

UNIVERSITE TOULOUSE III - PAUL SABATIER

THESE

pour obtenir le grade de

DOCTEUR DE L'UNIVERSITE TOULOUSE III

Discipline : Météorologie - Préviation Numérique

présentée et soutenue par

Jean-Marcel PIRIOU

le 29 septembre 2005

Titre :

**REPRESENTATION DE LA CONVECTION
DANS LES MODELES GLOBAUX ET REGIONAUX :
CONCEPTS, EQUATIONS, ETUDES DE CAS.**

Directeur de thèse :

Jean-Luc REDELSPERGER

Co-encadrants de thèse :

Jean-François GELEYN et Jean-Philippe LAFORE

JURY

**Jean-Luc Redelsperger
Philippe Bougeault
Brian Mapes
Jean-François Geleyn
Hervé Le Treut
Frank Roux**

**Directeur de thèse
Rapporteur
Rapporteur
Examineur
Examineur
Examineur**

Table des matières

1	Introduction	9
I	La convection : définitions, concepts et phénoménologie	11
1	Travail préalable sur les définitions	13
1.1	Convection ?	14
1.2	Paramétrisation convective ?	18
1.3	Grande échelle ? Quasi-équilibre ? Forçage ?	20
1.4	Sensibilité, chaos et bifurcations ?	24
2	Phénoménologie de la convection	27
2.1	Instabilisation et déclenchement	27
2.2	Ascendance nuageuse	31
2.3	Séparation d'échelles, subsidence	32
2.4	Séparation convectif / non convectif, concept de CCF	35
2.5	Quasi-équilibre : validité	39
2.6	Quasi-équilibre et causalité	43
2.7	Critères de déclenchement	48
2.8	Mémoire de la convection	49
3	Synthèse	51
II	Evaluation de la physique opérationnelle	53
1	Le modèle et sa validation	55
1.1	Modèle ARPEGE : présentation succincte	55
1.2	Validation actuelle et perspectives	56
2	Modélisation 1D : le projet EUROCS	61
2.1	Introduction	61
2.2	Cas EUROCS stratocumulus	62
2.2.1	Introduction	62
2.2.2	Phénoménologie du cas	62
2.2.3	Méthodologie des modèles unidimensionnels	62
2.2.4	Forçages	65
2.2.5	Prévision d'ARPEGE 1D opérationnel au 17 janvier 2002	66
2.2.6	Modification de la nébulosité	71
2.2.7	Prévision d'ARPEGE 1D opérationnel au 15 avril 2003	72

2.2.8	Présentation de l'article (Duynkerke et al., 2004)	77
2.2.9	Synthèse	77
2.3	Cas EUROCS sensibilité à l'humidité	78
2.3.1	Introduction	78
2.3.2	Présentation de l'article (Derbyshire et al., 2004)	78
2.3.3	Forçages	79
2.3.4	Prévision des CRM de référence	80
2.3.5	Prévision d'ARPEGE opérationnel	82
2.3.6	Prévision d'ARPEGE à fermeture en CAPE	83
2.3.7	Synthèse	88
2.4	Cas EUROCS cycle diurne de la convection précipitante	89
2.4.1	Introduction, présentation de l'article (Guichard et al., 2004)	89
2.4.2	Forçages	90
2.4.3	Prévision du CRM MÉSO-NH	92
2.4.4	Prévision d'ARPEGE opérationnel	94
2.4.5	Le rôle du déficit de saturation	100
2.4.6	Synthèse	102
3	Evaluation 3D du cycle diurne	103
3.1	Phase de l'onde diurne de précipitations	103
3.2	Diagramme Hovmöller de précipitations	107
3.3	Température de brillance : mise en place du logiciel RTTOV	107
3.4	Phase de l'onde diurne de température de brillance	109
4	Synthèse	113
III	Etude des formulations du schéma convectif opérationnel	115
1	Introduction	117
2	Présentation du schéma opérationnel	119
2.1	Historique	119
2.2	Transport par le flux de masse	120
2.3	Proposition de (Yanai, 1973)	120
2.4	Proposition de (Bougeault, 1985)	122
2.5	Schéma de nuage	124
2.6	Synthèse	124
3	Schéma opérationnel et transport de vapeur d'eau	127
3.1	Mode variables et entraînement prescrits	127
3.2	Prescrire aussi l'entraînement	129
3.3	Uniformité du coefficient K	132
3.4	Synthèse	133
IV	Modélisation convective	135
1	Introduction	137

2	Proposition d'ascendance convective	139
2.1	Ajouter un réservoir d'eau condensée	139
2.2	Adiabatique et pseudo-adiabatique	140
2.3	Entraînement	141
2.4	Ajustement et autoconversion	141
2.5	Vitesse verticale intra-nuageuse	142
2.6	Synthèse	147
3	Proposition d'équations de grande échelle	149
3.1	Equations de grande échelle	149
3.2	Equations et validation de paramétrisations versus modèles haute résolution . . .	152
3.3	Définition de la fraction active	154
4	Proposition de fermeture	155
4.1	Fermeture en CAPE	156
4.2	Fermeture en humidité disponible	157
4.3	Fermeture combinée CAPE - humidité disponible	157
4.4	Déclenchement dans le schéma	157
4.5	Protection contre l'instabilité linéaire	158
4.6	Evaporation des précipitations	158
5	Tests 1D	161
5.1	Version minimale validant l'approche microphysique - transport	161
5.1.1	TOGA-COARE Case 1	162
5.1.2	GATE	168
5.1.3	EUROCS stratocumulus	175
5.1.4	EUROCS cycle diurne de la convection précipitante	177
5.1.5	EUROCS sensibilité à l'humidité	182
5.1.6	Synthèse	185
5.2	Exemples de bilans de vapeur d'eau : termes de microphysique - transport	185
5.3	Impact de la fermeture mixte CAPE - humidité disponible	190
6	Proposition d'entraînement	193
6.1	Introduction	193
6.2	Rappels de définition	194
6.3	Entraînement sur données de CRM	194
6.4	Entraînement et histoire convective	196
6.5	Entraînement historique	197
6.6	Test 1D sur le cas EUROCS cycle diurne de la convection précipitante	200
6.7	Synthèse	207
7	Synthèse du nouveau schéma proposé	209
7.1	Equations	209
7.2	Concepts	210
7.3	Valeur des constantes réglables	211
V	Gestion de projet et conclusions	213
1	La thèse comme gestion de projet	215

2 Publications	223
3 Conclusion générale	225
4 Annexe	229
4.1 Températures potentielles	229
4.1.1 Température potentielle θ	229
4.1.2 Température potentielle virtuelle θ_V	230
4.1.3 Température potentielle équivalente θ_E	231
4.1.4 Température potentielle équivalente de saturation θ_{ES}	232
4.1.5 Utilisation conjointe de θ_E et θ_{ES}	233
4.1.6 Température pseudo-adiabatique du thermomètre mouillé θ'_w	235
4.2 Fermeture en K et nuages profonds	237
4.3 Glossaire des noms et acronymes	240

Remerciements

Effectuer une thèse est un travail autonome. Mais ce n'est pas un travail solitaire. Nous devons beaucoup à notre environnement de travail, aux conseils, aides et encouragements prodigués. Je veux ici citer quelques contributions-clefs :

Je remercie mes encadrants de thèse Jean-Luc Redelsperger, Jean-François Geleyn et Jean-Philippe Lafore qui m'ont fait confiance dans ce travail. Ils m'ont prodigué de nombreux conseils et indications, et leur enthousiasme est très communicatif. Ils m'ont apporté plus que leur compétence : un véritable plaisir de travailler en commun.

Je remercie Françoise Guichard, qui a créé le cas d'étude dont je fais grand usage dans ce travail et m'a fourni des données supplémentaires détaillées. Jun-Ichi Yano m'a également fourni une aide précieuse sur les aspects théoriques, et par le regard critique et lucide qu'il a su porter sur mon travail. Les discussions informelles avec Jean-François Guérémy ont été très stimulantes.

Je remercie François Bouttier qui m'a proposé d'augmenter en 2004 le temps partiel consacré à ce travail de thèse.

Je remercie mes parents Francis Piriou et Lucette Tailhan qui durant toute mon enfance et adolescence m'ont fait partager leurs connaissances et leur goût des sciences physiques et naturelles.

Je remercie Catherine qui m'a permis de me lancer dans l'aventure malgré mes 40 ans... et en connaissance des répercussions que cela n'allait pas manquer d'avoir sur notre vie familiale.

Sur la Météopole, lorsque l'on veut calculer, on le peut. Lorsqu'on a besoin de lire un article scientifique, on le trouve le plus souvent dans le quart d'heure qui suit. Je veux remercier l'ensemble de l'équipe CNRM/CTI, qui met en œuvre nos moyens de calcul et d'information, et la Médiathèque. Notre efficacité est aussi la leur.

Chapitre 1

Introduction

Un questionnement sur la nature. Depuis des millénaires les hommes sont fascinés par le défilement des nuages. Depuis Le Verrier ils se sont persuadés qu'ils pourraient aussi le prévoir, et des générations se sont alors succédées à cette tâche. Il fallut procéder graduellement : on imagina des modèles conceptuels simples, rendant compte de certains écoulements atmosphériques particuliers. Puis on introduisit des sophistications croissantes, les combina, etc...

Complexité. Mais quelle est la complexité du problème qu'on se propose de résoudre ? Le logicien Gregory Chaitin enseigne que la complexité de phénomènes naturels peut se mesurer à la taille du plus petit programme informatique qui permet de les simuler. A ce jeu remarquons que la prévision météorologique numérique opérationnelle utilise à ce jour les ordinateurs les plus puissants du monde. Pourquoi ? Parce que d'une part la dimension du problème à traiter est grande (l'ensemble de l'atmosphère terrestre) et d'autre part parce que les physique et dynamique du fluide sont complexes : leurs équations, dans un modèle comme le modèle global de prévision ARPEGE de MÉTÉO-FRANCE, occupent environ 500000 lignes de code FORTRAN !... A ce niveau de complexité et de coût calcul on réalise des prévisions du temps sensible pertinentes à quelques jours d'échéance. Il faut continuer à progresser.

Eu égard à cette complexité du système atmosphérique et océanique, **améliorer les prévisions** météorologiques relève donc à la fois d'une augmentation de la puissance de calcul, et d'un travail sur les concepts physiques en amont de ces calculs numériques. Les deux croissent en même temps : il serait vain de développer des concepts si compliqués qu'on ne pourrait les calculer. Réciproquement notre travail scientifique, en prévision numérique opérationnelle, consiste à déterminer quels concepts sont les plus essentiels de manière à obtenir la meilleure qualité de prévision à complexité donnée. Et il y a du travail !... Certains de nos concepts sont complexes de façon nécessaire, parce que le processus l'est. D'autres par contre reflètent plutôt notre confusion mentale : nous ne le savons pas encore, mais il y aurait moyen de faire mieux en plus simple.

Le présent travail de thèse est une contribution de fourmi à cet effort collectif : chercher à comprendre certains processus physiques de l'atmosphère, créer des schémas plus complexes là où on le croit justifié, et inversement chercher à simplifier ce qui peut l'être. Etudier l'interaction entre les processus physiques à l'œuvre dans le modèle et dans la nature. Comparer un modèle donné à d'autres modèles, et les modèles aux observations.

Convection. Parmi tous les processus à l'œuvre dans l'atmosphère, la présente étude se focalise plus particulièrement sur la convection humide : la convection humide joue un rôle essentiel dans le climat terrestre, comme dans le temps sensible aux courtes échelles de temps : nébulosité, préci-

pitations, orages, ... Cependant eu égard aux échelles spatiales et temporelles assez courtes mises en œuvre, la convection ne peut être résolue explicitement par les modèles globaux et régionaux actuels : leur résolution trop lâche ne peut représenter chaque ascendance individuelle. Représenter la convection se produisant à l'échelle sous-maille de ces modèles est donc un enjeu significatif.

Variabilité de la convection. Depuis que les modèles globaux existent des travaux de recherche ont eu lieu pour améliorer notre compréhension et représentation de la convection sous-maille ; les schémas développés se sont bonifiés au fil des ans. Les thématiques de recherche actuelles portent sur la capacité de ces schémas à représenter le cycle de vie des nuages convectifs, des échelles décennales à celles intra-diurnes. Nous allons aborder certains de ces thèmes : variabilité des stratocumulus marins, sensibilité de la convection à l'humidité environnante, cycle diurne de la convection continentale.

Le plan de ce manuscrit s'articule autour de cinq grandes parties :

La partie I présente un **travail sur les concepts de la convection** : définitions, questions ouvertes ou fermées en matière de phénoménologie de la convection tropicale, causalité, quasi-équilibre ; un nouveau concept, la CCF (Condensation Convective Flottable) sera proposé pour aborder plus simplement la causalité en représentation de la convection sous-maille.

En II une **évaluation de la physique existante** du modèle de prévision ARPEGE-ALADIN de MÉTÉO-FRANCE sera effectuée à l'aide de diagnostics, certains étant nouvellement développés au sein du projet de recherche EUROCS (EUROpean Cloud Systems). On aura ainsi une idée des qualités et défauts de cette physique, *i.e.* en quoi elle est conforme ou non à la phénoménologie connue de la convection.

La partie III **entrera dans le détail des formulations mathématiques** du schéma convectif opérationnel, afin de pointer sur les formulations à l'origine des défauts observés en partie II.

En IV un **travail de modélisation** dépassera les problèmes mis en évidence en II et III, avec pour guide les enseignements tirés de I. Nous proposerons un nouveau jeu d'équations à grande échelle, une microphysique de l'ascendance convective, étendrons la fermeture et l'entraînement convectifs. Le schéma proposé sera testé au banc d'essai de la modélisation unidimensionnelle.

La partie V indiquera enfin le parcours personnel suivi et présentera les **conclusions et perspectives**.

Information pratique : des acronymes jalonnent la rédaction de ce manuscrit. Pour une question de lisibilité ils ne sont pas expansés à chaque fois mais de façon regroupée, dans l'annexe en page 240.

Première partie

La convection : définitions, concepts et phénoménologie

Chapitre 1

Travail préalable sur les définitions

Pourquoi chercher à éclaircir les définitions ? La raison en est que la plupart des termes utilisés en météorologie ont aussi un usage vernaculaire : convection, forçage, chaos, etc... Même si on se borne à l'usage à l'intérieur de la météorologie, on voit que les différentes communautés utilisent les mots avec un sens parfois différent : la notion de forçage par exemple, utilisé par un climatologue de la circulation générale ou un spécialiste de la couche limite explicite recouvrera des processus physiques différents, même lorsque le concept mathématique derrière est le même. Or le terme forçage est parfois employé –à tort– pour décrire une certaine catégorie de processus, il va donc donner lieu à interprétation différente.

George Craig signalait ainsi en conclusion d'un atelier de travail¹ que l'échec relatif de cet atelier venait à son sens de ce que les différentes communautés autour de la table ne s'entendaient probablement pas sur ce qu'elles appelaient "grande échelle", forçage, voire convection, ce qui amenait de faux débats.

Comme signalé par (Mapes, 1997), des catégorisations comme (humide)-(sec), ou (grande échelle)-(petite échelle), qui sont bien une partition, on souvent laissé place chez certains auteurs et non des moindres à des catégorisations du type (processus de grande échelle)-(processus de convection humide), où un flou dans les définitions amenait à une catégorisation où le même processus était parfois compté à la fois dans le forceur et le forcé, conduisant à des faux débats voire biaisant des écoles entières de pensée.

Enfin beaucoup de processus ont un caractère éminemment continu : il n'existe pas de barrière d'échelle ou de fondement claire entre eux. L'homme catégorise les processus parce que c'est souvent nécessaire à son esprit "dualiste" pour réfléchir et communiquer ! Mais cette catégorisation est souvent arbitraire : convection versus conduction dans les gaz n'est qu'une question d'échelle spatiale (mouvements d'échelle laboratoire versus d'échelle libre parcours moyen), turbulence versus laminaire, etc... A défaut de pouvoir se passer de catégoriser, il faut être parfaitement clair sur la façon dont on catégorise.

Dans les milieux scientifiques, ou dans les revues à comité de lecture, définir ses termes n'est pas obligatoire. Disons que c'est seulement essentiel !...

¹NCAS/UKMO Workshop on Convection, Farnham, UK, 6-8 janvier 2004.

1.1 Convection ?

D0 / Définition commune : dans le langage commun –"Petit Robert"– la convection désigne le transport d'une grandeur physique dans un fluide par le déplacement de l'ensemble de ses molécules. On distingue alors la convection libre ou naturelle, causée par une différence de densité, de la convection forcée, obtenue elle par brassage. On peut alors dire qu'on mélange le sucre dans son café en forçant des mouvements de convection avec sa cuillère, par exemple.

D1 / En thermique –cf "Encyclopaedia Universalis 2003"– on définit trois modes de transport de la chaleur : par rayonnement, par conduction et par convection. Par conduction on entend transport d'une grandeur par chocs entre molécules voisines, la position moyenne de celles-ci étant inchangée. Par convection on entend transport d'une grandeur par mouvement des molécules elles-mêmes. On distingue alors deux types de convection :

1. la convection naturelle : due à l'existence de gradients de densité dans un champ de forces volumiques (pesanteur, force centrifuge).
2. la convection forcée : celle où existent d'autres sources de mouvement.

Avec cette définition D1 les mouvements atmosphériques sont quasiment tous convectifs : seuls quelques rares mouvements comme les ondes de choc suite à explosion ou les ondes de marée gravitationnelles sortent de ce cadre.

D2 / En météorologie la définition standard –bien que rarement explicitée– est plus restrictive, et assez proche de celle qu'en donnent (Emanuel, 1994) ou (Mapes, 2003) : la convection est "l'ensemble des processus se développant en réponse à une instabilité convective".

L'instabilité convective elle-même est alors souvent définie comme $\frac{\partial \theta_V}{\partial z} < 0$, instabilité dite aussi **absolue**, et on a alors de la convection sèche ; l'instabilité convective peut aussi être définie comme $\frac{\partial \theta_E}{\partial z} < 0$, instabilité dite **conditionnelle**, et on a alors de la convection humide.

Note de la rédaction : le lecteur pourra se reporter à l'annexe (4.1 p. 229) pour la définition et le sens physique des grandeurs θ , θ_V , θ_E et θ_{ES} .

Instabilité convective et $\frac{\partial \theta_E}{\partial z}$? La définition ci-dessus de l'instabilité convective humide à partir du critère $\frac{\partial \theta_E}{\partial z} < 0$ est assez souvent lue ou entendue. Pourtant en y regardant de plus près on se rend compte qu'elle est incomplète ; la figure (1.1 p. 15) en est un contre exemple, qui montre qu'on peut avoir $\frac{\partial \theta_E}{\partial z} < 0$ et aucune instabilité convective humide. $\frac{\partial \theta_E}{\partial z} < 0$ n'est donc pas suffisant.

Qu'en est-il maintenant du critère $\frac{\partial \theta_{ES}}{\partial z} < 0$? θ_{ES} apporte un renseignement sur le profil *thermique* uniquement, puisque θ_{ES} ne dépend que de T et p . $\frac{\partial \theta_{ES}}{\partial z} < 0$ nous indique que le profil *thermique* est tel que, si une particule était saturée à ce niveau et à cette température, elle serait instable convectivement. $\frac{\partial \theta_{ES}}{\partial z} < 0$ est donc un critère nécessaire à l'instabilité convective humide : un profil ne peut être instable que si certains lieux de sa verticale sont tels que $\frac{\partial \theta_{ES}}{\partial z} < 0$. Comme le montre la même figure (1.1 p. 15), ce critère nécessaire n'est lui aussi pas suffisant.

En sus, pour qu'une particule qu'on a amenée à son niveau de condensation et au delà soit instable convectivement, il faut qu'elle devienne flottable vis-à-vis de son environnement. Ceci s'obtient

en pratique si le θ_E d'une particule est plus grand que le minimum de θ_{ES} des niveaux situés au-dessus d'elle. Un exemple typique de profil à convection humide, tiré de la campagne de mesure GATE, est fourni en figure (1.2 p. 16).

En résumé pour définir l'instabilité convective humide d'un profil donné à partir de θ_E et θ_{ES} , on peut dire qu'il faut que θ_E à certains niveaux soit supérieur au minimum de θ_{ES} des niveaux situés au-dessus d'eux². Si les particules font l'expérience d'une ascendance non diluée, *i.e.* sans mélange avec l'environnement, ce critère est aussi suffisant. Dans le cas contraire ce critère n'est pas suffisant, et la possibilité d'instabilité convective dépend aussi de l'entraînement de cette particule. On en reparlera dans la suite de ce rapport, en partie ascendance nuageuse.

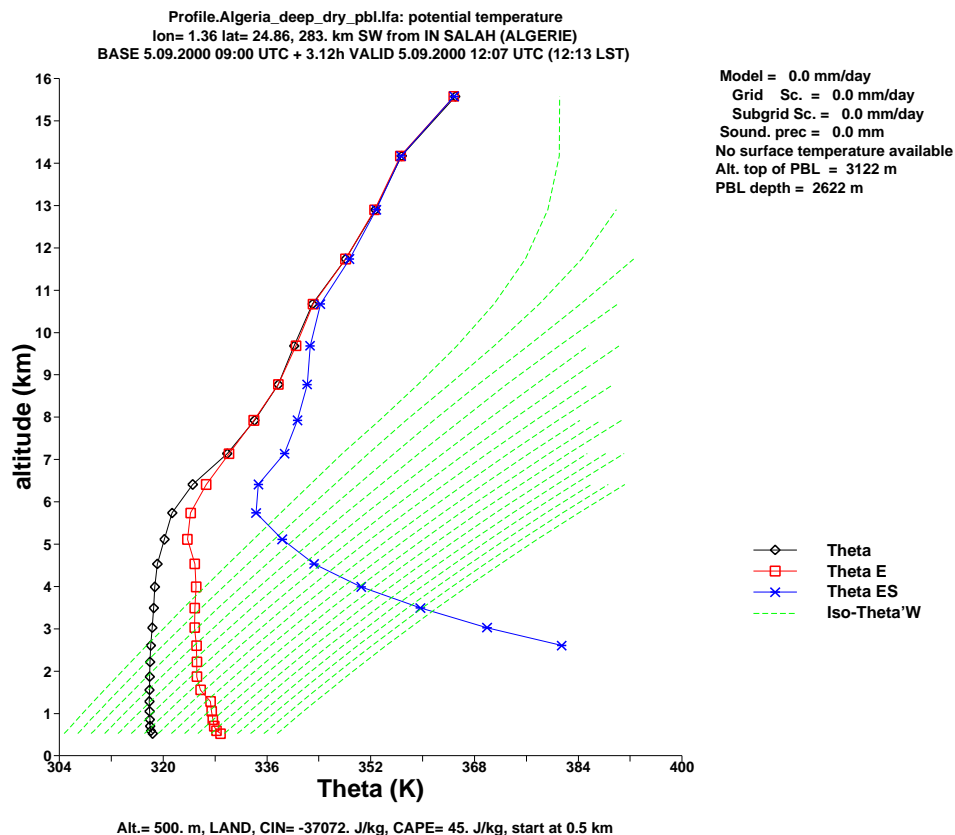


FIG. 1.1 – **Profil vertical stable convectivement** vis à vis de la convection humide. Le profil de θ_E y est pourtant tel que $\frac{\partial \theta_E}{\partial z} < 0$ de 0 à 5000 m !... Ce type de profil est assez fréquent sur les zones désertiques chaudes, ici le Sud algérien. Pour une familiarisation à de ce type de graphique combinant θ , θ_E et θ_{ES} le lecteur pourra se reporter à l'annexe (4.1 p. 229), et notamment à la partie (4.1.5 p. 233).

Instabilité convective, CIN et CAPE non dilués. Une autre façon de définir l'instabilité convective utilise la CAPE. La CAPE non diluée³ d'une particule est définie à partir du parcours fictif suivant : on l'amène de son niveau jusqu'au sommet de l'atmosphère, selon un parcours adia-

²La physique et mathématique du problème impliquent alors que certains niveaux de la verticale vérifient $\frac{\partial \theta_{ES}}{\partial z} < 0$, et que certains niveaux vérifient $\frac{\partial \theta_E}{\partial z} < 0$.

³non diluée signifie sans échange de vapeur d'eau ni de chaleur avec l'environnement.

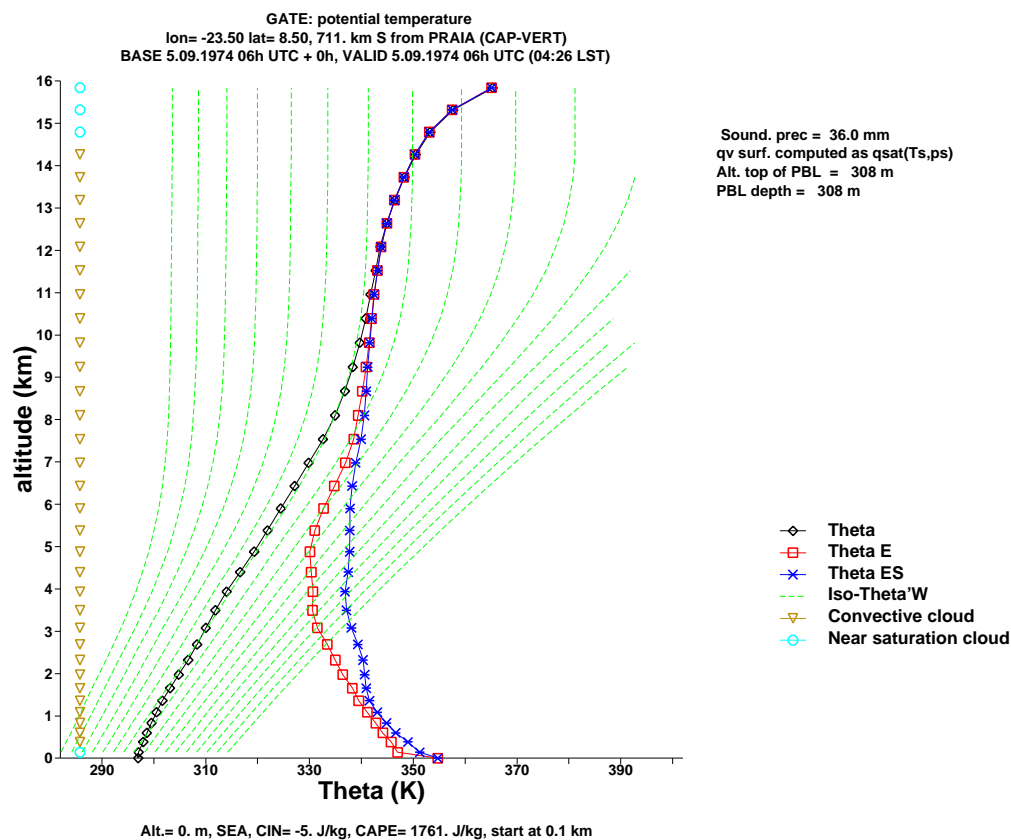


FIG. 1.2 – **Profil vertical instable convectivement** vis à vis de la convection humide, tiré de la campagne de mesure GATE. θ_E dans les basses couches y est supérieur au minimum de θ_{ES} . Pour une familiarisation à ce type de graphique combinant θ , θ_E et θ_{ES} le lecteur pourra se reporter à l'annexe (4.1 p. 229), et notamment à la partie (4.1.5 p. 233).

batique sec jusqu'au niveau de condensation, puis adiabatique irréversible humide⁴ au delà. On cumule alors dans la CAPE le travail de la force de flottabilité le long de cette ascendance, là où cette force est positive.

De même on cumule dans la CIN le travail de la force de flottabilité le long de cette ascendance, là où cette force est négative. Ce cumul n'est effectué qu'en deçà du niveau de neutralité, *i.e.* du niveau le plus élevé où une flottabilité positive existe.

Une particule dont la CAPE est strictement positive est donc telle qu'amenée en certains lieux de la verticale une fluctuation positive de son altitude amènerait une fluctuation de même sens de sa flottabilité. On a donc instabilité au sens exact de ce terme. Si la CIN est non nulle, l'instabilité est bien conditionnelle, puisqu'il faudra fournir un travail moteur pour amener la particule au niveau où elle sera instable.

On a donc bien équivalence entre instabilité convective humide et existence sur la verticale de niveaux où la CAPE est strictement positive. Dans la suite du rapport c'est cette définition de l'instabilité humide, et donc de la convection humide, que nous utiliserons. Nous la résumons ci-après.

D3 / Définition de la convection : la convection est "l'ensemble des processus se développant en réponse à une instabilité convective". L'instabilité convective sèche est alors définie par l'existence sur la verticale de couches où $\frac{\partial \theta_V}{\partial z} < 0$, instabilité dite aussi absolue, et on a alors de la convection sèche. L'instabilité convective humide peut être définie de façon équivalente (i) soit comme l'existence de niveaux sur la verticale dont la CAPE non diluée est strictement positive, soit (ii) comme celle des profils pour lesquels θ_E en certains lieux de la verticale est supérieur au minimum de θ_{ES} des couches situées au-dessus. Une telle instabilité est dite conditionnelle, et on a alors de la convection humide. Le plus souvent, lorsqu'on parle de convection tout court, on renvoie en fait à la convection humide, celle sèche étant plutôt qualifiée de "turbulence".

Avec cette définition D3 un grand nombre de circulations comme les brises, les perturbations des latitudes tempérées, ou la cellule de Hadley sortent pour l'essentiel du cadre convectif : la source du mouvement y provient pour l'essentiel de gradients horizontaux de densité.

Même avec cette définition restrictive subsiste une variété extraordinaire de phénomènes convectifs, s'organisant en structures dont la taille va de la turbulence à l'échelle microscopique aux couches limites planétaires, et jusqu'aux lignes de grains couvrant des centaines de kilomètres.

Exemple idéalisé 1 : pièce chauffée par le sol. Considérons une pièce où l'air est au repos, à une température uniforme égale à celle des murs, sol et plafond. On se met à chauffer le sol. Il rayonne, et donc la température de l'air devient plus élevée près du sol. Du fait de l'établissement de gradients verticaux de densité, la situation est instable et des circulations vont se créer. Elles sont convectives au sens D1 à D3. La taille caractéristique des cellules convectives varie sur une large gamme, la taille maximale étant celle de la zone instable.

Exemple idéalisé 2 : pièce chauffée latéralement. Considérons une pièce où l'air est au repos, à une température uniforme égale à celle des murs, sol et plafond. On se met à chauffer l'un des murs. Il rayonne, et donc la température de l'air devient plus élevée près de ce mur. Du fait de l'établissement de gradients horizontaux de densité, une circulation va se créer. Au sens du langage

⁴irréversible humide : la particule subit une détente avec condensation. L'eau liquide ou glace produite est évacuée au fur et à mesure de sa production. Elle n'est donc pas prise en compte dans la flottabilité de la particule.

commun D1 ou de la thermique D2 la cellule créée est à l'évidence une cellule de convection. Il n'y a pourtant pas convection au sens météorologique D3. La taille caractéristique de la cellule est imposée par celle du chauffage radiatif différentiel.

Comme le font pressentir les deux exemples ci-dessus, et comme rappelé par (Emanuel, 1994), la distinction météorologique entre mouvements "convectifs" et "non convectifs" est rendue moins académique par le fait que les premiers sont en général turbulents, faisant intervenir une large gamme d'échelles, alors que les seconds sont le plus souvent laminaires sauf près des bords.

D4 / En prévision numérique on appelait durant ces dernières années "stratiformes" les nuages modèles produits par une sursaturation résolue, tandis qu'on appelait "convectifs" les nuages produits par une approche sous-maille. Ceci est encore une autre définition. Le terme de stratiforme était justifié car du fait des résolutions faibles de l'époque une sursaturation résolue par le modèle n'intervenait que dans des cas où les nuages étaient stratiformes, au sens littéral de "bien plus larges que hauts", et associés à des écoulements laminaires faisant intervenir plusieurs points de grille, et stables verticalement. Avec la marche actuelle des modèles vers la haute résolution, de plus en plus de nuages convectifs au sens D3, comme les systèmes convectifs de mésoéchelle sont pris en compte explicitement par la dynamique du modèle. C'est surtout vrai dans les modèles à aire limitée, de résolution horizontale disons 10 km, où une bonne part des précipitations convectives au sens D3 sont produites par des sursaturations aux échelles résolues par le modèle, donc hors du schéma "de convection". On ne devrait plus utiliser en prévision numérique les termes stratiforme et convectif pour parler respectivement des schémas de précipitations résolues ou sous-maille, mais n'utiliser que le deuxième vocable.

Note importante de la rédaction : dans la suite de ce rapport nous utiliserons D3 pour définition de la convection. La convection sèche sera souvent appelée turbulence. Le terme convection seul renverra systématiquement à la convection humide. Convection humide signifie convection dans laquelle il y a condensation ; elle regroupe la convection précipitante et celle non précipitante.

1.2 Paramétrisation convective ?

Les équations à l'échelle résolue par le modèle s'écrivent

$$\frac{\partial \psi}{\partial t} = \left(\frac{\partial \psi}{\partial t} \right)_{\text{dynamique.resolue}} + \left(\frac{\partial \psi}{\partial t} \right)_{\text{physique.resolue}} + \left(\frac{\partial \psi}{\partial t} \right)_{\text{sous-maille}}$$

Avec $\psi = s, q_v, u, v$, etc... Dans la dynamique résolue, on met les termes dynamiques⁵ exprimés à l'échelle du modèle, tels l'advection, l'accélération due à la force de pression, ou le terme de conversion adiabatique. Dans la physique résolue, on met les termes physiques⁶ exprimés à l'échelle du modèle : par exemple les précipitations générées par des sursaturations intervenant suite à ascendance résolue par le modèle. Enfin dans sous-maille on met les processus physiques et dynamiques dont la taille ou le temps caractéristiques sont plus faibles que celle d'une grille ou pas de temps modèle.

$\left(\frac{\partial \psi}{\partial t} \right)_{\text{sous-maille}}$ peut lui-même être divisé en sous-termes, par processus :

⁵dynamiques : processus conservant l'énergie mécanique, *i.e.* énergie cinétique plus potentielle.

⁶physiques : processus ne conservant pas l'énergie mécanique.

- Rayonnement.
- Ondes de gravité orographiques.
- Processus précipitants non convectifs (ex : bancs de brouillard, rosée).
- Convection sèche et mélange par cisaillement (processus dits aussi respectivement turbulence thermique et turbulence dynamique).
- Convection humide non précipitante (CVNP).
- Convection humide précipitante (CVP).

Paramétriser la convection consiste à expliciter le terme

$$\left(\frac{\partial\psi}{\partial t}\right)_{CV} = \left(\frac{\partial\psi}{\partial t}\right)_{CVNP} + \left(\frac{\partial\psi}{\partial t}\right)_{CVP}$$

à partir des variables résolues à l'échelle du modèle. Pour cela on doit **être capable de répondre à une double question** :

1. Quels nuages convectifs se développent dans un environnement donné, et quels effets ont-ils sur cet environnement ? La réponse à cette question dépend bien sûr des échelles spatiale et temporelle de l'environnement considéré.
2. Par $\left(\frac{\partial\psi}{\partial t}\right)_{CV}$ on entend la tendance moyenne à la résolution du modèle des effets de convection humide sous-maille. Il faut donc également savoir répondre à une deuxième question : quelle part de la convection humide est à cette échelle déjà prise en compte par la partie résolue du modèle ? Cette deuxième question est aussi complexe que la première.

Gregory Chaitin, dans "La Recherche", décembre 2003, écrivait dans un cadre bien plus large que celui de la convection :

"Mais qu'est-ce donc qu'une théorie ? L'invention de l'informatique autorise une réponse que ni Leibniz ni Weyl n'auraient pu fournir : une théorie peut être considérée comme un programme d'ordinateur destiné à rendre compte des faits observables par le calcul. En d'autres termes une théorie est un programme de calcul qui permet prédire des observations. C'est dire aussi que comprendre quelque chose signifie écrire un programme pour en rendre compte. Dans cette optique la 'simplicité' peut être définie comme étant le programme le plus court capable de réaliser ce calcul. La 'complexité', elle, peut donc être définie comme le nombre de bits du programme, la quantité d'information qu'il contient. Définir la complexité d'un phénomène, c'est trouver la taille de la théorie la plus simple qui en rende compte, c'est-à-dire la taille du plus petit programme permettant de le calculer."

De ce point de vue, paramétriser la convection à une échelle donnée, c'est la théoriser, et c'est aussi la comprendre à cette échelle. La complexité de la théorie –et donc du programme associé– permettant d'en rendre compte nous renseigne sur la complexité du processus lui-même.

Etre capable d'écrire une paramétrisation convective valable à une échelle donnée, c'est donc plus que répondre à un simple besoin de prévision climatique ou synoptique : c'est, à proprement parler, avoir **compris** l'essence du processus à cette échelle.

Fiction : supposons que nos moyens de calcul nous permettent un jour d'effectuer la prévision météorologique opérationnelle globale à la résolution horizontale de disons 1 m (!), donc explicite. La question de la paramétrisation à l'échelle 100 km restera pertinente, car c'est elle qui nous permettra de vérifier que l'idée que nous nous faisons de l'effet macroscopique

de la convection est valable. Et l'homme ne cherche pas seulement à prévoir, il cherche aussi à comprendre !...

Par ailleurs on n'a pas de raison de prendre un marteau pour écraser un œuf, donc s'il s'avère un jour que l'enseignement des modèles à haute résolution peut se résumer en un schéma conceptuel assez simple valable à grande échelle, on n'aura aucune raison de choisir de dépenser du temps de calcul inutile. La recherche du meilleur rapport efficacité / coût conduirait alors, même avec une telle puissance de calcul, à reporter cette puissance sur d'autres aspects que la convection.

S'intéresser aux paramétrisations et plus largement aux concepts simplificateurs (hydrostatisme, anélastisme, quasi-géostrophisme, etc...) répond donc à un double besoin de compréhension et d'efficacité en coût calcul.

La contribution de la haute résolution à la prévision opérationnelle est alors double :

1. en mode recherche l'usage de modèles haute résolution filtrés permet de disposer d'une aide incomparable pour comprendre un processus à plus grande échelle.
2. en mode opérationnel l'usage de modèles haute résolution permet de résoudre ce qu'on n'a pas encore compris, ou ce qu'on pense être non compréhensible aux échelles plus grandes !...

Il se peut cependant que cette quête soit vaine, et qu'on n'arrivera jamais à écrire des schémas conceptuels simples, rendant pourtant compte de l'essence du phénomène convectif à l'échelle 100 km par exemple. Ceci voudrait alors dire que la convection, en tant que processus faisant intervenir de nombreux nuages à grande échelle, est un phénomène que le cerveau humain ne peut se représenter. (Emanuel, 1994) écrit ainsi non sans humour que notre compréhension de la convection a fait un saut qualitatif très important grâce à Archimède, mais que depuis elle n'a pas foncièrement progressé. (Arakawa, 2004) écrit lui que "la paramétrisation de la convection est un vieux problème en météorologie, quoiqu'un jeune sujet !...".

C'est pourtant bien le but qu'on se fixe en paramétrisation de la convection : comprendre et représenter l'interaction entre un écoulement à une échelle donnée et les processus convectifs d'échelle inférieure.

1.3 Grande échelle ? Quasi-équilibre ? Forçage ?

Grande échelle

La définition de la **grande échelle** est simple pour un modélisateur : c'est celle résolue par son modèle !... La grande échelle est alors de plus en plus petite au fil des ans !... Dans des articles afférant à la convection au but de la paramétriser, la grande échelle est plutôt utilisée pour désigner une échelle qui serait bien plus grande que celle de la convection, sans plus de précision. Grande échelle renvoie donc parfois à une échelle absolue, et parfois à une échelle relative à un processus.

Classification selon (Orlanski, 1975) : pour clarifier cette question Orlanski a proposé la classification présentée en table (1.1 p. 21). Nous essaierons d'utiliser cette classification dans la suite, pour éviter l'ambiguïté des termes "grand" et "petit". Le terme **synoptique** désignera les échelles au delà de 200 km.

TAB. 1.1 – Classification des échelles spatiales, selon (Orlanski, 1975).

Echelle	Taille	Exemples
Macroéchelle- α	$20000 \text{ km} < l$	Ondes de marée
Macroéchelle- β	$2000 \text{ km} < l < 20000 \text{ km}$	Ondes baroclines
Mésoéchelle- α	$200 \text{ km} < l < 2000 \text{ km}$	Fronts, cyclones tropicaux
Mésoéchelle- β	$20 \text{ km} < l < 200 \text{ km}$	Amas nuageux, brises
Mésoéchelle- γ	$2 \text{ km} < l < 20 \text{ km}$	Convection orageuse, effets urbains
Microéchelle- α	$200 \text{ m} < l < 2000 \text{ m}$	Tornades, ondes courtes de gravité
Microéchelle- β	$20 \text{ m} < l < 200 \text{ m}$	Thermiques, sillages
Microéchelle- γ	$l < 20 \text{ m}$	Turbulence, rugosité

Quasi-équilibre

Une notion très répandue en paramétrisation est celle de quasi-équilibre (QE dans la suite), qui sous-tend les approches dites diagnostiques. Elle permet d'égaliser des flux, *i.e.* de fonctionner "à flux tendu". Mais ceci implique des hypothèses fortes d'échelles spatiales et temporelles, voire de causalité. S'agissant de convection, la validité du QE est un point au cœur du débat sur la causalité et les temps de réponse. Il est donc important de clarifier la définition et le cadre d'application de ce QE.

(Emanuel, 1994) écrit qu'il y a **équilibre statistique** lorsque les échelles de temps et d'espace sur lesquelles on moyenne, et auxquelles on s'intéresse, sont bien plus grandes que celles caractérisant les processus individuels. Cela ne suppose en aucune façon que ces processus ne sont pas importants ; cela suppose plutôt que les ajustements qu'ils provoquent sont infiniment rapides devant ceux de la grande échelle. Il s'en déduit le **quasi-équilibre**, *i.e.* que les évolutions de la moyenne de ces processus vont à chaque instant être en phase avec cette grande échelle. Il s'en déduit également que les réservoirs de stockage de grandeurs comme l'énergie ou la masse par ces processus peuvent être considérés comme négligeables devant ceux mis en action à grande échelle.

Le quasi-équilibre peut donc aussi être défini, et sa validité quantifiée par **l'équation de bilan d'un réservoir**, tel l'énergie ou la quantité de masse :

$$\frac{\partial E}{\partial t} = F - R$$

où E est l'énergie, F un forçage, et R la réaction du processus. Si $|\frac{\partial E}{\partial t}| \ll |F|$ on a aussi $|\frac{\partial E}{\partial t}| \ll |R|$. L'équation pronostique de E fonctionne alors pour l'essentiel par sa partie stationnaire, qui équilibre les deux puissances F et R . La validité du quasi-équilibre se mesure donc à la négligeabilité du terme de tendance totale devant ses contributions.

La première raison du quasi-équilibre est à rechercher dans l'effet de moyenne spatiale : si les champs de F et R sont inhomogènes, lorsque considérés localement, les moyennés spatialement a toute chance de faire opérer des compensations. $|\frac{\partial E}{\partial t}|$ est alors plus faible à grande échelle. Un exemple en est fourni par l'équation d'évolution de la vapeur d'eau :

$$\frac{\partial q_v}{\partial t} = A + E + C$$

où A est l'advection, E le gain par évaporation-turbulence, et C la perte par condensation. A l'échelle locale, disons 1 m, A est le plus souvent le terme dominant, et quasi-égal à $\frac{\partial q_v}{\partial t}$. Si

on moyenne horizontalement jusqu'à effectuer une moyenne globale, l'advection tend vers zéro (milieu périodique), tandis que les compensations font tendre E vers $-C$. A grande échelle cette équation s'écrit quasiment $E + C = 0$.

La seconde raison du quasi-équilibre est à rechercher dans les temps de réponse : tant que l'évolution temporelle de F est suffisamment lente, *i.e.* que son temps caractéristique est bien plus grand que celui du processus, alors l'évolution de R suit en permanence celle de F . Dès que F varie brusquement, R ne le suit plus, et on sort du quasi-équilibre.

Prenons un exemple univoque : une voiture mue par un moteur, transmettant sa puissance aux roues via un arbre de transmission. La transmission est un processus dont le temps de réponse est négligeable devant l'échelle de temps définie par la puissance du moteur et l'inertie de la voiture. Du coup à chaque instant vitesse de la voiture et vitesse de rotation de l'arbre de transmission peuvent être considérées comme en phase. Le stockage d'énergie de torsion dans l'arbre est négligeable. Appelons E cette énergie stockable dans l'arbre sous forme de torsion. On a

$$\begin{aligned}\frac{\partial E}{\partial t} &= P_m - P_r \\ &= M_m \omega_m - M_r \omega_r \\ &= M_m (\omega_m - \omega_r)\end{aligned}$$

où P_m et P_r sont respectivement les puissances reçues par l'arbre de la part du moteur, et transmises par l'arbre aux roues. M est le moment angulaire et ω la vitesse de rotation. Comme l'arbre ne se tord que d'un angle très limité, les vitesses de rotation en entrée et sortie de l'arbre sont très voisines : on a $|\omega_m - \omega_r| \ll |\omega_m|$ et du coup $|\frac{\partial E}{\partial t}| \ll |P_m|$. Le stockage d'énergie sous forme de torsion est négligeable, de même que l'est le temps de réponse entre couple moteur et couple aux roues. La transmission se présente comme un processus à "flux tendus" qui redirige la puissance du moteur vers le réservoir d'énergie cinétique de la voiture, sans stockage propre.

Prenons maintenant un exemple plus équivoque, celui introduit en convection par (Arakawa and Schubert, 1974). Ces auteurs écrivent qu'il y a séparation d'échelles en convection, *i.e.* que le temps de réponse des circulations convectives est bien plus petit que celui d'évolution à grande échelle. C'est la clef de voûte de leur approche, une vision qui sera à l'origine de toute une école de pensée dans les années suivantes. Le quasi-équilibre s'en déduit : ils écrivent que la convection est en quasi-équilibre avec les conditions à grande échelle. La convection devient un processus à flux tendus qui redirige des flux en entrée (énergie, humidité) vers des flux en sortie, sans réservoir de stockage. Ils justifient cette hypothèse par l'équation

$$\frac{\partial CAPE}{\partial t} = F - C$$

où $CAPE$ est la CAPE non diluée, F le forçage dynamique, et C l'action de la convection. Sur un nuage de points issus de données de radiosondages des Iles Marshall, (Arakawa and Schubert, 1974) concluent que $|\frac{\partial CAPE}{\partial t}| \ll |F|$. Cet exemple est plus équivoque parce qu'à regarder leur figure 13 le ratio $|\frac{\partial CAPE}{\partial t}|/|F|$ est quand même de l'ordre de 10% ; ensuite parce que la convection n'existe pas qu'aux Iles Marshall, et enfin et surtout parce qu'ils ont tiré de ce QE bien plus que ce qu'il prouve, notamment en en déduisant des conséquences sur la causalité ou sur l'échelle spatiale de la convection. On y reviendra.

Hypothèse de Kuo sur l'humidité : c'est une application "flux tendus" de l'hypothèse de quasi-équilibre ci-dessus au champ d'humidité : on écrit que toute l'humidité disponible à grande échelle sous forme advective et évaporative est instantanément répartie par la convection sous forme de

précipitations et humidification de l'environnement. A la lueur des définitions que nous venons de rappeler on peut remarquer que l'hypothèse de Kuo est une variante très forte des "flux tendus". En effet dire que la convection fonctionne à flux tendus c'est dire qu'elle redirige tous les flux d'entrée vers des flux en sortie sans stockage. Mais ses flux d'entrée pourraient n'être qu'une partie des flux advectifs et évaporatifs. Ce que dit l'hypothèse de Kuo est bien plus fort : les flux dynamiques et évaporatifs en intégralité seraient utilisés et "convertis" par la convection. On y reviendra plus loin, en partie (2 p. 27).

Non-équilibre : à l'inverse en regardant un profil vertical type $(\theta, \theta_E, \theta_{ES})$ on est incliné naturellement à penser hors équilibre : ce profil représente une "grande échelle", comporte de la CAPE et de la CIN. On imagine alors un stockage d'énergie dans cette CAPE, que la première particule locale ayant franchi pour une raison quelconque la barrière de CIN va aller grignoter, prenant peu à peu de la vitesse et générant de la chaleur latente.

(Emanuel, 2000) page 247 indique clairement la différence entre la pensée "hors équilibre" et la pensée "quasi-équilibre" :

- dans la pensée "hors équilibre" le taux d'instabilité humide à grande échelle est pensé comme un forcéur externe de la convection locale, qui va se développer en fonction de lui.
- dans la pensée "quasi-équilibre" le taux d'instabilité humide à grande échelle est pensé au contraire comme le résultat de l'équilibre *déjà établi* entre mouvements à grande échelle et convection locale.

Forçage

Si on prend pour définition de la convection celle D3 de la page 17 : "la convection est le processus se développant en réponse à une instabilité humide", alors il est clair que tout ce qui tend à augmenter l'instabilité humide ou lui permettre de se déclencher peut être considéré comme un forcéur de la convection : refroidissement radiatif au sommet de l'atmosphère, apport d'humidité de basses couches par turbulence ou advection, soulèvement orographique, etc...

Mais il faut se garder de penser que ce forçage est "de grande échelle" !... La turbulence par exemple, qui est un forcéur de la convection en augmentant θ_E en basses couches, est un processus à plus petite échelle que la convection elle-même.

La convection est également un forcéur d'elle-même, et ce à plusieurs échelles ; pour ne citer que trois exemples :

1. les courants de densité créés en présence de convection déclenchent la convection par soulèvement.
2. la convergence de basses couches de la cellule de Hadley est un forcéur de la convection ; or cette convergence a elle-même deux sources :
 - une source radiative : chauffage radiatif différentiel équateur / zones subsidentes subtropicales.
 - une source convective : chauffage différentiel équateur / zones subsidentes subtropicales par condensation convective.
3. la convection tend à augmenter le vent de basses couches. Ceci favorise l'évaporation, qui est un forcéur de la convection (mécanisme WISHE).

Comme l'indique (Mapes, 1997) ceux qui ont cru pouvoir séparer, comme deux boîtes indépendantes, forçage de grande échelle d'une part et convection d'autre part ont commis une erreur :

car on peut montrer que la convection, dans sa définition météorologique D3, EST un processus à grande échelle, allant de 2 km à plus de 20000 km. Ce point sera traité plus en détail en partie "phénoménologie de la convection".

1.4 Sensibilité, chaos et bifurcations ?

En fin de cette partie dédiée aux définitions on veut éclaircir la relation qu'entretiennent entre eux sensibilité, chaos, bifurcations et prévisibilité, et quels liens ils ont avec la turbulence. Ces questions sont celles qui se posent naturellement à l'occasion du travail d'écriture d'une paramétrisation : on cherche à éliminer du modèle les sources de sensibilité, de chaos ou de bifurcations qui ne sont pas effectivement présentes dans l'atmosphère à l'échelle où on la résout, et où on espère la prévoir. Mais ces sources ne sont pas évidentes à connaître voire pour certaines impossibles à mesurer. Et inversement à trop vouloir lisser le modèle pour des raisons de stabilité, ou de cohérence avec le formalisme linéaire de l'assimilation de données par exemple (la physique doit-elle être de classe C^1 , *i.e.* dérivable et à dérivée continue ?), on risque de passer à côté dans le modèle de certains extrêmes que la nature sait produire. Enfin la pertinence d'un modèle en usage "prévision d'ensemble" réside sans sa capacité à "bifurquer ou être suffisamment sensible".

Les paramétrisations convectives fournissent ainsi parfois des évolutions temporelles du flux de précipitation en surface très chahutées, très "erratiques", avec un fonctionnement temporel du type marches/arrêts brutaux. Or ils sont sensés représenter la moyenne du flux de précipitation à des échelles horizontales larges, échelles auxquelles les observations indiquent une évolution temporelle bien plus continue. On peut donc penser que dans certains contextes les paramétrisations sont trop sensibles aux variables d'entrée et/ou que leur rétroaction à ce qui est leur forçage est trop forte.

Donc le travail sur ces termes n'a pas qu'un but formel : on veut clarifier ce dont on parle, pour mieux exprimer ce que l'on cherche. On pourra alors en tirer les conséquences sur la régularité des équations que l'on doit écrire dans la paramétrisation, ainsi que quelles rétroactions positives ou négatives on y introduit.

Sensibilité : elle se définit comme la dérivée –ou le taux de variation– d'un état final par rapport à l'état initial, ou par rapport à certains paramètres forçant le système.

Chaos : la définition la plus fréquente est qu'un système est chaotique si on ne peut le prévoir. Chaotique s'oppose donc à prévisible. Or il existe deux origines au chaos :

1. **Complexité** : le chaos de nombreux systèmes naturels résulte le plus souvent de la conjonction d'une multitude d'événements indépendants entre eux. Exemple : le tirage du loto ; les suites sont imprévisibles ; la cause en est la multitudes des chocs que les boules subissent entre elles ou de la part des bras d'agitation. Le chaos vient ici de ce qu'il y a plus de processus et de variables que nous ne savons en prendre en compte.
2. **Instabilité** : mais un comportement chaotique ne peut-il avoir son origine que dans cette multiplicité de causes indépendantes ? Non, comme l'indique la suite itérative définie par

$$x_{i+1} = 4x_i(1 - x_i), \text{ avec } 0 < x_0 < 1$$

Si on part de deux valeurs initiales très proches, les deux suites résultantes ont au début une évolution semblable, puis se séparent peu à peu pour finalement devenir parfaitement incohérentes entre elles. Ce système déterministe est donc très sensible aux conditions initiales.

Sachant qu'en pratique il y a imprécision sur les conditions initiales, un système sensible aux conditions initiales est donc également peu prévisible. Il est donc chaotique. Contre toute attente, déterminisme et chaos ne sont nullement antinomiques.

Pour un système déterministe, le chaos peut donc également se définir comme la sensibilité aux conditions initiales.

Notons qu'un système non déterministe est forcément chaotique : comme on ne peut relier ses effets à des causes, il est donc non prévisible et donc chaotique par définition. La notion de "chaotique ou non" ne se pose que pour un système déterministe, ce qui fait qu'en pratique chaos est devenu dans le champ du langage synonyme de "chaos déterministe".

Le chaos d'un système déterministe trouve le plus souvent sa source dans l'existence d'*instabilités*. De tels chaos peuvent exister dans des systèmes mêmes simples. Plus les systèmes sont complexes, plus le nombre d'instabilités possibles tend à grandir, et plus ils deviennent chaotiques. En pratique la question du chaos ne se pose donc que pour les systèmes simples, car les systèmes complexes sont "forcément" chaotiques.

Certains auteurs définissent le chaos comme étant dû aux deux causes ci-dessus (définition large), d'autres à la seule deuxième cause. Il est vrai que seule la deuxième cause est intrinsèque au système, la première n'étant que relative à notre propre entendement ou capacité de calcul.

Nous opterons ici pour la deuxième définition, intrinsèque : est chaotique un système très sensible aux conditions initiales, cette sensibilité trouvant sa source dans des instabilités.

Bifurcation : la notion de bifurcation est différente. Elle renvoie à un changement brusque de l'attracteur de l'espace des phases d'un système, suite à une modification des paramètres *extérieurs* à ce système.

Changement de régime : c'est le passage d'un état du système d'une partie de son attracteur à une autre. On est ici à paramètres extérieurs, et donc à attracteur, constants. Lorsque le changement de régime est brusque, on est tenté dans le langage courant de parler de bifurcation. Mais stricto-sensu, changement de régime et bifurcation sont antinomiques.

Turbulence ? (Lesieur, 1994) propose pour la turbulence une définition simple et élégante : un processus est turbulent s'il est à la fois chaotique et diffusif. Sa définition de chaotique est la même que celle que nous avons donnée en page 25. Les écoulements turbulents étant chaotiques, leurs détails sont peu prévisibles par définition. Par contre la prévision déterministe des moments d'ordre 1, 2, 3, etc... à une échelle donnée est parfois possible.

En météorologie, avec la définition de (Lesieur, 1994), la convection précipitante est turbulente, de même que les perturbations baroclines des latitudes moyennes.

Dans la suite du rapport le terme turbulence renverra à une acception plus limitée : celle due aux processus secs de CLA, dont la source est d'une part la convection sèche (turbulence thermique), et d'autre part le cisaillement de vent (turbulence dynamique).

Chapitre 2

Phénoménologie de la convection

A ce stade de la rédaction on a précisé les définitions de mots tels que convection, forçage, sensibilité, etc... Mais cela ne nous dit pas encore quels sont les ingrédients essentiels à mettre dans une paramétrisation convective pour qu'elle soit réaliste !... Ecrire une paramétrisation c'est faire des hypothèses sur les mécanismes en jeu. Il faut donc être capable d'inventorier ces mécanismes et les classer par ordre d'importance. Pour nous aider dans cette tâche on va discuter ici quelques conclusions qualitatives qui semblent ressortir d'articles d'observation de la convection, ou de simulations haute résolution.

A lire des auteurs récents comme Emanuel, Mapes ou Arakawa, le moins qu'on puisse dire en introduction de cette section est que des divergences fortes existent entre eux !... Ces différences portent sur les thèmes de la causalité en convection, sur les échelles spatiales et les temps de réponse. Des écoles de pensée se sont créées au fil des ans.

2.1 Instabilisation et déclenchement

La particularité de la convection humide est que ce processus est **stable aux petits soulèvements et instable aux grands**. Partons en effet d'un profil vertical non saturé, et tel que $\frac{\partial \theta_E}{\partial z} < 0$ à certains niveaux. Il faut d'abord amener la particule de son niveau courant P jusqu'à condensation par soulèvement adiabatique, puis continuer à la soulever jusqu'au niveau dit "de condensation libre" LFC (Level of Free Convection) où elle va devenir flottable vis-à-vis du niveau courant. Elle va alors continuer à monter "naturellement" jusqu'au niveau de neutralité LNB (Level of Neutral Buoyancy), où sa flottabilité redevient nulle. De LFC à LNB, la particule reçoit un travail appelé CAPE (Convective Available Potential Energy) –cf figure (2.1 p. 28)–. Cette énergie ne pourra être libérée que si le travail "résistant" de soulèvement de la particule de P à LFC a été fourni par un moyen non convectif, un forçage. Ce travail résistant est appelé CIN (Convective INhibition). La CIN est donc le palier à franchir pour accéder au réservoir de CAPE.

Deux processus contrôlent donc la convection : instabilisation et déclenchement. L'instabilisation augmente la CAPE, le déclenchement consiste à franchir la barrière de CIN ou la supprimer.

A très grande échelle, disons à l'échelle macro- α comme celle de l'ensemble de la ceinture tropicale et de durées supérieures à la journée, le processus d'instabilisation domine : le déclenchement se produit d'une façon ou d'une autre, à la faveur de zones de convergence provoquant des ascensions adiabatiques. Des soulèvements orographiques ou des processus turbulents permettent par

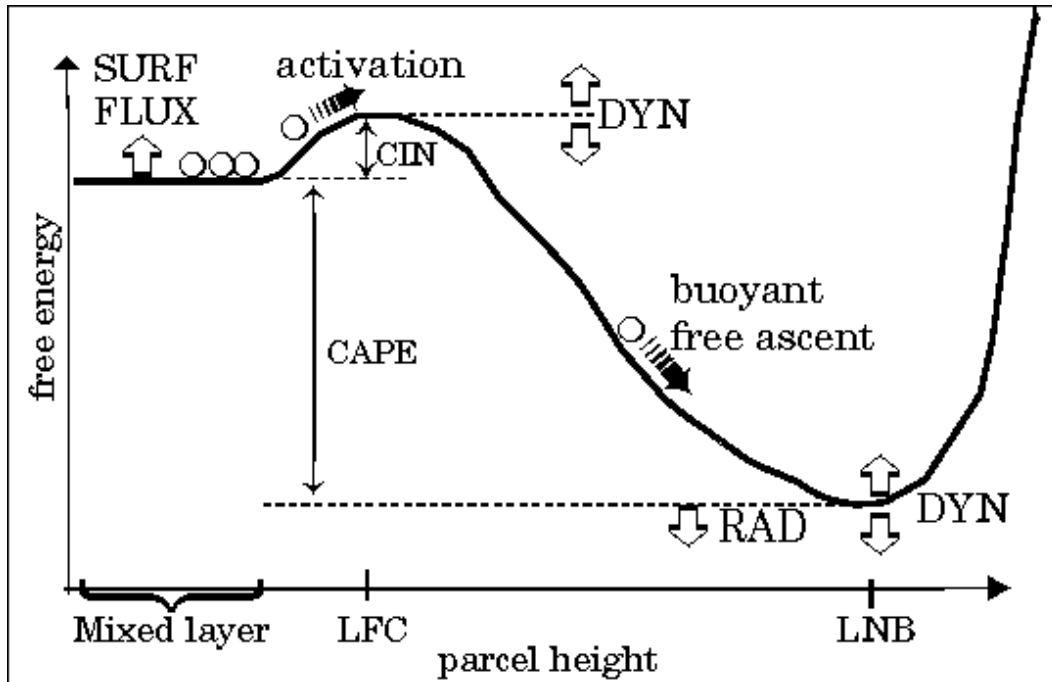


FIG. 2.1 – Travaux reçus / fournis par une particule effectuant une ascendance dans un environnement donné. En X : altitude de la particule ; en Y : travail. La courbe continue indique l'intégrale de la force de flottabilité lorsque la particule effectue un trajet ascendant. Les processus dynamiques tendent à la fois à modifier le réservoir de CAPE, et le seuil de déclenchement CIN. Les flux de surface tendent à remonter le plateau de gauche, tandis que les flux radiatifs tendent à abaisser celui de droite. Source (Mapes, 1997).

exemple de franchir la barrière de CIN ou de la faire disparaître. Donc, considérée à assez grande échelle, la convection est nécessaire, inévitable. Et son intensité à cette échelle large est gouvernée par l'instabilisation, *i.e.* le taux de variation de la CAPE. Ce taux est dû pour l'essentiel, à ces échelles, à l'évaporation de basses couches et au rayonnement.

Ceci est illustré par les figures (2.2 p. 29) et (2.3 p. 30) sur lesquelles on voit à l'échelle de la ceinture tropicale l'intensité convective répondre de façon quasi exacte à l'instabilisation de basses couches résultant du rayonnement et de la dynamique.

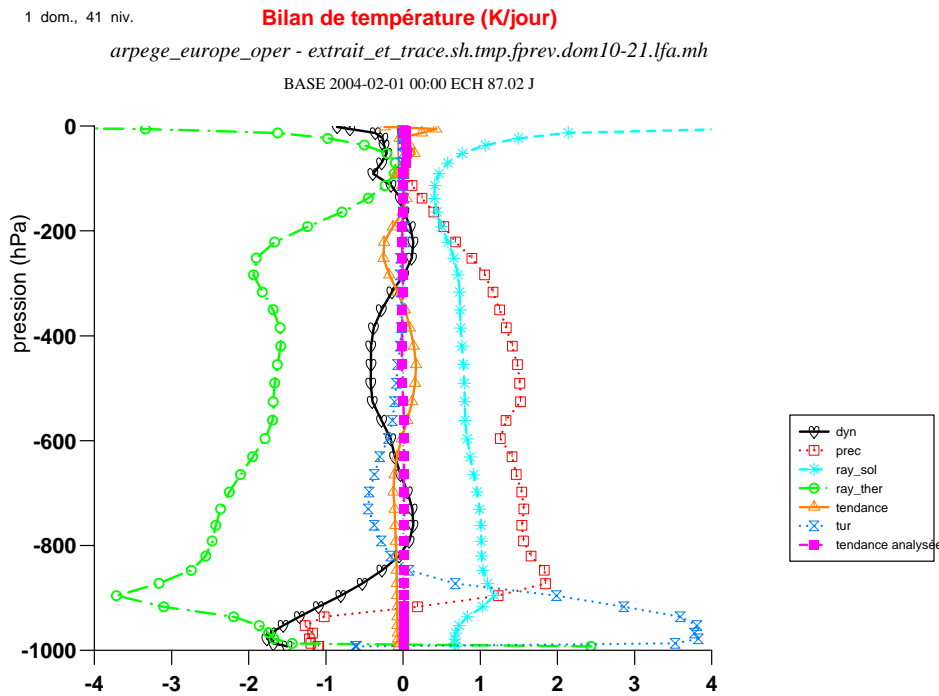


FIG. 2.2 – **Bilan de température en moyenne horizontale sur la ceinture tropicale.** *Cœur* : tendance dynamique résolue. Carré : convection sous-maille et condensation / évaporation résolues. Sablier : turbulence. Triangle : tendance totale du modèle en 3 jours, en moyenne sur ces 29 cas. Carré plein : tendance totale analysée en un mois, *i.e.* température analysée au 1er mars moins celle analysée au 1er février, divisée par la durée du mois. Moyenne effectuée sur la zone (20N - 20S), et temporellement sur un mois, ici février 2004. On a pris ici la moyenne temporelle des 29 prévisions à 3 jours d'ARPEGE opérationnel. La tendance totale analysée est sensiblement plus faible que les différents postes qui la composent ici, indiquant que les rétroactions entre processus ont conduit à un quasi-équilibre. On voit que les prévisions à 3 jours du modèle vérifient un peu moins bien le quasi-équilibre que l'atmosphère réelle ; l'écart (triangle moins carré plein) est le biais tropical du modèle.

De même, à macroéchelle tropicale, le profil de θ est peu différent d'une pseudo-adiabatique saturée, comme montré en figure (2.4 p. 31). On imagine donc une situation dans laquelle le rayonnement fait franchir "en permanence" le fil rouge de l'instabilité humide, ce qui tôt ou tard, *i.e.* de façon nécessaire à cette échelle est compensé par la convection.

Mais que se passe-t-il à **mésoséchelle** ? (Mapes, 1997) rappelle que la convection y est au contraire

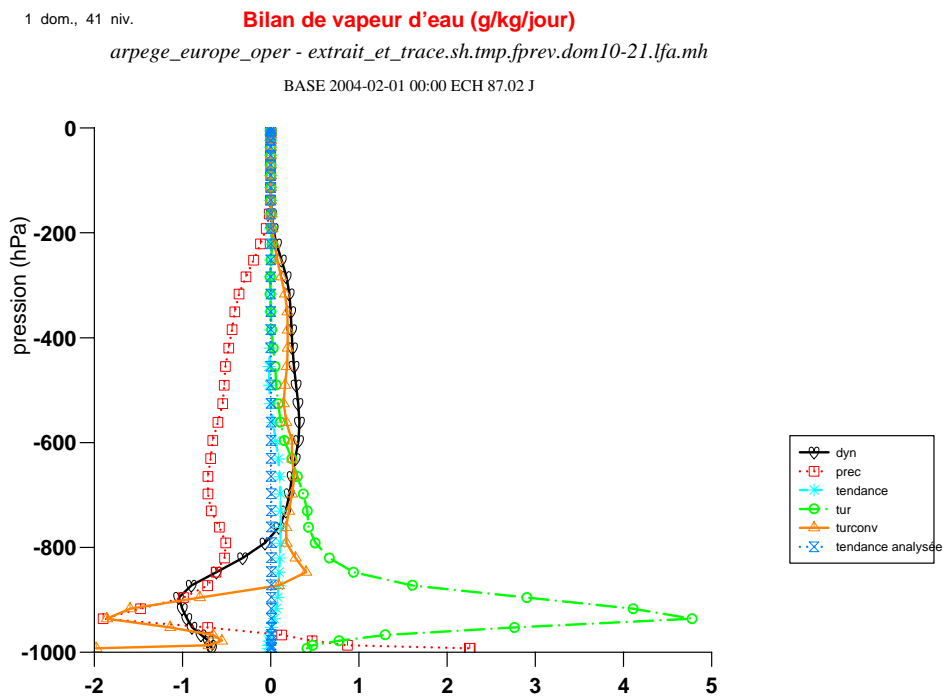


FIG. 2.3 – **Bilan de vapeur d'eau en moyenne horizontale sur la ceinture tropicale Cœur** : tendance dynamique résolue. Carré : condensation / évaporation résolues et de convection sous-maille. Astérisque : tendance totale du modèle en 3 jours, en moyenne sur ces 29 cas. Cercle : turbulence. Triangle : transport par la convection sous-maille. Sablier : tendance totale analysée en un mois, i.e. humidité analysée au 1er mars moins celle analysée au 1er février, divisée par la durée du mois. Moyenne effectuée sur la zone (20N - 20S), et temporellement sur un mois, ici février 2004. On a pris ici la moyenne temporelle des 29 prévisions à 3 jours d'ARPEGE opérationnel. La tendance totale analysée est sensiblement plus faible que les différents postes qui la composent ici, indiquant que les rétroactions entre processus ont conduit à un quasi-équilibre. On voit que les prévisions à 3 jours du modèle vérifient un peu moins bien le quasi-équilibre que l'atmosphère réelle ; l'écart (astérisque moins sablier) est le biais tropical du modèle.

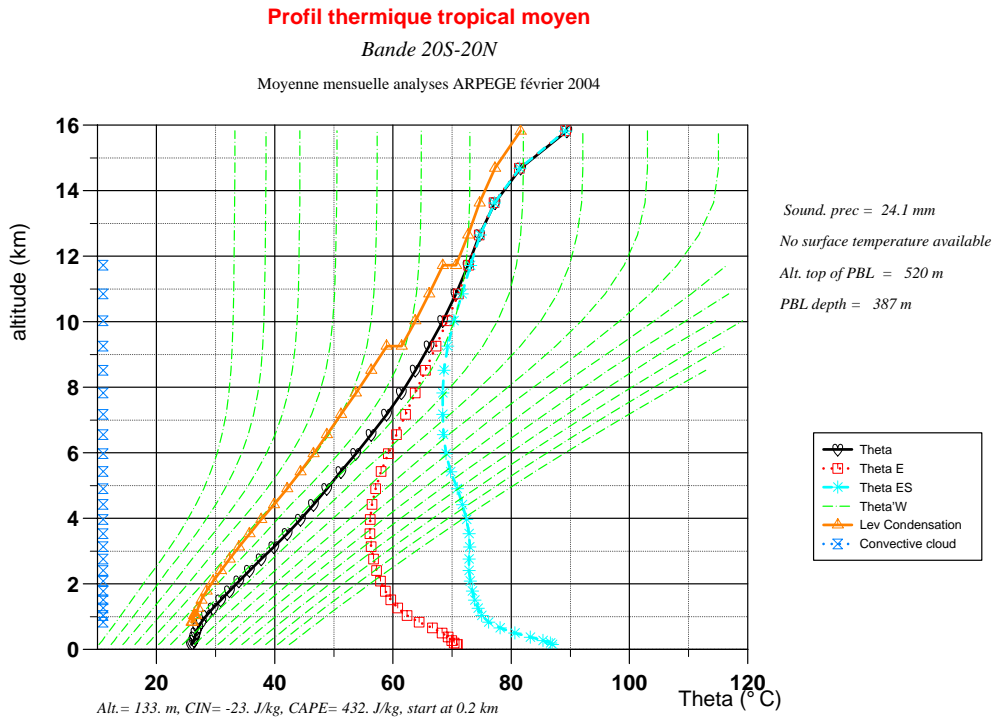


FIG. 2.4 – **Profil vertical moyen dans les Tropiques.** Il a été obtenu par moyenne des 29 analyses d'ARPEGE à 00UTC, en février 2004, dans la bande 20S-20N. Le profil de θ est très voisin d'une pseudo-adiabatique humide.

un phénomène sporadique, qui se produit à la faveur de lignes de convergence de brise, de la ZCIT, le long des reliefs par ascendance forcée par le vent, etc... Le lieu où la convection déclenche la première fois est souvent l'origine chronologique d'un grand nombre de nuages convectifs qui s'enchaînent. Donc, observée à mésoéchelle, la géométrie des zones convectives semble inféodée à ses processus de déclenchement.

Dans la majeure partie des océans subtropicaux ce n'est pas par manque de CAPE que la convection est peu active, mais plutôt parce qu'aucun mécanisme ne vient briser la barrière de CIN. On voit ainsi que **l'intensité convective à mésoéchelle est bien plus corrélée aux processus déclencheurs qu'aux processus déstabilisants.**

En conclusion, à macroéchelle la convection est nécessaire, et contrôlée par l'instabilisation. Aux autres échelles il y a dominance du contrôle par les processus de déclenchement.

2.2 Ascendance nuageuse

Dans les airs secs, *i.e.* dont le déficit de saturation $q_{sat} - q_v$ est grand en moyenne troposphère, le sommet des nuages observé pour la convection humide (*i.e.* non précipitante ou précipitante) est bien en dessous du niveau de neutralité qu'on calculerait sans entraînement : les particules rencontrent dans leur ascendance des airs secs, elles s'évaporent et se refroidissent, arrêtant leur ascendance assez rapidement. Estimer le sommet des nuages à partir d'un calcul non dilué ou pas assez dilué conduit donc à surestimer très largement la hauteur observée du sommet des nuages.

Les observations de la campagne TOGA-COARE (Redelsperger et al., 2002) indiquent ainsi que le sommet des nuages est bien mieux anti-corrélé au déficit de saturation que corrélé à la CAPE non diluée. Dit en d'autres termes, sur les mers tropicales où la température de surface de la mer est assez uniforme, ce qui gouverne la variabilité de la convection précipitante n'est pas tant la variabilité dans la CLA mais celle en moyenne troposphère, où ont lieu des successions périodes d'intrusion d'air sec / périodes de réhumidification.

Dans les airs humides inversement le sommet des nuages observé est bien au-dessus du niveau de neutralité : les particules accumulent de l'énergie cinétique dans leur montée, ne désaturent guère, et dépassent donc par effet cinétique ce niveau de neutralité.

Overshoot : dans tous les cas, airs secs ou non, le sommet des nuages observé est au-dessus du niveau de neutralité calculé avec entraînement : en effet les particules arrivent à ce niveau de neutralité avec une certaine vitesse, puisque la flottabilité a par définition été positive du niveau de convection libre au niveau de neutralité. Elles montent donc encore un peu, jusqu'à épuisement de leur énergie cinétique. Le fait que sommet des nuages soit plus élevé que niveau de neutralité calculé avec entraînement est essentiel pour l'évolution temporelle : c'est par cet "overshoot" que le sommet de la couche limite peut monter en convection sèche, ou le sommet des nuages monter par humidification en convection humide. Ce point est donc central pour les phénomènes instationnaires, tel le cycle diurne.

Cisaillement de vent : les ascendances nuageuses y sont sensibles. Les petits nuages ont tendance à être dilués par le cisaillement. Inversement, en présence d'instabilité et humidité plus forte, le cisaillement peut être un facteur de structuration, séparant updrafts et downdrafts par exemple, et jouant alors un rôle moteur. A notre connaissance aucune paramétrisation à ce jour ne tient compte du cisaillement de vent dans le calcul d'ascendance.

2.3 Séparation d'échelles, subsidence

Les systèmes convectifs sont visibles par leur partie "blanche", nuageuse, correspondant pour l'essentiel à la zone ascendante des cellules. Mais quelle forme prend la subsidence ?

(Lac et al., 2002), à l'aide d'une étude combinant données satellitaires et modèle non-hydrostatique de domaine explicite $700 \times 600 \text{ km}^2$ montrent que le chauffage net des systèmes convectifs se traduit par l'émission de pulsations d'ondes de gravité selon plusieurs modes et vitesses de propagation. Les célérités en jeu varient de 25 à 50 m/s. L'effet de ces ondes est multiple : effet moyen de subsidence dans la partie de la troposphère située au-dessus de la CLA, mais aussi, par effet local au passage des ondes, soulèvement pouvant provoquer le déclenchement d'autres systèmes.

(Mapes, 1998) a utilisé sur un domaine plus large (toute la bande équatoriale) un modèle simplifié donnant la réponse linéaire de l'atmosphère tropicale à un chauffage "isolé" de la taille d'un SCME. Par nature son modèle linéaire donne moins de détails locaux que l'étude de (Lac et al., 2002), mais peut attaquer la question des interactions à macroéchelle, celle de l'ensemble de la bande tropicale. C'est donc un travail complémentaire. Il a étudié la vitesse verticale induite au lieu même du SCME par la rétroaction des ondes de gravité que ce SCME émet à distance. Une ascendance forte se produit rapidement (1 – 2 h) soit bien plus vite que la durée de vie des SCME (6 – 12 h). Ces résultats indiquent que les observations radiosondages d'un quasi-équilibre entre mésoéchelle et convection locale pourraient bien être dues à la réponse rapide de la mésoéchelle à la convection locale, et non vice-versa comme souvent supposé. Et (Mapes, 1997) d'écrire : "En

résumé, la raison pour laquelle le quasi-équilibre prévaut dans le modèle à chauffage imposé est que la vitesse verticale à grande échelle répond rapidement à la convection."

Conséquence : **la convection est aussi un processus à grande échelle**, si on appelle grande échelle toute échelle de l'ordre de 20 km et au delà, soit l'échelle méso- β .

Comment cela se passe-t-il maintenant dans un GCM usuel, hydrostatique, avec paramétrisation de la convection sous-maille ? Comment un chauffage local se propage-t-il dans un tel modèle ? Supposons qu'au pas de temps 0 on crée une tendance de chauffage sur une verticale du modèle. Alors

1. Au pas de temps 1 la température est plus forte. Par le biais de l'hydrostatique une partie de la masse est montée, à pression de surface constante.
2. Au pas de temps 2 le vent horizontal se met à diverger aux points voisins, suite au travail de la force de pression $-\frac{1}{\rho} \overrightarrow{\text{grad}}_h p$. Cette divergence est nulle en surface, où la pression est encore localement uniforme.
3. Au pas de temps 3 la pression de surface baisse en ce lieu, suite à la divergence du champ de vent.
4. Au pas de temps 4 suite à la baisse de pression de surface une convergence de vent en surface s'opère.

On voit donc que suite à chauffage local, un modèle hydrostatique crée une cellule dont la taille croît à la vitesse $\Delta x / \Delta t$, avec divergence d'altitude et convergence de surface. La convergence de surface a un retard $4\Delta t$ sur le chauffage qui la crée.

Conséquence : **dans un GCM hydrostatique aussi la convection est un processus à grande échelle**, car la rétroaction rapide intervenant dans la nature ($1 - 2 h$), décrite par Mapes, peut s'y mettre en place.

La séparation d'échelles en convection : rigoureuse mais artificielle. Il est tout à fait possible de définir rigoureusement une séparation d'échelles : à partir d'un certain nombre d'onde en spectral, par exemple. De même dans le langage des modélisateurs, ce qu'on appelle petite échelle versus grande échelle est par définition sous-maille versus résolu. Avec ces définitions mathématiques la séparation est rigoureuse. (Mapes, 1997) signale cependant que la convection est un phénomène "spectralement rouge", *i.e.* mettant en jeu un continuum d'échelles avec dominance de la "grande" : l'énergie générée par la corrélation entre chauffage et température dans les updrafts n'est pas limitée aux updrafts mais s'expand à la vitesse des ondes de gravité à des échelles bien plus larges. Il signale qu'une confusion fréquente est faite entre échelle spatiale et dimension physique : quelle est la taille d'un nuage convectif précipitant dont la partie "blanche" fait 10 km de large ? On serait tenté de répondre 10 km. Mais quelle est la zone sur laquelle agit le chauffage net de ce nuage ? Bien plus. Donc la dimension physique de "l'objet" précipitant qu'est l'updraft est bien plus faible que son échelle spatiale, notion qui renvoie à la zone sur laquelle il étend son influence, et dont les propriétés ont ou vont influencer son évolution. A contempler la figure (2.5 p. 34) on perçoit également le fort continuum d'échelles, des petits cumulus "de beau temps", aux cumulus congestus, aux cumulonimbus et leurs enclumes ; ceux-ci sont eux-mêmes organisés en SCME, eux-mêmes reliés entre eux formant la ZCIT, etc... Où effectuer une coupure dans tout cela ?

Par conséquence, la séparation d'échelles intervenant dans un modèle entre résolu et sous-maille n'a, elle non plus, aucune chance de tomber dans un "trou" spectral. On voit ainsi sur la figure (2.6 p. 35) que certains SCME sont résolus par ARPEGE, s'étendant sur un grand nombre de points de grille. Des nuages convectifs de plus en plus ténus y descendent jusqu'en limite de résolution.



FIG. 2.5 – Une famille de cumulonimbus au dessus du Nigéria, photographiée par des astronautes de la navette Challenger. Source "Clairs de Terre", Bordas 1988.

Dans la nature certains sont bien sûr en deçà de cette limite, non visibles par nature sur cette image. Au fil des ans la résolution d'ARPEGE-ALADIN croît, et les cas à convection résolue deviennent plus fréquents.

