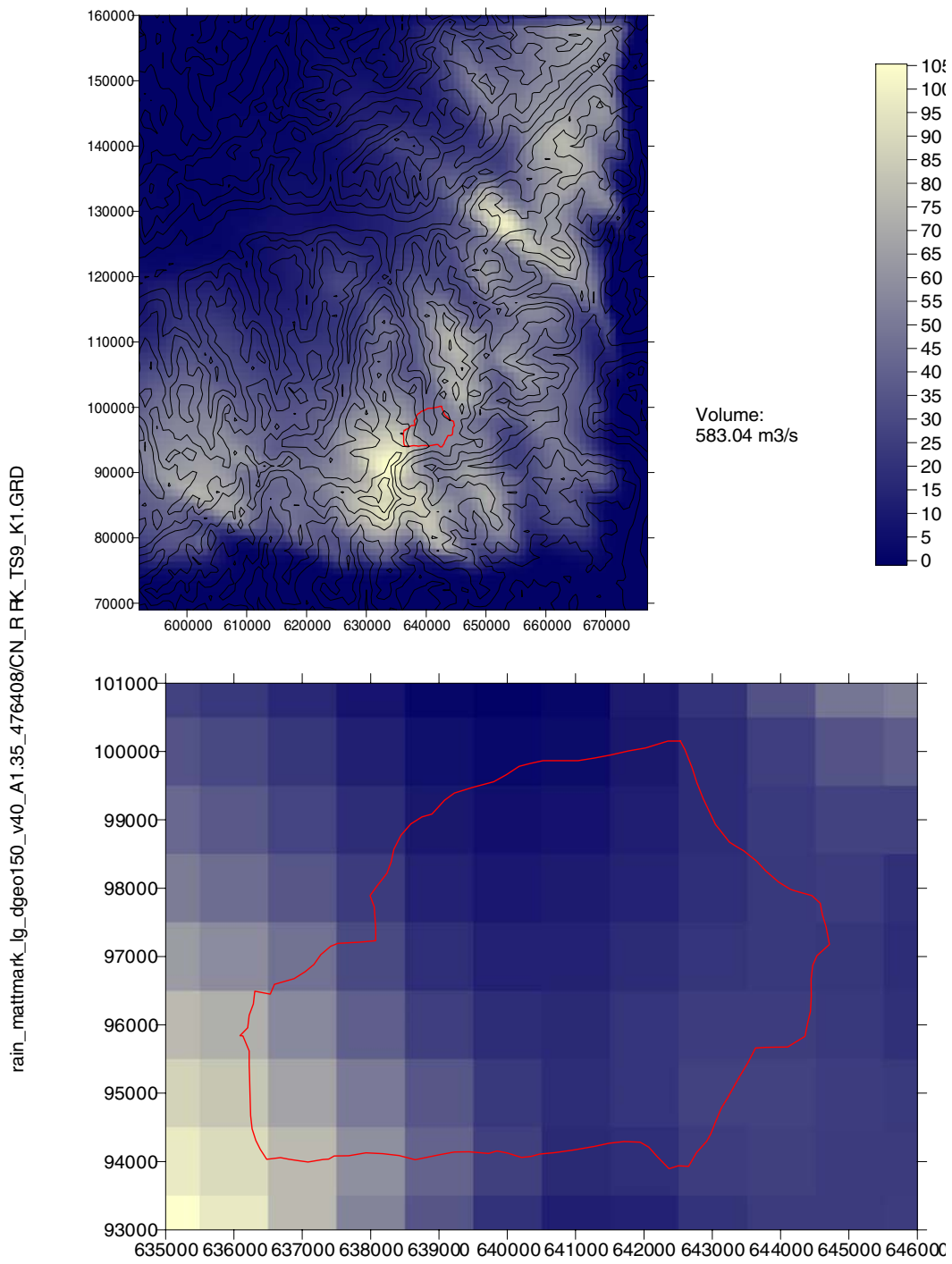


FIG. F.30.: Distribution spatiale des précipitations de la PMP de durée 6h

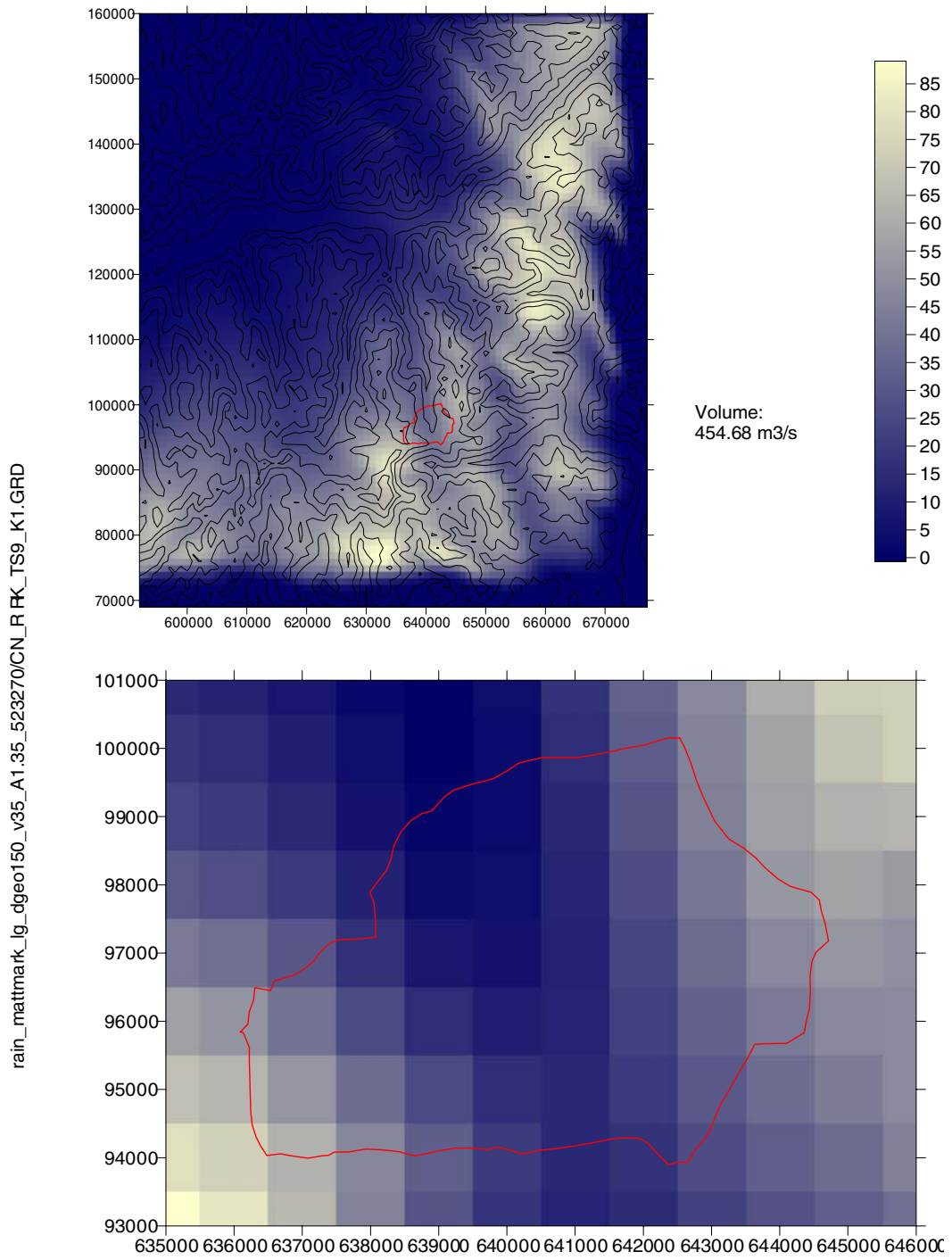
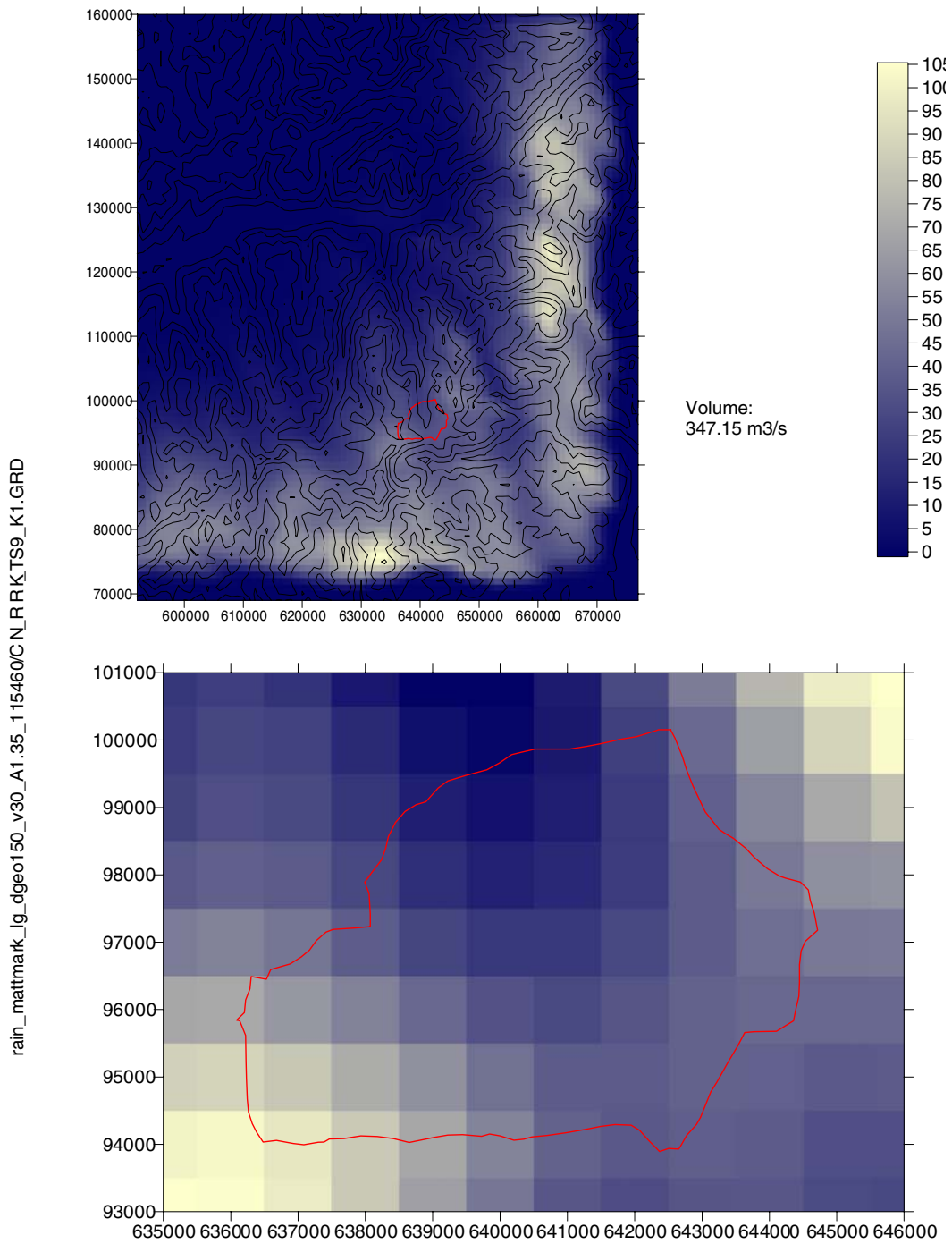


FIG. F.31.: Distribution spatiale des précipitations de la PMP de durée 9h



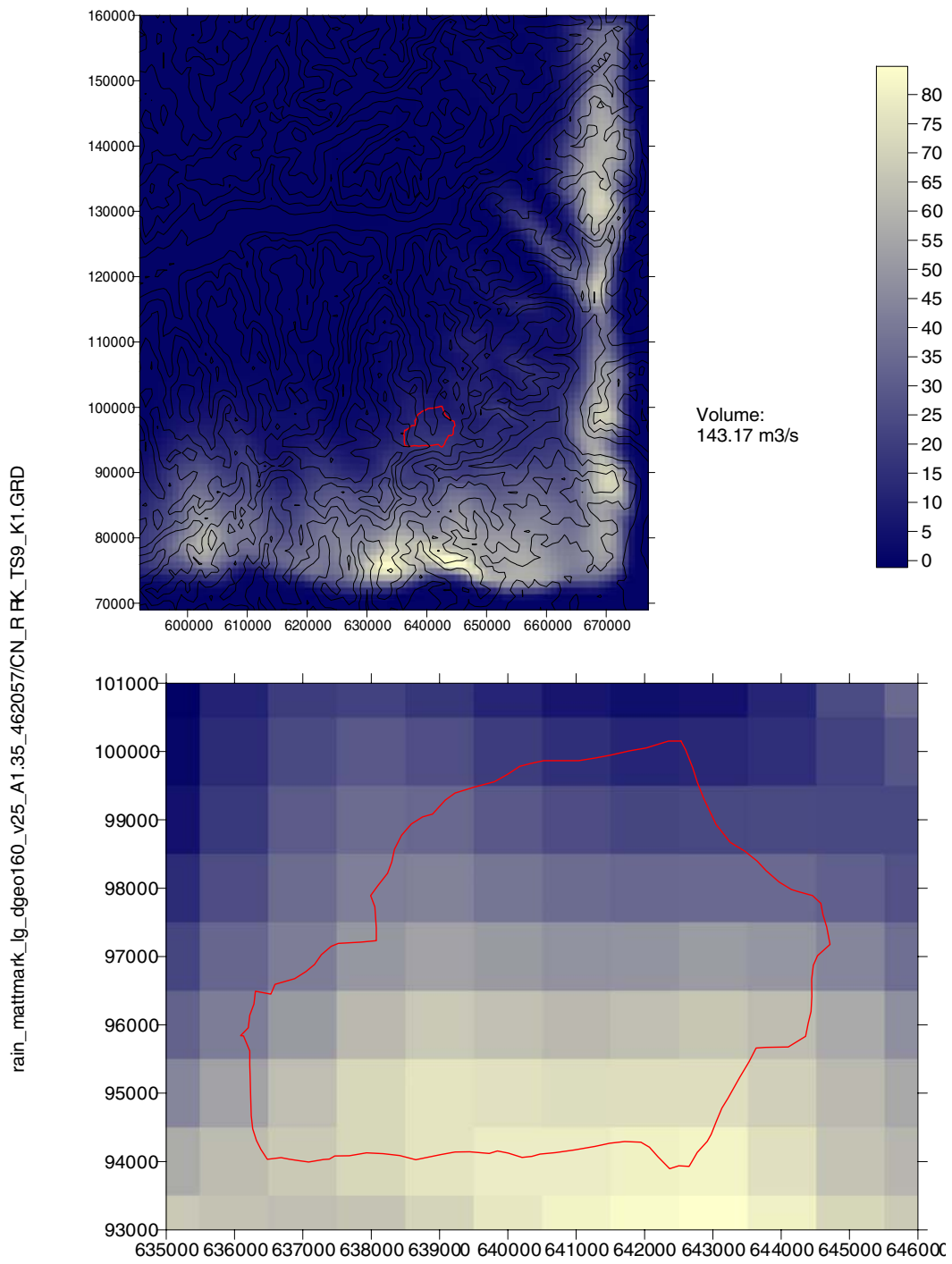


FIG. F.33.: Distribution spatiale des précipitations de la PMP de durée 24h

G. Article concernant le calcul
de PMP sur la bassin
versant de Krasnodar
(Goulpié et al., 2002)

NUMERICAL MODELLING OF PROBABLE MAXIMUM FLOOD FOR THE WATERSHED OF THE KRASNODAR DAM IN RUSSIA

P. Goulpié¹; J.-A. Hertig¹; F. Reinhardt¹; Ch. Hug¹; J.M. Fallot¹; O.F. Stirnimann¹, J. Dubois²

¹ LASEN-DGC EPFL CH-1015 Lausanne

² Hydrocosmos S.A., Rue de l'Industrie 35 CH-1030 Bussigny

SUMMARY

The research objective is to develop a numerical tool for the modeling of precipitation over complex topography at a regional scale. This paper deals with the presentation of the calculation of the Probable Maximum Flood (PMF) for the large Kuban river watershed (about 41 000 km²) in the South of Russia. A three dimensional hydrodynamic solver, CFX4, adapted by the LASEN laboratory to atmospheric flows is used to calculate wind fields in the stratified atmosphere and the ensuing precipitation over complex terrain. This model is time dependent and includes the energy equation expressed in term of potential temperature. The equations are solved on a non-staggered grid, with variable mesh size, by means of a finite volume approach. The closure of the turbulent equation set is provided by a modified k- ϵ turbulence model in order to take into account thermal stratification of the atmosphere.

The methodology consists in identifying by a meteorological analysis of the considered region what are typical meteorological events which would lead to severe precipitation and floods. According to LASEN method, precipitation occur under three main modes of generation: orographic, convective and opposition of pressure system, for each a dedicated maximization procedure has to be applied. Numerical simulations of selected events are carried out by initializing calculation and setting boundary condition with theoretical profile of atmospheric variables (geostrophic wind speed, geostrophic wind direction, ground temperature, thermal stratification and relative humidity). These idealized representations of atmospheric flows allow reproduction of events even with a sparse set of data. A chapter concerns sensitive studies which have been performed on atmospheric parameters which lead to heavy precipitation for orographic regime. Among selected events, following the appropriate maximization methodology, atmospheric critical situations are modeled and routed on the watershed. Among them, the PMF is identified and consequently the Probable Maximum Precipitation.

Keywords: Probable Maximum Flood, Probable Maximum Precipitation, atmospheric microphysics, complex terrain, numerical modeling

1. INTRODUCTION

The engineering company Stucky Ingénieurs-Conseil S.A. has been contracted to design the spillways of the Krasnodar dam in Russia and to check the security conditions for the inhabitants in case of an intense precipitation event and a consequent flood. For this purpose, Stucky has contracted LASEN for the calculation of the Probable Maximum Flood (PMF) for the Kuban river watershed. The atmospheric numerical model developed by the LASEN group calculates wind and precipitation fields in the whole domain for a given atmospheric situation and the methodology leads to evaluate the highest Probable Maximum Precipitation (PMP) as well as the most unfavourable spatio-temporal distribution. To achieve PMF calculation, several extreme precipitation fields have to be modelled. These PMP have to be routed in order to determine which precipitation event leads to the PMF. The flood modelling is being carried out by the company HydroCosmos. A spatially and temporally distributed hydrologic model WolfHydro developed at the University of Liege was applied to the calculated precipitation field. The method employed for the estimation of the PMP is based on the numerical modelling of air masses and precipitation. The steps of the methodology used for the Kuban watershed are:

- Analysis of meteorological situations and hydrological measurements in the watershed in order to identify reference flood events to be numerically modelled;
- Creation of a numerical representation of topography;
- Numerical simulation of the selected flood events to determine the hydrological parameters of the watershed;

- Analysis of the meteorological and geographical conditions of the area in order to determine which meteorological situation is likely to generate extreme precipitation;
- Numerical calculation of extreme precipitation for selected sectors and identification of the most critical situation;
- Sensitivity study of PMP with respect to the CRUEX method (Hertig 1997);
- PMP is routed across the complete watershed to determine the discharge and the extreme flood;
- Calculation of the PMP-PMF for the considered watershed.

2. THE KUBAN RIVER WATERSHED

The Kuban river watershed is in South Occidental Russia. Krasnodar town is at the output of the basin at the geographical coordinates 45°2 N and 39°0 E. Simulation domain (Figure 2-2) covers southwest part of Russia which presents a very flat area in the north part of the watershed and a rapid change of altitude in the south direction, up to a height of 5'600m in the Caucasus Massif (Figure 2-1). This highest point does not appear on the next graph since it does not belong to the considered watershed.

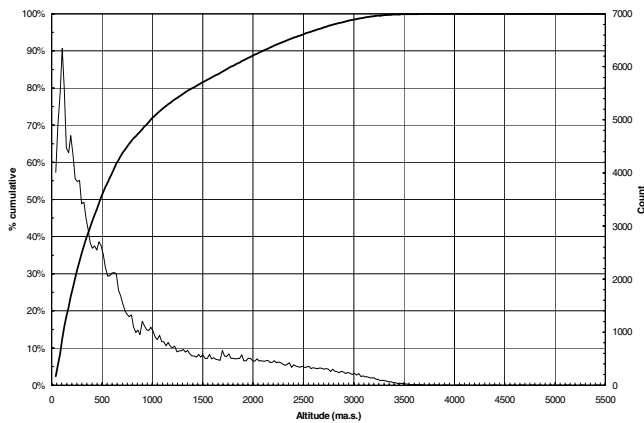


Figure 2-1: Hypsometric curve (bold, legend on right axis) and altitude histogram (thin, legend on left axis) of the Kuban river watershed; it shows the strong altitude variations limited in space across the basin.

