

Étude et simulation numérique de la circulation générale des
atmosphères planétaires

Frédéric Hourdin

30 janvier 2013

Table des matières

1	Introduction	7
1.1	Etude du climat terrestre et modélisation numérique	7
1.2	L'étude de la circulation des atmosphères planétaires	8
1.2.1	Mars	9
1.2.2	Vénus et Titan	10
1.3	Les missions spatiales	11
1.4	Aspects informatiques	12
1.5	Organisation de la thèse	12
2	Circulation générale des atmosphères planétaires	15
2.1	Introduction	15
2.2	L'atmosphère au repos et l'équilibre hydrostatique	15
2.2.1	Equilibre d'une bille posée sur le sol	15
2.2.2	L'équilibre hydrostatique	16
2.2.3	La stabilité de l'équilibre hydrostatique	17
2.3	La machine thermique atmosphérique	18
2.4	La circulation de Hadley	19
2.4.1	Transport méridien d'énergie par une cellule convective	19
2.4.2	Effets de la rotation : la conservation du moment cinétique	20
2.4.3	Effets de la rotation : la force centrifuge	22
2.5	Le vent gradient	23
2.5.1	Définition	23
2.5.2	Dérivation mathématique	24
2.5.3	Stabilité du vent gradient	25
2.6	Les instabilités et les ondes planétaires	26
2.6.1	L'instabilité barocline	26
2.6.2	Instabilité barotrope	28
2.7	En résumé	29
3	Le MCG Atmosphérique planétaire	31
3.1	Introduction	31
3.2	Résolution des équations dynamiques	33
3.2.1	Les équations primitives de la météorologie	33
3.2.2	Discrétisation	34
3.2.3	Schéma d'intégration temporelle	36
3.2.4	Dissipation horizontale	36
3.2.5	Une version axi-symétrique	37
3.3	Les paramétrisations physiques	37
3.3.1	Diffusion verticale turbulente	37
3.3.2	Ajustement convectif	38
3.3.3	Les processus de surface	39
3.4	Calcul du transfert radiatif	40
3.4.1	Présentation générale	40

3.4.2	Approximations classiques pour le calcul du rayonnement thermique	42
3.4.3	Absorption et diffusion du rayonnement solaire	49
3.4.4	Le modèle de transfert radiatif pour Titan	51
3.4.5	Le modèle de transfert radiatif martien	52
3.4.6	Le code de transfert radiatif du modèle à 20 paramètres	53
3.4.7	Calcul de l'insolation	56
3.5	Quelques aspects informatiques	58
3.6	Paramètres de contrôle du MCG	58
4	Conservation du moment cinétique	61
4.1	Introduction	61
4.2	Formulation originale et propriétés de conservation	62
4.2.1	Le schéma numérique	62
4.2.2	Les propriétés de conservation	64
4.3	Effets sur la structure des alizés	64
4.3.1	Remarques générales sur la conservation du moment cinétique	64
4.3.2	Erreurs systématiques dans le modèle original du LMD	65
4.3.3	Analyse de l'erreur numérique produite dans le cas simple d'un écoulement axi-symétrique	66
4.4	Nouvelle formulation	69
4.4.1	Nouvelle formulation des équations du mouvement	69
4.4.2	Conservation du moment cinétique dans le cas 3-D	69
4.4.3	Tests numériques	70
5	La bande à $15\mu m$ du CO_2 sur Mars	73
5.1	Introduction	73
5.2	Modèle raie-par-raie	74
5.2.1	Calcul du profil de raie	74
5.2.2	Choix des paramètres spectroscopiques	75
5.2.3	Résolution spectrale	76
5.2.4	Premiers tests pour des conditions terrestres	76
5.2.5	Profils atmosphériques	76
5.2.6	Résultats numériques	77
5.3	Modèle à bandes étroites	79
5.3.1	Les différentes formulations	80
5.3.2	Choix de la fonction de transmission	83
5.3.3	Test numériques	85
5.4	Transition entre les régimes Lorentz et Doppler	85
5.4.1	Résultats numériques	85
5.4.2	Aspects théoriques	86
5.4.3	Transition entre les régimes Lorentz et Doppler	87
5.4.4	Effets des oscillations verticales de températures	88
5.5	Modèle à bandes larges	88
5.5.1	Introduction de l'effet Doppler	89
5.5.2	Approximants de Padé	90
5.5.3	Dépendence en température	91
5.5.4	Prise en compte de la poussière	92
5.5.5	Coût numérique	92
5.5.6	Tests numériques	93
5.5.7	Modèle à bandes larges : formulation détaillée	93
5.6	Conclusion	95