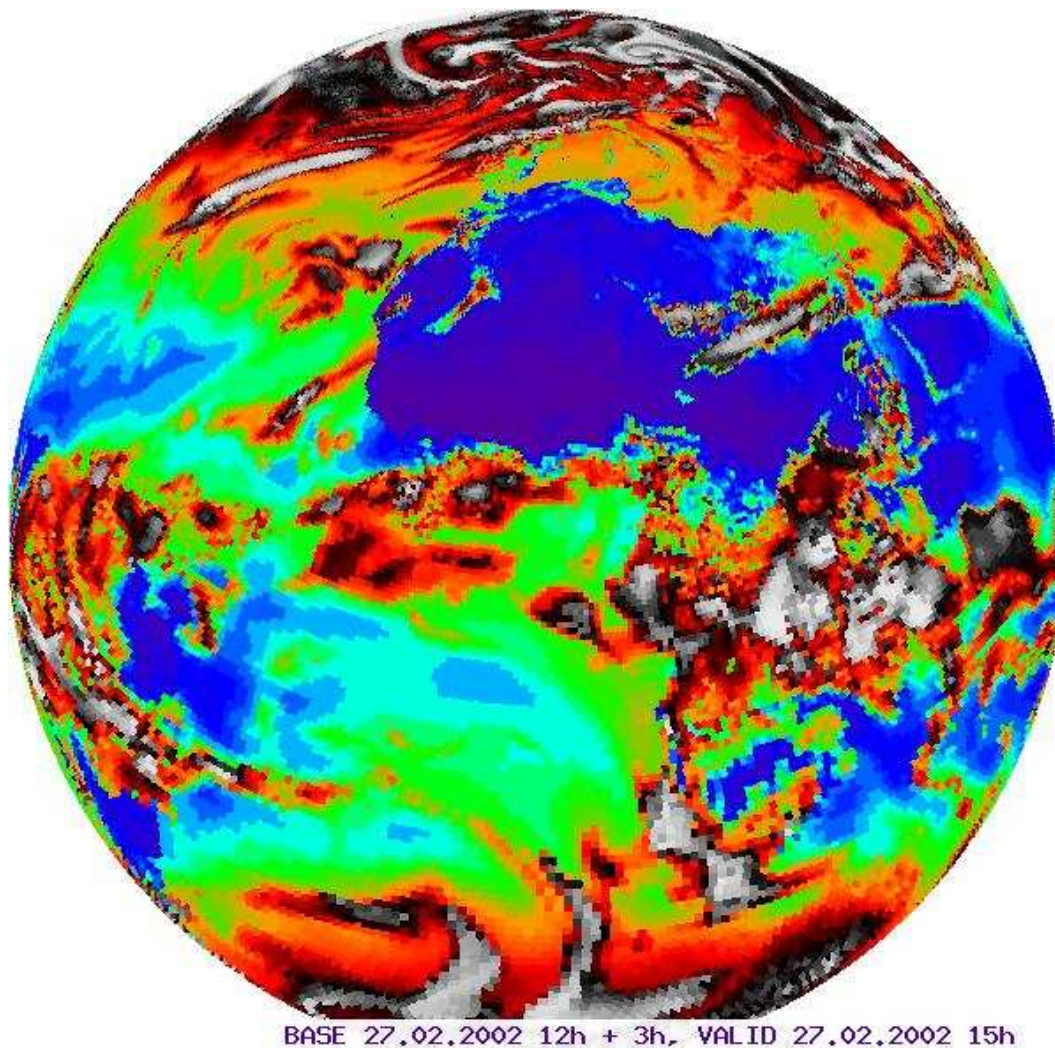


FIG. 2.6 – Image satellitaire prévue par ARPEGE. Le champ tracé ici est la température de brillance dans le canal $11 \mu m$: bande infra-rouge, fenêtre vapeur d'eau.

2.4 Séparation convectif / non convectif, concept de CCF

Qu'est-ce qui est non convectif ? On a besoin de répondre à cette question pour aborder dans les sections suivantes la question de la causalité en paramétrisation. En effet pour être capable de définir un forceur et un forcé, ou plus exactement deux processus en interaction, celui de la paramétrisation et le reste du modèle par exemple, encore faut-il bien savoir ce qu'on met dans chaque boîte. Et donc d'établir une partition entre processus.

Or la définition D3 de la convection, consensuelle dans la communauté météorologique, est très large : "l'ensemble des processus se développant en réponse à une instabilité convective". Avec

cette définition, et comme rappelé par (Randall et al., 1997), les enclumes des cumulonimbus, stratiformes, sont "convectives". L'augmentation des flux de surface consécutifs à un assèchement de basses couches suite à passage d'un système convectif, est lui aussi convectif. Convective également, l'ascendance au centre des SCME consécutive à la rétroaction en air sec des ondes de gravité émises par ces SCME. Au fait, reste-t-il quelque chose de non convectif dans les Tropiques ? Il reste probablement une bonne part du rayonnement¹, de la turbulence, une certaine partie des vitesses verticales, mais laquelle ?...

Si on s'acharne à définir la convection comme "l'ensemble des processus se développant en réponse à une instabilité convective" il faut bien reconnaître que la question de dire, à un instant et un lieu donnés, **quelle part** de la vitesse verticale par exemple **est convective est indécidable**.

Ce côté indécidable fait peur : pour (Randall et al., 1997) le quasi-équilibre par exemple ne peut être appliqué que si les processus convectifs ont été conceptuellement séparés des processus non convectifs. Et ils en concluent, assez paradoxalement, une motivation à abandonner le quasi-équilibre pour passer à des fermetures pronostiques, au motif qu'elles sont seules de nature à ne plus avoir à se poser cette question !... "Paradoxalement", car les équations pronostiques créées pour sortir du quasi-équilibre utilisent des termes à échelle résolue, pour lesquels les mêmes questions se posent.

CISK : une instabilité ou une fermeture ? Dans la même veine le concept original de CISK (Convective Instability of the Second Kind) fut développé dans les années 1960 pour décrire un mécanisme d'instabilité expliquant pourquoi dans certains cas on avait croissance des systèmes convectifs : plus de convection active implique plus de chauffage, qui crée par effet barocline plus de convergence de basses couches, et du coup plus de convection. Mais ce concept d'instabilité a donné lieu à des schémas convectifs "à fermeture CISK" élaborés avec l'idée tacite que la vitesse verticale à méso-échelle –ou la convergence d'humidité– est un forceur de la convection. Ce qu'il faut comprendre comme un forceur "non convectif" de la convection. Or, suite à ce qu'on a montré en section précédente sur la subsidence, ou si on en revient à la définition du concept CISK originel, on voit bien que forcer la convection sous-maille par la vitesse verticale est un problème méthodologique : (Mapes, 1997) décrit ce problème comme "l'attitude consistant à considérer les nuages convectifs comme les marionnettes passives de leurs propres circulations".

(Randall et al., 1997) et (Mapes, 1997) ont-ils raison de s'inquiéter autant ? On serait tenté de dire oui. Avec la définition D3 de la convection, consensuelle dans la communauté météorologique, on a vu en effet

- que la convection est un phénomène à grande échelle, *i.e.* à échelles plus grandes que 20 km (méso- β) contrairement à ce qu'on a souvent lu dans la littérature.
- que séparer les phénomènes convectifs des phénomènes non convectifs est en général indécidable.
- qu'avec cette définition la vitesse verticale résolue par les modèles actuels est pour l'essentiel convective au centre des systèmes convectifs, amenant un vice méthodologique sur la causalité en paramétrisation.

Les deux problèmes de fond sur lesquels on bute sont :

Une non séparabilité d'échelles : du fait de celle-ci quelle part de la subsidence, des updrafts, des downdrafts, est déjà prise en compte par la partie résolue d'un modèle ?

¹Pas tout, puisqu'une partie du rayonnement est modifiée par la convection : les condensats interfèrent par exemple avec le rayonnement courte longueur d'onde, et le chauffage net convectif modifie les flux thermiques.

Une non séparabilité de processus : du fait qu'avec la définition D3 la séparation convectif / non convectif est indécidable, comment va-t-on définir de façon univoque le forçage d'une paramétrisation convective ?

Mais on peut simplifier ces problèmes en constatant que ce dont on a besoin, ce n'est pas de savoir quelle est la réponse convective à un forçage non convectif, mais plutôt : dans une zone donnée de l'atmosphère, ou dans une colonne verticale d'un GCM, quelle est la modification d'origine convective qui va se greffer sur cette colonne ? Et on se moque alors de savoir quelle part de ces champs est exactement convective ou non. On fait confiance à la partie résolue du modèle pour représenter une certaine part de la convection. On ne cherche alors plus à représenter la convection sous-maille, mais le changement d'origine convective sous-maille qui tend à s'appliquer à un état donné. Quel part de la convection "totale" ce changement représente-t-il ? On ne le saura pas, mais on n'en a pas besoin. On est ainsi amené à définir un autre terme que la convection, plus univoque, un terme qui ne serait plus "l'ensemble des processus se développant en réponse à une instabilité humide" mais leur source en un lieu et instant donnés.

Appelons condensation convective flottable (CCF) le processus de condensation lorsqu'il se produit pour des particules flottables :

$$CCF = \begin{cases} -(\frac{dq_v}{dt})_{cond} & [\text{si}(\frac{dq_v}{dt})_{cond} < 0 \text{ et particule flottable}] \\ 0 & [\text{sinon.}] \end{cases} \quad (2.1)$$

La CCF (en $kg/kg/s$) est la source de condensats de la convection humide. En la multipliant par la chaleur latente, L fois CCF (en W/kg) est la source de chaleur de la convection humide. La CCF est le point de passage obligé de la convection humide. Elle est strictement positive à la fois en convection précipitante et en convection non précipitante. Tous les processus comme les précipitations convectives, les downdrafts, la convergence de basses couches suite à la rétroaction des ondes gravité émises, deviennent de facto des conséquences de la CCF. On peut se reporter en figure (2.7 p. 38) pour un schéma de ces interactions.

La convection peut ainsi être **partitionnée** en processus plus élémentaires :

- condensation convective flottable CCF
- updrafts (zones ascendantes tirant leur énergie cinétique de la CCF)
- autoconversion / accrétion
- précipitations
- downdrafts (zones subsidentes suite à évaporation des précipitations)
- courants de densité (zones au voisinage de la surface, à faible vitesse verticale, à forte densité, en expansion horizontale)
- ondes de gravité et subsidence

L'énergie entre dans la convection par la CCF, qui donc "orchestre" en cascade les autres processus, lesquels peuvent en retour influencer la CCF (par exemple lorsque les courants de densité forcent le déclenchement).

Voyons maintenant un autre intérêt de la CCF : son échelle. Si on se demande en effet "à un instant donné, quelle est la plus grande zone connexe de l'atmosphère constituée de lieux où CCF est actif ?" Notre connaissance de la phénoménologie de la convection nous indique que cette zone ne sera jamais bien grande : elle est notamment majorée par la taille du plus grand updraft convectif mondial !... Et les observations in situ nous enseignent que les plus grands de ces updrafts ne dépassent guère 10 km, même lorsqu'ils sont au cœur de SCME bien plus larges. Comme on

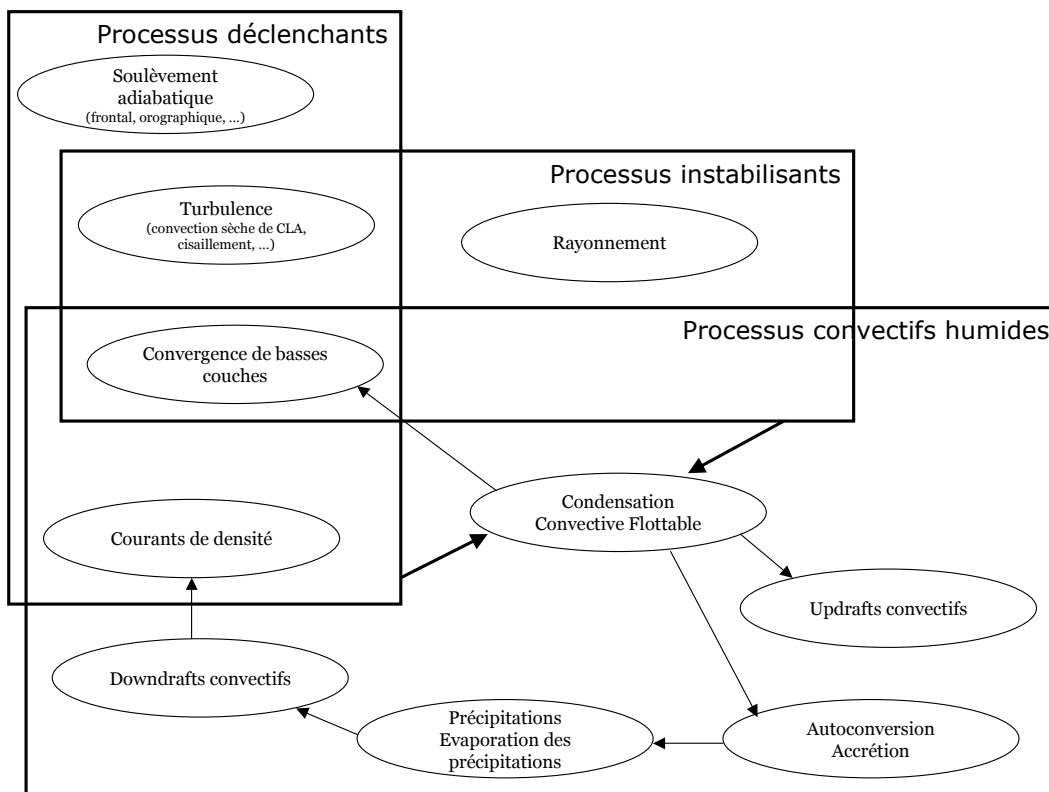


FIG. 2.7 – **Partition et interaction entre processus physiques.** Processus instabilisants : augmentent la CAPE. Processus déclenchants : permettent de franchir localement une barrière de CIN. Processus convectifs : ensemble des processus se développant en réponse à une instabilité verticale humide. / Turbulence : processus instabilisant par ascension de la vapeur d'eau, et également processus déclenchant par augmentation locale de la variabilité. / Convergence de basses couches : est à la fois un processus instabilisant, déclenchant et convectif. Il est convectif lorsqu'il fait suite à l'émission à grande distance d'ondes de gravité par la condensation convective flottable. / Rayonnement : processus instabilisant dans des cas tels que le chauffage diurne net dans les basses couches, ou le refroidissement net au sommet des nuages. / Downdrafts convectifs et courants de densité diffèrent en ce que les seconds sont voisins de la surface et divergents. / Condensation convective flottable et updrafts convectifs : ces deux processus diffèrent en ce que le premier correspond aux processus de condensation dans les zones instables saturées, et le second aux processus de génération d'énergie cinétique verticale ascendante. / La convergence de basses couches est un processus instabilisant et déclenchant alors que le soulèvement orographique n'est qu'un processus déclenchant ; en effet le second est purement adiabatique, alors que le premier peut être en sus associé à un apport d'énergie thermique et d'humidité.

a pu le montrer aux pages précédentes, la convection EST un processus à grande échelle, disons méso- β et au delà (plus de 20 km). La CCF est, elle, un processus à échelle bien plus fine : celle des updrafts individuels, soit méso- γ et en en deçà (moins de 20 km).

Les articles de l'école de pensée du quasi-équilibre, dans la lignée d'(Arakawa and Schubert, 1974), se sont vu reprocher d'avoir écrit que la convection était de petite échelle et asservie à des forçages non convectifs. Mapes a montré que ces postulats sont erronés. Mais ils pourraient être revus si on appliquait le même discours non à la convection, mais à la CCF, qui elle se limite aux seuls parties des updrafts qui condensent convectivement. Et donc de revoir les paramétrisations convectives en pensant et écrivant les interrelations de plus de processus plus élémentaires et séparables, orchestrés par leur entrée d'énergie : la CCF.

2.5 Quasi-équilibre : validité

On a quasi-équilibre (QE dans la suite) lorsque dans une équation pronostique la tendance totale est négligeable devant l'un au moins des termes individuels qui la composent. On a vu en figures (2.2 p. 29) et (2.3 p. 30) que le QE est très bien vérifié à macroéchelle, celle de la ceinture tropicale et du mois. Il est aussi assez bien vérifié à l'échelle de la journée et de cette ceinture tropicale, comme l'indiquent les figures (2.8 p. 40) et (2.9 p. 41).

Ce QE à macroéchelle est aisé à obtenir : tout schéma qui comporte une rétroaction négative à l'instabilisation radiative amène un quasi-équilibre à macroéchelle. Il ne serait même pas nécessaire que le schéma soit conforme à la phénoménologie de la convection !... Il n'est donc pas étonnant que tous les modèles vérifient ce QE à l'échelle de la ceinture tropicale.

De même le profil observé moyen dans les Tropiques est très voisin d'une pseudo-adiabatique humide (PSH dans la suite). On peut le voir sur la figure (2.4 p. 31) à l'échelle mensuelle, et sur la figure (2.10 p. 42) à l'échelle quotidienne. Tous les schémas dont le calcul de la PSH n'est pas bogué, et qui statistiquement parlant, déclenchent en fonction de l'instabilité humide, vont donc conférer au modèle dans lequel ils sont implantés un profil tropical moyen voisin de la PSH. Là encore ce n'est pas difficile.

En descendant un peu en échelle, certains phénomènes à mésoéchelle comme **les cyclones tropicaux se prêtent assez bien à l'hypothèse de QE pour la convection**. (Emanuel, 2000) cite ainsi les travaux de (Craig and Gray, 1996), qui montrent avec un CRM que ces cyclones dans leur phase mature se présentent comme un système dans lequel la convection redirige à flux tendu des flux évaporatifs et de convergence dynamique. Dans cette phase, l'intensité du cyclone peut varier, la convection varie aussi, mais elle reste à chaque instant à flux tendu. Elle est en QE.

Mais la **validité du QE** dépend bien sûr de l'échelle d'espace et de temps considérée, et de la **variable considérée**. (Redelsperger et al., 2002) ont ainsi étudié le processus de réhumidification de la moyenne troposphère après une intrusion sèche durant la campagne TOGA-COARE. Cette réhumidification dure une semaine, durant laquelle des générations successives de nuages non précipitants puis précipitants de plus en plus épais effectuent le travail de réhumidification. A l'échelle de telles durées on peut donc avoir à chaque instant un QE sur le flux de masse des nuages, tout en étant en phase transitoire pour l'humidité de moyenne troposphère. L'humidification progressive se présente alors comme le déplacement lent d'un QE sur le flux de masse.

(Emanuel, 2000) écrit que le quasi-équilibre en CAPE est assez vérifié pour beaucoup de systèmes

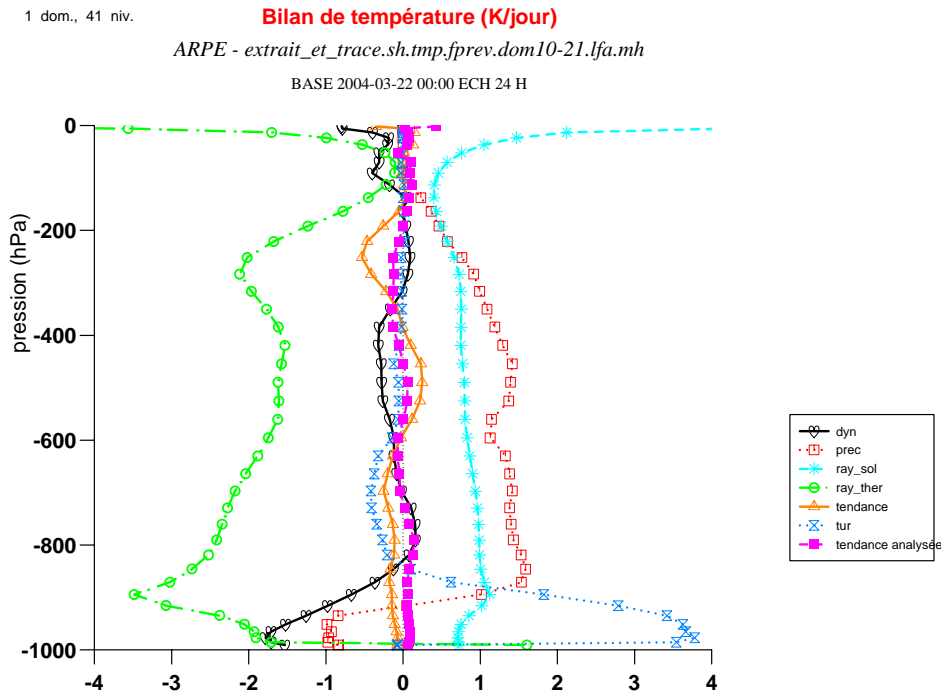


FIG. 2.8 – **Bilan de température en moyenne horizontale sur la ceinture tropicale Cœur** : *tendance dynamique résolue*. Carré : convection sous-maille et condensation / évaporation résolues. Sablier : turbulence. Triangle : tendance totale du modèle en 3 jours, en moyenne sur ces 29 cas. Carré plein : tendance totale analysée en 24h, i.e. température analysée le 23 à 00UTC moins celle analysée le 22 à 00UTC, divisée par un jour. Moyenne effectuée sur la zone (20N - 20S), et temporellement sur 24h, ici le 22 mars 2004. Le quasi-équilibre analysé semble à première vue moins bien vérifié que sur la figure (2.2 p. 29) : à l'échelle temporelle 24h l'analyse est plus fortement influencée par l'ébauche. Si on enlève cependant à la tendance prévue en 24h par le modèle le biais modèle moyen du mois, tel qu'il ressort de la figure (2.2 p. 29), on voit que ceci conférerait une tendance observée et analysée voisine du quasi-équilibre. Donc l'atmosphère réelle est probablement plus proche du QE que le modèle, et l'écart au QE du modèle est essentiellement composé de son biais.

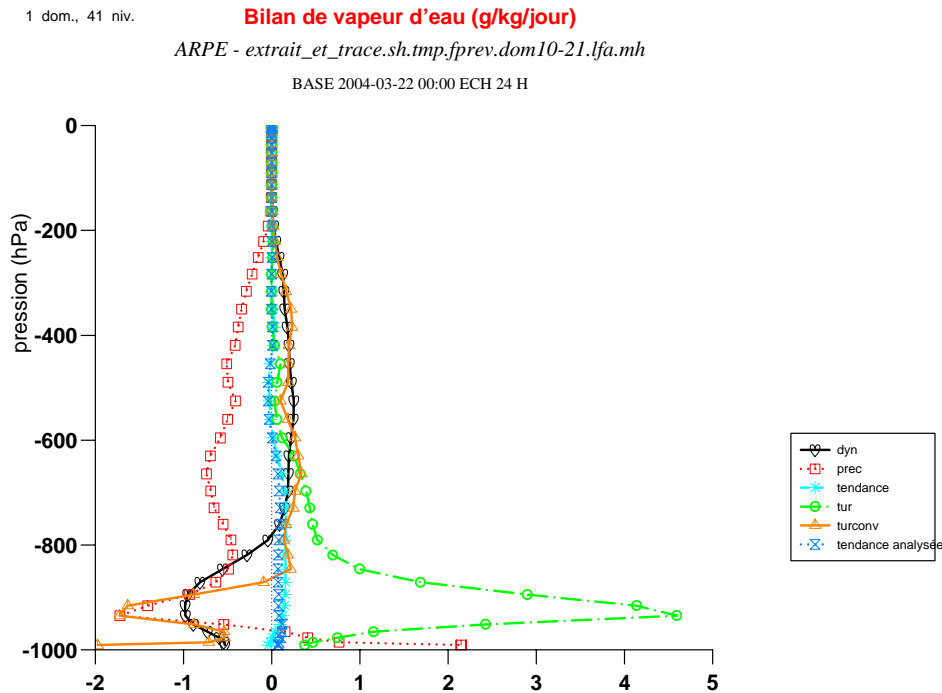


FIG. 2.9 – **Bilan de vapeur d'eau en moyenne horizontale sur la ceinture tropicale Cœur** : tendance dynamique résolue. Carré : condensation / évaporation résolues et de convection sous-maille. Astérisque : tendance totale du modèle en 3 jours, en moyenne sur ces 29 cas. Cercle : turbulence. Triangle : transport par la convection sous-maille. Sablier : tendance totale analysée en 24h, i.e. humidité analysée le 23 à 00UTC moins celle analysée le 22 à 00UTC, divisée par un jour. Moyenne effectuée sur la zone (20N - 20S), et temporellement sur 24h, ici le 22 mars 2004. Le quasi-équilibre analysé semble à première vue moins bien vérifié que sur la figure (2.3 p. 30) : à l'échelle temporelle 24h l'analyse est plus fortement influencée par l'ébauche. Si on enlève cependant à la tendance prévue en 24h par le modèle le biais modèle moyen du mois, tel qu'il ressort de la figure (2.3 p. 30), on voit que ceci conférerait une tendance observée et analysée voisine du quasi-équilibre. Donc l'atmosphère réelle est probablement plus proche du QE que le modèle, et l'écart au QE du modèle est essentiellement composé de son biais.

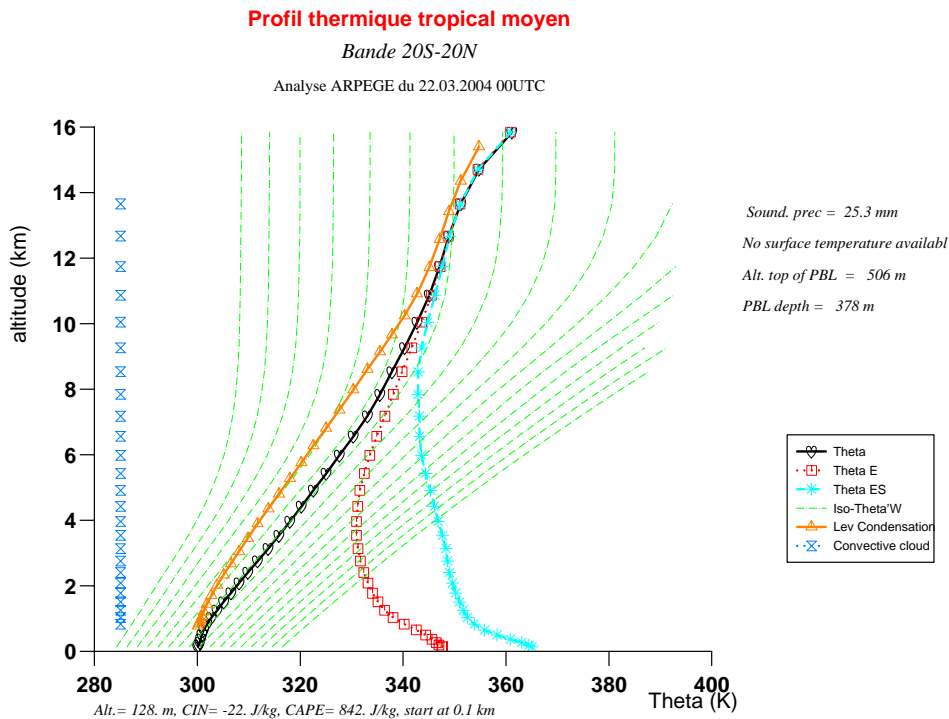


FIG. 2.10 – **Profil vertical moyen dans les Tropiques.** Il a été obtenu par moyenne dans la bande 20S-20N de l'analyse ARPEGE du 22 mars 2004 à 00UTC. Le profil de θ est très voisin d'une pseudo-adiabatique humide.

tropicaux, mais il ne l'est pas partout, et que ce mode de pensée est probablement inapproprié pour des phénomènes sévères comme les orages.

(Mapes, 2003) écrit que le QE est bien vérifié à des échelles assez grandes, et en tout cas bien plus grandes que les résolutions des modèles actuels. Cette hypothèse de quasi-équilibre est donc inutile à son sens pour servir de base à des paramétrisations utiles dans ces modèles. A la lueur de ce qu'on a écrit ci-dessus sur la coexistence de QE sur certaines variables et pas sur d'autres, il faudrait tempérer le discours un peu maximaliste de Brian Mapes et ne sortir des hypothèses de QE que pour les variables qui le demandent effectivement. Pour reprendre l'exemple de TOGA-COARE, il est fort possible qu'avec un schéma ayant la bonne sensibilité à l'humidité de moyenne troposphère, on puisse bien prévoir l'état transitoire de cette humidité avec un schéma en QE sur la CAPE diluée, voire pratiquant un équivalent de l'hypothèse de Kuo sur l'humidité.

2.6 Quasi-équilibre et causalité

Il n'y a pas de lien a priori entre l'hypothèse de QE et la causalité : le QE suppose que deux processus soient verrouillés "ensemble", mais cela ne nous dit pas si le premier force le second, ou le second le premier, ou s'ils sont indépendants entre eux mais seulement verrouillés par un troisième.

Regardons l'exemple du lien entre convergence et intensité convective : Jean-Luc Redelsperger² écrit que l'idée "bien" établie selon laquelle c'est la convergence d'humidité qui cause le développement de la convection tropicale semble être partie des idées type CISK de Charney et Kuo dans les années 60-70, et qui a été bien orchestrée par quelques résultats de GATE. Or un point clef et enfantin est qu'une corrélation observée entre convergence d'humidité et convection ne donne aucun renseignement sur la causalité. On peut même démontrer que cette corrélation est obligatoire à une certaine échelle quelle que soit la raison de l'occurrence de convection profonde.

(Arakawa and Schubert, 1974) ont estimé qu'il y avait QE diagnostique à mésoéchelle. Ce point n'est guère remis en question, mais le problème de leur approche a plutôt été d'en déduire sans le dire explicitement qu'il devait y avoir quasi-équilibre physique, *i.e.* que la physique de la convection était forcée par la grande échelle. Et c'est là que le bât blesse. En résumé : une relation diagnostique a donc été transformée en relation causale sans réelle justification.

Cet article historique a influencé toute une école de pensée pour laquelle la convection est essentiellement un processus asservi à la convergence de basses couches. Mais même certaines personnes comme Kerry Emanuel, qui se sont élevées contre cette vision "CISKienne" de la convection sont pourtant entrées dans cette "école de pensée du QE", en amplifiant les débats sur QE et causalité, alors que le QE semble bien peu fait pour cela. Citons deux enseignements d'Emanuel au sujet de la causalité en lien avec le QE.

La CIN : une conséquence du quasi-équilibre convectif ? (Emanuel, 2000) écrit que dans la convection organisée –par exemple en lignes de grains– les updrafts sont situés le long de lignes de convergence de basses couches. Or à bien plus grande échelle (disons 200 km et au delà) la convection est contrainte par le refroidissement radiatif. L'intensité à laquelle le rayonnement instabilise à grande échelle est plus faible que celle à laquelle la convection stabilise à l'échelle des lignes de grains. Donc la convection doit être supprimée entre les lignes de grains. Conséquence : l'amplitude de la CIN peut être vue comme la le résultat d'un équilibre déjà établi entre un rayonnement instabilisant sur de grandes surfaces et une convection stabilisant plus rapidement sur des surfaces moindres. Le prévisionniste qui s'intéresse à la prévision de nuages individuels gagnera à utiliser la CIN, mais ceux qui cherchent à comprendre les facteurs de macroéchelle qui déterminent la structure de mésoéchelle, et qui utiliseraient la CIN dans ce but, confondraient la cause et la conséquence. C'est là un enseignement intéressant de l'école du QE, parce que paradoxal pour celui qui, a priori, envisage la convection comme le processus transitoire pour lequel CAPE et CIN sont des "forceurs".

Il semble par contre étonnant de voir (Emanuel, 2000) défendre la thèse suivante :

"Les penseurs de l'école 'non-équilibre' soutiennent que les cyclones tropicaux tirent leur énergie du relâchement de chaleur latente par les cumulus, même si bien sûr des flux de surface sont nécessaires pour maintenir le réservoir d'instabilité convective

²Communication personnelle 9.11.2001.

conditionnelle. Autant dire que les voitures tirent leur énergie de leur axe de transmission aux roues, même si bien sûr un moteur thermique est nécessaire pour maintenir du couple sur cet axe. Dans les deux cas la faiblesse vient de l'incapacité à séparer les échelles de temps. Dans le cas de la voiture, le temps de réponse de la transmission du couple à travers les trains roulants est petit devant l'échelle de temps déterminée par la puissance du moteur et l'inertie de la voiture ; dans le cas d'un cyclone, le temps de réponse de la transmission de l'enthalpie par la convection, de l'ordre de quelques heures, est petit devant l'échelle de temps déterminée par le flux d'enthalpie de surface et l'inertie du cyclone."

Et Kerry Emanuel écrit cela dans la section intitulée : "Is latent heating a useful concept ?". S'il a raison de dire que le stockage instantané d'énergie par la convection est certainement faible devant l'énergie en jeu dans un cyclone, on ne peut par contre aucunement nier la chaîne de causalité évaporation > dégagement de chaleur latente par la convection > accélération de rotation, de même que nier celle moteur > arbre > voiture, et poser la question : "l'arbre moteur est-il un concept utile ?" !... Ce d'autant plus que la convection est un arbre parfois assez rigide, mais parfois moins, comme Kerry Emanuel le rappelle ailleurs au sujet des orages !...

Une critique de fond de l'école de pensée du QE s'est développée :

L'école du QE pose-t-elle les bonnes questions ? (Mapes, 2003) écrit que l'école de pensée du QE a peut-être passé trop de temps à méditer sur des questions parfois difficiles, auxquelles d'ailleurs il n'est pas sûr qu'on ait besoin de répondre. Et d'avoir par exemple remplacé la question fondamentale, simple, et à laquelle on peut répondre par des observations

"Quels nuages convectifs tendent à se développer dans un environnement à mésoéchelle donné ?"

par une autre, bien plus difficile

"Quelles sont les grandeurs que la convection, dont on sait qu'elle est en QE, laissent invariantes ?"

Les questions mêmes qu'il faut se poser ne font pas l'objet d'un consensus. Beaucoup de débats portent ainsi sur les conditions de fermeture, *i.e.* sur l'intensité sachant qu'il y a convection, et sur les limites du QE. Or Brian Mapes semble convaincant lorsqu'il dit qu'à considérer les deux processus de contrôle de la convection, instabilisation et déclenchement, et aux échelles qu'on cherche à prévoir (mésoéchelle), les seconds sont probablement plus dimensionnants que les premiers. Plutôt que de se poser, comme l'école du QE, des questions du type "où et quand le QE convectif est-il réalisé dans l'atmosphère ?" il est pertinent de s'intéresser à "où et quand la convection déclenche-t-elle ?"

QE diagnostique implique-t-il QE physique ? (Yano et al., 2000) montrent que même si on ne s'intéresse qu'à la macroéchelle, le fait qu'il y ait quasi-équilibre, *i.e.* que la tendance observée de CAPE par exemple soit en général bien plus faible que sa source ou son puits par la convection, ce fait-là n'implique aucunement qu'il y ait un quasi-équilibre physique, *i.e.* que la physique de la convection sous-maille soit forcée par cette grande échelle. Ils le montrent par l'absurde avec des modèles dans lesquels la causalité est inversée, voire en utilisant une convection sous-maille aléatoire. Ceci montre que le quasi-équilibre diagnostique, consensuel à macroéchelle, ne permet de tirer aucune relation *causale* sur la physique de la convection.

Précipitations en l'absence de convergence : dans la nature les cas où la convection précipitante

se produit sans convergence de basses couches, voire avec divergence ne sont pas si rares. Sur l'Afrique de l'Ouest on a même des subsidences associées aux fortes évaporations, à tel point que les précipitations parfois n'atteignent pas le sol³. Les processus déclencheurs d'échelle sous-maille pour les GCM, prennent souvent le pas sur ceux de plus grande échelle. On peut y trouver une justification pour paramétrer par exemple les WAKE (cold pools) pour forcer la convection dans ce type de région.

La convection : forcée par l'ascendance, ou est-ce l'inverse ? Le principe de Le Châtelier.

Henri Le Châtelier, France, 1850-1936, s'est intéressé aux QE chimiques, et a posé le principe suivant : "Si une réaction chimique à l'équilibre est sujette à une modification de certains paramètres qui fait que celle-ci est déplacée par rapport à sa position d'équilibre, il s'en suit que ladite réaction cherche à se réajuster à un nouvel état d'équilibre. La réaction évolue dans la direction qui –au moins en partie– contrecarre la modification imposée." Conséquence écrite par (Mapes, 1997) : "L'état d'une réaction chimique à l'équilibre, continuellement forcée, s'écarte légèrement de l'équilibre, dans la direction du forçage." (Betts, 1974) a appliqué ce principe à des radiosondages vénézuéliens, en calculant l'écart de température entre les périodes de convection active et celles sèches. L'écart montré sur la figure (2.11 p. 46) étant négatif, le principe de Le Châtelier implique que le forçage sur cette zone est un forçage "par le froid et/ou l'humide", *i.e.* c'est bien l'ascendance qui force la convection.

(Mapes, 1997) écrit que le test de Betts / Le Châtelier est un très bon test pour "séparer la poule de l'œuf" : si le chauffage convectif suit avec un temps de retard le refroidissement par ascendance, l'état d'équilibre résultant, voisin de zéro, aura cependant le signe du forceur, donc celui de l'ascendance. Et inversement si c'est la convection qui force l'ascendance. Pour Mapes l'article (Betts, 1974) est donc bien révélateur d'un forçage par ascendance sur ce site vénézuélien.

Mais Mapes enchaîne en montrant le même type de sortie, pour des données de GATE puis TOGA-COARE (figure (2.12 p. 47)), où le signe est certes le même (négatif) en basses couches, mais inversé (positif) en altitude, au-dessus de 500 hPa. Des études sur l'Australie indiquent également ce dipôle de température sur la verticale. Mapes conclut : le refroidissement sur l'ensemble de l'épaisseur de l'atmosphère observé par (Betts, 1974) doit être considéré comme l'exception. Mapes va peut-être un peu loin en écrivant cela ; les sondages qu'il montre sont maritimes, tandis que ceux de Betts sont continentaux. Cela explique peut-être ces différences.

Le test de Betts / Le Châtelier est instructif, car il prouve que la causalité de la convection est différente sur le site vénézuélien et sur des sites maritimes. Il semble également, à regarder ces courbes maritimes, que la convection dans les basses couches est forcée par l'ascendance, et qu'au-dessus la réaction convective au forçage de basses couches est un fort chauffage d'altitude, plus fort que le forçage d'ascendance ? Cette réflexion sur le principe de Le Châtelier indique que la convection ne peut être considérée comme un processus réagissant de façon retardée et sans overshoot à un forçage par ascendance.

L'ascendance locale comme résultat du chauffage : comme indiqué en page 32 on peut montrer que la réponse de l'atmosphère à un chauffage net local est une ascendance locale se produisant assez rapidement (1 – 2 h pour un chauffage net de la taille d'un SCME). Pour (Mapes, 1998) le QE à mésoéchelle est respecté non parce que la convection est asservie, mais au contraire parce que la vitesse verticale à cette échelle réagit rapidement à la convection.

La causalité est claire pour deux régimes extrêmes de convection : (i) **un régime dit "passif"**

³Jean-Philippe Lafore, communication personnelle du 8.11.2001.

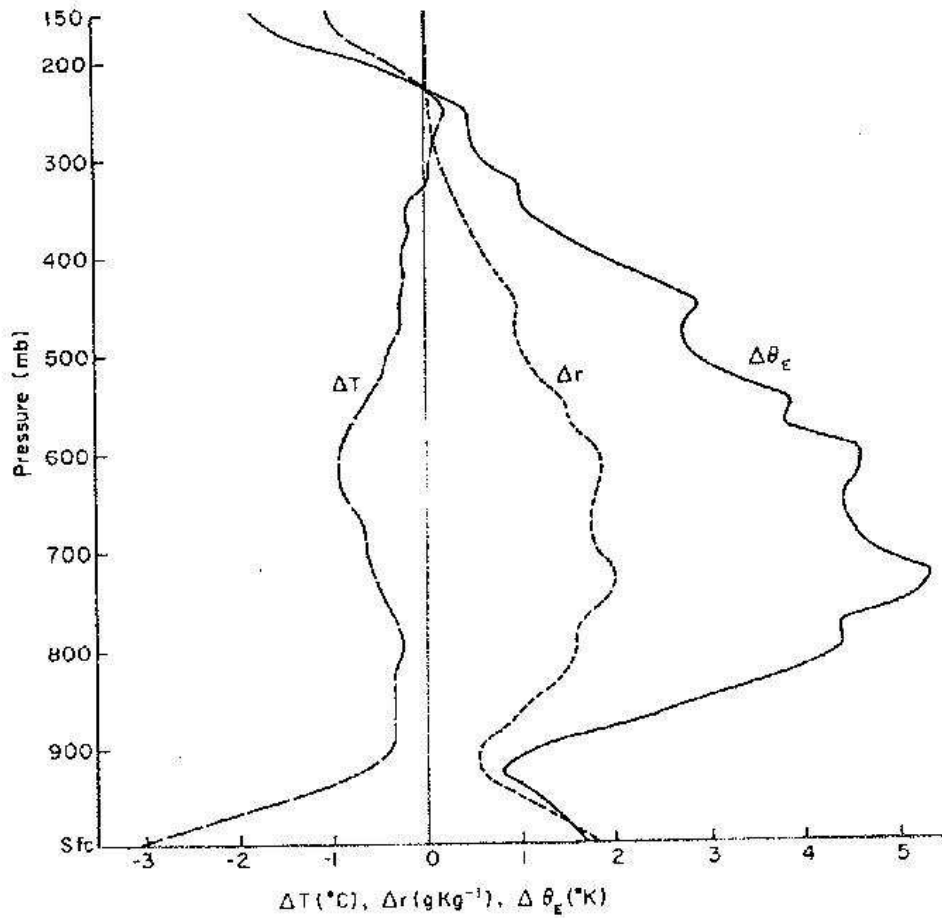


FIG. 2.11 – Différence entre périodes convectives et non convectives. Champs : température, rapport de mélange et θ_E , à partir de 300 radiosondages vénézuéliens environ. Source (Betts, 1974).

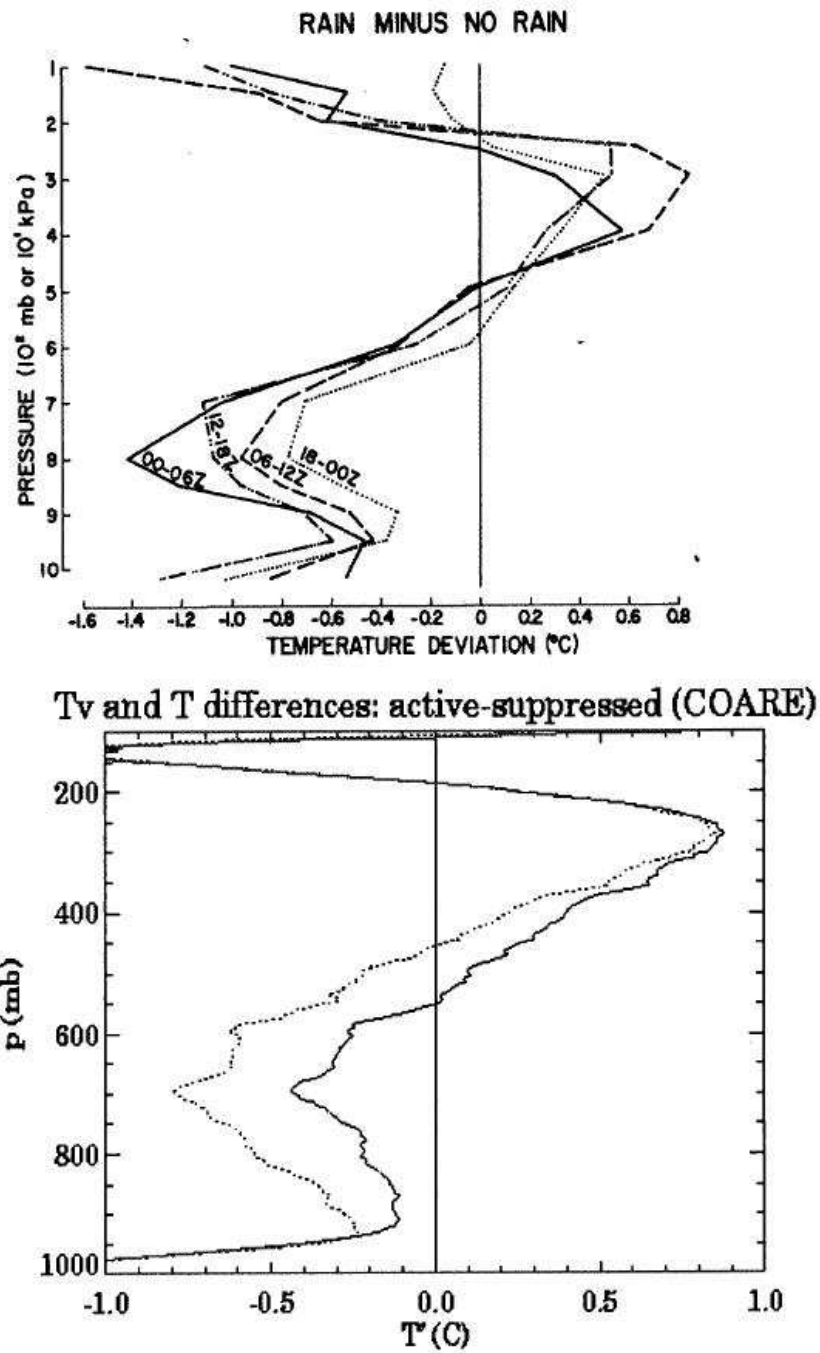


FIG. 2.12 – **Différence entre périodes convectives et non convectives.** *En haut : température de GATE pour diverses classes de précipitation, source (Grube, 1979), graphique extrait de (Mapes, 1997). En bas : températures (traits pointillés) et températures virtuelles (traits continus) de COARE, sextile le plus bas moins sextile le plus haut du minimum de température observée par satellite dans un carré de 55 km d'arête centré sur le site de radiosondage (source (Mapes, 1997)).*

où il y a convection parce qu'il y a convergence : c'est le cas des fronts de brise par exemple, où la convergence existe pour raisons de chauffage différentiel non convectif, et où l'intensité assez faible de la CVNP ne modifie guère cette convergence (ii) **un régime dit "actif"** où il y a convergence parce qu'il y a convection : en conditions de forte CAPE un nuage se développant isolément est assez énergétique pour créer un chauffage différentiel et induire une convergence : plaines américaines, lignes de grains. Entre ces deux régimes la dichotomie convection / forçage de grande échelle est assez fréquemment prise en défaut.

En conclusion oui pour le QE de CAPE à macroéchelle, oui parfois pour le QE à mésoéchelle, mais non à l'idée d'une convection directement asservie, et en QE, avec les circulations résolues par les modèles actuels !...

2.7 Critères de déclenchement

Comme nous l'avons discuté, pour que la convection déclenche il faut de la **CAPE**. Mais cela ne suffit pas : il faut franchir la barrière de **CIN**, c'est le processus de déclenchement. (Cheruy et al., 2000) ont proposé de regrouper les processus qui permettent de franchir la CIN sous le vocable **ALP** (Available Lifting Power) : ascendances orographiques, soulèvement par les courants de densité, etc...

Critères de déclenchement et d'arrêt : symétriques ? Remarquons que les critères de déclenchement et d'arrêt de la convection ne sont pas forcément les mêmes : une convection déjà déclenchée peu perdurer dans des conditions qui ne permettraient pas son démarrage initial. Prendre en compte de tels effets dans un schéma suppose alors d'avoir une variable pronostique au moins pour la convection.

Cohérence entre déclenchement et intensité convective : parler de déclenchement renvoie a priori à un critère binaire, type 1 ou 0. Mais les schémas qui séparent trop nettement la question du déclenchement de celle de l'intensité convective *sachant* qu'il y a convection risquent fort d'aboutir à un schéma discontinu à ses variables d'entrée, ce qu'on ne souhaite pas comme on l'a écrit précédemment en partie (1.4 p. 24). Ecrire une convection à démarrage continu amène plutôt à exprimer le déclenchement d'un schéma comme le signe d'une grandeur "dense dans l'ensemble des réels", et qui mesure en pratique l'intensité.

Jean-Luc Redelsperger⁴ écrit que dans la nature, déclencher suppose que la barrière de CIN soit franchie en un certain lieu, dont l'extension est toujours sous-maille dans un GCM. Cette possibilité de dépassement n'est pas en général reliée à la vitesse verticale modélisée par le GCM. Dans certains cas cependant la vitesse verticale d'échelle synoptique est importante. Donc on a besoin de créer une fonction de déclenchement plus générale, prenant en compte les vitesses verticales tant à échelle résolue qu'à échelle sous-maille. La façon de calculer une vitesse locale dépend du schéma de couche limite et de turbulence. Elle est probablement bien reliée à la variance de w qui elle-même peut être reliée à la TKE. En conclusion on ne peut éviter de relier le critère de déclenchement à l'activité turbulente et à d'autres forçages tels le relief, les ondes de gravité, les courants de densité, etc...

⁴Communication personnelle du 24.5.2002.

2.8 Mémoire de la convection

Par mémoire on entend ici "temps de retard de l'activité convective sur les forçages de surface." Steve Derbyshire⁵ posait la question suivante : "Où est la mémoire de la convection ? Dans le champ d'humidité ? Dans les flux de masse ? Dans les deux ?" Cette question est ouverte à ce jour.

Si on s'intéresse aux échelles de temps des périodes de recouvrement tropicales⁶, comme celle étudiée par (Redelsperger et al., 2002), la mémoire est clairement dans le champ d'humidité. Pour des atmosphères plus humides forcées par exemple par le cycle diurne des flux de surface, la question est moins tranchable, bien qu'on puisse penser là aussi que le champ d'humidité joue un rôle essentiel.

En fait il y a bien une mémoire de la convection dans le flux de masse à échelle... synoptique : temps de mise en place des convergences de basses couches. Aux échelles plus faibles la mémoire du flux de masse existe mais est moins facile à observer, et fait l'objet d'études en cours, tel le dépouillement et l'analyse des données de la campagne récente IHOP (International H2O Project, 2002).

Remarquons que le temps caractéristique d'un ensemble de nuages n'est pas celui d'un nuage pris isolément. Or en paramétrisation on s'intéresse au temps caractéristique de l'effet moyen des nuages à l'échelle de la maille, donc au temps caractéristique d'un ensemble interactif de nuages ; ce temps peut-être bien supérieur : temps d'humidification graduelle, mise en place de processus coopératifs ou compétitifs entre nuages !...

L'étude de modélisation qui va suivre est motivée par l'intuition que le champ d'humidité est important, en se focalisant sur l'amélioration de la sensibilité de la convection à l'humidité de moyenne troposphère, via l'entraînement latéral nuageux.

⁵Intervention au NCAS/UKMO Workshop on Convection, Farnham, UK, 6-8 janvier 2004.

⁶Périodes durant lesquelles l'atmosphère se réhumidifie par évaporation et convection, suite à un assèchement d'origine dynamique.

Chapitre 3

Synthèse

Rappelons ici plusieurs messages, qui semblent ressortir plus particulièrement de cette partie "concepts et phénoménologie" :

La convection est connue comme phénomène de petite échelle (mésos- γ et en deçà). Mais **la convection est aussi un processus à grande échelle** pour les modèles actuels, via ses ondes de gravité. On entend par là qu'une part des circulations convectives est résolue par la dynamique du modèle.

Stricto sensu, paramétriser la convection sous-maille est sans espoir car on ne sait pas dire, dans un état donné de l'atmosphère à une échelle donnée, quelle part de cet état est déjà convectif. La seule chose qu'on puisse paramétriser, ce sont les **variations d'origine convective qui vont se greffer sur cet état**, *i.e.* on peut paramétriser la CCF sous-maille, et ses effets interactifs sur les précipitations, courants descendants convectifs, courants de densité, ondes de gravité, etc... On se retrouve alors avec une famille de processus séparables, donc traduisibles conceptuellement et algorithmiquement dans un schéma de calcul. Le problème de non séparabilité de processus signalé par Mapes et Randall est bien un problème, mais c'est un problème de langage essentiellement.

Le déclenchement est essentiel parce qu'il est l'une des causes majeures des fluctuations de la convection à mésoéchelle.

Quasi-équilibre et mémoire convective : le QE est vrai à l'échelle synoptique (des milliers de kilomètres). A mésoéchelle, sa validité dépend du régime et de la variable considérée. Ce QE est sûrement mieux vérifié pour le flux de masse (*i.e.* l'énergie cinétique verticale générée par la CCF) que pour l'humidité. La sensibilité de la convection à l'humidité de l'atmosphère : un point-clef de la variabilité convective ?

Grandeurs pour décrire le contexte convectif :

- instabilité (CAPE) : potentiel utilisable.
- stabilité (CIN).
- puissance de soulèvement (ALP).

Grandeurs pour décrire l'intensité convective : là encore définir une grandeur unique pour chiffrer l'intensité convective est difficile, parce que la convection est multiforme, en revanche ce sera plus facile pour ses sous-processus élémentaires décrits en figure (2.7 p. 38), à savoir

- condensation convective flottable CCF.
- updrafts convectifs.

- downdrafts convectifs.
- précipitations.
- courants de densité.
- cisaillement de vent.
- etc...

Paramétriser la convection revient alors à écrire les relations entre ces processus élémentaires.

Deuxième partie

**Evaluation de la physique
opérationnelle**

Chapitre 1

Le modèle et sa validation

Dans ce chapitre nous allons présenter brièvement le modèle ARPEGE opérationnel à MÉTÉO-FRANCE, en décrivant ses parties dynamique et physique. Puis réfléchissons sur sa validation : quelles validations sont pertinentes pour l'usager final du modèle, ou pour ses développeurs ? Dans quelles directions améliorer le système actuel de validation ?

1.1 Modèle ARPEGE : présentation succincte

Dynamique. Le modèle ARPEGE a été développé par Météo-France et le CEPMMT pour effectuer la prévision numérique opérationnelle du temps. C'est un modèle global à résolution variable, dont la résolution varie de 20 km environ sur l'Europe à 230 km environ en son antipode. Le pas de temps du modèle est d'un quart d'heure environ. Il comporte 41 niveaux sur la verticale, avec une résolution verticale de l'ordre de 150 m dans la couche limite atmosphérique. La dynamique utilise des harmoniques sphériques pour le calcul des dérivées horizontales, et un schéma d'advection semi-lagrangien.

Rayonnement : la paramétrisation du rayonnement infra-rouge est effectuée par le schéma de (Morcrette et al., 1986) : méthode d'émissivités fondée sur 6 bandes spectrales. Le rayonnement solaire, dû originellement à (Fouquart and Bonnel, 1980), utilise 2 intervalles spectraux, l'un couvrant l'ultraviolet et le visible (0.25 à 0.69 μm), et l'autre couvrant tout le proche infra-rouge (0.69 à 4.0 μm).

Turbulence : fermeture d'ordre 1 due originellement à (Louis, 1979), (Louis et al., 1981), utilisant une relation flux-gradient fonction du nombre de Richardson Ri . Longueurs de mélange de type Blackadar distinctes pour l'énergie et la quantité de mouvement. Mélange portant sur l'humidité spécifique, l'énergie statique sèche et la quantité de mouvement. La convection non précipitante est traitée par ce schéma par une modification du nombre de Richardson local (Geleyn, 1986).

Précipitations résolues : les sursaturations sont converties en précipitations. La distinction entre phases liquide et glace se fait selon 2 modes : pour la condensation une transition est imposée au point triple. Pour les propriétés mécaniques, *i.e.* vitesse de chute et taux d'évaporation et/ou gel, la distinction dépend de la température, autorisant des phases mixtes près du point triple. Les calculs d'évaporation et fonte s'inspirent de (Kessler, 1969) et (Clough and Franks, 1991).

Précipitations convectives sous-maille : elles seront décrites en détail dans la suite du rapport. Le concept initial est celui de (Bougeault, 1985), qui a reçu au fil des ans de nombreuses extensions.

Nébulosité et eau condensée : les sources de condensats nuageux (eau liquide et solide) sont : (i) une partie provenant de processus résolus et de processus de convection non précipitante, cette dernière étant reliée à l'écart local à la saturation dans les cas stables et à un écart non local verticalement dans les cas à convection non précipitante (ii) une partie provenant de la convection précipitante, déduite des flux de précipitation. La nébulosité est alors diagnostiquée à partir du condensat total, en utilisant la formulation de (Xu and Randall, 1996b). Le schéma de nébulosité décrit ici correspond à celui qui était opérationnel au moment de la rédaction de ce rapport. Il inclut donc une modification développée durant ce travail de thèse, modification présentée plus loin, en partie (2.2 p. 62).

Ondes de gravité orographiques : 4 niveaux de sophistication croissante : (i) modèle linéaire, (ii) effet des non linéarités telles le piégeage et la résonance, (iii) effets d'anisotropie de la surface, (iv) effets du blocage.

1.2 Validation actuelle et perspectives

Le modèle ARPEGE est opérationnel. Cela veut dire qu'il tourne en géométrie globale toute l'année, à 4 jours d'échéance. Pour qui développe un modèle, c'est une contrainte très forte, en termes de fiabilité notamment. Mais c'est surtout une source incomparable de diagnostics, dont la fiabilité est assurée par la largeur de l'échantillon. La principale source de diagnostics sur ARPEGE provient donc de son utilisation opérationnelle.

A MÉTÉO-FRANCE une équipe spécialisée¹ établit ainsi les **scores objectifs** du modèle ARPEGE ; ces scores sont nombreux car ils dépendent de la combinaison de :

- plusieurs références, tels les stations SYNOP, radiosondages, analyses.
- plusieurs domaines, tel Europe-Atlantique, Nord de 20° Nord, zone tropicale, ...
- plusieurs champs tels que la température, le vent, l'humidité, les précipitations, ...
- plusieurs périodes : on s'intéresse parfois à des moyennes glissantes annuelles, ou au contraire à des résultats mensuels. Certains scores comme les tables de contingence renvoient à des périodes non continues : celles où un seuil donné est atteint.

Un **contrôle subjectif** est également effectué par les utilisateurs principaux du modèle : les prévisionnistes. Ce contrôle est lui aussi à l'origine de modification du modèle, car il apporte de l'information expertisée sur des cas où l'enjeu est important : fortes dépressions, fortes précipitations, etc... L'œil du prévisionniste repère également des phénomènes systématiques qui échappent au contrôle objectif, tels certains défauts locaux, ou liés à certains types de situation. Certains défauts du modèle, tel le cycle diurne de la convection trop en phase avec le soleil, ou la trop forte sensibilité du schéma aux convergences de basses couches avaient été renseignés qualitativement par les prévisionnistes bien avant qu'on ait l'occasion de les objectiver à travers des projets de recherche tel EUROCS.

Avec tout cela on peine à croire qu'on ait besoin de diagnostics supplémentaires. C'est pourtant le cas, et l'équipe qui développe les paramétrisations physiques d'ARPEGE développe et maintient également des **diagnostics physiques**. Par "physique" on entend ici : "servant à valider plus directement des flux physiques", et non plus seulement des variables comme c'est le cas dans la plupart des scores ci-dessus, précipitations exceptées. Deux exemples de telles validations : (i) la comparaison directe de flux de surface prévus par le modèle tridimensionnel à ceux observés sur des

¹Equipe DP/PREVI/COMPAS/COM.

sites instrumentés et (ii) la modélisation unidimensionnelle² basée sur des sites bien instrumentés. Afin de mieux comprendre ce besoin essayons de préciser les attentes du modélisateur. Pour améliorer la physique des modèles on peut distinguer trois niveaux de difficulté croissante, qui impliquent chacun leurs outils. Certains de ces outils sont déjà bien en place, d'autres émergents :

Ordre 0 : traitement des biais des variables finales. C'est le quotidien de la prévision numérique globale depuis des années : se comparant à des observations de variables d'état de modèle, on vise à réduire le biais observé. L'outil essentiel est ici le cycle d'assimilation global, les observations sont issues du SMT, et on vise donc à obtenir les **bonnes variables moyennes**. Les scores indiquent si on a le bon état moyen.

Ordre 1 : traitement des erreurs compensatoires. En réduisant les biais des variables, il se peut fort bien qu'on finisse, en réglant les paramétrisations, par obtenir les bonnes variables pour les mauvaises raisons, par exemple en sur-estimant l'absorption due au rayonnement et sous-estimant simultanément le dégagement de chaleur latente. C'est une erreur compensatoire, et identifier ces erreurs pour les supprimer se fait avec des outils tels les études in-situ 1D ou avec CRM, les observations étant en général issues de périodes d'observation intensives. Le but est d'obtenir les **bonnes tendances en mode stationnaire** sur chacun des processus individuels, *i.e.* on est un ordre au dessus de précédemment. Les scores indiquent si l'on a le bon bilan moyen des variables pronostiques, sur chacun des processus physiques individuels.

Ordre 2 : traitement des rétroactions. Lorsqu'on a réussi les deux étapes précédentes, on est capable de bien représenter certains attracteurs météorologiques, *i.e.* le modèle, mis dans les conditions de cet attracteur, y reste. Mais quid du déplacement de cet équilibre dynamique, *i.e.* des bifurcations ? Par exemple lors d'une transition entre un état stratocumulus et un état cumulus. Pour que le modèle bifurque bien entre attracteurs, il faut qu'en plus les rétroactions entre processus y soient bien représentées. Les outils sur ce sujet sont seulement émergents : l'étude d'humidité idéalisée d'EUROCS, ou celle du cycle diurne de la convection profonde, rentrent dans ce cadre, les diagrammes de phase intensité des jets / gradients de pression d'altitude également. Les observations nécessitent de longues séries temporelles, ou un cadre idéalisé versus CRM. Cet objectif est encore plus difficile que celui de l'item précédent, puisqu'on vise maintenant à obtenir les **bonnes tendances des tendances**, *i.e.* les bonnes tendances en mode instationnaire. Les scores indiquent plutôt des proximités entre sensibilités, ou entre nuages de points de l'espace des phases.

Pour illustrer le fait qu'on bascule de plus en plus vers l'ordre 2, indiquons que de nombreuses recherches tournent aujourd'hui non plus tant sur la représentation des stratocumulus marins quasi-stationnaires, ou d'un cyclone avéré, mais sur la transition entre régimes telle la transition stratocumulus vers cumulus, le cycle diurne de la convection profonde ou l'interaction entre jets et cyclogénèses dans la phase transitoire.

A ce jeu, quel regard critique pouvons-nous porter sur la validation de la physique en usage dans les centres de recherche en prévision numérique : quels aspects sont bien surveillés, que risquons-nous de laisser passer à travers les mailles du filet ? En quoi le processus actuel de contrôle est-il perfectible ?

Ce qui est bien surveillé. Là où nous avons des observations (les "références" indiquées ci-dessus,

²Unidimensionnelle signifie ici que le modèle n'est intégré temporellement que sur une seule verticale. Cette approche sera présentée plus en détail en page 62.

SYNOP, radiosondes, ...) les scores objectifs sont efficaces et fournissent des tables de contingence, des écarts quadratiques moyens ; ces écarts sont des normes de l'erreur du modèle. Par ailleurs les prévisionnistes se font une image mentale des défauts du modèle, qu'ils ont expérimenté sur des cas critiques. On voit donc que les scores objectifs et subjectifs répondent bien aux questions que se posent les *usagers finaux* des données de modèles : le modèle est-il bon ou non, en termes de variables finales, là où on peut le contrôler ?

Les défauts qui peuvent passer inaperçus. Le premier problème est un problème de **densité des observations** : les océans et l'Hémisphère Sud sont des déserts en SYNOP et radiosondes, et ils représentent plus de 80% du globe... Le deuxième problème est celui de la **traçabilité** : s'il suffit par essence à l'utilisateur final de savoir si le modèle est bon en termes de variables finales, le modélisateur a par contre besoin de traçabilité : quel processus physique, voire quelle ligne de code du modèle est responsable de telle erreur sur les variables finales ?

Développement de la physique complète. Il n'existe pas de méthode automatique pour répondre à la question ci-dessus. L'approche courante consiste à faire de la traçabilité inverse, *i.e.* regarder l'impact sur les variables finales de telle modification individuelle du code physique. On conçoit que, même avec du sens physique –qui fait qu'on n'essaie pas les modifications au hasard !– cette approche est itérative, avec une convergence lente. Elle présente également le défaut d'avoir du mal à discriminer entre erreurs d'analyse et erreurs de modélisation. C'est pourtant cette méthode qui prévaut en prévision numérique depuis des années.

Développement de la physique par parties. On peut aussi développer et valider la physique "par parties", par exemple le rayonnement versus un modèle raie par raie, la convection sur des cas idéalisés versus LES, etc... Et regarder alors quel est l'impact sur les variables finales de rapprocher certaines parties de la physique de certaines références. On répond ainsi à la question de traçabilité posée plus haut, mais en deux temps.

La méthode par parties présente un risque et plusieurs avantages :

- le risque est qu'en isolant une partie physique donnée sur un banc d'essai, on ne traite plus de facto l'interaction avec les autres. Le réglage ainsi effectué, caractéristique d'un certain type d'interaction simplifiée, porte sur une partie de l'espace des phases bien plus faible que celle que le modèle complet balayera dans son intégration globale. Avec risque de désillusion sur les résultats.
- la méthode par parties a par contre un avantage évident : celui de faire progresser le modèle grâce au rapprochement de certaines de ses parties de références identifiées. On avance alors par des modifications compréhensibles et justifiables. Et du coup on réduit les erreurs compensatoires. On peut également élargir le domaine des tests par parties, afin de balayer une part plus grande de l'espace des phases, répondant ainsi au risque suscité.
- un autre avantage est la plus grande facilité à valider les ordres 1 et 2 définis ci-dessus. Ces ordres sont difficiles voire impossibles à attaquer avec la physique complète du modèle 3D : pas d'observations de bilans complets de variables thermodynamiques en 3D sur des cas réels, difficulté à discriminer entre erreurs d'analyse et de modèle, etc... A l'inverse les cadres 1D et/ou idéalisés versus modèles haute résolution sont des cadres assez propres pour effectuer des études de sensibilité ou d'états transitoires, ou dresser des portraits de phase comparés.

Compte-tenu de ces éléments le présent travail de thèse va avancer sur deux pistes, répondant aux deux problèmes susmentionnés : (i) effectuer des développements physiques par parties, à travers la modélisation 1D versus modèles à haute résolution, et (ii) augmenter la densité spatio-

temporelle des observations, par l'approche modèle vers satellite.

Chapitre 2

Modélisation 1D : le projet EUROCS

2.1 Introduction

Le projet européen EUROCS (EUROpean Cloud Systems) a pour but d'améliorer la représentation des nuages dans les modèles globaux et régionaux. Ce projet se focalise sur 4 problèmes majeurs déjà identifiés par les communautés mondiales de prévision numérique et d'étude du climat :

1. Les stratocumulus maritimes et leur cycle diurne.
2. La sensibilité du développement convectif profond au profil d'humidité.
3. Le cycle diurne continental des cumulus précipitants.
4. Le cycle diurne continental des cumulus non précipitants.

Ces points sont reconnus comme importants par une large communauté, parce que les modèles numériques échouent régulièrement dans la représentation de l'apparition ou disparition de ces nuages, avec les conséquences en termes de prévision du climat ou du temps sensible que l'on imagine. Le projet EUROCS, et c'est là sa particularité, a donc mis l'accent sur l'étude de cas instationnaires.

Ce projet a duré de mars 2000 à février 2003. C'est sa durée officielle pour l'Union Européenne. Mais les actions qu'il a lancées ont perduré au delà de la date de fin officielle parce qu'il a su créer une synergie durable entre équipes européennes, et parce qu'il a ouvert un chantier assez colossal ; les travaux ont donc continué les années suivantes.

Dans le cadre du présent travail on s'est fortement investi sur ce projet européen de recherche, en participant activement à 3 des 4 cas ci-dessus. Plusieurs raisons à cela : premièrement l'expérience acquise ces dernières années au sujet du modèle ARPEGE-ALADIN montre qu'il partage bien avec d'autres modèles dans le monde les défauts ou difficultés mentionnés ci-dessus. Ensuite parce que la méthodologie proposée par ce projet était de mettre en contact des communautés travaillant à grande échelle (prévision globale et de climat) avec des communautés habituées à la fine échelle (représentation explicite de nuages). Cette approche nouvelle s'annonçait donc a priori plus synergique qu'une "simple" intercomparaison de modèles de la même communauté. Enfin parce que le but annoncé du projet était précisément d'améliorer les modèles à grande échelle.

2.2 Cas EUROCS stratocumulus

2.2.1 Introduction

La prévision des stratocumulus par les modèles de climat et de prévision opérationnelle est une tâche difficile : comme ces nuages sont à la fois très fins et turbulents, ils font intervenir des processus intenses dont l'extension verticale est souvent inférieure à celle d'un niveau modèle. Le fort gradient de stabilité verticale au sommet de la couche limite est alors sous-estimé par le modèle, de même que les condensats nuageux et la nébulosité sous-inversion associés.

Or ces nuages créent un effet parasol important conditionnant la température de surface sur continent, et l'interaction océan-atmosphère lors de prévisions climatiques couplées par exemple. Leur sous-estimation actuelle par les modèles est donc un problème significatif, qu'on se propose d'aborder ici dans le cadre unidimensionnel.

2.2.2 Phénoménologie du cas

Le cas étudié ici a été proposé par Peter Duynkerke comme test d'intercomparaison tant pour des modèles colonnes que des LES, dans le cadre d'EUROCS. Il s'agit d'un cas de stratocumulus marins au large de la côte de Californie. Le jeu de données a été tiré de **valeurs mensuelles moyennes observées** sur l'île de Saint-Nicolas, et de données de la campagne de mesure FIRE. A partir de ces valeurs moyennes, Peter Duynkerke a bâti un profil vertical idéalisé moyen, caractéristique de l'état à minuit heure solaire moyenne, heure à laquelle les stratocumulus sont les plus épais.

Sur la figure (2.1 p. 63) apparaît clairement le sommet de la couche limite, vers 500 m d'altitude, associé à une **inversion de l'ordre de 10 degrés**. A l'intérieur de cette couche limite on rencontre deux zones (figure (2.2 p. 63)) : de 0 à 250 m une zone sous-nuageuse où la température potentielle est constante (couche bien mélangée). Au dessus de 250 m on entre dans le nuage, avec un **profil de type pseudo-adiabatique réversible** : dans son ascendance la particule est saturée, l'eau liquide produite ne précipitant pas. Les profils de θ_L et θ_{VL} sont donc constants de la surface au sommet du nuage.

Notons que l'écart entre θ et θ_L près du sommet de la couche limite atteint 1.5 K. Ceci correspond à un contenu spécifique en eau liquide d'environ 0.6 g/kg (cf également figure (2.3 p. 64)), autant dire que ces nuages présentés comme non précipitants sont en fait très proches de précipiter !...

Les stratocumulus marins présentent par ailleurs un **fort cycle diurne** : ils sont plus épais la nuit que le jour. Durant la nuit le refroidissement radiatif infra-rouge au sommet de la couche nuageuse active la turbulence, avec pour effet une couche limite humide bien mélangée. En journée l'absorption du rayonnement solaire par les couches nuageuses tend à stabiliser la couche limite ainsi qu'à évaporer les condensats nuageux. La figure (2.4 p. 64) présente ainsi l'évolution diurne de l'eau condensée dans les nuages du cas EUROCS, telle que simulée par des modèles LES (Large Eddy Simulation). La dispersion entre ces modèles reste assez forte, quoique bien moindre qu'entre modèles colonnes –non présenté ici, se reporter à l'article (Duynkerke et al., 2004)–. Les LES peuvent donc être considérés comme des références pour les modèles 1D.

2.2.3 Méthodologie des modèles unidimensionnels

Sur ce cas EUROCS stratocumulus, comme sur les deux autres cas d'EUROCS présentés dans la suite de ce rapport, on va effectuer des prévisions unidimensionnelles (1D dans la suite). Rappe-

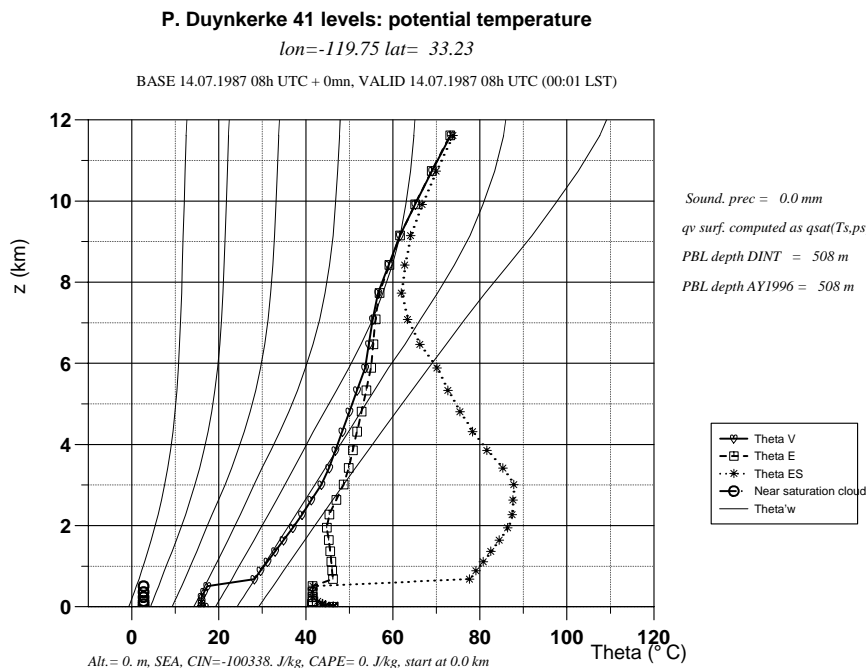


FIG. 2.1 – Profils verticaux de θ_V , θ_E et θ_{ES} du cas EUROCS stratocumulus proposé par Peter Duynkerke ; ils sont représentatifs de l'état moyen de l'atmosphère à minuit heure solaire locale, au large de la côte californienne durant l'expérience FIRE. Cercle : lieux de la verticale où l'humidité relative est supérieure à 90%.

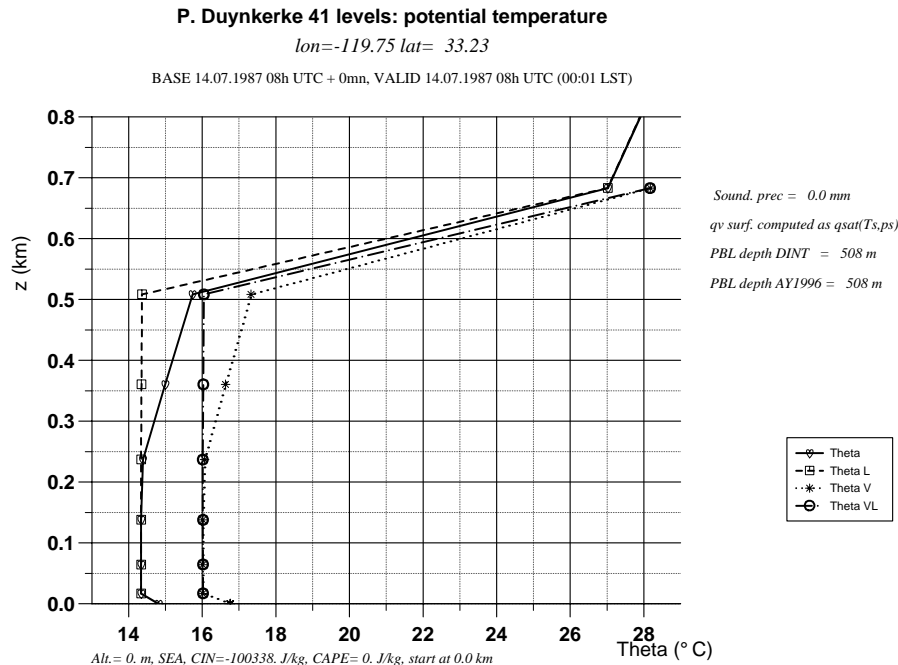


FIG. 2.2 – Profils verticaux de θ , θ_L , θ_V et θ_{VL} du cas EUROCS stratocumulus proposé par Peter Duynkerke ; ils sont représentatifs de l'état moyen de l'atmosphère à minuit heure solaire locale, au large de la côte californienne durant l'expérience FIRE. La présente figure diffère de la figure (2.1 p. 63) par son zoom sur la couche limite, et l'ajout des températures potentielles liquides.

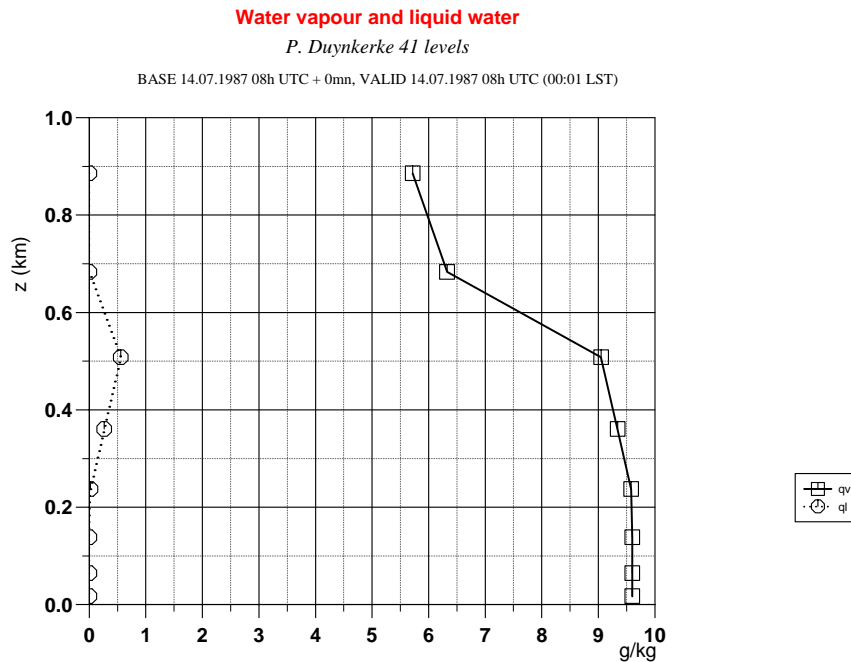


FIG. 2.3 – Profils verticaux de q_v et q_l du cas EUROCS stratocumulus proposé par Peter Duynkerke ; ils sont représentatifs de l'état moyen de l'atmosphère à minuit heure solaire locale, au large de la côte californienne durant l'expérience FIRE.

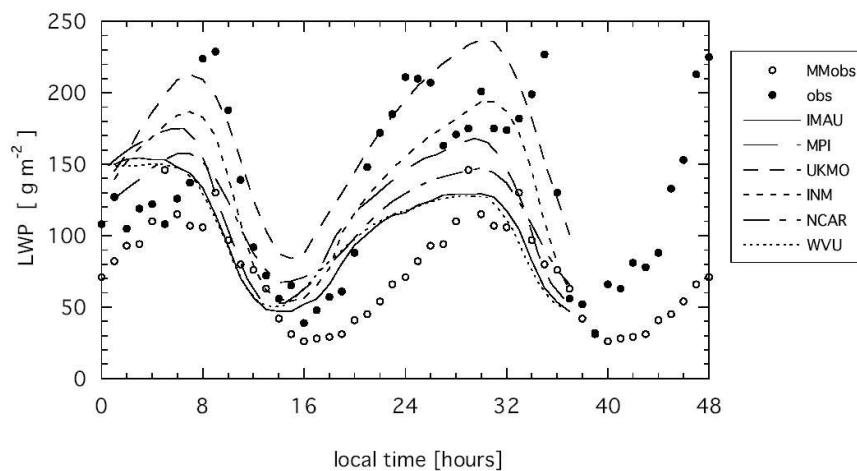


Figure 4. Modelled liquid-water path (lines) from six large-eddy simulation models as a function of time for 14 and 15 July 1987 (from 0 to 48 hours local time). The solid dots are the hourly mean observed values (obs) and the open circles are the hourly monthly-mean values (MMObs).

FIG. 2.4 – Evolution temporelle du contenu en eau liquide intégré sur la verticale, prévue par différents modèles LES (Large Eddy Simulation) ayant participé à l'intercomparaison EUROCS stratocumulus. Figure extraite de l'article (Duynkerke et al., 2004).

lons brièvement de quoi il s'agit.

Les équations primitives tridimensionnelles (3D dans la suite) du fluide s'écrivent sous la forme générique

$$\frac{\partial X}{\partial t} = - \underbrace{(\vec{v} \cdot \vec{\nabla}) X - \omega \frac{\partial X}{\partial p}}_{\text{(dynamique)}} + \dot{X}_{dyn} + \underbrace{\dot{X}_{phys}}_{\text{(physique)}}$$

où X est une variable pronostique, telles la température, les composantes du vent horizontal ou l'humidité spécifique vapeur d'eau. \dot{X}_{dyn} désigne la tendance dynamique hors advection de X –par exemple le terme de conversion adiabatique pour la température–, et \dot{X}_{phys} sa tendance physique.

Effectuer une prévision 1D consiste à n'intégrer cette équation que sur une seule verticale, les termes dynamiques étant traités de façon ad hoc : suivant les cas d'étude ils seront pris nuls, ou bien la vitesse verticale sera forcée à une valeur constante ou évolutive, ou encore le terme d'advection dans sa globalité sera forcé à une telle valeur. Certains cas 1D effectuent également des forçages physiques, *i.e.* une partie du terme \dot{X}_{phys} sera forcée, par exemple en prescrivant la valeur de certains flux de surface, tels le flux de chaleur sensible ou latent, ou la tendance due au rayonnement.

Le modèle 1D alors obtenu calcule l'interaction entre les termes qui ne lui sont pas prescrits. En prescrivant plus ou moins de termes dans l'équation générique ci-dessus, on peut donc isoler au sein du modèle les seuls processus ou interactions à étudier.

2.2.4 Forçages

Dans le cas EUROCS stratocumulus il n'y a que des forçages dynamiques, et ils sont constants dans le temps.

- Pour le vent horizontal rien n'est suggéré dans le papier de Peter Duynkerke spécifiant le cas. Le vent horizontal a donc ici été prescrit à chaque instant égal au profil initial.
- La pression de surface et la température de surface sont prescrites à une valeur constante.
- Pour l'humidité spécifique vapeur le forçage dynamique vertical se fait via la vitesse verticale ; celle-ci est constante, le terme de gradient vertical de q_v utilisé étant lui calculé par le modèle. La contribution dynamique horizontale à la tendance de q_v est constante, et assez nettement positive, comme l'indique la figure (2.5 p. 66). Ceci est curieux : on s'attendrait en effet à ce que l'assèchement de la CLA par subsidence soit compensé par la seule évaporation de la mer, et que l'advection horizontale, qui amène des particules de nord dans cette région, soit par contre plutôt négative ?