Calculation domain covers 410 km by 310 km and extends to 12 km in the vertical. Next figure shows domain topography:

Krasnodar simulation domain

Countour lines of topography each countour 400m
(410x310 km², 82x62x15 cells, horizontal mesh size: 5km)

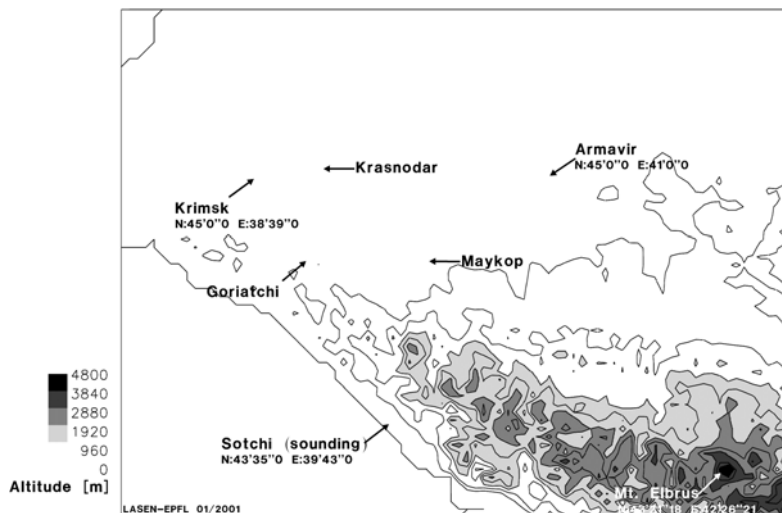


Figure 2-2: Surface contours for the calculation domain. Topographical data from the Digital Chart of the World.

3. METEOROLOGICAL SURVEY

A report of Hydrography and Hydrology prepared by Kuban Vod Project (KVP) and several sets of measurements of the flow rate of the Kuban River during severe flood events have been transmitted to LASEN. From these documents date of severe event have been selected. The meteorological survey has consisted in consulting the European Meteorological Bulletin collection available at the LASEN and to select and analyse the most representative situations.

The main characteristics of the climatology of precipitation in the south of Russia are the following: Flood events generally occur under meteorological conditions with an opposition of a hot air mass coming from the southwest and a cold one coming from the north. On the other hand, wind sectors, which are able to bring large amounts of humidity, are from sector 270° to 360°.

Convective storms are associated with high intensity precipitation and their intensity can be of higher magnitude (20% in average) than orographic precipitation, but due to their small spatial extent and their short duration (from 20 minutes to 1 hour), their effect is not critical for the size of the Kuban watershed (almost 41'000 km²). Thus, only orographic contributions have been taken into account.

4. DESCRIPTION OF THE REFERENCE FLOOD EVENT

The heaviest precipitations over the whole of the basin were measured from July 6 to 8, 1987 and the Kuban river flow reached a maximum value of 1850 m³/s on July 10, 1987, which represents the highest value measured during the 1980s. Precipitation accumulated from July 6 to 8, 1987, ranges between 50 and 110 mm according to the five measurement stations (Table 4-1) in the Kuban river basin (high for this region). For this period, a cold front coming from the Northwest waved for 2 days on the northern slopes of the Caucasus. This situation could become critical for precipitation in this region, when rain falls on the same area along the front during these days, the length of such a situation becoming the main factor for PMP. Thus, opposition of air masses with a stationary front and wind shear need to be reproduced by the meteorological mesoscale model of LASEN for a correct simulation of rainfalls in the Kuban river basin during this period.

Date	Krasnodar mm/day	Maikop mm/day	Krimsk mm/day	Goriatchi mm/day	Arnavir Mm/day	Kuban M ³ /s
3.6.1984	0.3	-	0.6	-	0.3	1077
4.6.1984	3.8	25.2	35.5	5.9	2.3	1039
5.6.1984	8.5	8.9	2.0	5.3	25.8	966
7.6.1987	23.9	6.0	2.9	5.3	2.1	1220
8.6.1987	-	2.9	0.5	0.3	30.1	1008
9.6.1987	-	25.4	0.1	2.2	7.5	853
29.6.1987	7.6	103.0	3.8	15.6	3.5	1357
30.6.1987	1.7	24.3	-	13.8	12.2	1815
1.7.1987	-	-	-	-	-	1705
6.7.1987	10.9	49.3	23.2	42.0	66.3	916
7.7.1987	14.4	19.9	19.8	10.8	1.0	907
8.7.1987	35.8	22.5	6.5	45.6	44.6	908
9.7.1987	-	1.5	-	0.6	-	1515
10.7.1987	-	-	-	-	-	1851
11.7.1987	-	-	-	-	-	1444
13.7.1987	-	-	-	-	22.0	1446
14.7.1987	-	37.7	0.9	-	38.7	1193
15.7.1987	1.9	-	0.1	-	-	1281
29.7.1987	-	-	-	-	-	508
30.7.1987	5.0	10.4	-	46.8	18.4	472
31.7.1987	-	-	-	-	-	495

Table 4-1:
Daily precipitation and flow measured at some locations in the Kuban river basin in May-June 1984 and June-July 1987

For the considered area, a unique vertical sounding is available at Sochi (Table 6-1). The data used to initialise the model (humidity, ground temperature, and vertical gradient, geostrophic wind speed and direction) were calculated from the following table 4-2.

July 6, 1987 Level	Altitude (m ASL)	Temperature (°C)	Dew Point (°C)	Wind Direction	Wind Velocity (m/s)
Surface	0	21-26	19-21	E	3
850 hPa	1440	14	11	S	3
700 hPa	3060	5	0	S	8
500 hPa	5710	-14	-15	SW	10
300 hPa	9390	-42	-44	WSW	15
200 hPa	12170	-48	-55	WSW	25
100 hPa	16620	-60	-69	W	10
July 7, 1987 Level	Altitude (m ASL)	Temperature (°C)	Dew Point (°C)	Wind Direction	Wind Velocity (m/s)
Surface	0	18-25	14-20	S	3
850 hPa	1450	14	10	E	3
700 hPa	3070	4	0	S	3
500 hPa	5730	-10	-16	SSW	8
300 hPa	9470	-39	-48	SW	18
200 hPa	12180	-48	-55	WSW	35
100 hPa	16670	-58	-65	SW	23
July 8, 1987 Level	Altitude (m ASL)	Temperature (°C)	Dew Point (°C)	Wind Direction	Wind Velocity (m/s)
Surface	0	20-21	18-20	ENE	3
850 hPa	143	13	9	NE	10
700 hPa	303	3	2	NE	10
500 hPa	5690	-11	-12	SW	8
300 hPa	9420	-39	-42	S	22
200 hPa	12120	-48	-52	WSW	30
100 hPa	16630	-56	-63	WSW	10
July 9, 1987 Level	Altitude (m ASL)	Temperature (°C)	Dew Point (°C)	Wind Direction	Wind Velocity (m/s)
Surface	0	17-25	14-16	SW	3
850 hPa	1480	11	4	ENE	10
700 hPa	3060	1	-1	ESE	10
500 hPa	5720	-14	-22	NE	10
300 hPa	9370	-42	-47	NNE	8
200 hPa	12050	-47	-55	W	13
100 hPa	16560	-55	-66	WSW	10

Table 4-2:
Parameters measured from atmospheric soundings over Sotchi (southern slopes of the Caucasus) from July 6 to 9, 1987, at 0 GMT..

5. NUMERICAL SIMULATIONS

The numerical simulation of precipitation is carried out in two steps: simulation of the wind field and simulation of precipitation with a stationary wind field.

The parameters used in the simulation of the wind and precipitation fields are geostrophic wind speed, geostrophic wind direction, ground temperature, thermal stratification and relative humidity. Depending on the wind direction, the calculations for the wind field simulation were initialised with a different geostrophic speed and a different vertical temperature gradient. Main features of the wind model are: velocity profile of the Planetary Boundary Layer (according to Harris and Deaves, 1981), parameterisation of the Eckmann spiral (according to Zilitinkevich et al., 1998), turbulent flow depending on thermal stratification, transient flow, with boundary conditions stationary in time.

The wind fields calculated in the first step have been used as initial conditions for the calculation of precipitation. The model solves the Kessler equations for the precipitation variables. The simulation conditions are: initial and boundary conditions: relative humidity of 100%, no cloud water ($m=0$), no precipitation ($M=0$), stationary boundary conditions and three dimensional and transient flow. As it was done for the wind fields, here too, the convergence of the solution and of the internal iterations is checked at each time step.

Solutions are obtained for the distribution of cloud water P and precipitation θ in three dimensional space and for the ground distribution of precipitation intensity in mm/h.

Routing of the precipitation has been performed using the Wolf software (from the University of Liege). The physical processes taken into account are the run-off and the subsurface flow. A base flow, derived the measured hydrograph of the 1980 flood, has to be added to the simulated hydrograph. The watershed of the Krasnodar dam has been described by a digital elevation model (mesh size 1km) and the Wolf software automatically generates the river network. Wolf Hydro resolves the

conservative equations of 2-D diffusive wave model with a finite volume method for three specific vertically distributed layers. Different roughness law (Manning, Darcy-Weissbach, Bathurst ...) are implemented to take into account the macroscopic roughness of the hydrological propagation and various flow regimes. The model has three bunk layers to simulate respectively the thin runoff, the hypodermic propagation and the transfer to the groundwater. The unsteady infiltration law permits the reforming of the soil capacity after the rain stopping. Using this routing model, it is possible to determine the travel time of the flood until the dam in the whole network.

6. NUMERICAL MODELLING OF THE REFERENCE SITUATION

	Latitude ° N	Longitude ° E	X [km]	Y [km]
Goriatchi	44°30'0	39°10'0	123.208	155.000
Krimsk	45°0'0	38°39'0	84.200	208.000
Maïkop	44°30'0	40°0'0	186.125	155.000
Arnavir	45°0'0	41°0'0	261.625	208.000
Krasnodar	45°2'0	39°9'0	121.950	211.533
Sotchi	43°35'0	39°43'0	164.733	57.833
Elbrus	43°21'18	42°26'21	374.246	38.400

Table 6-1: Coordinates of the five ground based stations in the watershed (and Sotchi sounding and Elbrus Mountain for indication).

To reproduce the convergence of the two air masses, the numerical wind field was generated in two steps: first numerical simulation aimed at reproducing the cold air masses coming from the North. This run was initialized through an atmospheric vertical profile similar to these ones measured at Sotchi from 6th to 8th July 1987 (Table 4-2). The pseudo stationary solution of the first run was used as initial condition for a second run that aimed at reproducing the advection of hot wind from Southwest. The result of the second simulation is the wind field which corresponds to the meteorological situation to be reproduced (figures 6-1 and 6-2). The reproduction of the main characteristic of the frontal meteorological situation compare well with the observed situation from the Europe Meteorological Bulletin of the day. The meteorological sounding performed at Sotchi (see Table 4-2) is also well reproduced.

Krasnodar simulation domain **Rain event: 6.07.1987**
 Wind field at 150 m above ground level
 Contour lines of topography - TGround = 308 **Time Step= 90 : 9900 sec.**
 (410x310 km², 81x61x15 cells, horizontal mesh size: 5km)

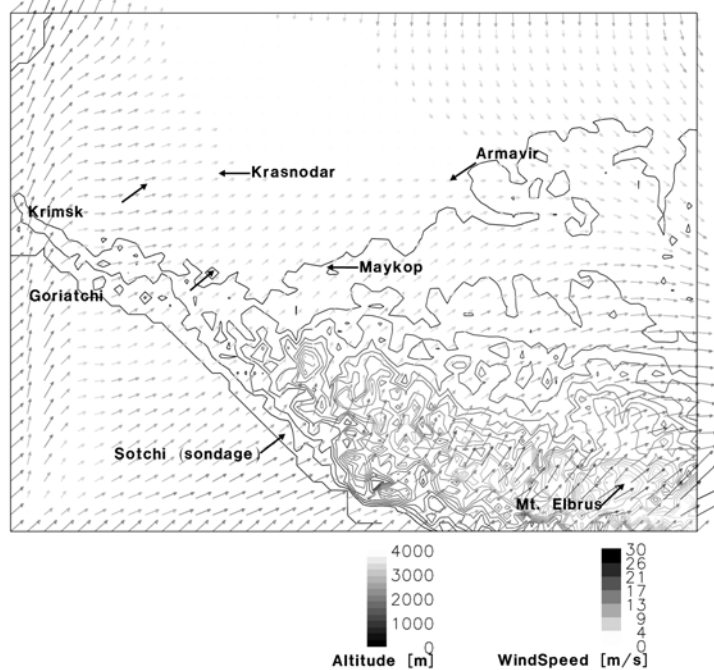


Figure 6-1: Simulated wind field at 150 m above ground level corresponding to the 6 July 1987 atmospheric conditions..

LASEN-EPFL 01/2001

Krasnodar simulation domain
 Wind field at each cell on vertical plane l=41
 TGround = 308; Zscale factor=15
 (410x20 km², 81x15 cells, horizontal mesh size: 5km)

Rain event: 6.07.1987
 Time Step= 90 : 9900 sec.

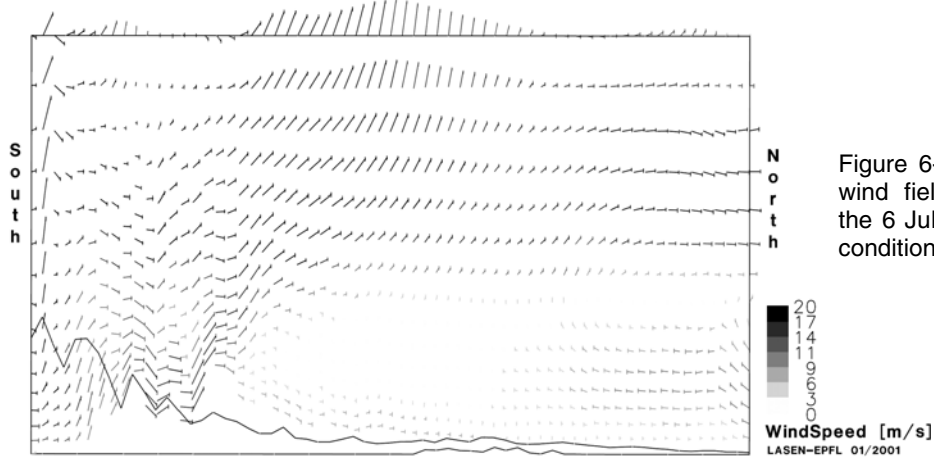


Figure 6-2: Vertical plane of wind field corresponding to the 6 July 1987 atmospheric condition.

The routing of these reference case has been carried out with the following value of the different parameters for the hydrologic model: Manning coefficient of the surface: 1 s/m^{1/3}; Darcy coefficient of the subsurface layer: 0.007 m/s, depth of the subsurface layer: 1.5 m, initial infiltration capacity: 140 mm/h, deep infiltration: 0.72 mm/h and porosity of the subsurface layer: 0.3. These values are very “standard” in reference to the specialised literature. All the values tested have only changed the peak discharge for a maximum of 16%. Unless Manning coefficient is extremely high. But several studies achieved on alpine watershed have showed that Manning coefficient lies between 0.5 and 5 s/m^{1/3}.

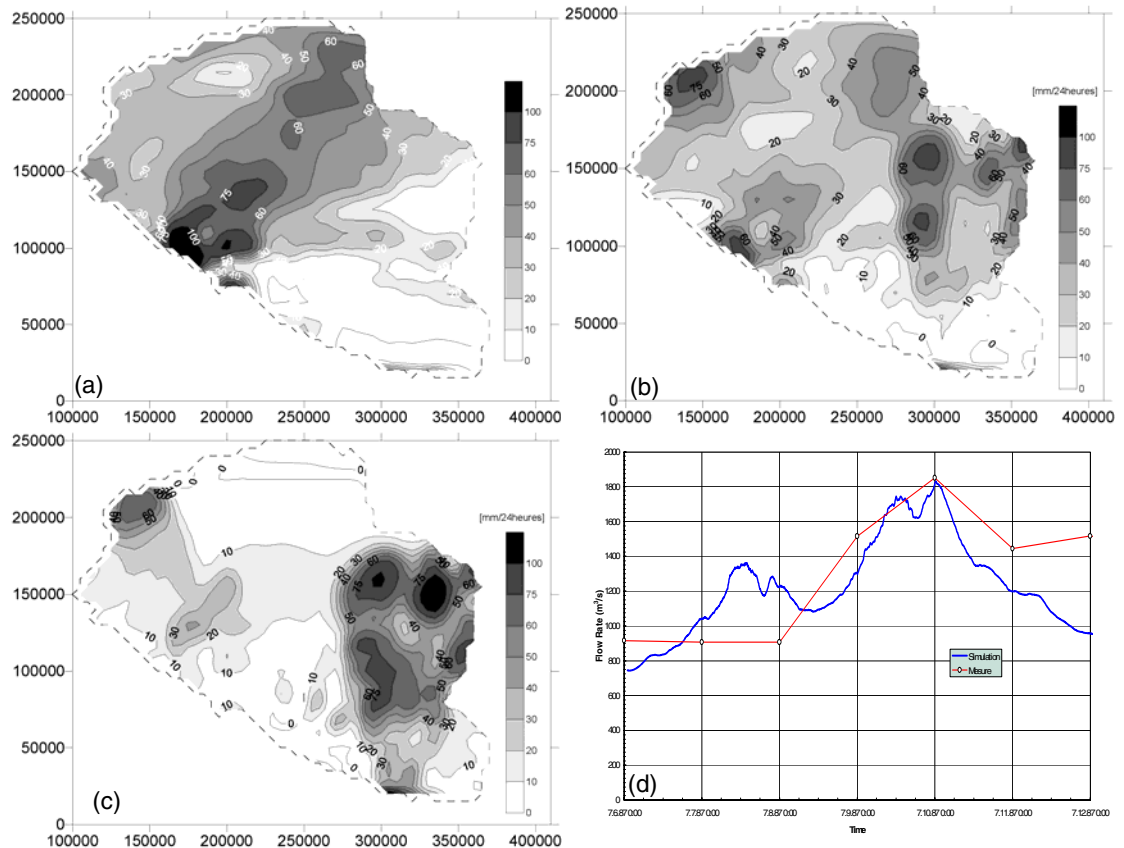


Figure 6-3: Simulated accumulated precipitation field at ground level (a,b,c) for the reference case of 6,7 and 8.07.1987. Simulated and measured flow rate (d) at Krasnodar from 6-12.07.1987.

Finally, the daily precipitation field for the 6, 7 and 8 July are respectively given in Figures 6-3 (a,b and c) where the plot have been restricted to the watershed. Figure 6-3 (d) shows the measured and simulated hydrographs for this reference case. Considering the available data is restricted to daily discharge, this result is very encouraging.

7. SCENARIOS OF MAXIMISATION

-Precipitation is produced either by non-orographic mechanisms e.g. the passage of a front, convergence of air masses, convection which are responsible for precipitation over flat terrain, or orographic mechanisms in which the presence of mountains, hills etc. is paramount. Orographic precipitation is associated with the passage of air masses over the topography, and their intensity will depend on the wind speed. The stronger the advection at high altitude is, the heavier the precipitations are. A complete analyse an orographic precipitation have been achieved at the LASEN and main conclusion are given in chapter 7.1.

-According to the performed meteorological survey, convergence of air masses is prevailing in the generation of intense showers for this watershed. The simulated wind field and consequently the precipitation field results in this case, from the opposition of the advection of hot air coming from south west and a pre-existent cold air pool localized at the north of the Caucasus massif. Increasing the geostrophic wind speed or stabilizing the vertical thermal stratification would unbalance the dynamics of the meteorological situation and would deplete the convergence effect. The maximisation method has consisted for this case in considering what could be the worst temporal evolution of this situation, without acting on the atmospheric parameters which characterize the frontal situation.

-Considering the highly mountainous terrain formed by the Caucasus Massif, the winter PMP (including the melting of snow) is also to be explored in order to quantify what would be the maximum contribution from the snow cover in the case of severe warm precipitation during winter season.