6	Circulation de l'atmosphère martienne	99
6.1	Introduction	99
6.2	Les données	101
6.2.1	Les sources de données	102
6.2.2	Composition	105
6.2.3	Masse : le cycle annuel de la pression	106
6.2.4	Structure thermique	108
6.2.5	Les nuages	109
6.2.6	Les vents	111
6.2.7	Les ondes	115
6.2.8	Les poussières	115
6.2.9	Les tempêtes	117
6.3	Modélisation numérique	117
6.4	Le MCG atmosphérique martien du LMD	121
6.4.1	Schéma de condensation-sublimation du CO_2	122
6.4.2	Les données pour la surface	123
6.4.3	Premières simulations	124
6.5	Influence de la dynamique sur le cycle annuel de la pression	127
6.5.1	Les résultats numériques	127
6.5.2	Effet orographique	130
6.5.3	Effet dynamique	130
6.5.4	L'effet dynamique et la Terre	134
6.5.5	L'effet dynamique et les tempêtes de poussières	134
6.5.6	Les effets locaux.	135
6.6	Analyse des évolutions temporelles de la pression	136
6.7	Cycle annuel de la pression et caractéristiques de la glace	138
6.7.1	Validation d'un modèle économique	139
6.7.2	Effets des variations de la valeur de l'albédo et de l'émissivité de la glace	140
6.7.3	Détermination de paramètres optimaux	142
6.7.4	Quelques comparaisons aux données pour finir	145
6.8	Simulation de référence	146
7	Superrotation des atmosphères planétaires	151
7.1	Introduction	151
7.2	Circulation d'une pseudo Terre sèche	155
7.2.1	Choix de l'inertie thermique du sol	155
7.2.2	Choix des autres paramètres	155
7.2.3	Simulations numériques	156
7.2.4	La structure méridienne	156
7.2.5	Les perturbations	160
7.2.6	En conclusion	160
7.3	Retour sur la circulation de Hadley	162
7.3.1	Introduction	162
7.3.2	Etudes numériques d'une circulation générale axi-symétrique	162
7.3.3	Calculs théoriques de l'extension en latitude de la cellule de Hadley	164
7.3.4	Les résultats de simulations tridimensionnelles	167
7.3.5	Discussion	169
7.4	Les mécanisme de maintien de la superrotation sur Vénus	171
7.4.1	Transport par des cellules longitudinales	171
7.4.2	Transport vertical de moment cinétique par des ondes	172
7.4.3	Action extérieure d'un couple mécanique	172
7.4.4	Le processus de Gierasch	173
7.5	Le rôle des instabilités	173
7.5.1	La contrainte imposée par l'instabilité inertielle	173

7.5.2	L'instabilité barotrope	176
7.6	Simulations numériques de la superrotation	176
7.6.1	Description de la planète et des simulations	176
7.6.2	Résultats numériques	178
7.6.3	Analyse du transport de moment cinétique	180
7.7	Le cas de Titan	186
7.7.1	Titan	186
7.7.2	Structure thermique et vent gradient	188
7.7.3	Le modèle de circulation générale de l'atmosphère de Titan	189
7.7.4	Les simulations numériques avec le modèle de circulation complet	192
7.7.5	Développements futurs.	192
A	Le modèle de sol	195
A.1	Les équations	195
A.2	Discretisation verticale	195
A.3	Le schéma d'intégration temporelle	196
A.4	Tests numériques	199
A.4.1	Calcul de la réponse à un forçage sinusoïdal	199
A.5	Pour conclure	200
B	Calcul numérique de la fonction de Voïgt	203
B.1	Tabulation du profil de Voïgt	203
B.2	Algorithmique	204
C	Conclusion	209

Chapitre 1

Introduction

1.1 Etude du climat terrestre et modélisation numérique

Si cette thèse traite de l'étude de la circulation générale atmosphérique pour des planètes autres que la Terre, c'est bien de l'étude du climat et de la météorologie de notre planète que proviennent la plupart des modèles et théories employés.