Un autre argument prêchant en ce sens est que la tendance de température par advection horizontale, proposée également par Peter Duynkerke, est négative (*cf* figure (2.6 p. 67)). Ceci est une bonne chose : on s'attend en effet à ce que les circulations de nord le long des côtes de Californie y amènent en moyenne des airs plus froids. Mais il paraît alors curieux que les advections horizontales de T et q_v dans une CLA marine puissent avoir des signes opposés à de telles échelles de temps (le mois, puisque Peter Duynkerke a bâti le cas sur des climatologies mensuelles) ? Peter Duynkerke dit avoir réglé la valeur de cette advection horizontale d'humidité avec pour critère d'équilibrer le bilan d'humidité. L'évaporation depuis la mer serait-elle insuffisante dans son LES ?

Cette question est revenue plusieurs fois au cours du projet, sans être tranchée. C'est un point assez mineur pour les schémas convectifs à fermeture en CAPE, mais plus critique pour ceux à fermeture en convergence d'humidité qui ont alors tendance à déclencher, comme on le verra plus loin.

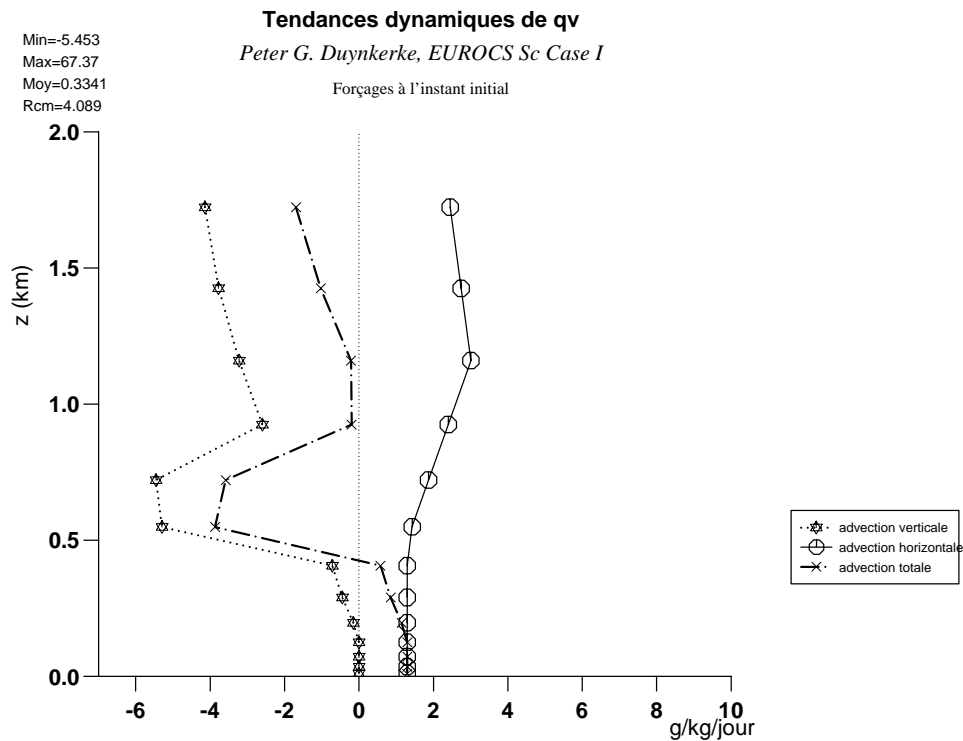


FIG. 2.5 – Profils verticaux de forçages dynamiques de q_v . Etoile de David : tendance due à l'advection verticale (calculée ici en utilisant pour $\frac{\partial q_v}{\partial z}$ celle du profil initial, mais on rappelle que ceci évolue ensuite au sein du modèle). Cercle : advection horizontale. Croix : advection totale.

2.2.5 Prévision d'ARPEGE 1D opérationnel au 17 janvier 2002

La phénoménologie du cas et ses forçages 1D ayant été présentés, regardons quels résultats fournit la physique du modèle ARPEGE opérationnel, lorsqu'utilisée en unidimensionnel avec ces forçages.

La version d'ARPEGE à laquelle on fait référence ici est celle devenue opérationnelle le 17 janvier 2002, en T298 41 niveaux. Son pas de temps est de 14 mn environ. La version du modèle colonne utilise la même physique, le même pas de temps, et les mêmes niveaux verticaux. En effectuant une prévision 1D à 48h avec cette version, les défauts qu'on peut signaler sont les suivants :

L'eau condensée est trop faible : la figure (2.8 p. 69) indique une valeur d'environ $6 g/m^2$ au lieu $120 g/m^2$ environ attendu, soit un facteur 20 d'erreur !... Le cycle diurne, avec des nuages qui devraient être plus épais la nuit, est également non représenté.

La convection profonde déclenche des averses sous inversion de façon épisodique : figure (2.9 p. 69). Or on est ici hors de son cadre d'application : le schéma opérationnel est conçu pour les situations à instabilité conditionnelle, dans lesquelles peu ascendances à flottabilité significative font l'essentiel de l'effet moyen à plus grande échelle. La situation des

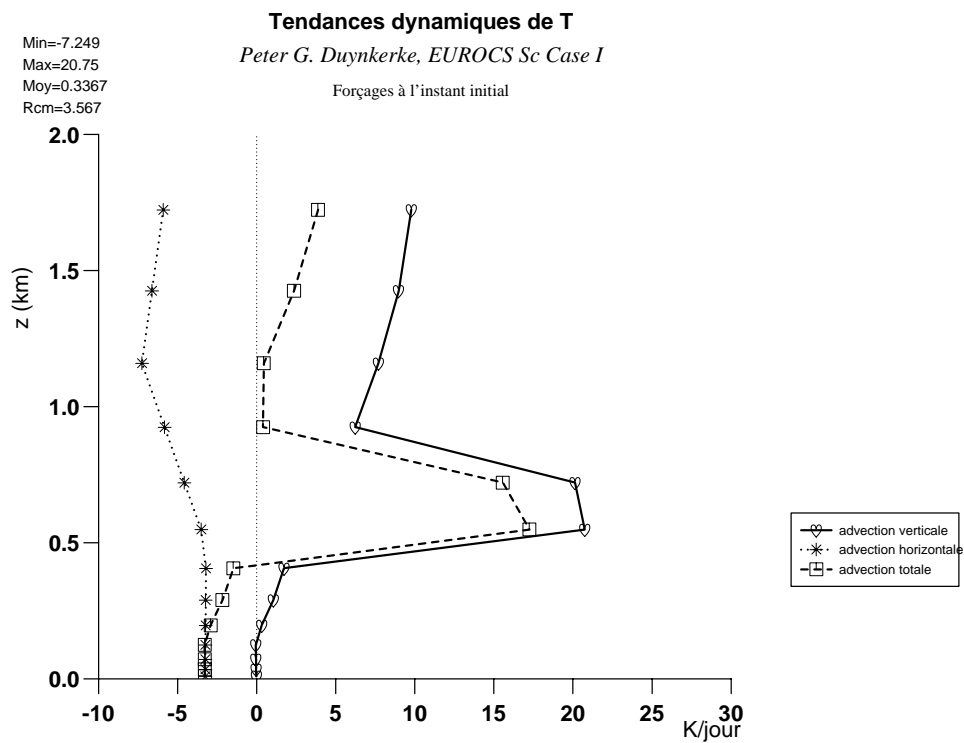


FIG. 2.6 – Profils verticaux de forçages dynamiques de température. cœur : tendance due à l'advection verticale (calculée ici en usant pour $\frac{\partial T}{\partial z}$ de celui du profil initial, mais on rappelle que ceci évolue ensuite au sein du modèle). Astérisque : advection horizontale. Carré : advection totale.

stratocumulus est au contraire une situation à instabilité absolue mais faible CAPE, dans laquelle les ascendances et subsidences occupent des surfaces bien plus comparables entre elles. Les hypothèses qui sous-tendent le schéma de convection opérationnel (surface des ascendances négligeables devant l'unité) le rendent donc inapplicable pour la prévision des stratocumulus. Il ne devrait donc pas s'activer dans de tels cas.

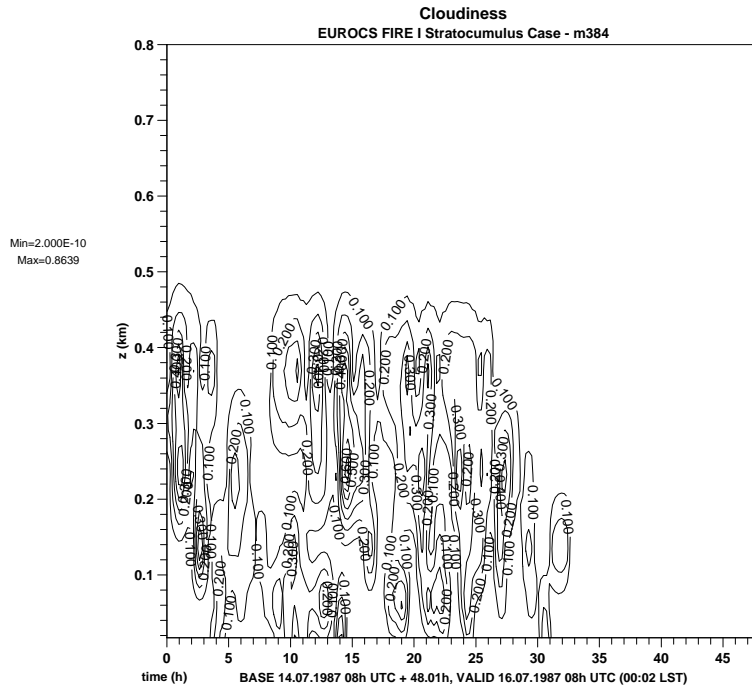


FIG. 2.7 – Nébulosité prévue par ARPEGE opérationnel.

Déclenchement convectif : si on supprime l'appel aux calculs de convection profonde on obtient les résultats des figures (2.10 p. 70) et (2.11 p. 70) : l'eau liquide est simplement encore plus faible.

La physique d'ARPEGE opérationnel au 17 janvier 2002 échoue donc à prévoir les stratocumulus marins et leur cycle diurne, sur ce cas idéalisé : trop peu de condensat nuageux généré, absence de cycle diurne, déclenchement intempestif du schéma de convection profonde. Nous allons proposer en partie suivante une modification du schéma de nébulosité qui améliore en partie la situation.

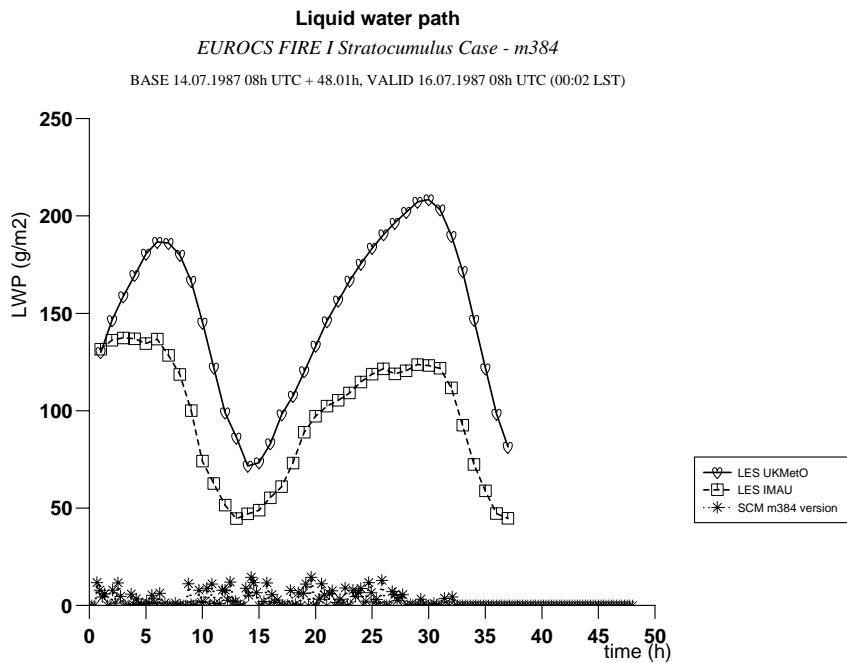


FIG. 2.8 – Eau liquide intégrée sur la verticale, prévue par ARPEGE opérationnel (astérisque). Deux des LES de référence, déjà présentés en figure (2.4 p. 64), sont également portés sur la figure.

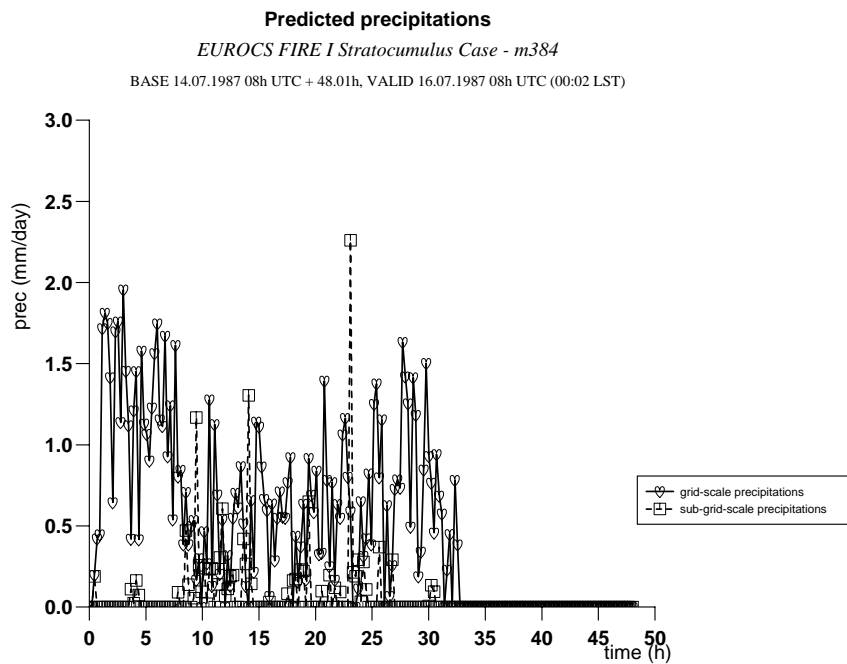


FIG. 2.9 – Précipitations prévues par ARPEGE opérationnel.

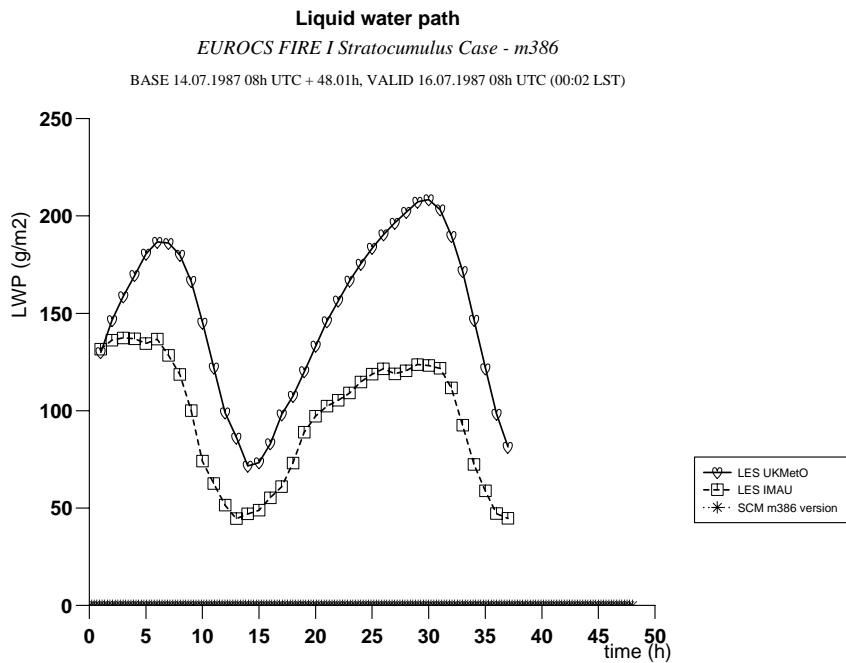


FIG. 2.10 – Eau liquide intégrée sur la verticale, prévue par ARPEGE opérationnel sans schéma de convection profonde (astérisque). Deux des LES de référence, déjà présentés en figure (2.4 p. 64), sont également portés sur la figure.

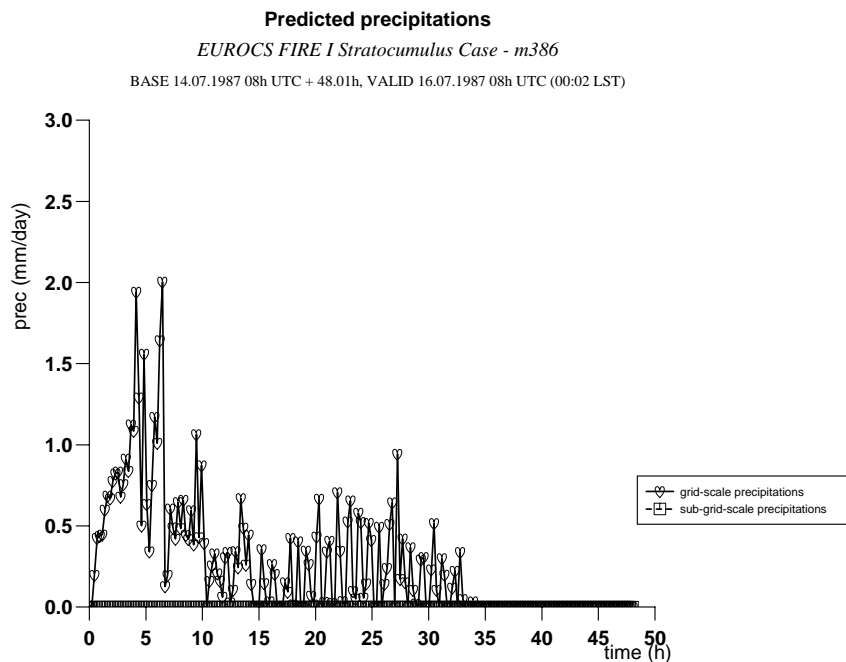


FIG. 2.11 – Précipitations prévues par ARPEGE opérationnel sans schéma de convection profonde.

2.2.6 Modification de la nébulosité

La figure (2.12 p. 71) montre le bilan de température prévu par ARPEGE sur les 48 h de prévision. Comme l'épaisseur optique des nuages prévue est très faible, le refroidissement radiatif l'est également : de l'ordre de -7 K/jour, alors que la phénoménologie des stratocumulus indique plutôt des valeurs de l'ordre de -40 K/jour au sommet de la couche nuageuse. **La rétroaction positive à l'établissement des stratocumulus, (i.e. plus de nuage donne plus de refroidissement au sommet, qui instabilise, ce qui amplifie au final la condensation et donc le nuage), ne peut donc se mettre en place.**

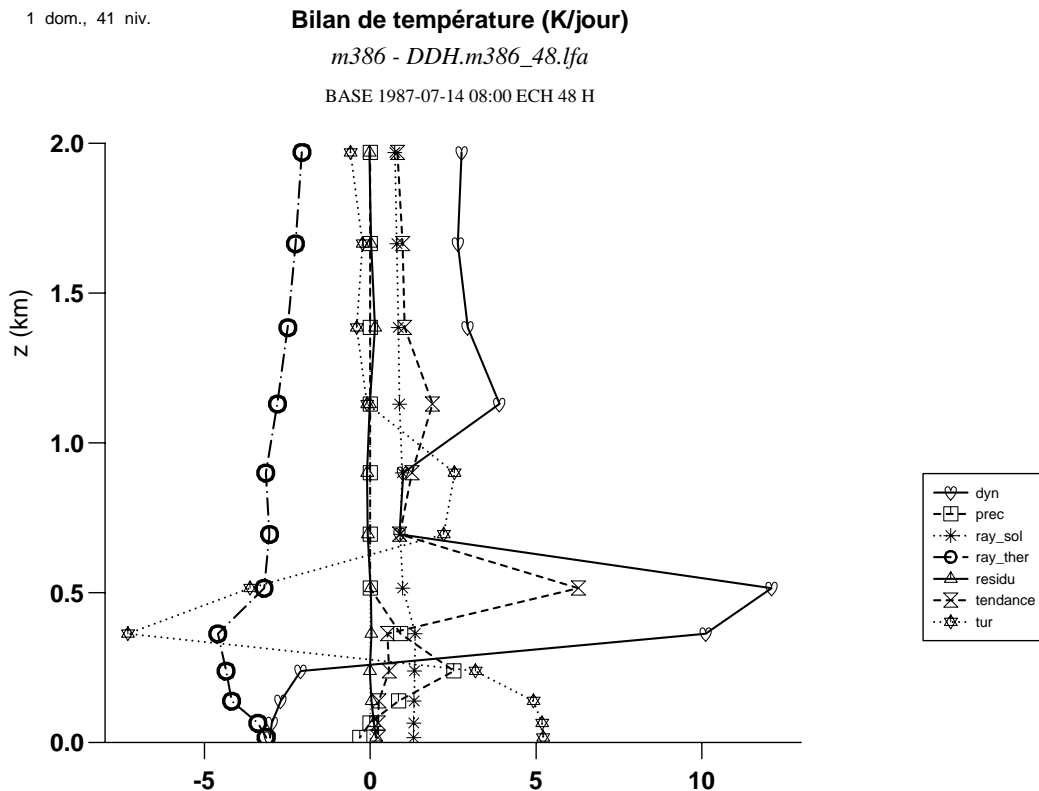


FIG. 2.12 – Bilan de température moyen sur 48 h, prévu par ARPEGE opérationnel sans schéma de convection profonde. Dyn : dynamique totale. Prec : chaleur latente due aux processus de condensation / évaporation. Ray_sol : rayonnement solaire. Ray_ther : rayonnement thermique. Tendance : tendance totale, i.e. état final moins état initial, divisé par la durée. Résidu : tendance totale moins la somme de tous les termes détaillés ci-dessus.

On s'est intéressé aux raisons expliquant la faiblesse de l'épaisseur optique de ces stratocumulus prévus par le modèle. On a identifié qu'à la fois l'eau liquide diagnostiquée était faible, et qu'à eau liquide donnée la nébulosité semblait sous-estimée.

Sur le premier point – l'eau liquide diagnostiquée est faible – la solution la plus générale serait de modifier le cœur du schéma de turbulence : en effet le profil vertical dans un stratocumulus est un équilibre dynamique faisant intervenir de la turbulence humide, i.e. des échanges verticaux turbulents dont une part de l'ascendance est saturée. Or le schéma de turbulence actuellement

opérationnel est "sec", *i.e.* ne tient pas compte d'éventuels dégagements de chaleur latente lors des mouvements verticaux. Partant de ce constat le travail de thèse aurait pu basculer vers ce travail de mise en œuvre de la turbulence humide. D'autres équipes de recherche MÉTÉO-FRANCE travaillant cependant sur ces aspects il a paru préférable de concentrer l'effort du présent travail sur d'autres aspects : nébulosité et convection profonde notamment.

Sur le deuxième point –la nébulosité semble sous-estimée– on a utilisé l'approche de (Xu and Randall, 1996b), qui déterminent la nébulosité à partir de la connaissance du condensat nuageux et de l'humidité relative locaux : leur formulation a été réglée sur une base assez large de données de CRM, puis utilisée pour des prévisions climatiques. Nous avons mis en œuvre la formule (4) page 3099 de (Xu and Randall, 1996b) :

$$n = \begin{cases} h_r^p \left(1 - \exp \frac{-\alpha_0 q_c}{[(1-h_r)q_{sat}]^\gamma} \right) & \text{si } h_r < 1 \\ 1 & \text{si } h_r \geq 1 \end{cases} \quad (2.1)$$

où

- h_r est l'humidité relative, q_c le condensat total. Par condensat total on entend condensat liquide et glace, dû à toutes les sources : résolue et de convection peu profonde et profonde.
- α_0 , p et γ sont des constantes réglables que (Xu and Randall, 1996b) ont réglées sur leur jeu de données CRM : $\alpha_0 = 100.$, $p = 0.25$ et $\gamma = 0.49$.

2.2.7 Prévision d'ARPEGE 1D opérationnel au 15 avril 2003

On présente maintenant l'impact que la mise en œuvre de la nébulosité (Xu and Randall, 1996b) ci-dessus a eu sur la prévision des stratocumulus en 1D, sur le présent cas EUROCS. La version d'ARPEGE à laquelle on fait référence dans cette partie est celle devenue opérationnelle le 15 avril 2003. Elle diffère de la version citée précédemment¹ notamment par les points suivants :

1. Reformulation de la nébulosité : elle est ici inspirée de (Xu and Randall, 1996b), suite au présent travail sur les stratocumulus marins. Le réglage du coefficient α_0 est cependant légèrement différent ($\alpha_0 = 130.$), suite à des améliorations effectuées par l'équipe GMAP, et visant les équilibres radiatifs globaux dans ARPEGE 3D.
2. Stabilisation numérique de l'algorithme de convection peu profonde.
3. Modification de l'intensité du transport turbulent en régime stable. Le but est ici d'améliorer les inversions de sommet de CLA.
4. Meilleure prise en compte de l'interaction infra-rouge entre l'atmosphère et la surface.

Contexte de ce travail effectué par l'équipe GMAP : cet ensemble de modifications vise à **améliorer la prévisibilité des dépressions hivernales**, au sens d'être toujours capable de bien prévoir les tempêtes du type de celles de décembre 1998 et 1999 sur la France, tout en réduisant le taux de "fausses alarmes" que constitue le creusement de dépressions intempêtes de petite taille sur l'Atlantique. Il s'est avéré qu'une synergie entre les différents ingrédients ci-dessus était nécessaire pour obtenir l'effet désiré et améliorer les scores généraux du modèle. Un enseignement de ce travail effectué à GMAP sur les cyclogénèses est que la **nébulosité des nuages bas maritimes** a un fort impact sur l'intensité des cyclogénèses aux échéances de la prévision numérique opérationnelle : quelques jours.

¹Celle opérationnelle au 17 janvier 2002.

Donc la version opérationnelle d'ARPEGE au 15 avril 2003 a repris une partie du travail effectué en unidimensionnel : celle de nébulosité type (Xu and Randall, 1996b). Ce cas montre une synergie méthodologique entre les cadres 1D et 3D : c'est l'étude 1D d'un nuage type stratocumulus qui a poussé à aller chercher l'approche (Xu and Randall, 1996b). En parallèle une étude sur les cyclogénèses hivernales a indiqué leur forte sensibilité aux nuages de sommet de CLA –à leur apparition et disparition–. Puis il est apparu que cette sensibilité était plus liée aux flux radiatifs qu'à ceux de chaleur latente. Le test dans ce contexte 3D hivernal de ce qui était déjà disponible sur le banc de test 1D stratocumulus s'imposait donc. Il a fonctionné, en améliorant le modèle 3D. Au final on a simultanément réduit le flux d'humidité au sommet de la CLA et augmenté les flux radiatifs différentiels au sommet de la CLA entre zones avec et sans nuages ; on a maintenant en 3D le même effet moyen, mais avec une meilleure prévisibilité des cyclogénèses hivernales (*i.e.* meilleur rapport entre taux de bonnes prévisions et de fausses alarmes) . On a donc bien réduit une erreur compensatoire.

On voit donc là un impact dans le modèle complet d'un travail "par parties", *i.e.* effectué sur une partie de la physique dans un cadre unidimensionnel.

En effectuant une prévision 1D à 48h avec cette version d'ARPEGE, on mesure le chemin accompli depuis la version opérationnelle du 17 janvier 2002 :

L'eau liquide n'est plus négligeable : on voit en figure (2.13 p. 74) que l'eau liquide atteint des valeurs de l'ordre de $25 g/m^2$, soit le quart de ce qu'il faut, mais bien plus que le résultat opérationnel précédent présenté en figure (2.10 p. 70).

La nébulosité est voisine de un, comme observé : figure (2.14 p. 74).

Le refroidissement infra-rouge au sommet de la couche de stratocumulus atteint des seuils réalistes, de l'ordre de $40 K/jour$ comme l'indique le bilan de température en figure (2.15 p. 75). Ceci est à comparer aux $5 K/jour$ de la précédente version opérationnelle présentée en figure (2.12 p. 71).

Des problèmes demeurent cependant : l'eau liquide est encore sous-estimée, et surtout le cycle diurne des stratocumulus n'est pas encore apparu. Un travail sur la seule nébulosité ne semble donc pas suffisant ; un travail sur les condensats et donc la turbulence est également nécessaire.

Les résultats précédents étaient montrés en débranchant le schéma de convection sous-maille. Que se passe-t-il si on l'active ? On fait là sensiblement le même constat qu'en janvier 2002, à savoir que la convection sous-maille déclenche des averses sous inversion, amenant un sommet de CLA diffus et un profil de nébulosité qui n'est pas celui d'un stratocumulus. La nébulosité est quand même plus élevée, donc le nouveau résultat est un peu plus réaliste que le précédent. Le nouveau résultat opérationnel est porté pour information aux figures (2.16 p. 75) à (2.18 p. 76), à comparer à l'ancien résultat opérationnel aux figures (2.8 p. 69) à (2.9 p. 69).

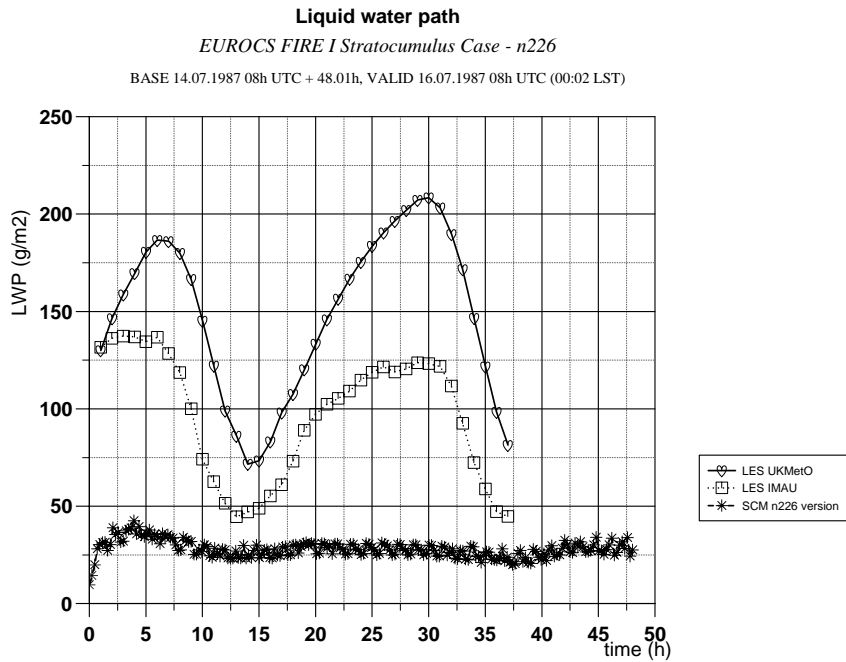


FIG. 2.13 – Eau liquide intégrée sur la verticale, prévue par ARPEGE opérationnel au 15 avril 2003, sans schéma de convection profonde (astérisque). Cette figure est à comparer aux résultats opérationnels précédents (2.10 p. 70). Deux des LES de référence, déjà présentés en figure (2.4 p. 64), sont également portés sur la figure.

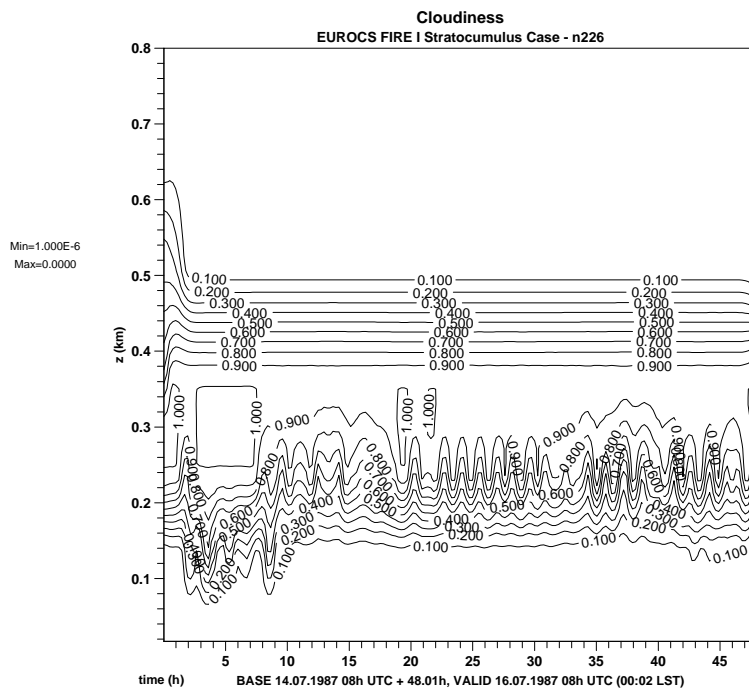


FIG. 2.14 – Nébulosité prévue par ARPEGE opérationnel au 15 avril 2003, sans schéma de convection profonde.

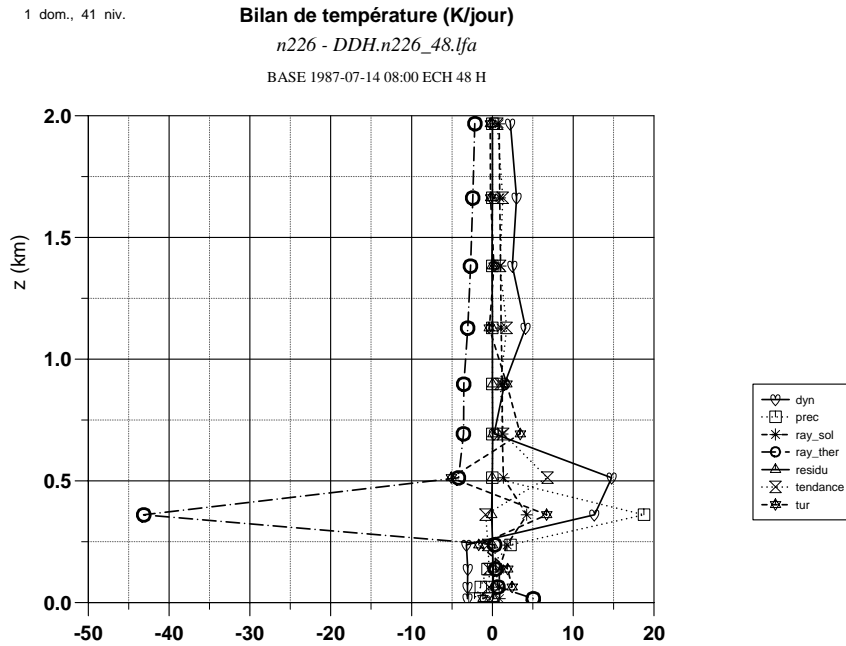


FIG. 2.15 – Bilan de température prévu par ARPEGE opérationnel au 15 avril 2003 sans schéma de convection profonde.

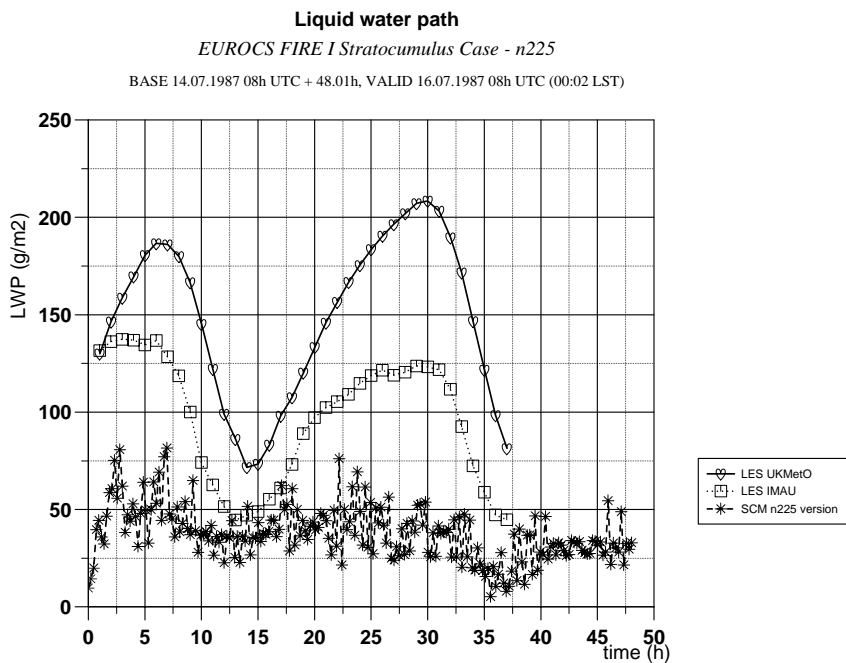


FIG. 2.16 – Eau liquide intégrée sur la verticale, prévue par ARPEGE opérationnel au 15 avril 2003 (astérisque). Deux des LES de référence, déjà présentés en figure (2.4 p. 64), sont également portés sur la figure.

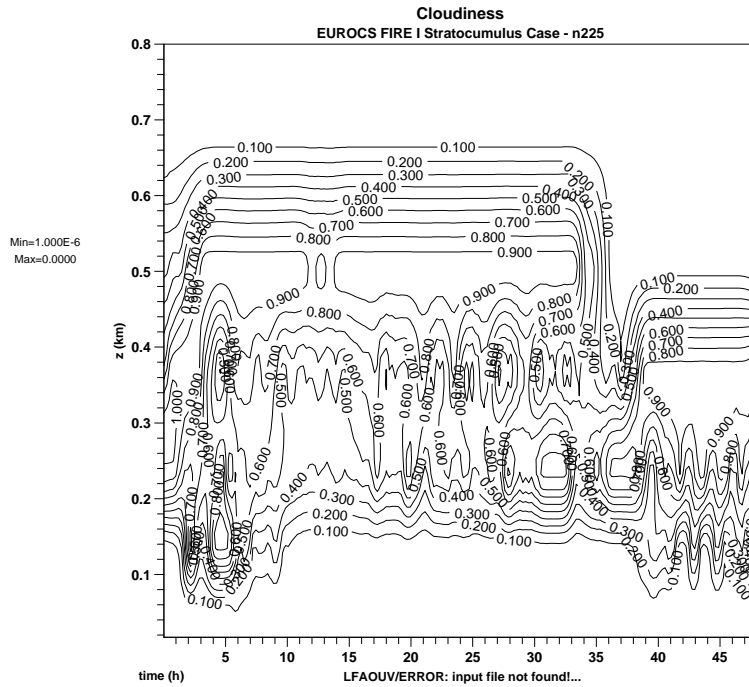


FIG. 2.17 – Nébulosité prévue par ARPEGE opérationnel au 15 avril 2003.

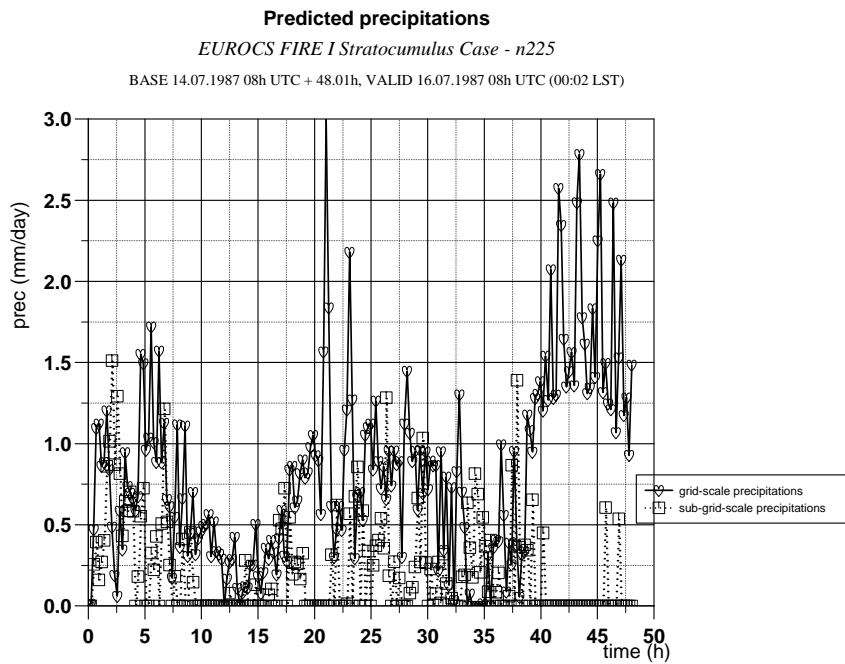


FIG. 2.18 – Précipitations prévues par ARPEGE opérationnel au 15 avril 2003.

2.2.8 Présentation de l'article (Duynderke et al., 2004)

Cycle diurne des stratocumulus. Le travail effectué au sein du projet EUROCS sur ce cas à stratocumulus a fait l'objet d'un article ; il présente premièrement le cycle diurne des stratocumulus tel que ressortant d'observations et d'un ensemble de simulations de modèles LES : couplage nocturne, découplage diurne, entraînement au sommet.

Simulations 1D. L'article présente ensuite les simulations 1D effectuées par les paramétrisations de modèles globaux. Dix modèles ont ainsi participé à l'étude, dont la simulation 1D d'ARPEGE présentée en pages précédentes. Les modèles 1D sous-estiment le plus souvent la quantité d'eau liquide intégrée sur la verticale, la nébulosité et la hauteur du sommet des nuages.

2.2.9 Synthèse

Cette étude des stratocumulus marins apporte plusieurs informations et soulève certaines questions :

1. Le schéma de convection précipitante déclenche sur ce cas à stratocumulus marins, qui devrait pourtant être peu ou non précipitant. Une partie de ce problème vient peut-être du forçage dynamique de vapeur d'eau par advection qui semble un peu élevé. Ce dernier point n'a pu être conclu de façon définitive. Les prévisions 1D ont donc été effectuées en débranchant le schéma de convection précipitante.
2. Avec une modification du schéma de nébulosité de type (Xu and Randall, 1996b), les stratocumulus d'ARPEGE apparaissent en 1D. Cette modification a été incluse dans le modèle opérationnel 3D. Elle a conduit à un progrès en terme de prévisibilité des cyclogénèses hivernales.
3. On voit là un résultat concret de la méthodologie du projet de recherche EUROCS : modifier la physique sur la base de cas d'études bien documentés en observations et simulations haute résolution permet d'améliorer le modèle complet, avec réduction des erreurs compensatoires : même effet moyen, meilleure prévisibilité.
4. En 3D cette modification de nébulosité n'est cependant pas suffisante pour que les stratocumulus apparaissent de façon robuste sur les bords est des continents ; l'étude doit se poursuivre avec le schéma de turbulence.

2.3 Cas EUROCS sensibilité à l'humidité

2.3.1 Introduction

La convection précipitante dépend de nombreux facteurs. Considérons **la CAPE non diluée**, énergie que recevrait une particule effectuant sans entraînement avec son environnement un parcours ascendant. L'expérience montre que la CAPE ainsi calculée surestime le niveau atteint par des particules issues de la couche limite. Cela vient d'un fait assez simple : les particules des nuages réels effectuent des ascensions avec entraînement. Du fait de cet entraînement d'air environnemental, elles se refroidissent et s'assèchent, conduisant à une CAPE effective –dite aussi diluée– plus faible que celle sous l'hypothèse de non dilution.

Les articles ayant suivi la campagne TOGA-COARE, tel (Redelsperger et al., 2002), ont montré que la succession périodes d'intrusion d'air sec - périodes de réhumidification, était un mode de variabilité majeur de la convection tropicale. La dépendance de l'extension des nuages convectifs à l'entraînement d'air plus ou moins sec est donc un facteur primordial de cette variabilité.

Ce phénomène de dilution est pris en compte par les paramétrisations actuelles, mais avec quel réalisme ? Quelle est l'intensité de ce processus d'entraînement, et par contre-coup quelle sensibilité les nuages convectifs ont-ils à l'humidité de l'air environnant ? C'est la question à laquelle on se propose de répondre ici quantitativement, à l'aide d'un cadre idéalisé qui va comparer entre eux des CRM, puis les CRM aux modèles globaux en mode prévision unidimensionnelle.

L'enjeu de cette étude est notre capacité de prévoir avec des GCM ou des modèles régionaux **l'alternance intrusions d'air sec et de périodes de réhumidification**, et de façon plus générale de bien calibrer dans les paramétrisations (i) l'extension verticale des nuages convectifs dans un environnement donné et (ii) la rétroaction de ces nuages sur la température et l'humidité de leur environnement.

2.3.2 Présentation de l'article (Derbyshire et al., 2004)

La rédaction française ci-dessous ne va pas chercher à purement traduire l'article, mais à aller au plus court, en en résumant les messages scientifiques principaux. On ajoutera certaines informations afin de reprendre l'esprit de l'article tout en apportant quelques informations supplémentaires.

L'originalité de la méthode proposée par Steve Derbyshire au sein du projet EUROCS a consisté à créer des conditions idéalisées très simples, mais comportant la physique à étudier (une large gamme d'humidités), de façon à forcer de la même façon CRM et GCM 1D, et ainsi aboutir à des comparaisons quantitatives.

Dans un premier temps on compare des CRM entre eux à différentes résolutions pour vérifier que leurs résultats sont bien plus proches les uns des autres que ne le sont les paramétrisations. Les CRM servent alors de référence.

L'intercomparaison a ainsi comporté deux CRM : Met-Office et Météo-France/CNRM (COMENH), ainsi que plusieurs paramétrisations, issues de Météo-France, du CEPMMT, du Met-Office, etc...

2.3.3 Forçages

Les modèles 1D sont forcés par relaxation linéaire vers des profils constants². Le temps de rappel est court : 1 heure. Les profils vers lesquels on rappelle sont portés en figure (2.19 p. 79). Il y a 4 profils possibles d'humidité relative. On lance donc 4 prévisions différentes, chacune à 24h, chacune utilisant l'un de ces profils d'humidité relative. La plupart des modèles, CRM ou paramétrisations aboutissent à une solution peu ou prou stationnaire après 10h d'intégration. Les flux moyens servant à la validation et l'intercomparaison ont donc été choisis comme ceux entre 12h et 24h d'intégration.

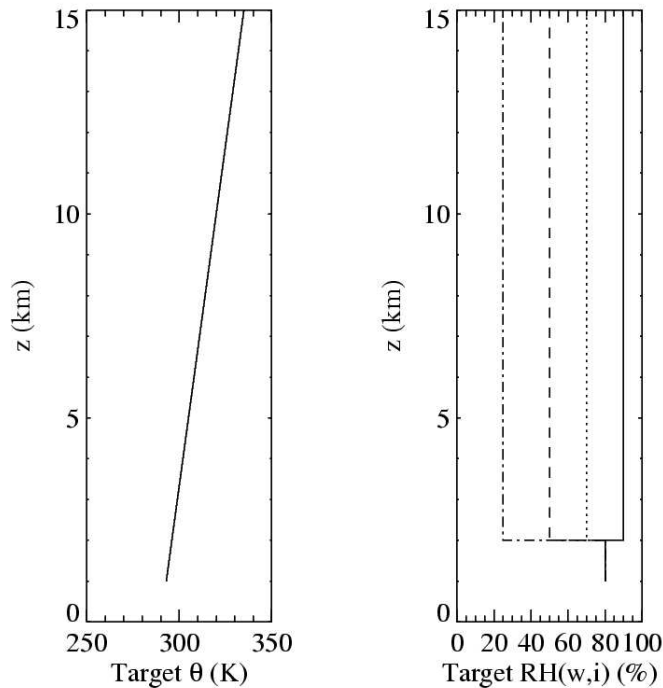


FIG. 2.19 – Profils-cibles pour l'intercomparaison CRM et paramétrisations 1D. Les valeurs ne sont pas tracées à une altitude inférieure à 1 km puisqu'aucune relaxation n'y est imposée dans l'exercice. Au-dessus d'1 km, θ croît au taux uniforme de 3 K/km. Au-dessus de 2 km les profils-cibles d'humidité relative sont différents : Hr=90% (continu), 70% (pointillé), 50% (tireté), 25% (mixte). Source (Derbyshire et al., 2004).

La figure (2.20 p. 80) montre ces mêmes profils-cibles mais tracés sous forme θ , θ_E et θ_{ES} . Sous cette forme on réalise l'astuce imaginée par Steve Derbyshire pour rendre son test représentatif de la sensibilité des schémas à l'humidité environnante : comme on le voit, une particule non diluée aurait dans les 4 cas la même CAPE : mêmes θ_E dans les basses couches et même θ_{ES} à tous les niveaux. Toute différence de comportement entre les 4 cas ne peut donc venir que de l'interaction particule-couches de moyenne troposphère lors de l'ascendance. Les schémas sous-estimant l'entraînement latéral vont donc notamment sous-estimer la sensibilité, *i.e.* fourniront des résultats assez comparables dans les 4 cas.

En surface on prescrit une mer de température uniforme et constante, la même pour les 4 cas

²Constant veut dire ne variant pas dans le temps ; à ne pas confondre avec uniforme, qui veut dire ne variant pas dans l'espace. Ici les profils-cibles sont constants non uniformes.

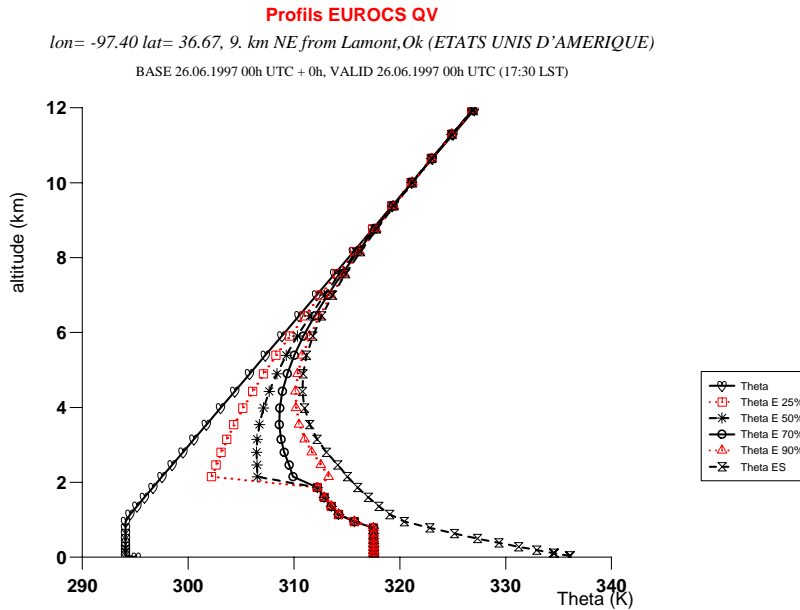


FIG. 2.20 – **Profils-cibles pour l’intercomparaison CRM et paramétrisations 1D.** θ et θ_{ES} sont les mêmes pour les 4 cas d’étude. θ_E par contre diffère, puisque l’humidité relative parcourt une gamme de 25% à 90%.

d’étude.

Le rappel linéaire est sensé représenter tous les forçages. Du coup aucune advection horizontale ou verticale n’est prescrite, de même que le rayonnement est désactivé : l’instabilisation est représentée en une seule fois par ce rappel. Ce point a été l’objet de nombreuses discussions lors des ateliers préparant le cas. La question récurrente était : le cas d’étude est-il réaliste ? Et donc est-il pertinent pour effectuer un réglage de paramétrisations ?

Dans la nature tous les cas de convection sont instationnaires, et ils sont tous absolument singuliers : leurs profils verticaux diffèrent, leurs flux de basses couches, etc... La convection peut apparaître dans des cas où l’advection moyenne à l’échelle considérée ici (environ 100 km) est nulle, positive ou négative. De nombreux facteurs dynamiques (advections) et physiques (rayonnement) concourent à l’instabilisation.

L’enjeu est ici précisément de se doter d’un cas idéalisé largement simplifié où on ramènerait tous ces processus instabilisants en un seul, dont l’effet serait de rappeler opiniâtrement vers un état instable donné. Les profils vers lesquels on rappelle sont des profils réalistes, parfois rencontrés. Et l’exercice présent nous donne alors un moyen de comparer très proprement la réponse de différents modèles à ce contexte bien identifié, en éliminant du test des différences de rayonnement et d’instationnarité qui sont un autre débat. On conclut ainsi sur la réponse stationnaire à un rappel vers un profil constant réaliste.

2.3.4 Prévision des CRM de référence

La figure (2.21 p. 81) montre les profils de flux de masse des 2 CRM ayant simulé ce cas. *NDLR : Pour ce graphique, comme pour tous les suivants de cas EUROCS QV, il faut plutôt regarder*

au-dessus de 2.5 km : comme on l'a vu les forçages présentent une discontinuité en humidité à 2 km d'altitude. Des différences sont perceptibles entre les 2 simulations, notamment pour le cas-bifurcation 50%. Mais la sensibilité de la convection à l'humidité y est très comparable : forme des profils à 25% versus 90%, extension verticale, intensité. On se rendra mieux compte de cette proximité des CRM entre eux... lorsqu'on regardera les résultats des GCM.

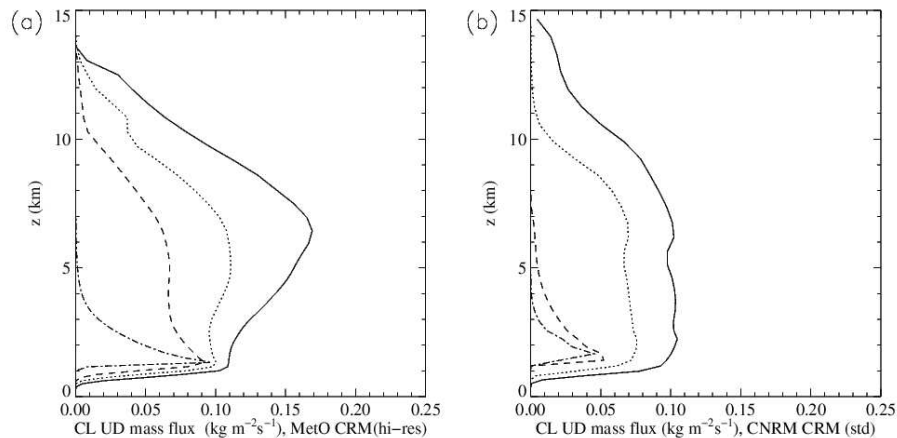


FIG. 2.21 – Flux de masse prévus par les 2 CRM de référence, pour différentes valeurs d'humidité en moyenne troposphère. A gauche le CRM du Met-Office. A droite le CRM du CNRM, COME-NH. Humidité relative $H_r=90\%$ (continu), 70% (pointillé), 50% (tireté), 25% (mixte). Source (Derbyshire et al., 2004).

Les profils de Q1 (tendance physique totale de température) et Q2 (opposé de la tendance physique totale de vapeur d'eau) présentés aux figures (2.22 p. 81) et (2.23 p. 82) montrent la différence d'intensité de la convection lorsque l'humidité varie en moyenne troposphère. L'action de la convection est d'assécher (Q2 positifs) dans le cas à 90% d'humidité, neutre dans le cas 70%, et d'humidifier dans les cas à 25 et 50%. Les précipitations varient de presque rien à 25% à 30 mm/jour environ à 90% : figure (2.24 p. 83).

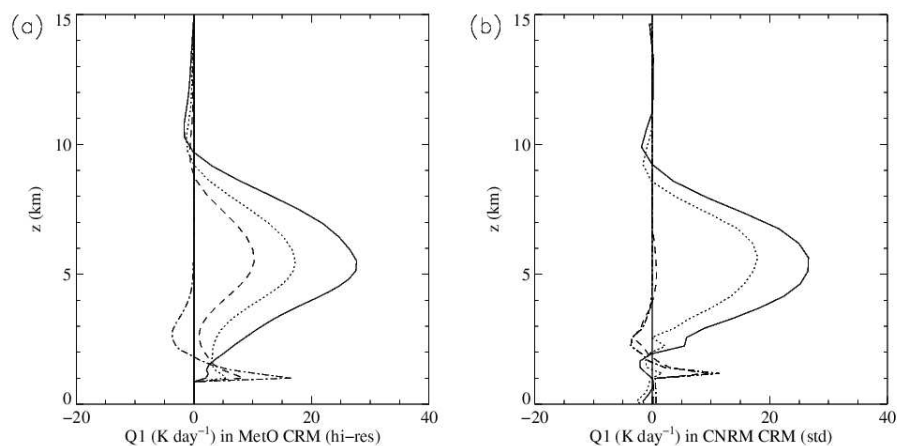


FIG. 2.22 – Q1 prévus par les 2 CRM de référence. A gauche le CRM du Met-Office. A droite le CRM du CNRM, COME-NH. $H_r=90\%$ (continu), 70% (pointillé), 50% (tireté), 25% (mixte). Source (Derbyshire et al., 2004).

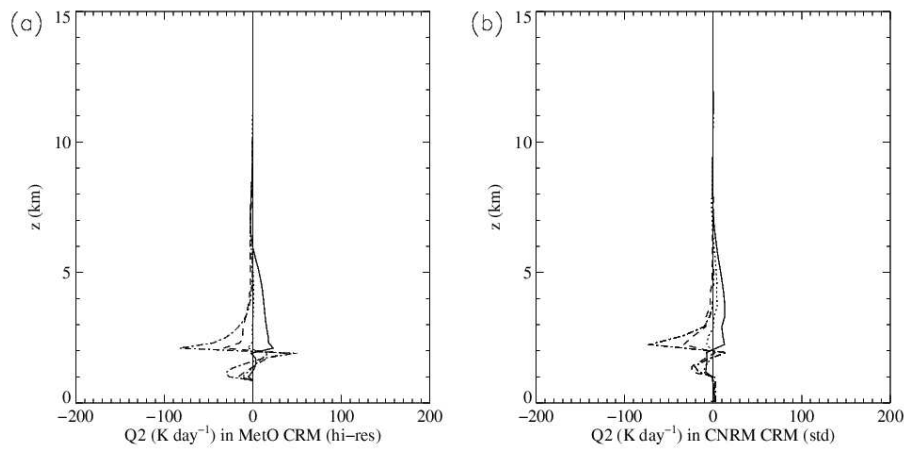


FIG. 2.23 – **Q2 prévus par les 2 CRM de référence.** A gauche le CRM du Met-Office. A droite le CRM du CNRM, COME-NH. Hr=90% (continu), 70% (pointillé), 50% (tireté), 25% (mixte). Source (Derbyshire et al., 2004).

2.3.5 Prévision d'ARPEGE opérationnel

Lorsqu'on teste le schéma de convection opérationnel³ avec le forçage décrit précédemment, l'intensité est très faible : la figure (2.24 p. 83) montre que les précipitations sont sous-estimées, et la sensibilité à l'humidité inversée !... A y réfléchir ce comportement est tout à fait logique : le schéma opérationnel utilise une fermeture en convergence d'humidité. Celle-ci est la somme de 2 termes : le terme dynamique et le terme turbulent. Ici le premier est nul par définition du forçage. Le deuxième est lié pour l'essentiel à l'évaporation de la mer. Cette évaporation est assez limitée (le vent est de l'ordre de la brise) et elle est plus forte lorsque l'air est plus sec.

La convergence d'humidité en question. Avec un résultat aussi défavorable, on est amené soit à rejeter le cas d'étude comme irréaliste, soit à considérer que la fermeture en convergence d'humidité, du moins sous la forme où elle est implémentée dans notre schéma, présente une faiblesse grave. On a déjà discuté le premier point en partie (2.3.3 p. 79) et on a conclu qu'on jugeait le cas d'étude pertinent.

S'agissant de convergence d'humidité remarquons qu'on est surtout en présence d'un problème d'échelles spatiales : dans le CRM en effet, du fait de sa géométrie 3D, des convergences de surface peuvent opérer, renforçant l'évaporation, et apportant localement de la convergence dynamique. En ne prescrivant pas ces convergences dans le modèle 1D on ne lui donne que peu de chance de réussir. Ces convergences sont en fait à une échelle basse, plus basse en tout cas que les 100 km par 100 km du domaine CRM. On pourrait donc penser que la solution serait de prescrire dans la convergence d'humidité du modèle 1D non pas la convergence dynamique moyenne sur le domaine, mais quelque chose comme son écart-type, ou l'accumulation de ses seules valeurs positives.

Il faut noter que ce qu'on fait dans le modèle ARPEGE 3D est bien le même forçage que celui utilisé ici : on fait entrer comme convergence dynamique dans le schéma convectif la convergence *moyenne résolue* à l'échelle de la résolution locale du modèle, ici 100 km par 100 km.

³Pour mémoire version CY25T1_OP3, devenue opérationnelle le 15.4.2003.

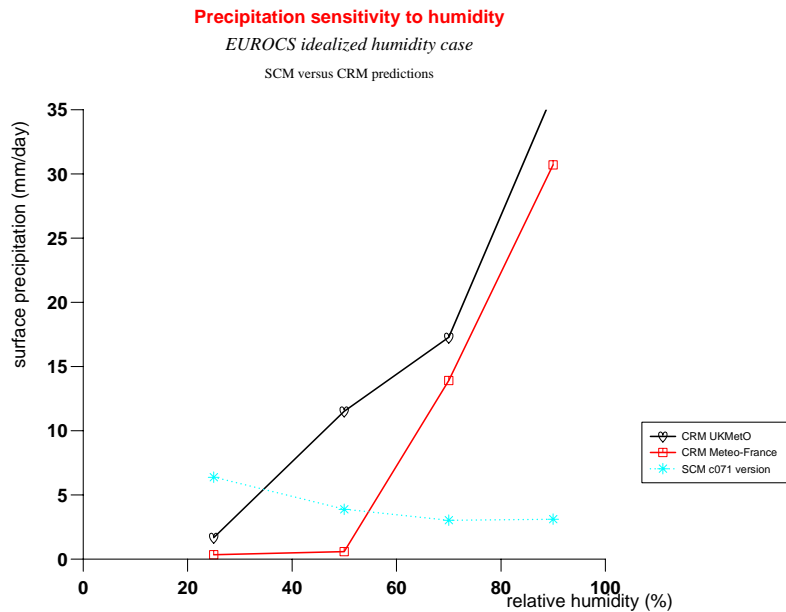


FIG. 2.24 – **Précipitations prévues par le schéma opérationnel, fermeture en convergence d'humidité.** Cœur : CRM de référence Met-Office. Carré : CRM de référence CNRM. Astérisque : GCM ID ARPEGE. La sensibilité est inverse de celle attendue.

On en arrive à la double conclusion suivante : (i) la convergence dynamique moyenne à une échelle donnée est insuffisante pour dimensionner la convection sous-maille, parce ce sont surtout ses contributions positives qui forcent la convection, et qu'on en rencontre à des échelles plus basses (ii) on pourrait éventuellement garder le concept de convergence d'humidité comme dimensionneur de la convection sous-maille à condition d'y incorporer cette dimension "dynamique sous-maille" qu'il faudrait alors paramétrer.

Dans les délais impartis pour fournir les prévisions de cette intercomparaison, l'approche (ii) n'était pas envisageable. Par ailleurs le schéma comportait une fermeture en CAPE, non opérationnelle certes, mais disponible en mode recherche. On a donc repris les tests ci-dessus avec cette fermeture.

2.3.6 Prévision d'ARPEGE à fermeture en CAPE

Le schéma à fermeture en CAPE : ce schéma ne diffère du schéma opérationnel décrit en partie (2 p. 119) que par la fermeture, *i.e.* par le calcul du coefficient α de l'équation (2.15 p. 123). L'approche, mise en œuvre dans ARPEGE par (Konate et al., 1997), est tirée de (Nordeng, 1994) : on écrit

$$\left(\frac{\partial CAPE}{\partial t}\right)_{conv} = -\frac{CAPE}{\tau} \quad (2.2)$$

où τ est un temps caractéristique constant. Par ailleurs la CAPE s'exprime de la façon suivante :

$$CAPE = \int R_d (T_{vu} - T_v) \frac{dp}{p} \quad (2.3)$$

où R_d est la constante des gaz spécifique de l'air sec, T_{vu} la température virtuelle de l'ascendance, et T_v celle à échelle résolue. En dérivant l'équation (2.3 p. 83) on obtient

$$\left(\frac{\partial \text{CAPE}}{\partial t}\right)_{conv} = -R_d \int \left[(1 + 0.608 q_v) \left(\frac{\partial T}{\partial t}\right)_{conv} + 0.608 T \left(\frac{\partial q_v}{\partial t}\right)_{conv} \right] \frac{dp}{p} \quad (2.4)$$

le terme $\left(\frac{\partial T_{vu}}{\partial t}\right)_{conv}$ étant négligé comme dans (Nordeng, 1994). $\left(\frac{\partial T}{\partial t}\right)_{conv}$ et $\left(\frac{\partial q_v}{\partial t}\right)_{conv}$ s'expriment linéairement en α , (Konate et al., 1997) combinent les deux équations (2.2 p. 83) et (2.4 p. 84), remplacent $\left(\frac{\partial T}{\partial t}\right)_{conv}$ et $\left(\frac{\partial q_v}{\partial t}\right)_{conv}$ par leur expression en α , puis en déduisent la valeur de α .

Cette approche est disponible dans le schéma convectif d'ARPEGE depuis de nombreuses années, et est robuste numériquement ; cependant sur des études de cas intenses de convection sur l'Europe elle s'est avéré notamment sous-estimer la variabilité spatiale de la convection. C'est une des raisons expliquant qu'elle n'ait pas supplanté la fermeture en convergence d'humidité opérationnelle.

Résultats du schéma avec cette fermeture en CAPE : l'intensité est maintenant du bon ordre de grandeur, et la sensibilité dans le bon sens. La figure (2.25 p. 84) montre les flux de masse prévus par ce schéma de convection, qui diffère de l'opérationnel seulement par sa fermeture en CAPE. Les flux de masse se comparent assez bien à ceux des CRM présentés plus haut. Bien sûr ce n'est pas parfait, mais on se convaincra en se reportant à l'article que ce résultat est meilleur que celui des autres paramétrisations ayant effectué cet exercice.

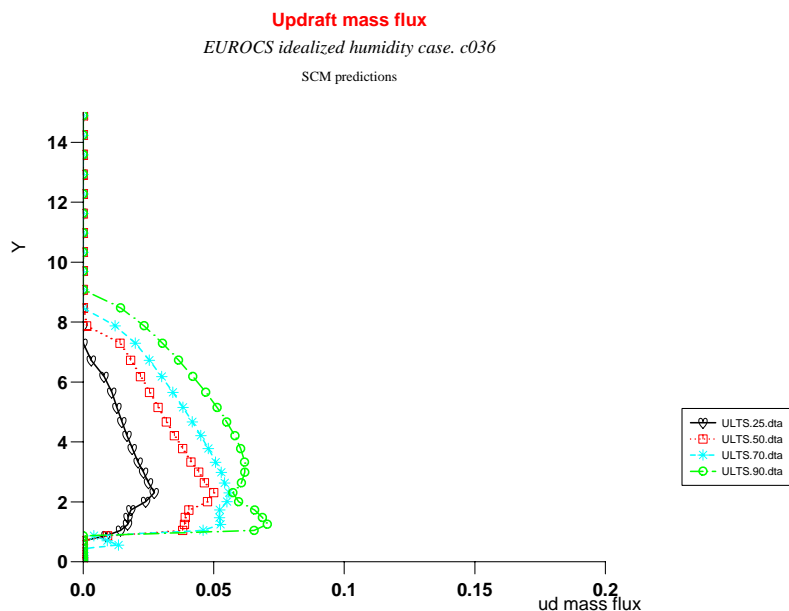


FIG. 2.25 – Flux de masse prévus par le schéma opérationnel, avec l'option de fermeture en CAPE.

En se reportant à l'article on remarquera également que les résultats d'ARPEGE qui y sont présentés ne sont pas exactement identiques à ceux de la figure (2.25 p. 84). C'est normal : ARPEGE évolue, et la version opérationnelle utilisée au moment de cette rédaction n'a pas exactement la

même physique (turbulence et convection) que celle qui était opérationnelle au moment où les résultats ont été inclus dans l'article de Steve Derbyshire. Les conclusions, tant celles de l'article que celles de cette section, sont cependant les mêmes avec les 2 versions.

Pourquoi les résultats sont-ils bons ? On peut citer deux raisons à cela :

1. Un schéma convectif à fermeture en convergence d'humidité accorde un poids "plus important" au forçage dynamique qu'au profil lui-même, en ce sens qu'une fois qu'un profil est déclaré instable, son intensité en moyenne verticale est gouvernée par ce forçage. Inversement un schéma en CAPE voit son intensité régulée par la CAPE elle-même, *i.e.* l'instabilité du profil. Sur un cas comme celui étudié ici où les forçages dynamiques sont négligeables, et où on rappelle opiniâtrement vers un profil instable de référence, il est plus aisé pour un schéma en CAPE de fournir l'intensité correcte.
2. La valeur pratiquée pour les taux d'entraînement latéral convectifs dans ARPEGE-ALADIN est le résultat de plusieurs réglages successifs, effectués au fil des ans, mettant en œuvre tant des bilans zonaux du modèle global ARPEGE que des études de cas effectués dans la communauté mésoéchelle ALADIN. Le résultat correct obtenu ici sur la sensibilité n'est donc pas le fruit du hasard.

Même si le message essentiel est que le résultat du schéma à fermeture en CAPE est plutôt bon, on peut émettre cependant certaines critiques : les nuages ont peu ou prou tous le même sommet, ce qui est un défaut, et la sensibilité à l'humidité est globalement plus faible que dans les CRM.

Les précipitations présentées en figure (2.26 p. 85) montrent une bonne sensibilité de la paramétrisation, à part peut-être le cas 25% où il pleut trop.

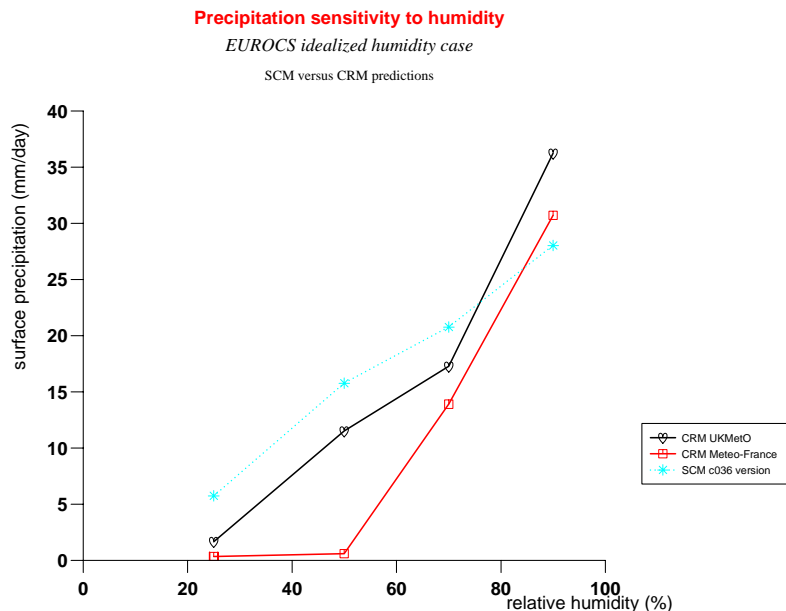


FIG. 2.26 – **Précipitations prévues par le schéma opérationnel, fermeture en CAPE.** *Cœur* : CRM de référence Met-Office. *Carré* : CRM de référence CNRM. *Astérisque* : GCM ID ARPEGE.

En termes de Q1 et Q2, présentés aux figures (2.27 p. 86) et (2.28 p. 87) la comparaison aux CRM indique que le profil de Q1 est plutôt bon en forme et intensité. En Q2 la sensibilité existe,

et est comparable à celle du CRM ; par sensibilité on entend ici l'écart entre les valeurs de Q_2 pour les différentes valeurs d'humidité environnante. Un problème cependant est que le schéma opérationnel assèche plus que les CRM : sur ceux-ci seul le cas 90% est asséché par la convection, alors qu'avec la paramétrisation les 3 cas 25, 50 et 70% le sont. On aura l'occasion de corroborer ce résultat dans le cas EUROCS encore plus sec, celui de cycle diurne continental, que nous allons traiter dans la suite de ce rapport.

Ce défaut n'est pas mineur car le signe de Q_2 conditionne la rétroaction de la convection sur l'humidité dans les Tropiques. Ce comportement est partagé par d'autres paramétrisations, comme on peut le voir dans l'article.

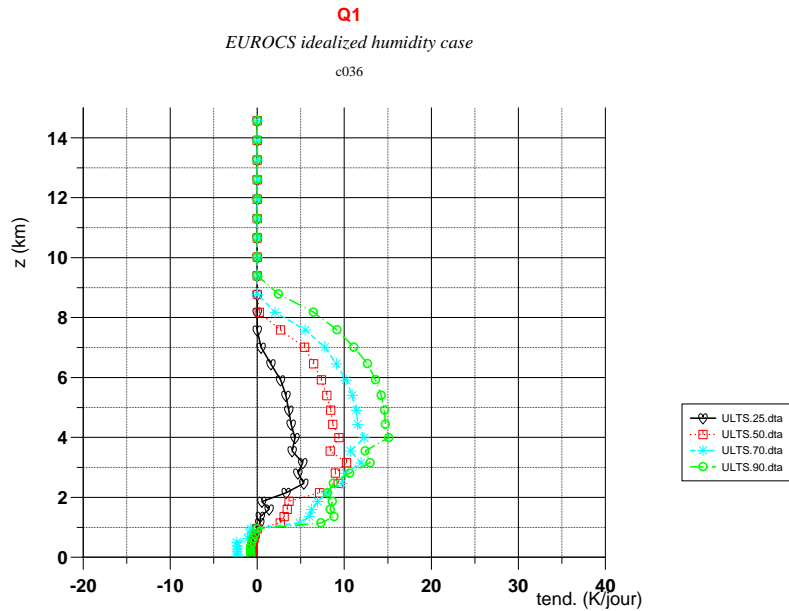


FIG. 2.27 – Q_1 prévus par le schéma opérationnel, fermeture en CAPE.

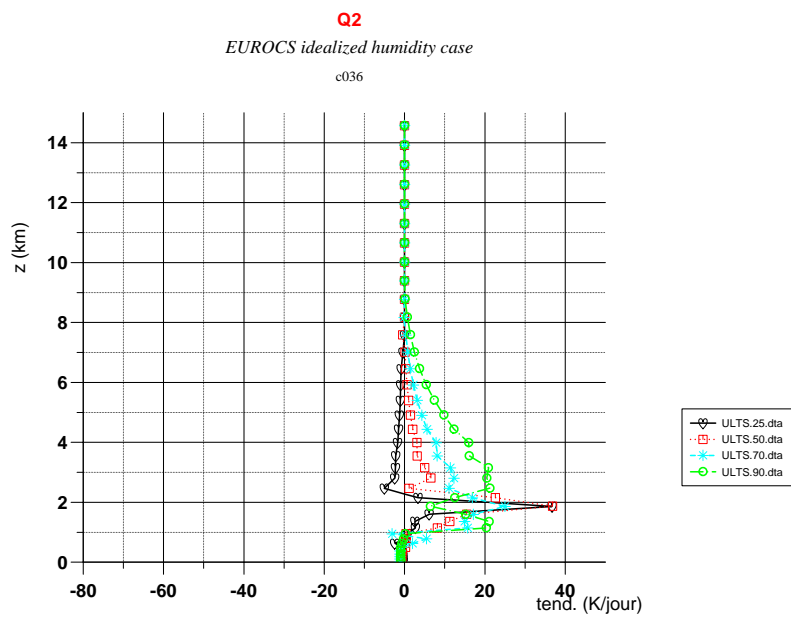


FIG. 2.28 – Q2 prévus par le schéma opérationnel, fermeture en CAPE.

2.3.7 Synthèse

Cette étude de sensibilité à l'humidité de moyenne troposphère apporte des résultats très contrastés :

1. Il est impossible de fonctionner sur ce cas d'étude avec une fermeture en convergence d'humidité, telle que pratiquée en opérationnel : l'intensité y est alors négligeable, et la sensibilité à l'humidité inversée... Ceci constitue une faiblesse grave de ce type de fermeture, ou a minima imposerait si on veut la conserver d'être capable d'exprimer une source de plus pour la convergence d'humidité, d'origine sous-maille.
2. Inversement si l'on munit le schéma opérationnel de la fermeture en CAPE les résultats sont plutôt bons. Ce sont en fait les meilleurs résultats obtenus par les paramétrisations alignées sur le cas d'intercomparaison, ceci sans aucun autre réglage. Cela indique que la partie entraînement latéral du schéma fonctionne bien dans la gamme d'humidités testée ici.
3. On rencontre cependant quelques problèmes, en général partagés par la communauté : nuages ne montant pas assez hauts dans les cas humides, et inversement schéma un peu trop actif sur le cas le plus sec. Le schéma manque donc encore un peu de sensibilité à l'humidité.
4. Les CRM indiquent un assèchement d'altitude sur le cas à 90%, et une humidification dans tous les autres cas. La paramétrisation présente un comportement inverse : assèchement d'altitude sur tous les cas, sauf le 25%. Défaut là aussi assez fréquent. Ce point n'est pas de détail : il conditionne la rétroaction de la convection sur l'humidité dans les Tropiques.

Nous aurons l'occasion de revenir en partie modélisation (IV p. 135) sur les défauts signalés ci-dessus, pour y apporter des solutions.

2.4 Cas EUROCS cycle diurne de la convection précipitante

2.4.1 Introduction, présentation de l'article (Guichard et al., 2004)

Ce cas EUROCS a été conçu comme un cadre de validation et de développement de paramétrisations, sur un cas de convection précipitante continentale. Le cas choisi est tiré du site ARM SGP, des grandes plaines du Sud américain. Il a un cycle diurne marqué, en température de surface et précipitation. L'originalité est ici que l'instabilité, significative, y est associée à une moyenne troposphère particulièrement sèche. On voit ainsi en figure (2.29 p. 89) que la CAPE non diluée est dès le matin de 1400 J/kg environ. Mais la CIN est de 100 J/kg, et l'air de moyenne troposphère a moins de 50% d'humidité relative au-dessus de 2500 m.

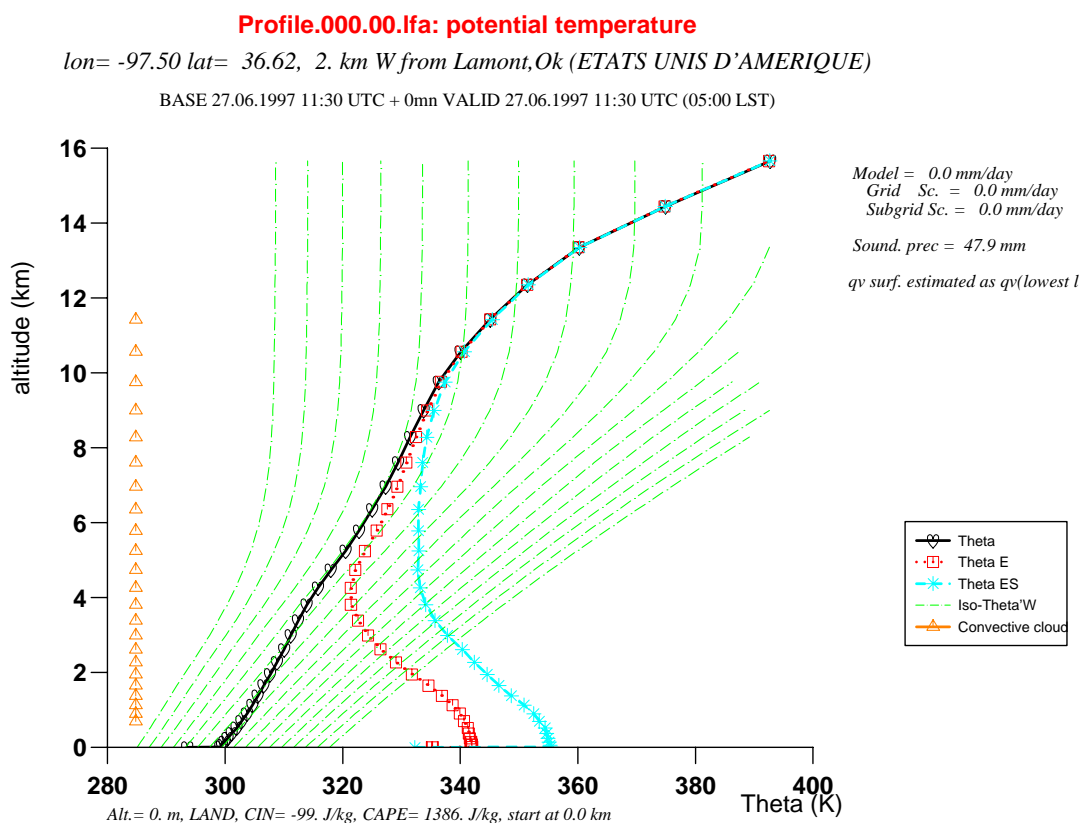


FIG. 2.29 – Profil vertical initial du cas EUROCS CVP.

Ceci amène une évolution diurne dans laquelle les phases de convection sèche, puis non précipitantes vont être significatives : c'est seulement lorsque l'humidification de l'atmosphère sera suffisante que la convection précipitante pourra démarrer. Ce cas convectif est donc intéressant sous deux aspects : (i) il est continental, ce qui est assez nouveau, les études 1D précédentes étant pour l'essentiel marines (BOMEX, GATE, TOGA-COARE, ...) et (ii) il permet de valider les paramétrisations sur une phase de transition mettant en œuvre une atmosphère ayant une CAPE non diluée forte associée à un air très sec en moyenne troposphère.