7.1 Orographic

Maximisation of orographic precipitation has been achieved following the LASEN method. It concerns parameters used in the simulation of wind and precipitation fields: geostrophic wind speed and direction, ground temperature, thermal stratification of the atmosphere and its relative humidity. The influence of variation of these parameters has been explored:

- Increasing geostrophic wind speed leads to higher precipitation into the domain. The physical limit of geostrophic wind speed could be estimated from weather station measurements and has been found to be associated with a given event duration for the area. (e.g.: a 40 m/s geostrophic wind is associated with 6 hours event duration).
- The geostrophic wind direction is an independent parameter. All directions have to be explored in order to take into account the specific topography of the area.
- Ground temperature is related with the acceptable quantity to humidity in the atmosphere. Increasing ground temperature leads to higher precipitation.
- An increase in atmospheric stability enhances precipitation on the foremost mountains.
- In the perspective of maximisation it has been assumed that air is saturated throughout the whole of the troposphere

The maximisation method consists in combining these parameters (applied through the boundary conditions) in order to maximise the rainfall rate in the watershed. From an analysis of the 12 wind field simulations (one chart for each geostrophic wind direction every 30°), it appears that the situation with a northern geostrophic wind (sector 0° or 360°) generates a higher precipitation rate in the watershed than any other wind direction. The simulated precipitation field for event duration of 6 hours is given in Figure 7-1. Here, the maximum catchments-wide averaged rain rate calculated is 39 mm/h. According to the meteorological study of the region, the assumed atmospheric situation is able to last 6 hours giving a maximum daily rain rate of 240 mm in the basin. This compare well with the maximum precipitation recorded of 175 mm during 24 hours in the area between 1891 and 1965.

The full temporal evolution of the precipitation result was routed (8 rain maps of 30 minutes each, corresponding to the temporal evolution of the simulation). The precipitation distribution shown in Figure 7-1 is then maintained for 6 hours (corresponding to the 40 m/s geostrophic wind speed) and finally relative humidity at the boundary conditions of the domain is dropped to 80 % and precipitation in the watershed stop. Thus, entire event duration is 10 hours.

Krasnodar simulation domain Wind Dir:360 VnGeo:40 m/s
 Rain Rate at ground level [mm/h] Time Step= 80 : 28800 sec.
 Countour lines of topography - TGround = 308K
 Saturated air at inlet- No cloud at initialisation
 (410x310 km2, 82x62x15 cells, horizontal mesh size: 5km)

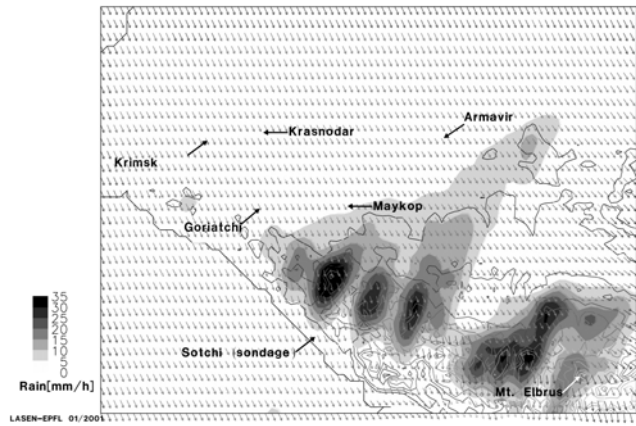
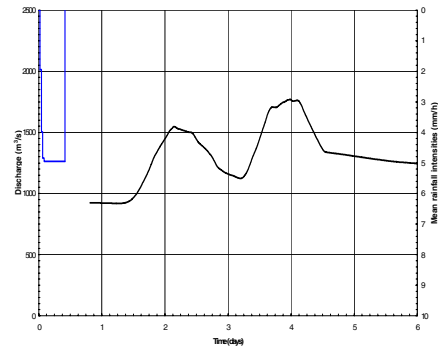


Figure 7-1: Modelled hydrogram at Krasnodar for the orographic maximum precipitation. It gives also the watershed-averaged rain rate.



The simulated hydrograms show two peaks which can be explained by the very different transfer times between the Kuban River and the tributary located at the south of the Krasnodar dam.

7.2 Frontal

The frontal meteorological situation results from the convergence of two different air masses. The method consists in maximising the precipitation field by keeping the same boundary conditions as in the reference case and by determining the most unfavourable chronology for the depletion of the frontal situation.

The solution consists in adding an extreme event after the sequence of the flood event recorded on 6-8 July 1987. According to the distribution of the pressure field for this situation, a severe precipitation event characterized by a strong and humid advection would occur from the southwest. This situation has been simulated by a saturated air mass advected from sector 210 with a 40 m/s geostrophic wind of 4 hours duration on the pre existent cold air mass. The time between the rain episode and the following extreme event was reduced to the minimum in order to prevent the soil from drying too much between the two events. The results of the routing for the frontal probable maximum precipitation and the watershed-averaged rain rate for these 4-day events are given in this figure.

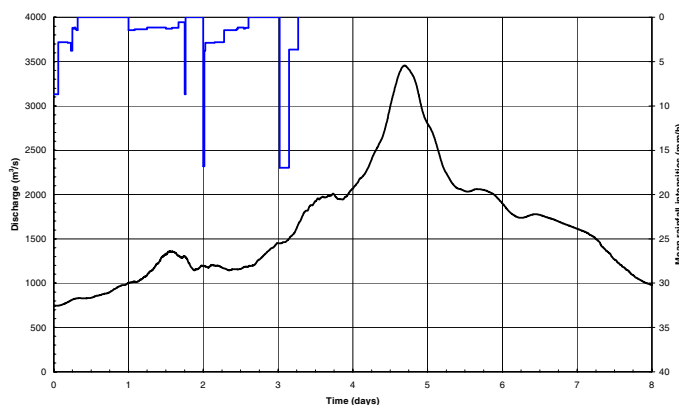


Figure 7-2: Modelled hydrogram at Krasnodar for the frontal maximum precipitation.

7.3 Melting snow

To determine the **winter PMP** the case of warm precipitation on a previous snow cover is considered with the aim to determine the volume of melting snow which could be generated. To maximise this volume, a sequence of two melt periods has been assumed: a sunny snow melt period just follows the melting of the snow cover by the rain. The initial snow cover extends vertically from 100 m above sea level to the top of the culminating point and the winter PMP situation consists of a relative warm humidity field coming from the North. Figure 7-3 shows the simulated hydrograph, the bold line is obtained with a frozen ground (lower infiltration coefficient) while the thin line results from the calculation on a summer ground. For the same reasons than the orographic PMF, precipitation on melting snow shows two distinct peaks.

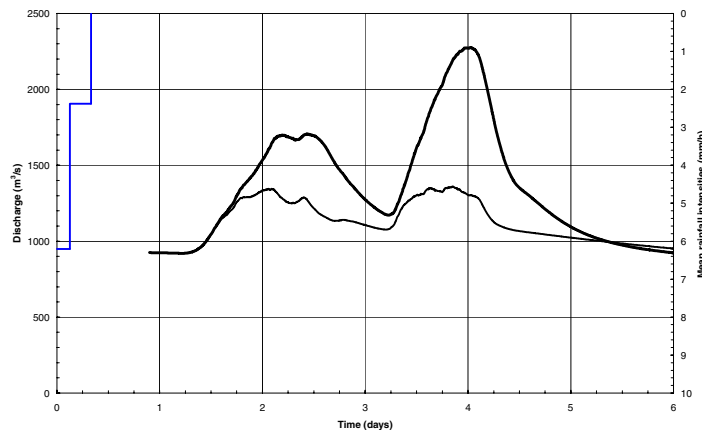


Figure 7-3: Modelled hydrograph at Krasnodar for the winter maximum precipitation (incl. melting of snow).

8. COMPARISON OF THE NUMERICAL RESULTS WITH THE CLASSICAL PMP APPROACH

The WMO recommendation leads to a PMP of 310 mm / 24 h, which is 40 % greater than those calculated through numerical modelling. The classical PMP estimation relies only on the properties of the atmosphere and in particular on the value of the dew point. It does take into account neither the influence of topography nor the origin of the air masses. The calculated PMP is the same for the entire region of the same latitude and with a same dew point. It is well known that the Northern region of the Caucasus is less exposed to humid air masses than other region at the same latitude. Thus, numerical modelling which takes into account the origin of the air masses provides a lower PMP value.

Since the numerical approach is based on physical models which also take into account the particular characteristics of the meteorological and hydrological parameters, the results obtained appear to be more representative of the region of interest and thus more physically convincing. This is particularly important for such a large watershed which presents a lot of inhomogeneity in soil and atmospheric features.

9. CONCLUSIONS

The first part of the study has lead to the description on one hand of the meteorological and climatological characteristics and of the other one of the topographical and hydrological properties of the Kuban River watershed.

In the North hemisphere, the humid air masses responsible of heavy precipitation are coming from the west to southwest. For the considered area, they arrive on the south slope of the Caucasus Massif. Analyses of meteorological maps have shown that orographic precipitations are not predominant in the PMP study of the area. Modelling the critical situation has also shown this. Concerning orographic precipitation, the most critical event corresponds to an advection from the North, which is not able to bring large amount of warm air and humidity. This case is concerned by polar air masses.

Climatological analyses of severe events has point out the frontal meteorological situation for which a humid air masse coming from south to southwest is up lifted above the Kuban River plain by a pre-existent cold air mass. With regards to the meteorological simulation, the frontal atmospheric case is able to generate the most extreme floods in the basin.

Maximisation of this frontal extreme event leads to the determination of the Probable Maximum Flood for the considered basin (see Figure 8). The winter case has been taken into consideration. The flow rate calculated by the models in the case of melting of the snow cover first by a severe rain event and followed by a sunny period does not lead to a discharge as important as in the frontal case event by considering frozen ground conditions.

Considering the large spatial extend of the watershed, convective precipitation on flat terrain has not been taken into consideration. Indeed convective events generate very local and short in duration precipitation which could not lead to strong flood in this basin. Meteorological convergence situation contain dry continental air masses. Thus, they have not been modelled either.

Analyses of the hydrological behaviour of the basin show that the hydrograms present two peaks because the flood is composed of the contribution of two distinct geographical areas. The time between the contribution from the mountain and the contribution from the plain is around 1 day and a half.

REFERENCES

- Cotton W.R., Anthes R.A. (1989): Storm and Cloud Dynamics, Int. Geophys.Series, 44, Academic Press, San Diego, 883 pp.
- Hertig J.-A. Goulpié P. CRUEX (1997) : Septième rapport intermédiaire , LASEN/LCH/IATE EPFL avril 97
- Duynkerke, P.G. (1988): An application of the k-e turbulence closure model to the neutral and stable atmospheric boundary layer. *J. Atmos. Sci.*, 43, 2527-2543.
- Geiger, H., Zeller J., und Röthlisberger G. (1991): Starkniederschläge des schweizerischen Alpen und Alpenrandgebietes. Eidgenössische Anstalt für das forstliche Versuchswesen, Birmensdorf
- Goulpié P., Montavon C. (1996): Simulation de l'Atmosphère dans le projet CRUEX, Rapport interne LASEN-EPFL No 547.110, Décembre 96
- Grebner D. (1993): Meteorologische Analyse des Unwetters von Brig und Saas-Almagell vom 24. September 1993. *Wasser, energie,luft-eau,energie air*, 86. Jahrgang, Heft1/2, CH-5401 Baden.
- Haiden T., Kerschbaum M., Kahlig P., Nobilis F. (1992): A refined model of the influence of orography on the mesoscale distribution of extreme precipitation. *Hydrol. Sci. J.*, 37 (5), 417-427.
- Harris R. I., Deaves D. M. (1981): The structure of strong winds. Proceedings of the CIRIA conference held on 12/13 Nov 1989 CIRIA
- Hertig J., Goulpié P., Reinhardt F. : 'Estimation numérique de la PMP pour le bassin versant du barrage Deriner en Turquie" Rapport LASEN n 546 100
- Kessler E. (1969): On the precipitation distribution and continuity of water substance in atmospheric circulations. *Meteor. Monogr.*, 10 (32), *Am. Meteor. Soc.*, 84pp.
- Montavon, C. (1997): Validation Of A Non-Hydrostatic Numerical Model To Simulate Stratified Wind Fields Over Complex Topography, in Proceedings of the 2nd European & African Conference on Wind Engineering, Geneva, Italy, June 22-27, 1997, pp. 357-364
- Montavon, C., Alexandrou, C., Hertig, J.-A. (1995): Simulation of Extreme Precipitation Events in the Swiss Alps, Symposium 'Research and Developments in the Field of Dams' (Crans-Montana, September 1995
- WMO (1986): Manual for estimation of probable maximum precipitation. *Operational Hydrology Rep. No.1*, 2nd ed., Geneva, 269 pp.
- Zilitinkevich S. S., Johansson P.-E., Mironov D. V., Baklanov A. (1998): An analytical similarity-theory model for wind profile and resistance law in stably stratified Planetary Boundary Layers. JWEIA in press.

H. Résultats de la simulation mono-dimensionnelle

Les figures suivantes concernant la simulation mono-dimensionnelle de référence décrite en section 5.4.1. Ils s'agit de représenter a travers le temps l'évolution de la répartition verticale des solutions de contenus et taux de transfert de microphysique calculé au long des 3 heures physiques de simulation. Pour information, ce calcul utilise environ 50 secondes de temps CPU sur le serveur de calcul de la Faculté ENAC de l'EPFL.

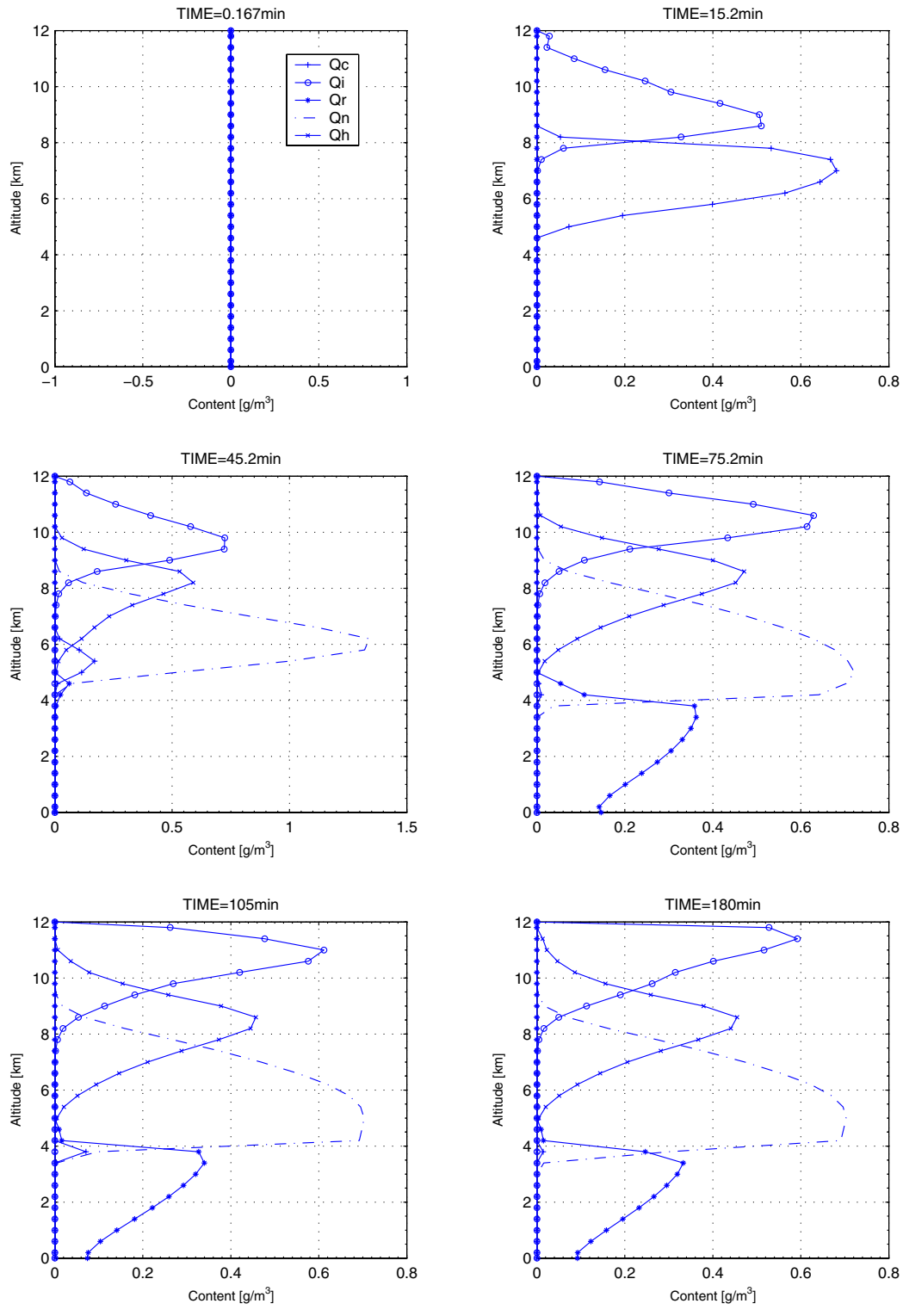


FIG. H.1.: Distribution verticale des contenu spécifique pour 6 pas de temps de la simulation de référence

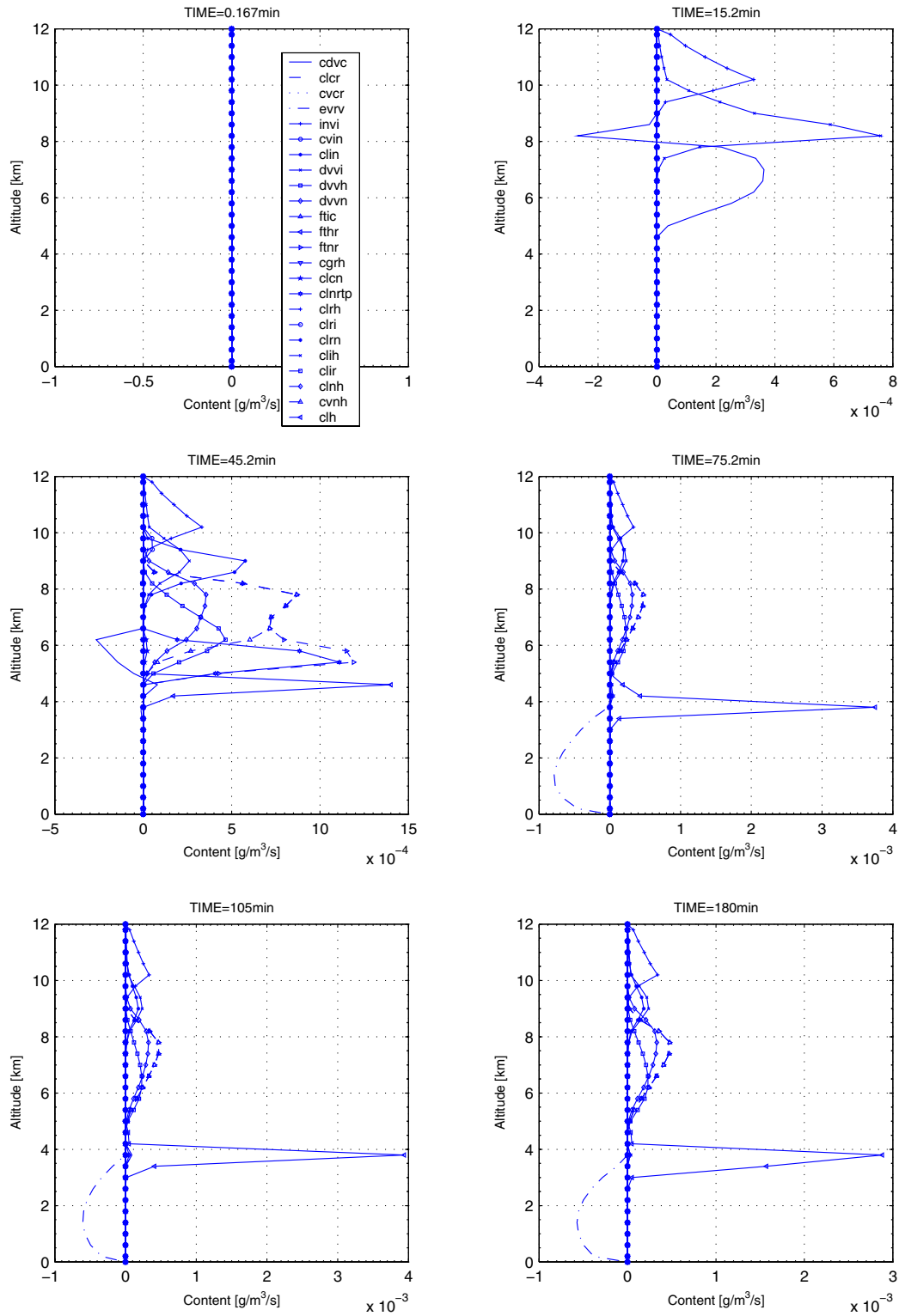


FIG. H.2.: Distribution verticale des taux de transfert de microphysique pour 6 pas de temps de la simulation de référence