Les auteurs font souvent commencer l'histoire de l'étude de la circulation générale atmosphérique à la fin du dix-septième siècle quand E. Halley en 1686 tente d'expliquer pour la première fois les alizés comme une conséquence de la circulation d'ensemble de l'atmosphère, circulation mise en route sous l'effet des différences latitudinales du chauffage par le soleil. Si Halley est le premier à comprendre que les effets des différences de chauffage dans l'atmosphère sont la cause première des mouvements atmosphériques, c'est G. Hadley [52] qui, quelques années plus tard, réalise l'importance de la rotation de la planète, et donne la bonne interprétation (qualitative) des alizés. Les deux moteurs de base de la circulation atmosphérique sont alors identifiés. Les théories de la circulation se sophistiquent au cours des dix-huitième et dix-neuvième siècles [98]. Mais c'est l'arrivée et la montée en puissance des moyens de calcul informatiques qui révolutionnent véritablement cette science au milieu du vingtième siècle à travers deux applications :

1. La première révolution est venue de la possibilité, offerte par ces nouveaux outils, de traiter et d'analyser un grand nombre de données. Cette analyse a permis de mettre en évidence les formes principales de la redistribution d'énergie dans l'atmosphère et le rôle fondamental des composantes non axi-symétriques de la circulation. Encore aujourd'hui, l'analyse des flux énormes de données – données recueillies par les stations météorologiques, les sondes atmosphériques, les avions et bateaux commerciaux, et, plus récemment l'explosion des données satellitaires – ne peuvent être enregistrées et analysées qu'avec des moyens informatiques puissants ; ces données sont utilisées d'abord pour la prévision météorologique mais aussi pour l'étude du climat et de la circulation atmosphérique.
2. L'autre apport essentiel est venu de la modélisation numérique. Les premiers modèles numériques permettant de reproduire de façon réaliste la circulation atmosphérique dans son ensemble se sont développés au cours des années soixante.

Les *modèles de circulation générale* sont devenus des outils essentiels, à la fois pour la prévision météorologique opérationnelle et pour l'étude, et maintenant la "prévision", du climat. Ce sont fondamentalement (et parfois exactement) les mêmes modèles qui sont utilisés pour les deux types de travaux. Ce sont de véritables simulateurs de la circulation atmosphérique. Fondamentalement, il suffit de rentrer dans le modèle la position du soleil au cours de l'année, quelques paramètres comme la vitesse de rotation ou le rayon de la planète, la composition de l'atmosphère (qui intervient essentiellement dans la façon dont l'atmosphère absorbe et réémet l'énergie reçue du soleil) ainsi que certaines conditions de surface (comme le relief ou le pouvoir réflecteur de la surface en chaque point du globe) ; il faut ensuite fournir au modèle un *état initial*, c'est-à-dire, le vent, la température, la pression et l'humidité en chaque point d'un "maillage" qui recouvre l'ensemble de l'atmosphère ; le modèle calcule alors, à partir de lois physiques relativement bien connues, une

succession d'états (typiquement toutes les heures) de l'atmosphère (ces états étant encore définis par les valeurs des variables de pression, vent, température et humidité aux différents points du maillage). Les applications météorologiques et climatiques diffèrent uniquement dans l'utilisation qui est faite de ces modèles. Le problème le plus aigu pour la météorologie consiste à définir le mieux possible, à partir des flux de données qui arrivent régulièrement dans les centres de prévision, un état initial pour les simulations, aussi proche que possible de la réalité. Une différence même infime entre deux états initiaux peut produire, au bout de quelques jours seulement, des différences très importantes dans les prévisions, les perturbations de faible échelle spatiale interagissant avec les écoulement de plus grande échelle; c'est ce qui explique la relative courte prédictabilité de l'atmosphère.