Ce travail a fait l'objet de la rédaction d'un article : (Guichard et al., 2004). Cet article étudie plusieurs aspects, en liaison avec ce cas EUROCS/GCSS du 27/28 juin 1997 :

1. Un cas d'étude idéalisé est créé en périodisant des données réelles, sur une période de 24h.
2. Ce cas étude est alors simulé par 7 GCM 1D et 3 CRM. Par-delà les différences entre toutes ces prévisions l'article montre que les CRM sont bien plus proches entre eux que les SCM ne le sont, traduisant par là la grande diversité de formulations convectives au sein des paramétrisations actuelles.
3. Les prévisions des CRM rendent mieux compte de la phénoménologie du cas, et notamment du retard temporel important entre précipitations convectives et flux de chaleur de surface. L'extension verticale des nuages convectifs se développe également trop rapidement le matin dans les SCM, vis-à-vis de ce que les simulations de CRM indiquent. Ce cas idéalisé permet donc de reproduire un défaut fréquent des GCM actuels, et d'étudier le phénomène transitoire du cycle diurne de la convection humide dans un cadre bien identifié, et disposant comme référence de simulations de CRM.
4. Une étude est également menée sur la CIN à partir des données simulées par les CRM, permettant de mieux comprendre son cycle diurne, de sa disparition matinale par turbulence à sa réapparition suite aux courants descendants convectifs.

Dans la présente rédaction de thèse, on va traiter plus particulièrement des modèles français : le CRM MÉSO-NH et le modèle ARPEGE en version colonne 1D.

2.4.2 Forçages

Le jeu de données a été élaboré et fourni par Françoise Guichard (CNRS / Météo-France). Elle l'a adapté du cas 3 ARM/GCSS, 27/28 juin 1997. Les forçages à grande échelle sont basés sur des observations moyennées du site ARM/SGP. Ils sont représentatifs d'une zone de l'ordre de 300 km de côté.

Champs et flux de surface : la température et la pression de surface sont prescrites. L'humidité en surface n'est pas utilisée par le modèle, puisque les flux de chaleur sensible et latente sont prescrits. Les flux de surface sont significatifs, comme indiqué en figure (2.30 p. 91) : le flux de chaleur sensible atteint ainsi 400 W/m^2 vers midi solaire local.

Résolution verticale : les données d'origine comportent 18 niveaux. L'exercice d'intercomparaison des modèles 1D consistant pour chacun à tourner à sa résolution nominale, ces données d'origine ont donc été interpolées sur la grille verticale opérationnelle ARPEGE à 41 niveaux.

Vent : on opère une relaxation linéaire de u et v vers des profils donnés toutes les 3 h.

Température et vapeur d'eau : le forçage dynamique se porte sur la seule advection verticale. Pour la vapeur d'eau on force l'advection totale, *i.e.* on impose directement le terme $-\omega \frac{\partial q_v}{\partial p}$, de telle sorte que le terme $\frac{\partial q_v}{\partial p}$ calculé par le modèle 1D n'est pas utilisé pour l'advection verticale. Pour la température le forçage est l'advection verticale totale plus le terme de conversion adiabatique.

Sur ce cas d'étude les forçages dynamiques sont plutôt faibles devant ceux de surface. On peut s'en convaincre à l'aide de la figure (2.30 p. 91), en effectuant vers midi solaire local le calcul d'ordre de grandeur suivant : le flux sensible de surface de 400 W/m^2 se répartissant entre 800 hPa et 1000 hPa conduirait à un réchauffement moyen des basses couches de 17 K/jour. Le forçage dynamique de θ est de l'ordre de -3.75 K/jour vers 500 hPa, soit une tendance de température

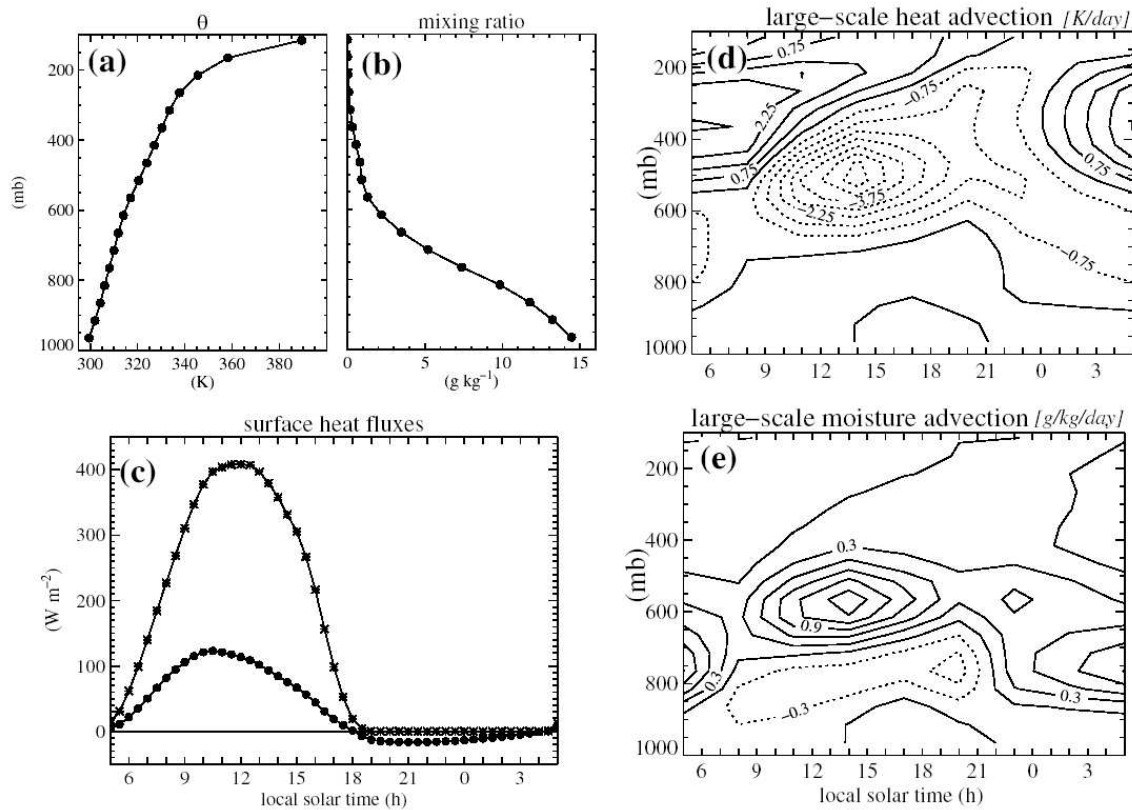


Figure 1. The simulation set-up; initial profiles of (a) potential temperature θ and (b) mixing ratio; (c) time-series of surface sensible-heat flux (black dots) and latent-heat flux (stars); time–height series of large-scale advection of (d) heat and (e) moisture.

FIG. 2.30 – Forçages du cas EUROCS cycle diurne de la convection précipitante. Profils de température potentielle (a) et rapport de mélange en vapeur d'eau (b). Evolutions temporelles des flux de surface (c) sensible (disques) et latent (astérisques). Diagrammes temps-verticale de l'advection à grande échelle de chaleur (d) et humidité (e). Cette figure est reproduite de l'article (Guichard et al., 2004).

de -3.1 K/jour. Les tendances de température dues aux processus turbulents secs de surface sont donc environ 6 fois plus fortes que celles dues au forçage dynamique. Cette faiblesse des forçages dynamiques a été précisément l'une des raisons du choix de cette journée comme cas d'étude, de telle façon que le signal dû au cycle diurne –que nous recherchons– ne soit pas détérioré par celui lié à une évolution dynamique à mésoéchelle.

Rayonnement : il est calculé par le modèle 1D.

2.4.3 Prévision du CRM MÉSO-NH

Les **précipitations** prévues par le CRM MÉSO-NH (CRM dans la suite) sont présentées en figure (2.31 p. 92). L'essentiel des précipitations intervient dans l'après-midi et en soirée, de 15h à 22h solaires locales environ. Elles sont donc en retard de phase sur le chauffage solaire. La convection démarre par une phase non précipitante de quelques heures montant graduellement en puissance avec épaissement. On passe alors à une phase précipitante avec virga, puis enfin à des précipitations atteignant le sol.

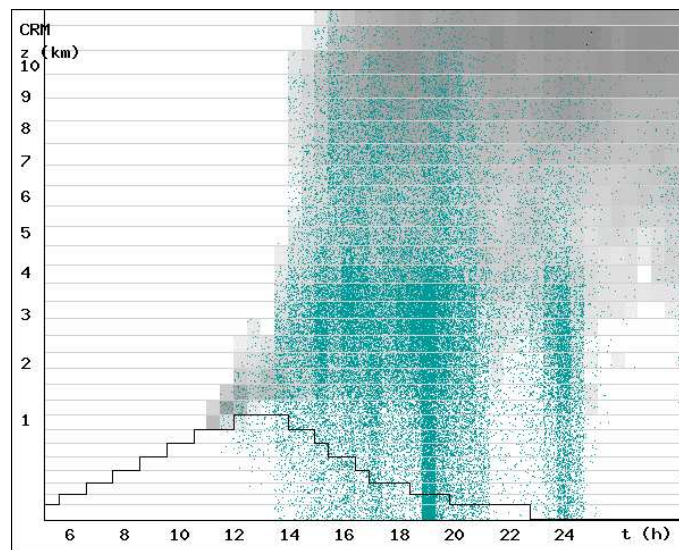


FIG. 2.31 – **Image composite nébulosité - précipitations prévue par MÉSO-NH.** En X : heure solaire locale. En teintes de gris : nébulosité. Points bleus : leur densité est proportionnelle au flux de précipitation. Ligne brisée noire : sommet de la CLA. L'essentiel des précipitations intervient dans l'après-midi et en soirée. Une phase de convection non précipitante de quelques heures précède la phase précipitante.

Le **bilan de vapeur d'eau** prévu par le CRM est porté en figure (2.32 p. 93). Le message essentiel est d'une part que le forçage dynamique est négligeable dans le bilan, et d'autre part que les transports convectifs résolus sont plus forts que les termes microphysiques. Dit autrement : l'action de la convection sur l'ensemble de cette journée a consisté plus à transférer de la vapeur d'eau des couches basses aux couches moyennes, qu'à faire pleuvoir. Les Q1 et Q2 seront présentés en pages suivantes, en parallèle de ceux de la prévision ARPEGE.

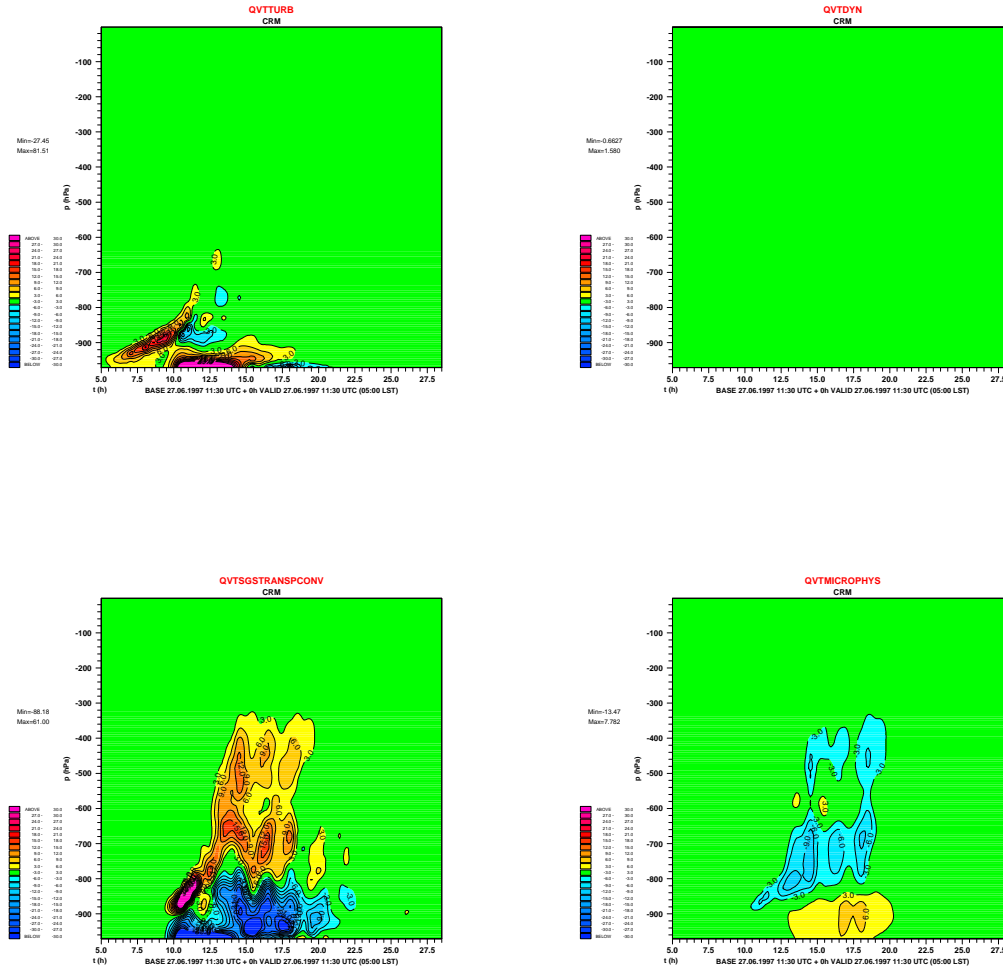


FIG. 2.32 – **Tendances de vapeur d'eau du CRM MÉS0-NH.** *Tous les graphiques présentent des tendances d'humidité spécifique vapeur d'eau (\dot{q}_v), en g/kg/jour, avec les mêmes palettes de couleur. On trace de -30 g/kg/jour à 30 g/kg/jour. En bleu, les négatifs, en jaune et rouge les positifs. En vert : valeurs proches de zéro. En X : temps en heure solaire locale, au cours des 24h de la prévision du CRM. En Y : verticale. En haut à gauche : \dot{q}_v dû aux transports sous-maille turbulents. En haut à droite : \dot{q}_v dû au forçage dynamique externe au domaine du CRM, et appliqué dans le domaine, uniformément sur chaque horizontale. En bas à gauche : \dot{q}_v dû aux transports dynamiques résolus par le CRM. En bas à droite : \dot{q}_v dû à la microphysique : condensation, évaporation des précipitations. On a tracé ici les 4 termes intervenant dans le bilan de vapeur d'eau du CRM MÉS0-NH, en moyenne horizontale sur le domaine. On voit que sur l'ensemble de la simulation de 24h, le forçage dynamique externe imposé dans le domaine est faible : le graphique en haut à droite est uniformément vert !... La turbulence sous-maille joue en matinée pour humidifier la CLA, puis après démarrage de la convection précipitante pour réhumidifier les couches basses asséchées à la fois par transport convectif profond, et par l'effet des courants de densité. Le transport convectif (en bas à gauche) résolu par le CRM puise dans les basses couches pour humidifier la moyenne troposphère. Une partie de cet apport condense et alimente les réservoirs d'eau liquide, nuageuse ou précipitante (en bas à droite).*

2.4.4 Prédiction d'ARPEGE opérationnel

Image composite et précipitations : l'image (2.33 p. 94) montre qu'ARPEGE prévoit bien un cycle diurne des précipitations sur ces 24 heures. Les précipitations sont cependant trop centrées sur le soleil, *i.e.* démarrent dès 9h du matin heure solaire locale, alors qu'on les attendrait plutôt dans l'après-midi. De façon cohérente l'altitude du sommet des nuages grimpe très vite : elle se retrouve d'un coup supérieure à 10 km, ignorant la phase de convection peu profonde. Ceci est à comparer à l'évolution bien plus graduelle du CRM. Les précipitations de surface, en figure (2.34 p. 95) confirment ces conclusions : le modèle colonne ARPEGE, comme la totalité des modèles colonnes présents sur ce cas d'intercomparaison, pêche par des nuages et des précipitations trop centrés sur le forçage solaire en surface. Manque donc un déphasage arrière, un retard de phase de la convection à son forçage de surface et de couche limite.

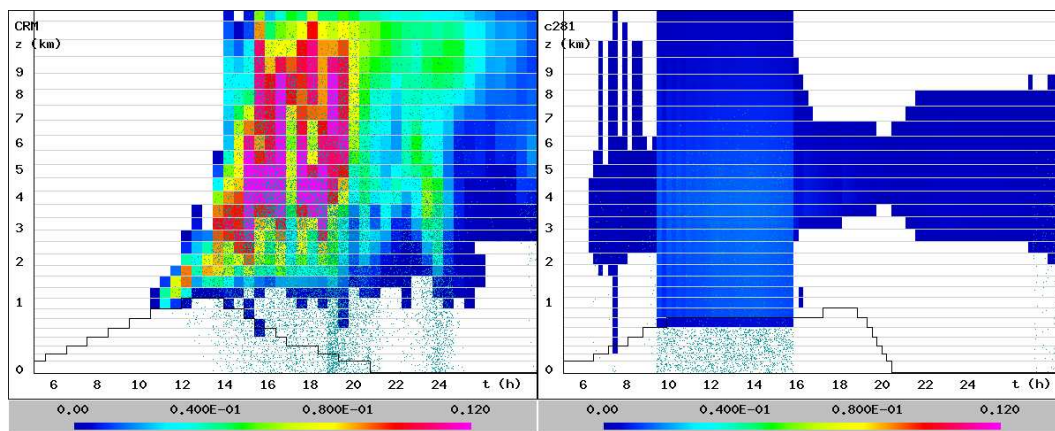


FIG. 2.33 – Image composite flux de masse - précipitations prévue par ARPEGE opérationnel. En X : heure solaire locale. Contourage coloré : flux de masse convectif ascendant, en $\text{kg}/\text{m}^2/\text{s}$. Points bleus : leur densité est proportionnelle au flux de précipitation. Ligne brisée noire : sommet de la CLA. A gauche : CRM MÉSO-NH, servant ici de référence. A droite prévision ARPEGE. Les précipitations ARPEGE sont trop centrées sur le Soleil. Le flux de masse est sous-estimé.

Evolution de Q1 et Q2 : Q1, en figure (2.35 p. 96) apporte bien sûr la même information relative à la phase diurne, à savoir une avance de phase diurne de la paramétrisation versus celle du CRM. En sus on y perçoit que l'activité de la paramétrisation est plutôt plus faible, et avec des down-drafts sous-estimés : pas de poches de Q1 négatifs près de la surface lorsque les précipitations sont actives. **Le problème le plus crucial de la paramétrisation est mis en évidence à travers le champ de Q2**, en figure (2.36 p. 97) : la paramétrisation passe complètement à côté de l'humidification des couches moyennes, de même qu'elle sous-estime l'assèchement des basses couches par transport convectif.

Bilan de la vapeur d'eau en moyenne sur 24 h, présenté en figure (2.37 p. 98) : la prévision de référence du CRM comporte un flux de transport de vapeur d'eau par la convection plus important que le flux microphysique : 10 mm/jour versus 5 mm/jour. La convection transporte plus qu'elle ne condense. Sur l'image correspondante de la paramétrisation les flux de transport notamment apparaissent assez largement sous-estimés.

Ce cas EUROCS CVP annonce du travail en matière de paramétrisation de la convection précipitante !... Avance de phase diurne, nuages très élevés dès le matin même en air sec, absence

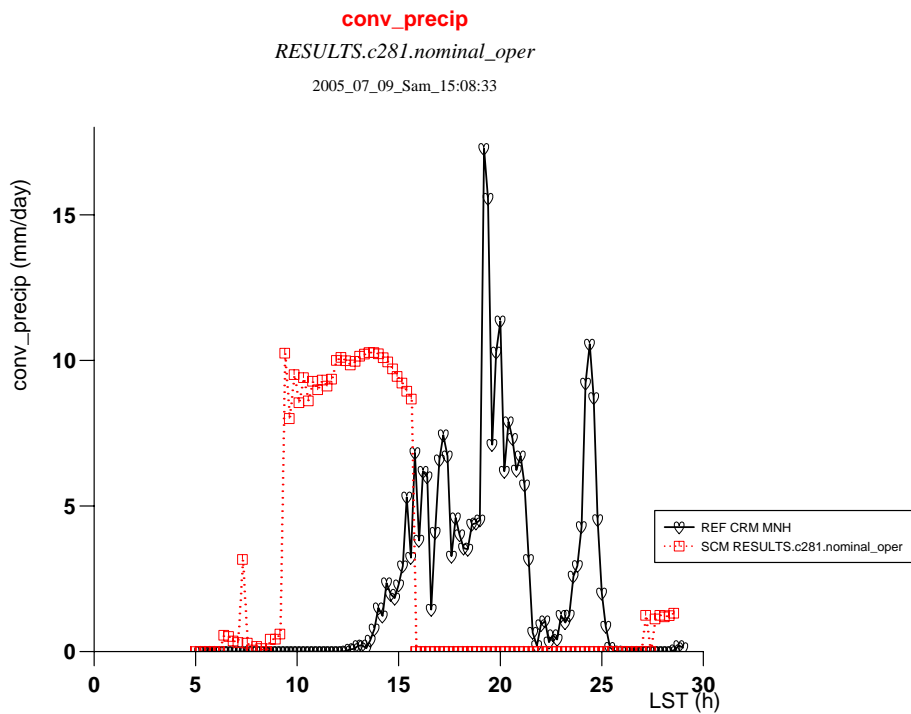


FIG. 2.34 – **Précipitations prévues par ARPEGE, versus CRM.** En X : temps en heures solaires locales. Les précipitations du modèle colonne ARPEGE fournissent sensiblement les mêmes cumuls que ceux du CRM, mais sont en "avance de phase", *i.e.* très centrés sur le chauffage solaire en surface.

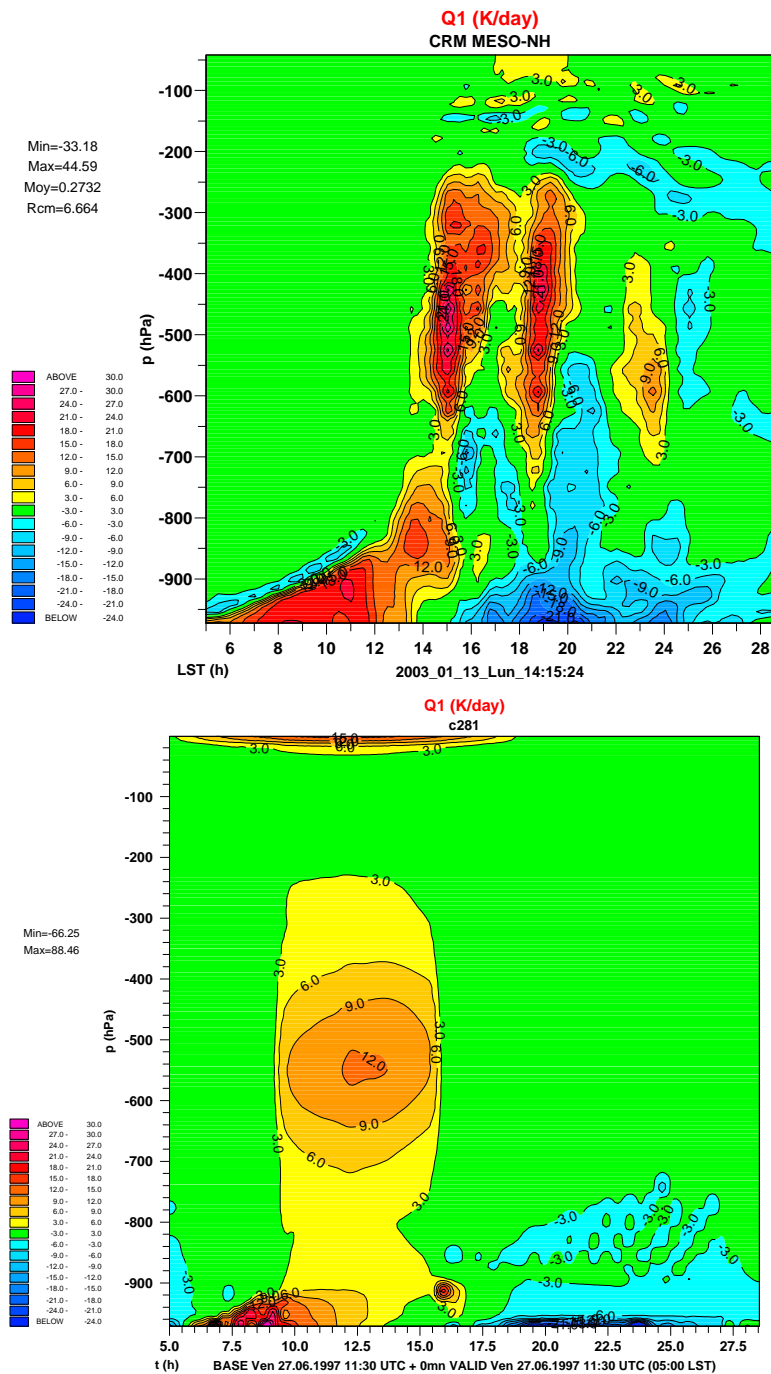


FIG. 2.35 – Evolution de Q1, prévue par ARPEGE NWP opérationnel 1D et le CRM MÉSO-NH. En haut le CRM, en bas ARPEGE.

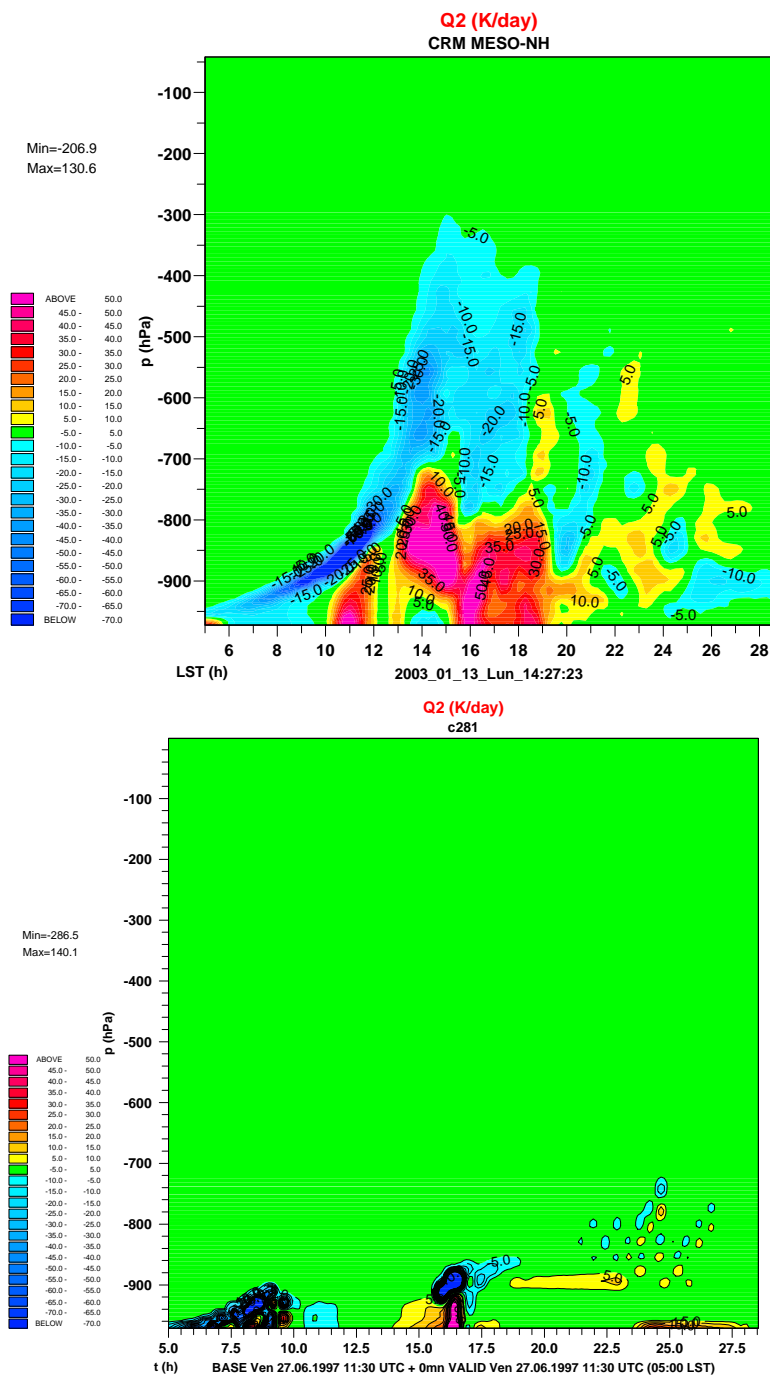


FIG. 2.36 – Evolution de Q2, prévue par ARPEGE NWP opérationnel 1D et le CRM MÉSO-NH. En haut le CRM, en bas ARPEGE.

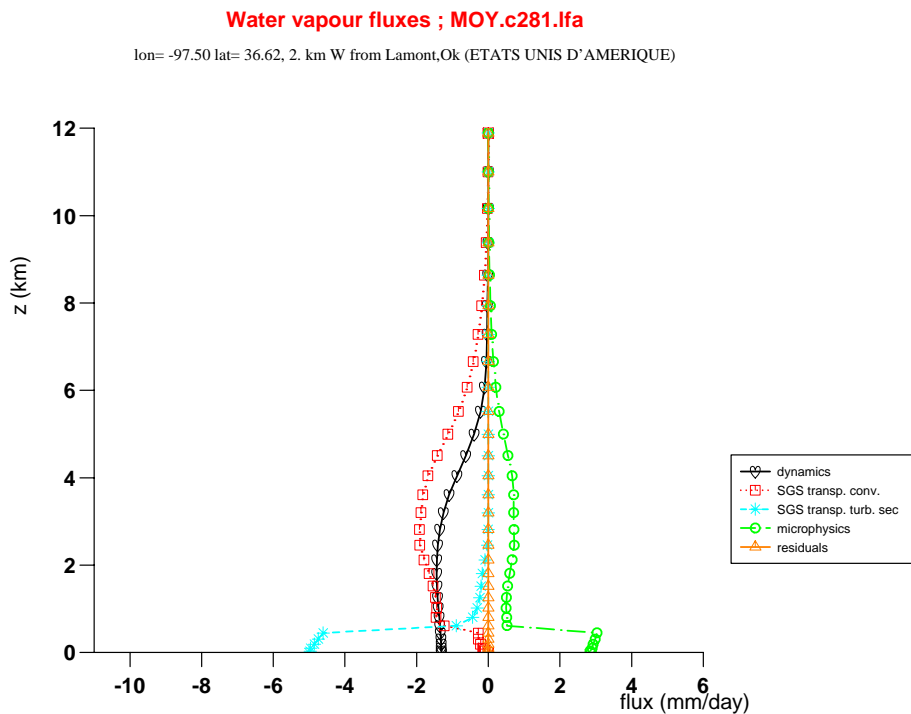
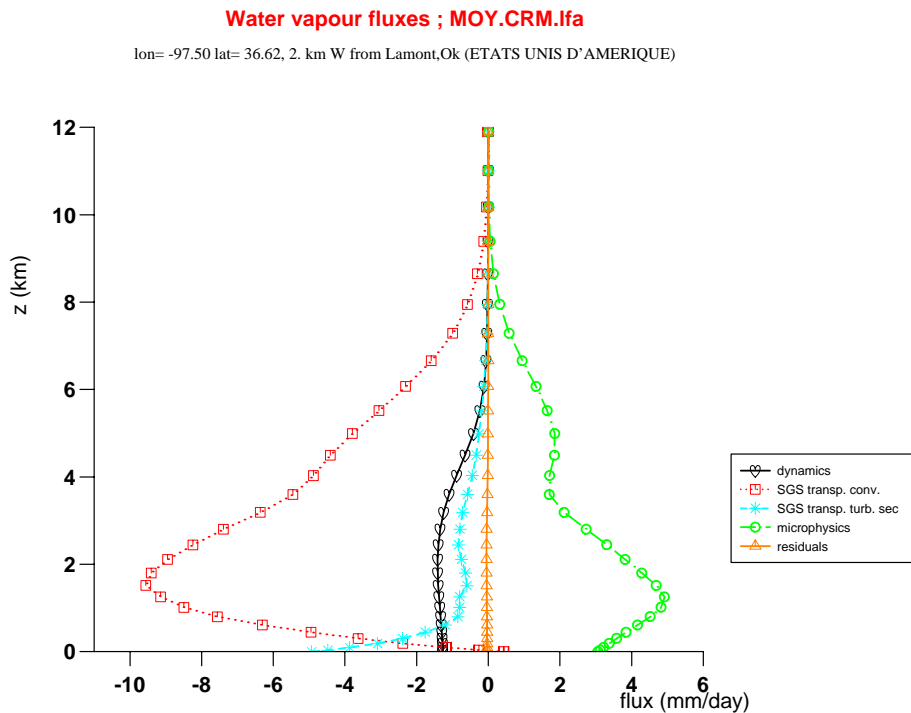


FIG. 2.37 – Flux moyens d’humidité prévus en 24 h sur le cas EUROCS CVP. En haut CRM de référence, en bas ARPEGE opérationnel. On porte sur ce graphique des flux de vapeur d’eau comptés positivement vers le bas. Les tendances ont été converties en flux pour pouvoir être présentées sur ce même graphique. Cœur : forçage dynamique. Carré : transport convectif résolu dans le cas du CRM (en haut), paramétrisé (en bas). Astérisque : turbulence. Cercle : processus microphysiques : condensation, évaporation des nuages et des précipitations. Triangle : résidu : différence entre la tendance totale et les termes détaillés ci-dessus.

d'humidification des couches moyennes, downdrafts quasi-inexistants, etc...

Pourtant, l'avalanche de ces défauts appelle une autre question : on l'a vu, le même schéma réussit plutôt bien d'autres tests, tel celui d'EUROCS QV. Pourquoi donc le schéma opérationnel, qui a la bonne sensibilité à l'humidité environnementale dans le cas EUROCS QV, ne l'a plus ici ? Qu'y a-t-il donc de particulier ici, qui explique cette contre-performance ?

2.4.5 Le rôle du déficit de saturation

Nous nous posons ici la question : pourquoi le schéma opérationnel, qui a la bonne sensibilité à l'humidité environnementale dans le cas EUROCS QV, ne l'a plus sur le cas EUROCS CVP ? C'est avec cette question en tête qu'a été abordée la lecture de l'article (Redelsperger et al., 2002) sur la réhumidification après intrusion d'air sec dans la campagne de mesure TOGA-COARE.

Déficit de saturation. Un graphique y est particulièrement frappant : le nuage le points déficit de saturation / hauteur du sommet des nuages. Ce graphique est présenté en figure (2.38 p. 100). On y voit que pour des airs secs, où le déficit de saturation⁴ (DS dans la suite) entre 2.5 km et 4.5 km est supérieur à 3 g/kg, on ne rencontre que des nuages peu profonds : leur sommet est à 2 ou 3 km d'altitude. Une bifurcation semble se produire vers DS=2.5 g/kg, où apparaissent des nuages de type cumulus congestus. Puis pour des DS inférieurs à 2 g/kg environ, on rencontre des nuages profonds, dont le sommet est vers 12 km d'altitude. On a symbolisé ce comportement "à bifurcation" sur la figure par la ligne brisée rouge.

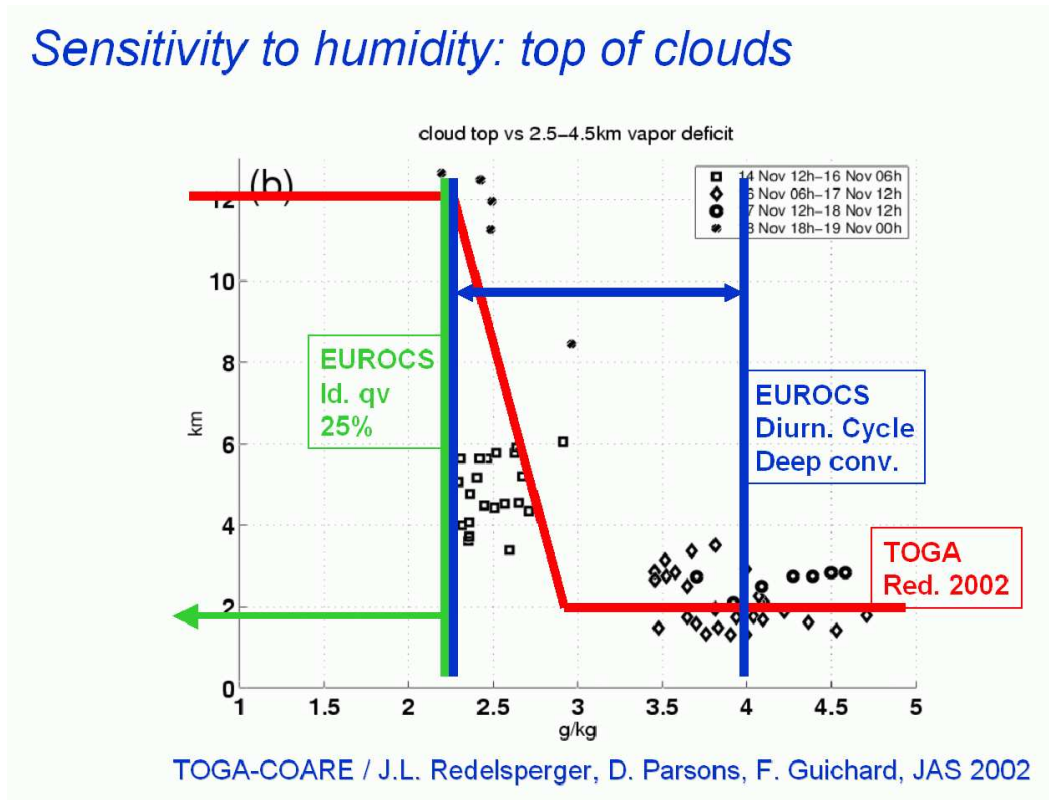


FIG. 2.38 – Hauteur de sommet des nuages en fonction du déficit de saturation. En X : déficit de saturation moyen entre 2.5 km et 4.5 km d'altitude. En Y : altitude du sommet des nuages convectifs. Le nuage de points est extrait de l'article (Redelsperger et al., 2002). Explication des légendes et barres colorées : se reporter au texte.

On a porté sur ce même graphique les cas EUROCS QV et CVP. En faisant le calcul du déficit de saturation des 4 cas EUROCS QV, on obtient pour le cas le plus sec un DS de 2.25 g/kg. La barre et la flèche vertes sur le graphique indiquent ainsi que les cas EUROCS QV balayent le demi-plan

⁴Déficit de saturation : moyenne verticale de l'écart entre humidité spécifique saturante et humidité spécifique.

à gauche de 2.25 g/kg. Le cas EUROCS CVP quant à lui varie de 4 g/kg en début de journée à 2.25 g/kg en fin de journée : barres et flèches bleues.

Selon Steve Derbyshire (communication personnelle) le choix de 25% d'humidité relative comme air le plus sec de l'exercice de sensibilité proposé au sein du cas EUROCS QV vient de ce qu'en deça de ce seuil il s'était avéré que les nuages du CRM étaient peu étendus verticalement. Le CRM du MetOffice ne disposant pas de schéma de condensation sous-maille, il n'aurait alors pas pu constituer une référence, et c'est donc au-dessus de 25% d'humidité relative que l'exercice d'intercomparaison a été proposé. Ceci nous apprend que la valeur de $DS=2.25$ g/kg est voisine de la frontière entre convection profonde et peu profonde sur ce cas d'étude.

Des seuils de déficits concordants. En recoupant ces différentes informations, portées sur la figure (2.38 p. 100), il est étonnant de remarquer que c'est vers le même seuil de déficit de saturation que s'opère la séparation entre convection peu profonde et profonde dans des cas aussi différents que TOGA-COARE, EUROCS QV et EUROCS CVP : vers 2.5 g/kg. Il y a pourtant des cas maritimes et continentaux, idéalisés et réels, etc... Cette remarque ne veut pas faire croire qu'on ait identifié un "nombre magique" pour la convection, qui dépend bien sûr de paramètres tels que la stabilité verticale, la température de surface, le cisaillement de vent, etc, mais seulement indiquer que le déficit de saturation semble être un paramètre auquel la convection est particulièrement sensible.

On voit également sur cette figure que le cas EUROCS CVP explore des airs bien plus secs que ceux qu'adresse le cas EUROCS QV. Il n'est donc pas contradictoire que l'entraînement de notre schéma de convection opérationnel puisse être bien calibré pour EUROCS QV, mais pas pour les airs bien plus secs d'EUROCS CVP.

Fréquence du déficit de saturation. La question qui se pose maintenant au sujet du cas EUROCS CVP est : ces cas à air très sec sont-ils rares ? Le cas EUROCS CVP est-il significatif ? Et ne risquons-nous pas, pour réussir le cas EUROCS CVP, de régler notre schéma sur un cas "improbable" ? Pour le savoir calculons la courbe de fréquence du déficit de saturation dans un état ARPEGE 3D. La figure (2.39 p. 102) montre une telle courbe de fréquence : les déficits de saturation au-dessus de 3 g/kg sont assez fréquents. Le cas EUROCS CVP se présente donc comme un cas non exceptionnel, un cas dont l'étendue des déficits de saturation est bien dans la gamme balayée par nos analyses tropicales opérationnelles.

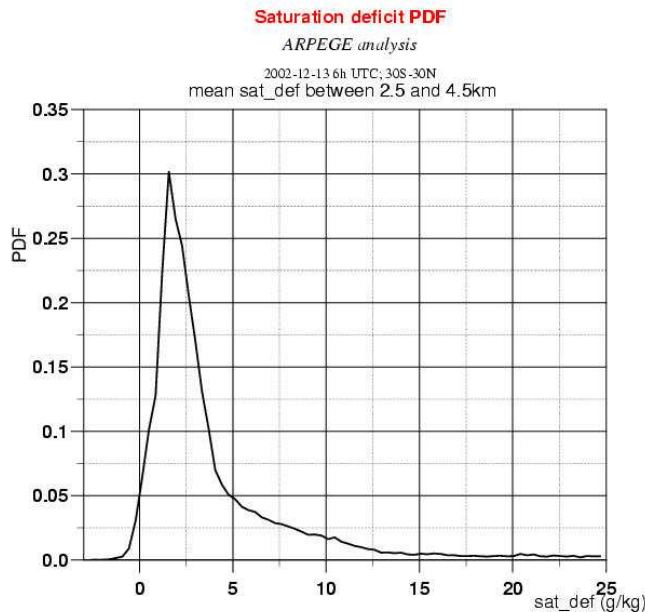


FIG. 2.39 – **Courbe de fréquence du déficit de saturation.** La courbe de fréquence est établie sur l'ébauche ARPEGE du 13 décembre 2002 à 06UTC, pour les points situés entre 30° Sud et 30° Nord. Les déficits de saturation au-dessus de 3 g/kg sont assez fréquents.

2.4.6 Synthèse

Ce cas EUROCS CVP apporte une moisson d'informations et de pistes quant à la paramétrisation de la convection précipitante.

1. Les paramétrisations de la convection précipitante dans leur ensemble y prévoient un cycle diurne de l'extension nuageuse et des précipitations trop centré sur le maximum de chauffage solaire. Un autre défaut assez partagé est la sous-activité des downdrafts.
2. Ce qui rend le cas EUROCS CVP difficile à réussir, c'est qu'il met en jeu des airs secs surmontant des airs très humides. Or l'étude sur le déficit de saturation montre bien la cohérence entre elles des études observationnelles et des prévisions de CRM : le seuil 2.5 g/kg de déficit de saturation en moyenne troposphère (2.5 km à 4.5 km) s'y présente comme un seuil de bifurcation entre nuages peu profonds et profonds.
3. Les paramétrisations convectives alignées sur ce cas ignorent cette "barrière à l'extension verticale", puisqu'elles font monter leurs nuages jusqu'à des niveaux élevés dès le matin. Un travail sur leurs schémas d'ascendance devrait donc améliorer leur extension, et vraisemblablement par contrecoup leur cycle diurne.
4. Autre difficulté de ce cas EUROCS CVP : l'essentiel de l'humidité disponible pour la convection vient de transports organisés par la convection précipitante elle-même, et non de transports dynamiques à plus grande échelle ou de transports turbulents secs d'échelle moindre. C'est un point très difficile pour notre fermeture actuelle, basée sur une humidité disponible pour la convection précipitante égale à deux termes : grande échelle et turbulence. Nous y reviendrons dans la partie sur la modélisation convective.

Chapitre 3

Evaluation 3D du cycle diurne

3.1 Phase de l'onde diurne de précipitations

En parallèle de la validation d'ARPEGE par de la modélisation 1D, on cherchait à documenter les aspects cycle diurne du modèle 3D. L'article (Yang and Slingo, 2001) présente ainsi une figure, reproduite en (3.1 p. 104), qui présente la phase de l'onde diurne de température de brillance observée et de précipitation prévue. De quoi s'agit-il ?

Sur l'image du haut les données sont des phases d'onde diurne de température de brillance infra-rouge. La couleur sur l'image correspond à l'heure solaire locale à laquelle l'onde diurne de température de brillance est minimale dans les données METEOSAT.

L'onde diurne est calculée comme l'harmonique sphérique à période 24h de la décomposition de Fourier de l'évolution de la température de brillance en chaque point.

Sur les continents cette heure d'extension maximale des nuages convectifs est comprise entre 20h et 24h, soit en première partie de nuit. C'est bien plus tard que le chauffage solaire (maximal vers 12h), et bien plus tard également que le maximum de flux sensible en surface, qui intervient vers 15h environ. Ceci montre que la hauteur du sommet des nuages convectifs présente un déphasage temporel de 5 à 8 h sur les forçages de couche limite.

Sur océan le signal est plus faible, plus bruité. Les fluctuations de hauteur du sommet des nuages convectifs dépendent donc de façon significative de critères non diurnes. On trouve cependant une légère dominance des tons bleus-verts, soit une extension maximale en fin de nuit. Dans les zones de mer entourées de côtes, tel le Golfe du Bengale, des téléconnexions continent-océan sont visibles.

Qu'en est-il des modèles ? (Yang and Slingo, 2001) prennent l'exemple du modèle de climat du Hadley Center, présenté sur l'image du bas. Les tons de couleurs continentaux sont verts-jaunes-orangés, soit un maximum des précipitations entre 9h et 13h solaires locales !... Même si on peut penser qu'un certain déphasage arrière existe entre précipitations de surface et extension maximale des nuages convectifs, on peine à croire qu'il puisse atteindre 8 heures !... (Yang and Slingo, 2001) concluent que ce test pointe sur des lacunes profondes dans la physique de la convection tropicale, telle que comprise et représentée dans ce GCM.

Afin de tester comment ARPEGE se comporterait sur ce test un logiciel a été créé permettant, pour une série temporelle de champs 2D irréguliers dans l'espace (longitude, latitude, valeur), d'en

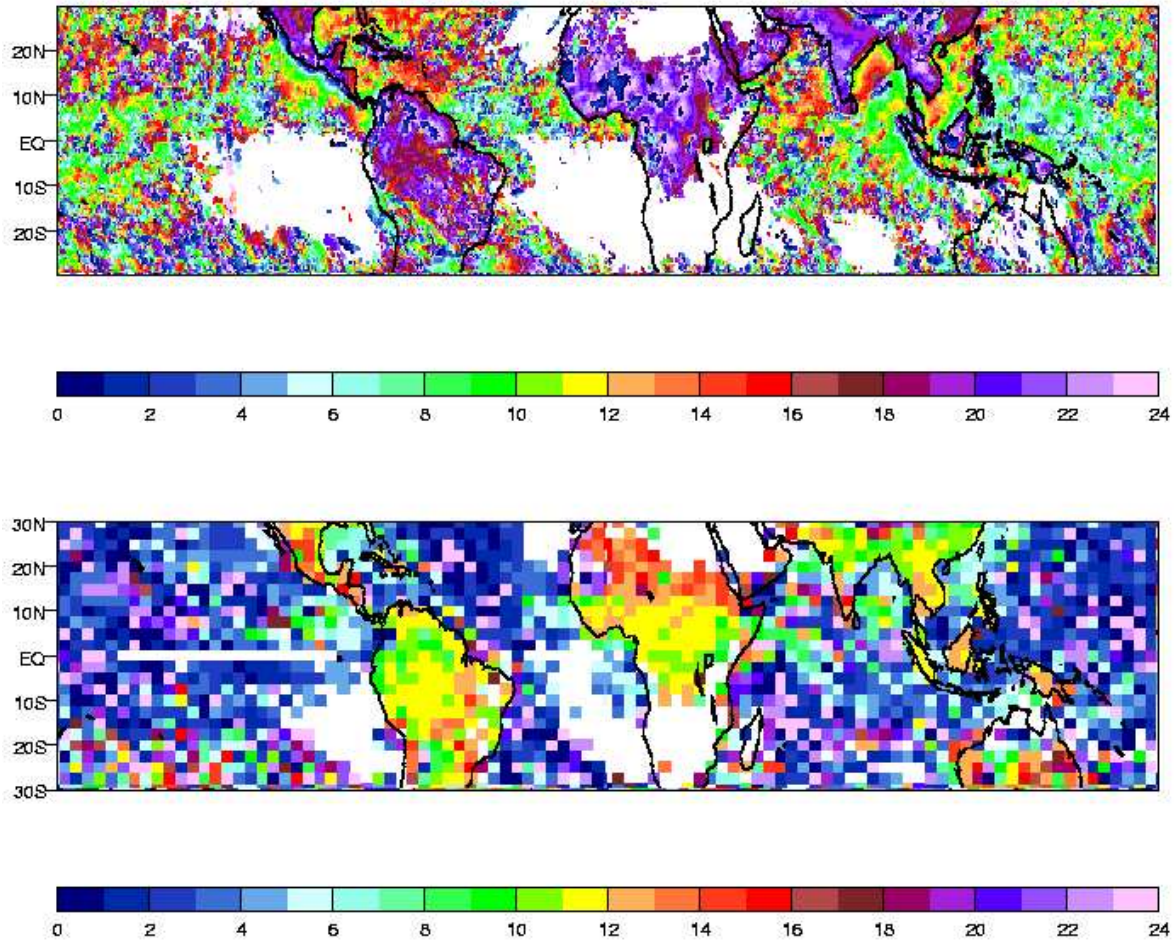


FIG. 3.1 – Cycle diurne observé des nuages et précipitations, versus celui prévu par le modèle de climat du Hadley Center. Image du haut : heure solaire locale à laquelle est minimale l'harmonique diurne de température de brillance satellitaire. Source (Yang and Slingo, 2001). Image du bas : heure solaire locale à laquelle est maximale l'harmonique diurne de précipitations de surface prévues par le modèle de climat du Hadley Center, version HadAM3. Source (Yang and Slingo, 2001). La période considérée sur les deux images est juin-juillet-août.

calculer la phase de l'onde diurne, puis de la tracer sur une image tramée dont la palette de couleur est exactement celle de l'article (Yang and Slingo, 2001).

Anton Beljaars (CEPMMT) a été sollicité afin de fournir des données brutes de précipitations issues du modèle IFS du CEPMMT. Ces données ont alors été interprétées et tracées avec le même logiciel. Les résultats pour ARPEGE et IFS sont portés en figure (3.2 p. 106) Pour IFS les résultats sont comparables à ceux du modèle du Hadley Center. Pour ARPEGE les résultats sont un peu meilleurs, indiquant plutôt 15h que 12h comme heure de maximum de précipitation.

Le fait de comparer des température de brillance infra-rouges à des précipitations de surface introduit un biais en termes de phase, biais qu'on ne sait chiffrer. On va s'efforcer dans la suite de répondre à cela en comparant ce qui est vraiment comparable grâce à l'approche modèle vers satellite. A ce stade on peut cependant dire que selon toute probabilité les 3 modèles considérés ici partagent le même défaut : une avance de phase diurne des précipitations convectives par rapport aux observations.

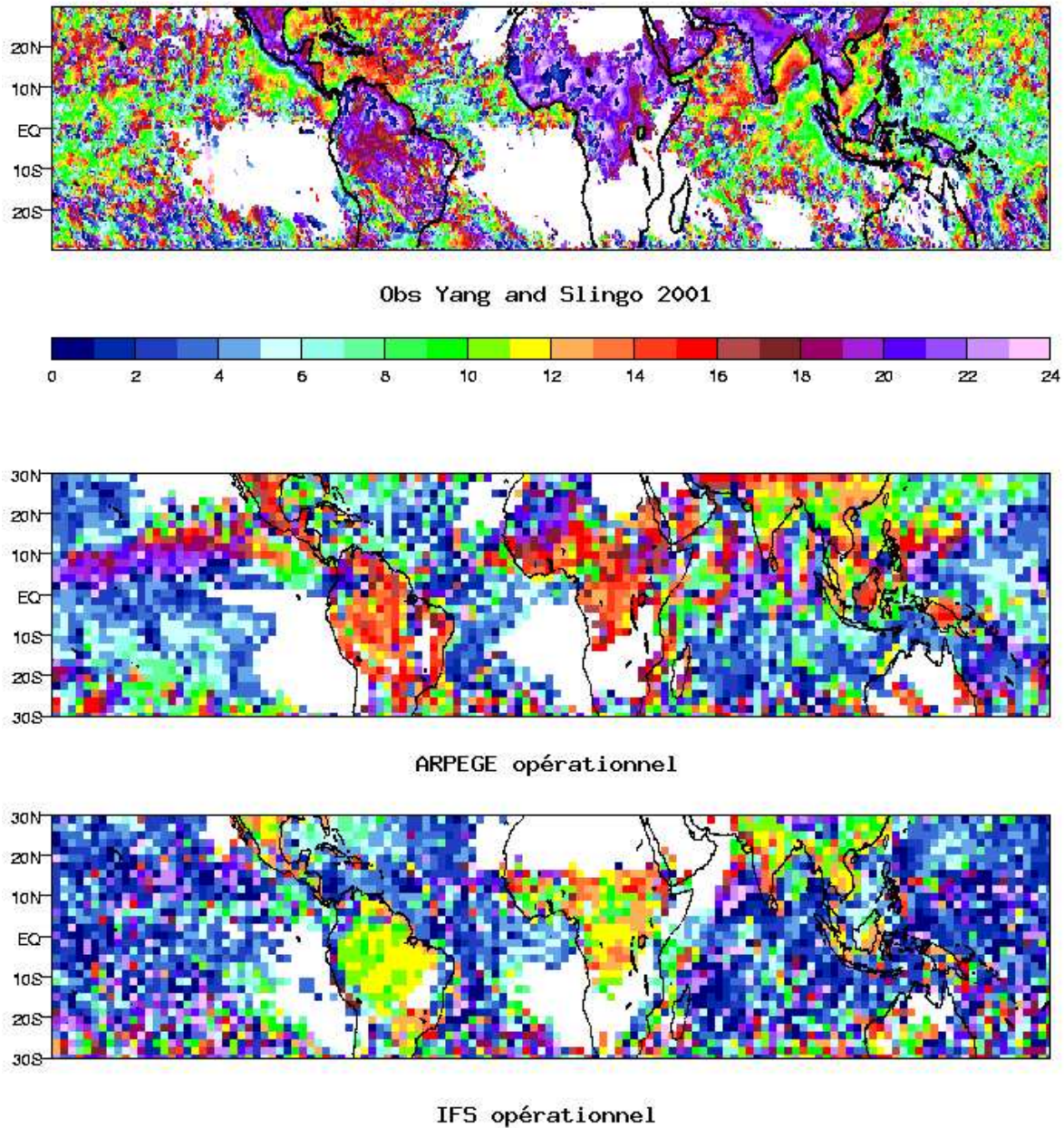


FIG. 3.2 – Cycle diurne observé des nuages et précipitations, versus celui prévu par ARPEGE et IFS. Image du haut : idem à celle de la figure (3.1 p. 104). Image du bas : heure solaire locale à laquelle est maximale l'harmonique diurne de précipitations de surface prévues par les modèles ARPEGE et IFS. La période considérée sur les deux images est juin-juillet-août.

3.2 Diagramme Hovmöller de précipitations

La figure (3.3 p. 108) montre dans sa partie haute une étude de (Bechtold et al., 2004) comparant les précipitations de surface de l'IFS avec celles observées par le satellite défilant TRMM.

On a produit un graphique comparable pour ARPEGE, ajouté en bas de cette figure. Ce test de type Hovmöller est plus exigeant que l'étude de la phase de l'onde diurne, car on y teste à la fois la phase et l'amplitude. Le bilan apparaît d'ailleurs bien plus défavorable pour ARPEGE qu'il n'était apparu à la seule vue des phases d'onde diurne :

1. Le cycle diurne des précipitations est moins marqué dans ARPEGE que dans les observations.
2. Le contraste océan-continent est également bien moins marqué. Si on regarde l'Afrique par exemple, on voit qu'ARPEGE prévoit même des précipitations plus fortes sur l'Océan Indien situé juste à l'Est de l'Afrique que sur le continent. Ceci invite à penser que l'intensité des précipitations dans notre schéma est plus liée aux convergences de surface qu'au forçage instabilisant par le chauffage continental. Ou que l'absence de prise en compte de la CIN y favorise différenciellement les zones marines versus continentales. Une piste donc quant à la sensibilité de notre schéma de convection.

3.3 Température de brillance : mise en place du logiciel RTTOV

Motivation : comme on l'a écrit précédemment, utiliser l'approche modèle vers satellite pour valider les modèles de prévision numérique répond à au moins deux objectifs : (i) pouvoir comparer des grandeurs comparables, pour aller au delà d'études telle (Yang and Slingo, 2001), qui comparaient qualitativement des précipitations à des températures de brillance. (ii) Disposer d'une meilleure couverture globale qu'avec les observations conventionnelles SYNOP ou radiosondes.

Calculer des températures de brillance : effectuer une approche modèle vers satellite consiste à calculer les flux radiatifs qui seraient reçus par les capteurs d'un satellite donné, s'il voyait non l'atmosphère réelle mais celle du modèle. La température de brillance dans une bande de fréquence donnée est alors définie comme celle du corps noir qui émettrait le même flux dans cette bande. Ce travail est effectué dans ARPEGE par le logiciel RTTOV (Saunders et al., 1999), aux fins de l'assimilation 4DVAR : c'est en effet à travers la comparaison des températures de brillance prévues et observées que l'assimilation corrige l'ébauche du modèle pour la rapprocher des observations.

Ce logiciel RTTOV est interfacé avec ARPEGE, où il sert au processus d'analyse 4DVAR des données satellitaires. Durant ce travail de thèse on a rendu ce logiciel utilisable également en mode prévision du modèle : on a dû modifier la géométrie d'appel, à telle fin que ces températures de brillance soient calculées non pas aux lieux où on dispose de données satellitaires observées, mais en tout point de la grille du modèle, et pour les bandes de fréquences spécifiées par l'utilisateur.

Un autre travail a été entrepris en parallèle pour être à même d'interpoler et tracer les températures de brillance avec les mêmes outils que ceux développés pour l'étude de phase diurne précédente, ce tant pour les températures de brillance observées par METEOSAT que prévues par ARPEGE avec le logiciel RTTOV.

Une validation des calculs effectués a été réalisée par intercomparaison des champs instantanés

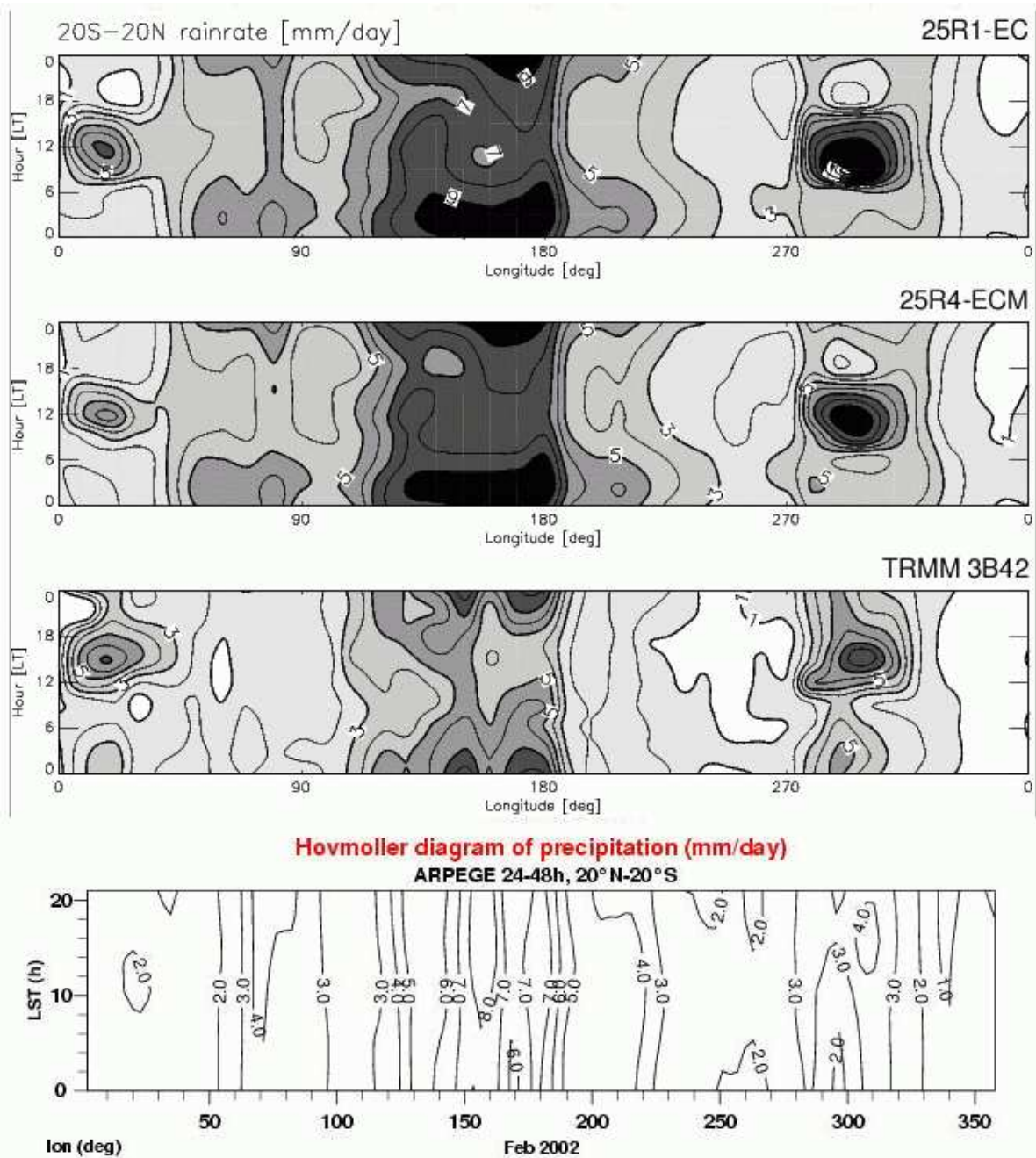


FIG. 3.3 – Diagramme Hovmöller de précipitations observées et prévues. Pour tous les graphiques les précipitations sont en mm/jour ; en X : la longitude en degrés ; en Y l'heure solaire locale ; les champs ont été moyennés entre les latitudes 20N et 20S. En partant du haut : 1er graphique : Prévisions du modèle IFS de contrôle. Source (Bechtold et al., 2004). 2ème graphique : Prévisions du modèle IFS modifié. Source (Bechtold et al., 2004). 3ème graphique : précipitations déduites des données du satellite TRMM. Source (Bechtold et al., 2004). 4ème graphique : Prévisions du modèle ARPEGE opérationnel, pour février 2002. Les observations indiquent, pour Afrique et Amazonie, un maximum de précipitations de surface vers 15h solaires locales (HSL). Sur le continent aquatique (au milieu du graphique) les précipitations sont les plus abondantes, mais avec un cycle diurne moins marqué. Discussion des prévisions de modèles : voir texte.

de température de brillance observés et prévus, telles les deux images présentées en figure (3.4 p. 110). On peut alors passer à l'étude du cycle diurne avec cet outil.

3.4 Phase de l'onde diurne de température de brillance

La figure (3.5 p. 111) montre les phase d'ondes diurnes de plusieurs champs :

1. La température de brillance infra-rouge représentative de juin, juillet et août tirée de (Yang and Slingo, 2001).
2. La température de brillance infra-rouge, cette fois-ci basée sur les observations METEOSAT du mois de février 2002.
3. La température de brillance infra-rouge prévue pour ce même mois de février 2002 par ARPEGE opérationnel.
4. Les précipitations de surface prévues pour ce même mois de février 2002 par ARPEGE opérationnel.

Observations : on retrouve sur le mois de février 2002 (deuxième image) le signal continental observé obtenu par (Yang and Slingo, 2001) sur plusieurs années (première image). La convergence est très rapide : le cumul à 10 jours donnait déjà un résultat proche de celui montré ici à l'échelle du mois.

Prévisions : le signal diurne continental de température de brillance prévue par ARPEGE est trop peu marqué, avec cependant existence d'un pic nocturne (troisième image). Les précipitations de surface ARPEGE sont comme on l'a vu précédemment maximales en cours d'après-midi, vers 15h solaires locales (quatrième image).

Ce travail sur les températures de brillance infra-rouges ARPEGE de février 2002 nous apporte un **enseignement cohérent** avec celui sur les précipitations de surface versus TRMM : **le cycle diurne continental dans ARPEGE semble moins marqué que dans la réalité, et trop proche en intensité de celui sur océan.**

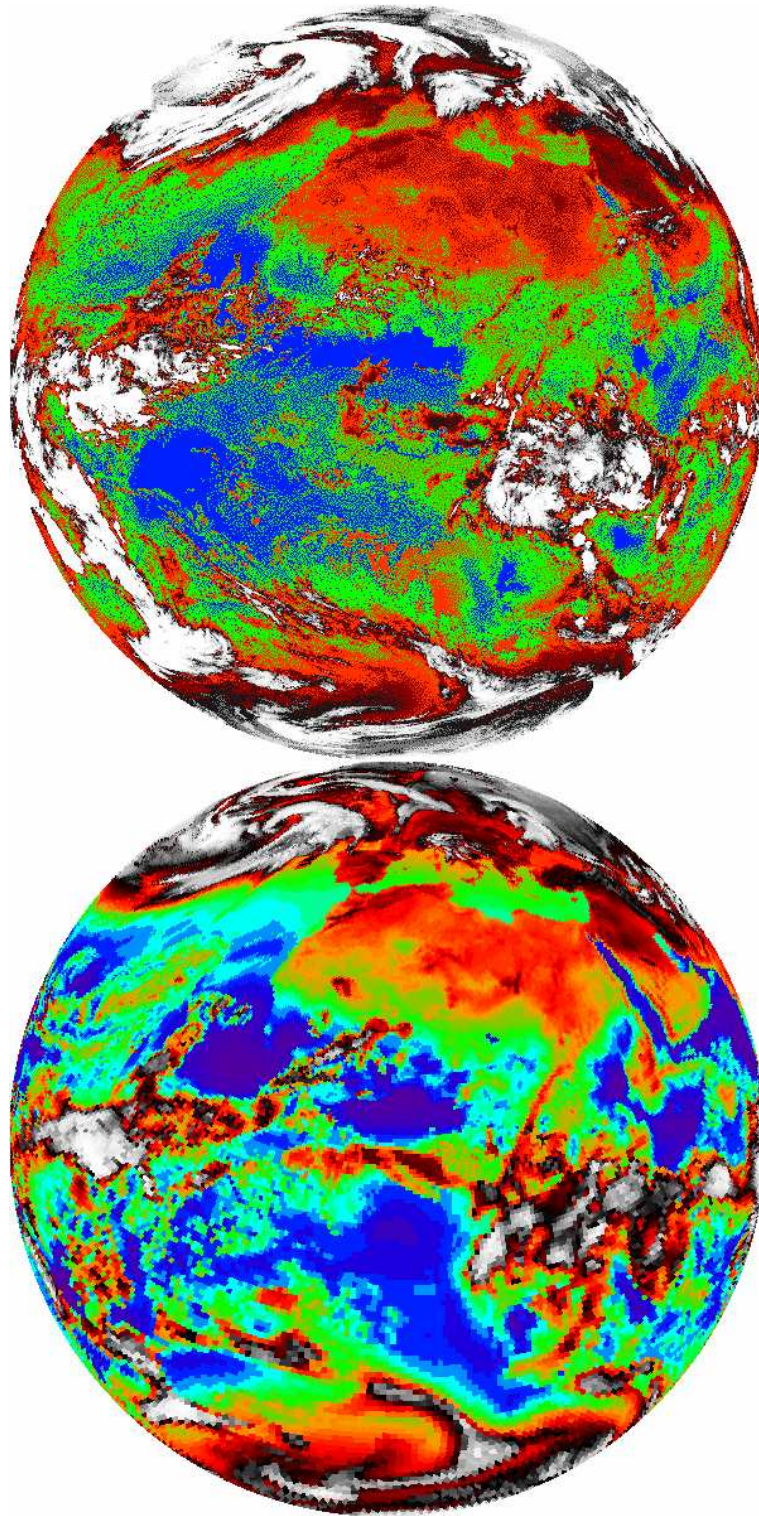


FIG. 3.4 – **Température de brillance infra-rouge, observée et prévue.** Canal $11\ \mu m$: fenêtre vapeur d'eau. Les deux images sont valides le 1.02.2002 à 0UTC. En haut image METEOSAT 7. En bas image prévue à 24h par ARPEGE, avec la version du modèle opérationnelle le 13.10.2003 (CY26T1_op2 / op3).

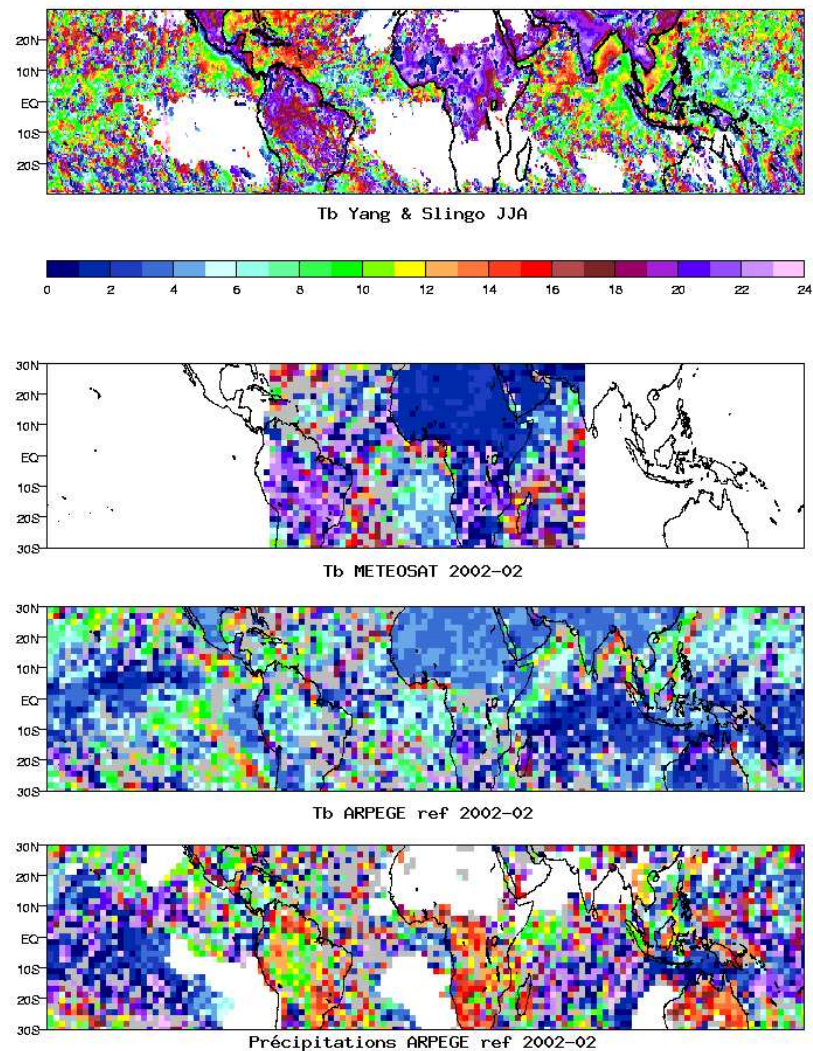


FIG. 3.5 – Phase d’ondes diurnes, en heure solaire locale. Toutes les images présentent des phases d’onde diurne exprimées en heure solaire locale. Seuls les champs changent d’une image à l’autre. 1ère image à partir du haut : extraite de (Yang and Slingo, 2001) : minimum de température de brillance (Tb) infra-rouge observée. Les 3 autres images ont été produites avec les mêmes palettes de couleur que dans cet article, avec en sus l’ajout du gris aux lieux où l’onde diurne représente moins de 40% de la somme des ondes d’ordre supérieur. 2ème image : minimum de Tb METEOSAT moyenne du mois de février 2002. 3ème image : minimum de Tb prévue par ARPEGE version opérationnelle, en moyenne sur le mois de février 2002. 4ème image : maximum de précipitations prévues par ARPEGE version opérationnelle, en moyenne sur le mois de février 2002.

Chapitre 4

Synthèse

Qu'avons-nous appris sur la physique du modèle ARPEGE opérationnel, à la lueur de l'ensemble des 3 cas 1D d'EUROCS, et des études effectuées en 3D : cycle diurne des précipitations, approche modèle vers satellite ?

Déclenchement de convection précipitante : il semble trop inféodé à la convergence d'humidité, pour 2 raisons. D'une part celle-ci dimensionne l'intensité, et d'autre part l'absence de prise en compte de la CIN lui confère un plus grand poids décisionnel. Ce rôle central de la convergence explique probablement

1. Le cycle diurne de la convection précipitante pas assez marqué, et pas assez différent sur continent versus océan, qu'on peut associer ici à une suractivité sur océan.
2. Le déclenchement non souhaitable du schéma de convection profonde dans les cas à stratocumulus marins.
3. Inversement une sous-activité en instabilité conditionnelle et faible convergence (cas EUROCS CVP, EUROCS QV).

Stratocumulus marins : outre le message ci-dessus sur le déclenchement du schéma de convection profonde, ce cas nous a menés à introduire un nouveau schéma de nébulosité, basé sur (Xu and Randall, 1996b). Aller plus loin impliquera sûrement un travail sur la turbulence, pour que l'humidité relative puisse atteindre l'unité sous les stratocumulus.

Sensibilité à l'humidité : elle est bonne sur toute une plage de déficits de saturation, mais doit être améliorée dans les conditions extrêmes d'humidité : airs très secs (cas EUROCS CVP, intrusions d'air sec), ou très humides (la hauteur du sommet des nuages est sous-estimée dans EUROCS QV pour un profil à 90% d'humidité relative).

Nous allons maintenant aborder la partie modélisation, pour comprendre le lien précis entre défauts ou qualités constatés et formulations du schéma, puis proposer des modifications.

Troisième partie

Etude des formulations du schéma convectif opérationnel

Chapitre 1

Introduction

Cette partie présente plus en détail les formulations mathématiques du schéma opérationnel. Le chapitre (2 p. 119) en introduit le jeu d'équations et les grandes propriétés.

Le chapitre (3 p. 127) propose une explication aux difficultés de fonctionnement du schéma opérationnel dans les cas pour lesquels il n'avait pas été conçu initialement : les cas à forte CAPE non diluée mais air sec en moyenne troposphère.

Chapitre 2

Présentation du schéma opérationnel

2.1 Historique

Le schéma initial est celui publié par (Bougeault, 1985) : schéma à flux de masse, partition d'humidité et déclenchement de type Kuo, bilans de chaleur et d'humidité prenant en compte la contribution des flux turbulents. Des modifications et options ont été introduites dans le schéma au fil des ans :

- distinction entre phases liquide et glace.
- prise en compte du condensat lors de l'ascendance de la particule, suivant la proposition de (Arakawa and Schubert, 1974).
- modulation, en fonction de la résolution locale, de la part dynamique de la convergence d'humidité.
- déclenchement soumis à l'existence du niveau de condensation.
- calculs stables de flux de masse via l'usage d'un algorithme semi-implicite décrit dans (Geleyn et al., 1982).
- courants descendants convectifs d'après la proposition de (Ducrocq and Bougeault, 1995).
- autorisation des nuages de type virga (convection à l'étage moyen).
- friction convective combinant l'approche (Schneider and Lindzen, 1976) et la proposition de (Gregory et al., 1997), en utilisant une technique développée par (Gerard, 2001).
- taux d'entraînement et de déentraînement variables sur la verticale, et fonction de l'activité convective.
- représentation dans le cadre d'une ascendance nuageuse unique de l'effet sélectif d'une famille de taux d'entraînements sur la flottabilité résiduelle au sommet de l'ascendance.

L'information historique principale à signaler, au sujet du schéma de (Bougeault, 1985), est sa grande robustesse : le concept initial a su intégrer l'ensemble des modifications citées ci-dessus ; il tourne de ce fait, en mode prévision opérationnelle globale et à aire limitée, ainsi qu'en mode prévision du climat global, depuis 20 ans.

Pour présenter ce schéma plus en détail on va montrer comment ses équations ont été obtenues : (i) développement de quelques équations générales aux schémas à flux de masse, (ii) expression par (Yanai et al., 1973) de la tendance convective à grande échelle, (iii) simplification selon l'approche (Bougeault, 1985).

2.2 Transport par le flux de masse

Transport vertical par advection dans les nuages sous-mailles. Soit ψ une variable conservative du modèle. La tendance à échelle résolue, due à la convection sous-maille, s'écrit comme la somme d'un terme source / puits et d'un terme de transport :

$$\dot{\psi}_{cv} = S - \frac{\partial \overline{\omega' \psi'}}{\partial p} \quad (2.1)$$

Séparons ce transport en ses contributions sur deux domaines sous-maille : updrafts et environnement. On néglige pour l'instant les downdrafts, de façon cohérente avec les deux articles qu'on va présenter en pages suivantes.

$$\overline{\omega' \psi'} = \sigma_u (\overline{\omega' \psi'})_u + (1 - \sigma_u) (\overline{\omega' \psi'})_e \quad (2.2)$$

où σ_u est la fraction de surface occupée par les updrafts. On a également

$$\begin{aligned} \overline{\psi} &= \sigma_u \psi_u + (1 - \sigma_u) \psi_e \\ \overline{\omega} &= \sigma_u \omega_u + (1 - \sigma_u) \omega_e \end{aligned} \quad (2.3)$$

Comme $\overline{\omega' \psi'} = \overline{\omega \psi} - \overline{\omega} \overline{\psi}$ (axiomes de Reynolds), et compte tenu de (2.2 p. 120) et (2.3 p. 120), il vient

$$\begin{aligned} \overline{\omega' \psi'} &= \overline{\omega \psi} - \overline{\omega} \overline{\psi} \\ &= \sigma_u \omega_u \psi_u + (1 - \sigma_u) \omega_e \psi_e \\ &\quad - (\sigma_u \omega_u + (1 - \sigma_u) \omega_e) \overline{\psi} \\ &= \sigma_u (\omega_u - \omega_e) (\psi_u - \overline{\psi}) \end{aligned} \quad (2.4)$$

Posons

$$\omega_u^* \equiv \sigma_u (\omega_u - \omega_e) \quad (2.5)$$

qui est le flux de masse des updrafts par rapport à leur environnement, à l'échelle de la maille. En regroupant (2.4 p. 120) et (2.5 p. 120) on obtient

$$\overline{\omega' \psi'} = \omega_u^* (\psi_u - \overline{\psi})$$

Les flux de transport sous-maille par la convection s'écrivent finalement

$$-\frac{\partial \overline{\omega' \psi'}}{\partial p} = -\frac{\partial \omega_u^* (\psi_u - \overline{\psi})}{\partial p} \quad (2.6)$$

Pour arriver à cette équation, on a fait d'une part l'hypothèse des axiomes de Reynolds, et d'autre part celle de la possibilité de partitionner sur l'horizontale en updrafts et environnement. Le résultat est une expression du transport convectif de ψ à partir de la connaissance du flux de masse convectif ω_u^* et de la différence de ψ entre updraft et environnement.

2.3 Proposition de (Yanai, 1973)

Les articles de (Yanai et al., 1973) et (Yanai and Johnson, 1993) présentent la même approche pour obtenir les équations convectives à échelle résolue. Nous reprenons ici les notations du deuxième article, sauf le flux de masse M que nous noterons $-\omega^*$ pour rester conforme à ci-dessus, et (δ, ϵ) que nous noterons (D, E) pour respecter la notation la plus répandue lorsqu'il s'agit de

grandeurs inverses d'un temps. (Yanai and Johnson, 1993) écrivent les tendances convectives à grande échelle sous la forme d'une condensation et d'un transport :

$$\begin{cases} Q_{1c} = L(c - e) - \frac{\partial}{\partial p} \omega^* (s - \bar{s}) \\ Q_{2c} = L(c - e) + L \frac{\partial}{\partial p} \omega^* (q - \bar{q}) \end{cases} \quad (2.7)$$

Q_{1c} est la tendance d'énergie statique sèche due à la convection sous-maille, Q_{2c} est la tendance d'humidité spécifique vapeur d'eau due à la convection sous-maille, multipliée par la chaleur latente. s ou q désignent les valeurs dans l'updraft, et \bar{s} et \bar{q} les valeurs à échelle résolue. c est la condensation, e l'évaporation. s est l'énergie statique sèche, et q l'humidité spécifique vapeur d'eau.