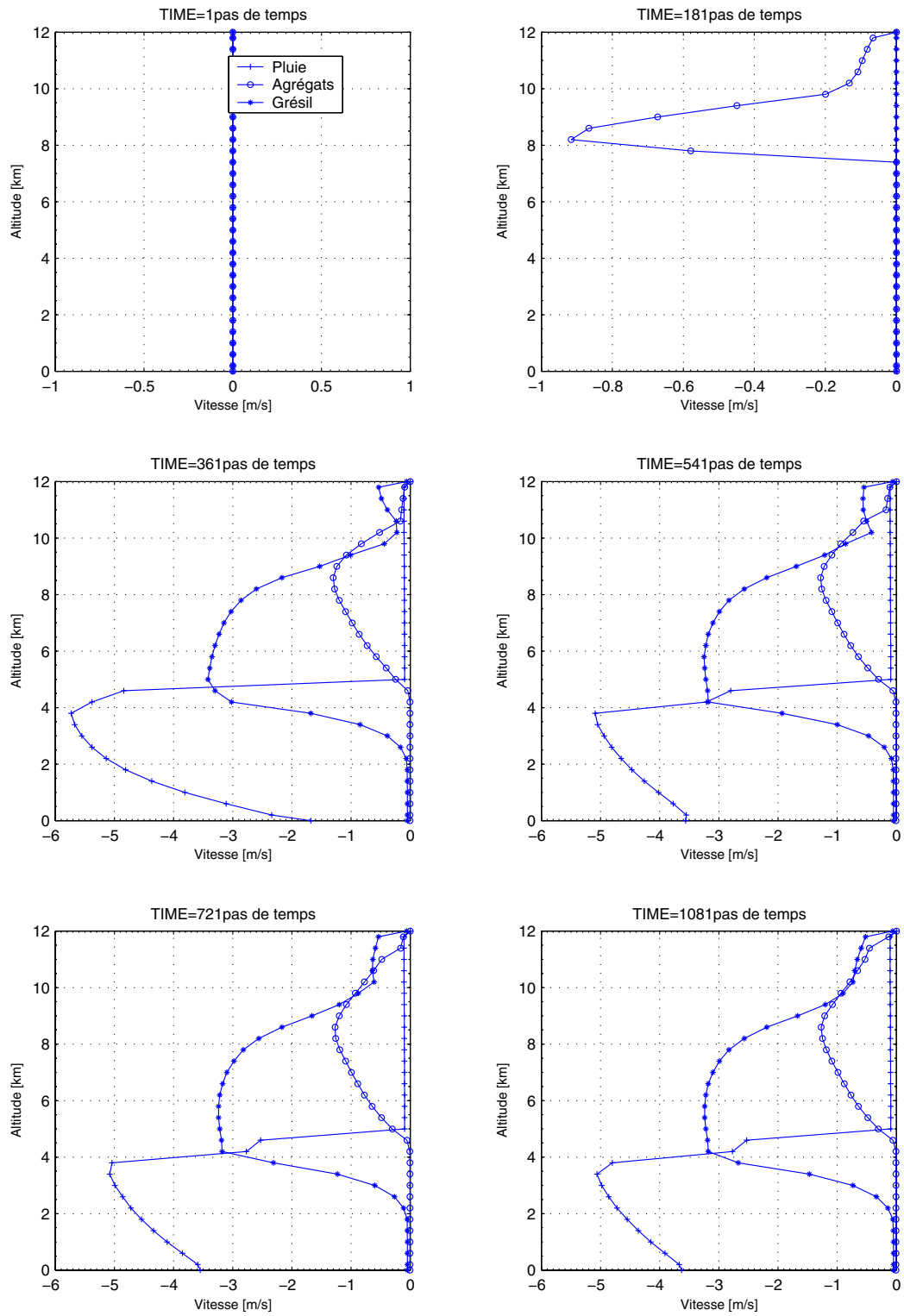


FIG. H.3.: Répartition verticale des vitesses de chute pour 6 pas de temps de la simulation de référence

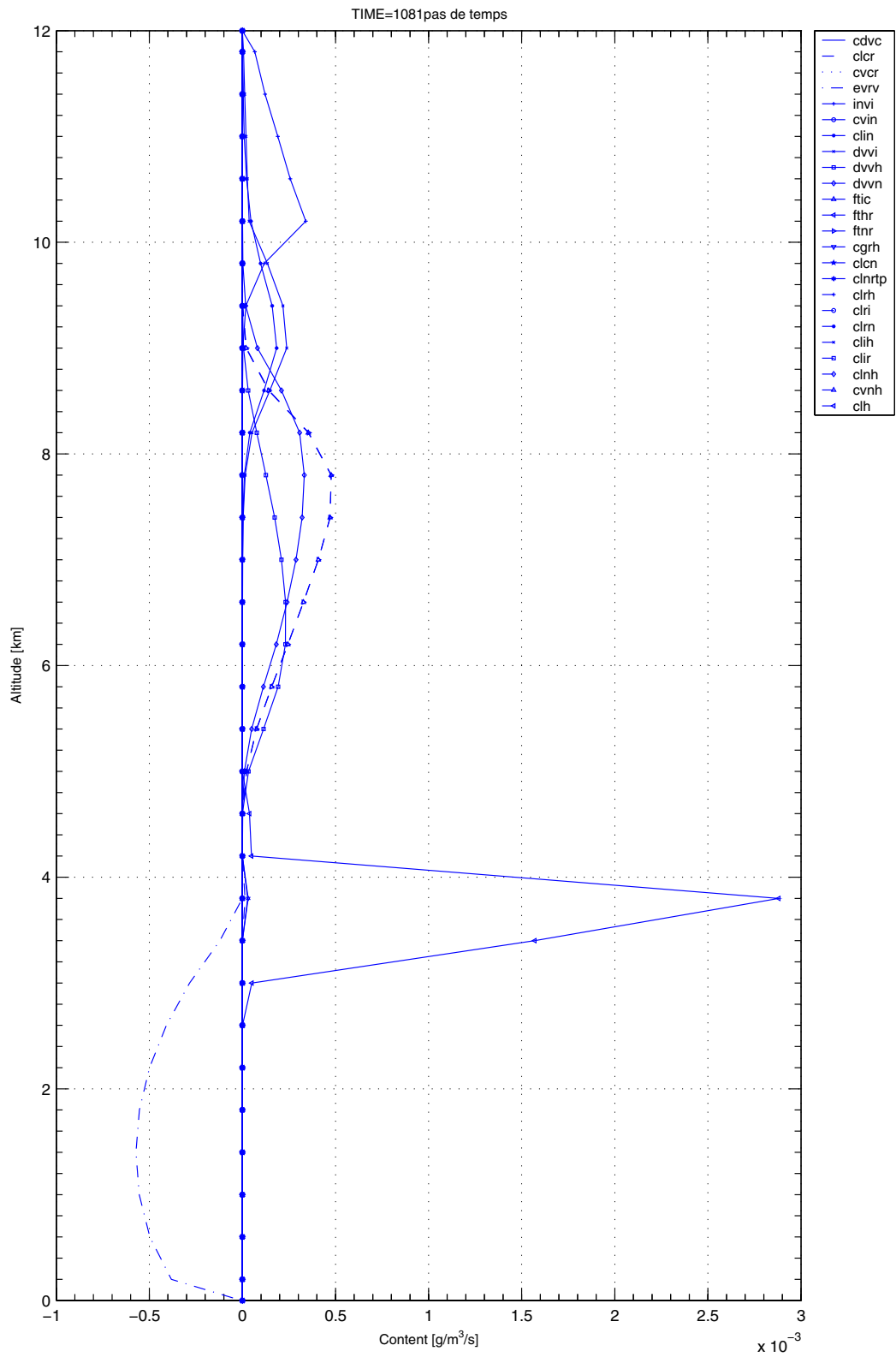


FIG. H.4.: Répartition des transferts de microphysique à l'issu de la simulation de référence

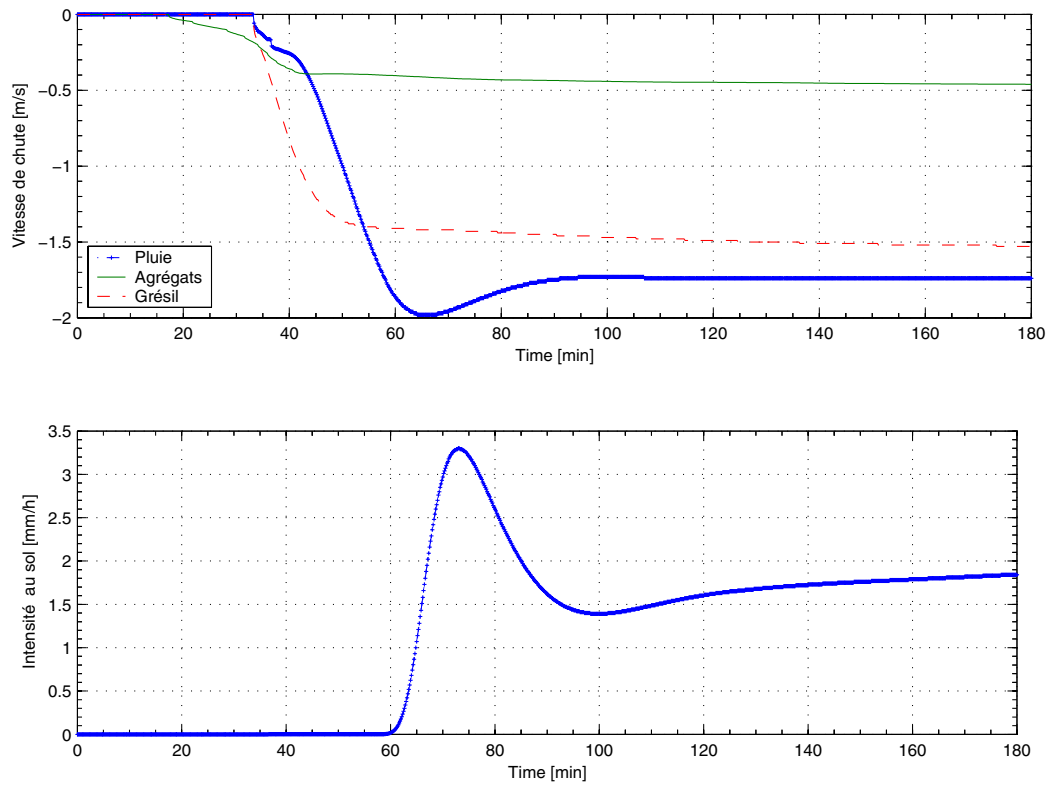


FIG. H.5.: Evolution temporelle des vitesses de chute moyenne dans la colonne mono-dimensionnelle et intensité de précipitation au sol

I. Simulation convective tri-dimensionnelle

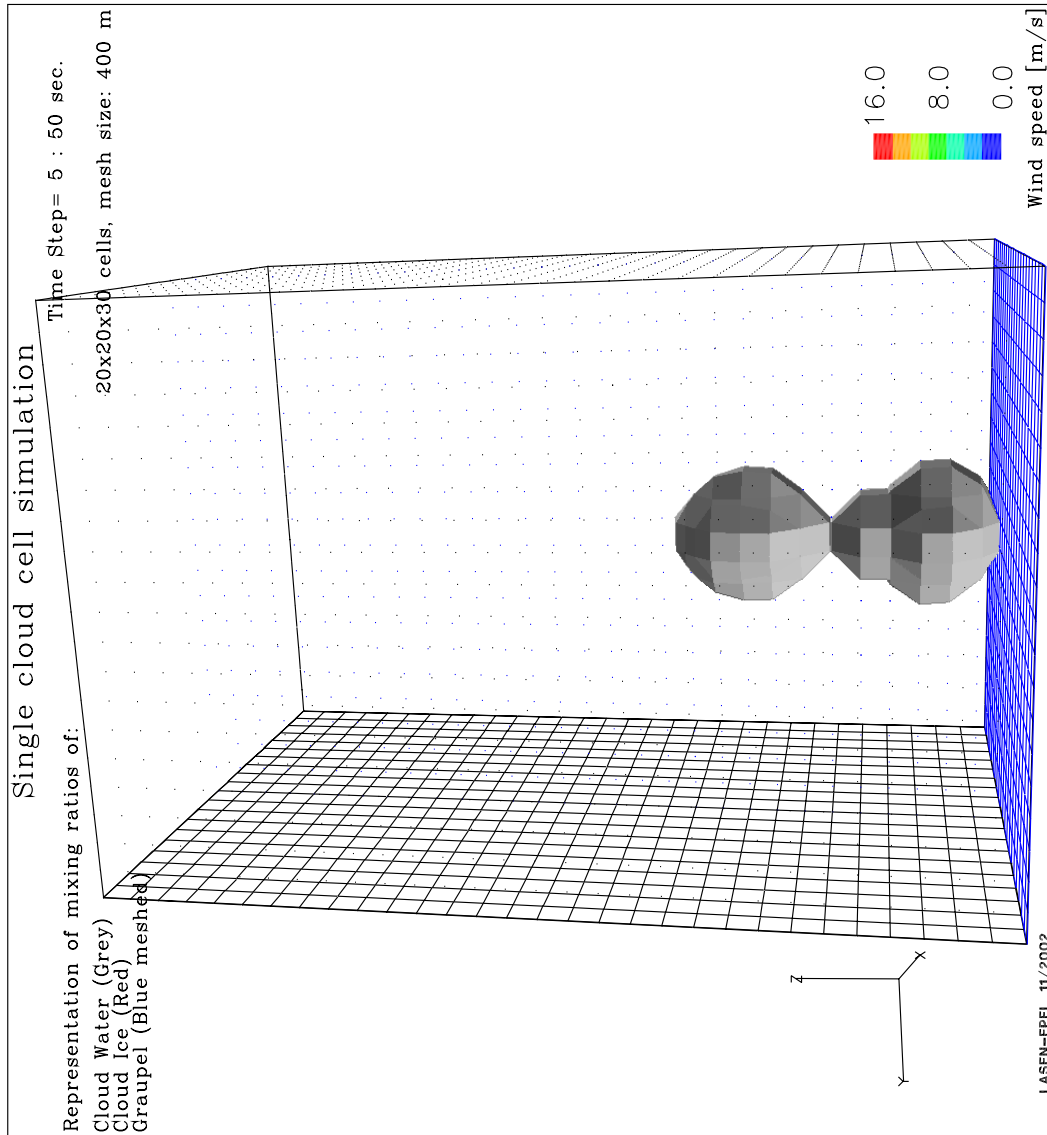


FIG. 1.1.: Isosurface des contenus de la simulation d'une cellule isolé (solution à 50 sec.)

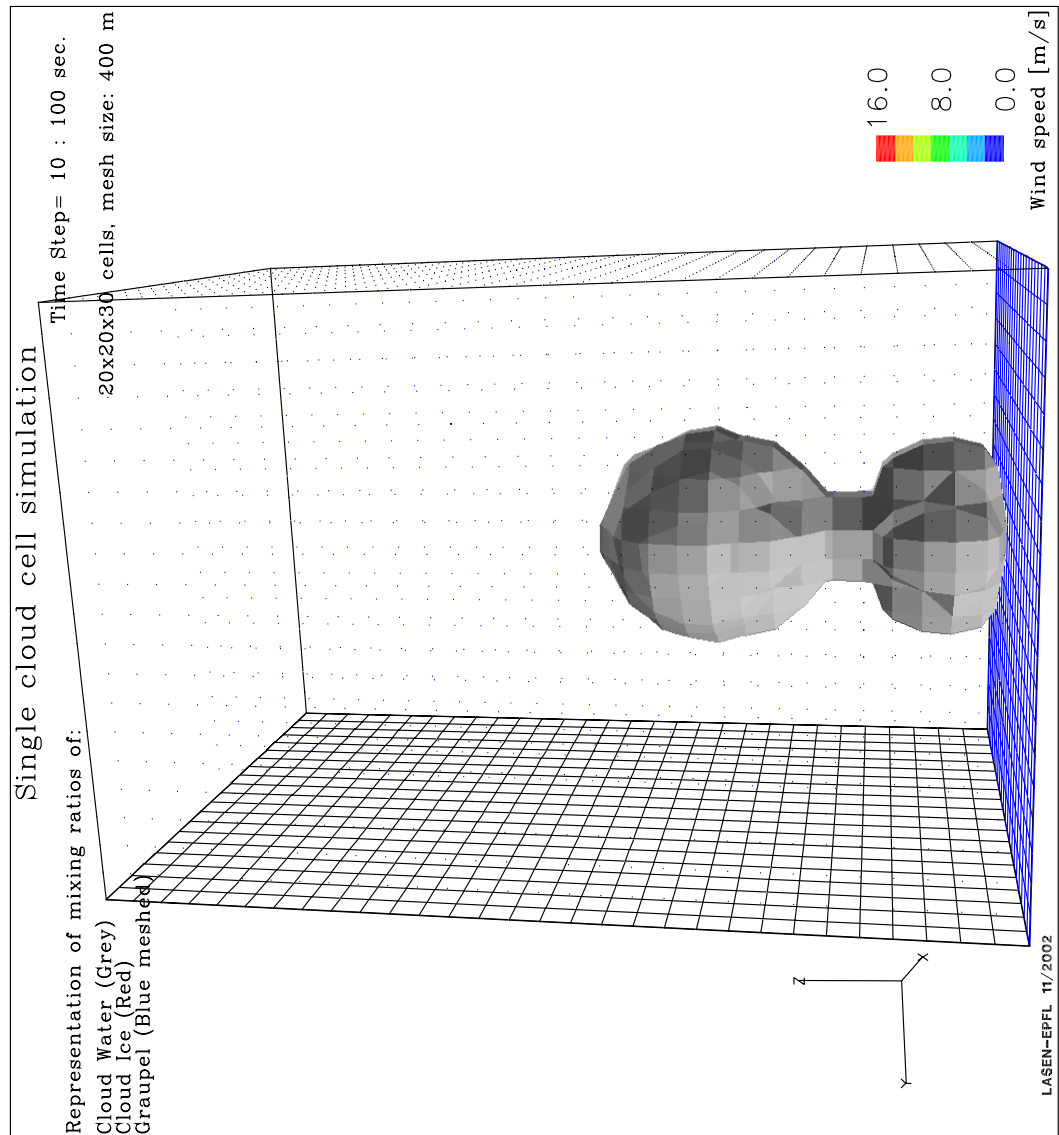


FIG. 1.2.: Isosurface des contenus de la simulation d'une cellule isolé (solution à 100 sec.)