Au contraire de la météorologie, l'étude du climat ne s'intéresse pas à la reproduction d'un état précis de l'atmosphère observée. L'état initial n'a, par exemple, pratiquement aucune importance. En revanche, le modèle doit être capable de reproduire sur de très longues périodes (des simulations de plusieurs centaines d'années sont actuellement en cours au LMD) un écoulement atmosphérique qui ressemble, d'un point de vue statistique cette fois, à la circulation réelle. Les simulations climatiques ne cherchent donc pas à retrouver qu'il a fait -10°C le 15 janvier 1975 à Habas en Chalosse. La simulation numérique a sa propre histoire. Le modèle sera un bon outil pour l'étude du climat s'il simule des hivers dans lesquels les perturbations se succèdent sur l'Europe, avec de temps en temps des périodes de froid sec plus durables; s'il est capable de reproduire les saisons des pluies et saisons sèches sur les régions tropicales ou les phénomènes de mousson, *etc.*. Ces dernières années, l'étude du climat terrestre a pris une tournure un peu nouvelle, puisque les équipes scientifiques essaient de *prédire* l'évolution du climat pour les dizaines d'années à venir. Mais là encore, il s'agit de prédire les évolutions des caractéristiques statistiques de l'atmosphère. Le réchauffement global de l'atmosphère, prédit par la plupart des modèles, peut par exemple s'accompagner de pluies plus ou moins abondantes, de variations saisonnières plus ou moins marquées.

Une partie importante des activités du Laboratoire de Météorologie Dynamique est consacrée depuis une dizaine d'années au développement [150] et à l'exploitation, pour des études climatiques, d'un modèle de circulation générale atmosphérique. Ces dernières années, le laboratoire s'est engagé fortement dans les programmes d'étude des changements climatiques développés à l'échelle mondiale. Les axes prioritaires de recherches sont : (1) l'étude de l'impact des nuages sur le climat et des rétroactions qu'ils induisent sur l'effet de serre; en effet, s'il est à peu près acquis que l'augmentation du gaz carbonique dans l'atmosphère accroît de façon significative la température moyenne de l'atmosphère, les rétroactions du système nuageux peuvent modifier très fortement, soit en l'amplifiant soit en la réduisant, la réponse du système climatique. Or ces rétroactions sont encore très mal connues et modélisées actuellement. (2) Une autre faiblesse de la modélisation climatique est la non représentation des changements de température océanique. Si les modèles de la circulation atmosphérique ont fait leur preuve depuis environ deux décennies, la modélisation de la circulation océanique est moins développée. Jusqu'à un temps très récent, les modèles atmosphériques étaient uniquement forcés par des températures océaniques issues de la climatologie. Le LMD aborde le problème de la prise en compte des effets des changements océaniques sur l'évolution du climat sous différents angles, d'une part en participant à des activités en vue de coupler le modèle de circulation atmosphérique et un modèle de circulation océanique, d'autre part en développant des modèles simplifiés de l'océan utilisables plus rapidement. (3) Une autre partie importante des activités de l'équipe de modélisation est consacrée au développement de modèles de sol et de végétation et à l'étude de l'impact de la déforestation sur le climat. (4) Enfin, une partie importante des activités est consacrée à l'étude de la sensibilité et de la variabilité du modèle. Ces études permettent, d'une part de mieux comprendre le climat actuel, d'autre part d'évaluer la fiabilité des informations obtenues dans les études de changements climatiques.

1.2 L'étude de la circulation des atmosphères planétaires

Le fait que les modèles de circulation générale atmosphérique (et en particulier celui du Laboratoire de Météorologie Dynamique) soient bâtis, non sur des résultats d'observations, mais

sur des principes physiques, permet de les adapter sans modifications de fond à l'étude de la dynamique des autres atmosphères de type terrestre (c'est à dire des atmosphères minces à la surface d'un corps sans source d'énergie interne) pour lesquelles l'approximation hydrostatique (fondamentale dans le modèle terrestre) reste valide.

L'utilisation de ces modèles pour l'étude de la circulation atmosphérique des autres planètes présente un double intérêt. C'est d'abord la planétologie qui peut bénéficier ainsi d'outils puissants développés par des équipes [plus] nombreuses, outils très finement validés grâce aux observations. C'est principalement dans cette optique que je suis venu faire une thèse d'Astrophysique au Laboratoire de Météorologie Dynamique. En retour, l'utilisation, dans des contextes très différents, d'outils et théories développés dans les conditions terrestres, permet de mettre en évidence des faiblesses ou des carences et parfois d'apporter des solutions nouvelles.