Dans leur article (Yanai et al., 1973) cherchaient à établir le bilan de température et de vapeur d'eau dans les nuages convectifs, à partir de données observées aux Iles Marshall. Ne disposant pas d'observation directe des termes de condensation et évaporation, ils ont pu les éliminer des équations par l'astuce suivante :

Les équations du bilan nuageux sont écrites

$$\begin{cases} \frac{\partial \sigma}{\partial t} = -D + E - \frac{\partial \omega^*}{\partial p} & \text{(masse)} \\ \frac{\partial \sigma s}{\partial t} = -D s_D + E \bar{s} - \frac{\partial \omega^* s}{\partial p} + L c & \text{(chaleur)} \\ \frac{\partial \sigma q}{\partial t} = -D q_D + E \bar{q} - \frac{\partial \omega^* q}{\partial p} - c & \text{(vapeur d'eau)} \\ \frac{\partial \sigma l}{\partial t} = -D l_D - \frac{\partial \omega^* l}{\partial p} + c - r & \text{(eau liquide)} \end{cases} \quad (2.8)$$

puis stationnarisées :

$$\begin{cases} \frac{\partial \sigma}{\partial t} = 0 = -D + E - \frac{\partial \omega^*}{\partial p} & \text{(masse)} \\ \frac{\partial \sigma s}{\partial t} = 0 = -D s_D + E \bar{s} - \frac{\partial \omega^* s}{\partial p} + L c & \text{(chaleur)} \\ \frac{\partial \sigma q}{\partial t} = 0 = -D q_D + E \bar{q} - \frac{\partial \omega^* q}{\partial p} - c & \text{(vapeur d'eau)} \\ \frac{\partial \sigma l}{\partial t} = 0 = -D l_D - \frac{\partial \omega^* l}{\partial p} + c - r & \text{(eau liquide)} \end{cases} \quad (2.9)$$

où D est le déentraînement nuageux, E l'entraînement, l l'eau condensée nuageuse et D un indice renvoyant à la valeur des variables nuageuses détraînées. La stationnarisation a été rendue possible par l'hypothèse que, même si chaque nuage individuel est en état transitoire, la moyenne d'un ensemble de nuages vérifie un équilibre approché de masse, chaleur et humidité, lorsque placé au sein d'un environnement à grande échelle lentement variable.

En éliminant la condensation c entre les équations de chaleur et de masse de (2.9 p. 121), et celle de chaleur de (2.7 p. 121) on obtient

$$Q_{1c} = D(s_D - \bar{s}) - L e + \omega^* \frac{\partial \bar{s}}{\partial p}$$

et de même pour la vapeur d'eau

$$Q_{2c} = D(q_D - \bar{q}) - L e - L \omega^* \frac{\partial \bar{q}}{\partial p}$$

(Yanai and Johnson, 1993) supposent alors que le taux d'évaporation e est égal à celui du déentraînement d'eau liquide : $e = D l_D$; par là même ils négligent aussi l'évaporation des condensats précipitants. Ils arrivent alors à

$$\begin{cases} Q_{1c} = \omega^* \frac{\partial \bar{s}}{\partial p} + D (s_D - \bar{s} - L l_D) \\ Q_{2c} = -L \omega^* \frac{\partial \bar{q}}{\partial p} - L D (q_D - \bar{q} + l_D) \end{cases} \quad (2.10)$$

A ce niveau (Yanai et al., 1973) ont exprimé les tendances convectives à grande échelle, en les reliant au flux de masse convectif ω^* , au déentraînement nuageux D et à l'écart des variables conservatives entre nuage et environnement.

2.4 Proposition de (Bougeault, 1985)

(Bougeault, 1985) a exprimé les tendances convectives à grande échelle sous la forme

$$\dot{\psi}_{cv} = \omega_u^* \frac{\partial \bar{\psi}}{\partial p} + K_u (\psi_u - \bar{\psi}) - \dot{\psi}_{tur}$$

avec $\psi = q_v$ ou s , l'énergie statique sèche. Cette forme est assez proche de celle de (Yanai et al., 1973) que nous venons de voir. Elle en diffère (i) par la soustraction du terme turbulent, dont nous verrons la justification plus loin et (ii) par l'omission du déentraînement d'eau liquide $K_u l$.

La spécificité de de la proposition de (Bougeault, 1985) est dans la façon de traiter les flux turbulents (hypothèse présentée ci-dessous) et de fermer le schéma, *i.e.* d'exprimer ω_u^* et K_u . Ceci supposera plusieurs hypothèses, qui constituent la proposition scientifique de l'article :

- vitesse verticale ω_u^* reliée localement à la pseudo-flottabilité, et intégralement à la convergence d'humidité via l'hypothèse de Kuo.
- déentraînement K_u uniforme déduit de la conservation de l'énergie statique humide.

Relaxation vers les caractéristiques nuageuses. L'hypothèse (ii) page 2109 de (Bougeault, 1985) est que les variables résolues s et q_v sont modifiées par la convection sous-maille à travers le mélange d'air nuageux avec son environnement. Ce mélange se fait à travers le processus de déentraînement. Il est proposé de représenter ce déentraînement comme une relaxation des variables résolues vers celles des nuages, avec un temps caractéristique uniforme sur chaque verticale. L'hypothèse consiste donc ici à considérer que K_u est uniforme sur chaque verticale.

Dans la version actuelle du schéma opérationnel, K_u n'est plus uniforme sur la verticale : afin de prendre en compte un déentraînement plus fort au sommet des nuages, on a écrit

$$K_u = K_0 + \beta \max \left(-\frac{\partial \omega_u^*}{\partial p}, 0 \right) \quad (2.11)$$

où K_0 et β sont des constantes.

Lien avec la turbulence. Au (iii) page 2109, (Bougeault, 1985) rappelle qu'en présence de convection précipitante il est douteux que le formalisme de la turbulence sèche soit encore valide. Il propose donc, aux lieux de la verticale où la convection précipitante est active, de soustraire de la

tendance convective finale celle due à la turbulence sèche précalculée. Celle-ci n'est alors appliquée que sous et au-dessus des nuages convectifs précipitants. La tendance convective prend alors la forme

$$\dot{\psi}_{cv} = \omega_u^* \frac{\partial \bar{\psi}}{\partial p} + K_u(\psi_u - \bar{\psi}) - \dot{\psi}_{tur} \quad (2.12)$$

ce qui correspond aux équations (6a) et (6b) page 2110 de l'article.

L'équation (2.12 p. 123) nous indique que l'intensité dans le schéma est déterminée par trois paramètres : le déentraînement K_u , le flux de masse nuageux net ω_u^* et l'écart entre nuage et échelle résolue ($\psi_u - \bar{\psi}$).

Si on écarte dans un premier temps le calcul de l'ascendance nuageuse, qui donne ψ_u , on a deux paramètres à déterminer : K_u et ω_u^* .

Expression de K_u : on peut exprimer K_u en fonction de ω_u^* , sous **l'hypothèse de conservation de l'énergie statique humide** –équation (7) de (Bougeault, 1985)–. Elle s'écrit

$$\int (\dot{s}_{cv} + L \dot{q}_{cv}) \frac{dp}{g} \equiv 0 \quad (2.13)$$

où $s = c_p T + \phi$ est l'énergie statique sèche, et q est l'humidité spécifique vapeur. Dans la suite on appellera énergie statique humide la grandeur $h \equiv s + Lq$. En écrivant l'équation (2.12 p. 123) pour s et q , et en combinant avec (2.13 p. 123), on arrive à

$$K_0 = \frac{\int -\omega_u^* \frac{\partial \bar{h}}{\partial p} \frac{dp}{g} - \int \beta \max\left(-\frac{\partial \omega_u^*}{\partial p}, 0\right) [h_u - \bar{h}] \frac{dp}{g} + \int \dot{h}_{tur} \frac{dp}{g}}{\int (h_u - \bar{h}) \frac{dp}{g}} \quad (2.14)$$

Donc connaissant le profil de h_u , de ω_u^* et \dot{h}_{tur} , on déduit la valeur de K_0 . Voyons maintenant comment est déterminé le profil de ω_u^* .

Expression de ω_u^* : on postule –équation (9) de (Bougeault, 1985)– que la vitesse verticale ω_u^* va être reliée localement à la pseudo-flottabilité locale exprimée en énergie statique :

$$\omega_u^* \equiv \alpha (h_u - \bar{h})^{1/2} \quad (2.15)$$

où α est une constante. La forme du profil vertical de ω_u^* sera ainsi déterminée par celle de la pseudo-flottabilité, tandis que l'intensité en intégrale verticale sera gouvernée par le coefficient α . Reste à estimer α . On le fait en utilisant **l'hypothèse de (Kuo, 1965)** : toute l'humidité disponible H_d est répartie sous forme de précipitation P et humidification de l'environnement H .

Précipitation :

$$P \equiv \int -\dot{q}_{cv} \frac{dp}{g} = \int -(\omega_u^* \frac{\partial \bar{q}}{\partial p} + K_u(q_u - \bar{q}) - \dot{q}_{tur}) \frac{dp}{g} \quad (2.16)$$

Humidification par déentraînement :

$$H \equiv \int [K_u(q_u - \bar{q}) - \dot{q}_{tur}] \frac{dp}{g} \quad (2.17)$$

Humidité disponible :

$$H_d \equiv H_{dyn} + H_{dtur} \quad (2.18)$$

avec

$$H_{ddyn} = \int (-(\vec{v} \cdot \vec{\nabla}) \bar{q}) \frac{dp}{g}$$

et

$$H_{dtur} = \int \dot{q}_{tur} \frac{dp}{g}$$

En combinant (2.16 p. 123), (2.17 p. 123) et (2.18 p. 123) pour écrire $C = P + H$ on obtient

$$\int -\omega_u^* \frac{\partial \bar{q}}{\partial p} \frac{dp}{g} = H_d \quad (2.19)$$

En remplaçant ω_u^* par son expression (2.15 p. 123), on en déduit α . On dispose alors du profil de ω_u^* , puis on en déduit K_0 par (2.14 p. 123) puis K_u par (2.11 p. 122).

2.5 Schéma de nuage

On représente l'ensemble des ascendances sous-maille par le calcul d'une ascendance unique. Cette ascendance est calculée comme une pseudo-adiabatique humide issue du point (T_w, q_w) du plus bas niveau modèle. A chaque niveau un entraînement latéral est pris en compte sous forme d'une relaxation des variables T et q_v vers l'environnement :

$$\frac{\partial \psi}{\partial z} = -\epsilon (\psi - \bar{\psi}) \quad (2.20)$$

Le taux d'entraînement ϵ est variable sur la verticale, en fonction de plusieurs paramètres, telle l'épaisseur du nuage ou la flottabilité intra-nuageuse. Avec la formulation adoptée les nuages entraînent d'autant plus qu'ils sont fins et peu flottables.

On pourrait penser que ce calcul d'ascendance est aussi l'occasion de calculer les taux de condensation ou d'autoconversion, ou que l'entraînement variable sera réutilisé directement dans le calcul du flux de masse convectif. Ce n'est pas le cas, le calcul d'ascendance sert seulement à déterminer le profil de (T, q_v) nuageux. Cet usage minimal est cohérent avec l'hypothèse (i) page 2109 de (Bougeault, 1985), exprimant que dans les ascendances on a compensation exacte de chaleur entre refroidissement par détente et chauffage par libération de chaleur latente, et compensation exacte d'humidité entre humidification et production de précipitation.

2.6 Synthèse

Schéma de nuage. Ascendance unique, pseudo-adiabatique humide avec entraînement.

Equations de grande échelle. Les tendances de $s = c_p T + \phi$ et q_v dues à la convection sont écrites sous la forme suivante :

$$\dot{\psi}_{cv} = \omega^* \frac{\partial \bar{\psi}}{\partial p} + K(\psi_u - \bar{\psi}) - \dot{\psi}_{tur} \quad (2.21)$$

Cette forme est déjà présente chez (Yanai et al., 1973), à laquelle (Bougeault, 1985) a ajouté la soustraction du terme turbulent sec, et donné un sens légèrement différent à K , pris ici uniforme. Le flux de masse ω^* et le déentraînement K sont deux inconnues, qui caractérisent l'intensité convective.

Fermeture. Elle vise à calculer ω^* et K à partir des données disponibles à l'échelle résolue, et du profil de (T, q_v) nuageux ci-dessus. ω^* sera proportionnel à l'humidité disponible (dynamique résolue et turbulence sèche), tandis que K sera déduit de la conservation de l'énergie statique humide sur l'ensemble de la colonne.

Critères de déclenchement. Un niveau sera convectivement actif s'il est flottable (T_v nuageuse $> T$ de l'environnement) et si l'intégrale de l'humidité disponible de la surface au niveau courant y est positive. La CIN n'est pas prise en compte.

Chapitre 3

Schéma opérationnel et transport de vapeur d'eau

Il est ressorti de l'étude du cas "EUROCS cycle diurne de la convection précipitante" que l'activité du schéma convectif opérationnel démarrait trop tôt en matinée, et que l'humidification des couches de moyenne troposphère était quasi-inexistante : on peut se reporter pour mémoire à la figure (2.36 p. 97), montrant le Q2 prévu par le CRM MÉSO-NH et par ARPEGE opérationnel.

Le présent chapitre va rentrer plus au cœur du schéma afin de relier cette insuffisance de transport aux formulations mêmes. Nous allons montrer 3 problèmes dans les formulations du schéma : entraînement latéral, fermeture et hypothèse d'uniformité du coefficient K de l'équation (2.21 p. 124).

3.1 Mode variables et entraînement prescrits

Présentation de la méthode de forçage. Nous souhaitons juger des performances de certaines des formulations du schéma convectif, tel le calcul de l'extension verticale nuageuse, l'intensité du flux de masse, etc sans que notre jugement soit perturbé par d'éventuels défauts du reste du schéma, ou des autres paramétrisations physiques du modèle.

La solution adoptée ici consiste à faire fonctionner le modèle 1D en mode variables prescrites : à chaque pas de temps du modèle 1D on force les variables d'état¹ du modèle à être égales à celles du CRM à cet instant. Le modèle 1D ne prévoit donc plus ces variables d'état. Il se contente à chaque pas de temps de faire tourner sa physique sur les profils du CRM de cet instant, et de fournir les flux physiques qu'il déduit de ces profils. Ceci revient, à tous les pas de temps du modèle, à lui faire faire une prévision à un pas de temps, avec pour état initial celui prévu par le CRM à cet instant. Aucune "erreur" du modèle 1D ne peut s'accumuler dans le temps, et on peut à chaque instant comparer la réponse diagnostique de la physique 1D aux flux et tendances prévus par le CRM à cet instant.

Résultats du schéma opérationnel en mode variables prescrites. Si on fait tourner le schéma opérationnel dans ce mode particulier du modèle 1D, on obtient l'extension verticale des nuages présentée en figure (3.1 p. 128) : même forcé comme ici par les profils prévus moyens du CRM, l'extension verticale des nuages est pour l'essentiel symétrique par rapport au midi local, et le flux

¹ profils de u, v, T, q , etc...

de masse faible. Les défauts du schéma que nous avons rencontrés avec le forçage nominal sont donc bien reproductibles avec ce forçage à variables prescrites.

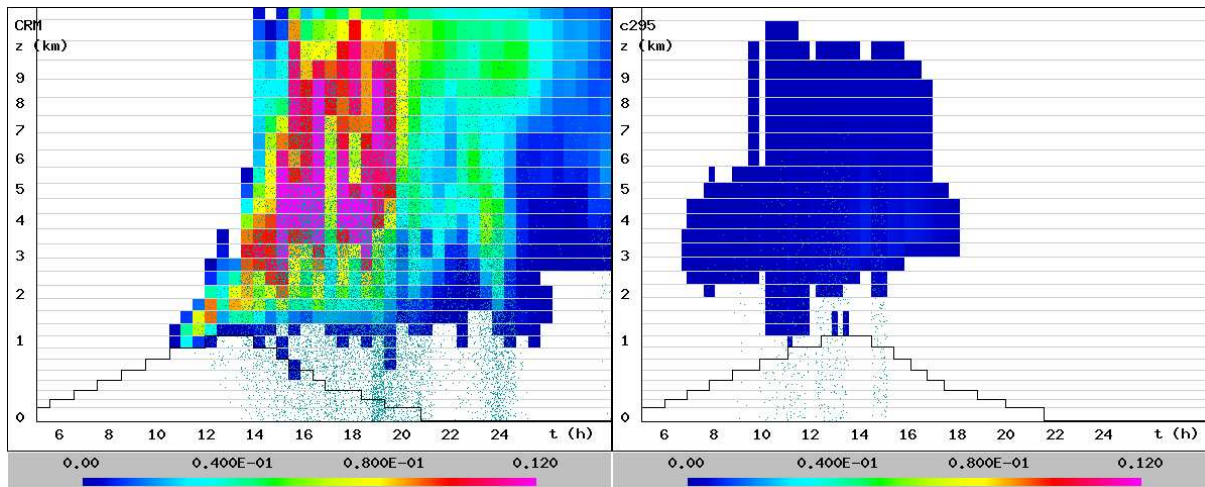


FIG. 3.1 – Image composite flux de masse - précipitations prévue par ARPEGE opérationnel, en mode variables prescrites. En X : heure solaire locale. Contourage coloré : flux de masse convectif ascendant, en $\text{kg}/\text{m}^2/\text{s}$. Points bleus : leur densité est proportionnelle au flux de précipitation. Ligne brisée noire : sommet de la CLA. A gauche : CRM MÉSO-NH, servant ici de référence. A droite prévision ARPEGE. Les précipitations ARPEGE sont trop centrées sur le Soleil. Le flux de masse est sous-estimé.

L'entraînement en question. Le schéma tend donc à diagnostiquer une extension verticale nuageuse trop grande, lorsqu'on lui fournit des profils type convection peu profonde. Or à profil vertical donné cette extension est fonction unique de l'entraînement ϵ de l'équation (2.20 p. 124) : le schéma d'ascendance initialise en effet l'ascendance aux propriétés du niveau modèle situé près de la surface, puis effectue une ascendance pseudo-adiabatique avec entraînement. Cet entraînement est donc sous-estimé durant la phase peu profonde. La figure (3.2 p. 129) montre cet entraînement, dont les valeurs déjà assez faibles près de la surface (environ $4.4 \cdot 10^{-4} \text{ m}^{-1}$) décroissent encore en altitude. A titre de comparaison les valeurs d'entraînement publiées dans la littérature des LES de convection peu profonde, telle l'étude de (Siebesma et al., 2003), suggèrent des valeurs de 10^{-3} m^{-1} , ne décroissant pas avec l'altitude.

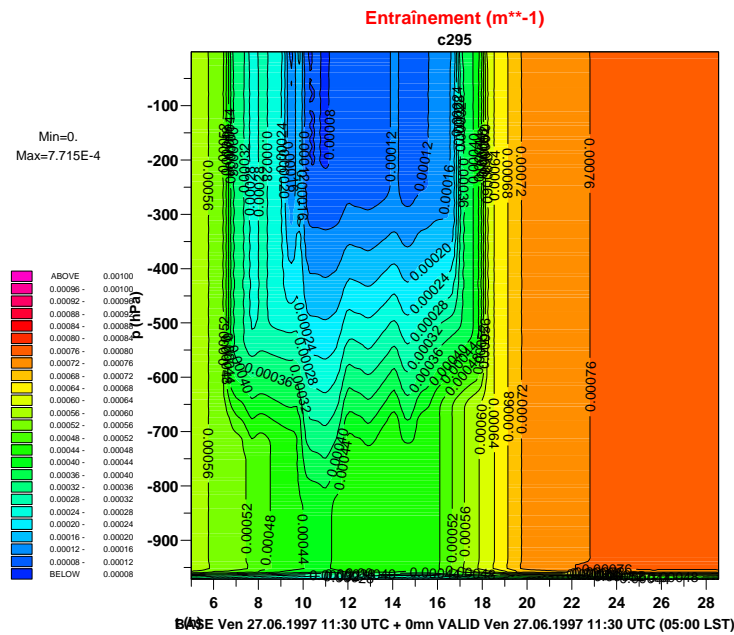


FIG. 3.2 – Taux d'entraînement ϵ du schéma convectif opérationnel. En X : temps en heures solaires locales. En Y : verticale-pression. ϵ est en m^{-1} .

3.2 Prescrire aussi l'entraînement

Ecrire une paramétrisation plus réaliste de l'entraînement en fonction des caractéristiques de l'ascendance et de son environnement est une tâche à assez complexe, qui sera présentée plus loin dans le rapport, en partie (6 p. 193). L'objectif est ici, maintenant qu'on a trouvé une explication au fait que la convection profonde démarre trop trop en matinée, non pas de paramétriser l'entraînement mais d'anticiper sur la suite du travail, en nous posant la question suivante : supposons que l'entraînement soit tel que l'extension nuageuse devienne réaliste, le schéma préverrait-il bien de transport de vapeur d'eau ?

On propose donc une version d'entraînement ad hoc idéalisé dont les valeurs visent à conférer au schéma sur ce cas une extension verticale plus proche de celle observée. Cet entraînement est montré en figure (3.3 p. 130) : ses valeurs sont de $10^{-3} m^{-1}$ en matinée et en soirée, au sein desquelles s'intercale dans l'après-midi des valeurs descendant continûment jusqu'à $3 \cdot 10^{-4} m^{-1}$.

Résultats du schéma avec variables et entraînement prescrits. Si on fait tourner le schéma dans ce mode 1D très forcé, on obtient cette fois-ci la figure (3.4 p. 130). L'extension verticale des nuages est maintenant asymétrique par rapport au midi local, et comporte une montée graduelle dans l'après-midi. Les profils de Q2 prévus, portés en figure (3.5 p. 131) sont pourtant toujours faibles, même plus faibles que dans la prévision nominale : cela vient de ce que la convergence d'humidité dynamique de ce cas est faible, et que la convergence physique due aux processus turbulents secs est plus faible encore avec les profils d'entrée du CRM que ceux du modèle 1D en mode libre.

Que le modèle soit en mode nominal ou prescrit on voit donc que la **convergence d'humidité**, conçue comme la somme dynamique plus turbulente sèche **ne suffit pas à estimer la quantité que la convection réelle transporte et/ou condense sur un cas comme celui-ci.**

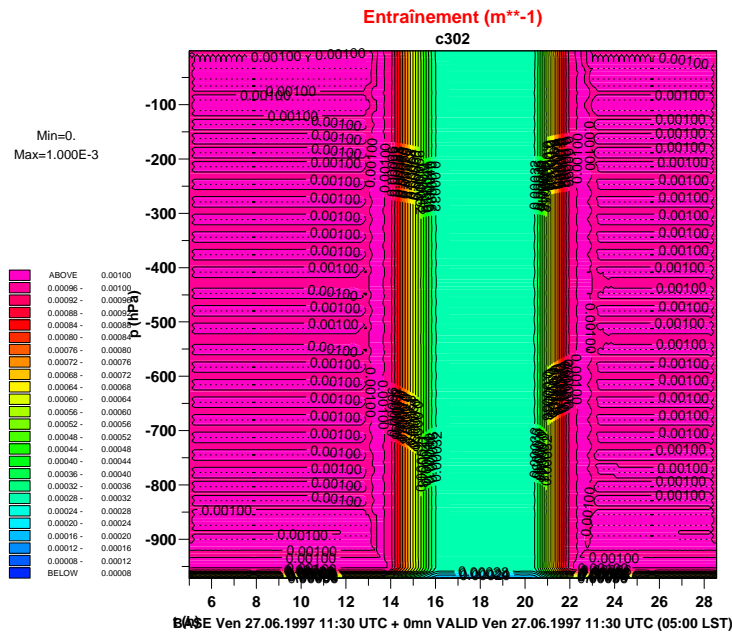


FIG. 3.3 – Taux d'entraînement ϵ idéalisé. En X : temps en heures solaires locales. En Y : verticale-pression. ϵ est en m^{-1} . Cet entraînement idéalisé a été choisi pour conférer dans un schéma à ascendance nuageuse unique une extension verticale du nuage moyen assez proche de celle observée sur le cas EUROCS cycle diurne de la convection précipitante.

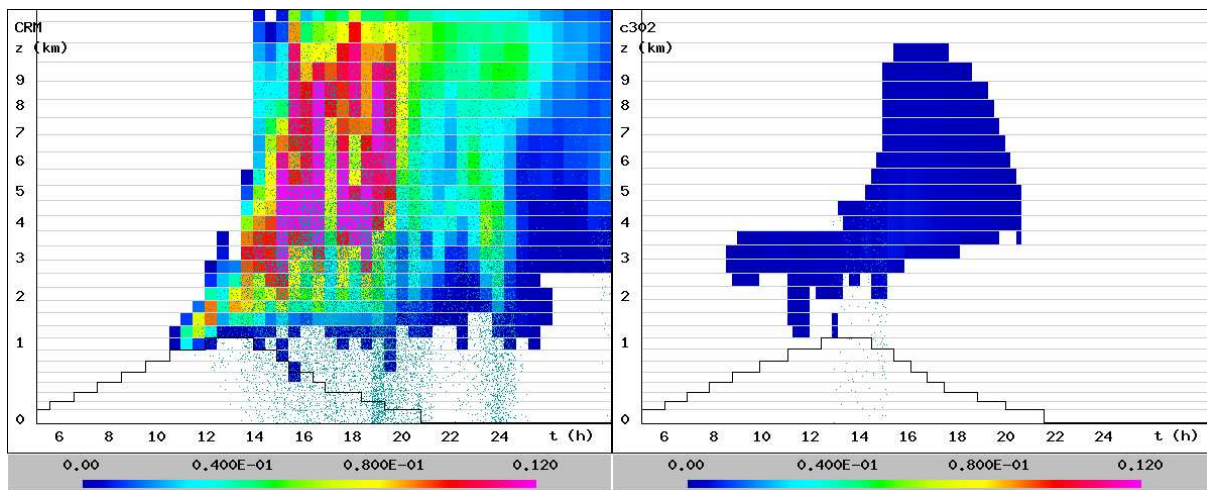


FIG. 3.4 – Image composite flux de masse - précipitations prévue par ARPEGE opérationnel, en mode variables et entraînement prescrits. En X : heure solaire locale. Contourage coloré : flux de masse convectif ascendant, en $kg/m^2/s$. Points bleus : leur densité est proportionnelle au flux de précipitation. Ligne brisée noire : sommet de la CLA. A gauche : CRM MÉS0-NH, servant ici de référence. A droite prévision ARPEGE. L'extension verticale nuageuse est désormais asymétrique par rapport au midi local, et comporte une montée graduelle dans l'après-midi.

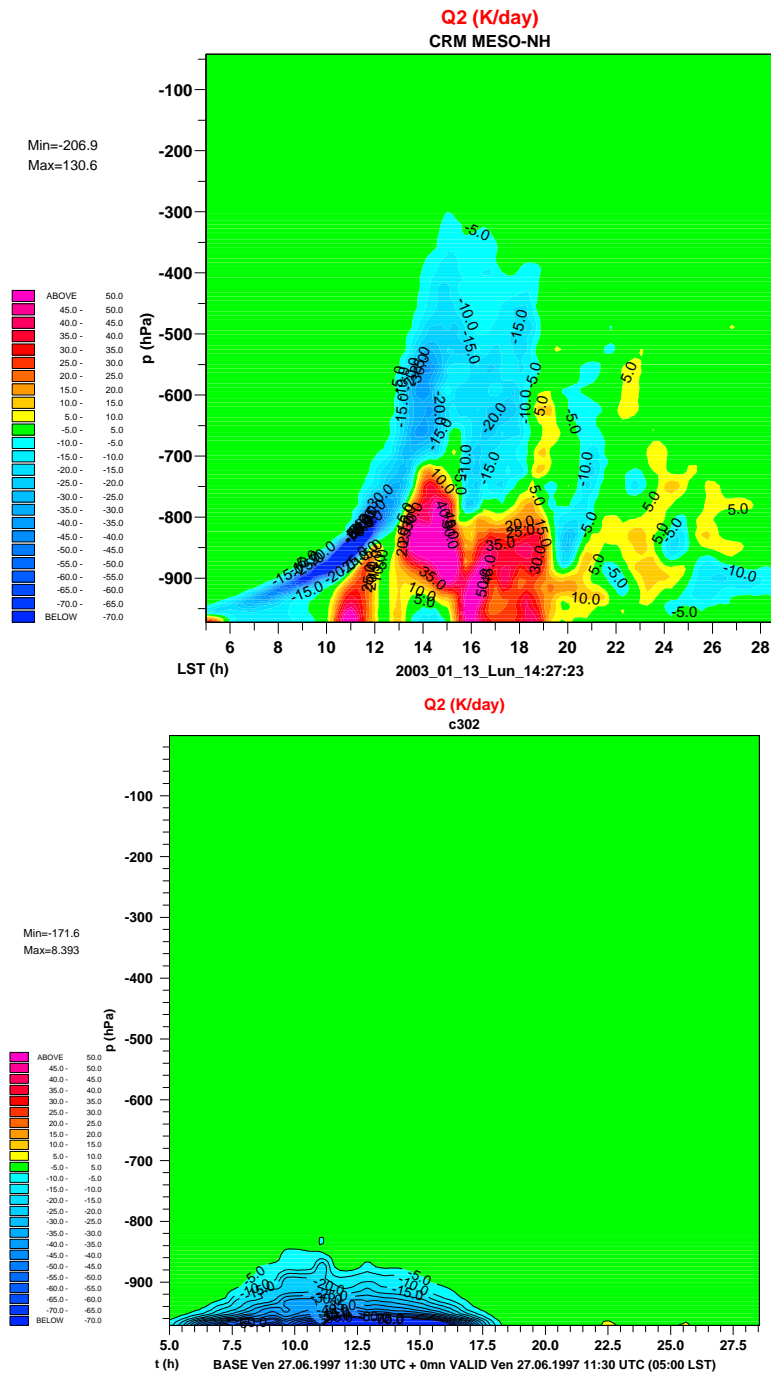


FIG. 3.5 – Evolution de Q2, prévue par ARPEGE NWP opérationnel 1D en mode variables et entraînement prescrits, et le CRM MÉSO-NH. En haut le CRM, en bas ARPEGE.

3.3 Uniformité du coefficient K

A ce stade on a montré les limites de l'entraînement (trop faible) puis de la convergence d'humidité dynamique comme facteur dimensionnant la convection sur ce cas. Ces points étant établis poussons plus loin l'analyse : les équations à grande échelle du schéma opérationnel (2.21 p. 124) sont-elles capables de représenter la transition continue entre convection peu profonde et convection profonde ? Etudions l'hypothèse d'uniformité du coefficient K de cette équation.

Cette hypothèse d'uniformité a été faite par (Bougeault, 1985) dans le cadre de la convection profonde. Si nous souhaitons maintenant étendre le domaine d'utilisation, imaginons que nous nous intéressions à des nuages profonds précipitants, puis peu profonds précipitants, puis non précipitants, voire enfin à de la convection sèche. Quel impact cela a-t-il au niveau des équations ? Sur un système tel (2.7 p. 121) l'effet de réduction d'extension verticale va se traduire par une réduction graduelle du terme $[L(c - e)]$ devant celui de transport $\left[-\frac{\partial}{\partial p}\omega^*(s - \bar{s})\right]$. En parvenant à la convection sèche, le terme $[L(c - e)]$ s'annule : la convection devient un pur processus de transport.

Un point essentiel pour réussir une transition continue entre ces différents types de convection est donc que le terme de transport $\left[-\frac{\partial}{\partial p}\omega^*(s - \bar{s})\right]$ soit représenté de façon réaliste même lorsque l'extension verticale des lieux où ω^* est non nul devient de plus en plus limitée : notamment au sein de la CLA ; par ailleurs ω^* est une grandeur variant continûment de sa valeur nulle en surface, croissant au sein de la CLA puis s'annulant graduellement au sommet des ascendances. Dans ce contexte il n'est pas possible que le déentraînement D , qui vaut $E - \frac{\partial\omega^*}{\partial p}$, soit uniforme. Une transition continue entre ces différents types de convection rend donc nécessaire le relâchement de l'hypothèse d'uniformité du coefficient K .

3.4 Synthèse

On a **proposé dans cette partie un forçage particulier du modèle 1D**, consistant à prescrire à chaque instant les profils moyens prévus par le CRM comme variables d'entrée de la physique 1D. A l'aide de ce mode de forçage particulier on a pu montrer plusieurs points :

La valeur de l'entraînement latéral est trop faible dans les contextes à convection peu profonde, expliquant que le schéma prévoit de la convection profonde dès le matin.

Si on prescrit un entraînement ad hoc évoluant dans le temps et conférant une évolution diurne plus réaliste de l'extension verticale nuageuse, le transport de vapeur d'eau par le schéma convectif reste trop faible. On a identifié 2 raisons à cela :

1. **La fermeture en convergence d'humidité sous-estime la quantité de vapeur d'eau que la convection réelle transporte verticalement** dans certaines situations. En effet sur des cas comme le présent, le forçage dynamique de vapeur d'eau est faible, de même que l'évaporation depuis la surface ; l'effet de la convection est alors proche d'un pur transport, celui humidifiant les couches hautes au détriment des basses. **Deux des cas EUROCS**, celui de sensibilité à l'humidité, et celui présent de cycle diurne de la convection précipitante, **indiquent donc une faiblesse grave de ce type de fermeture.**
2. **L'uniformité du déentraînement K ne permet pas de gérer la convection peu profonde.**

On entrevoit une piste, consistant à trouver une extension continue de l'approche (Bougeault, 1985) dans une triple direction :

1. Des valeurs d'entraînement plus élevées dans certains contextes météorologiques.
2. Une fermeture non limitée à la seule convergence d'humidité.
3. Un déentraînement K non uniforme, le rapprochant de sa valeur $E - \frac{\partial \omega^*}{\partial p}$.

Une telle extension continue est-elle possible ? C'est l'objet de la partie suivante, qui propose une nouvelle approche : un nouveau jeu d'équations et un schéma d'ascendance introduisant un réservoir d'eau condensée. Cette approche gèrera également les nuages non précipitants.

Quatrième partie

Modélisation convective

Chapitre 1

Introduction

A ce stade de la rédaction nous avons réfléchi sur les concepts convectifs et avons proposé le concept de CCF, condensation convective flottable, pour sortir du dilemme œuf-poule en paramétrisation de la convection. Ceci faisait l'objet de la partie I. Nous avons ensuite, en parties II et III, montré certains défauts et qualités du schéma convectif opérationnel. Les exercices d'intercomparaison auxquels nous avons participé indiquent que certains de ces défauts sont partagés par les modèles de prévision numérique mondiale.

L'objet de cette partie est de proposer un schéma convectif répondant à certains des défis susmentionnés ; les lignes directrices de ce travail sont

1. **Résoudre le dilemme de causalité** en mettant la condensation convective flottable au cœur du schéma. Centrer le travail sur la CCF c'est aussi organiser le travail de paramétrisation convective comme une réponse dans l'ordre aux deux questions : (i) "Quels nuages tendent à se développer dans un environnement à mésoéchelle donné ?", et (ii) "Quelle rétroaction ces nuages ont-ils sur cet environnement ?".
2. **Continuité phénoménologique** : créer un schéma dont le formalisme peut gérer de façon continue la transition entre nuages convectifs non précipitants et précipitants, une problématique essentielle pour le cycle diurne.
3. **Gérer le dépassement du seuil de neutralité** : se doter d'un schéma de vitesse verticale nuageuse capable de dépasser le niveau de neutralité convective, afin de mieux prendre en compte la phénoménologie, et prévoir des nuages plus élevés en air humide.
4. **S'affranchir de la fermeture en convergence d'humidité** dont nous avons montré les limitations en régimes doux de convection, *i.e.* à faible forçage dynamique ou évaporatif.
5. **Déphasage du cycle diurne convectif** : prendre en compte le fait que la convection précipitante continentale affiche un déphasage arriéré significatif par rapport au midi solaire local.

L'ascendance convective présentée en partie (2 p. 139) répond aux points 2 et 3 ci-dessus. La nouvelle proposition d'équations à grande échelle (3 p. 149), par son extension continue aux nuages précipitants ou non précipitants, et par son explicitation des termes microphysiques, répond aux points 1 et 2. Le point 4 ci-dessus sur la fermeture fait l'objet de la partie (4 p. 155), qui propose une fermeture en CAPE. Enfin une piste quant au déphasage du cycle diurne convectif est indiquée à travers la proposition d'un entraînement historique, en partie (6 p. 193).

Chapitre 2

Proposition d'ascendance convective

2.1 Ajouter un réservoir d'eau condensée

On veut ici se doter d'un schéma d'ascendance nuageuse capable de représenter les nuages convectifs non précipitants et précipitants. Pour raison de simplicité on conserve l'idée d'une ascendance unique, plutôt qu'un spectre de nuages comme l'avaient proposé (Arakawa and Schubert, 1974). On introduit un réservoir d'eau condensée dont le but est de gérer continûment, au cours de cette unique ascendance, le réservoir de condensat dont une source est la condensation de la particule ascendante, et les puits sont la conversion en précipitations, et l'évaporation nuageuse par entraînement d'air environnemental.

Si on se réfère au schéma d'ascendance du schéma opérationnel, ceci nous amène à **ajouter le réservoir d'eau condensée**, ainsi que gérer deux modes d'ascendance pour la particule : une ascendance adiabatique lorsqu'elle est sous-saturée, et pseudo-adiabatique sinon, les deux se faisant avec entraînement d'air environnemental.

Pourquoi passer d'une ascendance pseudo-adiabatique à la double gestion adiabatique et pseudo-adiabatique ? Dans le schéma opérationnel on ne gère pas l'évaporation des condensats nuageux. On part par exemple près de la surface de (T_w, q_w) et effectue une ascendance pseudo-adiabatique humide. Cela va bien nous faire passer par le même point de condensation que si on était parti adiabatiquement de (T, q_v) . Mais si maintenant on gère l'évaporation des condensats nuageux et qu'on démarre pseudo-adiabatiquement de (T_w, q_w) , on va générer un condensat qui va s'évaporer (la CLA est souvent sous-saturée), et alors passer à côté du point de condensation, du côté froid. Calculer l'évaporation implique donc que l'eau condensée soit réaliste dans le schéma, et notamment qu'on sache gérer des ascendances adiabatiques à condensat nul.

Pourquoi gérer l'autoconversion ? Si on ne la gère pas, on va produire au cours de l'ascendance des quantités d'eau condensée irréalistes, dont l'évaporation amènera des tendances négatives irréalistes de température.

On présente en sections suivantes l'ajout de ces processus ; le schéma d'ascendance va gérer lors de l'ascendance de chaque niveau modèle les processus suivants :

1. Ascendance niveau par niveau.
2. Entraînement.
3. Ajustement.
4. Autoconversion.

2.2 Adiabatique et pseudo-adiabatique

On présente ici le schéma d'ascendance introduit dans le schéma convectif, pour que celui-ci gère à la fois ascendances sèches et humides, pour chaque couche traversée.

Le but de l'exercice est de fournir l'évolution de température et humidité d'une particule effectuant l'ascendance d'un niveau du modèle à l'autre. Notons $(p_0, T_0, q_{v0}, q_{c0})$ le triplet pression, température et humidité spécifique vapeur d'eau et eau condensée du point de départ, et $(p_1, T_1, q_{v1}, q_{c1})$ celui d'arrivée. Les grandeurs p_0, T_0, q_{v0}, q_{c0} et p_1 sont connues, et on cherche T_1, q_{v1} et q_{c1} . L'état initial est ajusté, de sorte que q_{c0} est non nul seulement si la vapeur d'eau est à saturation.

La première action à effectuer est de **chercher la pression de condensation** p_c de la particule (p_0, T_0, q_{v0}) , afin de savoir s'il faut monter en sec, en humide, ou les deux successivement au sein de la couche. On pourrait faire un calcul précis, en résolvant en p via une boucle de Newton $q_s(T, p) = q_{v0}$, avec $T = T_0 (p_0/p)^{R/c_p}$. C'est ce que fait le calcul précis mais cher servant de référence. Mais ce qu'on cherche ici est plus simple : on veut seulement savoir si ce niveau est plus bas que la base de la couche, ou au-dessus de son sommet, ou dedans. Et si dedans, à quelle valeur de p . Ceci peut s'obtenir avec une bonne approximation en résolvant linéairement la valeur de p pour laquelle l'humidité relative est égale à 1. On résout donc en p_c

$$\frac{p_c - p_0}{p_1 - p_0} = \frac{1 - h_{r0}}{h'_{r1} - h_{r0}} \quad (2.1)$$

où h_{r0} est l'humidité relative de (p_0, T_0, q_{v0}) et h'_{r1} l'humidité relative de la particule de départ -celle de la base de la couche-, si elle était amenée adiabaticquement au sommet de la couche. Il a été vérifié que cette approximation sur le niveau de condensation donne, pour l'ascendance du profil P12, un écart négligeable par rapport au calcul précis de référence. Cette ascendance comporte pourtant de nombreux niveaux où le point de condensation est effectivement au sein de la couche courante.

Ascendance sèche ou humide ? 3 cas sont possibles : $p_c > p_0$ (particule déjà saturée), $p_c < p_1$ (particule non saturée et ne pouvant le devenir même après ascendance adiabatique au sommet de la couche), $p_1 < p_c < p_0$ (particule rencontrant le point de saturation dans la couche).

Première ascendance : on écrit $T'_c = T_0 (p'_c/p_0)^{R/c_p}$, ascendance adiabatique et $q'_{vc} = q_{v0}$: simple transport d'humidité.

Deuxième ascendance : pseudo-adiabatique humide. On résout en T

$$f(T) = c_p (T - T'_c) + \phi - \phi'_c + L(T) (q_v - q'_{vc}) = 0 \quad (2.2)$$

sous la contrainte $q_v = q_s(T, p_1)$, et comme point de départ T'_c et q'_{vc} . On itère la fonction de récurrence

$$T_{i+1} = T_i - \frac{f(T_i)}{f'(T_i)} \quad (2.3)$$

Si on est dans le cas $p_c < p_1$, *i.e.* que l'ascendance humide ne peut intervenir, on écrase le présent résultat par celui de la première ascendance.

Dans le code $f'(T)$ a été estimé comme $[f(T + \epsilon) - f(T)]/\epsilon$ plutôt qu'en codant la dérivée analytique : souci de lisibilité et d'éviter qu'une incohérence puisse se produire un jour si le code de f' était touché indépendamment de celui de f . Par ailleurs la division par f' n'a pas lieu d'être protégée : la dérivée ainsi calculée ne peut s'annuler, tous les sous-termes constituant f étant strictement croissants en T . Enfin, la convergence de la boucle de Newton est garantie par la convexité de f en T .

A l'issue de cette convergence T et q_v sont connus, et égaux aux valeurs de T_1 et q_{v1} recherchées ; l'eau condensée q_{c1} est alors déduite de la conservation de la masse d'eau lors du processus d'ascendance : $q_{v1} + q_{c1} = q_{v0} + q_{c0}$.

Ce calcul d'ascendance permet d'exprimer les condensations convectives flottable (C_{CF}) et non flottable (C_{CNF}), non pas encore sous forme d'une tendance temporelle d'humidité spécifique vapeur d'eau, mais déjà sous forme d'un taux de condensation par unité de variation verticale le long de l'ascendance, soit

$$\begin{cases} \hat{C}_{CF} &= -\left(\frac{\partial q}{\partial p}\right)_{AS} \\ \hat{C}_{CNF} &= 0 \end{cases} \quad (2.4)$$

là où la particule ascendante est flottable, et

$$\begin{cases} \hat{C}_{CF} &= 0 \\ \hat{C}_{CNF} &= -\left(\frac{\partial q}{\partial p}\right)_{AS} \end{cases} \quad (2.5)$$

là où la particule ascendante est non flottable.

Δq_{AS} ci-dessus est estimé comme la différence d'humidité spécifique vapeur d'eau entre la base et le sommet lors de l'ascendance d'un niveau modèle Δp . On l'obtient dans le calcul ci-dessus directement par la différence $(q_{v1} - q_{v0})$.

2.3 Entraînement

On gère son formalisme comme dans le code opérationnel, en appliquant la relation suivante à ψ représentant les variables T , q_v et q_c à la base de chaque couche :

$$\frac{\partial \psi}{\partial z} = -\epsilon (\psi - \bar{\psi}) \quad (2.6)$$

où ψ est la variable nuageuse et $\bar{\psi}$ la variable environnementale, identifiée ici à celle à échelle résolue par le modèle.

L'expression de ϵ en fonction des caractéristiques thermodynamiques résolues et/ou de celles de l'ascendance est un sujet particulièrement ouvert. On a vu que le schéma opérationnel tient compte de l'épaisseur nuageuse et de la flottabilité. Deux propositions pour ϵ seront faites dans la suite de ce travail.

2.4 Ajustement et autoconversion

On vient de présenter les deux premières étapes du calcul d'ascendance : ascendance sèche ou pseudo-adiabatique humide, et entraînement. L'entraînement a le plus souvent pour effet de re-

froidir et assécher, le résultat étant une sous-saturation. L'état n'est plus ajusté : on peut fort bien avoir de l'eau condensée, mais une vapeur d'eau sous-saturante ; ou inversement une vapeur d'eau sur-saturante et pas d'eau condensée. L'ajustement à saturation va réaliser cette cohérence. Dans la transformation isobare associée le refroidissement ou réchauffement dus à l'évaporation ou condensation sont pris en compte, et affectés à la particule nuageuse.

Ajustement. On travaille à pression constante. Partant d'un état (T_0, q_{v0}, q_{c0}) donné on ajuste selon 2 modes :

1. Si cet état est sursaturé on effectue une condensation isobare jusqu'à retour à l'état saturé. On passe donc d'un état (T_0, q_{v0}, p_0) avec $q_{v0} > q_s(T_0, p_0)$ à un état (T, q_v, p_0) en vérifiant $c_p dT + L dq = 0$ et $q_v = q_s(T, p_0)$. On procède par une itération de Newton donnant le zéro de la fonction f définie par

$$f(T) = c_p (T - T_0) + L(T) (q_v - q_{v0})$$

A l'issue on déduit q_c par conservation de la masse d'eau $q_c = q_{c0} + q_{v0} - q_v$.

2. Si cet état est sous-saturé en présence d'eau condensée on effectue une évaporation isobare à concurrence de l'épuisement de l'eau condensée ou de la saturation de la particule. L'algorithme procède en 2 temps : (i) on évapore toute l'eau condensée, *i.e.* on passe de (T_0, q_{v0}, q_{c0}) à $(T_0 - L/c_p q_{c0}, q_{v0} + q_{c0}, 0)$ (ii) si cet état est sous-saturé l'état ajusté est atteint, sinon on effectue une condensation isobare comme décrit ci-dessus.

La somme des deux processus entraînement puis ajustement est l'évaporation nuageuse, que nous obtenons ici sous forme d'un taux par unité de variation verticale le long de l'ascendance, soit

$$\hat{E}_{CN} = \left(\frac{\partial q}{\partial p} \right)_{EN-AJ} \quad (2.7)$$

où l'écart Δq_{EN-AJ} entre q après ajustement et q après ascendance de Δp donne le travail de l'entraînement et de l'ajustement, donc l'évaporation des condensats nuageux –la notation \hat{E}_{CN} signifie Evaporation des Condensats Nuageux–.

Autoconversion. Pratiquée à l'issue de l'ajustement, elle est traitée de façon simple : par un seuil au delà duquel le condensat nuageux devient précipitant. On utilise deux valeurs de seuil, l'une pour l'eau liquide, l'autre pour la glace. Pour information les valeurs utilisées sont respectivement 0.3 g/kg et 0.03 g/kg.

Nous obtenons ici l'autoconversion sous forme d'un taux par unité de variation verticale le long de l'ascendance, soit

$$\hat{A} = \left(\frac{\partial q}{\partial p} \right)_{AU} \quad (2.8)$$

où $\hat{A} = \left(\frac{\partial q}{\partial p} \right)_{AU}$, avec Δq_{AU} calculé comme la différence entre q après ajustement et q après autoconversion, ces ajustement et autoconversion étant consécutifs à une ascendance de Δp avec entraînement.

2.5 Vitesse verticale intra-nuageuse

Motivation : on introduit une équation diagnostique de vitesse verticale dans le but d'être capable de représenter la pénétration des inversions, *i.e.* le dépassement du niveau de neutralité par

effet cinétique. On remplace du coup un critère de nuage convectif à un niveau donné basé sur une flottabilité par un critère du type "vitesse ascensionnelle positive à ce niveau". Ceci nous ouvrira également d'autres portes, telle celle de se servir du w ainsi calculé dans d'autres parties du schéma : diagnostic de flux de masse, etc...

La flottabilité intra-nuageuse a pour expression

$$B = g \left(1 - \frac{\rho}{\bar{\rho}}\right) = g \left(1 - \frac{\overline{T_{vl}}}{T_{vl}}\right) \quad (2.9)$$

où T_{vl} est la température de densité, *i.e.* la température que devrait avoir une particule d'air sec pour avoir la même densité à la même pression, et tenant compte de la densité des condensats :

$$T_{vl} = T \left[1 + \left(\frac{R_v}{R_a} - 1\right) q_v - q_c\right]$$

$$\overline{T_{vl}} = \overline{T} \left[1 + \left(\frac{R_v}{R_a} - 1\right) \overline{q_v}\right]$$

L'énergie cinétique est alors calculée par intégration verticale de la somme du travail des forces de flottabilité, de friction et de celles F_{PNH} de pression non-hydrostatiques créées par l'ascendance :

$$w \frac{\partial w}{\partial z} = B - \epsilon w^2 - F_{PNH} \quad (2.10)$$

ce qui correspond à une version simplifiée de l'équation (3) de (Simpson et al., 1965). L'entraînement ϵ est le même que celui utilisé pour les variables thermodynamiques, équation (2.6 p. 141).

Effet Bernouilli : l'effet principal de F_{PNH} est d'abaisser et lisser la zone de vitesse verticale intra-nuageuse maximale, comme indiqué dans plusieurs articles, tels (Holton, 1973) et (Yau, 1979). (Holton, 1973) montre que la prise en compte de F_{PNH} est de nature à réduire les forts gradients de vitesse verticale près du sommet nuageux, qu'on rencontre en simulation 1D en les ignorant.

Effet Bernouilli et dépassement de la CIN. (Yau, 1979) indique que lorsqu'une CAPE forte existe, la barrière de CIN peut être franchie car l'effet moyen du terme F_{PNH} à échelle résolue est autant de pomper dans les basses couches malgré la barrière de CIN, que de freiner dans les hautes couches malgré la flottabilité positive. Comme l'écrit (Yau, 1979) un grand nombre d'observations indiquent ainsi une accélération verticale ascendante dans des airs sous-flottables situés près de la base des nuages. La figure 4 de (Yau, 1979), extraite et présentée ici en figure (2.1 p. 144), montre comment l'accélération nette, négative dans les basses couches pour les petits nuages, devient nulle puis positive lorsque la taille nuageuse croît.

Paramétrer F_{PNH} . Expliciter F_{PNH} est hors de portée de l'approche unidimensionnelle de nos paramétrisations : il s'agit d'un processus 3D non-hydrostatique. Suivant en cela l'approche (Siebesma et al., 2003) ou (Bretherton et al., 2004), nous paramétrisons l'effet lissage de hautes couches de F_{PNH} en l'introduisant linéairement dans les deux termes de droite de l'équation (2.10 p. 143) pour obtenir :

$$w \frac{\partial w}{\partial z} = a B - b \epsilon w^2 \quad (2.11)$$

avec $a = 1$, et $b = 2$. L'expérience des premiers tests a montré que mettre en œuvre l'équation (2.11 p. 143) prend bien en compte l'effet lissage de hautes couches, mais pas par contre l'effet de

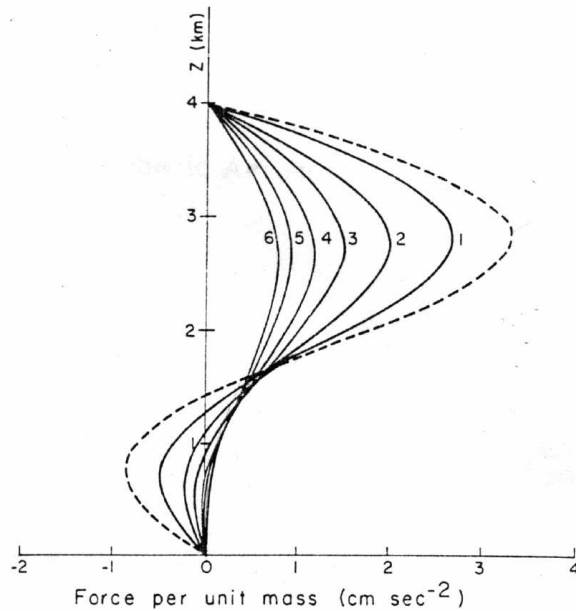


FIG. 4. Effect of buoyancy pressure force on negative buoyancy. The buoyancy $g(\theta'/\theta_0)$ is shown by the dashed curve. The net acceleration, $g(\theta'/\theta_0) - c_p \theta_0 \partial \pi \theta' / \partial z$, for cloud radii of 0.5, 1, 1.5, 2, 2.5 and 3 km is shown by the solid curves 1-6, respectively.

FIG. 2.1 – **Effet de la force de pression sur la flottabilité négative.** *L'image ci-dessus est reproduite de l'article (Yau, 1979).* Lorsque le système nuageux considéré est de plus en plus large, les effets de pression tendent à supprimer la CIN de basses couches.

réduction de la CIN. (Siebesma et al., 2003) ou (Bretherton et al., 2004) n'ont pas dû en être gênés car traitant de nuages peu profonds, qui n'existent pas en présence de CIN de basses couches. La convection profonde par contre, une fois établie, perdure en présence de CIN ; le cas EUROCS CVP nous en a fourni l'exemple.

On a donc raccordé la vitesse verticale entre son niveau de maximum et la surface, afin de garantir la positivité de la vitesse verticale dans les cas favorables où la CAPE est plus grande que la CIN. Voyons en figure (2.2 p. 145) ce que cela donne : le profil E0 est obtenu après intégration de (2.11 p. 143) avec $a = b = 1$; il comporte à la fois des valeurs négatives en bas, et une forte décroissance près du sommet nuageux. Si on intègre plutôt, comme dans la présente proposition, avec $a = 1$ et $b = 2$, on obtient le profil E1. Le comportement est plus lisse dans les parties hautes, mais la CIN demeure.

On raccorde alors le profil entre la surface et le maximum de vitesse comme suit : soit f la fonction à raccorder entre $(z = 0, f = 0)$ et $(z = z_m, f = f_m)$ le lieu du raccord. On veut que le raccord respecte la pente au lieu du raccord, et soit d'ordre disons γ en 0. La solution est de rechercher z_m comme le lieu de la verticale où la pente $p = f^{\frac{1}{\gamma}}/z$ est maximale, puis de calculer f entre $z = 0$ et $z = z_m$ comme

$$f = f_m \left(\frac{z}{z_m} \right)^\gamma$$

On effectue ici ce type de raccord avec $f = E1$ et $\gamma = 4$. Ainsi w^2 est d'ordre 4 en $z = 0$, et w d'ordre 2. Le raccord se fait avec respect de la tangente au lieu de raccord. On obtient le profil E2.

Au final le profil de vitesse verticale obtenu respecte les propriétés énergétiques et qualitatives

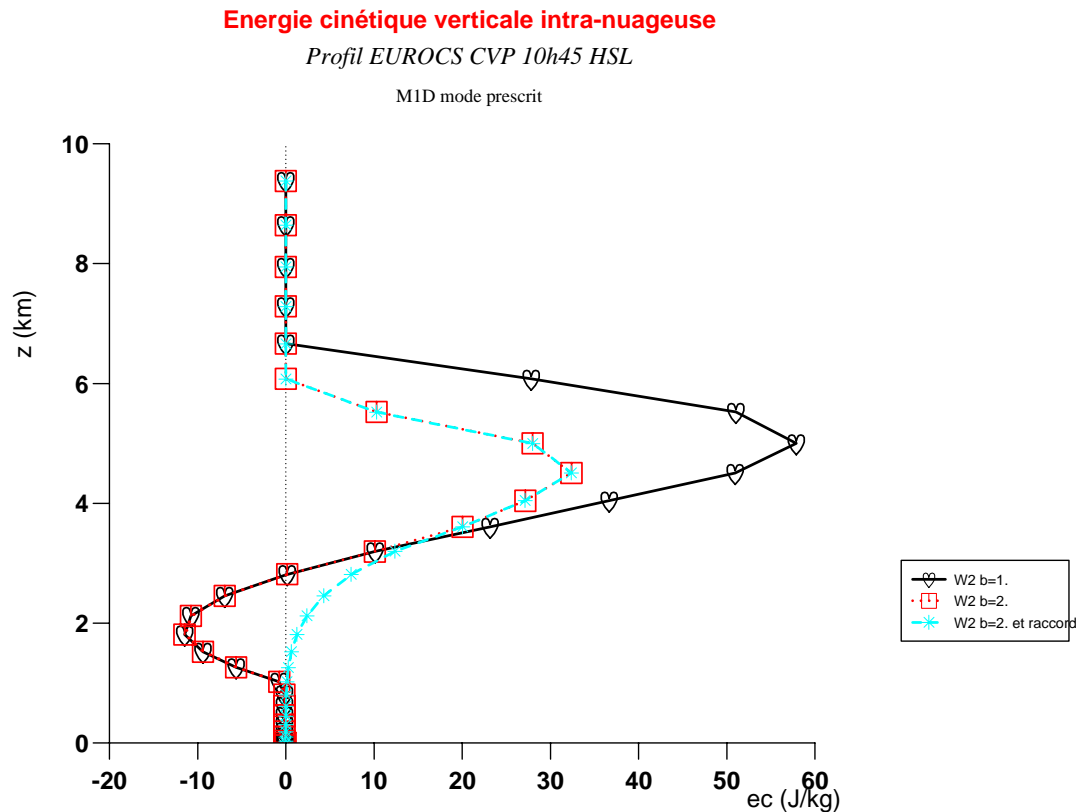


FIG. 2.2 – **Profils verticaux de l'énergie cinétique verticale intra-nuageuse.** On a tracé $1/2 w^2$, où w est la vitesse verticale intra-nuageuse, sur le cas d'un profil à 10h45 solaires locales du cas EUROCS CVP. Cette énergie cinétique est obtenue comme intégration verticale de l'équation (2.11 p. 143). Elle peut être négative : c'est l'inhibition convective, aussi appelée CIN. Cœur : énergie E0 obtenue à l'issue de l'intégration de (2.11 p. 143) si $a = b = 1$. Carré : énergie E1 obtenue à l'issue de l'intégration de (2.11 p. 143) si $a = 1$ et $b = 2$. Astérisque : énergie E2 obtenue en raccordant le profil E1 à zéro selon une fonctionnelle garantissant la positivité entre la surface et le lieu du maximum.

attendues :

- A la valeur maximale de vitesse correspond une énergie cinétique égale à CAPE moins CIN.
- Entre le lieu de maximum et la surface le profil de vitesse décroît régulièrement vers zéro en restant positif, ce qui prend en compte l'effet décrit par (Yau, 1979).
- Le profil de vitesse est plus lissé et son maximum abaissé, prenant ainsi en compte l'effet (Holton, 1973).

Signalons enfin que le calcul de vitesse verticale présenté ici, ainsi que son lissage, sont assez séparables du calcul d'ascendance présenté aux pages précédentes : on peut introduire l'un sans l'autre.

2.6 Synthèse

Afin de permettre au schéma de gérer les nuages non précipitants, précipitants et leur transition continue nous avons introduit la gestion explicite de l'eau condensée nuageuse. Nous avons écrit un nouveau schéma d'ascendance, qui diffère de l'opérationnel par

1. Une ascendance gérée selon deux modes : adiabatique sec, et pseudo-adiabatique humide.
2. Une gestion de l'ajustement et de l'autoconversion.
3. Un calcul de vitesse verticale diagnostique, dont le but est de gérer la pénétration des inversions par effet cinétique.

Disposant de ce schéma d'ascendance, nous allons nous intéresser au chapitre suivant aux équations à grande échelle du schéma de convection sous-maille. Notre guide sera la recherche d'un jeu d'équations permettant la continuité phénoménologique entre convection non-précipitante et précipitante. Nous allons bien sûr chercher à nous appuyer sur le schéma d'ascendance écrit dans le présent chapitre, puisque cette continuité y apparaît de facto à travers le réservoir d'eau condensée et son autoconversion.

Chapitre 3

Proposition d'équations de grande échelle

3.1 Equations de grande échelle

La convection humide sous-maille se ramène à deux processus fondamentaux, une condensation nette et un transport :

$$\left\{ \begin{array}{l} \left(\frac{\partial q}{\partial t}\right)_{conv} = -C_N - \frac{\partial \overline{\omega' q'}}{\partial p} \\ \left(\frac{\partial s}{\partial t}\right)_{conv} = L C_N - P - \frac{\partial \overline{\omega' s'}}{\partial p} \\ \left(\frac{\partial u}{\partial t}\right)_{conv} = \frac{\partial \overline{\omega' u'}}{\partial p} \\ \left(\frac{\partial v}{\partial t}\right)_{conv} = \frac{\partial \overline{\omega' v'}}{\partial p} \end{array} \right. \quad (3.1)$$

où C_N est la condensation nette (condensation moins évaporation) et P la chaleur due aux précipitations (fonte, échange de chaleur sensible au cours de la chute). Ecrivons maintenant le transport total comme un double transport dans les parties claire et nuageuse, conformément à l'équation déjà établie (2.6 p. 120) :

$$\frac{1}{g} \overline{\omega' \psi'} = \frac{\omega^*}{g} (\psi_c - \psi) \quad (3.2)$$

La condensation nette C_N s'écrit comme la somme de quatre termes :

$$C_N = C_{CF} + C_{CNF} - E_{CN} - E_{CP} \quad (3.3)$$

où C_{CF} est la condensation convective flottable (toujours ≥ 0), C_{CNF} est la condensation convective non flottable –celle des enclumes de cumulonimbus par exemple– (toujours ≥ 0), E_{CN} l'évaporation des condensats nuageux (toujours ≥ 0) et E_{CP} l'évaporation des condensats précipitants (toujours ≥ 0).

La **tendance convective totale** s'écrit donc

$$\left\{ \begin{array}{l} \left(\frac{\partial q}{\partial t}\right)_{conv} = -C_{CF} - C_{CNF} + E_{CN} + E_{CP} - \frac{\partial \omega^* (q_c - q)}{\partial p} \\ \left(\frac{\partial s}{\partial t}\right)_{conv} = L (C_{CF} + C_{CNF} - E_{CN} - E_{CP}) - P - \frac{\partial \omega^* (s_c - s)}{\partial p} \\ \left(\frac{\partial u}{\partial t}\right)_{conv} = - \frac{\partial \omega^* (u_c - u)}{\partial p} \\ \left(\frac{\partial v}{\partial t}\right)_{conv} = - \frac{\partial \omega^* (v_c - v)}{\partial p} \end{array} \right. \quad (3.4)$$

Ou, en développant le terme de transport –on ne garde dans la suite que les équations de q et s , celles pour u et v étant les mêmes sans terme source– :

$$\begin{cases} \left(\frac{\partial q}{\partial t}\right)_{conv} = -C_{CF} - C_{CNF} + E_{CN} + E_{CP} - \omega^* \frac{\partial q_c}{\partial p} + \omega^* \frac{\partial q}{\partial p} - \frac{\partial \omega^*}{\partial p} (q_c - q) \\ \left(\frac{\partial s}{\partial t}\right)_{conv} = L(C_{CF} + C_{CNF} - E_{CN} - E_{CP}) - P - \omega^* \frac{\partial s_c}{\partial p} + \omega^* \frac{\partial s}{\partial p} - \frac{\partial \omega^*}{\partial p} (s_c - s) \end{cases} \quad (3.5)$$

L'équation (3.4 p. 149) est par construction conservative de l'énergie statique humide sur la verticale. En effet dans l'intégrale de $h = s + Lq$ les termes de condensation s'annulent à chaque niveau, tandis que les flux de transport sont nuls par définition au sommet et à la base.

L'approche classique en paramétrisation est, partant des équations (3.4 p. 149), d'y adjoindre celles du bilan nuageux, puis sous diverses hypothèses (stationnarité notamment), d'arriver à éliminer des équations les termes microphysiques pour arriver, tel (Yanai and Johnson, 1993) à une forme du type

$$\begin{cases} \left(\frac{\partial q}{\partial t}\right)_{conv} = \omega^* \frac{\partial q}{\partial p} + D(q_c - q + l_D) \\ \left(\frac{\partial s}{\partial t}\right)_{conv} = \omega^* \frac{\partial s}{\partial p} + D(s_c - s - L l_D) \end{cases} \quad (3.6)$$

où l_D est le condensat détraîné du nuage et D le détraînement de l'équation $\frac{\partial \omega^*}{\partial p} = E - D$. Cette forme est par exemple celle des équations (4.43) et (4.44) de (Yanai and Johnson, 1993). L'exercice de paramétrisation consiste alors à exprimer ω^* et D , où D contient à la fois de l'information sur la microphysique et sur une partie du transport.

Mais dans ce travail de thèse nous suggérons maintenant une autre voie, qui serait de partir directement des équations à grande échelle (3.4 p. 149). L'exercice de paramétrisation est cette fois-ci d'exprimer ω^* et la condensation nette ($-C_{CF} - C_{CNF} + E_{CN} + E_{CP}$). Nous pourrions en effet exprimer cette condensation nette assez directement à partir des résultats fournis par le calcul d'ascendance que nous avons développé. Ainsi, en utilisant les résultats du schéma d'ascendance décrit précédemment :

Expression de la condensation. Ecrivons

$$\begin{cases} C_{CF} = -\omega^* \hat{C}_{CF} \\ C_{CNF} = -\omega^* \hat{C}_{CNF} \end{cases} \quad (3.7)$$

où

- \hat{C}_{CF} et \hat{C}_{CNF} sont les taux de condensation par unité de longueur-pression le long de l'ascendance, définis aux équations (2.4 p. 141) et (2.5 p. 141).
- ω^* est le produit de la vitesse verticale intra-nuageuse présentée en partie (2.5 p. 142), par la fraction de surface occupée par les ascendances.

Expression des évaporations et précipitations. On détermine E_{CN} et E_{CP} de même :

$$E_{CN} = -\omega^* \hat{E}_{CN} \quad (3.8)$$

où \hat{E}_{CN} est le taux d'évaporation nuageuse par unité de longueur-pression le long de l'ascendance, défini en équation (2.7 p. 142).

Pour l'autoconversion on a de même :

$$A = -\omega^* \hat{A} \quad (3.9)$$

où \hat{A} est le taux d'autoconversion par unité de longueur-pression le long de l'ascendance, défini en équation (2.8 p. 142).

De l'autoconversion on déduit par intégrale verticale le flux de précipitation avant évaporation. On calcule alors l'évaporation de ce flux par une méthode classique, par exemple inspirée de (Kessler, 1969). On dispose alors de E_{CP} .

A ce stade nous disposons donc d'un jeu d'équations à échelle résolue. Ce **jeu d'équations répond à la vision de la convection** élaborée en partie "Phénoménologie" : les termes "avec chapeau" répondent en effet à la question : quels types de nuages tendent à se développer dans un environnement donné ? Via la gestion explicite de l'eau condensée c'est bien la C_{CF} qui orchestre la convection humide, puisque les termes d'évaporation \hat{E}_{CN} ou d'autoconversion \hat{A} , qui utilisent en entrée le réservoir eau condensée, seront inféodés au calcul amont de \hat{C}_{CF} qui alimente ce réservoir. C'est en fait assez naturel mais pourtant pas garanti dans tous les schémas actuels, dont beaucoup dissocient bien plus par exemple les taux de génération de précipitation du calcul d'eau condensée servant à l'ascendance.

On peut attendre de ce "**verrouillage algorithmique**" entre eux des termes \hat{C}_{CF} , \hat{C}_{CNF} , \hat{E}_{CN} et \hat{A} via le réservoir d'eau condensée à la fois (i) une réduction des degrés de liberté, et donc une simplification des réglages, mais aussi (ii) un gage de cohérence de ces termes entre eux dans les situations convectives fort variables que l'on rencontre à l'échelle globale : toutes les possibilités combinées de stabilité verticales sèches et humides, et d'airs secs à très humides, etc...

Dans les airs très secs ou stables, le schéma de vitesse verticale intra-nuageuse épuisera la vitesse verticale (intégration de flottabilités négatives) avant d'avoir atteint la saturation. La C_{CF} sera nulle, et le schéma inactif.

Dans les cas condensants mais non précipitants, *i.e.* où on aura condensé mais pas atteint le seuil d'autoconversion, le terme $-C_{CF} - C_{CNF} + E_{CN} + E_{CP}$ se trouvera être nul en moyenne verticale. E_{CP} sera nul sur toute la verticale. Mais le chauffage dû à la condensation dans les bas niveaux, le refroidissement dû à l'évaporation au sommet des nuages, et le transport seront pris en compte. On retrouve là un formalisme de convection non précipitante à flux de masse.

Dans les cas condensants précipitants le terme $-C_{CF} - C_{CNF} + E_{CN} + E_{CP}$ se trouvera être nul en moyenne verticale si on est en présence de virga, et négatif dans le cas général où les précipitations atteignent la surface.

On retrouve (Bougeault, 1985) en air humide. Lorsque l'air devient de plus en plus humide le terme $-C_{CF} - C_{CNF} + E_{CN} + E_{CP} - \omega^* \frac{\partial q_c}{\partial p}$ de l'équation (3.5 p. 150) va tendre vers zéro : dans ces cas E_{CN} et E_{CP} sont en effet faibles. Par ailleurs $(C_{CF} + C_{CNF})$ vaut $-\omega^* \left(\frac{\partial q}{\partial p}\right)_{AS}$; or en air humide le profil intra-nuageux est quasiment celui d'une pseudo-adiabatique humide. $\frac{\partial q_c}{\partial p}$ sera donc quasiment égal à $\left(\frac{\partial q}{\partial p}\right)_{AS}$. Au total le terme $-C_{CF} + C_{CNF} + E_{CN} + E_{CP} - \omega^* \frac{\partial q_c}{\partial p}$ tend vers zéro.

On tend alors continûment vers l'hypothèse (i) page 2109 de (Bougeault, 1985) : l'humidification

est compensée par la production de précipitations, et le refroidissement par détente compensé par la libération de chaleur latente. Donc l'hypothèse (i) de (Bougeault, 1985), effectuée en permanence, est ici relâchée par une extension continue ayant la même limite en air humide.

3.2 Equations et validation de paramétrisations versus modèles haute résolution

Penchons-nous ici sur un autre aspect des équations d'une paramétrisation convective : sa validation. Durant ces dernières années les MHR (Modèles Haute Résolution, *i.e.* CRM et LES) se sont présentés de plus en plus comme la référence naturelle des paramétrisations humides : on valide dans un premier temps les MHR versus données observées, puis dans un deuxième temps les paramétrisations versus MHR. On compare par exemple les Q1, Q2 et Q3, *i.e.* tendances physiques totales en température, humidité, vent. Mais comment aller au delà ?

Intercomparer les grandeurs nuageuses ou les flux de masse de la paramétrisation et des MHR s'avère en général difficile, voire impossible : les paramétrisations sont en effet souvent basées sur des hypothèses drastiques telle celle d'ascendance unique, avec aplat : on suppose les propriétés de l'ascendance uniformes sur l'horizontale nuageuse, à chaque niveau. Et de même pour l'environnement. Mais ce "modèle conceptuel" de l'ascendance unique, qui sous-tend nombre de nos paramétrisations, est introuvable dans les données d'un MHR : les nuages y sont multiformes, multi-bases, tous transitoires... Il n'y a pas une façon mais mille de définir la frontière nuage-non nuage dans un MHR, reflétant d'ailleurs la variété de situations : vitesse verticale, présence de condensat, flottabilité, etc définissent tous des frontières différentes. Pour cette raison définir un flux de masse nuageux ou un détraînement nuageux dans un MHR, et l'intercomparer avec celui d'une paramétrisation va rester un sujet à la fois très ouvert... et tortueux.

Du coup si la paramétrisation qu'on utilise est "en aval de (Yanai et al., 1973)", *i.e.* utilise des équations du type de (3.6 p. 150), on ne va pas être à même de valider versus MHR individuellement le terme de "pseudo-subsidence" ou celui de détraînement : valider ces termes individuellement suppose des hypothèses de frontière pour obtenir des MHR les valeurs moyennes.

Inversement, que savent fournir les MHR sans hypothèse additionnelle ?

1. **Les transports** : il est facile et sans hypothèse de moyenner sur l'horizontale dans un MHR pour obtenir des termes du type $\overline{w'q'}$, $\overline{w'\theta'}$, $\overline{w'u'}$, etc...
2. **Les termes microphysiques** : ils y sont calculés explicitement, ou éventuellement avec une part de sous-maille, mais en tout cas séparément : condensation, autoconversion, collection, évaporation des précipitations, etc...

Les équations à échelle résolue (3.4 p. 149) permettent alors une intercomparaison assez fine avec ces modèles, les postes du membre de droite y ayant la même signification. On ne comparera pas bien sûr ω^* , car l'hypothèse de frontière serait là nécessaire, mais on comparera le terme de transport global $\frac{\partial \omega^* (q_c - q)}{\partial p}$ paramétrisé au terme $\frac{\partial \overline{w'q'}}{\partial p}$ du MHR ; on pourra aussi comparer séparément les termes microphysiques C_{CF} , C_{CNF} , E_{CN} et E_{CP} .

On peut supposer que le choix d'utiliser la forme (Yanai et al., 1973) est venu à l'origine de ce que Yanai et les communautés préparant GATE, et travaillant sur des observations de radiosondages, connaissaient les vitesses et leurs divergences bien mieux que les termes microphysiques, qui leur

étaient par nature inobservables (à part les précipitations). L'astuce de (Yanai et al., 1973) a été précisément de réussir à impliciter les termes microphysiques dans des équations de transport : pseudo-subsidence et déentraînement. L'habitude est venue ensuite d'utiliser (Yanai et al., 1973), y compris en paramétrisation.

Aujourd'hui comme on vient de le voir la donne est inverse : les MHR savent très bien fournir aux paramétriseurs la microphysique d'une part, et le transport total d'autre part. Par contre c'est seulement sous des hypothèses pas très claires, sur la frontière nuage - non nuage qu'ils peuvent exhiber un terme comme le déentraînement D .

C'est d'ailleurs par ce chemin, en se heurtant à la difficulté de comparer les bilans CRM additionnels détaillés fournis par Françoise Guichard sur le cas EUROCS CVP et les équations type (Yanai et al., 1973), qu'est venue l'idée d'exprimer l'équation convective à échelle résolue selon (3.4 p. 149).

Notons que la forme (Yanai et al., 1973) ou la forme proposée ici (3.4 p. 149) diffèrent en ce que la première suppose la stationnarité, que ne suppose pas la seconde. Elles diffèrent également par l'exercice de paramétrisation à suivre : dans un cas on cherche à paramétriser ω^* et D , et dans l'autre ω^* et les termes microphysiques. Si on a confiance en son schéma microphysique, il est plus naturel d'aborder la paramétrisation par les équations qui explicitent les termes microphysiques que par celles qui les implicitent.

3.3 Définition de la fraction active

Si on suppose, comme l'avait fait (Bougeault, 1985) et comme le fait le schéma opérationnel, qu'on peut calculer le profil de l'ascendance *avant* de calculer celui de ω^* , alors fermer le jeu d'équations précédent consiste à exprimer ω^* . En effet les termes "avec chapeau" sont des dérivées verticales par rapport à la pression, et sont donc alors connus à l'issue du calcul microphysique d'ascendance. Posons maintenant

$$\omega^* = \alpha \sigma \omega_c \quad (3.10)$$

où

- ω_c : **non-uniforme sur la verticale : flux de masse intra-nuageux**. C'est la vitesse verticale intra-nuageuse en coordonnée pression : $\omega_c = -\rho g w_c$.
- σ : **non-uniforme sur la verticale : fraction active rapportée à celle à la base**. C'est une grandeur sans dimension, prise égale à l'unité à la base du nuage. σ donne le rapport entre la fraction active à un niveau donné et celui à la base. Remarque : on ne suppose nullement que σ soit décroissant avec l'altitude : la surface occupée par la fraction active peut croître au-dessus de sa base. On peut donc avoir $\sigma > 1$.
- α : **uniforme sur la verticale : fraction active à la base**.

On aurait pu bien sûr n'utiliser qu'une variable pour le produit $\alpha \sigma$. Mais à l'usage il est pratique de séparer ce qui est une intensité à la base de ce qui est un "rapport d'aspect des nuages". α caractérise ainsi l'activité convective dans la couche limite, et le profil de σ le type de nuage rencontré.

Avec cette définition de la fraction active les équations à échelle résolue deviennent :

$$\left\{ \begin{array}{l} \left(\frac{\partial q}{\partial t} \right)_{conv} = -\alpha \sigma \omega_c (-\hat{C}_{CF} - \hat{C}_{CNF} + \hat{E}_{CN}) + E_{CP} - \alpha \frac{\partial \sigma \omega_c (q_c - q)}{\partial p} \\ \left(\frac{\partial s}{\partial t} \right)_{conv} = -\alpha \sigma \omega_c L (\hat{C}_{CF} + \hat{C}_{CNF} - \hat{E}_{CN}) - L E_{CP} - P - \alpha \frac{\partial \sigma \omega_c (s_c - s)}{\partial p} \\ \left(\frac{\partial u}{\partial t} \right)_{conv} = -\alpha \frac{\partial \sigma \omega_c (u_c - u)}{\partial p} \\ \left(\frac{\partial v}{\partial t} \right)_{conv} = -\alpha \frac{\partial \sigma \omega_c (v_c - v)}{\partial p} \end{array} \right. \quad (3.11)$$

Ce jeu d'équations sera appelé dans la suite "**MT-CCF**", pour jeu d'équations en Microphysique et Transport, centré sur la Condensation Convective Flottable.

Un travail en cours sur la fraction active : un travail significatif a été entrepris durant la période de ce travail de thèse sur l'expression de la fraction active, *i.e.* sur la façon de paramétrer σ . Des tests sont en cours, ainsi qu'une intercomparaison avec d'autres approches de la littérature. Ce travail effectué en commun avec Jean-Philippe Lafore est avancé mais pas encore assez abouti pour être présenté au sein de ce manuscrit de thèse. Les tests présentés dans la suite de ce manuscrit utilisent donc un σ uniforme égal à l'unité.

Chapitre 4

Proposition de fermeture

Nous souhaitons fermer le nouveau système d'équations à échelle résolue MT-CCF (3.11 p. 154). Dans ce système les termes "avec chapeau" \hat{C}_{CF} , \hat{C}_{CNF} et \hat{E}_{CN} sont connus à l'issue de l'ascendance, de même que le flux de masse intra-nuageux ω_c . Fermer le système consiste à exprimer le produit $\alpha \sigma$ (fraction de surface couverte par les ascendances convectives), E_{CP} (évaporation des condensats précipitants) et P (chaleur due aux précipitations : fonte, échange de chaleur sensible au cours de la chute).

En pratique l'essentiel de l'effort de fermeture se porte sur $\alpha \sigma$: une fois ce produit connu la génération de précipitation sera connue également ; on en déduira alors l'évaporation des précipitations E_{CP} et leur effet de chaleur P par des calculs microphysiques présentant peu de degrés de liberté.

Dans les pages ci-dessous on présente comment calculer α , σ étant supposé connu.

Le système d'équations à échelle résolue MT-CCF (3.11 p. 154) est souple quant au choix de la fermeture : on propose ainsi ci-dessous une fermeture en CAPE, mais aussi une fermeture en convergence d'humidité, quasi-identique à celle du schéma opérationnel. Ceci permet de réaliser que les différentes propositions de la présente partie (équations générales, schéma d'ascendance, fermeture, entraînement) sont assez séparables. Il ne faudrait pas croire qu'on doit prendre l'ensemble "en bloc", bien au contraire.

Ainsi le jeu d'équations MT-CCF, utilisé avec la fermeture en convergence proposée ci-après, et un seuil d'autoconversion faible (tout ce qui condense précipite) conduirait à des résultats proches du schéma de (Bougeault, 1985) dans son domaine d'application : les airs humides et la convection profonde.

Du fait que le jeu d'équations MT-CCF ne fait plus l'hypothèse de la stationnarité nuageuse, que font d'autres systèmes tel celui de (Yanai et al., 1973), il s'avérera plus cohérent avec des fermetures pronostiques nuageuses, par exemple celles dans lesquelles le flux de masse est géré par une équation pronostique, ou celles unifiant schéma convectif sous-maille et condensats résolus autour d'une même microphysique pronostique.

Ce dernier point ne fait cependant pas l'objet du présent travail : la synthèse de la partie I sur le quasi-équilibre nous inclinait en effet à dire que le quasi-équilibre était probablement mieux vérifié en flux de masse ou condensats nuageux qu'en vapeur d'eau, pour laquelle une variable pronostique existe déjà. La présente étude fait donc le pari de réussir des cas instationnaires tel le cycle diurne sans flux de masse ni condensat pronostique, tout en proposant un jeu d'équations à

grande échelle ouvert, prêt à intégrer à l'avenir de telles variables pronostiques.

On présente dans ce chapitre en premier l'approche en CAPE, puis celle en humidité disponible, puis une fermeture combinée CAPE - humidité disponible, à transition continue, ces différentes propositions visant un double but :

1. Montrer comme indiqué ci-dessus la souplesse du jeu MT-CCF quant au choix de la fermeture.
2. Proposer une fermeture en CAPE répondant plus généralement au problème posé que la fermeture en convergence d'humidité.

4.1 Fermeture en CAPE

Dans le schéma proposé l'essentiel de l'information sur la CAPE est déjà présent dans le profil de ω_c : comme on l'a vu $1/2 w_c^2$ n'est autre que CAPE moins CIN. Dans ce contexte quelle information non redondante avec celle d' ω_c peut-on apporter à travers α ? La question n'est pas triviale.

α est la fraction de surface occupée par les bases de nuages convectifs. Comme rappelé par Jean-Philippe Lafore¹ dans la nature la surface occupée par les ascendances à la base est plus question d'organisation de la convection que d'intensité à proprement parler : par exemple, une ligne de grains (2D) aura une mesure différente d'une convection non-organisée, floculaire (3D). Mais α est fortement limité : même au cœur des SCME, la convection est le fait d'updrafts individuels dont l'occupation surfacique totale n'excède guère quelques %.