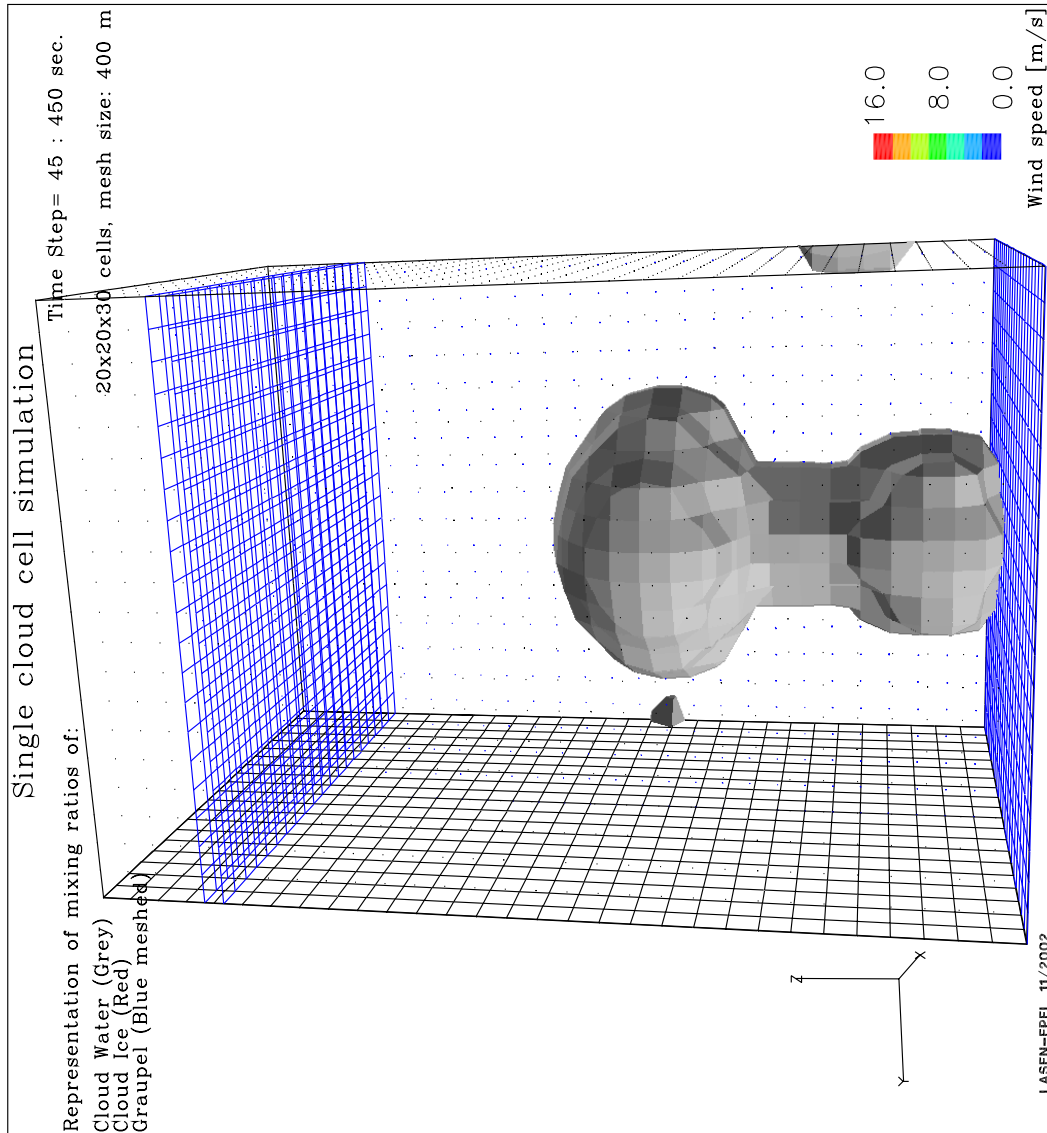


FIG. 1.3.: Isosurface des contenus de la simulation d'une cellule isolé (solution à 450 sec.)

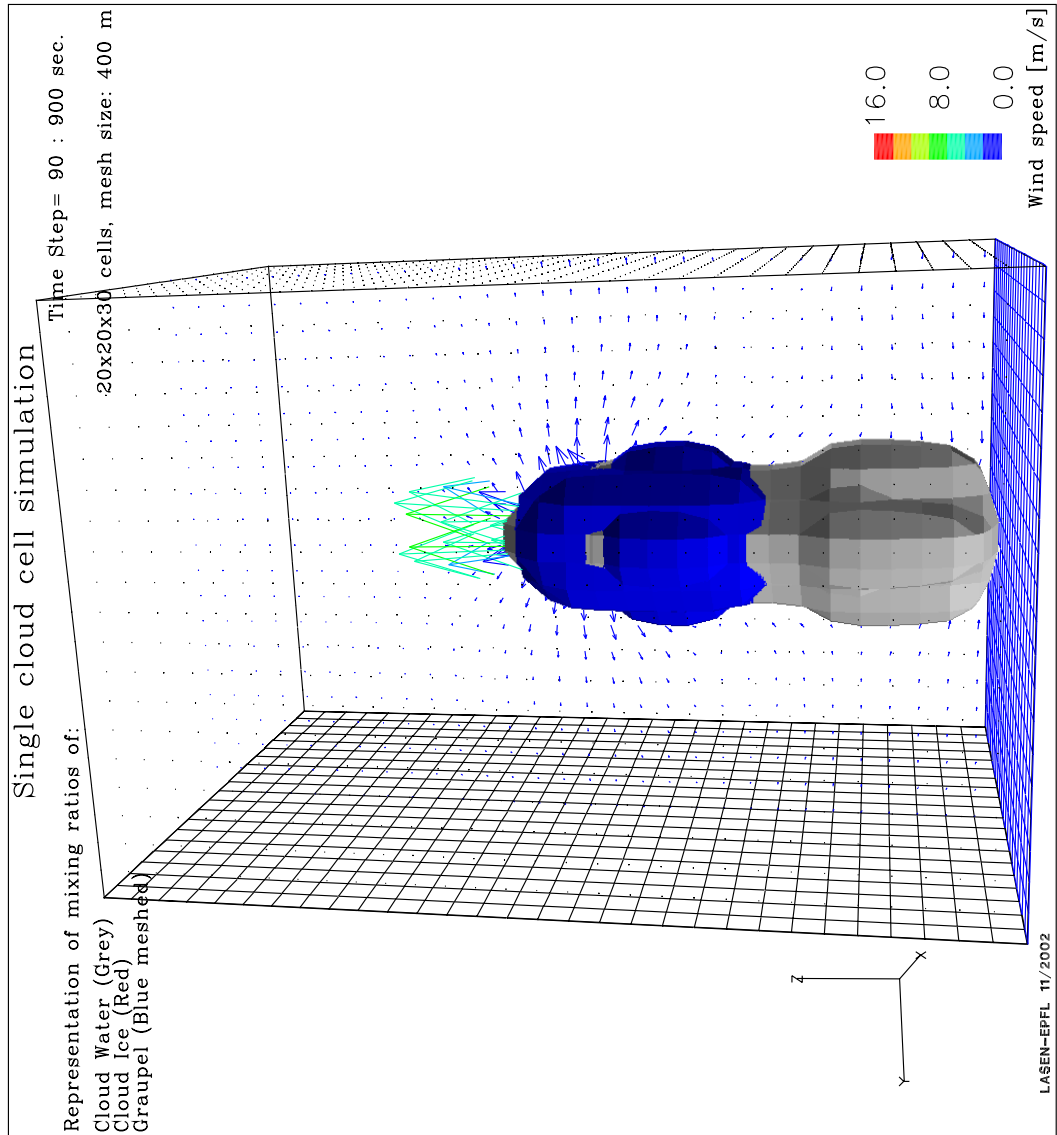


FIG. 1.4.: Isosurface des contenus de la simulation d'une cellule isolé (solution à 900 sec.)

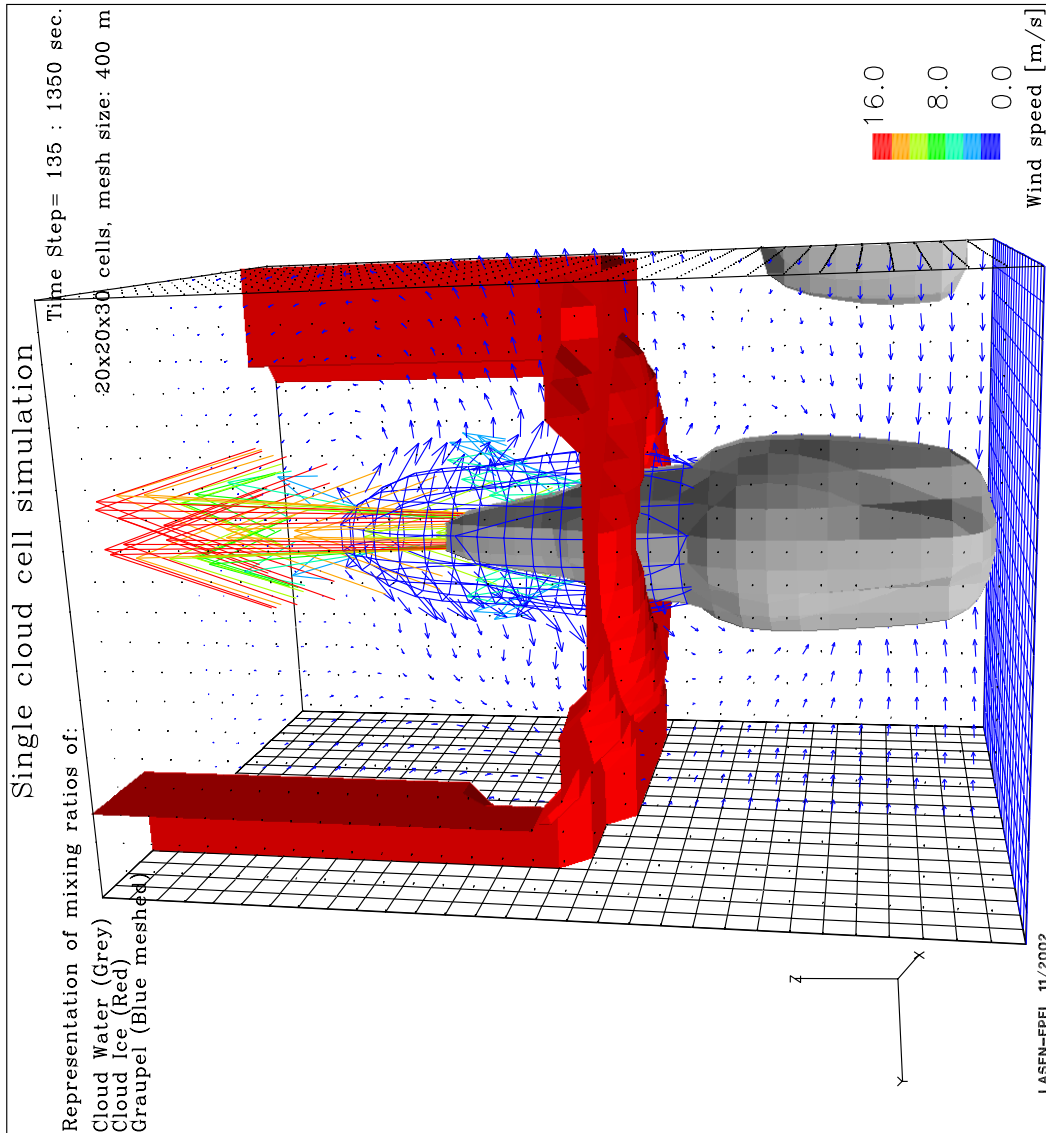


FIG. 1.5.: Isosurface des contenus de la simulation d'une cellule isolé (solution à 1350 sec.)

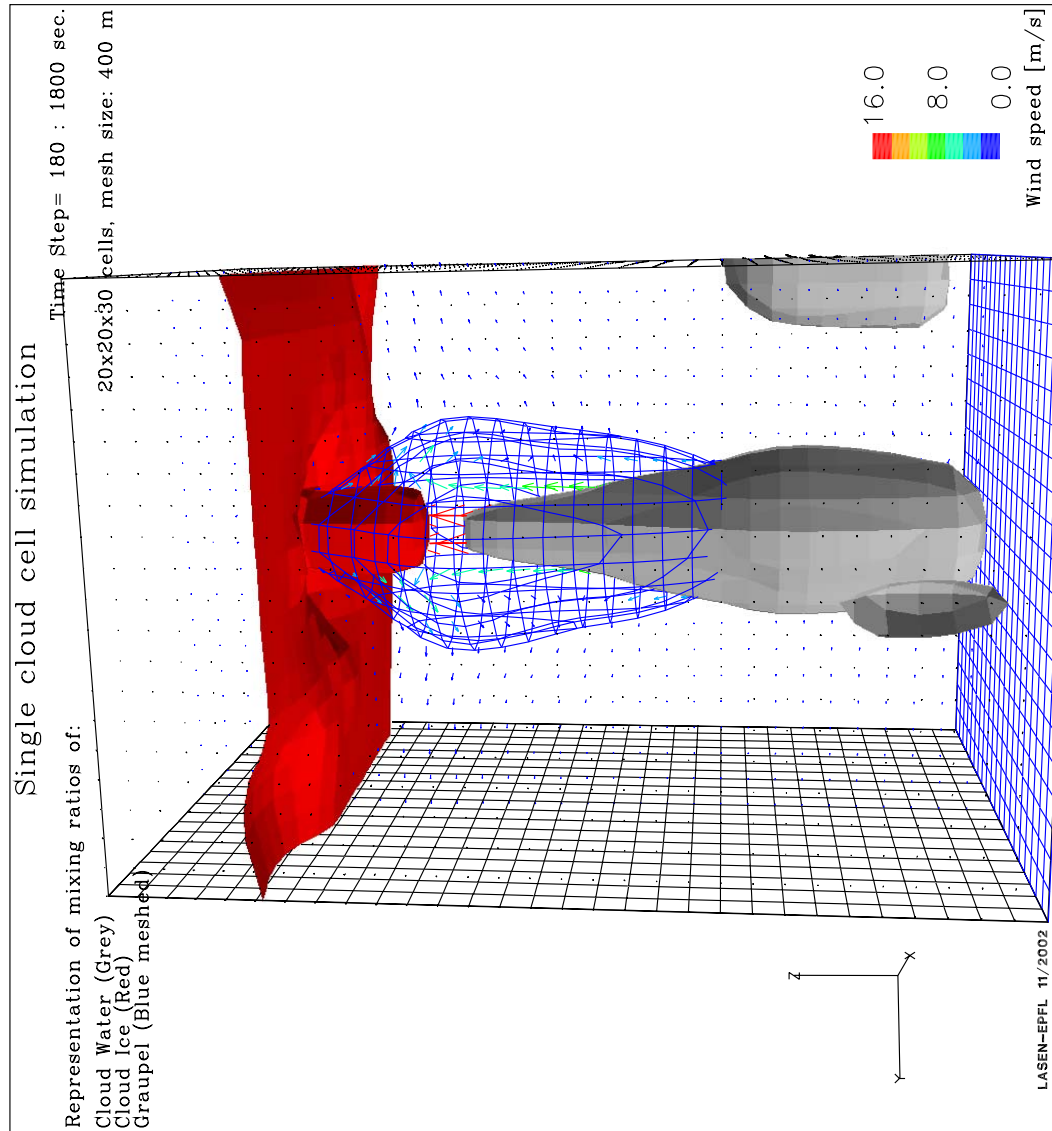


FIG. 1.6.: Isosurface des contenus de la simulation d'une cellule isolé (solution à 1800 sec.)

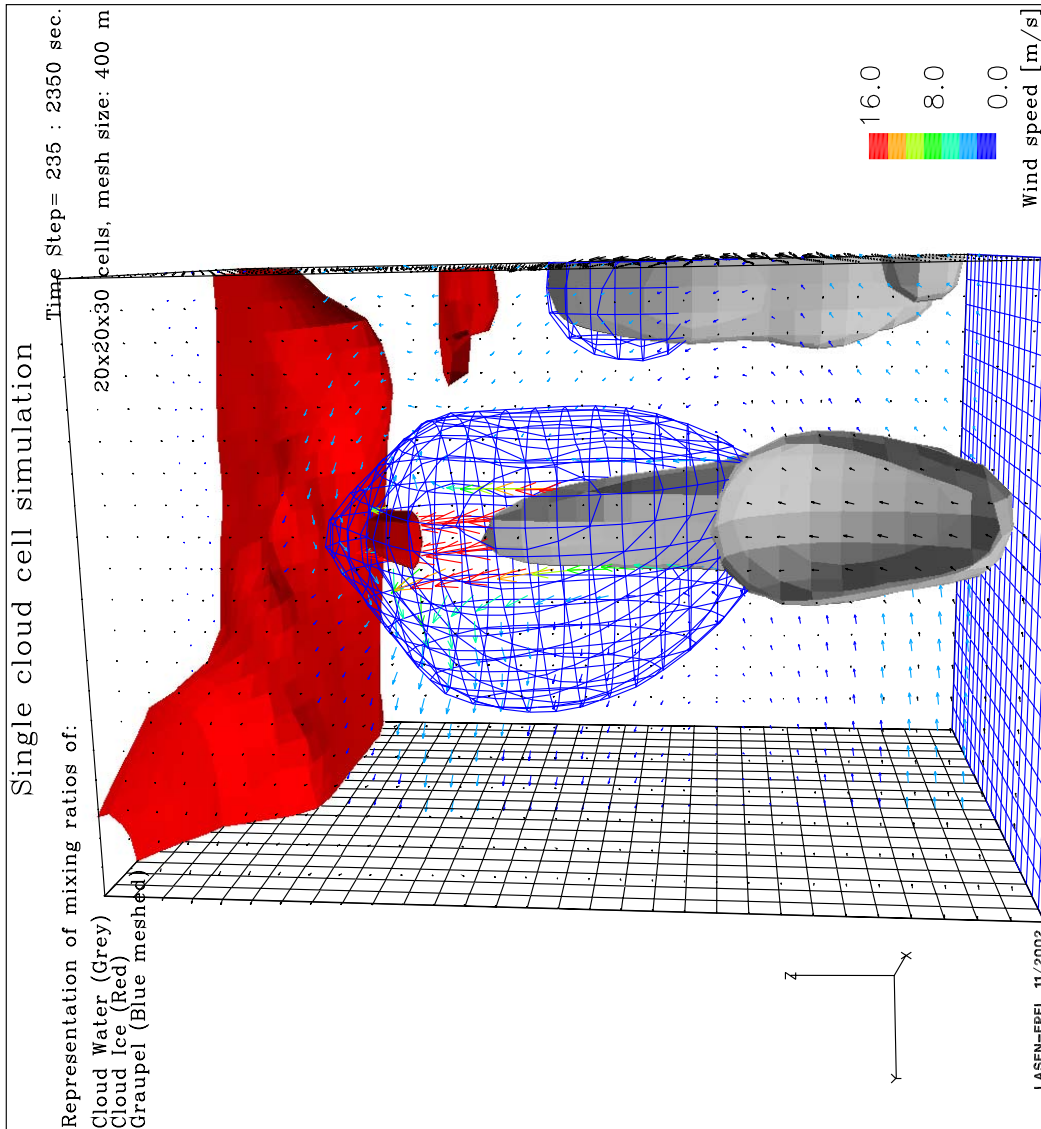


FIG. 1.7.: Isosurface des contenus de la simulation d'une cellule isolé (solution à 2350 sec.)

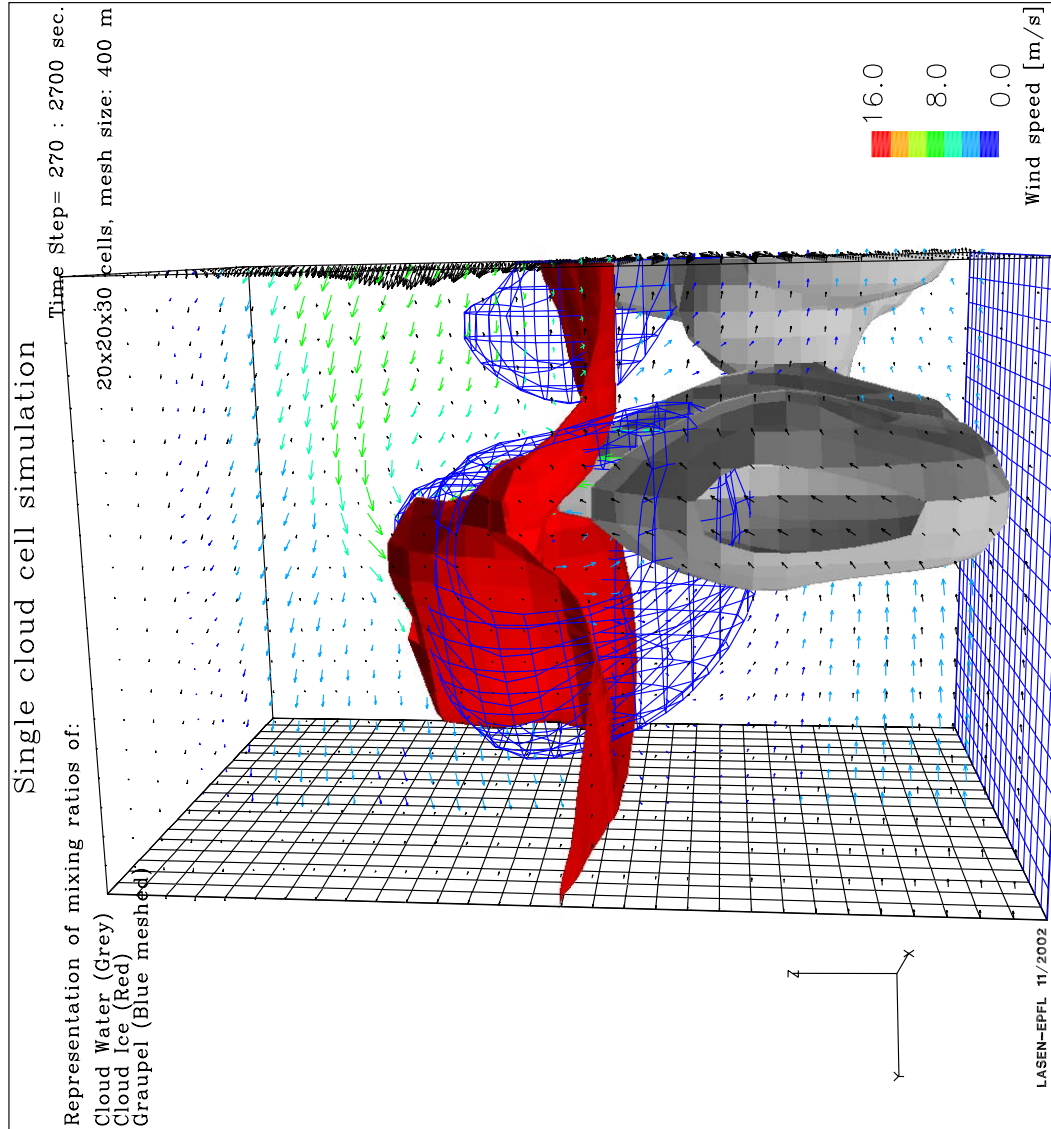


FIG. 1.8.: Isosurface des contenus de la simulation d'une cellule isolé (solution à 2700 sec.)