Plus généralement d'ailleurs, les différentes planètes telluriques peuvent être considérées comme des "expériences" différentes de la circulation générale atmosphérique. Ces expériences sont trop rares pour se priver de l'une d'elles. Dans le système solaire, les candidats à l'utilisation directe des modèles de circulation générale atmosphérique sont Mars, Vénus et Titan (le plus gros satellite de Saturne, seul satellite du système solaire à être recouvert d'une atmosphère comparable en masse à celle des planètes telluriques).

1.2.1 Mars

La modélisation de la circulation des atmosphères planétaires a une histoire presque aussi ancienne que la modélisation du climat terrestre. En effet, à l'époque même où les premiers modèles terrestres de la circulation générale atmosphérique voient le jour, dans les années soixante, Leovy et Mintz [90], dès 1969, adaptent le tout nouveau modèle du UCLA à l'atmosphère de Mars. Les simulations mettent en évidence plusieurs caractéristiques de la circulation atmosphérique martienne qui seront confirmées ensuite par les missions spatiales : des vents intertropicaux analogues aux alizés terrestres ; une circulation hivernale dominée par la propagation vers l'est de perturbations dans les latitudes moyennes ; une circulation beaucoup moins bien définie pendant l'été, avec des vents très faibles. La décennie qui suit est particulièrement fructueuse pour l'étude de Mars grâce aux résultats des missions spatiales qui culminent en 1977 avec l'atterrissage sur le sol de la planète des deux sondes Viking. Les résultats météorologiques (pression, température et vent) enregistrés pendant plusieurs années martiennes par ces deux sondes et l'analyse des champs de température à partir de mesures orbitales du rayonnement thermique infrarouge émis par la planète et l'atmosphère, ont permis de valider le modèle de circulation générale du UCLA [138]. Les missions Viking ont également permis de confirmer définitivement un phénomène original, prédit par Leighton et Murray dès 1966 [89] : aux très faibles températures martiennes, le dioxyde de carbone qui constitue 95% de l'atmosphère se condense ; jusqu'au quart de la très fine atmosphère martienne se trouve ainsi piégé pendant l'hiver dans les calottes polaires, observées depuis longtemps depuis la Terre. Ce phénomène était clairement visible sur les enregistrements de la pression de surface à l'emplacement des sondes Viking, cette pression oscillant au cours des saisons entre 6 et 9 hPa.

Le modèle de circulation du UCLA, développé par la suite par l'équipe du "NASA Ames Research Center" sous la direction de J. B. Pollack [138], est à l'origine de l'essentiel de notre connaissance actuelle des vents martiens [91, 177]. En effet, en dehors des épisodiques et très spectaculaires tempêtes de poussières, l'atmosphère de Mars est généralement très claire et les informations directes sur les vents très rares. La modélisation numérique, validée par la comparaison des températures et des pressions au sol produites par les simulations avec les données spatiales, est donc, pour l'instant, la seule manière de créer une *climatologie* des vents martiens.

C'est dans ce contexte que le modèle de circulation atmosphérique du LMD a été adapté aux conditions martiennes au cours de cette thèse. Le travail le plus important a été le développement et la validation d'un modèle de transfert radiatif précis [64] (travail exposé dans le Chapitre 5). En effet, si une partie importante du modèle de circulation générale peut être utilisée sans changement pour différentes planètes (si on excepte le changement de quelques constantes fondamentales) le calcul du transfert radiatif, très coûteux numériquement, est généralement effectué avec