On peut imaginer une raison algorithmique de variation de α : la résolution locale du modèle. Par exemple lorsqu'une ligne de grains traverse la grille d'un modèle à haute résolution, de telle sorte que plusieurs points de grille adjacents puissent en faire partie, on peut avoir croissance locale de α . Même là la question de l'apport de α reste cependant ouverte, car cette fluctuation de l'intensité pourra aussi être celle de la CAPE non diluée, et donc déjà présente dans ω_c .

(Robe and Emanuel, 1996) montrent quant à eux à l'aide de l'étude de l'équilibre radiatif-convectif d'un modèle CRM, que le flux de masse observé à grande échelle dans un tel modèle répond aux différents forçages radiatifs plus encore à travers la fraction de surface occupée par les ascendances qu'à travers la variation de la CAPE moyenne. La dépendance de l'activité convective moyenne à la CAPE n'est bien sûr pas rejetée, mais elle n'est donc pas seule en ligne de compte, loin s'en faut.

Au stade où nous en sommes du développement de ce schéma nous allons prendre α constante, considérant que la fermeture en CAPE est incluse dans la valeur de ω_c . Comme on le verra en partie (5 p. 161), le degré de généralité de cette proposition est plus grand que celui de la fermeture humidité disponible seule. Mais on ne prétend pas ici effectuer une proposition sophistiquée, et nous citons dès à présent comme perspective de relâcher l'hypothèse de constance du coefficient α , pour respecter la phénoménologie indiquée par certains articles tels (Robe and Emanuel, 1996).

¹Communication personnelle.

4.2 Fermeture en humidité disponible

L'humidité disponible a été définie en équation (2.18 p. 123). Elle est constituée d'une part dynamique et d'une part turbulente. Ecrivons qu'en moyenne verticale la condensation convective sous-maille est égale à l'humidité totale disponible :

$$\int (C_{CF} + C_{CNF}) \frac{dp}{g} = \int H_d \frac{dp}{g}$$

On a donc

$$\int -\omega^* (\hat{C}_{CF} + \hat{C}_{CNF}) \frac{dp}{g} = \int H_d \frac{dp}{g}$$

soit

$$-\alpha \int \sigma \omega_c (\hat{C}_{CF} + \hat{C}_{CNF}) \frac{dp}{g} = \int H_d \frac{dp}{g} \quad (4.1)$$

qui fournit la valeur de α . L'intensité convective est alors proportionnelle à l'humidité disponible.

4.3 Fermeture combinée CAPE - humidité disponible

Une extension de la fermeture en convergence d'humidité. Une faiblesse du schéma opérationnel est qu'il ne déclenche pas en conditions où de la CAPE existe, mais où il n'y a pas de convergence dynamique ou turbulente. Inversement baser un schéma sur la seule CAPE, comme nombre de schémas existants, présente également un risque : dans les cas à forte convergence dynamique par exemple, un schéma en CAPE peut se trouver être "dépassé par les événements", *i.e.* laisser s'accumuler une CAPE qui se crée plus vite qu'il ne la relâche.

Une façon simple de combiner des deux approches de façon continue est de prendre pour α final le maximum de celui calculé à partir de l'humidité disponible, équation (4.1 p. 157), et de la constante choisie dans l'approche en CAPE ci-dessus. On dispose alors d'une transition continue entre un régime doux piloté par la CAPE et un régime "dur" redirigeant ses forçages à flux tendu.

Les tests effectués durant ce travail de thèse avec la fermeture combinée indiquent qu'avec un coefficient α de 4% dans la fermeture en CAPE, la partie humidité disponible de la fermeture n'est quasiment jamais active, ceci même sur des cas à forte convergence comme ceux de GATE. La conclusion serait bien sûr différente avec des coefficients α de CAPE plus faibles, ou pour des cas à plus forte convergence comme pourraient l'être les cyclones tropicaux. Pour toutes ces raisons la fermeture combinée suggérée dans ce travail se présente non comme une nécessité démontrée mais comme une perspective de fermeture à transition continue.

4.4 Déclenchement dans le schéma

On a vu que le schéma intègre verticalement l'accélération nette de l'équation (2.11 p. 143), il calcule donc un *travail* ; celui-ci est d'abord négatif dans la zone de CIN si CIN il y a, puis peut croître au-dessus du point de convection libre. Il atteindra peut-être une valeur positive. Si c'est le cas le schéma est déclenchant. La valeur maximale de ce travail est exactement la différence entre CAPE et CIN, avec prise en compte de l'entraînement.

Déclenchant veut dire ici : flux de masse intra-nuageux positif. Mais il se peut qu'on ait une (CAPE moins CIN) positive et aucune condensation, par exemple. Rien n'empêche en effet les équations du schéma de traiter le transport convectif en flux de masse dans la CLA sèche.

Pour l'instant, et parce que ce n'était pas le sujet du présent travail de thèse, le schéma a été désactivé si aucune condensation n'est produite. Il déclenche donc seulement sur les cas de convection non-précipitante et précipitante. A titre de perspective signalons donc qu'on pourrait débrancher ce test et aborder l'usage du schéma en tant que transport complémentaire en flux de masse d'une fermeture turbulente locale, par exemple.

Le schéma prend donc en compte la CIN, puisqu'il ne déclenche que si la CAPE s'avère plus grande que la CIN. Cette dépendance est cependant assez faible, la CIN étant souvent un à deux ordres de grandeur inférieure à la CAPE. On pourrait durcir le test en ne déclenchant par exemple que si en sus la CIN elle-même est inférieure à un seuil donné, ce seuil pouvant dépendre ou non d'autres aspects de la physique, etc... Ce besoin ne s'est pas fait sentir sur les cas 1D que nous avons traités. La question pourra être revue à la lueur de tests 3D.

Nous appliquons également les contraintes que nous nous étions fixés en partie "Phénoménologie" (cf page 48 par exemple), en ayant **construit le critère de déclenchement comme le signe d'une grandeur dense dans l'ensemble des réels, grandeur qui mesure en pratique l'intensité.** Ceci garantit une réponse continue de la convection à ses variables d'entrée, au voisinage de la frontière déclenchement-non déclenchement.

4.5 Protection contre l'instabilité linéaire

Il faut éviter que des valeurs trop grandes de ω^* ne génèrent des transports convectifs irréalistes. On ne saurait en effet transporter en un pas de temps plus que la masse totale d'une couche, soit

$$|\omega_l^*| \Delta t < p_{\bar{l}} - p_{\bar{l}-1}$$

De même la divergence du flux de masse ne saurait entraîner ou détraîner plus que la masse totale d'une couche

$$|\omega_{l+1}^* - \omega_l^*| \Delta t < p_{l+1} - p_l$$

Pour respecter ces contraintes tout en conservant la forme du profil de ω^* , on multiplie ω^* par le coefficient de sécurité uniforme r , où r est donné par

$$r = \min \left\{ 1, \min_{l=1, \dots, L} \left(\frac{p_{\bar{l}} - p_{\bar{l}-1}}{|\omega_l^*| \Delta t}, \frac{p_{l+1} - p_l}{|\omega_{l+1}^* - \omega_l^*| \Delta t} \right) \right\}$$

4.6 Evaporation des précipitations

Pourquoi présente-t-on ce calcul ici, plutôt que dans la partie microphysique de l'ascendance traitée précédemment ? Cela vient du fait que le calcul microphysique d'ascendance peut se faire en amont de la fermeture, *i.e.* avant que la valeur de ω^* par exemple soit connue. Par contre connaître les précipitations, et donc leur évaporation ne peut se produire qu'en aval de la fermeture.

Les précipitations sont générées en intégrant de haut en bas le terme A de l'équation (3.9 p. 151). \hat{A} était en effet connu dès la fin du calcul d'ascendance, puis la fermeture nous a donné ω^* .

On évapore alors ces précipitations en utilisant la formule d'ARPEGE opérationnel : soit F le flux de précipitation avant évaporation. Alors la variation verticale de ce flux due à l'évaporation est donnée par

$$\frac{\partial \sqrt{F}}{\partial 1/p} = E (q_w - q_v) \quad (4.2)$$

où

- q_w est l'humidité spécifique pseudo-adiabatique du thermomètre mouillé.
- q_v est l'humidité spécifique vapeur d'eau.
- E est un coefficient ne dépendant que de la fraction de neige dans le total des précipitations : soit r cette fraction alors $E = C \{1 - r (1 - RV)\}$. Dans cette formule C vaut $4 \cdot 10^6 SI$, RV est le rapport entre taux d'évaporation par unité d'épaisseur-pression entre neige et pluie : 80.

Pour le présent schéma on a raffiné un peu en prenant en compte qu'une fraction f de l'évaporation se produit à l'extérieur du nuage (profil de l'environnement), et $1 - f$ dans le nuage (profil de l'ascendance). La valeur de f couramment utilisée est de 20%.

Chapitre 5

Tests 1D

5.1 Version minimale validant l'approche microphysique - transport

Séparer ce qui est séparable. On a proposé plusieurs éléments nouveaux : équations à échelle résolue, ascendance microphysique et fermeture. On pourrait présenter au lecteur un seul test final, incluant un réglage unique de tous ces éléments. Et conclure sur le paquet total. Méthodologiquement et didactiquement il nous a paru préférable de présenter certains tests intermédiaires comme ils ont été effectués : en séparant ce qui est séparable.

Test seul de l'ascendance microphysique : en forçant le modèle 1D en mode prescrit sur des cas où on dispose du profil CRM de référence, et en validant l'extension des nuages de la paramétrisation versus celle du CRM à cet instant. On peut alors tester microphysique et entraînement, sans que la partie fermeture ni équations à échelle résolue du schéma n'interfère.

Test des équations à grande échelle et fermeture en utilisant des fractions actives simples (uniformes) et des entraînements seuls fonction de l'altitude, par exemple. Ceci permet de fermer certaines interactions : on progresse plus vite en quelques étapes, chacune à interaction réduite, qu'avec l'interaction totale d'entrée.

Enfin il est clair dès les équations papier que les équations à échelle résolue exprimées en microphysique et transport ne sont viables que si la microphysique du schéma est capable de fournir des sources / puits de vapeur d'eau réalistes. La question plus difficile est : "Quel est le réalisme microphysique minimal qui rend l'approche non pas seulement faisable mais pertinente ?".

Afin de répondre à cette première question nous présentons ci-dessous les tests préliminaires comme nous les avons faits : en essayant de mettre le minimum d'éléments nouveaux. On présente ci-après les résultats du schéma dans sa version "V1" :

1. Equations en microphysique et transport bien sûr, celles complètes présentées en équation (3.11 p. 154).
2. Fraction active uniforme : $\sigma = 1$ sur toute la verticale.
3. $\alpha = 0.04$. La fermeture est donc ici "CAPE pure", *i.e.* sans mixage humidité disponible / CAPE.
4. Entraînements : pour les choisir les moins interactifs possible, mais réalistes quand même, on les a pris fonction de la verticale-pression seule. Le profil choisi est une idéalisation de la forme des profils souvent obtenus avec le schéma opérationnel. Ce profil idéalisé a été porté pour mémoire en figure figure (5.1 p. 162).

5. La microphysique de l'ascendance est celle avec gestion de la phase condensée, ajustement et autoconversion. L'évaporation des précipitations s'est avérée nécessaire également pour avoir des Q_2 assez négatifs dans les hautes couches (humification).

On rappelle que cette version V1 n'est pas optimale : elle comporte le jeu le plus minimal que nous ayons trouvé, validant la pertinence d'une approche microphysique / transport. L'étude pourra alors se poursuivre vers la fermeture mixte et des entraînements plus interactifs.

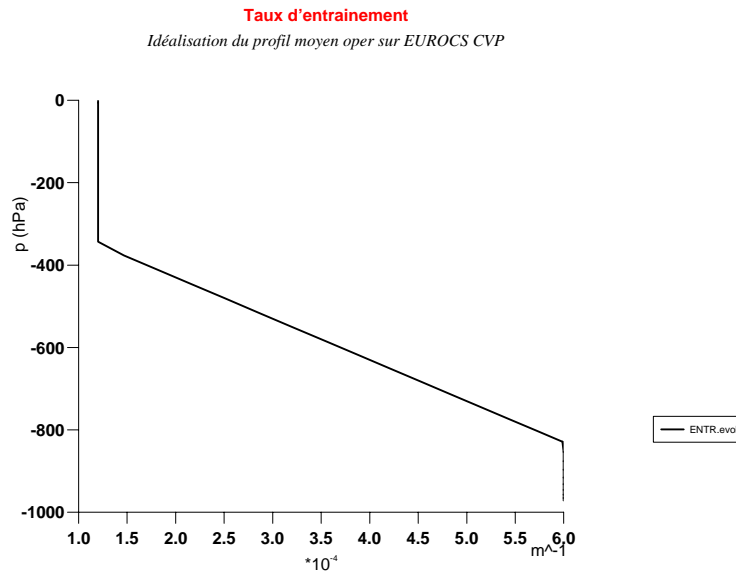


FIG. 5.1 – **Profil de taux d'entraînement idéalisé.** En Y : verticale-pression. En X : taux d'entraînement en m^{-1} . Ce profil de taux d'entraînement est celui ayant servi au test à minima V1. Il est défini comme seule fonction de la verticale-pression. Le taux varie de $1.2 \cdot 10^{-4} m^{-1}$ à $6 \cdot 10^{-4} m^{-1}$.

On va tester ci-après cinq cas unidimensionnels : les trois du projet EUROCS que nous avons déjà étudiés, mais aussi les deux cas plus anciens que sont TOGA-COARE Case 1 et GATE. En effet ces cas apportent chacun une information propre :

- TOGA-COARE Case 1 et GATE sont des cas à air très humide, et à forçage dynamique significatif.
- EUROCS stratocumulus permet de tester si le schéma de convection déclenche ou non.
- EUROCS sensibilité à l'humidité est un cas idéalisé stationnaire où l'on teste la sensibilité depuis des airs secs (25%) jusqu'à très humides (90%).
- EUROCS cycle diurne de la convection précipitante continentale est un cas où la sensibilité à l'humidité joue un grand rôle, et instationnaire.

5.1.1 TOGA-COARE Case 1

Présentation succincte du cas. Le cas 1D TOGA-COARE Case 1 est issu d'une situation de ligne de grains. La situation convective est caractérisée par des profils très humides, et un forçage dynamique apportant une quantité importante de vapeur d'eau. Ce cas a fait l'objet d'une inter-comparaison dans le cadre GCSS, publiée par (Bechtold et al., 2000). Une simulation CRM de

référence de (Redelsperger et al., 2000) a servi à calculer les forçages et à valider les simulations 1D.

Flux d'humidité : la figure (5.2 p. 164) montre les résultats des schémas opérationnel et V1. Les deux schémas prévoient sensiblement la même évolution des précipitations ; ce n'est pas difficile sur ce cas déjà très humide et forcé en humidité en sus par la dynamique : il ne peut que pleuvoir de plus en plus au cours du temps. Les forçages ont été portés pour information sur cette figure.

Sur cette figure on voit un défaut du schéma opérationnel : les précipitations sous-maille s'arrêtent brusquement par 2 fois, pour reprendre aussitôt, et ce dans un cadre de forçage pourtant lentement variable. Ce défaut s'est avéré être lié à une incompatibilité entre la fermeture par conservation de l'énergie statique humide et l'hypothèse d'un coefficient K uniforme sur la verticale. Ceci amène une difficulté robuste à fermer le schéma opérationnel dans les cas très profonds. Pour plus de détail sur ce point on pourra se reporter en annexe (4.2 p. 237).

V1 ne présente pas ce défaut, mais par contre oscille dans son évolution temporelle : la valeur de α choisie pour être un compromis sur l'ensemble des cas 1D que nous traitons ici semble un peu élevée : le schéma consomme la CAPE plus vite que le forçage dynamique, conduisant à des oscillations.

Flux de masse : ils sont présentés en figure (5.3 p. 165). Résultats différents pour les deux schémas, sans qu'on puisse vraiment dire quel est le résultat le plus favorable.

Biais de température et humidité. La figure (5.4 p. 166) a été reproduite de l'article (Bechtold et al., 2000). Elle montre les biais des modèles colonnes de cet exercice d'intercomparaison, au bout de 7 heures de prévision, en température et humidité spécifique, versus le CRM de référence. Renseignements pris auprès l'auteur de l'article¹ ce cas était quasi-stationnaire dans le CRM, de telle sorte que calculer l'écart des modèles 1D au CRM à chaque instant ou l'écart des modèles 1D à leur état initial (bâti à partir du CRM) était équivalent, et c'est d'ailleurs, contrairement à la légende qui figure dans cet article, de la deuxième façon –la plus simple– qu'elle a été calculée. Cette figure montre que la plupart des modèles 1D présentent des biais froids et humides, avec des intensités de l'ordre de 1 K/7h et 0.5 g/kg/7h.

La figure (5.5 p. 167) présente de façon analogue l'écart entre l'état final (après 7 heures de prévision) et l'état initial pour les prévisions 1D effectuées avec les schémas opérationnel et V1. On y voit que les biais générés sur ce cas TOGA-COARE Case 1 par les schémas opérationnel et V1 sont de même ordre que ceux signalés sur l'article (Bechtold et al., 2000). Les résultats du schéma V1 sont meilleurs que l'opérationnel en température, et comparables en humidité.

¹Mél reçu de Peter Bechtold le 23.2.2005.

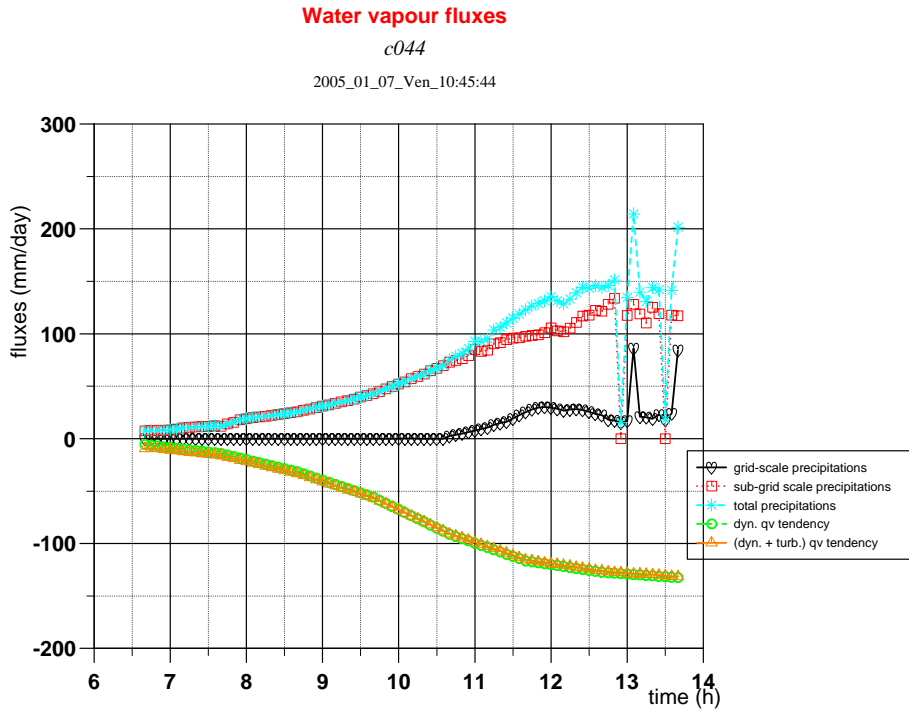


FIG. 5.2 – Flux d’humidité prévus sur TOGA-COARE Case 1. En X : temps en heures solaires locales. En haut schéma opérationnel, en bas schéma VI. Cœur : précipitations résolues. Carré : précipitations sous-maillles convectives. Astérisque : somme de ces 2 flux de précipitations. Cercle : forçage dynamique d’humidité spécifique vapeur d’eau, converti en flux. Triangle : somme de ce forçage dynamique et du flux de transport turbulent de vapeur d’eau.

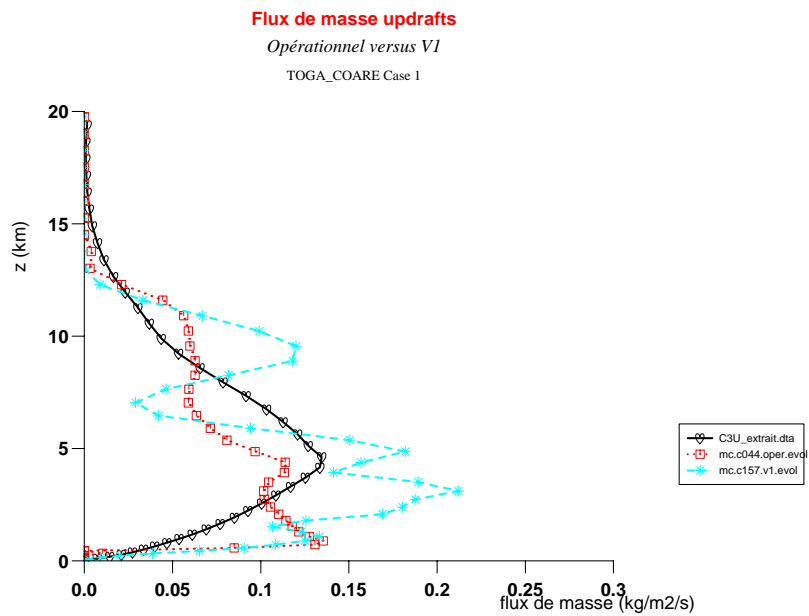


FIG. 5.3 – **Flux de masse prévus sur TOGA-COARE Case 1.** Cœur : CRM de référence (Redelsperger et al., 2000) ; carré : schéma opérationnel ; astérisque : schéma VI. Les flux de masse sont ceux moyens durant la dernière heure de prévision, soit entre 6 et 7 h de prévision.

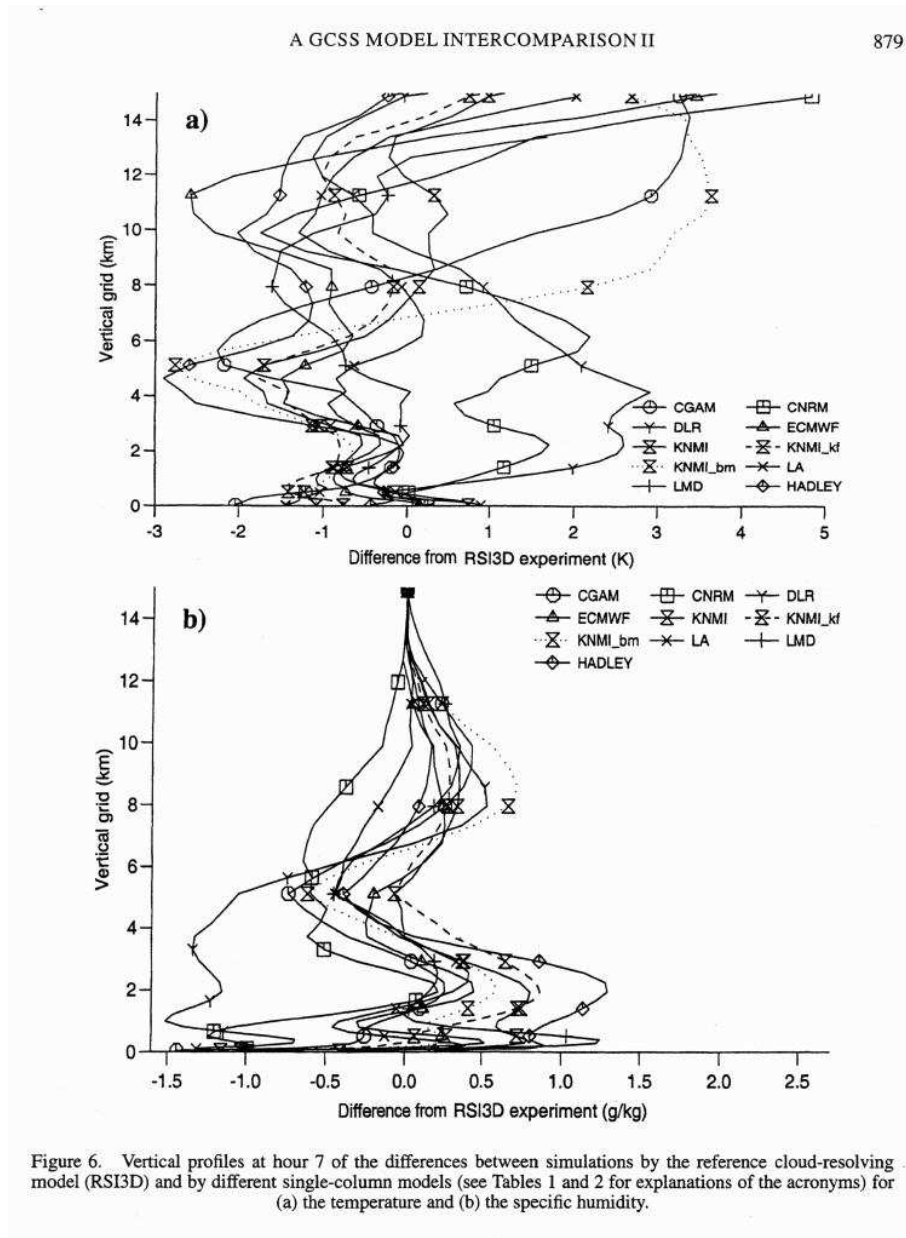


FIG. 5.4 – Reproduction de la figure 6 de (Bechtold et al., 2000).

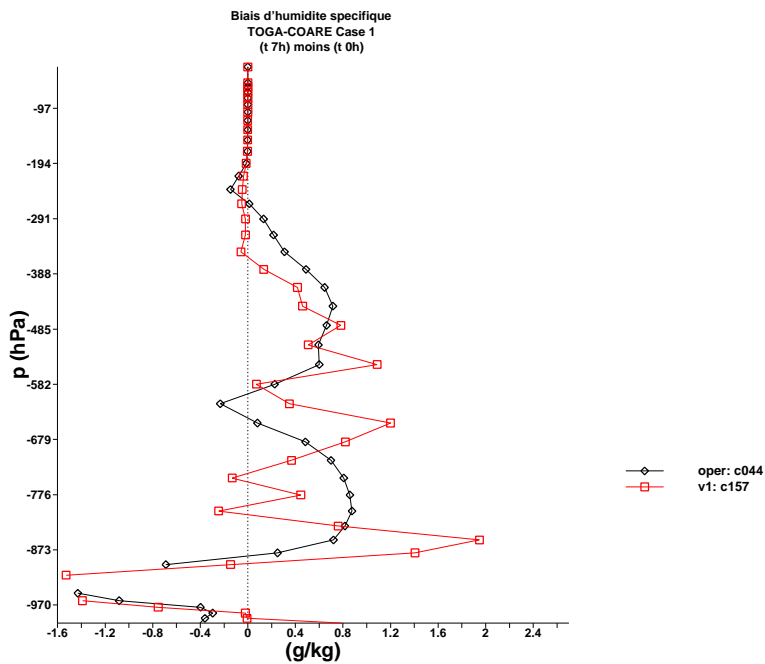
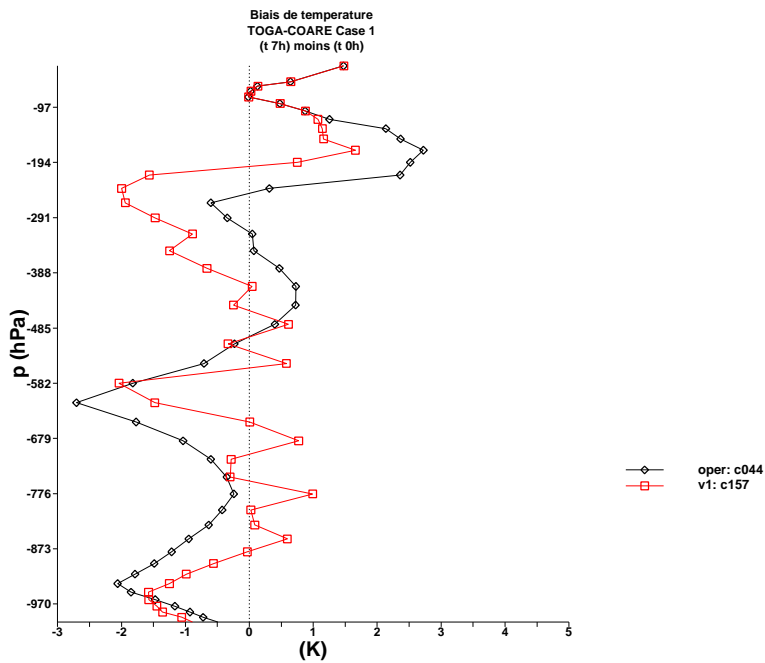


FIG. 5.5 – Biais de température et humidité spécifique prévus sur TOGA-COARE Case 1. En haut la température, en bas l'humidité spécifique. Losange : schéma opérationnel. Carré : schéma VI. Le cas étant quasi-stationnaire, on vise à minimiser l'écart final moins initial.

5.1.2 GATE

La campagne GATE fut menée durant l'été 1974 dans l'Atlantique tropical. Un de ses objectifs centraux était de comprendre les interactions d'échelles entre activité convective et systèmes météorologiques de grande échelle.

Le jeu de données 1D utilisé ici est celui que Philippe Bougeault avait obtenu d'Esbensen et Chu, alors qu'il préparait son article (Bougeault, 1985). Ces données ont été publiées : (Esbensen et al., 1982). Le forçage dynamique en température et humidité est ici par advection totale : on part d'un profil initial, celui du 30 août 1974 à 00UTC, puis effectuée 20 jours de prévision avec pour seul forçage sur température et humidité leur advection totale. Ce forçage est qualifié de pronostique par advection totale, et a été choisi suite à une étude menée en 1998² : elle avait en effet montré que ce forçage était bien plus exigeant et discriminant pour les paramétrisations que celui de forçage par la vitesse verticale.

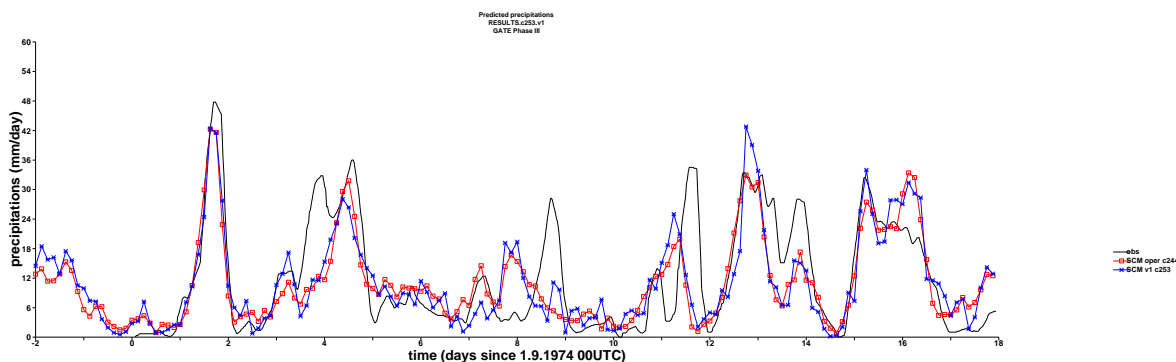


FIG. 5.6 – Précipitations prévues sur le cas GATE par ARPEGE. Carré : prévision 1D avec schéma opérationnel. Croix : prévision 1D avec schéma V1. Courbe continue sans marqueur : observations radar d'Hudlow et Patterson, tirées de l'article (Xu and Randall, 1996a).

Les précipitations prévues avec le schéma opérationnel et V1 ont été portées en figure (5.6 p. 168). Afin de replacer ces résultats dans l'histoire des prévisions de ce cas GATE Phase III on a reproduit en figures (5.7 p. 169) et (5.8 p. 170) les prévisions obtenues respectivement par (Bougeault, 1985) avec son modèle 1D, puis (Xu and Randall, 1996a) avec leur CRM. A comparer ces différentes figures on peut faire les remarques suivantes :

1. La séquence de précipitations prévue par le schéma opérationnel actuel se laisse bien comparer à celle obtenue il y a 20 ans par (Bougeault, 1985) : l'épisode pluvieux du 2 septembre est bien prévu, celui du 4/5 septembre est prévu en retard de phase, le pic du 9 septembre est manqué, l'épisode pluvieux du 13/14 septembre est bien prévu dans sa chronologie mais sous-estimé en intensité dans sa deuxième phase, etc... Il est a priori étonnant qu'on observe tant de similarités entre les versions de ces schémas 1D, celle opérationnelle ayant quand même sensiblement évolué depuis 1985. En sus le mode de forçage n'est pas le même : (Bougeault, 1985) utilisait un forçage semi-pronostique à un pas de temps, alors qu'on utilise ici du pronostique pur sur les 20 jours de simulation.
2. De même on n'observe pas sur la figure (5.6 p. 168) de différence vraiment importante entre le schéma opérationnel et V1. La proximité est ici encore plus étonnante : le schéma V1 est

²Deux ans avant le début de la thèse, étude présentée aux Ateliers de Modélisation de l'Atmosphère à Toulouse en décembre 1998.

basé sur des équations à grande échelle différentes, un entraînement et une microphysique différents, et même une fermeture différente, en CAPE!... Certes, comme on l'a montré en page 151, les équations du schéma V1 sont une extension continue de celles de (Bougeault, 1985) ayant la même limite en air humide, et l'air est ici humide. Mais la fermeture est bel et bien différente ; **le fait qu'un schéma en CAPE donne des résultats aussi proches de ceux obtenus par un schéma en convergence sur le cas GATE Phase III est un résultat significatif, à mettre au crédit de ces fermetures en CAPE.** En effet il est attendu qu'un cas comme GATE Phase III, caractérisé par des forçages dynamiques significatifs, soit plutôt le domaine de prédilection des schémas en convergence.

3. Si on se porte maintenant vers la séquence de précipitation prévue par le CRM de (Xu and Randall, 1996a), on remarque une **meilleure cohérence des prévisions de CRM avec ces mêmes observations de Hudlow et Patterson.** Il est bien sûr attendu qu'un CRM 2D prévoie mieux la convection qu'une paramétrisation 1D. Mais ceci nous amène deux éléments d'information :

- (a) Etudier les données de CRM sur ce cas GATE a quelque chose à nous apprendre pour développer des paramétrisations convectives, et comprendre la convection : la prévision du CRM est en effet bien meilleure que celle des paramétrisations.
- (b) Un point tout à fait significatif est que (Xu and Randall, 1996a) montrent dans leur article que leur CRM 2D reproduit bien la **corrélation négative** entre intensité de la convection et CAPE. Cela montre qu'il y a encore du chemin à faire par les paramétrisations!... En effet le schéma opérationnel utilise la CAPE, puisque malgré sa fermeture en convergence c'est bien une grandeur voisine de la CAPE qui détermine la possibilité de flux de masse positifs. Le schéma V1 a lui une fermeture en CAPE, à coefficient α constant. La corrélation de son activité avec la CAPE est donc forcément positive. Ceci nous fournit un deuxième argument, après celui cité en partie (4.1 p. 156), pour dire que la constance du coefficient α intervenant dans la fermeture en CAPE est une hypothèse qui devra être relâchée. Et que la paramétrisation de ce coefficient aura quelque chose à apprendre des résultats de simulations de CRM sur ce cas GATE.

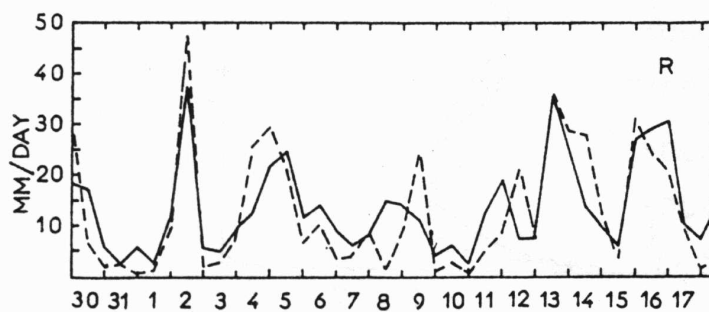


FIG. 4. Rainfall rates during Phase III of GATE. Dashed line: Radar observations of Hudlow and Patterson (1979); solid line: predicted by the convection scheme.

FIG. 5.7 – Précipitations prévues sur le cas GATE, issues de (Bougeault, 1985).

Biais de température et d'humidité relative. On présente en figures (5.9 p. 172) et (5.10 p. 173) les biais de température et d'humidité relative de la prévision à 20 jours. Autant on n'avait pas mis

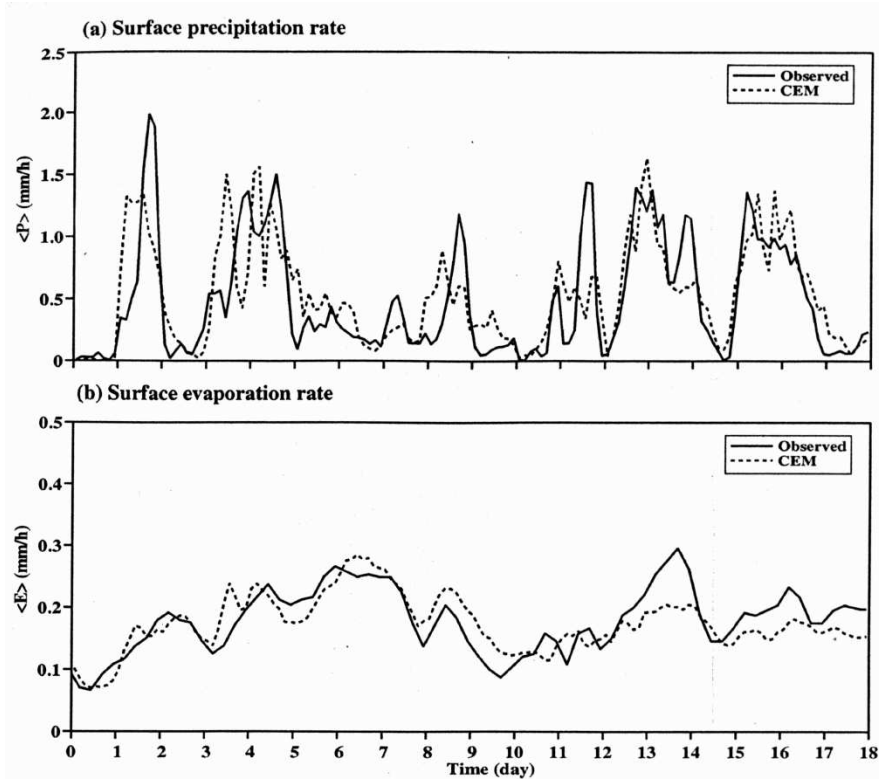


FIG. 12. Time sequence of domain-averaged (a) surface precipitation rate and (b) surface evaporation rate for simulation G and observations.

FIG. 5.8 – Précipitations prévues sur le cas GATE, issues de (Xu and Randall, 1996a). CEM veut dire ici "Cloud Ensemble Model".

en évidence de différence notable au niveau des précipitations, autant en termes de profils verticaux prévus la différence est notable. Les biais sont plus faibles avec le schéma V1, en température et humidité. On les présente également sous forme de profils moyens sur les 20 jours de prévision en figure (5.11 p. 174). La vapeur d'eau amenée en altitude par le schéma V1 est plus importante, y réduisant du coup les biais secs et froids observés avec le schéma opérationnel.

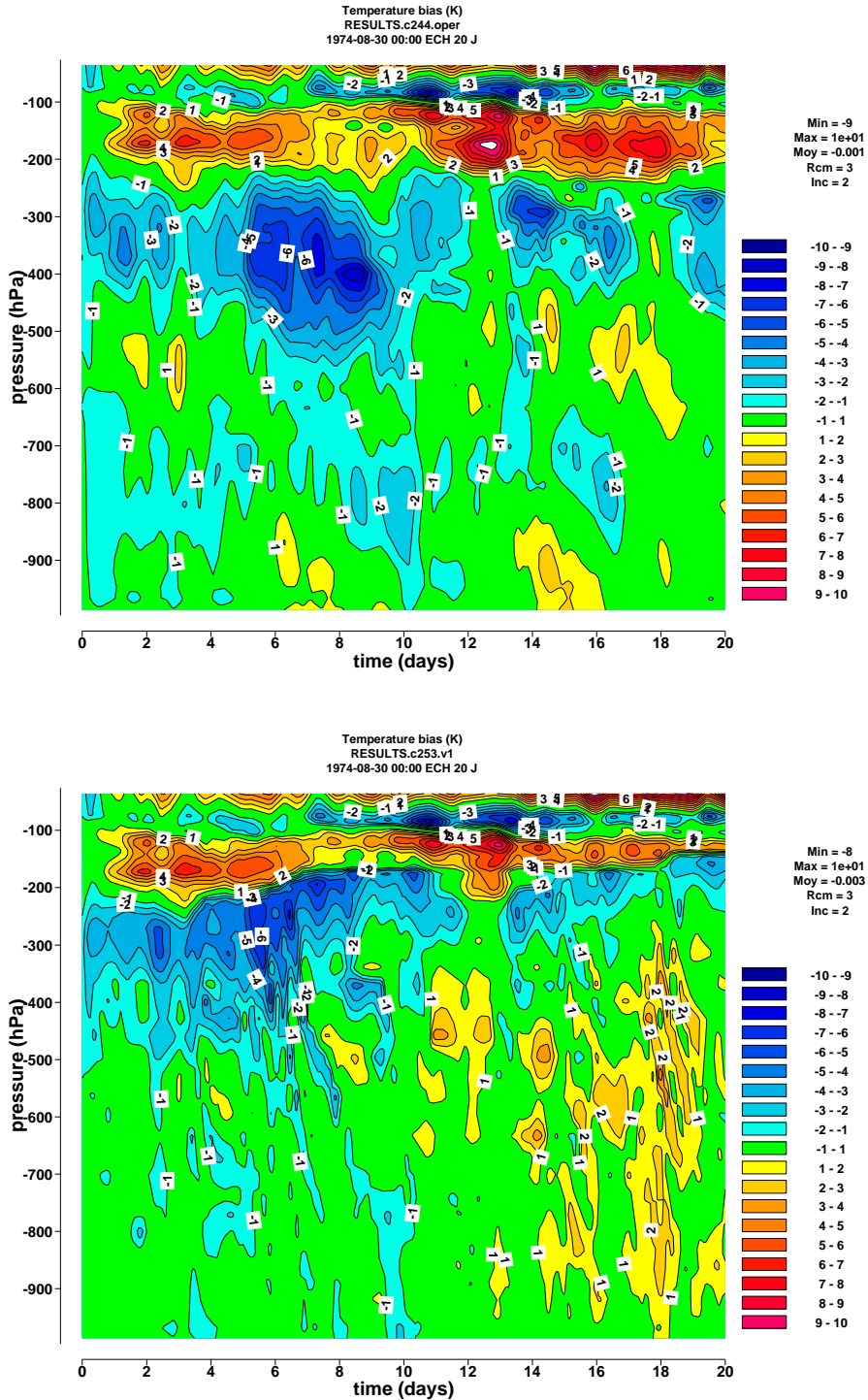


FIG. 5.9 – **Température prévue sur GATE.** En haut schéma opérationnel, en bas schéma V1. On trace l'écart entre l'instant courant prévu et l'analyse vérificatrice d'Esbenzen et Chu. Les données initiales et servant au forçage ne sont pas fiables en haute altitude. Il convient de regarder ces graphiques plutôt en dessous de 250 hPa.

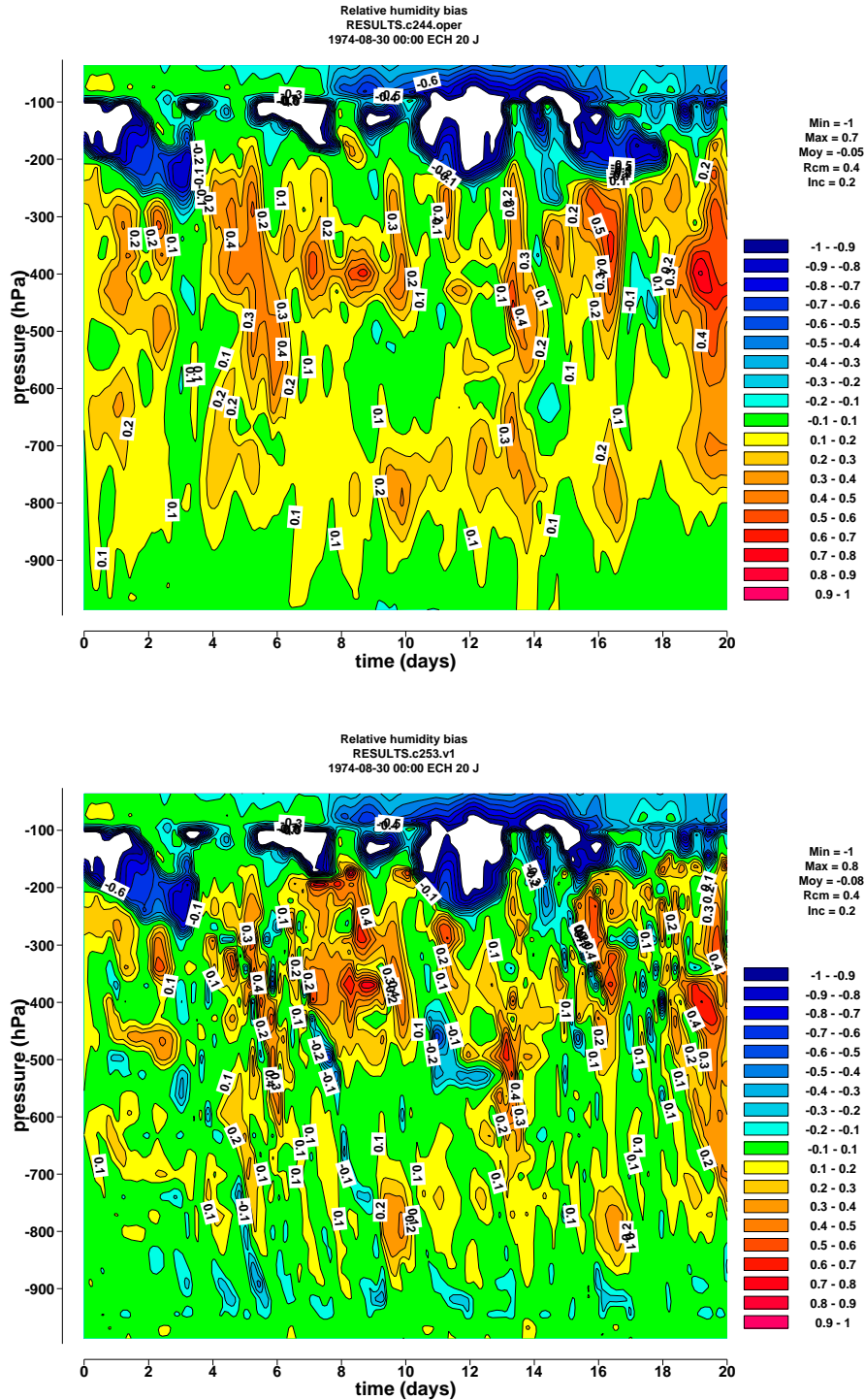


FIG. 5.10 – **Humidité relative prévue sur GATE.** En haut schéma opérationnel, en bas schéma VI. On trace l'écart entre l'instant courant prévu et l'analyse vérificatrice d'Esbensen et Chu. Les données initiales et servant au forçage ne sont pas fiables en haute altitude. Il convient de regarder ces graphiques plutôt en dessous de 250 hPa.

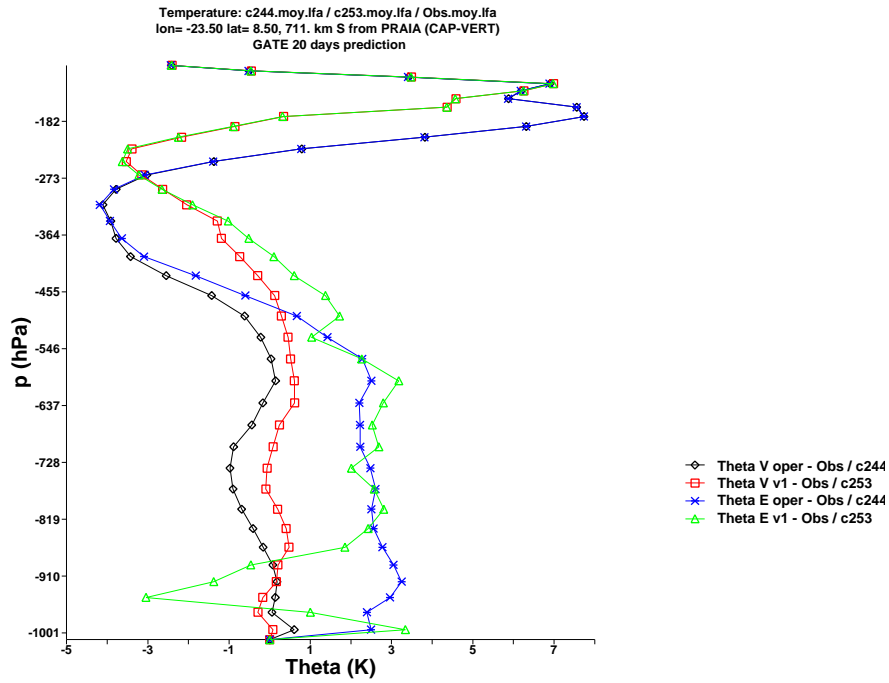


FIG. 5.11 – **Biais moyens de θ_V et θ_E prévus sur GATE.** On présente la différence entre les profils prévus et observés de θ_V et θ_E , en moyenne sur 20 jours de la phase III de GATE, pour le modèle 1D à schéma opérationnel, et le modèle 1D à schéma V1. Au dessus de 500 hPa, le biais froid et sec est moins important avec le schéma V1. En dessous de 800 hPa le biais humide est moins fort avec le schéma V1.

5.1.3 EUROCS stratocumulus

Nous nous intéressons maintenant au cas de cycle diurne des stratocumulus marins, celui que nous avons étudié en partie (2.2 p. 62).

On fait tourner le schéma V1 et le compare avec les mêmes critères que ceux de cette partie (2.2 p. 62) : la figure (5.12 p. 175) montre les précipitations prévues par la physique avec le schéma V1. Hormis durant une phase de spin-up le schéma convectif sous-maille ne déclenche plus, ce qui est un plus significatif par rapport à l'opérationnel, qui déclenchait des averses sous inversion, comme indiqué en page 73. Du coup le bilan de température présenté en figure (5.13 p. 176) se trouve être voisin de celui obtenu avec la physique opérationnelle à schéma de convection désactivé, déjà présenté en figure (2.15 p. 75). Le schéma V1 laisse donc les stratocumulus, nuages à instabilité absolue –et non conditionnelle– et fractions actives larges être gérés par le formalisme turbulent. L'inactivité –souhaitée– de V1 est ici due au fait que la CAPE est quasi-nulle.

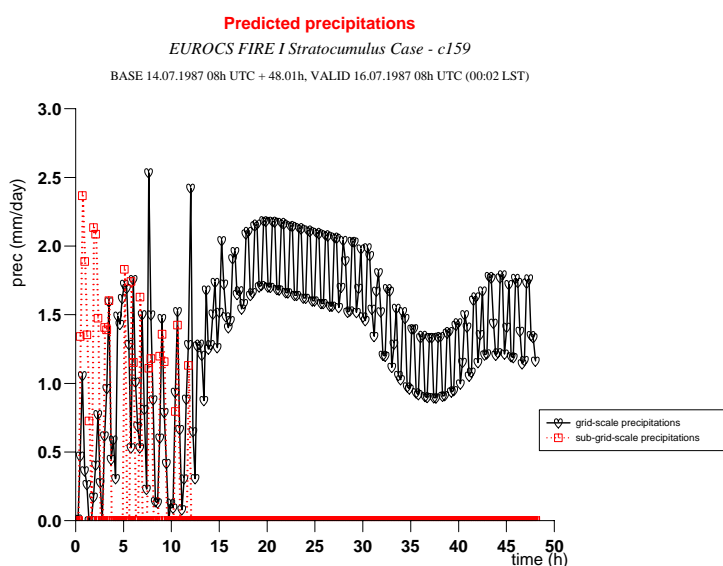


FIG. 5.12 – Précipitations prévues par ARPEGE V1 sur le cas EUROCS SC.

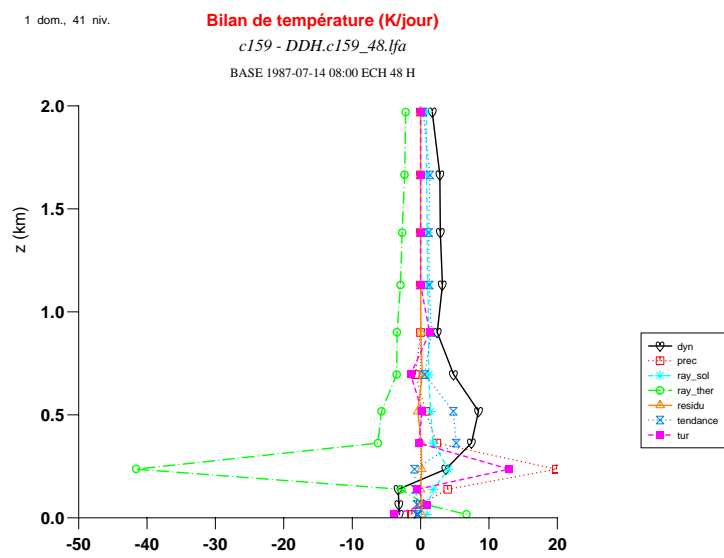


FIG. 5.13 – Bilan de température prévu par ARPEGE V1 sur le cas EUROCS SC.

5.1.4 EUROCS cycle diurne de la convection précipitante

Nous nous intéressons maintenant au cas de cycle diurne de la convection précipitante, celui que nous avons étudié en partie (2.4 p. 89).

Bilan de vapeur d'eau. On fait tourner le schéma V1 et le compare avec les mêmes critères que ceux de la partie (2.4 p. 89). Le bilan de vapeur d'eau sur les 24 h de prévision est présenté en figure (5.14 p. 178). En comparant cette figure avec celle (2.37 p. 98) équivalente pour ARPEGE opérationnel on voit le chemin parcouru : les flux de transport sont maintenant bien plus importants. On peut dire que l'intensité est maintenant correcte, ainsi que le ratio entre termes de transport et termes microphysiques ; une marge de progression existe encore sur le profil des flux lui-même.

Flux de masse et précipitations. La figure (5.15 p. 179) montre les précipitations prévues par ARPEGE V1, à comparer à celle pour ARPEGE opérationnel (2.33 p. 94). Les flux de masse sont maintenant bien plus significatifs. Des problèmes demeurent cependant : (i) la paramétrisation agit de façon intermittente. (ii) Les précipitations en surface sont un peu trop faibles : elles sont le bilan net de termes assez forts et se compensant en grande partie, le transport et la microphysique. Ce résultat net est ici un peu trop faible. Un réglage sera donc à refaire pour atteindre le bon taux de précipitation en surface, lorsqu'on aura implémenté les entraînements.

Profils de Q1 et Q2 : ils sont tracés aux figures (5.16 p. 180) et (5.17 p. 181), à comparer respectivement aux mêmes tracés de la version opérationnelle : (2.35 p. 96) et (2.36 p. 97). Ceci confirme ce qu'on a dit précédemment : (i) la paramétrisation est trop intermittente, et (ii) les Q1 et surtout Q2 sont maintenant bien plus significatifs et comparables à ceux du CRM : l'effet dominant de la convection, dans la paramétrisation comme dans le CRM, est bien d'humidifier les couches moyennes aux dépens des couches basses.

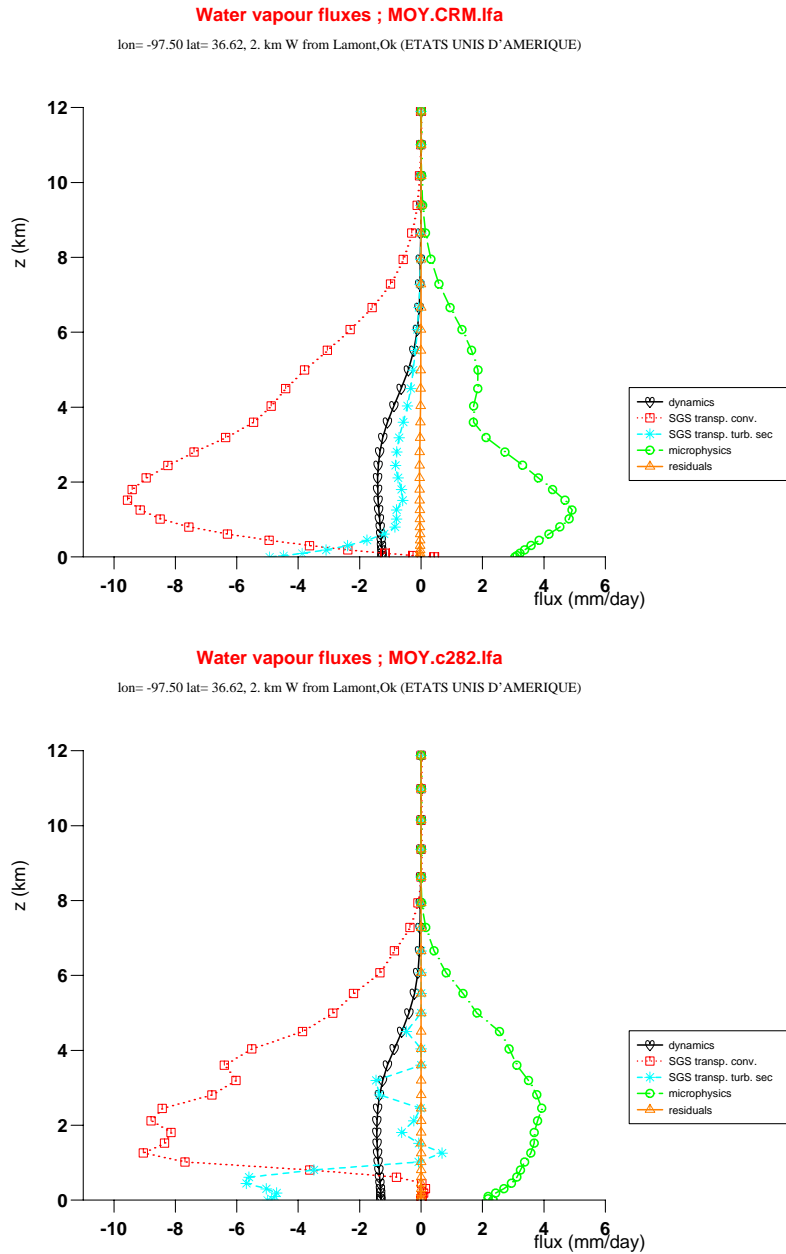


FIG. 5.14 – Flux moyens d’humidité prévus en 24 h sur le cas EUROCS CVP. En haut CRM de référence, en bas ARPEGE VI. On porte sur ce graphique des flux de vapeur d’eau comptés positivement vers le bas. Les tendances ont été converties en flux pour pouvoir être présentées sur ce même graphique. Cœur : forçage dynamique. Carré : transport convectif résolu dans le cas du CRM (en haut), paramétrisé (en bas). Astérisque : turbulence. Cercle : processus microphysiques : condensation, évaporation des nuages et des précipitations. Triangle : résidu : différence entre la tendance totale et les termes détaillés ci-dessus. Cette figure est à comparer à celle (2.37 p. 98) obtenue avec ARPEGE opérationnel.

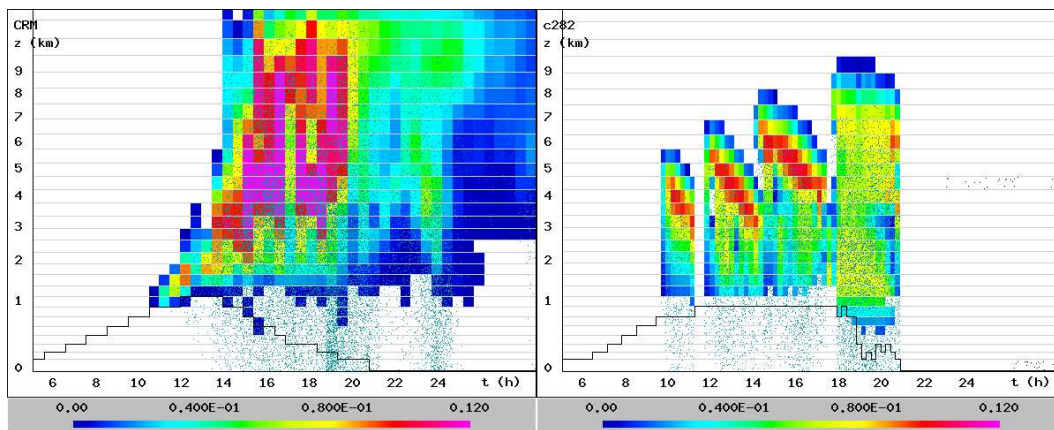


FIG. 5.15 – Image composite flux de masse - précipitations prévue par ARPEGE V1 sur le cas EUROCS CVP. En X : heure solaire locale. Contourage coloré : flux de masse convectif ascendant, en $\text{kg}/\text{m}^2/\text{s}$. Points bleus : leur densité est proportionnelle au flux de précipitation. Ligne brisée noire : sommet de la CLA. A gauche : CRM MÉSO-NH, servant ici de référence. A droite prévision ARPEGE.

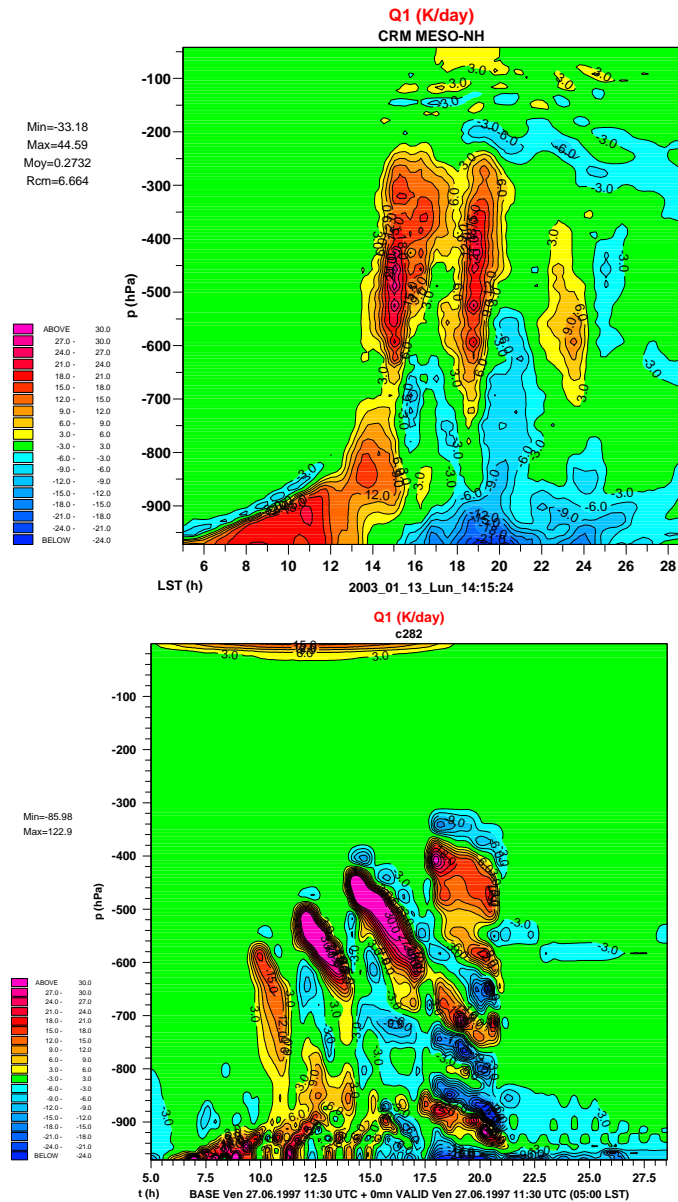


FIG. 5.16 – Evolution de Q1, prévue par ARPEGE V1 et le CRM MÉSO-NH sur le cas EU-ROCS CVP. En haut le CRM, en bas ARPEGE.

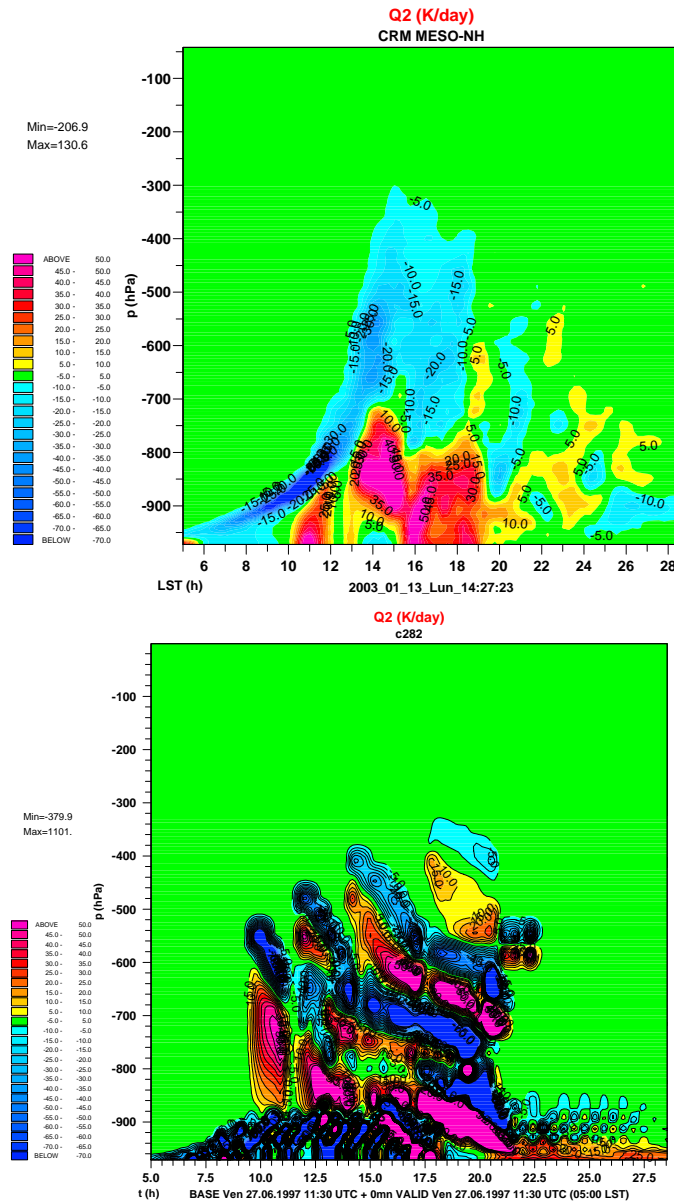


FIG. 5.17 – Evolution de Q2, prévue par ARPEGE V1 et le CRM MÉSO-NH sur le cas EU-ROCS CVP. En haut le CRM, en bas ARPEGE.

5.1.5 EUROCS sensibilité à l'humidité

Pour cette partie on pourra se reporter aux références CRM, opérationnelle ou opérationnelle à fermeture en CAPE aux pages 80 à 88.

Précipitations : la figure (5.18 p. 182) montre que la sensibilité des précipitations de surface prévue par le schéma V1 est bonne.

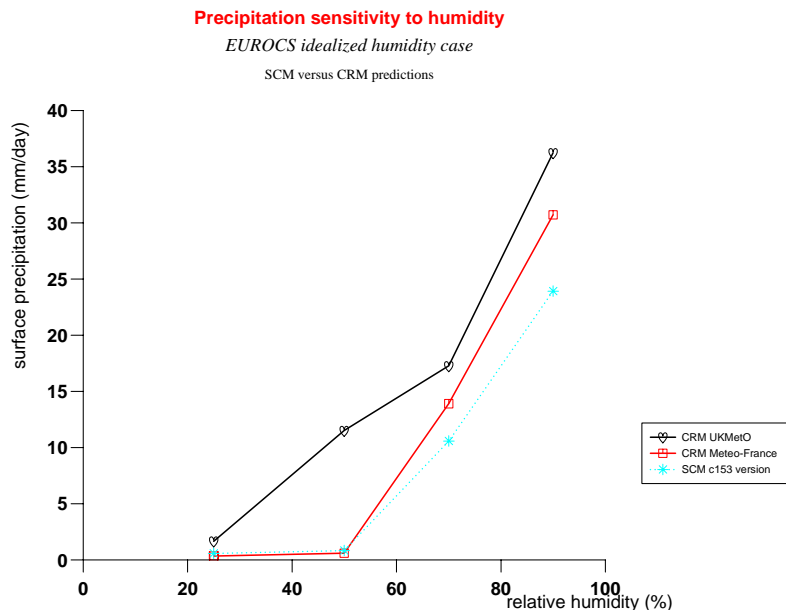


FIG. 5.18 – Précipitations prévues par le schéma V1 sur le cas EUROCS QV. Cœur : CRM de référence Met-Office. Carré : CRM de référence Météo-France. Astérisque : paramétrisation.

Les flux de masse (5.19 p. 183) montrent une bonne sensibilité à l'humidité et une bonne intensité ; leurs profils gagneraient cependant à se réduire plus dans leur partie haute : cela correspond au fait qu'on a pour l'instant supposé une fraction active uniforme sur la verticale.

En termes de Q1 et Q2, présentés aux figures (5.20 p. 184) et (5.21 p. 184) on a là aussi une bonne sensibilité et valeur absolue.

Il faut souligner que le schéma V1 **présente en termes de Q2 un point positif qu'aucune des paramétrisations de l'intercomparaison n'avait réussi** : regardons dans un premier temps les Q2 prévus par les CRM, présentés dans l'article (Derbyshire et al., 2004) ou en figure (2.23 p. 82). Le point qualitatif important est que c'est seulement dans le cas le plus humide, celui à 90% d'humidité relative, que la convection assèche (Q2 positifs) les couches moyennes. Dans tous les autres cas la convection est soit neutre soit humidifiante. Ce message est cohérent dans les 2 CRM.

Or les paramétrisations avaient le comportement inverse : assèchement sauf dans le cas le plus sec, à 25%. La seule paramétrisation ayant le bon comportement est celle du Met-Office mais avec une intensité trop forte. Le schéma V1 permet maintenant d'obtenir la bonne sensibilité, avec en sus ce comportement différentiel sur le signe de Q2. Des tests additionnels indiquent que ce point positif est robuste aux changements –réalistes !– de paramètres réglables. Même si on ne peut le

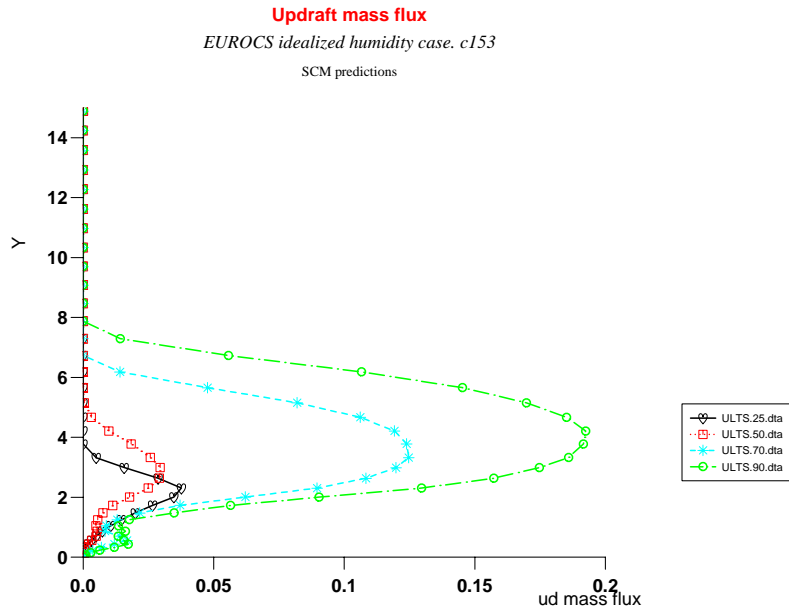


FIG. 5.19 – Flux de masse prévus par le schéma V1 sur le cas EUROCS QV. En X : flux de masse en $\text{kg/m}^2/\text{s}$. En Y : altitude en km.

prouver à la lueur du seul présent test, on est tenté d'attribuer ce résultat au **verrouillage entre condensation, évaporation, autoconversion et transport établi de facto par la combinaison des équations MT-CCF (3.11 p. 154) et de la microphysique à gestion de réservoir d'eau condensée** : les équations MT-CCF verrouillent entre eux les termes microphysiques et de transport autour du même flux de masse, tandis que la microphysique proposée verrouille entre eux les termes de condensation, évaporation nuageuse et autoconversion autour d'un même réservoir d'eau condensée. Ces deux verrouillages présents dès les équations de départ réduisent les degrés de liberté et garantissent la cohérence de ces termes entre eux, d'où probablement de meilleurs profils de Q2 sur une plage d'humidité allant de 25 à 90%.

Un autre aspect positif est que les valeurs de Q1 négatives près du sommet dans le cas le plus profond (90%) sont apparues. Ceci vient bien sûr du schéma de vitesse verticale diagnostique, permettant de pénétrer au delà du niveau de neutralité.

Enfin l'extension verticale des nuages est nettement plus sensible à l'humidité : ceci est visible par exemple sur la figure de Q1 (5.20 p. 184), à comparer à la référence CRM en figure (2.22 p. 81) ou aux résultats du schéma opérationnel en configuration CAPE, en figure (2.27 p. 86).

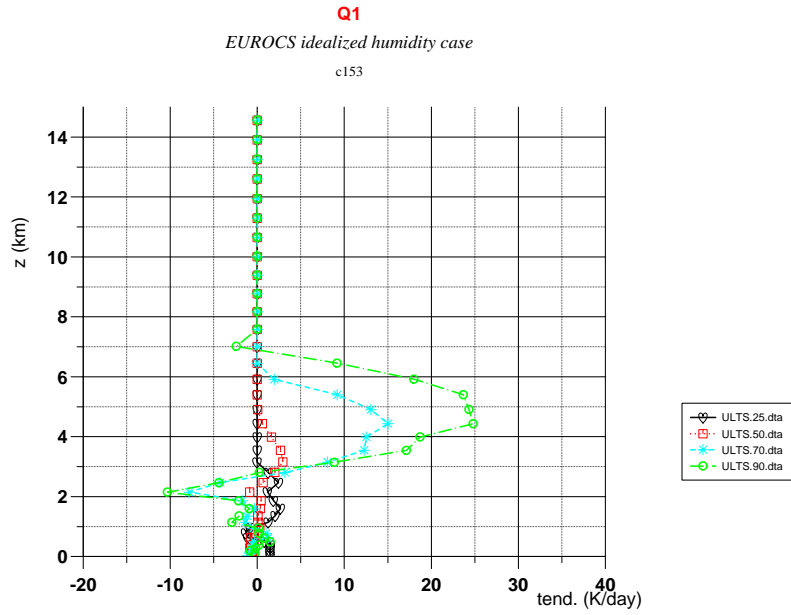


FIG. 5.20 – Q1 prévus par le schéma V1 sur le cas EUROCS QV.

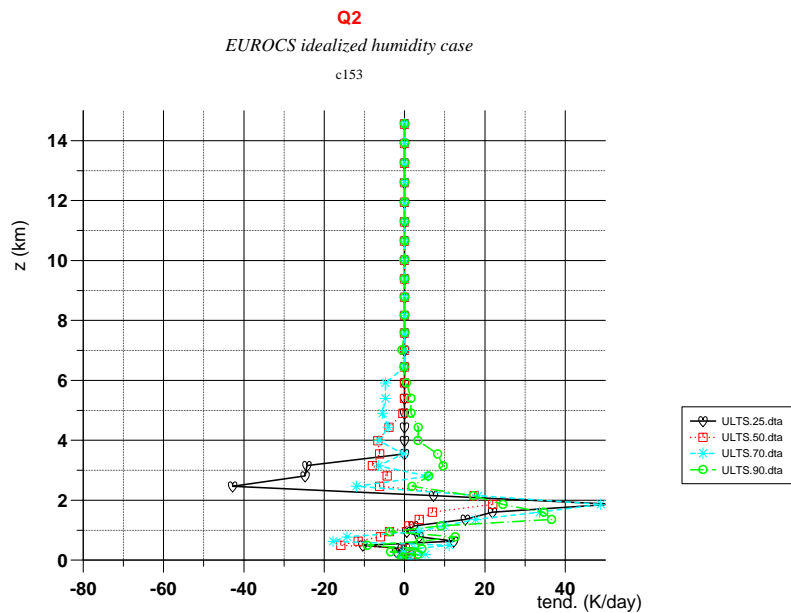


FIG. 5.21 – Q2 prévus par le schéma V1 sur le cas EUROCS QV.

5.1.6 Synthèse

La version du schéma que nous avons testée ici, appelée V1, comporte encore une fraction active uniforme ($\sigma = 1$) et un entraînement seule fonction de la verticale-pression. Sa fermeture est en "CAPE pure". Elle comporte par contre l'ensemble des équations à échelle résolue (3.11 p. 154), et la microphysique à phase condensée, liquide et glace.

On rappelle que les 5 cas 1D testés ici ont tourné avec la même version V1 du schéma et exactement les mêmes réglages.

Comparant cette version avec le schéma opérationnel on peut dire que les résultats sont équivalents sur TOGA-COARE, meilleurs sur GATE et sur les 3 cas EUROCS. Ce schéma réussit donc ce que réussit le schéma opérationnel, en passant en sus les 2 cas "à faible convergence" EUROCS QV et EUROCS CVP. Il est donc plus général.

Ceci montre la pertinence d'un schéma directement écrit en équations de microphysique et transport, dès l'instant où la microphysique fournit des sources/puits de vapeur d'eau réalistes.

Par rapport à cette version V1 il y a encore de la marge de développement dans de nombreuses directions : fraction active, entraînement, ajout des downdrafts, usage de variables pronostiques pour la vitesse verticale, les humidités condensées nuageuses et précipitantes, autoconversion à traiter mieux que comme un simple dépassement de seuil, abandon de l'hypothèse de négligeabilité de la surface occupée par les ascendances, etc... L'interaction entre précipitations résolues et sous-maille devra être étudiée sur des cas plus humides et instables encore que ceux d'EUROCS, afin de cerner comment la nouvelle fermeture proposée réagit au voisinage des situations convectives humides résolues.

5.2 Exemples de bilans de vapeur d'eau : termes de microphysique - transport

Afin de voir en action le fonctionnement interne du schéma, on présente quelques figures de son bilan interne de vapeur d'eau : les 4 termes de tendance de vapeur d'eau de l'équation (3.4 p. 149) y sont présentés :

1. Condensation convective flottable.
2. Transport.
3. Evaporation des condensats nuageux.
4. Evaporation des condensats précipitants.
5. On a ajouté sur le graphique la somme de ces 4 termes, *i.e.* la tendance convective totale.
6. On y a enfin porté pour diagnostic seulement le terme d'autoconversion. Celui-ci ne joue pas bien sûr en tant que tel dans le bilan de vapeur d'eau, puisqu'il convertit de l'eau condensée en précipitations. Il a été porté pour être à même de contrôler par exemple la cohérence en intensité et extension spatio-temporelle entre condensation, autoconversion et précipitation par exemple.

On présente ainsi 3 figures, chacune pour un cas 1D différent, chacune contenant ces 6 vignettes. Toutes les vignettes sont tracées avec les mêmes isolignes et palettes de couleur, permettant ainsi

de les comparer entre elles, et d'un cas à l'autre. Les 3 prévisions présentées sont celles V1 de la section précédente.

- Cas EUROCS QV à 25% : figure (5.22 p. 187).
- Cas EUROCS QV à 90% : figure (5.23 p. 188).
- Cas TOGA COARE Case 1 : figure (5.24 p. 189).

En regardant ces différentes vignettes on peut faire un certain nombre de commentaires :

1. Les 4 termes du bilan de vapeur d'eau sont toujours cohérents entre eux, sur chaque verticale : cela vient pour l'essentiel de la gestion explicite de l'eau liquide par le schéma microphysique, qui verrouille de facto l'entrée des uns à la sortie des autres : l'entrée de l'évaporation est la pluie, qui est la sortie de l'autoconversion. L'entrée de l'autoconversion est elle-même fonction directe de l'eau condensée, cette dernière étant calculée explicitement comme sortie du schéma de condensation. Tout cela peut sembler évident ; ce n'est pourtant pas si répandu dans le monde de la paramétrisation convective.
2. Le terme de transport exhibe parfois du bruit, temporel ou vertical –feuilleter–. Le transport est en effet actuellement totalement explicite. Une implication sera sûrement à envisager comme perspective.
3. De nombreux effets qualitatifs sont perceptibles, cohérents avec la phénoménologie connue de ces cas : (i) sur le cas EUROCS QV à 25%, qui est quasi-non précipitant dans les CRM, l'autoconversion est ici quasi-nulle, de même bien sûr que l'évaporation absolue des précipitations, puisque celles-ci sont faibles. Le bilan condensation - évaporation est quasi-nul, conduisant à la dominance du transport dans le total. On est bien quasiment sur un mode convection non-précipitante. (ii) sur le cas EUROCS QV à 90%, on fait essentiellement les commentaires contraires : en altitude par exemple le transport est bien moins actif que condensation ou autoconversion. De même comme l'air environnant est humide l'évaporation nuageuse est faible. Dominance donc d'un mode condensation - autoconversion. (iii) Le cas TOGA-COARE, à air très humide, est voisin en termes de comportement du cas EUROCS QV à 90%.
4. Il serait possible de sortir exactement les mêmes vignettes pour des CRM ou LES, pour faire jouer la synergie de validation décrite en page 152. C'est une perspective du présent travail de thèse.