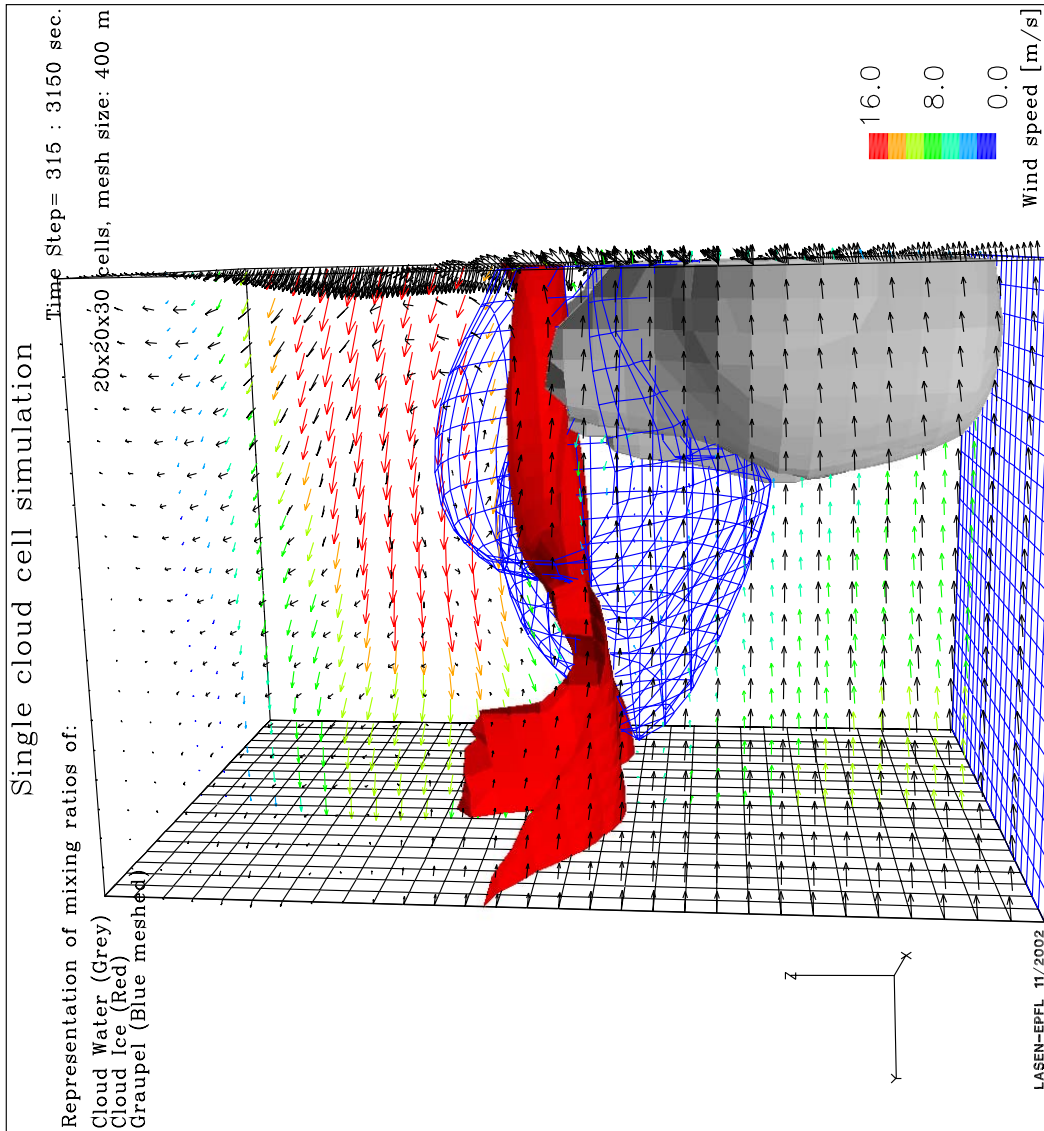


FIG. 1.9.: Isosurface des contenus de la simulation d'une cellule isolé (solution à 3150 sec.)

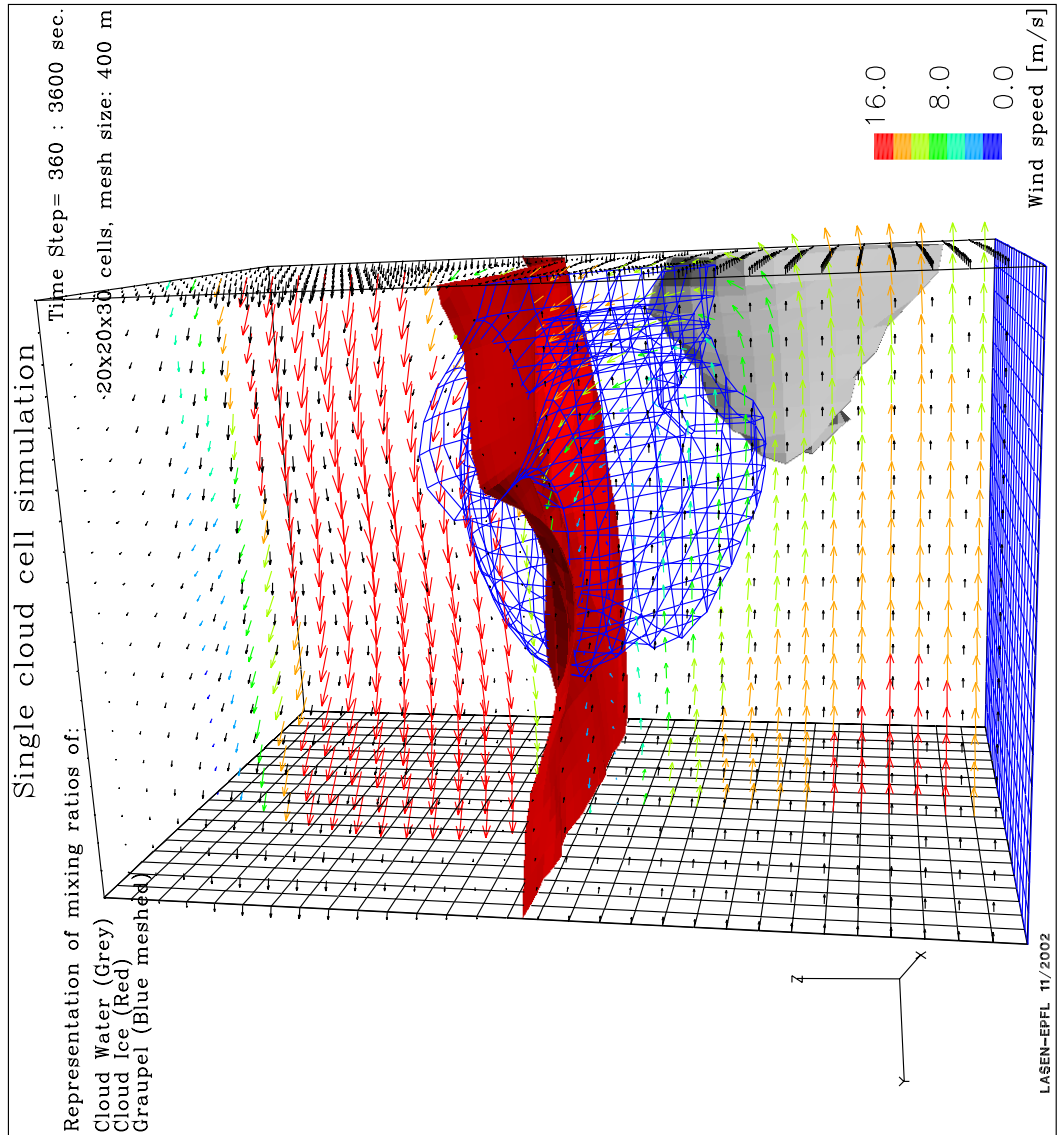


FIG. I.10.: Isosurface des contenus de la simulation d'une cellule isolé (solution à 3600 sec.)

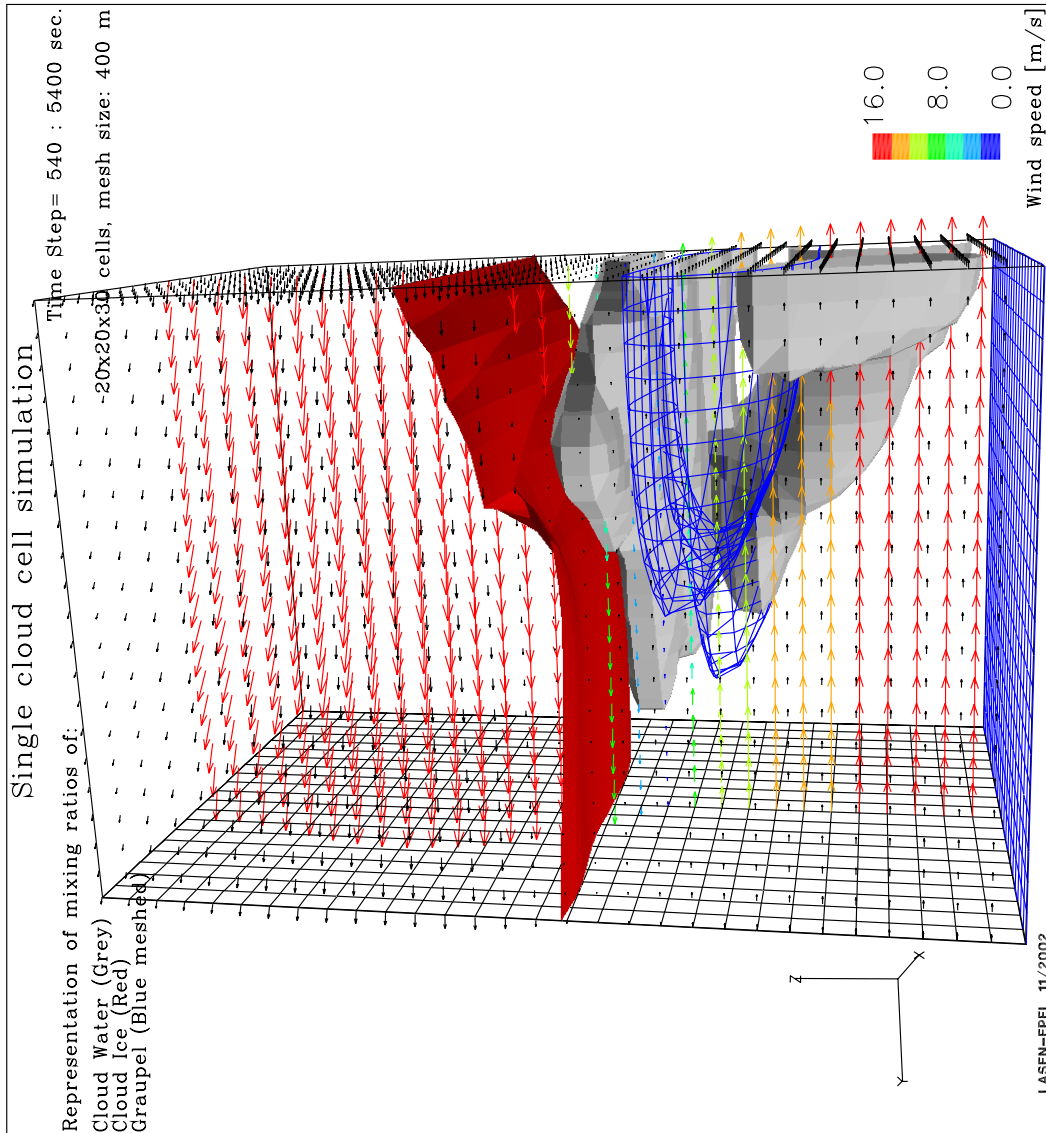


FIG. 1.11.: Isosurface des contenus de la simulation d'une cellule isolé (solution à 5400 sec.)

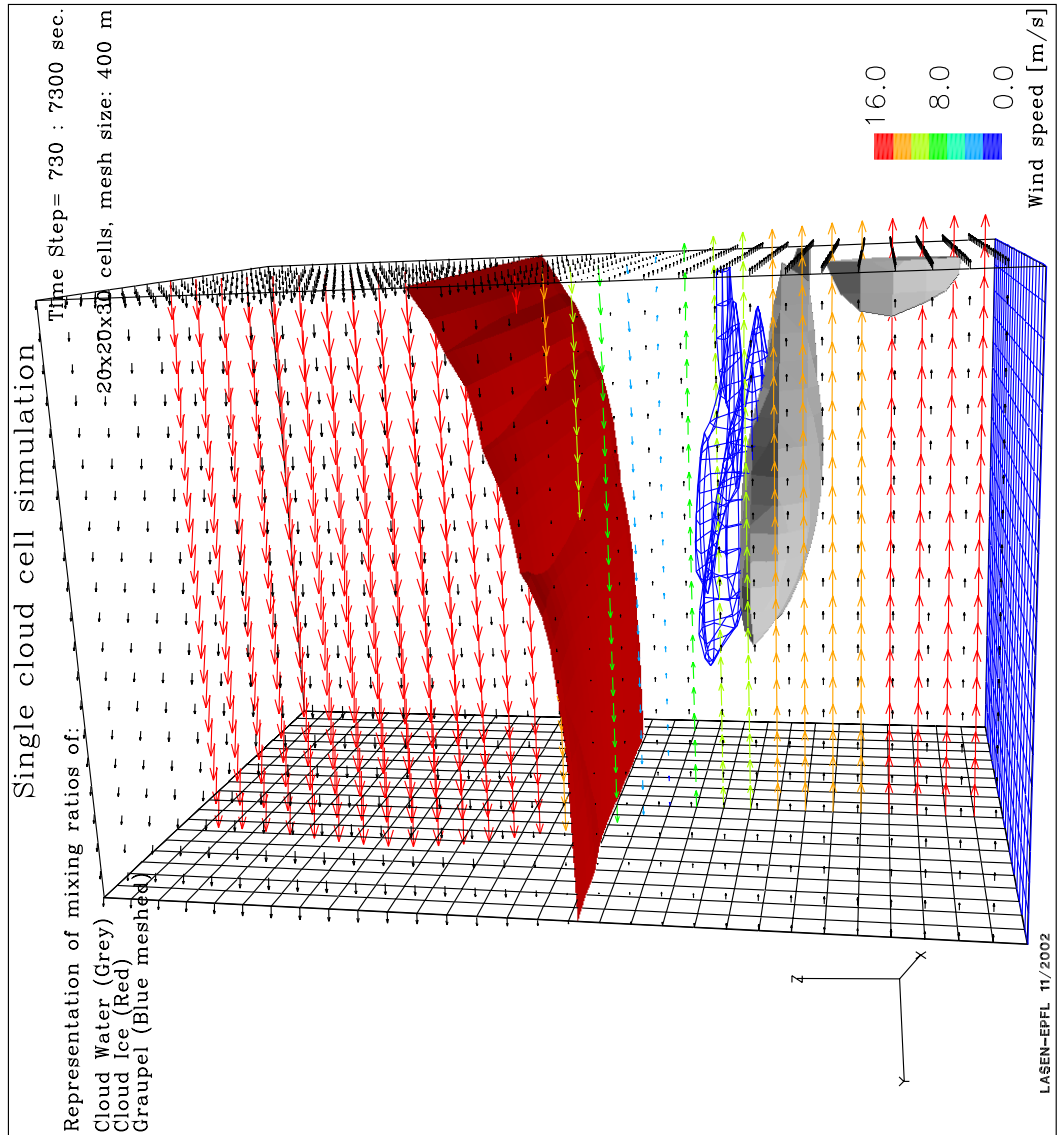


FIG. I.12.: Isosurface des contenus de la simulation d'une cellule isolé (solution à 7300 sec.)

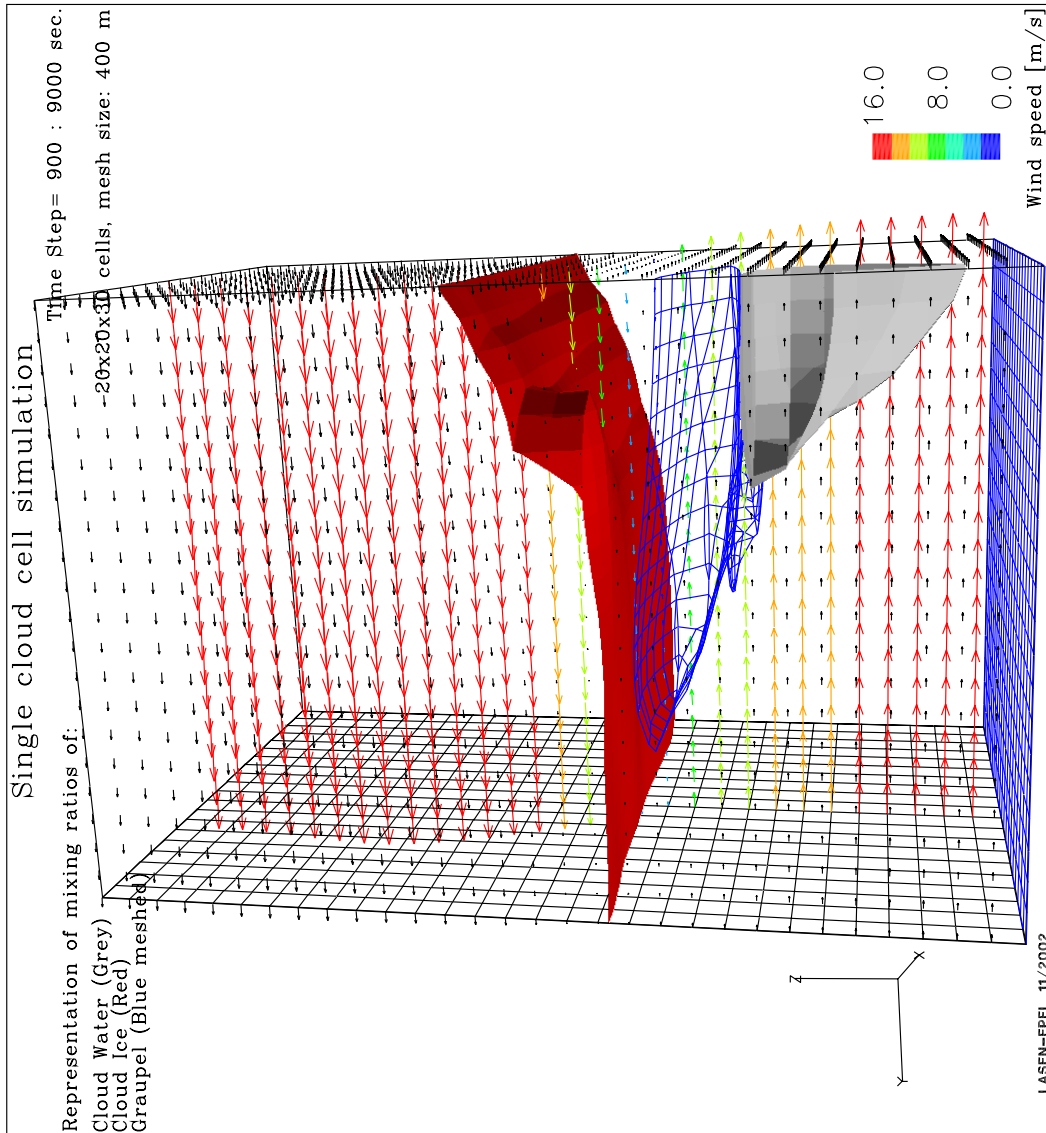


FIG. 1.13.: Isosurface des contenus de la simulation d'une cellule isolé (solution à 9000 sec.)