des modèles très simplifiés. Ces simplifications se font au prix de nombreuses approximations, lesquelles dépendent souvent de la composition atmosphérique et des conditions particulières, de température et de pression notamment, sur la planète étudiée. Le modèle atmosphérique martien est complètement opérationnel depuis le printemps 1991, la dernière étape importante ayant été l'introduction du cycle de condensation-sublimation du gaz carbonique effectuée à l'occasion du stage de DEA de F. Forget. Le modèle de circulation du LMD est le premier MCG de l'atmosphère martienne à avoir été intégré sur une année martienne complète. Les résultats de ces premières simulations martiennes ont mis en évidence un résultat inattendu. Les variations de la pression au sol aux emplacements Viking, qui étaient généralement attribuées aux seules variations de la masse de l'atmosphère sous l'effet de la condensation et de la sublimation du gaz carbonique dans les calottes polaires, sont en fait fortement affectées par des effets orographiques et dynamiques [164, ?] (ce point est exposé dans la Section 6.5). Le modèle reproduit cependant très bien le cycle annuel de la pression aux emplacements Viking ainsi que les perturbations de plus courtes périodes liées, pendant l'hiver, au passage de dépressions et d'anticyclones se déplaçant vers l'est (les simulations de la circulation atmosphérique martienne sont présentées dans le Chapitre 6).

1.2.2 Vénus et Titan

Si la modélisation numérique est, jusqu'à présent, la source principale d'information sur la circulation atmosphérique de Mars, les résultats des missions spatiales étant essentiellement utilisés pour valider les modèles, la situation est diamétralement opposée pour Vénus. Depuis longtemps en effet, l'observation de Vénus, depuis la Terre, a mis en évidence un phénomène dynamique passionnant [7]. Alors que la planète tourne sur elle-même très lentement, en 240 jours environ, la couche nuageuse, qui recouvre complètement la planète à 70 km d'altitude environ, tourne autour de la planète (et dans le même sens que celle-ci) en 4 à 5 jours seulement. On a pu croire pendant un temps, que ce phénomène, baptisé du nom de superrotation, pouvait ne concerner que la couche nuageuse elle-même mais les mesures de vents effectuées lors de la descente de 8 sondes (4 américaines et 4 soviétiques) dans l'atmosphère de Vénus, ont montré que c'est en fait toute l'atmosphère qui tourne, dans son ensemble, beaucoup plus vite que la planète solide.

Le phénomène de superrotation a donné lieu à de nombreux développements et modèles théoriques. Si les informations observationnelles sur la structure du vent sur Vénus sont beaucoup plus abondantes que sur Mars (très insuffisantes cependant pour valider ou infirmer la plupart des modèles théoriques proposés pour expliquer la superrotation), la modélisation numérique s'est avérée, en revanche, beaucoup moins fructueuse. Certains modèles réussissaient à créer une faible superrotation à partir d'un état initial sans vent, mais cette superrotation n'avait aucune commune mesure avec celle de Vénus [144, 23]. Un travail de simulation de la circulation de l'atmosphère de Vénus a été conduit à partir du MCG du LMD lors de la thèse de J.-L. Tourte [170] sous la direction d'O. Talagrand. Les résultats des simulations, effectuées en partant d'un état atmosphérique en superrotation, indiquaient que certains mécanismes théoriques, liés à la circulation atmosphérique dans le plan méridien [45], étaient susceptibles d'entretenir la superrotation initiale.

Pour étudier le phénomène de superrotation atmosphérique, une autre version du modèle de circulation générale atmosphérique a été développée. Dans cette version, plus simple et plus générale que le modèle martien, la description de la planète et de son atmosphère est réduite à un jeu minimum de 20 paramètres. Ce modèle simple a d'abord été validé dans les conditions terrestres dans lesquelles il reproduit les caractéristiques essentielles de la circulation générale (alizés dans les régions intertropicales, jets et ondes baroclines dans les latitudes moyennes). Ce modèle à 20 paramètres qui permet d'investiguer les circulations atmosphériques qui s'établissent dans des conditions imposées, peut être utilisé comme un véritable outil d'expérimentation de la circulation générale atmosphérique. Pour une planète tournant dix fois plus lentement que la Terre et une atmosphère absorbant fortement le rayonnement solaire, ce modèle produit une forte superrotation (avec une couche atmosphérique tournant 4 fois plus vite que la planète solide) [67]. Ces simulations mettent clairement en évidence l'importance des instabilités inertielle et barotrope dans l'entretien de la superrotation. Des études récentes menées ailleurs semblent confirmer ces résultats numériques [?].