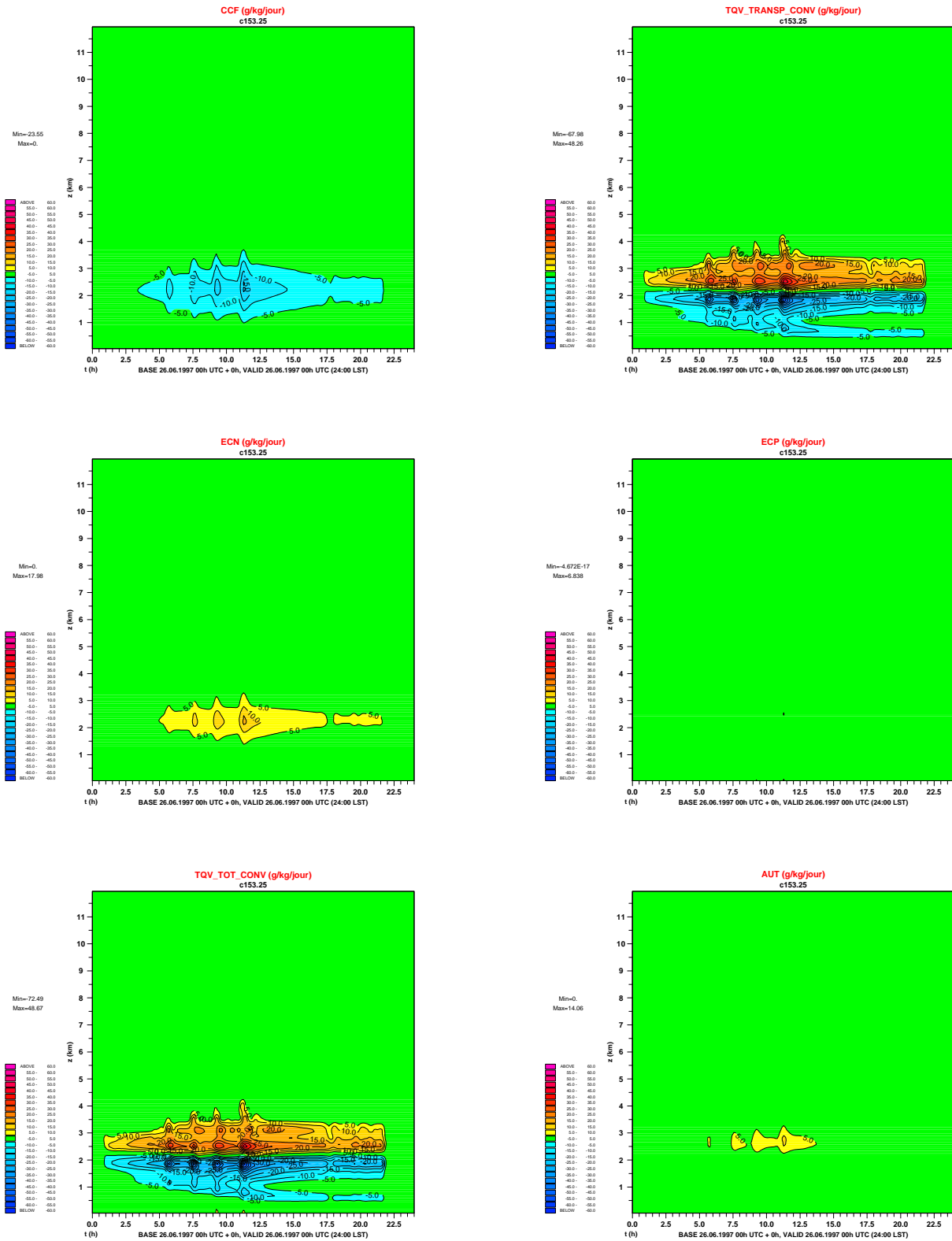


FIG. 5.22 – Bilan de q_v en termes microphysiques - transport. Schéma V1, cas EUROCS QV à 25% d'humidité relative. 4 vignettes du haut : partition de la tendance convective totale de q_v en ses sous-termes : CCF opposé de la condensation convective flottable, TQV_TRANSP_CONV transport, ECN évaporation des condensats nuageux, ECP évaporation des condensats précipitants. 2 vignettes du bas : à gauche la somme des 4 termes ci-dessus, à droite le terme d'auto-conversion ; ce dernier terme est "hors bilan" de vapeur d'eau, mais présenté ici pour contrôle de cohérence de l'ensemble.

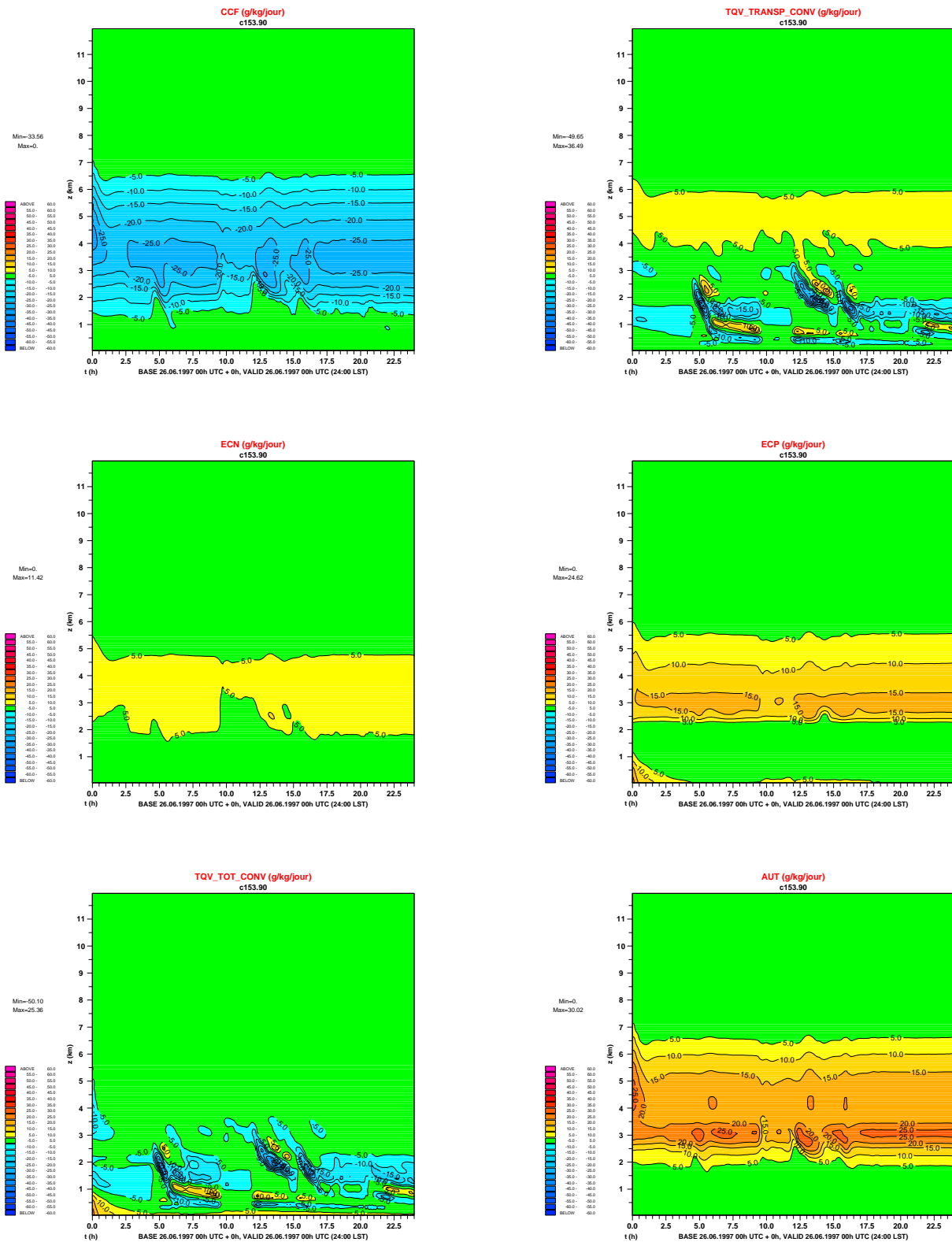


FIG. 5.23 – Bilan de q_v en termes microphysiques - transport. Schéma V1, cas EUROCS QV à 90% d'humidité relative. Légende *idem* à la figure (5.22 p. 187).

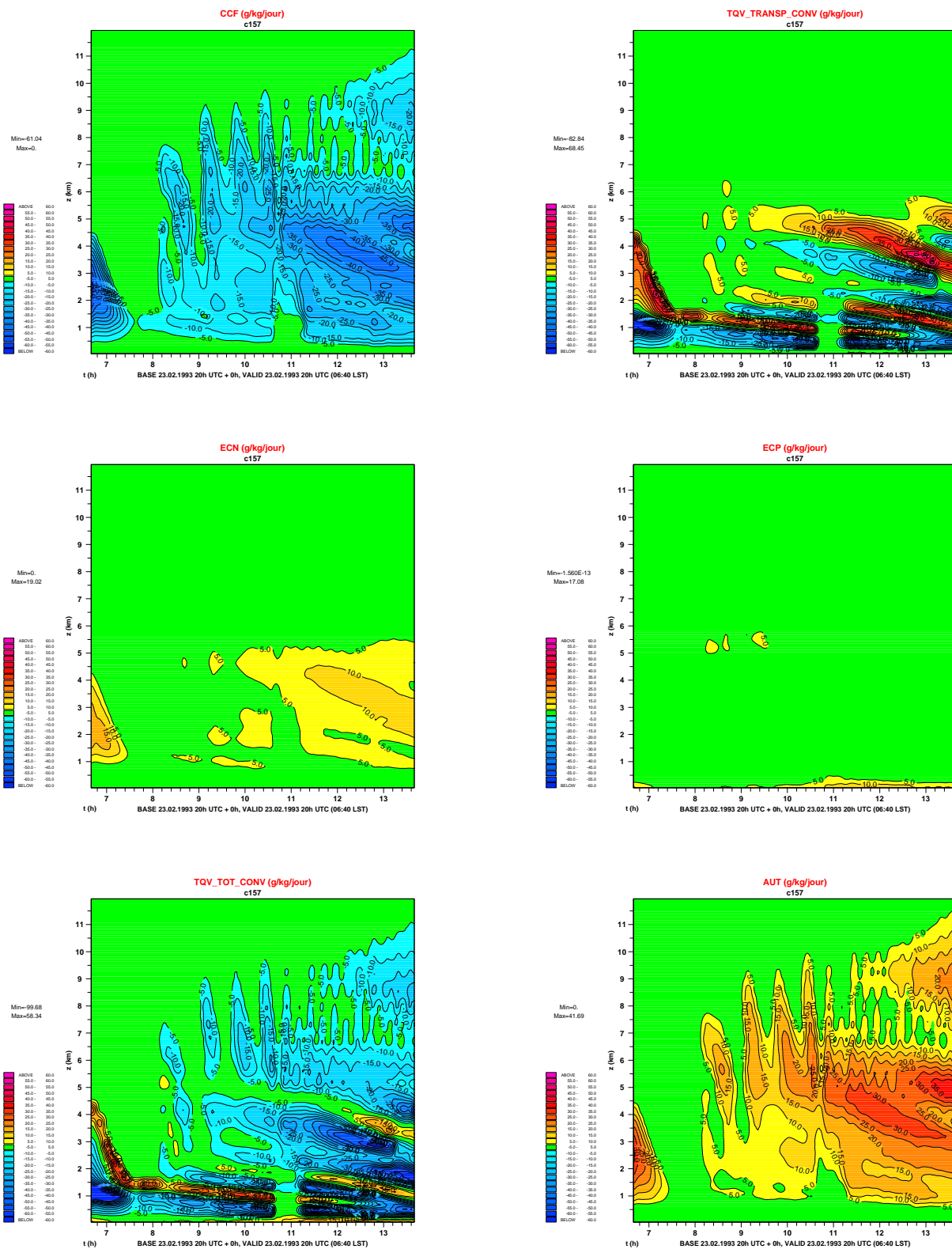


FIG. 5.24 – Bilan de q_v en termes microphysiques - transport. Schéma V1, cas TOGA-COARE Case 1. Légende *idem* à la figure (5.22 p. 187).

5.3 Impact de la fermeture mixte CAPE - humidité disponible

On a vu que le schéma peut fonctionner avec une fermeture en CAPE, en humidité disponible, ou avec la combinaison maximaliste des deux. Ces fermetures ont été présentées aux pages 157 à 157. On présente ici l'impact de ces 3 modes sur un cas présentant des forçages dynamiques d'humidité significatifs : celui 1D de GATE.

Le forçage utilisé ici est le même que décrit en page 168. On va dans cette section montrer l'impact qualitatif des différentes fermetures. La figure (5.25 p. 190) présente les précipitations prévues par 3 schémas de convection, en regard du forçage d'humidité. Le forçage d'humidité tracé sur cette figure est égal au forçage dynamique (*i.e.* l'advection totale de q_v) plus la tendance de q_v due à la turbulence. On voit que le schéma opérationnel, qui utilise une fermeture en humidité disponible, prévoit des précipitations très en phase avec ce forçage. C'est normal.

Le schéma V1 à fermeture en CAPE prévoit des précipitations assez coincidentes avec celles du schéma opérationnel lorsque que le forçage est fort. La fermeture en CAPE se comporte donc de façon assez proche de celle en humidité disponible lorsque le forçage est fort. Mais avec la fermeture en CAPE, on déclenche aussi hors de ces passages de fort forçage, comme on peut le voir sur cette figure de courbes de précipitation. Ceci explique que le schéma en CAPE soit globalement plus actif, et du coup qu'il ait les biais de température plus faibles qu'on a vus en section précédente.

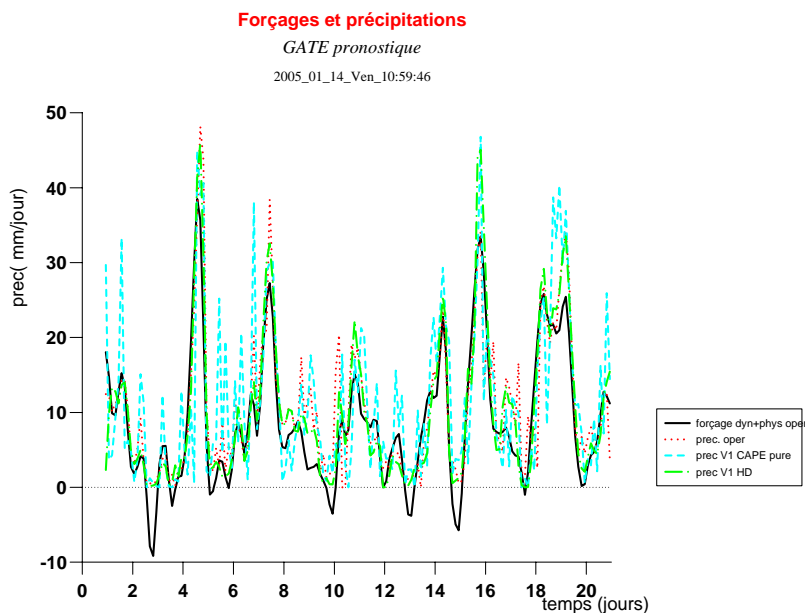


FIG. 5.25 – Précipitations prévues sur le cas GATE pronostique, forçage par advection totale. Noir continu : intégrale verticale du forçage dynamique + turbulent de la prévision avec schéma opérationnel. Rouge pointillé : précipitations prévues par le schéma opérationnel. Cyan tireté : précipitations prévues par le schéma V1 fermeture en CAPE. Vert mixte : précipitations prévues par le schéma V1 fermeture en humidité disponible.

Le schéma V1 + une fermeture en humidité disponible (même figure toujours) voit ses résultats se confondre presque avec ceux du schéma opérationnel. Ceci confirme ce qu'on avait pressenti au

seul vu des équations : les équations en microphysique et transport, lorsqu'utilisées en air humide, avec une fermeture en humidité disponible, et en l'absence de CIN, donnent des résultats proches de (Bougeault, 1985).

Comment se compare maintenant le schéma V1 + une fermeture mixte CAPE - humidité disponible ? C'est ce qu'on montre en figure (5.26 p. 191) versus les fermetures en CAPE seule ou humidité disponible seule. Le schéma à fermeture combinée donne des résultats différents des deux autres. A tout prendre il semble un peu plus proche comportementalement du schéma à humidité disponible seule. L'explication que on pourrait en donner est la suivante : lorsqu'on rencontre un épisode à fort forçage dynamique la valeur de α obtenue par la fermeture en humidité disponible est supérieure à celle constante de 4% utilisée ici par la fermeture en CAPE ; la valeur forte s'impose puisqu'on prend le maximum des deux α . Le schéma convectif stabilise alors plus le profil vertical que ne le ferait le schéma en CAPE seule. Ceci a pour effet de rendre la fermeture en CAPE moins active dans la phase qui suit cet épisode.

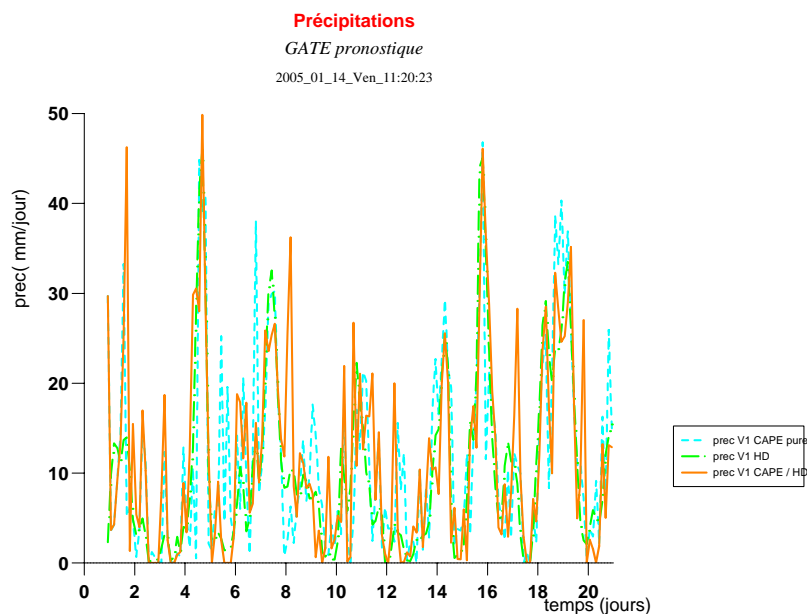


FIG. 5.26 – **Précipitations prévues sur le cas GATE pronostique, forçage par advection totale.** Cyan tiré : précipitations prévues par le schéma V1 fermeture en CAPE. Vert mixte : précipitations prévues par le schéma V1 fermeture en humidité disponible. Orange continu : précipitations prévues par le schéma V1 fermeture mixte CAPE - humidité disponible.

On voit donc que prendre le maximum des deux α ne revient pas à prendre pour activité du schéma le maximum des deux activités qu'aurait ce schéma s'il tournait séparément avec l'une ou l'autre : des compensations interviennent, dont l'effet sera de modifier non tant l'activité moyenne que l'intermittence. Il est difficile d'aller plus loin avec ce seul test 1D ; il serait probablement utile d'imaginer des tests incluant des CRM, dans l'esprit du cas EUROCS QV, mais mettant en œuvre des forçages dynamiques différents pour essayer de conclure sur la pertinence d'une fermeture combinée versus en CAPE seule.

La fermeture en humidité disponible seule a par contre montré ses limitations non sur GATE mais sur les autres cas à faible humidité disponible dynamique.

Au final on peut conclure de cette courte étude sur GATE que

1. les équations en microphysique et transport, lorsqu'utilisées en air humide et avec une fermeture en humidité disponible donnent des résultats proches de (Bougeault, 1985).
2. la fermeture combinée donne sur GATE un comportement plus proche de celui en humidité seule que CAPE seule.
3. la fermeture combinée, en maximisant les α à un instant donné, ne maximise pas les activités au cours d'une intégration complète puisque des compensations interviennent. Elle modifie plutôt l'intermittence.

Chapitre 6

Proposition d'entraînement

6.1 Introduction

A lire un certain nombre d'articles historiques sur les paramétrisations de la convection profonde, pour mieux comprendre l'évolution depuis les années 1970 des concepts qui les sous-tendent, l'impression qui semble ressortir c'est que malgré l'existence claire de familles différentes et apparues successivement, telles (i) les approches "relaxation vers un profil" à la Kuo, puis (ii) approches en flux de masse, puis (iii) la proposition plus récente de Kerry Emanuel de gérer des ascendances plutôt que des nuages, les nouvelles approches semblent buter sur les mêmes problèmes que leurs aînées :

(i) dans les schémas à la Kuo le problème est d'estimer la partition entre précipitation et humidification –le paramètre "b" de Kuo–, cf les articles (Kuo, 1974) ou (Geleyn, 1985). b est un paramètre variant de 0 à 1, valant 0 si toute la vapeur d'eau transportée verticalement va être condensée et précipitée, et valant 1 si elle contribue entièrement à humidifier les couches moyennes ou supérieures de l'atmosphère. Dans la nature on rencontre toutes les situations intermédiaires, la valeur de b dépendant essentiellement du ratio entre transport vertical et horizontal d'humidité aux frontières des nuages, *i.e.* elle est reliée au taux d'entraînement latéral, que le paramètre b de Kuo cherche ici à représenter de façon globale.

(ii) dans les schémas en flux de masse, cette partition est traitée dans un cadre assez clair via le profil de flux de masse. Mais ce dernier dépend complètement de l'entraînement latéral, lui même bien difficile à baser sur des données observées. Le problème de l'estimation de b est transféré sur celui de l'entraînement latéral.

(iii) l'article (Emanuel, 1990), où Kerry Emanuel présente son schéma, propose de remplacer un traitement de l'entité nuage par celui de l'entité ascendance. Au prix d'un coût quadratique il montre qu'il obtient le même flux de masse que si, comme dans Arakawa-Schubert, il le prescrivait (ce qui ne doit être vrai qu'à grande échelle, mais ceci est un autre débat).

Par contre la prévision du profil d'humidité final dépend fortement de son paramètre constant d'efficacité de précipitation. Or dans la nature le taux d'efficacité de précipitation est fortement relié à notre avis au taux d'entraînement latéral lui-même, car c'est ce taux qui conditionne l'efficacité moyenne des ascendances à être converties en précipitations. On voit mal en effet comment une ascendance non diluée pourrait rester ne serait-ce qu'en partie réversible dans un nuage profond !... Donc, et quoiqu'il s'en défende, Kerry Emanuel ne serait-il pas en train de transférer dans l'efficacité de précipitation ce qui est un entraînement latéral que son schéma complexe devrait

précisément résoudre par d'autres moyens ?

A lire ces articles sur les paramétrisations de la convection on voit que la question de l'entraînement latéral nuageux est à l'ordre du jour dans la quasi-totalité des paramétrisations physiques. Cette question de la valeur de l'entraînement latéral est probablement plus cruciale que le calcul des flux de masse eux-mêmes à entraînement donné, parce que soit ces flux de masse sont en quasi-équilibre avec les processus instabilisants, aux échelles supérieures à quelques heures, soit ils dépendent presque entièrement de l'entraînement.

C'est avec cette motivation que dans la suite on va travailler sur le calcul de l'entraînement.

6.2 Rappels de définition

Le présent schéma traite l'entraînement convectif par une relaxation linéaire appliquée aux variables T , q_v et q_c ; on rappelle ici la forme de cette relaxation –déjà présentée en équation (2.6 p. 141)– :

$$\frac{\partial \psi}{\partial z} = -\epsilon (\psi - \bar{\psi}) \quad (6.1)$$

La grandeur ϵ est un taux d'entraînement. Lorsqu'on applique la relation ci-dessus à une couche d'épaisseur Δz , cela revient à dire que $\epsilon \Delta z$ est le nombre sans dimension donnant la fraction massique nuageuse remplacée durant un pas de temps modèle par de l'air environnemental.

Les deux messages principaux qu'on peut donner à ce stade au sujet du choix de ϵ sont

1. Que l'impact de ce choix sur les résultats est considérable : extension des nuages, intensité convective sont directement affectées.
2. Qu'on ne dispose d'aucune référence théorique ou issue de CRM ou LES nous disant comment ϵ doit être choisi en fonction de l'altitude et du contexte météorologique : humidité, cisaillement de vent, ou tout autre paramètre.

6.3 Entraînement sur données de CRM

Partant de ce constat un travail a été entrepris pour déduire des expressions de ϵ directement des données de CRM : on a sollicité Françoise Guichard pour fournir les fichiers-résultats de plusieurs simulations du CRM COME-NH représentatives de situations différentes, sèches, humides, etc, puis on a essayé de déduire, par tracés de nuages de points de l'entraînement comme fonction de divers paramètres, une fonctionnelle utilisable par une paramétrisation.

Le message principal est qu'on n'a pas su déduire de fonctionnelle simple et robuste. On tire cependant du travail plusieurs enseignements, présentés ci-après.

Estimer un taux d'entraînement au sein d'un CRM est difficile essentiellement pour une question de définition de frontière. La figure (6.1 p. 195) montre un exemple de coupe verticale du CRM COME-NH à un instant donné de la prévision : la frontière nuage - non nuage y présente une structure complexe, multiforme. Or le calcul d'entraînement fait intervenir les gradients verticaux de quantités conservatives nuageuses telles q_t ou θ_E , à relier à l'écart local entre variables nuageuses et environnementales. Il faut donc à un instant donné être capable de partitionner les points de grille du CRM en points nuageux et points non nuageux. De nombreuses

définitions ont été testées pour cette frontière, basées sur la vitesse verticale, l'humidité relative, le taux de condensats, des combinaisons de ces variables, etc, en s'inspirant d'articles ayant fait de tels travaux pour déduire par exemple des flux de masse intra-nuageux.

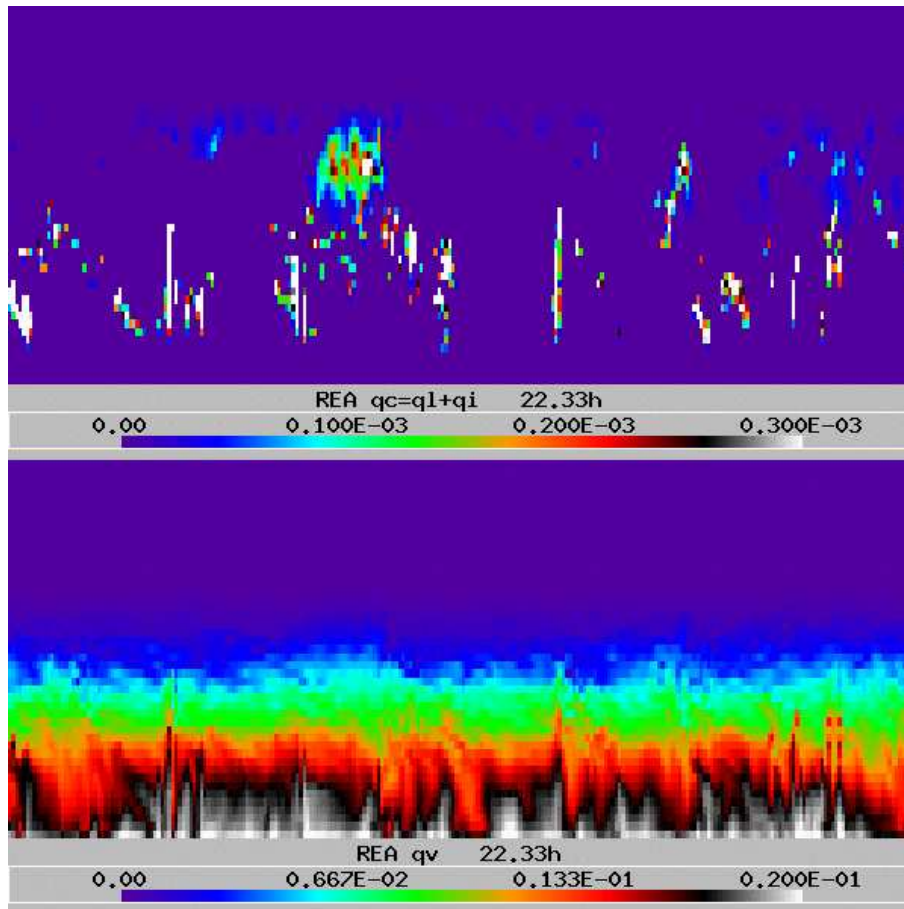


FIG. 6.1 – Eau condensée et vapeur d'eau dans le CRM COME-NH. On présente ici une coupe verticale à un instant donné. En haut eau condensée nuageuse liquide plus glace (kg/kg); en bas vapeur d'eau (kg/kg).

On obtient alors des valeurs d'entraînement comme fonction par exemple de l'humidité relative environnementale. Mais ces fonctionnelles s'avèrent à l'usage inopérantes lorsqu'utilisées en paramétrisation convective, les valeurs du taux étant en général trop fortes : l'entraînement calculé dans le CRM comme s'appliquant à ce qu'on y appelle un nuage ne s'applique pas au nuage que constitue le concept d'ascendance unique avec aplat. Même phénomène si on calcule dans le CRM non des entraînements locaux moyennés horizontalement, mais l'entraînement s'appliquant à la variable CRM moyennée horizontalement sur les points nuageux.

Au final la difficulté semble provenir du concept même d'ascendance unique dans une paramétrisation : ce concept est introuvable dans les données d'un CRM : les nuages y sont multifformes, multi-bases, tous transitoires...

Ceci n'indique pas que le concept d'ascendance unique ne soit pas pertinent pour les paramétrisations convectives !... Cela indique plutôt que formuler les entraînements dans une paramétrisation à ascendance unique va rester pour quelque temps encore un sujet à la fois très ouvert... et un

chemin très tortueux, non aisément quantifiable à l'aide d'observations ou de données issues de simulations de CRM.

On a retrouvé par contre pour ϵ des ordres de grandeur entre entre $1 \cdot 10^{-3} m^{-1}$ et $3 \cdot 10^{-3} m^{-1}$, soit **tout à fait comparables à ceux publiés dans la littérature** des études CRM et LES, telle (Siebesma et al., 2003). On a même trouvé une dépendance à l'humidité relative : la figure (6.2 p. 196) montre ainsi une dépendance de l'ordre d'un facteur 3 entre le taux d'entraînement en air sec et humide. L'entraînement est plus fort en air sec.

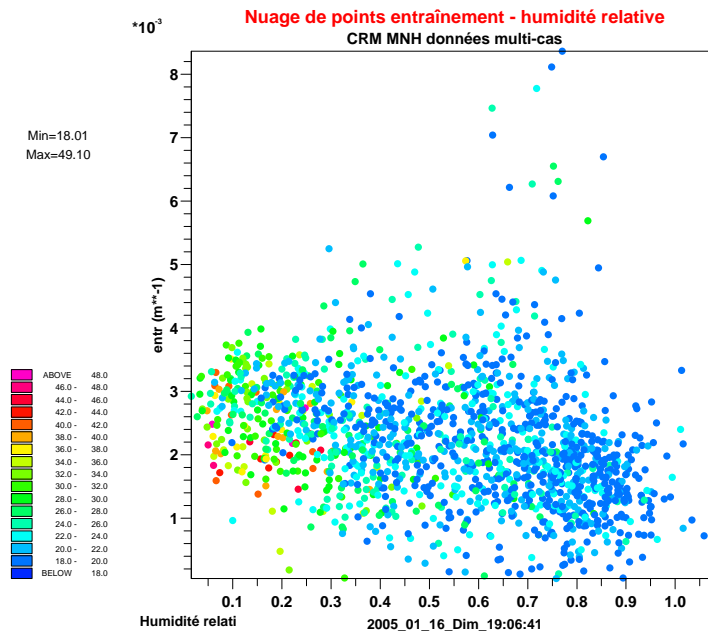


FIG. 6.2 – **Taux d'entraînement versus humidité relative.** En X : humidité relative. En Y : taux d'entraînement en m^{-1} . La couleur de chaque point est l'écart de θ_E entre le nuage et l'environnement en ce lieu (en K). Les données utilisées ici sont issues du CRM COME-NH, et sont multi-cas. On a filtré les seuls points à fort écart de θ_E avec l'environnement pour ne garder que les ascendances convectives les plus fortes, et ainsi s'affranchir des autres signaux, tels les courants de densité, les parties stratiformes, etc... Le taux d'entraînement estimé à l'aide du CRM indique une augmentation assez linéaire de $1 \cdot 10^{-3} m^{-1}$ à $3 \cdot 10^{-3} m^{-1}$ lorsque l'humidité relative varie des airs humides à secs. Les points colorés indiquent par ailleurs que c'est dans les airs secs qu'on rencontre le plus d'écart de θ_E entre nuage et environnement.

Le fait que les valeurs d'entraînement que nous avons déduites des données CRM soit conformes à la littérature montre que la méthode utilisée pour estimer localement un entraînement était correcte. Le point non résolu à ce jour est donc plutôt "l'upscaling", *i.e.* comment passer d'un entraînement pertinent à l'échelle horizontale 2 km à un entraînement pertinent à l'échelle de la paramétrisation, soit 20 km par exemple.

6.4 Entraînement et histoire convective

On cherche à développer une expression d'entraînement convectif, avec en ligne de mire d'améliorer la prévisibilité du cycle diurne. Au cours de ce travail de modélisation des entraînements

une question est revenue de façon récurrente, question qu'on pourrait formuler ainsi : est-il possible de développer une paramétrisation convective dont l'entraînement serait fonction de la seule verticale, et dont l'intensité serait pourtant en retard de phase arrière versus le chauffage solaire en surface ? On apporte ici à cette question un élément de réponse assez étonnant.

L'information provient du banc d'essai 1D qui a été développé durant ce travail de thèse pour valider les schémas d'entraînement et de microphysique versus la prévision du CRM de référence. On fait tourner sur le cas EUROCS CVP la paramétrisation selon un forçage particulier : à chaque pas de temps on lui fournit en entrée comme profils d'entrée (T , q_v , u , v , etc) ceux moyens du CRM de référence. On effectue une prévision à un pas de temps. Puis au pas de temps suivant on prescrit à nouveau le profil du CRM à cet instant. Et ainsi de suite.

On est donc en mode prescrit : la paramétrisation calcule à chaque pas de temps l'extension des nuages, les Q1/Q2, précipitations, etc... Mais le profil d'entrée est à chaque instant celui du CRM de référence. Cette approche a un inconvénient et un avantage ; l'inconvénient c'est qu'on est en état de spin-up permanent, les équations du CRM étant différentes de celles du modèle 1D. L'avantage est qu'on peut tester si l'extension verticale des nuages prévue par la paramétrisation convective est conforme à celle du CRM, et ce à chaque instant de l'évolution complète sur la journée.

Regardons la figure (6.3 p. 198). Elle présente l'extension verticale diagnostiquée à chaque instant par la paramétrisation forcée par le profil d'entrée du CRM. On a présenté trois versions de la paramétrisation V1, dans laquelle on a à chaque fois forcé une valeur d'entraînement uniforme différente. Ce qui est étonnant ici est que l'extension verticale prévue est symétrique versus le midi solaire local, pour la paramétrisation et pour les 3 valeurs d'entraînement testées. Les précipitations prévues par la fermeture en CAPE le sont également. On a le même résultat si on utilise un entraînement non uniforme, mais seule fonction de la verticale-pression. Or **le CRM, avec les mêmes profils moyens, prévoit à l'évidence des extensions verticales et des précipitations asymétriques versus 12h solaires locales.**

Ceci nous apprend que les profils verticaux moyens de T et q_v ne contiennent pas l'information permettant de prévoir un comportement différentiel versus 12h solaires locales. **Seule une grandeur sous-maille historique pourrait la contenir.** Ceci est une information importante pour le développement des paramétrisations de convection précipitante.

Vitesse verticale pronostique ? On a d'abord pensé qu'on pourrait obtenir cette information historique de la vitesse verticale, lorsque gérée pronostiquement par la paramétrisation. Mais on a pu vérifier que le temps caractéristique apporté est plus court que le retard attendu. Du moins bien sûr lorsque la vitesse verticale pronostique calculée l'est par une équation faisant elle-même intervenir comme postes sources-puits les variables moyennes à grande échelle, dont on a vu qu'elles ne comportent pas l'information.

C'est ce qui a poussé au développement de l'entraînement historique, présenté en section suivante.

6.5 Entraînement historique

En étudiant les données du CRM il apparaît que l'asymétrie provient en grande partie des courants de densité et des downdrafts : dès que les précipitations débutent, sous forme de virga dans des nuages peu profonds, l'évaporation générée est à l'origine de courants descendants.

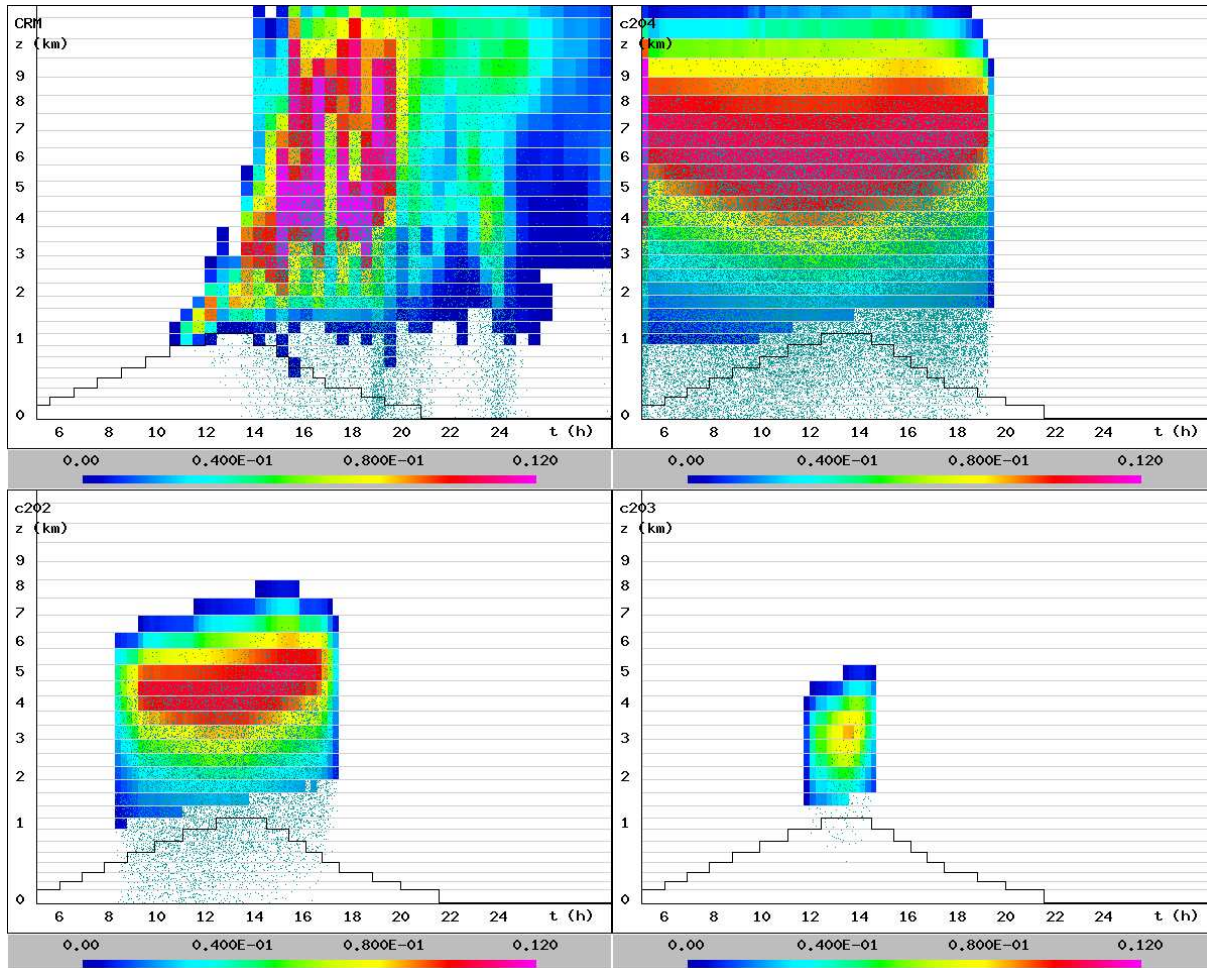


FIG. 6.3 – Image composite flux de masse - précipitations, cas EUROCS CVP. En X : heure solaire locale. Contourage coloré : flux de masse convectif ascendant, en $\text{kg}/\text{m}^2/\text{s}$. Points bleus : leur densité est proportionnelle au flux de précipitation. Ligne brisée noire : sommet de la CLA. A gauche : CRM MÉSO-NH, servant ici de référence. En haut à droite paramétrisation : schéma VI à entraînement uniforme $1 \cdot 10^{-4} \text{ m}^{-1}$. En bas à gauche : idem sauf $3 \cdot 10^{-4} \text{ m}^{-1}$. En bas à droite : idem sauf $6 \cdot 10^{-4} \text{ m}^{-1}$.

Ceux-ci d'échelle spatiale faible, contribuent à augmenter la variabilité –sous-maille pour une paramétrisation– et à forcer les ascendances. Des ascendances de plus en plus protégées, plus intenses, voient alors le jour.

Lors de la rédaction du présent manuscrit, en fin de travail de thèse, nous avons eu connaissance de résultats récents obtenus par Marat Khairoutdinov¹, venant conforter cette idée d'une genèse de la convection profonde par évaporation des précipitations. Ces résultats non encore publiés sont résumés par Marat Khairoutdinov² de la façon suivante : les simulations de CRM effectuées indiquent que la croissance des nuages convectifs résulte d'une rétroaction positive mettant en œuvre les précipitations : la phase congestus et ses courants de densité associés dus à l'évaporation des précipitations est essentielle pour créer des thermiques plus puissants et favoriser la convection profonde ; lorsque l'évaporation des précipitations est coupée dans le CRM, la transition à la convection profonde n'intervient pas.

Reformulons ces assertions en termes d'entraînement tel que mis en œuvre par une paramétrisation à ascendance unique : "lorsque l'évaporation sous-maille est intense, l'entraînement moyen des ascendances baisse". Prendre en compte cet effet par une approche générale et conservative énergétiquement est une tâche ardue.

Arrivant en fin de période de thèse on aurait pu arrêter là le travail et conclure à la nécessité d'aller vers une équation pronostique d'énergie cinétique sous-maille, dont un terme source serait par exemple l'évaporation des précipitations. Et que de cette énergie cinétique pronostique on pourrait alors déduire diagnostiquement l'entraînement suscité.

Mais afin de ne pas se contenter de ce message directionnel vague, on présente ci-après une version-prototype de l'approche générale envisagée : celle consistant à écrire directement l'entraînement ϵ comme une fonction diagnostique d'une grandeur ζ , grandeur dont la seule information qu'on ait soit que son terme source est l'évaporation des précipitations. Ecrivons :

$$\epsilon = [\zeta \epsilon_n + (1 - \zeta) \epsilon_x] f(p) \quad (6.2)$$

où ϵ est le taux d'entraînement, ζ un nombre pronostique entre 0 et 1 (variable sur la verticale), ϵ_n et ϵ_x les taux d'entraînement minimal et maximal (resp. $3 \cdot 10^{-4} m^{-1}$ et $1 \cdot 10^{-3} m^{-1}$), et enfin $f(p)$ est une fonction de la verticale-pression seule :

- 1.00 sous 830 hPa.
- 0.16 au-dessus de 350 hPa.
- un raccord linéaire entre les deux.

Avec cette équation (6.2 p. 199) on écrit que l'entraînement local est d'une part fonction de l'altitude-pression, et d'autre part relié linéairement à ζ , grandeur mesurant le taux d'ascendances protégées à ce niveau.

Exprimons maintenant ζ par une équation pronostique :

$$\frac{\partial \zeta}{\partial t} = c \frac{I_E}{\alpha} - \frac{\zeta}{\tau} \quad (6.3)$$

où c est une constante réglable ($0.1 kg^{-1} m^2$), I_E l'intégrale verticale jusqu'au niveau courant de l'évaporation des précipitations ($I_E(p) = \int_{p=0}^p E_{CP} \frac{dp}{g}$) : ceci revient à intégrer la source des courants subsidents, courants qui en retour forcent la convection, réduisant son entraînement. α

¹Colorado State University.

²Communication personnelle du 13.7.2005.

est la fraction de surface occupée par les ascendances (0.02) et τ une constante réglable (5000 s) : le temps caractéristique de dissipation des courants subsidents.

Avec l'équation (6.3 p. 199) on exprime que le taux d'ascendances protégées à un niveau donné ζ croît avec l'évaporation des précipitations (et donc la génération de courants subsidents), et décroît avec un temps caractéristique de dissipation. On représente ainsi en 2 équations qualitativement la physique du processus de rétroaction évaporation vers entraînement décrit plus haut.

6.6 Test 1D sur le cas EUROCS cycle diurne de la convection précipitante

On teste la proposition précédente sur le cas EUROCS CVP, en mode 1D nominal : la paramétrisation effectuée la prévision des variables T , q_v , u et v , *i.e.* on n'est pas en mode prescrit. On est dans le même mode de forçage que pour le test décrit en partie (5.1 p. 161) : en fait dans les résultats présentés ci-dessous la seule différence versus ce qui a été montré en partie (5.1 p. 161) est l'expression du taux d'entraînement ϵ , et la valeur de la fraction surfacique α .

Image composite flux de masse - précipitations : la figure (6.4 p. 200) montre maintenant une extension verticale graduelle des nuages convectifs bien plus réaliste : asymétrie versus 12h solaires locales, phase de convection non précipitante plus durable et débutant sensiblement au bon moment, extension finale des nuages importante, valeur des flux de masse assez comparables à la référence CRM, etc... Le seul problème à signaler, significatif, est une transition trop brusque en termes de précipitations entre la phase non-précipitante et précipitante. L'entraînement historique amène donc une rétroaction positive souhaitable, mais certainement un peu forte dans sa version actuelle.

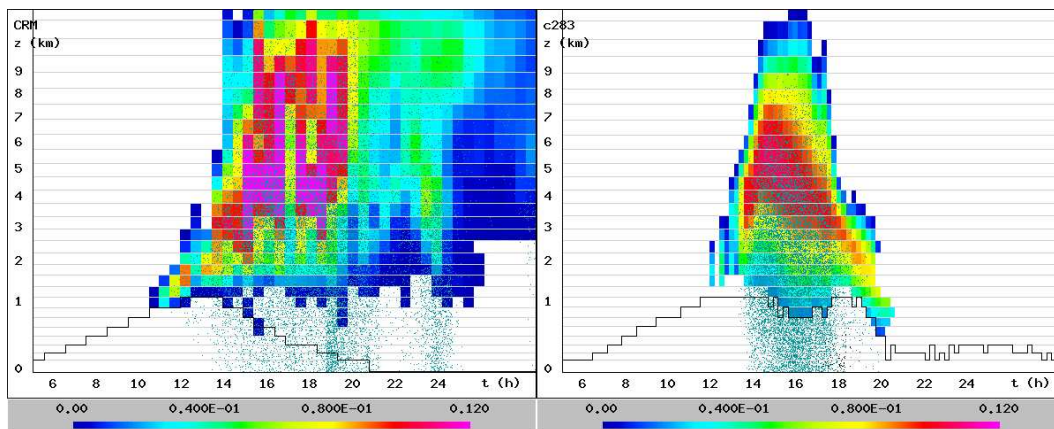


FIG. 6.4 – **Image composite flux de masse - précipitations prévue par ARPEGE V1 + entraînement historique sur le cas EUROCS CVP.** En X : heure solaire locale. Contourage coloré : flux de masse convectif ascendant, en $\text{kg}/\text{m}^2/\text{s}$. Points bleus : leur densité est proportionnelle au flux de précipitation. Ligne brisée noire : sommet de la CLA. A gauche : CRM MÉSO-NH, servant ici de référence. A droite prévision ARPEGE.

Q1 et Q2 : on fait là un saut qualitatif très important versus la version V1 qu'on avait présentée précédemment, comme on peut le constater en figures (6.5 p. 202) et (6.6 p. 203) : la longue période de réchauffement et humidification due à la convection non-précipitante est bien présente,

et avec la bonne chronologie. Puis suit une phase plus brusque d'extension verticale de nuages précipitants, asséchant cette fois-ci les basses couches pour humidifier les élevées. La proximité quantitative et qualitative avec le CRM est grande.

Compte-tenu de la rétroaction positive introduite (plus d'évaporation accroît ζ , qui diminue ϵ , ce qui accroît les précipitations et donc leur évaporation) la valeur pertinente de α est plus faible : elle a été diminuée de 0.04 à 0.02. Un point positif est qu'on peut maintenant utiliser pour valeur maxima du taux d'entraînement la valeur $\epsilon_x = 1 \cdot 10^{-3} m^{-1}$. C'est une première, la plupart des paramétrisations convectives utilisant des valeurs sensiblement plus faibles. Ceci rapproche la paramétrisation de l'enseignement des CRM et LES. Et cela amène dans le même panier le démarrage tardif de la phase de convection non-précipitante, ainsi que sa durée.

La raison profonde expliquant que la plupart des paramétrisations utilisent des taux d'entraînement plus faibles est que ceux-ci sont nécessaires pour réussir la phase de convection profonde. Mais cela amène à déclencher trop tôt dans les contextes peu profonds, d'où avance de phase diurne des précipitations. Donc en gérant un taux d'entraînement interactif fonction de l'évaporation par exemple, on peut à la fois avoir des valeurs assez faibles en phase profonde et assez fortes hors précipitations significatives, comme enseigné par les CRM.

Bilan de vapeur d'eau en termes microphysiques - transport : on le présente en figure (6.7 p. 204). On y voit notamment un bilan d'humidité net dominé dans la phase 12h-16h solaires locales par le transport, puis dans la phase précipitante par une coexistence transport - microphysique.

Le bilan de vapeur d'eau sous forme de flux de condensation nette et transport est présenté en figure (6.8 p. 205). On note là aussi un progrès versus la version V1, qui elle-même se comportait mieux que l'opérationnel.

Les figures (6.9 p. 206) et (6.10 p. 206) montrent pour mémoire l'évolution temporelle de ζ et ϵ de cette même prévision.

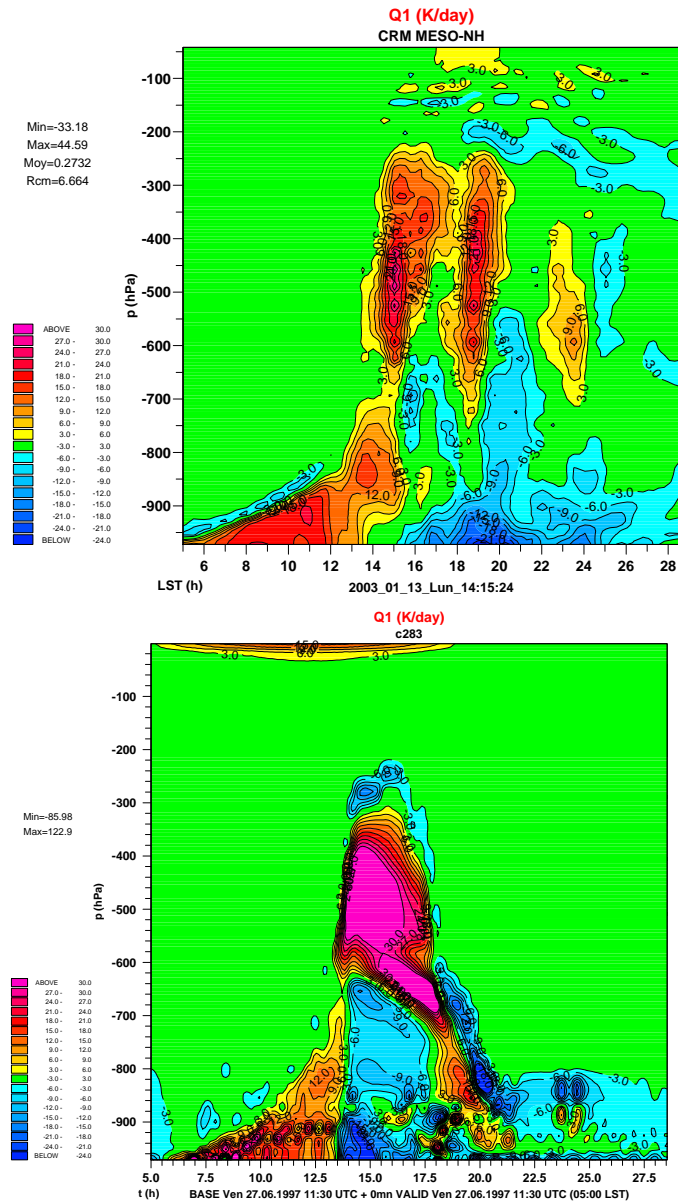


FIG. 6.5 – Evolution de Q1, prévue par ARPEGE V1 + entraînement historique et le CRM MÉSO-NH sur le cas EUROCS CVP. En haut le CRM, en bas ARPEGE.

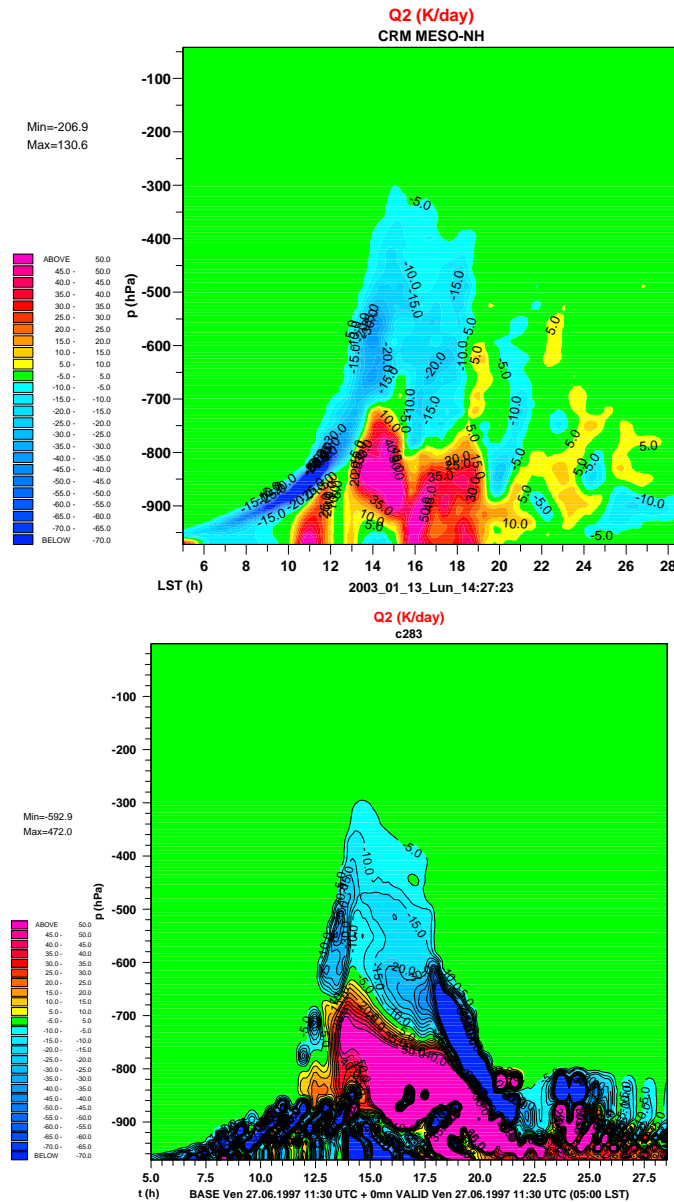


FIG. 6.6 – Evolution de Q2, prévue par ARPEGE V1 + entraînement historique et le CRM MÉSO-NH sur le cas EUROCS CVP. En haut le CRM, en bas ARPEGE.

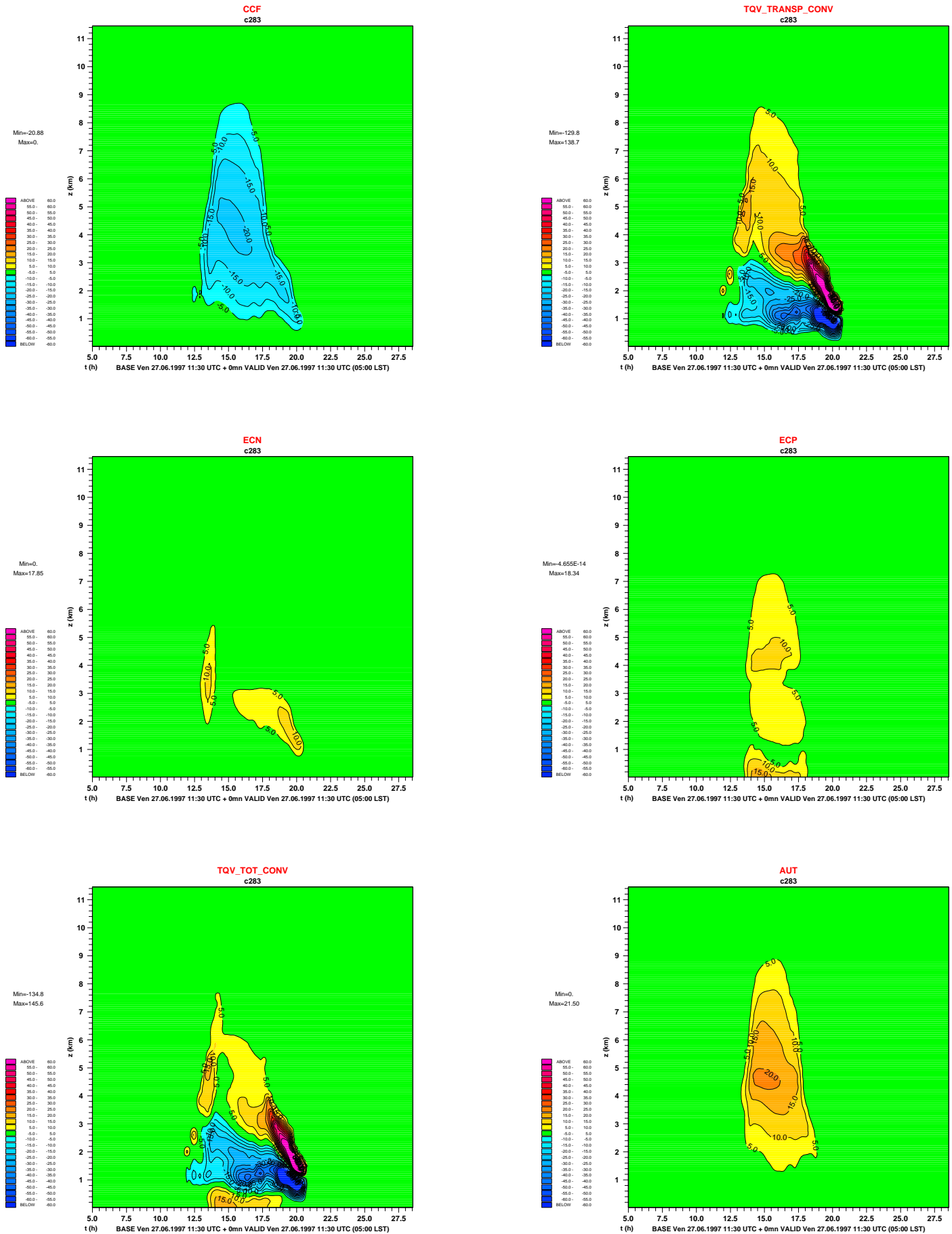


FIG. 6.7 – Bilan de q_v en termes microphysiques - transport. Schéma V1 + entraînement historique, cas EUROCS CVP. Légende *idem* à la figure (5.22 p. 187).

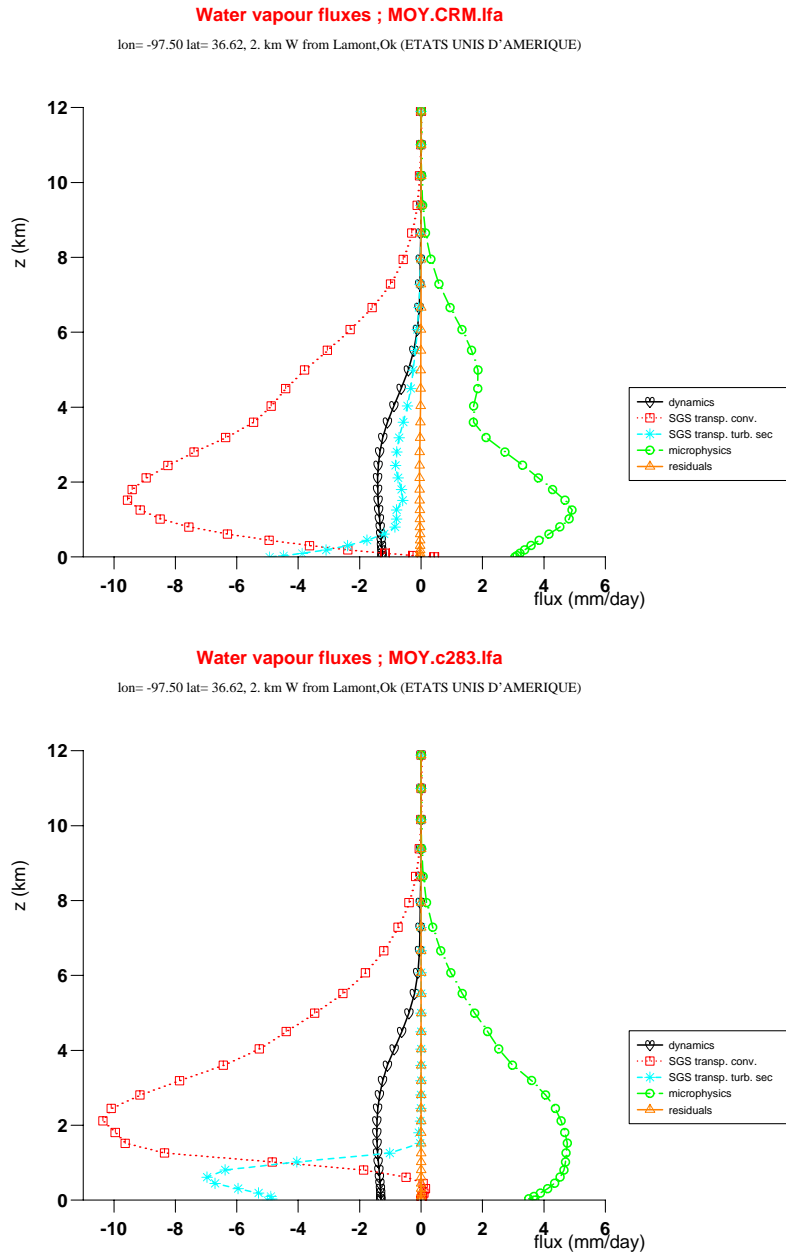


FIG. 6.8 – Flux moyens d’humidité prévus en 24 h sur le cas EUROCS CVP. En haut CRM de référence, en bas ARPEGE VI + entraînement historique. On porte sur ce graphique des flux de vapeur d’eau comptés positivement vers le bas. Les tendances ont été converties en flux pour pouvoir être présentées sur ce même graphique. Cœur : forçage dynamique. Carré : transport convectif résolu dans le cas du CRM (en haut), paramétrisé (en bas). Astérisque : turbulence. Cercle : processus microphysiques : condensation, évaporation des nuages et des précipitations. Triangle : résidu : différence entre la tendance totale et les termes détaillés ci-dessus. Cette figure est à comparer à celle (2.37 p. 98) obtenue avec ARPEGE opérationnel.

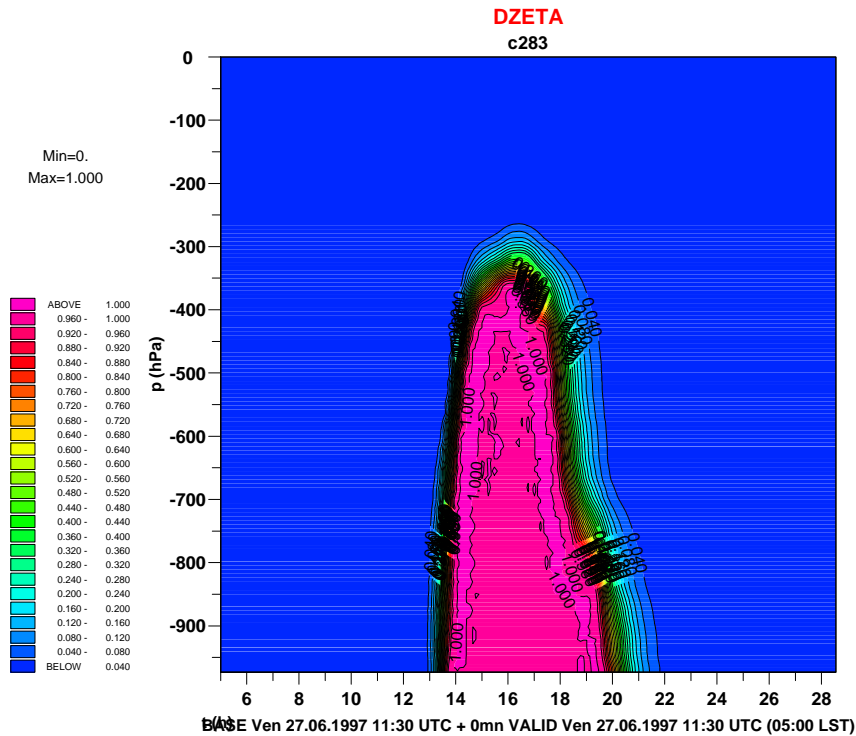


FIG. 6.9 – Evolution temporelle de ζ sur le cas EUROCS CVP, schéma V1 + entraînement historique. En X : temps en heures solaires locales. En Y : verticale-pression. ζ est un nombre sans dimension.

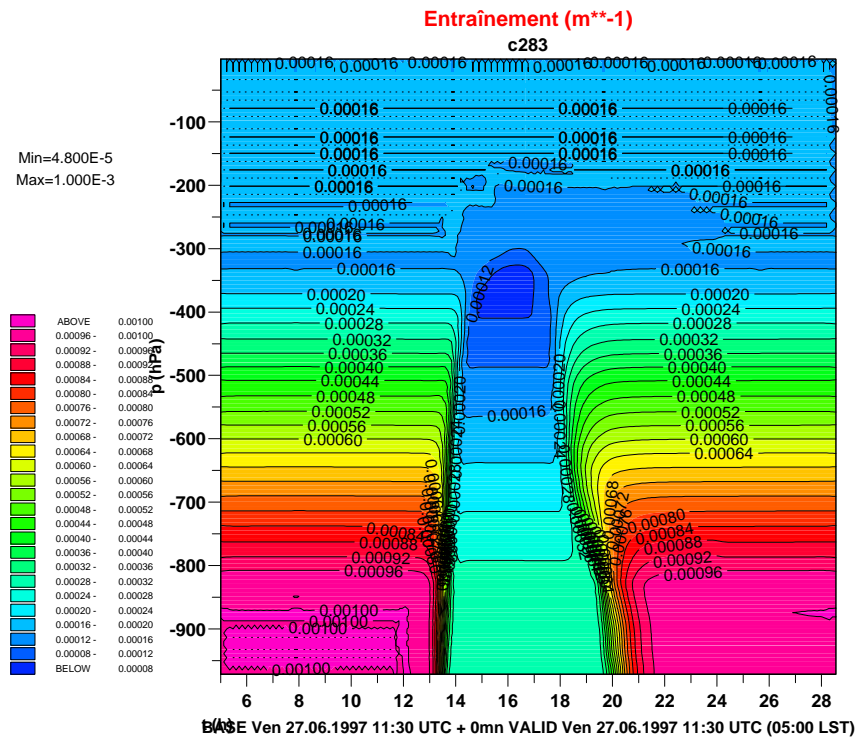


FIG. 6.10 – Evolution temporelle du taux d'entraînement ϵ sur le cas EUROCS CVP, schéma V1 + entraînement historique. En X : temps en heures solaires locales. En Y : verticale-pression. ϵ est en m^{-1} .

6.7 Synthèse

Ce travail sur l'expression du taux d'entraînement nuageux montre la complexité du problème, et à quel point il est ouvert. Plusieurs points ont cependant été éclaircis :

1. Obtenir des formulations quantitatives d'entraînement utiles pour des paramétrisations, à partir de l'étude de données de CRM est difficile. Une des raisons de cette difficulté est probablement dans l'hypothèse d'ascendance unique dans les paramétrisations : on a vu que cette hypothèse est assez caricaturale, et introuvable dans les données observées ou celles simulées par un CRM.
2. En faisant tourner une paramétrisation en mode prescrit à chaque instant par des données de CRM, on montre qu'opter pour des entraînements seule fonction de la verticale amène une distribution de nuages symétrique versus le midi solaire local, ce même en usant des profils verticaux prévus par un CRM dont les Q1/Q2 sont asymétriques versus ce midi local. Ceci invite à penser que seuls des entraînements prenant en compte une histoire convective seront à même de prévoir le déphasage de l'intensité convective versus le midi solaire.
3. Une proposition d'entraînement "historique" est ainsi faite. On montre qu'elle améliore grandement la prévision du cas EUROCS CVP, autorisant les retards de phase attendus, et améliorant notablement les Q1/Q2. La phase de convection non-précipitante s'étend maintenant sur plusieurs heures, soit la durée attendue. Le nouvel entraînement historique proposé permet en sus de remonter la valeur des entraînements maxima jusqu'à la valeur indiquée par les CRM, ce qui est rassurant et nouveau pour une paramétrisation de convection profonde.
4. La proposition d'entraînement historique devra, pour revêtir un caractère suffisant de généralité, être testée plus largement.

Chapitre 7

Synthèse du nouveau schéma proposé

7.1 Equations

Les équations à échelle résolue s'écrivent

$$\left\{ \begin{array}{l} \left(\frac{\partial q}{\partial t}\right)_{conv} = -C_{CF} - C_{CNF} + E_{CN} + E_{CP} - \frac{\partial \omega^* (q_c - q)}{\partial p} \\ \left(\frac{\partial s}{\partial t}\right)_{conv} = L(C_{CF} + C_{CNF} - E_{CN} - E_{CP}) - P - \frac{\partial \omega^* (s_c - s)}{\partial p} \\ \left(\frac{\partial u}{\partial t}\right)_{conv} = - \frac{\partial \omega^* (u_c - u)}{\partial p} \\ \left(\frac{\partial v}{\partial t}\right)_{conv} = - \frac{\partial \omega^* (v_c - v)}{\partial p} \end{array} \right.$$

où C_{CF} est la condensation convective flottable, C_{CNF} est la condensation convective non flottable, E_{CN} l'évaporation des condensats nuageux, E_{CP} l'évaporation des précipitations, et P la chaleur due aux précipitations (fonte, échange de chaleur sensible au cours de la chute). En remplaçant ω^* par sa valeur $\alpha \sigma \omega_c$:

$$\left\{ \begin{array}{l} \left(\frac{\partial q}{\partial t}\right)_{conv} = -\alpha \sigma \omega_c (-\hat{C}_{CF} - \hat{C}_{CNF} + \hat{E}_{CN}) + E_{CP} - \alpha \frac{\partial \sigma \omega_c (q_c - q)}{\partial p} \\ \left(\frac{\partial s}{\partial t}\right)_{conv} = -\alpha \sigma \omega_c L (\hat{C}_{CF} + \hat{C}_{CNF} - \hat{E}_{CN}) - L E_{CP} - P - \alpha \frac{\partial \sigma \omega_c (s_c - s)}{\partial p} \\ \left(\frac{\partial u}{\partial t}\right)_{conv} = - \alpha \frac{\partial \sigma \omega_c (u_c - u)}{\partial p} \\ \left(\frac{\partial v}{\partial t}\right)_{conv} = - \alpha \frac{\partial \sigma \omega_c (v_c - v)}{\partial p} \end{array} \right.$$

La vitesse verticale w_c des ascendances sous-maille est obtenue comme intégrale verticale des forces de flottabilité et de friction :

$$w_c \frac{\partial w_c}{\partial z} = a B - b \epsilon w_c^2$$

où B est la flottabilité, a et b sont des constantes prenant en compte les effets non-hydrostatiques, et ϵ est le taux d'entraînement d'air environnemental par les ascendances. Un raccordement de vitesse verticale est alors effectué entre le niveau de maximum et la surface, pour prendre en compte l'effet des nuages très développés sur la CIN de basses couches : effet (Yau, 1979).

On calcule donc dans l'ordre

1. L'ascendance nuageuse, *i.e.* les profils nuageux de s_c, q_c, ω_c , les termes \hat{C}_{CF} (condensation convective flottable), \hat{C}_{CNF} (condensation convective non flottable), \hat{E}_{CN} (évaporation des condensats nuageux suite à entraînement et ajustement), \hat{A} (autoconversion), CAPE effective, CIN, fraction active σ . Le taux d'entraînement ϵ utilisé lors de l'ascendance thermodynamique est le même que celui utilisé dans l'équation du vitesse verticale ci-dessus.
2. Le coefficient α par fermeture mixte convergence d'humidité / CAPE. On dispose alors du flux de masse ω^* , des tendances de condensation (C_{CF}, C_{CNF}), évaporation des condensats nuageux E_{CN} et autoconversion A , et des flux de transport.
3. De l'autoconversion on déduit les flux de précipitation, puis l'évaporation des précipitations E_{CP} et le terme P de fonte et chaleur sensible.

7.2 Concepts

En quoi ce schéma est-il proche des schémas existants ? C'est un schéma à flux de masse : tout y est proportionnel à ω^* , sauf bien sûr l'évaporation des précipitations. L'ascendance y est unique, et tant nuage qu'environnement sont considérés comme des aplats (variables uniformes sur l'horizontale de chaque niveau). La fraction nuageuse active y est supposée faible devant un, ce qui permet d'assimiler l'environnement aux variables résolues. Enfin, aspect nouveau par rapport au schéma opérationnel, mais présent dans nombre de schémas à flux de masse, la vitesse verticale nuageuse est calculée comme l'intégrale de la flottabilité moins la friction.

Sur quels aspects le schéma se présente-t-il comme une extension continue de (Bougeault, 1985) ? On a proposé une double extension de ce schéma de (Bougeault, 1985) : l'une consiste à relâcher l'hypothèse de compensation entre advection d'humidité dans le nuage et production de précipitation. L'autre étend la fermeture en humidité disponible à un second terme : CAPE moins CIN.

Il s'agit bien d'une extension naturelle de ce schéma, au sens où le nouveau, avec quelques simplifications, redonne l'ancien. Il est attendu que ce schéma devrait donc réussir ce que le schéma de (Bougeault, 1985) faisait bien : les cas de convection à forte convergence dynamique de basses couches et airs humides, comme on l'a montré sur les données de la campagne GATE 1974. La robustesse numérique et physique que confère au schéma de (Bougeault, 1985) sa redirection à flux tendu de l'humidité disponible sous forme de précipitation et humification est conservée.

Le nouveau schéma ajoute une meilleure gestion des airs secs¹ par la fermeture, la gestion de la convection non précipitante, et le transport convectif au sein de la CLA. Il peut en sus démarrer sans convergence dynamique ni évaporation de surface.

En quoi le schéma diffère-t-il du schéma opérationnel mais aussi des autres schémas existants ?

1. Equations à échelle résolue exprimées en microphysique et transport.
2. Raccord de la vitesse verticale en surface inspiré de (Yau, 1979).
3. Rôle central joué par la condensation convective flottable (CCF) dans le schéma : issue des calculs microphysiques, elle dimensionne non seulement tous les autres termes microphysiques (évaporation, autoconversion, etc) mais aussi l'intensité convective finale, par sa présence telle quelle dans le jeu d'équations à échelle résolue.

¹Sec voulant dire ici "à faible humidité relative".

En quoi le schéma diffère-t-il de l'opérationnel, mais propose des solutions déjà présentes dans la littérature ?

1. Schéma d'ascendance gérant explicitement les termes condensation, évaporation nuageuse et autoconversion, autour d'un réservoir unique d'eau condensée nuageuse.
2. Pompage par transport convectif dans la CLA.
3. Prise en compte des pénétrations d'inversion par effet cinétique.
4. Gestion de la convection non précipitante.

En quoi les modifications et propositions faites ici répondent-elles à ce qui a été écrit en partie "Définitions, concepts et phénoménologie" ?

1. Microphysique à gestion d'eau condensée et vitesse verticale diagnostique adressent la question "quels types de nuages tendent à se développer dans un environnement à mésoéchelle donné ?". Elles apportent la pénétration des inversions. L'entraînement a été revu pour rendre le schéma plus sensible à l'humidité environnante.
2. L'ajout de l'eau condensée dans le calcul d'ascendance permet de verrouiller entre eux les termes de condensation convective flottable, évaporation nuageuse et autoconversion, et donc d'assurer leur cohérence dans les différentes situations. La C_{CF} orchestre le tout, se trouvant en amont des calculs.
3. Le déclenchement est le signe d'une grandeur continue caractérisant l'intensité, d'où continuité de la rétroaction convective à ses variables d'entrée.

Méthodologie de validation : parce que le formalisme en microphysique et transport rapproche la paramétrisation des équations des modèles haute résolution (CRM et LES), il devrait permettre dans les années qui viennent une meilleure synergie de validation, usant de termes directement comparables entre eux.

Entraînement : une proposition d'entraînement historique a été faite ici. Mais le message principal est que l'expression de l'entraînement est une question assez séparable des autres aspects d'un schéma, et surtout très ouverte.

7.3 Valeur des constantes réglables

On inventorie ici les paramètres réglables du schéma proposé, par grands postes.

Microphysique : seuil d'autoconversion : 0.3 g/kg. Evaporation des précipitations : 3 coefficients donnés en page 159.

Vitesse verticale intra-nuageuse : 2 coefficients simulent l'effet Bernouilli dans l'équation de vitesse verticale ; ils sont donnés en page 143. Le lissage inspiré de (Yau, 1979) comporte un coefficient de forme γ donné en page 144.

Fermeture : la constante α de la fermeture en CAPE vaut 0.04 dans la version V1, puis 0.02 dans la version V1 avec entraînement historique. La partie humidité disponible de la fermeture en humidité disponible ne comporte pas de paramètre réglable.

Entraînement historique : 2 coefficients d'entraînement minima ϵ_n et maxima ϵ_x . Une fonction de la verticale-pression, comportant 4 coefficients. Equation pronostique de ζ : 2 coefficients,

intervenant respectivement dans les termes source et puits. Les valeurs de ces coefficients sont données en partie (6.5 p. 197).

Cinquième partie

Gestion de projet et conclusions

Chapitre 1

La thèse comme gestion de projet

Avertissement au lecteur : pour cette partie intitulée "la thèse comme gestion de projet" le style rédactionnel sera très différent de ce qu'il a été jusqu'à maintenant : un rapport de thèse est en effet pour l'essentiel composé de thématiques scientifiques et techniques, que le rédacteur traite d'une façon voulue "objective" et "en voix off". Mais le propos est ici différent : l'Université Paul Sabatier suggère à ses doctorants de joindre au rapport de thèse un nouveau chapitre, plus personnel.

En effet la thèse n'est pas l'aboutissement de la carrière du doctorant (!) mais en sera plutôt un point de passage. Donc la question de savoir d'où on est venu, où on va, et ce qu'on a appris dans l'exercice, n'est pas mineure pour soi. Elle est de plus de nature à clarifier ces points aux yeux des autres. Le texte doit donc être lisible par quelqu'un n'étant pas du domaine scientifique concerné.

Mais qu'on ne s'y trompe pas : cet exercice de "vulgarisation" du travail scientifique est aussi un dépassement de ce travail, car ce sont souvent ceux qui ne sont pas du domaine qui posent les questions les plus essentielles : pourquoi s'être lancé dans ce travail ? Pourquoi ce sujet-là ? Ce travail sert-il à quelque chose ? Quels sont ses enjeux ? Quel fut l'environnement de travail ? Quel contexte, quels acteurs ? Quel rôle personnel a-t-on joué dans les décisions et orientations ? Quelles connaissances, compétences, pense-t-on avoir développées ? Quelles difficultés a-t-on dû surmonter ? Enseignements tirés ? Quelles capacités à gérer ou s'intégrer à un projet a-t-on mises en œuvre ? Evaluation des retombées du travail ? Quid de l'après thèse ? Et si c'était à refaire ?

Contexte : je suis employé par Météo-France depuis 1988. Météo-France est un organisme public dont la mission principale est d'assurer la sécurité des biens et des personnes, en prévoyant par exemple les tempêtes à 48 heures ou le climat à 100 ans. C'est rapide à dire mais suppose en fait toute une infrastructure d'observation, de compilation et de mise en forme des données. Ces données sont alors à la base d'un autre travail : savoir pour comprendre, puis comprendre pour prévoir. L'atmosphère terrestre est en effet à la fois complexe et prévisible. Les prévisions actuelles sont déjà pertinentes mais encore perfectibles, et c'est ici que le Centre National de Recherches Météorologiques (CNRM) intervient.

Enjeux : pourquoi Météo-France accueille-t-il des thésards ? De nombreux axes de recherche sont en cours pour mieux comprendre et prévoir l'atmosphère. Le service dans lequel je suis s'occupe plus particulièrement de prévision numérique : comme signalé en introduction, depuis Le Verrier les humains se sont en effet donné comme tâche de prévoir le temps de façon déterministe. Animés par la conviction que cette tâche était possible, de nombreuses générations ont écrit les équations du fluide, des interactions entre ses gaz et liquides, et les intègrent de nos jours sur

de puissants calculateurs. Mais devant l'extraordinaire complexité du système à représenter, de nombreux points restent à éclaircir : qualités des concepts physiques de base que nous avons développés, maîtrise de leurs interactions, part du scientifique et de l'algorithmique dans les défauts des modèles actuels, etc...