J. Utilisation du code de mécanique des fluides CFX4

Le code de calcul de mécanique des fluides CFX4 résout les équations de Navier-Stokes turbulentes ou systèmes d'équations de Reynolds (Garrat, 1992) pour tout fluide contenu dans le domaine de calcul. Ce domaine est défini par un fichier de géométrie (*.geo). La configuration de chaque simulation numérique s'opère à partir d'un fichier de commande (*.fc). Ce fichier permet de configurer une simulation par des mots clefs propres à CFX, dont les informations détaillées sont fournies dans le manuel AEA Technology (2001b). La syntaxe proposée suffit généralement pour résoudre les problèmes simples. Les simulations nécessitant des contraintes plus complexes telles que la physique et les hypothèses spécifiques de la dynamique de l'atmosphère sont alors configurées par l'intermédiaire de routines Fortran fournis avec CFX. Un fichier de paramètres propres au LASEN contient les constantes principales qui définissent la condition atmosphérique de la simulation.

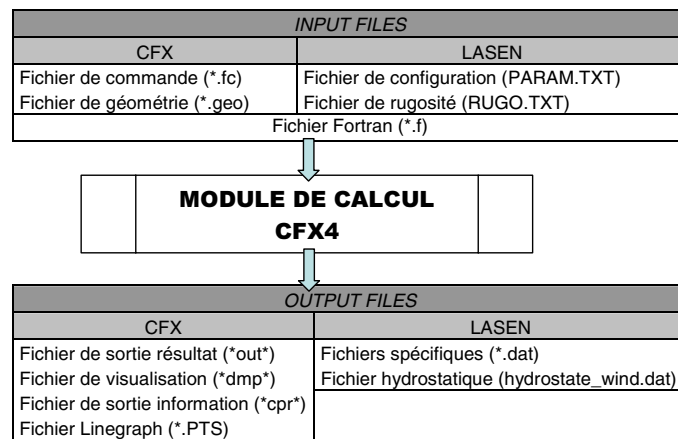


FIG. J.1.: Diagramme des fichiers d'entrées/sorties standards pour une simulation numérique avec CFX4.

A l'issue de la simulation réussie, 3 fichiers au minimum sont générés (cf figure J.1) : le fichier texte d'information défini par l'utilisateur (*.cpr), le fichier texte de sortie de configuration et de déroulement de la simulation (*.out.*),

et le fichier (binaire ou ASCII au choix) de sortie des résultats (*.dmp) pour la visualisation.

Les routines Fortran sont donc destinées à inclure les modifications requises dans le déroulement de la résolution des équations du problème de fluide.

Elles sont réparties en deux catégories :

- celles fournies par CFX dont le nom commence systématiquement par 'USR' (USRBCS pour la routine destinée à modifier les conditions de bord, USRBF pour modifier les forces volumiques. . .)
- celles écrites intégralement au LASEN, qui opèrent comme sous-routines.

Les routines fournies par CFX permettent de gérer en particulier les variables scalaires supplémentaires transportés par la dynamique des écoulements. Elles agissent en divers temps de la simulation et peuvent modifier les stratégies de résolution des équations. Les routines écrites au laboratoire consistent en modules de calculs spécifiques aux fluides de l'atmosphère et à la microphysique de l'eau.

Ces routines permettent globalement :

- de calculer l'état de référence hydrostatique de la situation atmosphérique considérée
- de calculer et d'imposer :
 - les conditions de bords et les conditions initiales de toutes les variables résolues :
 - vitesse de composantes u , v et w ,
 - énergie et dissipation turbulentes k et ε ,
 - densité de l'air ρ et pression dynamique p ,
 - énergie formulée en température potentielle θ et,
 - contenus en espèces d'eau vapeur q_v , eau nuageuse q_c , glace nuageuse q_i , pluie q_r , grésil q_h et agrégats q_n (page 124),
 - les termes sources/puits des équations transport-diffusion durant les itérations et à l'issue d'un pas de temps,
 - les forces volumiques dans chaque cellule de calcul,
 - les vitesses de chute des 3 scalaires précipitant de microphysique (pluie, grésil et agrégats),
- de modifier les schémas numériques d'advection,
- de générer et configurer les fichiers de sortie,
- . . .

Les conditions de bord sont définies sur les 6 frontières du domaine parallélépipédique (figure J.2). Elles correspondent dans la plupart des simulations aux 2 faces verticales d'entrée (INLET1 et INLET2), au sommet (TOP), au sol (GROUND) et aux 2 faces verticales de sortie du domaine. L'attribution des Inlets 1 et 2 aux faces 'North', 'East', 'South', ou 'West' du domaine s'opère à partir du fichier de commande (*.fc) dont les détails sont fournis au chapitre J.3.

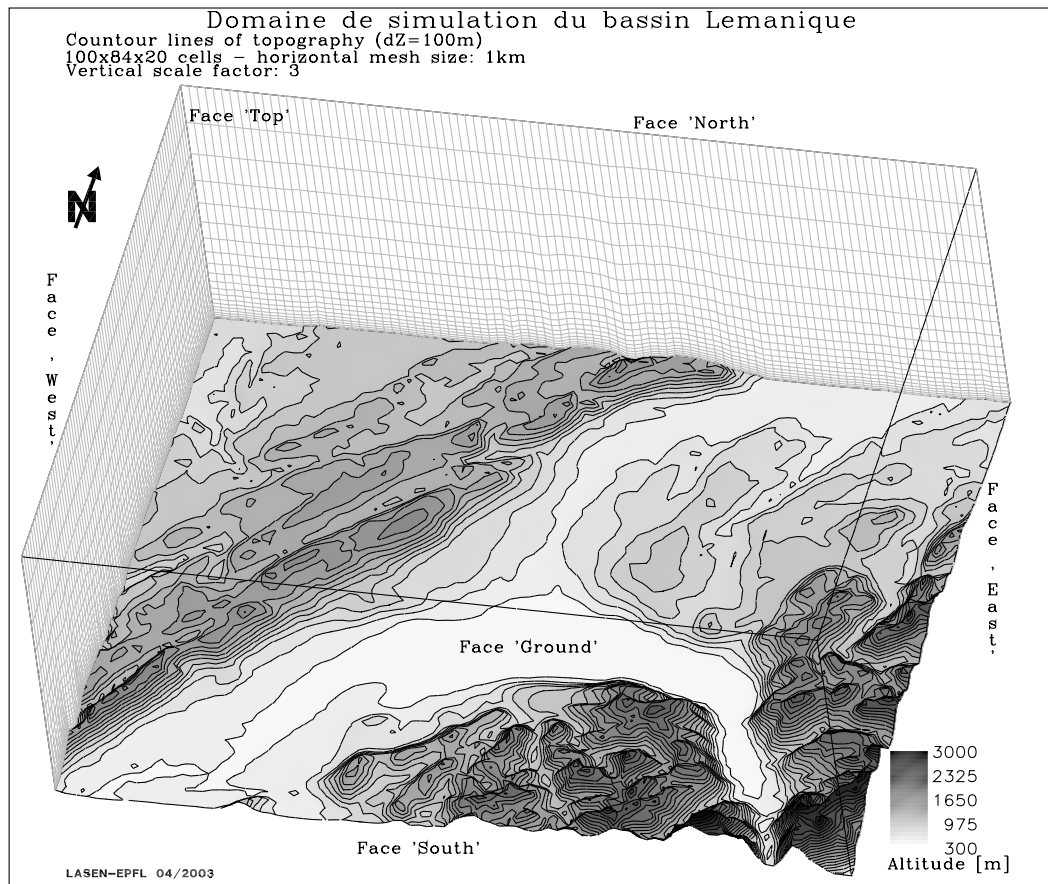


FIG. J.2.: Désignation des faces d'un domaine de simulation monobloc, ici l'arc lémanique. Les faces 'North' et 'West' montrent le maillage vertical du domaine

Faces INLET1 sont définis en condition de Dirichlet (la valeur du scalaire est fixée) pour les variables : u , v , w , θ , k et ε . Pour la pression, les conditions de type Neumann sont imposées (la valeur du gradient normal à la surface est nulle).

Le patch TOP est défini en condition de pression c.a.d en condition de Dirichlet pour la pression (on impose la valeur du scalaire) et en condition de Neumann pour la vitesse, et l'énergie et la dissipation turbulente. Selon que le flux soit entrant ou sortant à travers la surface de pression, les scalaires transportés (tels que θ et q_v) sont traités respectivement en conditions de Dirichlet ou Neumann. Pour des conditions de flux sortant il faut noter que les conditions de Neumann sur la vitesse correspondent à une situation d'écoulement entièrement développée, il faut donc faire attention à ne pas avoir de fortes pentes près d'une condition de bord en pression.

Face GROUND : Ce patch est de type WALL, il permet d'imposer les profils de couche limite à l'intérieur du domaine et peut être défini avec une

conductibilité thermique. Si ce patch est tridimensionnel, il est possible de résoudre sur son volume, l'équation de transfert de chaleur dans un milieu solide.

Les conditions de bord de sortie du domaine (les deux faces géographiques du domaine non désignées de type `INLET`) sont définies en pression (même type que les conditions de bord de la face `TOP` dans le fichier de commande. Elles ne nécessitent pas d'interventions et imposent les conditions définies par défaut à toutes les variables du calcul.

J.1. Le fichier de configuration

Le fichier de configuration se nomme '`Param.txt`' dans le programme Fortran. La liste des paramètres contenus dans ce fichier est donnée dans le tableau J.1. Ces paramètres peuvent être regroupés selon leurs attributions.

Les paramètres géométriques concernent les dimensions physiques du domaine de simulation (`XXM`, `YYM` et `ZXM`). En fait, seul `ZXM` est utilisé dans le calcul comme borne supérieure de l'intégrale qui définit la pression hydrostatique.

Les paramètres de la dynamique de l'écoulement définissent les variables de base du problème atmosphérique :

- `VNGEO` et `VANGLE` sont respectivement la vitesse géostrophique et sa direction définit par rapport au Nord géographique de valeur 0° (les vents d'Est, de Sud et d'Ouest sont respectivement d'angles géostrophiques 90°, 180° et 270°),
- `GRACCL` est utilisé à travers sa valeur absolue pour définir l'intensité de la force gravitationnelle.
- `CPAIR` est la capacité calorifique de l'air à pression constante. `RAIR` est la constante des gaz parfait pour l'air sec.
- `PRGRND` est la pression au niveau de la mer. Il faut noter que dans des versions précédentes du code de calcul, cette valeur servait aussi comme pression de référence pour la température potentielle. Aujourd'hui une variable `PRSREF` interne au code est utilisée et vaut 1000 *hPa* ce qui est plus fidèle à la littérature.
- `FCOR` représente le paramètre de Coriolis ; il vaut 10^{-4} s^{-1} à 45° de notre latitude terrestre. `HEMISP` oriente correctement la force de Coriolis selon que le domaine de simulation se trouve dans l'hémisphère Nord ou Sud (`HEMISP`=±1).
- `USTAR`, `DEGRND` ne sont pas utilisés puisqu'ils sont maintenant calculés dynamiquement par le code. Le champ de u_* est calculé dans la routine '`Roughness.f`'; il correspond à la solution de la fonction '`F.f`'. `DEGRND` est calculé à la lecture du fichier '`Param.txt`' à partir des valeurs de la pression et de la température réelle à l'altitude de référence (`PRGRND` et `T1`).

- VISZERO et ZABSOR ne sont plus utilisés. Ils servaient dans une version précédente du code à définir la hauteur de la couche d'absorption au plafond du domaine pour éviter les réflexions d'ondes de pression. Ce problème a été contourné en utilisant des conditions de bord de type pression au sommet du domaine.
- DALPHA permet de modifier l'ouverture de la spirale d'Ekman en fonction de la stabilité de l'atmosphère (consulter les pages B-27-29 de Montavon, 1998).

Les paramètres de la thermique de l'écoulement définissent le profil hydrostatique de température réelle et certaines constantes pour les fonctions de pression de vapeur saturantes par rapport à l'eau et à la glace. Il y a 2 façons de définir ce profil : par morceaux (lorsque STEMP vaut 1) et par gradient (si STEMP est différent de 1).

- ZT1, T1, ZT2, T2, ZT3, T3 et ZT4, T4 permettent de définir le profil de température sur 4 morceaux. La température T_i est imposée à l'altitude ZT_i pour $i=1$ à 4. Les variations entre les altitudes ZT_i sont calculées linéairement. Il est nécessaire que ZT1 soit inférieur ou égal à l'altitude minimale du terrain. La température ZT4 est imposée constante pour toutes les altitudes du domaine supérieures à ZT4.
- DTDZ, DTDZINV et ZINV permettent de définir par gradient le profil vertical de température hydrostatique. Le gradient de température DTDZINV est imposé pour les altitudes inférieures à ZINV, le gradient DTDZ est imposé au-dessus de cette cote.

Le tableau J.1 dresse la liste des paramètres contenus dans le fichier 'Param.txt'.

J.2. Le fichier de géométrie

Le fichier de géométrie (*.geo) est généralement généré par l'application MeshBuild livré avec CFX. C'est un fichier texte qui comporte un en-tête contenant le nombre de blocs constituant le domaine, leurs dimensions respectives, le type de patch associé à chaque face et bien d'autres informations topologiques... Le corps du fichier est constitué de la liste des coordonnées des points de coins de chaque cellule (ou VERTICES selon le jargon de CFX). Tous les détails sur le fichier de géométrie sont donnés dans le AEA Technology (2001a).

J.3. Le fichier de commande

Le fichier de commande (*.fc) sert à la configuration de la simulation. C'est un fichier texte écrit en langage de commande selon une syntaxe stricte

<i>No</i>	<i>Valeurs</i>	<i>Nom Code</i>	<i>Description</i>	<i>Unités</i>
1	8000	XXM	domain dimension along X axis	[m]
2	8000	YMX	domain dimension along Y axis	[m]
3	12000	ZMX	domain dimension along Z axis	[m]
4	-9.81	GRACCL	gravitational acceleration	[m/s ²]
5	1.80E-05	VISZERO	dynamic viscosity constant value	[Pa.s]
6	10000	ZABSOR	viscosity constant below ZABSOR	[m]
7	1005	CPAIR	specific heat at constant pressure	[J/kg/°K]
8	287.05	RAIR	perfect gas constant	[Pa.m ³ /kg/°K]
9	101325	PRGRND	ground pressure	[Pa]
10	1.2256	DEGRND	ground density	[kg/m ³]
0	0		REAL TEMPERATURE PROFILE	
11	0	STEMP	(=1⇒ by alt., ≠ 1⇒ by grad.)	
12	11000	ZT4	limite sup. de la quatrième couche	[m]
13	227	T4	température réelle à ZT4	[°K]
14	5000	ZT3	limite sup. de la troisième couche	[m]
15	263	T3	température réelle à ZT3	[°K]
16	2000	ZT2	limite sup. de la deuxième couche	[m]
17	281	T2	température réelle à ZT2	[°K]
18	0	ZT1	limite sup. de la première couche	[m]
19	293	T1	température réelle à ZT1	[°K]
20	-6.50E-03	DTDZ	temp. grad. from ground to ZINV	[°K/m]
21	-1.00E-04	DTDZINV	temp. grad. from ZINV to ZMX	[°K/m]
22	8000	ZINV	inversion height	[m]
23	0.0001	FCOR	coriolis param at 45° of latitude	[s ⁻¹]
24	1.172	USTAR	vitesse de frottement	[m/s]
25	270	VANGLE	geostrophic wind angle	[°]
26	20	VNGEO	geostrophic wind speed	[m/s]
0	0		BEHAV. OF SATURATION	
27	273.16	TT0	water icing temperature	[°K]
28	611	WA	Constant of Tetens Formula	[Pa]
29	17.269	WB	Constant above water	[1]
30	35.86	WC	Constant above water	[°K]
31	21.87456	WWB	Constant above ice	[1]
32	7.66	WWC	Constant above ice	[°K]
33	0.622	VEPS	Dry air constant vapor ratio	[1]
34	1	DALPHA	thermal stability into coriolis	[1]
35	1	HEMISPH	(1 ⇒ hemis. nord, -1 ⇒ sud)	[1]

TAB. J.1.: Liste des paramètres du fichier de configuration.

(consulter le deuxième chapitre de AEA Technology, 2001b). Il permet de définir entre autre :

les caractéristiques générales de la simulation telles que :

- le nombre de dimensions du problème, et éventuellement le nombre de phases,
- la recherche d’une solution stationnaire ou instationnaire,
- l’ajout de variables scalaires supplémentaires transportées par l’écoulement,
- les caractéristiques du fluide :
 - turbulent ou laminaire,
 - compressible ou incompressible,
 - isotherme ou avec transfert de chaleur ;

la configuration de la stratégie de résolution dont :

- la liste des routines Fortran utilisateurs requise pour la simulation,
- les schémas d’advection et les valeurs des diffusions moléculaires,
- les conditions initiales simples et les options de redémarrage d’un calcul,
- les taux de relaxation pour chaque équation,
- les critères de convergence du calcul,
- le nombre de pas de temps, leur durée et l’adaptation éventuelle du pas de temps de calcul durant la simulation ;

la configuration des fichiers de sorties :

- le contenu des fichiers de sorties (dump file et linegraph) en termes de temps d’espace et de variables concernées,
- le format d’écriture binaire ou ASCII.

J.4. Fichiers d’entrées/sorties supplémentaires

De nombreux fichiers sont nécessaires à l’exécution d’un calcul. Les fichiers d’entrées contiennent les paramètres de la simulation ou les données topographiques et les longueurs de rugosité du domaine par exemple. Durant la simulation numérique du problème, les fichiers de sorties majoritairement en texte sont écrits sur le disque. Certains proviennent des routines CFX d’autres sont lus ou écrits à partir des routines propres au LASEN. Il est vivement conseillé de se reporter au tableau exhaustif des numéros d’entrées/sorties utilisés dans le programme pour désigner chacun des fichiers d’entrées/sorties.

J.4.1. Fichiers d’entrés

Le programme de résolution utilise généralement pour une simulation les fichiers suivant :

fichier de géométrie (*.geo)(cf chapitre J.2)

fichier de commande (*.fc)(cf chapitre J.3)

fichier Fortran (*.f) composé des routines CFX et des routines LASEN

fichier d'exécution en mode batch sur l'ordinateur (*.job)

fichier de re-démarrage est un fichier de résultats d'un calcul précédent qui va servir à initialiser le domaine et éventuellement les conditions de bord d'un nouveau calcul.

fichier de rugosité contient les longueurs de rugosité du sol dans l'ordre de lecture des cellules par CFX.

fichier de configuration ('Param.txt' cf section J.1)

fichier de base de données qu'utilise optionnellement CFX comme base d'informations relatives aux différents matériaux ou réactions chimiques intégrés au calcul.

J.4.2. Fichiers de sorties

Durant l'exécution du programme, les fichiers suivants sont générés :

fichier de résultats (*.fc.out.*) comprend toutes les informations requises à la simulation. Il peut selon les configurations du fichier de commande contenir aussi de nombreuses valeurs calculées tout au long de la simulation et la topologie du domaine. Il contient en tête de fichier la ligne de commande qui a servi à exécuter le code de calcul sur la machine, puis les instructions du fichier de commande et les réponses et avertissements éventuels du programme de calcul. Les fichiers de type linegraph contiennent les valeurs des variables aux points demandés.

fichier de visualisation (*.fc.dmp.*) est destiné aux applications spécifiques de visualisation de calcul scientifiques. Le contenu de ce fichier est définie dans le fichier de commande, il peut être écrit en binaire ou en texte. Il permet l'analyse et la représentation tri-dimensionnelle des phénomènes simulés.

fichier 'Ustar.txt' contient les valeurs de la vitesse de frottement u_* calculé en début de simulation.

fichier 'Hydrostate.f' contient les valeurs des champs hydrostatiques de référence pour la simulation.

fichier 'Param_read.txt' contient la valeur des paramètres lus dans le fichier de configuration (cf section J.1).

fichier 'Sverif.dat' est généré si les échanges de masse entre les espèces d'eau ne sont plus équilibré à 10^{-6} près durant le calcul. Il contient les coordonnées de la cellule où le critère n'est pas respecté et les valeurs de tous les taux de transferts de masse ainsi que les variables atmosphériques pour cette cellule.

fichier 'resume.dat' contient les moyennes sur les plans horizontaux du domaine des termes de microphysique tout au long de la simulation.

fichier 'zrate.f' contient les moyenne horizontale des termes de transferts de masse de la microphysique tout au long de la simulation

K. Diverses expressions mathématiques du modèle numérique

K.1. Équilibre hydrostatique et expression du terme de flottabilité

Pour une atmosphère en équilibre hydrostatique, avec un profil vertical de température donnée par $T_h(z)$, le profil de pression hydrostatique $p_h(z)$ est obtenu en intégrant la relation :

$$dp_h = -\rho_h g dz \quad (\text{K.1})$$

$$= -\frac{p_h}{RT_h(z)} g dz \quad (\text{K.2})$$

$$(\text{K.3})$$

Pour une atmosphère isotherme, l'intégration conduit à :

$$p_h(z) = p_h(0) \exp\left(-\frac{g}{RT_h} z\right) \quad (\text{K.4})$$

L'intégration a été effectuée de manière discrète, en posant qu'à chaque niveau z_i , la température réelle $T(z_i)$ est constante. Le profil hydrostatique de densité est alors calculé à partir de la loi des gaz parfaits :

$$\rho_h(z) = \frac{p_h(z)}{RT_h(z)} \quad (\text{K.5})$$

De façon similaire, le profil de température potentielle hydrostatique est obtenu à partir de :

$$\theta_h(z) = T_h(z) \left(\frac{p(0)}{p_h(z)}\right)^{R/C_p} \quad (\text{K.6})$$

Pour dériver le terme de flottabilité apparaissant dans l'équation de la vitesse verticale, nous supposons d'abord que l'écart entre les conditions atmosphériques et l'équilibre hydrostatique est petit. Sous cette hypothèse,

nous pouvons écrire :

$$\rho = \rho_h + \rho' \quad (\text{K.7})$$

$$\theta = \theta_h + \theta' \quad (\text{K.8})$$

$$p = p_h + p' \quad (\text{K.9})$$

$$T = T_h + T' \quad (\text{K.10})$$

avec $\rho' \ll \rho_h, \theta' \ll \theta_h, T' \ll T_h, p' \ll p_h$.

A partir de la loi des gaz parfaits et de la définition de la température potentielle, on obtient :

$$\frac{dp}{p} = \frac{d\rho}{\rho} + \frac{dT}{T} \quad (\text{K.11})$$

$$\frac{d\theta}{\theta} = \frac{dT}{T} - \frac{R}{C_p} \frac{dp}{p} \quad (\text{K.12})$$

qui peut se combiner pour aboutir à :

$$\frac{d\rho}{\rho} = -\frac{d\theta}{\theta} + \left(1 - \frac{R}{C_p} \frac{dp}{p}\right) \quad (\text{K.13})$$

Si le nombre de Mach de l'écoulement est bien inférieur à 1, le second terme de l'équation K.13 peut être négligé et nous aboutissons à l'approximation :

$$\frac{d\rho}{\rho} = -\frac{d\theta}{\theta} \quad (\text{K.14})$$

qui peut s'écrire de façon équivalente par

$$(\rho_h - \rho) = \frac{\rho_h}{\theta_h} (\rho - \rho_h) \quad (\text{K.15})$$

qui est l'expressin qui est utilisé pour coupler l'équation de conservation de l'énergie avec celle de conservation de la quantité de mouvement pour la composante verticale de la vitesse.

K.2. Formulation de la conservation d'énergie en terme de température potentielle θ , selon Montavon (1998)

La première loi de thermodynamique s'écrit :

$$du = C_v dT = dh - p d\alpha \quad (\text{K.16})$$

où u représente l'énergie interne du fluide et α son volume spécifique. L'air de l'atmosphère est considéré comme un gaz parfait :

$$p\alpha = RT \quad (\text{K.17})$$

où $R = \frac{R^*}{m}$, avec R^* la constante universelle des gaz et m , la masse molaire de l'air.

En dérivant l'équation K.17, il vient :

$$pd\alpha + \alpha dp = RdT \quad (\text{K.18})$$

et donc :

$$\frac{dp}{p} = \frac{R}{p\alpha}dT - \frac{d\alpha}{\alpha} \quad (\text{K.19})$$

Par définition, la température potentielle s'écrit

$$\theta = T \left(\frac{p_0}{p} \right)^{R/C_p} \quad (\text{K.20})$$

On peut montrer que :

$$\frac{d\theta}{\theta} = \frac{dT}{T} - \frac{R}{C_p} \frac{dp}{p} \quad (\text{K.21})$$

$$= \frac{dT}{T} - \frac{R}{C_p} \left(\frac{R}{p\alpha}dT - \frac{d\alpha}{\alpha} \right) \quad (\text{K.22})$$

En utilisant la première loi de la thermodynamique, on obtient :

$$\frac{d\theta}{\theta} = \frac{dT}{T} - \frac{R}{C_p} \left(\frac{R}{p\alpha}dT - \frac{dh - c_v dT}{p\alpha} \right) \quad (\text{K.23})$$

En utilisant la relation suivante $c_p = c_v + R$, les équations K.17 et K.23 deviennent :

$$\frac{d\theta}{\theta} = \frac{dT}{T} \left(1 - \frac{R}{C_p} \right) \frac{R}{C_p} \left(\frac{c_v dT}{RT} + \frac{dh}{p\alpha} \right) \quad (\text{K.24})$$

$$= \frac{R}{c_p} \frac{dh}{p\alpha} \quad (\text{K.25})$$

L'équation de conservation de l'énergie s'écrit donc en terme de température potentielle :

$$\frac{d\theta}{\theta} = \frac{R}{C_p} \frac{\theta}{p\alpha} \frac{dh}{dt} \quad (\text{K.26})$$

$$= \frac{1}{c_p} \frac{\theta}{T} \frac{dh}{dt} \quad (\text{K.27})$$

où le terme de droite de l'équation représente les échanges de chaleur.

La dérivée particulaire de $\rho\theta$ s'écrit :

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho\theta) + \vec{\nabla} (\vec{v}\rho\theta) = \rho \left[\frac{\partial}{\partial t} \theta + \vec{v}\vec{\nabla} (\theta) \right] + \theta \left[\frac{\partial}{\partial t} \rho + \vec{\nabla} (\vec{v}\rho) \right], \quad (\text{K.28})$$

Or $\frac{\partial}{\partial t}\theta + \vec{v}\vec{\nabla}(\theta) = \frac{d\theta}{dt}$ et l'équation de continuité donne $\frac{\partial}{\partial t}\rho + \vec{\nabla}(\vec{v}\rho) = 0$. Ainsi, l'équation de conservation de l'énergie pour la température potentielle peut être écrite sous la forme :

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho\theta) + \vec{\nabla}(\vec{v}\rho\theta) = \rho\frac{d\theta}{dt} = \rho\frac{1}{c_P}\frac{\theta}{T}\frac{dh}{dt} + \text{diffusion} \quad (\text{K.29})$$

Pour les processus sans radiation ou dégagements de chaleur latente ($\frac{dh}{dt} = 0$), la température potentielle est conservé le long de la trajectoire, ce qui lui donne un réel intérêt comme variable de simulation des écoulements atmosphériques. On peut noter qu'en général, un terme de diffusion est introduit dans l'équation K.29, pour tenir compte du mélange turbulent.

K.3. Pression de vapeur saturante par rapport à l'eau et à la glace, selon Caniaux (1993)

On utilise pour cela la formule de Tetens (Murray, 1967)

$$e_s = 610.78 \exp\left(\frac{17.27(T - T_0)}{T - 35.86}\right) \quad (\text{K.30})$$

$$e_{si} = 610.78 \exp\left(\frac{21.87(T - T_0)}{T - 7.66}\right) \quad (\text{K.31})$$

Les unités sont le Pascal pour la pression et le degrés kelvin pour la température. T_0 désigne la température de congélation de l'eau (273.16°K). L'erreur relative de ces formules augmente lorsque la température diminue, mais reste inférieur a trois pour cent à -40 °C. Les humidités spécifiques saturantes par rapport à l'eau et à la glace sont données par les expressions suivantes :

$$q_s = \frac{\epsilon e_s}{P - (1 - \epsilon)e_s} \quad (\text{K.32})$$

$$q_{is} = \frac{\epsilon e_{is}}{P - (1 - \epsilon)e_s} \quad (\text{K.33})$$

où ϵ désigne le rapport des constantes des gaz de l'air sec à la vapeur ($\epsilon=0.622$).

K.4. Chaleurs latentes de vaporisation, sublimation et congélation, selon Caniaux (1993)

Elles sont établies d'après les formules de Clausius Clapeyron et de Tetens :

$$L_v = 17.27R_v T^2 \frac{(T_0 - 35.86)}{(T - 35.86)^2} \quad (\text{K.34})$$

$$L_s = 21.87R_v T^2 \frac{(T_0 - 7.66)}{(T - 7.66)^2} \quad (\text{K.35})$$

$$L_c = L_s - L_v \quad (\text{K.36})$$

où T_0 désigne la température de congélation de l'eau et où les chaleurs latentes sont exprimées en $J.kg^{-1}$.

K.5. Viscosité dynamique de l'air, selon List (1966)

$$\mu = \mu_0 (T' + T_c) \frac{T/T'^{\frac{3}{2}}}{T + T_c} \quad (\text{K.37})$$

où $\mu_0 = 1.83254 \times 10^{-5} \text{kg}/(\text{m.s})$, $T' = 296.16 \text{ °K}$ et $T_c = 120 \text{ °K}$. La viscosité dynamique est exprimé en N.s.m^{-2} . La viscosité cinématique ν est obtenue en divisant la viscosité dynamique par la densité de l'air ρ , elle s'exprime en $\text{m}^2.\text{s}^{-1}$.

K.6. Conductivité thermique de l'air, selon Caniaux (1993)

$$K = K_0 \left(\frac{\mu}{\mu_1} \right) \quad (\text{K.38})$$

où $K_0 = 2.43 \times 10^{-2} \text{J}/(\text{m.s. °K})$ et $\mu_1 = 1.718 \times 10^{-5} \text{kg}/(\text{m.s})$

K.7. Diffusivité de la vapeur d'eau dans l'air, selon Caniaux (1993)

$$\psi = \psi_0 \left(\frac{T}{T_0} \right)^n \frac{P}{P_0} \quad (\text{K.39})$$

où $\psi_0=2.26 \times 10^{-5} \text{m}^2 \cdot \text{s}^{-1}$, $T_0=273.16 \text{ }^\circ\text{K}$, $P_0=10^5 \text{Pa}$ et $n=1.81$. P désigne la pression en Pa. ψ est donné en $\text{m}^2 \cdot \text{s}^{-1}$.

K.8. Chaleurs spécifiques de l'eau et de la glace (C_w et C_i)

On utilise les formules de List (1966) :

$$C_i = 7.35T + 2105.38 \quad (\text{K.40})$$

$$C_w = 4224.8482 + T(-4.7070 + T(0.084990 + T(1.2826^{-3} + T(4.7884^{-5} - 2.0027^{-6})))) \quad (\text{K.41})$$

où T désigne la température en $^\circ\text{C}$. C_w et C_i sont exprimés en $\text{m}^2 \cdot \text{s}^{-2} \cdot \text{K}^{-1}$.

K.9. Paramétrisation de la fonction de production G de la formulation de Kessler en fonction de la température et de la pression

Considérons un volume d'air de contenu de vapeur q_v . On note respectivement ρ_{air}, ρ_{air} et ρ la densité de l'air sec, la densité de vapeur et la densité du mélange

Hypothèse 1 : On suppose que lors d'un déplacement du volume d'air, le contenu de vapeur se conserve ($\frac{dq_v}{dt} = 0$). La relation entre le contenu de vapeur et le contenu en goutellette de nuages q_c est donnée par :

$$q_c = \rho_{air}(q_v - q_s) \approx \rho(q_v - q_s) \quad (\text{K.42})$$

où q_s est l'humidité spécifique saturante par rapport à l'eau il vient :

$$\frac{dq_c}{dt} = \rho \left(\frac{dq_v}{dt} - \frac{dq_s}{dt} \right) + (q_v - q_s) \frac{d\rho}{dt} \quad (\text{K.43})$$

or l'équation de continuité donne $\frac{d\rho}{dt} = -\rho \text{div}V$ où V est la vitesse de déplacement du volume d'air. En utilisant l'hypothèse $\frac{dq_v}{dt} = 0$ et l'approximation de l'équation K.42, on écrit :

$$\frac{dq_c}{dt} = -\rho \left(\frac{dq_s}{dt} - q_c \text{div}V \right) \quad (\text{K.44})$$

il vient ainsi

$$\frac{\partial q_c}{\partial t} + \nabla(q_c V) = -\rho \frac{\partial q_s}{\partial t} \quad (\text{K.45})$$

Hypothèse 2 : La fonction de production est évalué en ne tenant compte que des mouvements verticaux ($\frac{d}{dt} \approx \frac{\partial}{\partial z} \frac{\partial z}{\partial t}$)

Le terme de droite de l'équation K.45 devient ainsi $-w\rho\frac{\partial q_s}{\partial z}$ et par identification la fonction de production G s'écrit :

$$G(T, p) = -\rho \frac{\partial q_s}{\partial z} \quad (\text{K.46})$$

Hypothèse 3 : L'air suit a chaque altitude l'équation des gaz parfait $p = \rho RT$

Hypothèse 4 : L'atmosphère est saturé donc le gradient vertical de température équivaut le gradient de l'adiabatique humide de $\frac{\partial T}{\partial z} = \Gamma_{hum}$

Il vient en utilisant les 4 hypothèses et une expression simplifiée du contenu de vapeur saturante $q_s = \epsilon \frac{e_s(T)}{p}$

$$G(T, p) = \frac{\epsilon}{RT} [\alpha(p, T) - \frac{ge_s(T)}{RT}] \quad (\text{K.47})$$

où on a posé :

$$\alpha(T, p) = \Gamma \frac{1 + \frac{L\epsilon}{RT} \frac{e_s(T)}{p}}{\left(\frac{\partial e_s(T)}{\partial T}\right)^{-1} + \frac{L\epsilon}{C_p p}} \quad (\text{K.48})$$

où g est l'accélération gravitationnelle, Γ le gradient thermique de l'adiabatique sec, C_p la chaleur massique de l'air à pression constante et R la constante des gaz parfaits.

K.10. Liste des termes de transferts de masse du modèle de Caniaux

<i>CDvc</i> :	Condensation de la vapeur d'eau
<i>CDcv</i> :	Evaporation de l'eau liquide nuageuse
CGrh :	Congélation hétérogène de la pluie
CLch :	Givrage du grésil
CLcn :	Givrage des agrégats
<i>CLcr</i> :	Accrétion de la pluie
CLsec :	Croissance sèche du grésil
CLih :	Collection de glace nuageuse par le grésil
CLin :	Collection de glace nuageuse par les agrégats
CLir :	Collection de glace nuageuse par la pluie
CLnh :	Collection d'agrégats par le grésil
CLnr :	Collection d'agrégats par la pluie
CLrh :	Collection de pluie par le grésil
CLri :	Collection de pluie par la glace nuageuse
CLrn :	Collection de pluie par les agrégats
CLhum :	Croissance humide du grésil
<i>CVcr</i> :	Auto-conversion de l'eau liquide nuageuse en pluie
<i>CVin</i> :	Auto-conversion de glace nuageuse en agrégats
<i>CVnh</i> :	Auto-conversion d'agrégats en grésil
DVhv :	Sublimation du grésil
DViv :	Sublimation de la glace nuageuse
DVnv :	Sublimation des agrégats
DVvi :	Dépôt de vapeur sur la glace nuageuse
DVvn :	Dépôt de vapeur sur les agrégats
DVvh :	Dépôt de vapeur sur le grésil
<i>EVrv</i> :	Évaporation de la pluie
FThr :	Fonte du grésil
FTic :	Fonte de la glace nuageuse
FTnr :	Fonte des agrégats
INvi :	Activation de la glace nuageuse

TAB. K.1.: Liste des termes de microphysique froide du modèle de Caniaux. Pour indication les termes de la microphysique chaude de Kessler sont en italiques

Goulpié Pascal

Né le 10 juin 1970 à Toulouse (F),

un enfant né le 25 janvier 1995

✉: Av Beaulieu 12, CH-1004 Lausanne,
☎ Priv: +41.21.646.61.76,

✉ : pascal.goulpie@epfl.ch
☎ Prof : +41.21.693.23.06

Nationalité française, naturalisé suisse, libéré des obligations militaires.

Etudes

- 1999-2003 Préparation de la **Thèse de Doctorat** à l'EPFL (défense début 2004)
2001-2003 **Diplôme Postgrade en Energie** à l'**École Polytechnique Fédérale de Lausanne** (CH).
1993-1994 **Diplôme Postgrade en Dynamique des Mélanges Fluides** à l'EPFL et **Diplôme d'Études** Approfondies (DEA) à l'**École Centrale de Lyon** (F).
1990-1993 **Licence et Maîtrise** de Mécanique à l'Université de Poitiers.
1988-1990 **Diplôme d'Étude Universitaire Général (DEUG)** de Sciences de la Matière à l'Université Paul Sabatier de Toulouse.
1988 **Baccalauréat C** au Lycée Bellevue de Toulouse.

Expérience professionnelle

- Sept 95- Assistant scientifique au **Laboratoire des Systèmes Énergétiques** (LASEN) de l'École
Oct 03 Polytechnique Fédérale de Lausanne.
Thématique : **Précipitations extrêmes et charges dues au vent, sécurité de projets** (barrages suisses, russe et turc, Expo02, incendie du Gothard, Pont de la Mentue, tunnels d'AlpTransit, potentiel éolien, stade de la Praille, ...).
Recherche en modélisation numérique : aspect microphysique et précipitations. Projet CRUEX financé par l'Office Fédéral d'Économie des Eaux (7M CHF sur 10 ans).
Études en souffleries et automatisation du système de mesures et de contrôle.
Mesures sur le terrain : **Développement** d'un **pluviomètre acoustique** Collaboration avec l'entreprise IAV du Parc Scientifique de l'EPFL.
Encadrement de campagnes de mesures atmosphériques.
Sept 99- Etude et conception de la dynamique de l'écoulement du **sablier géant de Genève** pour les
Mars 2000 festivités de l'an 2000 (Budget 500 kFrS). Visible au PalExpo de Genève.
Avril 94- Stage de recherche à l'Institut de Mécanique des fluides et d'hydraulique (IMHEF) de l'École
Sept 94 polytechnique fédérale de Lausanne sous la responsabilité de Pr. Bottaro

Informatique

1. Maîtrise des **systèmes d'exploitation** : UNIX, Windows (NT, XP,...), Vax et Linux
2. Utilisation intensive des **logiciels** : CFX, FieldView, Suite Adobe (Illustrator, Photoshop, Reader, Writer), Suite Office, FrontPage, Surfer,...
3. **Programmation** avancée en langages : **Fortran, Labview, LateX, Matlab , Splus,...**
4. Installation d'hardware : montage complet de PC d'acquisition de données

Expérience associative

- Membre du comité de l'association Tir Groupé de 95 à 99 (promotion de l'expression culturelle sous toutes ses formes). **Organisation d'évènements**, gestion des locaux (500 m²). Budget annuel moyen 150 kCHF.
- Membre actif d'Ingénieur Sans Frontières (ISF) de 91 à 94. Participation active à un projet de forage et d'adduction d'eau pour 5 villages au nord du Sénégal (budget 100 kCHF).

Langues

Anglais: Courant. **Diplôme Universitaire de Langue Anglaise Scientifique** obtenu à Toulouse en 1989.
Allemand: Bonnes notions. Pratiqué quotidiennement à Berne de 1992-1995.

Rapports et publications

 Liste de 2 pages disponible sur demande contenant :

- [1] Görtler vortices in accelerated/decelerated boundary layers: Linear theory. P. Goulpié, B.G.B. Klingmann, Alessandro Bottaro, **Physics of Fluids** 8, pp. 451-459, (1996).
- [2] Extreme precipitation over complex topography with a modified Navier Stokes solver. P.GOULPIE, J.-A. HERTIG 'River flood defence' **Kassel Report of Hydraulic Engineering** No. 9/2000 pp C79-C88 (2000).
- [3] Numerical Modelling of Probable Maximum Flood for The Watershed of The Krasnodar Dam In Russia. P. Goulpié; J.-A. Hertig **CHR Report** II-17 International conference on flood estimation pp 101-111, (2002).

Centres d'intérêt

Brevet de pilote privé avion (plus de 100 heures de vol) // Percussions latines et africaines // Badminton, ski et voile.