Motivation : je suis entré à Météo-France comme ingénieur des travaux. Mon premier poste fut prévisionniste marine. Parce que j'étais intéressé par la physique et dynamique de l'atmosphère j'ai continué mes études en m'inscrivant en 1990 à un D.E.A. de dynamique des fluides géophysiques (Paris VI Jussieu) en sus de mon travail de prévisionniste. Météo-France s'est alors décentralisé de Paris à Toulouse, ce qui m'a permis d'accéder à un poste au CNRM. A l'issue de mon D.E.A. Olivier Talagrand (Laboratoire de Météorologie Dynamique, LMD) m'a proposé de faire une thèse sur la dynamique de Mars : modélisation du champ de vent, occurrence de tempêtes,... Ce sujet exotique m'a emballé mais l'écho côté Météo-France fut plutôt mitigé : "on a assez de problèmes sur Terre, laissons Mars au LMD". De plus j'entrais au CNRM aux débuts du projet du modèle global de prévision ARPEGE, et on avait à l'évidence plus besoin d'ingénieurs sur ARPEGE que de chercheurs sur Mars !... J'ai travaillé plus de 10 ans comme ingénieur au sein de ce projet ARPEGE, disons de 1991 à... aujourd'hui. Avec beaucoup de plaisir d'ailleurs.

Technicien, ingénieur, chercheur. Au fil de mon travail d'ingénieur dans un centre de recherches je me suis souvent demandé ce qui différencie le travail de technicien, d'ingénieur et de chercheur¹. Voici comment je le présenterais : le technicien est celui qui maîtrise l'existant ; parce qu'il maîtrise l'existant, il sait mettre en œuvre et réparer. L'ingénieur et le chercheur ont plutôt pour rôle d'imaginer l'inexistant. A ce jeu l'ingénieur crée des objets et des algorithmes, le chercheur plutôt des concepts. Toute personne effectue ces 3 types d'activité, en proportions variables.

Il y a peu d'authentiques chercheurs, *i.e.* de personnes créatrices sur le plan des concepts. On trouve donc surtout des ingénieurs et des techniciens. A regarder 10 années de mon travail d'ingénieur, et à faire le bilan de ce qui a débouché ou non dans mes travaux, à faire la part de ceux des outils que j'ai créés qui ont été les plus utilisés ou les plus appréciés, il me semble que ce sont des sauts conceptuels qui en ont été à l'origine : c'est souvent parce que j'avais compris à titre personnel un concept scientifique nouveau que j'ai pu imaginer, créer un nouvel algorithme qui s'est avéré pertinent. Techniciens et ingénieurs gagneraient ainsi à "passer par la case concepts".

Par exemple, c'est après avoir passé suffisamment de temps à me poser des questions sur les équations de bilan, les questions de conservativité ou de frontières entre physique et dynamique que j'ai développé les outils de bilan physique d'ARPEGE, permettant d'effectuer des sommes, différences dans le temps et l'espace, des estimations de résidus, et de présenter jusqu'aux graphiques finaux les éléments dont on a réellement besoin pour décider. C'est après avoir lu, à titre personnel –hors temps de travail donc–, des articles de recherche sur la vision des couleurs par l'œil l'humain et celui des insectes, que j'ai compris ce que le mode de représentation RVB des couleurs signifiait vraiment ; j'ai pu alors, en moins d'une semaine, développer des outils de manipulation d'images, filtrage, transparences colorées, surimpressions, etc... qui servent maintenant dans le service pour créer des images de synthèse, les filtrer, juxtaposer, animer,...

Inversement, j'ai l'impression que nombre d'ingénieurs –moi compris– travaillent souvent "en se heurtant dans le noir" : dans de nombreux cas le problème à résoudre est connu, mais les méthodes de résolution sont seulement émergentes. Le cadre conceptuel pourrait être approfondi mais vu les délais impartis on n'en a pas le temps. Lorsque le problème est crucial on hésite à se lancer dans

¹N.B. : ne voir aucun lien entre ces termes, utilisés ici dans leur acception courante, et les *grades* MÉTÉO-FRANCE. Les derniers n'entretiennent avec les premiers qu'une relation très floue.

des considérations théoriques dont le lien avec le sujet n'est pas encore démontré. Bref, on répond à un problème souvent stratégique par de la tactique. L'ingénieur arrive alors, avec tâtonnements et opiniâtreté, à une solution dans le délai. Elle est perfectible, mais admissible. L'ingénieur a fait son travail. On passe à autre chose.

De ce point de vue, je dois le signaler, une bonne part des progrès générés par l'ingénierie mondiale me semble plus relever "de l'inventivité burlesque" que du travail scientifique. Les ingénieurs sont des gens très enthousiastes qui, tel Sisyphe, imaginent des méthodes toujours plus élégantes pour remonter leur boulet au sommet de la colline, et continuent à essayer jusqu'à réussir. Mais les meilleurs ingénieurs sont ceux qui font aussi œuvre de chercheur : pourquoi, au fait, faut-il remonter ce boulet ? Pourquoi tombe-t-il ? N'y a-t-il pas une solution plus générale au problème posé ? Le problème est-il bien posé ?

C'est là que se place ma motivation à effectuer un travail de thèse : mon expérience du travail d'ingénieur indique que ce travail est très motivant, et qu'il est utile. Mais les véritables apports que j'ai pu faire à mon service, et les véritables joies que j'ai pu éprouver, sont venues de travaux sur lesquels j'ai eu l'occasion d'approfondir.

Un autre volet de ma motivation à entreprendre une thèse est l'enseignement. J'aime enseigner. Transmettre me semble aussi important qu'apprendre. J'ai encadré des stagiaires de D.E.A. ou de l'Ecole Nationale de la Météorologie (ENM), fait des exposés en interne ou externe. Je donne des cours sur la convection tropicale. Avoir l'occasion d'approfondir, c'est pouvoir à l'avenir améliorer et élargir le domaine de mes cours existants, et en proposer des nouveaux.

Le travail amont sur les concepts se présente donc comme le plus difficile, et le moins justifiable à court terme. Mais c'est aussi le plus créatif, et le plus joyeux. J'ai donc, après 9 ans de travail d'ingénieur, effectué une demande auprès de ma hiérarchie pour une inscription en thèse : ma motivation était intacte depuis le D.E.A. en 1991, mes connaissances sur la physique de l'atmosphère s'étaient développées au fil des ans ; je pouvais donc effectuer un travail de thèse utile à Météo-France sur la physique de l'atmosphère... terrestre !...

Pourquoi ce sujet-là ? Je suis marié et père de 3 enfants !... C'est une contrainte "aux limites" non négligeable, et il n'était guère envisageable pour moi de demander une disponibilité sans salaire pendant 3 ans !... La règle du jeu était donc claire : garder un salaire complet, et imaginer une thématique de travail combinant à la fois les thèmes scientifiques qui me motivaient et les objectifs du service où je me trouvais. Passionné par l'interaction entre processus physiques, et les méthodes de recherche qui permettaient de les estimer, j'ai proposé un sujet de recherche sur ce thème, avec pour point central les interactions intervenant dans le cycle de vie des nuages. J'ai pu ainsi convaincre de travailler significativement sur la thèse durant mon temps de travail, disons à 60%. Il était entendu que je devais traiter les tâches prioritaires ou urgentes du service, dans les 40% restants. Par rapport à un thésard à temps plein qui effectue sa thèse en 3 ans, il était donc attendu que je mette 5 ans. Je pouvais cependant essayer de m'en tirer en 4 ans, connaissant a priori le modèle ARPEGE et l'environnement de travail.

Ce travail sert-il à quelque chose ? Quels sont ses enjeux ? Donnons un exemple simple : "A quelle heure la pluie va-t-elle s'arrêter à Bourges ? La nuit suivante sera-t-elle claire ou couverte de stratocumulus ? Y a-t-il un danger de déclenchement d'orages sur le Sud-Ouest la nuit prochaine ? Le cyclone Hugo va-t-il toucher la Martinique ?" Les prévisionnistes de Météo-France s'aident des modèles déterministes produits par la maison pour prévoir le temps. La qualité de la réponse aux questions pratiques ci-dessus, présentant parfois des enjeux de sécurité humaine,

dépend donc pour bonne part de notre connaissance de la physique des nuages, des interactions qu'ils entretiennent avec les autres processus physiques non nuageux. Tout ce qui peut améliorer notre compréhension de ces processus, de leurs interactions et la qualité de leur représentation dans les modèles numériques participe donc à l'effort de prévision de Météo-France, et est donc utile.

De nombreuses équipes de recherche travaillent à mieux comprendre ces processus. Comme signalé en introduction, ma thèse est donc une contribution de type "fourmi" à un effort collectif dont les résultats sont visibles à l'échelle séculaire. Comme écrit ci-dessus elle participe également de la volonté, sur le plan méthodologique, d'accroître la part du travail amont sur les concepts vis-à-vis du travail sur les algorithmes.

Quel fut l'environnement de travail ? Quel contexte ? Mon environnement de travail fut le GMAP (Groupe de Modélisation pour L'Assimilation et la Prévision). Ce service est une subdivision du CNRM (Centre National de Recherches Météorologiques). Son rôle est d'imaginer et mettre en œuvre les modèles de prévision déterministe du temps en usage opérationnel à Météo-France. En pratique une quarantaine de personnes y font du travail scientifique, algorithmique et du codage informatique : le bébé ainsi produit, ARPEGE, est un modèle déterministe (500000 lignes de code FORTRAN !) assimilant les données météorologiques observées, fonctionnant H24, toute l'année. Il prévoit le temps jusqu'à 4 jours. Bien que le service soit un service de recherche il est responsable d'un modèle fonctionnant H24, avec contraintes temps réel et usant de données tout aussi réelles. Cette contrainte le fait plus souvent ressembler à un service de développement, voire à un service d'urgence... que de méditation sur les concepts physiques !... De ce point de vue, le cadre est à la fois excellent pour la motivation à effectuer un travail de thèse –car on y est très conscient des enjeux–, mais moins favorable à un travail régulier et concentré.

Quels acteurs ? J'ai eu 3 encadrants durant ce travail de thèse : mon chef de service, Jean-François Geleyn, mon directeur de thèse, Jean-Luc Redelsperger –situé dans un autre service du même CNRM, le GMME (Groupe de Modélisation à Mésos-Echelle)–, et Jean-Philippe Lafore, également du GMME. Par ailleurs de nombreux autres acteurs sont intervenus dans mon travail de thèse : une bonne part de ce travail s'est faite sur le projet de recherche européen EUROCS (EUROpean Cloud Systems). De nombreux échanges et travaux se sont donc faits au quotidien avec ces partenaires français et étrangers : Stephan de Roode, de l'université d'Utrecht (Pays-Bas), Steve Derbyshire, du service de recherche en convection du Met-Office (Royaume-Uni), Françoise Guichard, du CNRS, etc... Ces contacts ont conduit à des travaux et publications communes.

Quel rôle personnel a-t-on joué dans les décisions et orientations ? C'est d'abord sur une motivation personnelle que je me suis lancé dans ce travail de thèse, que personne ne me demandait. J'ai défini le sujet, pour le rendre compatible avec mes motivations et les besoins de mon service. Par la suite des contacts ont eu lieu avec mes encadrants, par exemple tous les 6 mois –environ– avec mon directeur de thèse ; quelquefois cela se faisait en réunion avec les 3 encadrants. Je proposais les pistes que je comptais explorer, et ils me donnaient des indications, des tendances, des impressions. Du fait que je n'ai jamais travaillé sous la dictée, et ai gardé pour moi le rôle propositionnel, je considère que ce travail s'est fait de façon autonome. Travail autonome ne veut bien sûr pas dire travail solitaire, mais plutôt démarche personnelle, en relation avec les autres.

Quelles difficultés a-t-on dû surmonter ? Enseignements tirés ? Une difficulté fut sûrement de concilier ce travail de thèse avec ma vie familiale. Ce travail s'ajoutait en effet en grande partie à mon travail habituel, et le fait que je n'aie en théorie plus que 40% de travail "local" et 60% de thèse a plutôt débouché sur 50% de travail local et 70% de travail de thèse !... Pourquoi ? Parce

que démarrer le travail pour la faculté n'a pas pu changer du jour au lendemain la répartition des tâches dans le service : il n'y a pas eu de création de poste et certaines tâches demeurent incompressibles !... Par ailleurs il est difficile de se concentrer et de faire un travail de thèse suivi durant la semaine, du lundi au vendredi à mon bureau dans lequel de nombreuses personnes entrent et sortent pour m'y demander des actions liées aux tâches opérationnelles. Comme il était bien convenu que je devrais accorder priorité aux tâches urgentes liées à l'opérationnel de notre modèle de prévision, il m'est vite devenu évident que je ne pourrais arriver à avancer les parties réclamant de la concentration qu'en dehors de ces heures. Après des essais le soir... qui n'ont guère convaincu ma famille ni mes rythmes biologiques (!) j'ai fini par opter pour le travail de week-end. Durant une bonne part de la thèse j'ai dû ainsi travailler 6 jours par semaine, soit à 120% afin de bénéficier d'heures calmes et de concentration au moins un jour par semaine. Une bonne part de mes progrès "théoriques", dus aux lectures les plus difficiles, se sont faits durant ces week-ends ou durant mes périodes de vacances, qui seules dégagent temps libre et disponibilité intellectuelle suffisante. Mais on sent bien que cela amène à "disparaître" de chez soi, voire à y dormir quant on y est !... Une difficulté corollaire a donc été la fatigue, qui malgré la motivation dans ce travail m'a surpris plusieurs fois.

L'enseignement de tout cela est paradoxal : j'ai vécu cette période comme une période très agréable, où j'ai eu l'impression d'apprendre du nouveau, de m'ouvrir des horizons et de déboucher sur des résultats, bref : la joie est plus importante que la fatigue. Certains de mes coreligionnaires en thèse affirment qu'ils étaient pressés "que tout cela soit fini, que la soutenance soit passée pour qu'ils soient libérés". A l'inverse j'ai eu l'impression que le plaisir n'était pas d'arriver, mais bien de cheminer.

Une autre difficulté à surmonter fut celle des habitudes de travail : mes 3 encadrants par exemple ont une motivation et des méthodes de travail fort différentes. Ceci provient de l'objectif même de leurs services respectifs : le GMME est jugé sur sa capacité à publier des articles de recherche à l'international, tandis que mon service, le GMAP, est surtout jugé sur ses scores, *i.e.* la qualité avérée des prévisions météorologiques des modèles qu'il crée. Dit grosso-modo, un service est jugé sur le vrai, l'autre sur l'utile.

En théorie les deux sont équivalents, car plus un modèle est "vrai" au sens "ses équations sont conformes au réel", plus il doit avoir de bons scores prédictifs !... Mais la fracture se produit au niveau des contraintes de fonctionnement temps réel : cette contrainte est centrale en opérationnel, inexistante en mode recherche. Et dans la pratique cela inverse les méthodes de travail : GMAP part du temps calcul que les calculateurs actuels permettent, et affecte une grande part de sa sueur sur l'algorithmique, pour optimiser stabilité et coût calcul de ses modèles. Le temps restant est passé sur les aspects scientifiques. Au GMME c'est l'inverse : l'essentiel du temps est passé sur les aspects scientifiques, le restant sur les aspects stabilité et coût.

Ce débat éternel entre "le vrai et l'utile", entre "découvrir et inventer" se retrouve au quotidien dans les méthodes ; il définit la frontière entre ingénieurs et chercheurs. En m'inscrivant délibérément sur un projet de recherche européen dont les problématiques seraient transversales, j'ai pu du coup effectuer un travail de transversalité au sens des services de Météo-France : à travers les discussions, présentations, travaux communs et résultats obtenus durant la thèse, une meilleure collaboration se dessine, pas de mon seul fait bien sûr, mais en partie suite à ce travail.

Dans le centre de recherches où je travaille on parle bien plus de science et d'algorithmique que de psychologie de la motivation, d'aspects organisationnels ou de démarche qualité. Pourtant la qualité de la communication interne, la clarté des objectifs à l'échelle individuelle et collective

me semblent être des facteurs tout aussi dimensionnants. C'est là un autre enseignement tiré de ce travail de thèse : le rôle crucial joué par les aspects psychologiques et sociologiques en recherche.

Quelles capacités à gérer ou s'intégrer à un projet a-t-on mises en œuvre ? Ce qui m'a étonné, dans ce travail de thèse, est qu'il m'a amené à la fois à plus travailler seul –cf remarques ci-dessus sur les week-ends et la concentration– et à plus travailler avec les autres. Pour effectuer mon travail, j'ai pris des contacts avec de nombreuses personnes que je ne connaissais pas auparavant, proposé des actions ou des exposés communs. Je suis allé sur plusieurs ateliers européens, fait des présentations, ai lu de nombreux articles en Anglais. La pratique intensive de l'Anglais parlé et écrit m'a accessoirement amené à "booster" mon niveau en Anglais, ainsi qu'à reprendre des cours en formation permanente dans cette langue. Participer au projet EUROCS m'a permis d'avoir à gérer les dates inhérentes au travail en projet, tout en mieux percevant les qualités et les défauts des autres services météorologiques européens, que je n'avais guère côtoyés auparavant. J'ai été étonné de voir que ces nombreux contacts, je j'appréhendais originellement, se sont bien déroulés et ont été source de résultats communs. Ceci donne donc raison à l'adage : "ce n'est pas parce que les choses sont difficiles que nous n'osons pas ; c'est parce que nous n'osons pas qu'elles sont difficiles". Se lancer dans le bain de projets européens ou d'actions transversales entre services c'est découvrir la facilité et la pertinence de travail en réseaux plus larges. Les nombreuses discussions que j'ai eues m'ont élargi l'esprit plus sûrement que le même travail fait à partir de seules lectures d'articles de recherche !... L'originalité des autres se présente comme une trame sur laquelle chacun base la sienne propre.

Quelles connaissances, compétences, pense-t-on avoir développées ? J'ai acquis de nouvelles connaissances : prise de conscience du rôle central joué par la sociabilité en recherche, progrès théoriques grâce aux lectures et au travail de réflexion solitaire, meilleure confiance en moi dans ma capacité à créer des liens, à travailler en équipe, à effectuer des présentations ou organiser des réunions, goût d'écrire et de formaliser pour autrui ce que j'avais appris, etc... Ce travail de thèse a été un véritable catalyseur d'actions que je souhaitais faire et que j'ai ainsi faites. Une sorte de version "grand bain" du travail que je faisais avant.

Evaluation des retombées du travail ? Une partie du travail a déjà donné lieu à modification du modèle opérationnel de Météo-France. Elle impacte donc nos prévisions quotidiennes : c'est le travail sur un nouveau schéma de nébulosité, inspiré du travail de (Xu and Randall, 1996b). Cette nébulosité a fait partie d'un paquet physique ayant amélioré notre prévisibilité des cyclogénèses hivernales. Mais l'essentiel de ce travail de thèse a porté sur l'amélioration de concepts simples de convection atmosphériques, appelés dans notre jargon paramétrisations. Quelques concepts nouveaux ont été proposés, et un nouveau schéma de calcul mis en œuvre. Les premiers résultats sont encourageants, validant les concepts proposés. Ce schéma apporte aussi des perspectives de fusion de schémas existants, élaborés durant la même période par d'autres laboratoires que Météo-France. Son cadre permettra donc de gérer sous le même formalisme des processus actuellement traités séparément. Une simplification, donc.

Quid de l'après thèse ? Et si c'était à refaire ? Après la thèse je serai à même d'élargir le domaine de mes cours, notamment en prévision tropicale : convection profonde et stratocumulus. Par ailleurs le projet de recherche EUROCS sur lequel j'ai travaillé va avoir une suite en interne Météo-France, à travers le GAME : les collaborations transversales au sein du CNRM vont tendre à s'élargir ; je compte continuer de jouer un rôle à la fois moteur et participatif dans les actions associées, ainsi que dans la justification officielle de ces modes de travail transverses. Je suis par ailleurs persuadé que les aspects philosophiques, psychologiques et sociologiques, auxquels je m'intéresse depuis des années, ont une place à jouer dans l'entreprise, qu'elle soit de recherche

ou non. Cette place gagnerait à être plus grande qu'elle n'est actuellement. J'essaierai donc, dans la mesure de mes possibilités, de faire des exposés et communications sur ces points, ainsi que de continuer à me former.

Si c'était à refaire, j'essaierais sûrement de négocier un travail à 100% sur la thèse : la charge de travail fut lourde, à 6 jours de travail par semaine !... Pour le reste, pas de changement : cette expérience personnelle confirme à mon modeste niveau ce qu'enseigne la philo : l'argent apporte la puissance et les plaisirs faciles. Mais c'est vraiment le travail, l'effort de compréhension qui permettent à de nouvelles actions personnelles de réussir ; de là découle la joie. Et qui se laisserait de la joie ?

Chapitre 2

Publications

Les articles auxquels j'ai participé en tant que coauteur sont les suivants :

- (Derbyshire et al., 2004)
- (Duynderke et al., 2004)
- (Guichard et al., 2004)

Ils ont été publiés par la revue "Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society".

Chapitre 3

Conclusion générale

Le présent travail s'est intéressé à la représentation de la convection humide à grande échelle, *i.e.* aux concepts permettant d'exprimer l'effet moyen d'un ensemble d'ascendances et subsidences convectives. Le travail s'est porté sur les concepts convectifs, leurs équations et leur test en modélisation 1D ; les résultats principaux en sont les suivants :

1. **Proposition du concept de CCF** : le terme de convection, au sens il est défini habituellement par la communauté météorologique, a une acception très large lui conférant un statut tant de petite que grande échelle. Ceci est alors source de question indécidables quant à la causalité. On propose ici le concept de CCF (Condensation Convective Flottable) dont le but est de penser plus simplement l'interaction entre les différents processus convectifs, et sortir du dilemme œuf-poule en causalité convective. Il en résulte une simplification pour l'exercice d'écriture des paramétrisations convectives : celles-ci n'ont alors plus à fournir la réponse convective à un forçage non convectif (problème indécidable), mais plus simplement le taux de condensation convective flottable (CCF) sous-maille en réponse à un forçage résolu, dont on n'a pas besoin de savoir quelle part est convective ou non. Le problème devient décidable.
2. Une vision du travail de paramétrisation convective : on se fait le relais dans ce travail de la suggestion de (Mapes, 1997), pour qui paramétriser la convection c'est répondre d'abord à la question : "Quels nuages tendent à se développer dans un environnement à mésoéchelle donné ?". Et dans un deuxième temps seulement : "Quelle rétroaction ces nuages ont-ils sur cet environnement ?". Partant de cette suggestion la **proposition du présent travail est d'orchestrer la réponse d'un schéma convectif à ces 2 questions autour d'une grandeur unique : la CCF**. Et d'en fournir un exemple concret : le schéma MT, présenté ci-dessous.
3. **Proposition d'écrire les paramétrisations convectives directement en termes de microphysique et de transport** (MT dans la suite) ; démonstration de la faisabilité et pertinence de cette approche :
 - (a) Dès l'écriture des tendances convectives à échelle résolue sous forme de microphysique et transport séparés il apparaît que cette forme des équations est **plus facile à penser** que celle plus fréquente –en aval de (Yanai et al., 1973)– dans laquelle la microphysique a été implicite dans le terme de entraînement. Elle est aussi **plus facile à régler et valider** versus CRM et LES : tant CRM et LES que paramétrisation utilisent désormais les mêmes termes sur le membre de droite des équations de tendance à échelle résolue. Enfin cette forme ne suppose pas la stationnarité nuageuse que supposait l'approche (Yanai et al., 1973).

- (b) La question est alors : quel **niveau de détail microphysique** rend cette approche pertinente ? Puisque les termes de tendance microphysique apparaissent explicitement sur l'équation à échelle résolue, la microphysique de la paramétrisation doit comporter un niveau de détail suffisant. Mais elle **n'a pas besoin d'être très complexe** : on montre ici la pertinence de l'approche MT versus les paramétrisations actuelles avec une microphysique gérant un réservoir d'eau condensée au cours du calcul d'ascendance, et calculant condensation flottable (qui n'est autre que la CCF), évaporation nuageuse, autoconversion et évaporation des précipitations. Le fait de gérer un réservoir d'eau condensée permet de verrouiller algorithmiquement entre eux les termes de condensation, évaporation nuageuse et autoconversion, gage de cohérence interne (cohérence entre eux des processus convectifs prévus par le schéma) et externe (cohérence des prévisions du schéma avec les observations).
- (c) L'effet d'avoir mis la CCF au cœur des calculs du schéma est triple :
- i. **Inverser la causalité**, car ce ne sont plus des considérations à échelle résolue qui dirigent l'intensité des effets convectifs sous-maille, mais bien le résultat d'un calcul microphysique sous-maille qui dirige les tendances convectives à échelle résolue.
 - ii. **Pouvoir gérer continûment le passage de la convection précipitante à non-précipitante**, puisque cette continuité existe de facto lors du calcul de l'eau condensée et de son autoconversion.
 - iii. **Pouvoir verrouiller dès le stade des équations à grande échelle les termes microphysiques entre eux, et ces termes microphysiques avec ceux de transport**. Ceci permet à la fois une réduction des degrés de liberté, et donc une simplification des réglages, mais aussi un gage de cohérence de ces termes entre eux dans les situations convectives fort variables que l'on rencontre à l'échelle globale : toutes les possibilités combinées de stabilité verticales sèches et humides, et d'airs secs à très humides, etc...
- (d) Un test extensif en unidimensionnel d'une version en CAPE de ce schéma MT est proposé. On montre que la **qualité de prévision de ce nouveau schéma est semblable à la référence opérationnelle sur les cas humides** tels TOGA COARE Case 1 ou GATE. Le nouveau schéma est par contre **plus performant sur les cas plus difficiles** : une transition de convection peu profonde à profonde, les cas à faible forçage à grande échelle tel le cycle diurne continental. Le transport convectif d'humidité est accru, les tendances d'humidité à échelle résolue (Q2) sont significativement améliorées, ainsi que leur sensibilité à l'humidité de la moyenne troposphère.
4. Avancées méthodologiques : le présent travail propose un **banc de test en 1D comportant 5 cas convectifs très différents et bien documentés**, dont 3 sont une création récente puisque tirés du projet EUROCS (2000-2003), certains comportant des résultats de simulations haute résolution. C'est grâce à ce test complet que la critique de la fermeture en convergence ci-dessous a pu être conclusive, et que le transport d'humidité a pu être quantitativement validé. Ce travail propose également une **méthodologie de test, dite "en mode variables prescrites" consistant à forcer la physique 1D du GCM à chaque instant par le profil moyen issu de simulations CRM**. Ceci permet d'étudier la réponse des paramétrisations à des profils n'accumulant pas temporellement le biais de ces mêmes paramétrisations, et de comparer quantitativement les flux physiques simulés à ceux des CRM servant ici de référence. Cette approche apporte des informations complémentaires aux prévisions 1D en mode nominal.

5. **Critique de la fermeture en convergence d'humidité** : grâce au banc d'essai cité ci-dessus et à l'usage de résultats de simulations convectives à haute résolution, on montre les limites de la fermeture en convergence d'humidité. Une fermeture en CAPE est proposée et validée, répondant de façon plus générale au problème posé. On indique également la possibilité d'une fermeture mixte à transition continue : en CAPE pour les régimes doux de convection active, et en convergence pour les régimes durs de convection passive.
6. L'approche MT-CCF proposée ouvre de nouvelles perspectives, au titre desquelles
 - (a) Plus grande facilité à **penser** le travail de modélisation convective (paramétriser la microphysique plutôt que le déentraînement, qui combine les deux processus de microphysique et de transport). Plus grande facilité à **régler et valider** la paramétrisation versus CRM et LES. –Ce premier double point est un rappel de celui mentionné plus haut.–
 - (b) Meilleure **cohérence** avec les modèles utilisant des **variables nuageuses pronostiques** d'eau à échelle résolue, puisque l'hypothèse de stationnarité de (Yanai et al., 1973) n'est plus nécessaire.
 - (c) **Souplesse quant au choix de la fermeture** : des fermetures en CAPE, en convergence d'humidité, ou fermeture mixte sont proposées dans ce travail. Suite à la lecture du manuscrit de thèse un test concluant d'implémentation de la proposition MT-CCF a également été effectué dans un autre laboratoire, au titre d'une collaboration, dans un schéma utilisant une fermeture en flux de masse pronostique (Luc Gerard, IRM Belgique).
7. Dans cette thèse **l'entraînement convectif** a été exploré par un travail sur les résultats de simulations de CRM, puis par la **proposition d'un entraînement pronostique** assez simple, ouvrant une piste vers une meilleure prévisibilité du cycle diurne de la convection continentale par des paramétrisations : on montre en effet que **prendre en compte l'évaporation des précipitations convectives comme terme source d'une quantité pronostique gérant l'extension verticale des ascendances améliore grandement la prévision du cycle diurne**. Cette approche devra être testée dans un cadre plus large, et son interaction avec une représentation de la fraction occupée par les ascendances convectives devra être étudiée (travail en cours sur la formulation).

Le schéma n'a pour l'instant été testé qu'en unidimensionnel. Il faudra le **tester en tridimensionnel**, en reprenant les critères de validation déjà mis en œuvre : diagrammes Hovmöller de précipitation et de température de brillance.

Enfin, les formalismes d'entraînement et de vitesse verticale intra-nuageuse développés ici pour la convection précipitante s'avèrent a posteriori très proches de ceux de (Soares et al., 2004) pour la convection sèche ou de (Bretherton et al., 2004) pour la convection peu profonde –précipitante ou non–. Le formalisme en microphysique et transport proposé ici permet de gérer en sus la convection profonde et de retrouver les autres approches dans les cas peu profonds. Avec l'approche proposée on peut donc espérer **faciliter dans les prochaines années une unification des transports secs, humides non-précipitants et humides précipitants autour d'un même jeu d'équations à échelle résolue, et une seule microphysique**.

Chapitre 4

Annexe

4.1 Températures potentielles

Rappel : une particule effectue une évolution *adiabatique* si elle n'échange ni masse ni chaleur avec son environnement. Une particule effectue une évolution *pseudo-adiabatique irréversible* si elle n'échange pas de chaleur avec son environnement, est saturée à chaque instant en vapeur d'eau, et évacue instantanément tout condensat éventuellement généré. Dans l'expression "pseudo-adiabatique irréversible" le terme "pseudo" vient de ce que l'évolution n'est pas adiabatique puisqu'il y a échange de masse (évacuation des condensats) ; le terme "irréversible" vient de ce que les condensats générés étant évacués, le chemin inverse n'est plus possible.

4.1.1 Température potentielle θ

Définition : c'est une fonction de la température et de la pression : c'est la température qu'aurait une particule amenée adiabatiquement de sa température et sa pression courantes à la pression 1000 hPa.

Formule :

$$\theta = T \left(\frac{p_0}{p} \right)^{\frac{R_a}{c_{pa}}} \quad (4.1)$$

où T est la température, p la pression, $p_0 = 1000 \text{ hPa}$ la pression de référence, R_a la constante spécifique de l'air sec, c_{pa} la chaleur massique de l'air sec.

Interprétation : une particule en évolution adiabatique voit sa température potentielle θ être conservée. Si on se place en un lieu où $\frac{\partial \theta}{\partial z} > 0$ on voit que l'atmosphère est stable : une particule effectuant un déplacement adiabatique vertical vers le haut va conserver sa valeur de θ , elle va donc se trouver plus froide et donc moins flottable que son environnement. La force qu'elle subit est alors opposée à son déplacement. De même si elle se déplace vers le bas, elle va devenir plus chaude que son environnement et subir une force vers le haut ; la force est opposée au déplacement.

Inversement si on se place en un lieu où $\frac{\partial \theta}{\partial z} < 0$ on voit que l'atmosphère est instable : tout déplacement vertical adiabatique local va être amplifié. Cette instabilité, appelée instabilité sèche (car ne faisant intervenir aucun processus de condensation), est fréquente dans l'atmosphère terrestre, par exemple sur les continents en été : la surface chauffée par le soleil devient plus chaude

que l'air situé au-dessus, et génère de l'instabilité sèche. Les mouvements induits tendent alors à ramener $\frac{\partial\theta}{\partial z}$ vers une valeur proche de zéro.

La figure (4.1 p. 230) montre un exemple de profil de θ sur continent l'été, vers midi heure solaire locale. La surface a une valeur de θ plus élevée que l'air situé juste au-dessus ; la couche limite de surface présente donc des valeurs de $\frac{\partial\theta}{\partial z}$ négatives, et est donc instable. Dans la couche limite, disons ici de 15 m jusqu'à 1200 m environ $\frac{\partial\theta}{\partial z} \simeq 0$, la couche limite est dite neutre. Au-dessus de la couche limite $\frac{\partial\theta}{\partial z}$ devient strictement positif : l'atmosphère est stable.

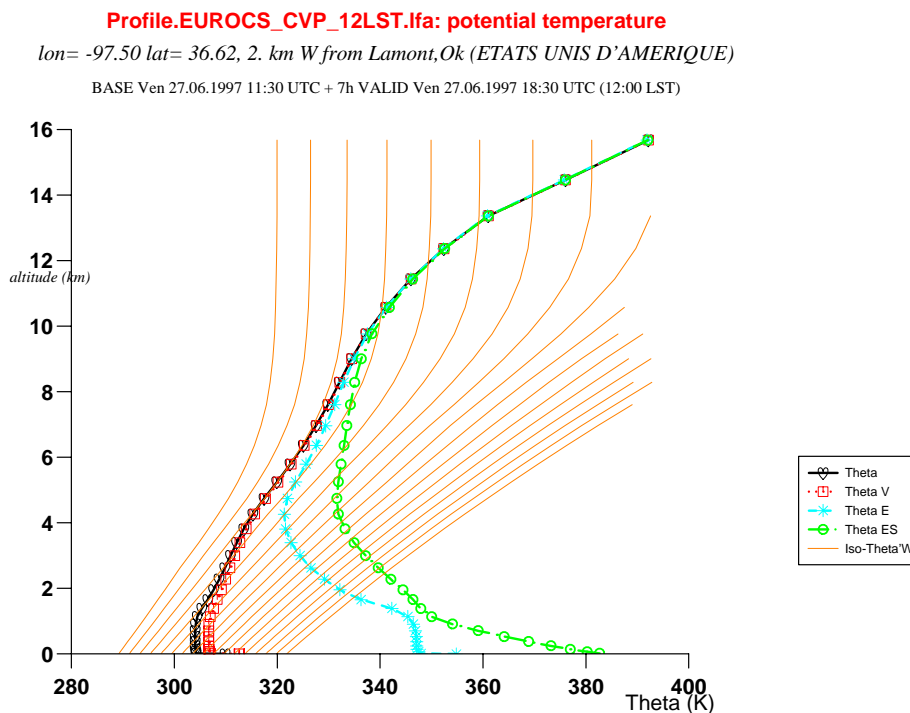


FIG. 4.1 – Profil vertical de θ , θ_V , θ_E , θ_{ES} sur le site ARM SGP, Oklahoma (USA), à 12h heure solaire locale. Le profil présenté ici est celui simulé par le CRM MÉSO-NH, prévision à 7h d'échéance.

4.1.2 Température potentielle virtuelle θ_V

Ce qu'on a écrit plus haut serait vrai idéalement pour un gaz dont la composition serait uniforme. Mais l'atmosphère est de composition variable, la principale fluctuation en fraction de masse venant de la variabilité de la vapeur d'eau. La composition joue dans le problème de stabilité susmentionné, car la constante spécifique des gaz n'est pas la même pour la vapeur d'eau et pour l'air sec, et donc la fraction de masse occupée par la vapeur d'eau influe sur la densité de l'air à température et pression données.

C'est pour tenir compte de cet effet qu'ont été créées les notions de température virtuelle et température potentielle virtuelle. La température virtuelle T_v est une fonction de la température et de la quantité de vapeur d'eau : la température virtuelle d'un air humide est la température que devrait avoir un air sec pour avoir la même densité à la même pression. La température virtuelle de l'air

est supérieure ou égale à sa température, et ce d'autant plus que la vapeur d'eau qu'il contient est importante.

Définition : la température potentielle virtuelle θ_V est une fonction de la température, de la pression et de la quantité de vapeur d'eau. C'est la température virtuelle qu'aurait une particule amenée adiabatiquement de sa température et de sa pression courantes à la pression 1000 hPa. Comme θ , θ_V est conservée lors d'une évolution adiabatique.

Formule :

$$\theta_V = T_v \left(\frac{p_0}{p} \right)^{\frac{R_a}{c_{pa}}} \quad (4.2)$$

où T_v est la température virtuelle, p la pression, $p_0 = 1000 \text{ hPa}$ la pression de référence, R_a la constante spécifique de l'air sec, c_{pa} la chaleur massique de l'air sec. La température virtuelle est donnée par

$$T_v = T \left[1 + \left(\frac{R_v}{R_a} - 1 \right) q_v \right] \quad (4.3)$$

où R_v est la constante spécifique de la vapeur d'eau et q_v la quantité spécifique de vapeur d'eau. θ_V peut donc également être écrite comme :

$$\theta_V = \theta \left[1 + \left(\frac{R_v}{R_a} - 1 \right) q_v \right] \quad (4.4)$$

Cette définition et formule de θ_V est celle qu'en donne par exemple (Emanuel, 1994). Certains auteurs définissent la température potentielle virtuelle θ_V comme prenant en compte également l'effet de flottabilité négative des condensats en vitesse de chute terminale ; ils écrivent alors θ_V selon

$$\theta_V = \theta \left[1 + \left(\frac{R_v}{R_a} - 1 \right) q_v - q_c \right] \quad (4.5)$$

où q_c est la quantité spécifique de condensat (liquide et glace).

Interprétation : la température potentielle virtuelle θ_V est plus précise pour les calculs de stabilité verticale que la température potentielle θ , puisque l'effet de la présence de vapeur d'eau sur la densité y est prise en compte.

Cependant les conclusions qu'on peut tirer de l'une ou l'autre sont souvent assez comparables, sauf dans les cas tels les couches limites marines où les gradients verticaux de vapeur d'eau sont les plus significatifs. Il apparaît ainsi sur la figure (4.1 p. 230) relative à un cas continental qu'on tire sensiblement la même information de stabilité en observant θ_V que θ . La seule différence est que le profil de θ_V est un peu plus instable, puisque sa valeur est plus grande que θ près de la surface (vapeur d'eau significative), et identique au-dessus de 5 km d'altitude (faible contenu en vapeur d'eau).

N.B. : dans θ_V seul est pris en compte l'effet de la vapeur d'eau (et éventuellement des condensats en vitesse de chute terminale) sur la densité locale de l'air. Le processus de condensation de la vapeur d'eau n'y est pas géré ; $\frac{\partial \theta_V}{\partial z}$ fournit donc la stabilité d'une masse d'air humide, vis-à-vis de mouvements verticaux sans condensation.

4.1.3 Température potentielle équivalente θ_E

Le but est maintenant de prendre en compte la stabilité verticale de l'atmosphère en présence de processus de condensation.

Définition : la température potentielle équivalente θ_E est une fonction de la température, de la pression et de la quantité de vapeur d'eau. Elle est définie comme suit : on considère une particule atmosphérique. On l'amène adiabatiquement à son niveau de condensation. On la monte alors selon une pseudo-adiabatique irréversible (tout ce qui condense précipite, et sort donc du système constitué de la particule) jusqu'à épuisement de l'humidité, puis la redescend adiabatiquement au niveau 1000 hPa. La température résultante est θ_E . Comme θ et θ_V , θ_E est conservée lors d'une évolution adiabatique. Elle est conservée également lors d'une évolution pseudo-adiabatique irréversible.

Formule : il n'existe pas de formule analytique exacte de θ_E , car il n'en n'existe pas pour le second des deux processus que θ_E décrit : l'évolution pseudo-adiabatique. Lorsqu'on souhaite un calcul précis de θ_E il faut résoudre par des méthodes itératives l'ascendance pseudo-adiabatique irréversible. Pour des graphiques ou des calculs de diagnostics une formule approchée sera le plus souvent suffisante ; la littérature en propose plusieurs, cf par exemple (Paluch, 1979) ou (Emanuel, 1994). Nous reproduisons ici celle très répandue de (Bolton, 1980) :

$$\theta_E = T \left(\frac{100000.}{p} \right)^{0.2854(1-0.28 \cdot 10^{-3}r)} \exp \left[\left(\frac{3.376}{T_L} - 0.00254 \right) r \left(1 + 0.81 \cdot 10^{-3}r \right) \right] \quad (4.6)$$

où T est la température du niveau courant (en K), p sa pression (en Pa), r est le rapport de mélange en vapeur d'eau (en $g \cdot kg^{-1}$). T_L , température au niveau de condensation, peut être tirée du même article (Bolton, 1980) :

$$T_L = \frac{2840.}{3.5 \ln T - \ln e - 4.805} + 55. \quad (4.7)$$

où e est la tension de vapeur d'eau (en hPa).

Interprétation : vis-à-vis de θ , θ_V et θ_E apportent tous deux une information supplémentaire sur la quantité de vapeur d'eau contenue dans la particule : θ_V comme on l'a vu sur le changement de stabilité dû à la vapeur d'eau, vis-à-vis de mouvements verticaux secs ; θ_E , qui nous intéresse ici, apporte une information sur la chaleur qui serait libérée si toute la vapeur d'eau présente dans la particule venait à condenser suite à un mouvement ascendant. Si la quantité de vapeur d'eau est nulle on aura par définition $\theta_E = \theta$. Dans les autres cas on aura $\theta_E > \theta$, l'écart étant d'autant plus grand que la quantité de vapeur d'eau contenue sera élevé. Sur le cas présenté en figure (4.1 p. 230) on voit que l'écart $(\theta_E - \theta)$ est de l'ordre de 35 K dans la couche limite atmosphérique, pour tendre vers zéro en altitude où la vapeur d'eau se raréfie.

$(\theta_E - \theta)$ renseigne donc sur la quantité de chaleur qui pourrait être libérée si la particule effectuait un mouvement ascendant significatif, provoquant la condensation de toute sa vapeur. Mais ce mouvement est il possible, compte-tenu de la stratification verticale ? Pour le savoir il faut coupler l'information de θ_E avec celle de θ_{ES} présentée ci-dessous.

4.1.4 Température potentielle équivalente de saturation θ_{ES}

Définition : soit une particule de température T et de pression p ; la température potentielle équivalente de saturation θ_{ES} est la température potentielle équivalente θ_E qu'aurait cette particule si elle était saturée en vapeur d'eau à cette pression et cette température.

N.B. : θ_{ES} ne dépend pas de la quantité de vapeur d'eau de la particule : le profil de θ_{ES} ne dépend que du profil *thermique*.

Interprétation : $\frac{\partial\theta_{ES}}{\partial z}$ nous renseigne sur la stabilité locale du profil thermique vis-à-vis du mouvement d'une particule *qui serait saturée* : là où $\frac{\partial\theta_{ES}}{\partial z} < 0$ une particule saturée serait instable. Là où $\frac{\partial\theta_{ES}}{\partial z} > 0$ une particule saturée serait stable, et une particule non saturée le serait a fortiori. Le profil de θ_{ES} renseigne donc sur la stabilité *locale*, *i.e.* celle d'une particule saturée qui débiterait son mouvement localement, à vitesse initiale négligeable et à température égale à celle du niveau.

Utilisé conjointement à celui de θ_E , le profil de θ_{ES} permet également d'estimer la présence d'instabilité humide non locale, comme présenté en section suivante.

4.1.5 Utilisation conjointe de θ_E et θ_{ES}

Interprétation 1 : instabilité non locale. La convection humide met cependant en jeu des échanges non locaux sur la verticale : la question qui se pose n'est donc pas seulement : "une particule saturée est-elle localement instable ?" mais "une particule issue de niveaux inférieurs, saturée, et atteignant le niveau courant continuerait-elle son ascendance ?". L'usage conjoint des profils de θ_E et θ_{ES} nous renseigne sur cette possibilité de convection humide non locale, comme indiqué sur le schéma (4.2 p. 234) :

1. Premier exemple : considérons une particule au voisinage de la surface (cube vert), effectuant une ascendance adiabatique jusqu'à son niveau de condensation, puis continuant l'ascendance de façon pseudo-adiabatique irréversible. Une telle particule effectue ce parcours à θ_E constant, ce qui est matérialisé par la verticalité de la flèche verte tiretée. Le long de ce trajet on a matérialisé le niveau de convection libre par un cylindre vert : au-dessus de ce point le θ_E de la particule saturée est en effet plus grand que le θ_{ES} de son environnement ; la particule est donc plus chaude, et flottable. Elle continue alors son trajet en recevant du travail de la part de son environnement, de ce niveau de convection libre jusqu'au point-extrémité de la flèche verte tiretée, dit niveau de neutralité, où la flottabilité va redevenir nulle : le θ_E de la particule croise alors dans l'autre sens la courbe θ_{ES} de son environnement. La surface comprise entre la flèche verte tiretée et la courbe θ_{ES} de l'environnement, du niveau de convection libre à celui de neutralité, donne une idée de la CAPE, travail reçu par la particule au cours de ce trajet.
2. Deuxième exemple, flèche rouge mixte : une particule débutant son ascendance plus haut (cube rouge) atteint le niveau de convection libre à un niveau plus élevé (cylindre rouge), puis interrompt son ascendance plus rapidement (extrémité de la flèche rouge mixte). La CAPE serait là plus faible.
3. Troisième exemple, flèche bleue double-mixte : une particule débutant son ascendance d'un niveau encore plus élevé (cube bleu) n'atteindrait jamais le niveau de convection libre, puisque l'intersection avec la courbe θ_{ES} est vide. Aucune ascendance motrice n'est donc à envisager dans ce dernier cas. CAPE nulle.

Ce type de graphique combinant θ_E et θ_{ES} permet donc de voir de quels niveaux de l'atmosphère les particules doivent être originaires pour être susceptibles de recevoir un travail moteur (CAPE) lors d'une ascendance humide.

Interprétation 2 : humidité relative. On peut déduire assez simplement de ce type de graphique (θ , θ_E , θ_{ES}) une autre information : l'humidité relative du profil. En effet l'écart ($\theta_E - \theta$) est, à température et pression données, assez proportionnel à la quantité de vapeur d'eau q_v . Or l'humidité relative atmosphérique est voisine de q_v/q_{vsat} , où q_{vsat} est la quantité de vapeur d'eau

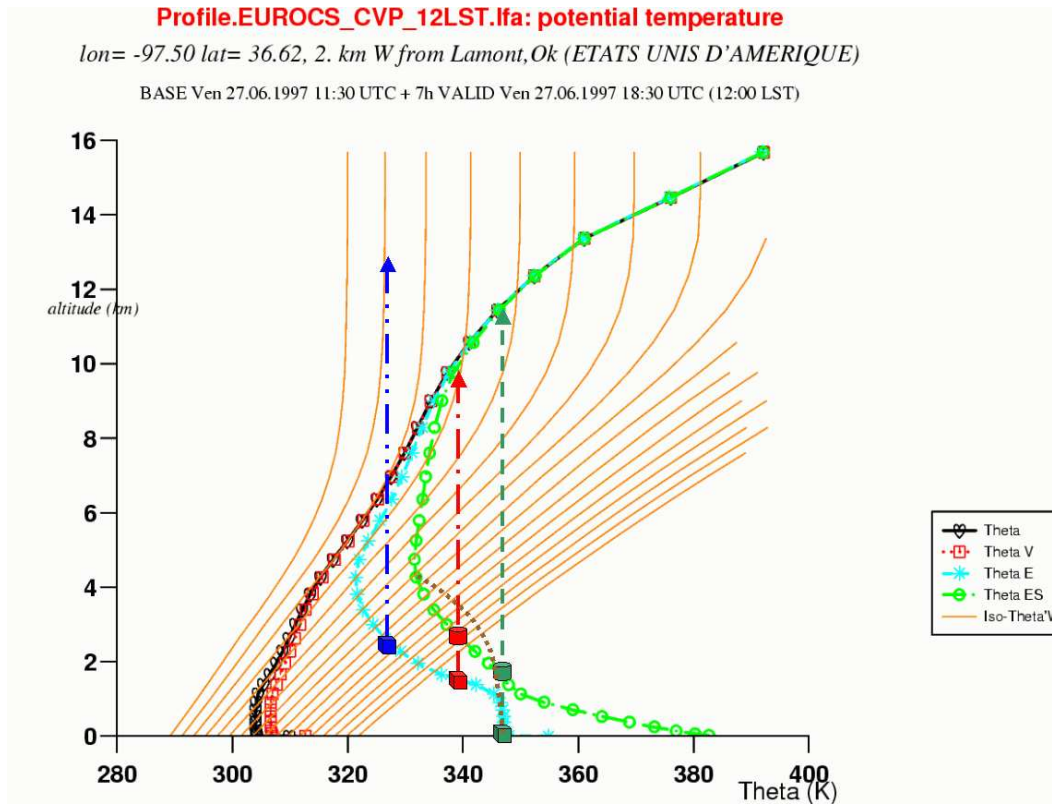


FIG. 4.2 – Profil vertical de θ , θ_V , θ_E , θ_{ES} sur le site ARM SGP, Oklahoma (USA), à 12h heure solaire locale. Le profil présenté ici est celui simulé par le CRM MÉSO-NH, prévision à 7h d'échéance. Légende des flèches et marqueurs : voir texte.

saturante. Il vient donc que l'humidité relative est peu différente de $\frac{\theta_E - \theta}{\theta_{ES} - \theta}$. L'humidité relative est donc donnée simplement par le positionnement relatif de la courbe θ_E entre celles de θ et θ_{ES} . Exemple : sur la figure (4.1 p. 230), vers 3 km d'altitude, la courbe θ_E est à mi-chemin entre celles de θ et θ_{ES} : 50% d'humidité relative environ. Au sommet de la couche limite la courbe θ_E est très proche de celle de θ_{ES} , à environ 90% du chemin allant de θ à θ_{ES} . L'humidité relative y est donc de 90% environ.

Interprétation 3 : prise en compte de l'entraînement. L'interprétation 1 nous a montré comment déduire l'extension verticale des nuages convectifs, sous l'hypothèse d'une ascendance sans entraînement d'air environnemental : on supposait en effet que la particule effectuait une ascendance adiabatique sèche, puis pseudo-adiabatique humide. Or en réalité les nuages convectifs échangent avec leur environnement : les cumulus sont d'aspect bourgeonnant, et leur partie "blanche" est un fractal faisant se juxter des parties saturées et sous-saturées jusqu'à des échelles très faibles (de l'ordre du mètre) ; ce phénomène est connu grâce à des études in-situ, et ce depuis de nombreuses années, telle l'étude de (Squires, 1958). Au sein de ce fractal opèrent des échanges de chaleur et de masse, de sorte que les ascendances réelles effectuées par les particules nuageuses sont un intermédiaire entre d'une part le profil adiabatique puis pseudo-adiabatique, et d'autre part le profil de l'environnement.

Les particules nuageuses saturées sont notamment très sensibles à la sécheresse de l'air environnemental : à chaque fois que de l'air est entraîné, plus l'air est sec et plus les particules vont désaturer, le condensat s'évaporer et la particule se refroidir. Donc en air environnemental humide les ascendances moyennes seront assez proches du modèle adiabatique puis pseudo-adiabatique : l'ascendance se fait à θ_E constant, *i.e.* selon une droite verticale sur un graphique du type de (4.1 p. 230). En air sec inversement les ascendances seront bien moins étendues verticalement.

Il n'est pas possible, eu égard à la complexité de ce processus d'entraînement, de le quantifier à l'aide des seules fonctions (θ , θ_E , θ_{ES}). Mais qualitativement la valeur de θ_E moyenne à un niveau donné dans les nuages réels est un intermédiaire entre le profil de θ_E environnemental et celui uniforme égal à la valeur de θ_E au sein de la couche limite. Un tel profil de θ_{ES} intermédiaire est présenté sur le schéma (4.2 p. 234), en pointillé marron, le nuage moyen ainsi obtenu présentant un sommet vers 4 km, soit bien en deçà des 11 km qu'indiquerait la seule approche sans entraînement (flèche verte tiretée).

4.1.6 Température pseudo-adiabatique du thermomètre mouillé θ'_w

C'est une fonction de la température, de la pression et de la quantité de vapeur d'eau. Elle est définie comme suit : on considère une particule atmosphérique. On l'amène adiabatiquement à son niveau de condensation, puis selon une pseudo-adiabatique irréversible au niveau 1000 hPa. La température résultante est θ'_w .

θ'_w apporte la même information que θ_E définie plus haut : $\frac{\partial \theta_E}{\partial z}$ et $\frac{\partial \theta'_w}{\partial z}$ ont en effet toujours le même signe. Le choix de l'une ou l'autre pour travailler est donc indifférent, et à caractère vernaculaire : en France les prévisionnistes utilisent plutôt θ'_w , tandis qu'à l'international et dans les revues à comité de lecture l'usage de θ_E est plus répandu.

Les iso- θ'_w de l'air saturé ont été portées en tant que "fond de carte" sur la figure (4.1 p. 230). Elles y apportent une information redondante avec celle de θ_{ES} , comme indiqué ci-dessus. La propriété signalée ci-dessus, à savoir que $\frac{\partial \theta_E}{\partial z}$ et $\frac{\partial \theta'_w}{\partial z}$ ont toujours le même signe, y est visible dans le

cas de l'air saturé : à tous les niveaux où $\frac{\partial \theta_{ES}}{\partial z} < 0$ le profil de θ franchit les iso- θ'_w dans sens décroissant, là où $\frac{\partial \theta_{ES}}{\partial z} = 0$ le profil de θ est parallèle aux iso- θ'_w , et là où $\frac{\partial \theta_{ES}}{\partial z} > 0$ le profil de θ franchit les iso- θ'_w dans sens croissant. Si une information redondante a été portée sur cette figure, comme dans d'autres de ce manuscrit de thèse, c'est là encore pour raison vernaculaire : pour permettre que la même figure soit lue par des personnes habituées à penser en θ_E ou en θ'_w .

4.2 Fermeture en K et nuages profonds

On documente ici un problème survenu avec le schéma opérationnel dans deux contextes de convection profonde différents : dans TOGA-COARE Case 1 avec la version opérationnelle du schéma, et dans le cas le plus humide (à 90%) d'EUROCS QV, lorsque l'on cherche à modifier l'ascendance pour la faire monter plus haut en altitude. Assez paradoxalement, c'est sur les profils nuageux les plus humides et les plus profonds, là où on s'attendrait à de fortes intensités et donc à des valeurs de K élevées, que la valeur de K se met à décroître pour devenir négative, provoquant l'arrêt du schéma.

Le problème survient lors du calcul de K par l'équation (2.14 p. 123) : le terme dominant au numérateur est celui lié au profil d'énergie statique humide $\int -\omega_u^* \frac{\partial \bar{h}}{\partial p} \frac{dp}{g}$. Ce terme peut être séparé en sa (i) contribution due à l'énergie statique sèche $\int -\omega_u^* \frac{\partial \bar{s}}{\partial p} \frac{dp}{g}$ et (ii) celle due à la vapeur d'eau $\int -\omega_u^* \frac{\partial \bar{L}q}{\partial p} \frac{dp}{g}$. Dans les hautes couches (zone où $\frac{\partial \bar{s}}{\partial p}$ devient très négatif) la contribution de (i) domine. Lorsque le nuage monte plus haut l'intégrale en s devient de plus en plus petite algébriquement, tandis que l'intégrale en q ne croît plus : $(\frac{\partial q}{\partial p})$ tend vers zéro dans les hautes couches). Bilan, plus les nuages montent haut, plus le profil de flux de masse est grand dans les hautes couches, plus K diminue, jusqu'à arriver à une situation où le schéma "ne ferme plus".

Or nous avons vu lors de l'étude du cas EUROCS QV que le schéma opérationnel avait pour défaut de ne pas suffisamment monter en altitude sur le cas le plus humide, à 90% d'humidité relative. Les CRM ayant tourné sur ce cas indiquent un flux important en altitude : la figure (4.3 p. 238) indique des flux de masse significatifs jusqu'à 14 km d'altitude.

Le schéma pourrait-il fermer si son flux de masse était celui prévu par les CRM sur ce cas ? Calculons le profil de $\int_{p_t}^{p_b} -w^* \frac{\partial s}{\partial z} \frac{dp}{g}$ et $\int_{p_t}^{p_b} -w^* \frac{\partial q}{\partial z} \frac{dp}{g}$ en utilisant le flux de masse du CRM, et les profils de s et q de ce cas. Ces profils sont tracés en figure (4.4 p. 238), et la réponse est claire : l'intégrale en s est bien plus forte que celle en q (-3331 W/m^2 contre $+2490 \text{ W/m}^2$), impliquant donc qu'il n'est pas possible de fermer avec l'approche opérationnelle sur ce cas, si on utilise pour flux de masse celui fourni par le CRM.

On peut se demander si les flux de masse fournis par le CRM et la paramétrisation sont de même nature. Contacts pris auprès de Steve Derbyshire (Met Office) et Françoise Guichard (Météo-France), la définition des flux de masse dans les sorties CRM est la suivante : le flux de masse à un niveau donné est la moyenne horizontale de ρw , effectuée ici sur les points où w est positif (ascendance) et où des hydrométéores sont présentes. Cette définition est bien celle ρw^* de la paramétrisation, qui doit rendre compte du flux de masse des zones ascendantes humides. On souhaite donc bien que le profil de ω^* soit voisin de celui des CRM.

Une autre voie a également été explorée : celle du entraînement additionnel, *i.e.* augmenter le terme β de l'équation (2.14 p. 123), mais les ordres de grandeur de son impact sont bien inférieurs à ceux recherchés ici.

Il y a donc un problème robuste dans le schéma ; une façon de l'exprimer est que si l'on veut utiliser les équations de grande échelle (6a) et (6b) de (Bougeault, 1985) avec un flux de masse plus réaliste, issu des CRM sur ce cas, le schéma ne ferme plus, *i.e.* ne peut plus vérifier que l'intégrale verticale de Q1-Q2 soit nulle. On en déduit alors que les tendances de grande échelle

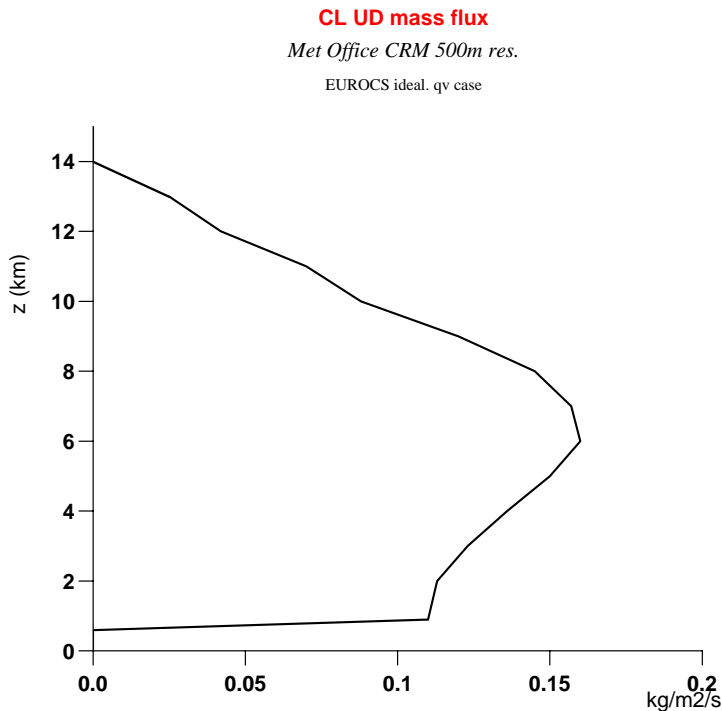


FIG. 4.3 – Flux de masse des zones ascendantes nuageuses, prévu par le CRM du Met Office, résolution 500 m sur l’horizontale, pour le cas à 90% d’humidité relative au-dessus de la CLA.

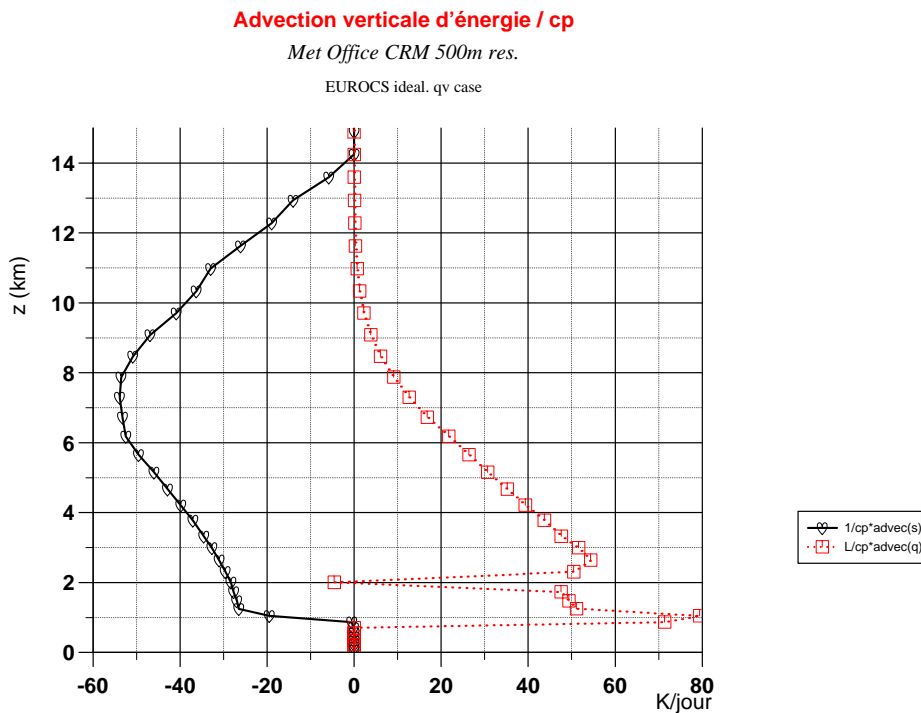


FIG. 4.4 – Profils verticaux de $-\frac{1}{c_p} w^* \frac{\partial s}{\partial z}$ et $-\frac{L}{c_p} w^* \frac{\partial q}{\partial z}$, les profils de s et q étant ceux imposés sur le cas d’étude (90% d’humidité relative ici), et le flux de masse étant celui prévu par le CRM en réponse à ces profils. Intégrale verticale en s : -3331 W/m^2 ; intégrale verticale en q : $+2490 \text{ W/m}^2$

ne peuvent prendre la forme qu'elles ont dans (6a) et (6b). La source du problème est peut-être dans l'hypothèse d'uniformité de K sur la verticale. On n'a pas exploré plus en détail ce point, car l'hypothèse d'uniformité de K sur la verticale avait de toute façon été remise en cause en relation avec le besoin de continuité phénoménologique entre convection précipitante et convection non précipitante.

Pour mémoire le même problème d'arrêt du schéma par négativité de K se produit pour les mêmes raisons sur le cas TOGA-COARE Case 1, en fin de période de simulation, alors que les nuages atteignent leur extension maximale.

4.3 Glossaire des noms et acronymes

ALP : Available Lifting Power.

ARM : Atmospheric Radiation Measurement.

ARPEGE : Action de Recherches Petites Echelles Grandes Echelles.

CAPE : Convective Available Potential Energy.

CCF : Condensation Convective Flottable.

CEPMMT : Centre Européen pour les Prévisions Météorologiques à Moyen Terme.

CIFK : Convective Instability of the First Kind.

CIN : Convective INhibition.

CISK : Convective Instability of the Second Kind.

CLA : Couche Limite Atmosphérique.

CRM : Cloud Resolving Model. C'est un modèle de résolution horizontale de l'ordre de 2 km, dont le but est de résoudre explicitement la dynamique de nuages précipitants profonds.

CVNP : Convection Non Précipitante.

CVP : Convection Précipitante.

D3 : Définition de la convection, donnée en page 17.

DP/PREVI/COMPAS/COM : Direction de la Production / PREVIision / CONtrôle Monitoring Prévisibilité Adaptation Statistique / CONtrôle et Monitoring.

EUROCS : EUROpean Cloud Systems. Projet européen visant à améliorer la représentation des nuages dans les modèles globaux et régionaux. Directeur de projet : Jean-Luc Redelsperger. Durée du projet : mars 2000 à février 2003.

EUROCS CVP : cas EUROCS cycle diurne de la convection précipitante (Françoise Guichard).

EUROCS QV : cas EUROCS sensibilité à l'humidité (Steve Derbyshire).

EUROCS SC : cas EUROCS stratocumulus marins (Peter Duynkerke).

FIRE : First ISCCP Regional Experiment.

GARP : Global Atmospheric Research Program.

GATE : GARP Atlantic Tropical Experiment.

GCM : Global Circulation Model.

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

H_d : Humidité disponible, telle que définie en équation (2.18 p. 123).

HSL : Heure solaire locale.

HSM : Heure solaire moyenne. C'est un synonyme de heure solaire locale.

IFS : Integrated Forecasting System, c'est le modèle global opérationnel de prévision du CEPMMT.

ISCCP : International Satellite Cloud Climatology Project.

LES : Large Eddy Simulations. C'est un modèle de résolution horizontale de l'ordre de 50 m, dont le but est de résoudre explicitement la dynamique de nuages peu profonds, tels les stratocumulus ou cumulus.

LST : Local Solar Time.

MHR : Modèle Haute Résolution. Renvoie aux modèles gérant plus de processus de façon explicite que les modèles globaux ou régionaux : LES et CRM notamment.

MT-CCF : nom donné au jeu d'équations (3.11 p. 154), pour "jeu d'équations en Microphysique et Transport, centré sur la Condensation Convective Flottable".

OPER, opérationnel : adjectif renvoyant à la version CY25T1_op3 du modèle ARPEGE, mise en service opérationnel en avril 2003.

POI : Période d'Observations Intensives.

PN : Prévision Numérique.

QE : Quasi-équilibre.

SCME : Système Convectif de Méso-Echelle.

SGP : Southern Great Plains. C'est le nom d'un site de mesure du programme ARM, situé dans l'Oklahoma.

SMT : Système Mondial de Transmissions.

TOGA-COARE : Tropical Ocean Global Atmosphere Coupled Ocean Atmosphere Response Experiment.

TRMM : Tropical Rainfall Measuring Mission.

V1 : Version 1 du schéma en microphysique - transport, décrite en page 161.

WISHE : Wind Induced Surface Heat Exchange.

ZCIT : Zone de Convergence Inter Tropicale.

4DVAR : assimilation VARIationnelle 4D.

Bibliographie

- Arakawa, A. (2004). The cumulus parameterization problem : Past, present, and future. *J. Climate*, 17 :2493–2525.
- Arakawa, A. and Schubert, W. H. (1974). Interaction of a cumulus cloud ensemble with the large-scale environment, Part I. *J. Atmos. Sci.*, 31 :674–701.
- Bechtold, P., Chaboureaud, J.-P., Beljaars, A., Betts, A. K., Köhler, M., Miller, M., and Redelsperger, J.-L. (2004). The simulation of the diurnal cycle of convective precipitation over land in a global model. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, 130 :3119–3137.
- Bechtold, P., Redelsperger, J.-L., Beau, I., Blackburn, M., Brinkop, S., Grandpeix, J.-Y., Grant, A., Gregory, D., Guichard, F., Hoff, C., and Ioannidou, E. (2000). A gcss model intercomparison for a tropical squall line observed during toga-coare. ii : Intercomparison of single-column models and a cloud-resolving model. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, 126 :865–888.
- Betts, A. K. (1974). Thermodynamic classification of tropical convective soundings. *Mon. Weather Rev.*, 102 :760–764.
- Bolton, D. (1980). The computation of equivalent potential temperature. *Mon. Weather Rev.*, 108 :1046–1052.
- Bougeault, P. (1985). A simple parameterization of the large-scale effects of deep cumulus convection. *Mon. Weather Rev.*, 113 :2108–2121.
- Bretherton, C. S., McCaa, J. R., and Grenier, H. (2004). A new parameterization for shallow cumulus convection and its application to marine subtropical cloud-topped boundary layers. Part I : description and 1D results. *Mon. Weather Rev.*, 132 :864–882.
- Cheruy, F., Grandpeix, J.-Y., Lafore, J.-P., Lahellec, A., and Thomas, B. (2000). Parameterization développements and simulations using K. Emanuel convective scheme. *WAMP Project Meeting, Les Houches, France*.
- Clough, S. A. and Franks, R. A. A. (1991). The evaporation of frontal and other stratiform precipitation. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, 117 :1057–1080.
- Craig, G. C. and Gray, S. L. (1996). CISK or WISHE as the mechanism for tropical cyclone intensification. *J. Atmos. Sci.*, 53 :3528–3540.
- Derbyshire, S. H., Beau, I., Bechtold, P., Grandpeix, J.-Y., Piriou, J.-M., Redelsperger, J.-L., and Soares, P. M. M. (2004). Sensitivity of moist convection to environmental humidity. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, 130(604) :3055–3079.
- Ducrocq, V. and Bougeault, P. (1995). Simulations of an observed squall line with a meso-beta scale hydrostatic model. *Wea. Forecasting*, 10(2) :380–399.
- Duynkerke, P. G., de Roode, S. R., Zanten, M. C. V., Calvo, J., Cuxart, J., Cheinet, S., Chlond, A., Grenier, H., Jonker, P. J., Köhler, M., Lenderink, G., Lewellen, D., Lappen, C.-L., Lock, A. P., Moeng, C.-H., Müller, F., Olmeda, D., Piriou, J.-M., Sanchez, E., and Sednev, I. (2004). Observations and numerical simulations of the diurnal cycle of the eurocs stratocumulus case. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, 130(604) :3269–3296.

- Emanuel, K. A. (1990). A scheme for representing cumulus-convection in large-scale models. Center for Meteorology and Physical Oceanography Massachusetts Institute of Technology Cambridge, MA 02139.
- Emanuel, K. A. (1994). In *Atmospheric Convection*. Oxford University Press.
- Emanuel, K. A. (2000). Quasi-equilibrium thinking. In *General Circulation Model development*, pages 225–255. David A. Randall, Academic Press, International Geophysics Series, volume 70.
- Esbensen, S. K., Tollerud, E. I., and Chu, J. J. (1982). Cloud cluster-scale circulations and the vorticity budget of synoptic-scale waves over the eastern atlantic intertropical convergence zone. *Mon. Weather Rev.*, 110 :1677–1692.
- Fouquart, Y. and Bonnel, B. (1980). Computations of solar heating of the earth's atmosphere : a new parameterization. *Beitr. Phys. Atmosph.*, 53 :35–62.
- Geleyn, J.-F. (1985). On a simple, parameter-free partition between moistening and precipitation in the Kuo scheme. *Mon. Weather Rev.*, 113 :405–407.
- Geleyn, J.-F. (1986). Physical parameterizations of the EMERAUDE and PERIDOT models (in French). Internal note, EERM. [available from CNRM, 42 av. Coriolis, 31057 Toulouse Cedex France].
- Geleyn, J.-F., Girard, C., and Louis, J.-F. (1982). A simple parameterization of moist convection for large-scale atmospheric models. *Beitr. Phys. Atmosph.*, 55 :325–334.
- Gerard, L. (2001). *Physical parameterisations for a high resolution operational Numerical Weather Prediction Model*. PhD thesis, Université Libre de Bruxelles, Faculté des Sciences Appliquées.
- Gregory, D., Kershaw, R., and Inness, P. (1997). Parameterization of momentum transport by convection. ii : Tests in single-column and general circulation models. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, 123 :1153–1183.
- Grube, P. G. (1979). Convection induced temperature change in GATE. In *Atmospheric science paper no. 305*. Colorado State University, Fort Collins, CO, USA.
- Guichard, F., Petch, J. C., Redelsperger, J.-L., Bechtold, P., Chaboureaud, J.-P., Cheinet, S., Grabowski, W., Grenier, H., Jones, C. J., Koehler, M., Piriou, J.-M., Tailleux, R., and Tomasini, M. (2004). Modelling the diurnal cycle of deep convection over land with cloud-resolving models and single-column models. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, 130(604) :3139–3172.
- Holton, J. R. (1973). A one-dimensional cumulus model including pressure perturbations. *Mon. Weather Rev.*, 101(3) :201–205.
- Kessler, E. (1969). On the distribution and continuity of water substance in atmospheric circulation. In *Meteor. Monogr*, chapter 32, page 84. Amer. Meteor. Soc.
- Konate, D., Guérémy, J.-F., and Céron, J.-P. (1997). Sensibilité de la prévisibilité intrasaisonnière tropicale à la paramétrisation de la convection et aux conditions initiales. *Note de Travail de l'ENM*, N. 587 :93pp.
- Kuo, H. L. (1965). On the formation and intensification of tropical cyclones through latent heat release by cumulus convection. *J. Atmos. Sci.*, 22 :40–63.
- Kuo, H. L. (1974). Further studies of the parameterization of the influence of cumulus convection on large-scale flow. *J. Atmos. Sci.*, 31 :1232–1240.
- Lac, C., Lafore, J.-P., and Redelsperger, J.-L. (2002). Role of gravity waves in triggering deep convection during TOGA-COARE. *J. Atmos. Sci.*, 59(8) :1293–1316.

- Lesieur, M. (1994). *La turbulence*. Presses Universitaires de Grenoble.
- Louis (1979). A parameteric model of vertical eddy fluxes in the atmosphere. *Bound.-Lay. Meteorol.*, 17 :187–202.
- Louis, J.-F., Tiedtke, M., and Geleyn, J.-F. (1981). A short history of the operational PBL-parameterization of ECMWF. In *Workshop on Planetary Boundary Layer Parameterization*, pages 59–79. ECMWF. [Available from ECMWF, Shinfield Park, Reading, RG29AX Berkshire, UK].
- Mapes, B. E. (1997). Equilibrium vs. activation control of large-scale variations of tropical deep convection. In *The physics and parameterization of moist atmospheric convection*, pages 321–358. NATO ASI Series, Kluwer Academic Publishers, Dordrecht.
- Mapes, B. E. (1998). The large-scale part of mesoscale convective system circulations : a linear vertical spectral band model. *J. Meteorol. Soc. Japan*, 76 :29–55.
- Mapes, B. E. (2003). An information-based approach to convective closure. *BMRC Research Report*, 93 :89–96.
- Morcrette, J.-J., Smith, L., and Fouquart, Y. (1986). Pressure and temperature dependence of the absorption in longwave radiation parameterization. *Beitr. Phys. Atmosph.*, 59 :455–469.
- Nordeng, T. E. (1994). Extended versions of the convective parameterization scheme at ECMWF and their impact on the mean and transient activity of the model in the tropics. *ECMWF Technical Memorandum*, No. 206.
- Orlanski, I. (1975). A rational subdivision of scales for atmospheric processes. *Bulletin of the American Meteorological Society*, 56 :527–530.
- Paluch, I. R. (1979). The entrainment mechanism in colorado cumuli. *J. Atmos. Sci.*, 36(12) :2467–2478.
- Randall, D. A., Ding, D.-M. P. P., and Cripe, D. G. (1997). Quasi-equilibrium. In *The physics and parameterization of moist atmospheric convection*, pages 359–385. NATO ASI Series, Kluwer Academic Publishers, Dordrecht.
- Redelsperger, J.-L., Brown, P. R. A., Guichard, F., Hoff, C., Kawasima, M., Lang, S., Montmerle, T., Nakamura, K., Saito, K., Seman, C., Tao, W. K., and Donner, L. J. (2000). A gcss model intercomparison for a tropical squall line observed during toga-coare. i : Cloud-resolving models. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, 126 :823–863.
- Redelsperger, J.-L., Parsons, D. B., and Guichard, F. (2002). Recovery processes and factors limiting cloud-top height following the arrival of a dry intrusion observed during TOGA-COARE. *J. Atmos. Sci.*, 59 :2438–2457.
- Robe, F. R. and Emanuel, K. A. (1996). Moist convective scaling : some inferences from three-dimensional cloud ensemble simulations. *J. Atmos. Sci.*, 53(22) :3265–3275.
- Saunders, R. W., Matricardi, M., and Brunel, P. (1999). An improved fast radiative transfer model for assimilation of satellite radiance observations. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, 125 :1407–1425.
- Schneider, E. K. and Lindzen, R. S. (1976). A discussion of the parameterisation of momentum exchange of cumulus convection. *J. Geophysics Res.*, 81 :3158–3160.
- Siebesma, A. P., Bretherton, C. S., Brown, A., Chlond, A., Cuxart, J., Duynkerke, P. G., Jiang, H., Khairoutdinov, M., Lewellen, D., Moeng, C.-H., Sanchez, E., Stevens, B., and Stevens, D. E. (2003). A large eddy simulation intercomparison study of shallow cumulus convection. *J. Atmos. Sci.*, 60 :1201–1219.

- Simpson, J., Simpson, R. H., Andrews, D. A., and Eaton, M. A. (1965). Experimental cumulus dynamics. *Reviews of Geophysics*, 3 :387–431.
- Soares, P. M. M., Miranda, P. M. A., Siebesma, A. P., and Teixeira, J. (2004). An eddy-diffusivity / mass-flux parameterization for dry and shallow cumulus convection. *QJRMS*, 130 :3365–3383.
- Squires, P. (1958). The spatial variation of liquid water and droplet concentration in cumuli. *Tellus*, pages 372–380.
- Xu, K.-M. and Randall, D. A. (1996a). Explicit simulations of cumulus ensembles with the gate phase iii data : comparison with observations. *J. Atmos. Sci.*, 53 :3710–3736.
- Xu, K.-M. and Randall, D. A. (1996b). A semiempirical cloudiness parameterization for use in climate models. *J. Atmos. Sci.*, 53 :3084–3102.
- Yanai, M., Esbensen, S., and Chu, J.-H. (1973). Determination of bulk properties of tropical cloud clusters from large-scale heat and moisture budgets. *J. Atmos. Sci.*, 30(4) :611–627.
- Yanai, M. and Johnson, R. H. (1993). Impacts of cumulus convection on thermodynamical fields. In *The representation of cumulus convection in numerical models*, pages 39–62. Meteorological Monographs, American Meteorological Society, 45 Beacon St., Boston.
- Yang, G.-Y. and Slingo, J. (2001). The diurnal cycle in the tropics. *Mon. Weather Rev.*, 129 :784–801.
- Yano, J.-I., Grabowski, W. W., Roff, G. L., and Mapes, B. E. (2000). Asymptotic approaches to convective quasi-equilibrium. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, 126 :1861–1887.
- Yau, M. K. (1979). Perturbation pressure and cumulus convection. *J. Atmos. Sci.*, 36 :690–694.

Author :

Jean-Marcel PIRIOU.

Title : Modelling convection for global and regional models : concepts, equations, case studies.

PhD Advisor and Co-tutors : Jean-Luc REDELSPERGER, Jean-François GELEYN, Jean-Philippe LAFORE.

Abstract :

In this study we address the question of convection modelling inside global and regional models, i.e. the concepts expressing the mean effect of a large ensemble of convective updrafts and downdrafts. The main points addressed in this study are causality, equations at the model resolved scale, and entrainment. A one-dimensional test-bed is developed, comparing simulations from parameterizations to those of high resolution models used as a reference.

The main results are :

- Proposal of the BCC concept (Buoyant Convective Condensation) to solve the causality dilemma inside convective parameterizations.
 - Proposal of a new set of convective equations at resolved scale, releasing the hypothesis underlying the most widely used equation set : that of (Yanai et al., 1973). The new equations set can be used as a basis to develop convective parameterizations, while being closer to that used in high resolution models (CRM). It is shown that this approach is relevant to build parameterization schemes : a scheme is developed, using this equations set, associated with an ascent scheme, a vertical velocity scheme, and a closure. The resulting convective parameterization is validated on a single-column test-bed.
 - The question of entrainment has been addressed, using data from high resolution simulations. A prognostic entrainment scheme is proposed, which promising results indicate that relating entrainment to the history of precipitation evaporation may be a way for parameterizations to predict more accurately the diurnal cycle of deep convection.
-

Auteur :

Jean-Marcel PIRIOU.

Titre : REPRESENTATION DE LA CONVECTION DANS LES MODELES GLOBAUX ET REGIONAUX : CONCEPTS, EQUATIONS, ETUDES DE CAS.

Directeur et encadrants de thèse : Jean-Luc REDELSPERGER, Jean-François GELEYN, Jean-Philippe LAFORE.

Lieu et date de soutenance : Météo-France, Centre National de Recherches Météorologiques, 42 avenue Coriolis, 31057 Toulouse Cédex, le 29 septembre 2005.

Résumé :

Le présent travail s'est intéressé à la représentation de la convection humide à grande échelle, soit aux concepts permettant d'exprimer l'effet moyen d'un ensemble d'ascendances et subsidences convectives. Les thèmes principaux abordés sont ceux de la causalité, des équations à échelle résolue et de l'entraînement. Un banc de validation a été mis en place, comparant les simulations unidimensionnelles des paramétrisations à des simulations de référence tridimensionnelles issues de modèles à haute résolution.

Les résultats principaux sont les suivants :

- Proposition du concept de CCF (Condensation Convective Flottable) pour résoudre le dilemme de causalité en paramétrisation convective.
- Proposition d'un jeu d'équations convectives à échelle résolue relâchant les hypothèses du jeu le plus fréquemment utilisé en paramétrisation de la convection : celui de (Yanai et al., 1973). Le nouveau jeu d'équations est utilisable par des paramétrisations tout en étant relié directement à celui utilisé dans les modèles explicites de convection (CRM). Démonstration de la faisabilité de cette nouvelle approche, en greffant autour de ce nouveau jeu d'équations un schéma d'ascendance, de vitesse verticale, et une fermeture, puis en passant le système résultant au banc d'essai unidimensionnel.
- Un travail sur l'entraînement a été effectué par l'étude de données de simulations à haute résolution, puis par la proposition d'un schéma d'entraînement historique ouvrant la voie à la prévision du cycle diurne convectif continental par des paramétrisations.

Mots-clefs :

Convection, paramétrisation, concepts, équations, sensibilité à l'humidité, cycle diurne.

Discipline :

Météorologie, Prévision Numérique.

Laboratoire :

Centre National de Recherches Météorologiques, 42 avenue Coriolis, 31057 Toulouse Cédex.