Curieusement, ce n'est pas Vénus qui a orienté ce travail de thèse vers l'étude de la superrotation, mais Titan, le petit dernier des expériences vivantes de circulation atmosphérique sur une planète tellurique. Sous l'impulsion de D. Gautier, en collaboration avec R. Courtin et C. P. McKay, nous avons développé, avec O. Talagrand, le premier modèle de circulation générale de l'atmosphère de Titan. Les premiers résultats numériques, encore partiels, semblent indiquer que la circulation du satellite de Saturne pourrait être le siège d'une circulation analogue à celle de Vénus [65]. Ce résultat est également supporté, bien qu'indirectement, par l'analyse d'observations (celles recueillies par la mission Voyager 1) [38] et terrestres [161]. L'étude de la circulation de l'atmosphère de Titan est un sujet particulièrement passionnant dans la mesure où elle offre la dernière possibilité, sans doute avant des décennies, de faire des prévisions quant à la nature même de cette circulation. Ces prévisions devraient être largement confirmées ou infirmées par les résultats de la mission Huygens. Première mission planétaire conduite sous la responsabilité de l'Agence Spatiale Européenne, la sonde Huygens plongera dans l'atmosphère de Titan au début du vingt-et-unième siècle, et devrait apporter de nombreuses réponses aux questions passionnantes que pose ce satellite encore très mystérieux, mais qui, on le sait déjà, est le site d'une chimie organique riche, qui pourrait apporter des informations précieuses sur les origines de la vie [140].

1.3 Modélisation de la circulation atmosphérique et missions spatiales.

L'étude menée sur la circulation atmosphérique de Titan a été en grande partie motivée par la préparation de la mission spatiale Huygens. La sonde descendra pendant trois heures environ dans l'atmosphère de Titan, tout en retransmettant des informations vers la Terre via la sonde américaine Cassini¹. La mission sera donc particulièrement sensible aux vents, un déplacement trop important de la sonde au cours de sa descente pouvant par exemple conduire à l'interruption définitive des communications avant l'arrivée sur la surface. Ce travail de développement du modèle de circulation de Titan a entraîné des interactions régulières avec l'Agence Spatiale Européenne. Le modèle pourrait bientôt être intégré sur de longues périodes (plusieurs années de Titan) sur les ordinateurs de l'ESTEC (European Space Research and Technology Center).

Mars est également une priorité des différentes agences spatiales. Le CNES, notamment, a depuis longtemps initié un projet de ballon qui devrait être envoyé dans l'atmosphère de Mars par la mission russe Mars 96, et se déplacer pendant plusieurs jours au dessus de la surface de la planète. En liaison avec ce projet, le CNES a financé le Service National de F. Forget au NASA Ames Research Centre. Le CNES m'a également procuré un financement post-doctoral pour me nourrir après cette thèse.

Mais l'intérêt que peut présenter la modélisation numérique de la circulation atmosphérique pour l'exploration spatiale ne se limite pas à la préparation des missions. Devant l'amélioration constante des techniques d'observation, des moyens de stockage et de transmission, les flux d'informations transmis vers la Terre par les missions spatiales deviennent de plus en plus importants. Il est clair que ces masses de données ne pourront être traitées sans l'aide d'outils numériques puissants. A ce titre, les méthodes développées dans le domaine de l'assimilation des données en météorologie, devraient permettre d'utiliser au mieux (au sens mathématique de l'optimisation) l'ensemble des données spatiales. Le développement de méthodes nouvelles permettant de définir le meilleur état initial pour les simulations de prévision du temps est un des sujets les plus actifs de la recherche en météorologie. O. Talagrand y consacre la partie principale de ses activités [163, 17, 18]. Le LMD est donc particulièrement bien placé, de par sa double compétence en modélisation de la circulation des atmosphères planétaires et en assimilation des données, pour mettre en place pour les missions futures (et notamment la mission Mars-Observer qui recueillera beaucoup de données analogues à celles utilisées en météorologie [107]) des méthodes d'assimilation permettant une exploitation maximale des observations.

1. La mission américaine Cassini emmènera Huygens vers Saturne et se consacrera à l'étude plus générale de la planète géante, de ses anneaux et de ses satellites.

1.4 Aspects informatiques

Le travail présenté dans cette thèse a bien sûr représenté un investissement informatique important. En schématisant beaucoup, le développement du modèle (et notamment du code radiatif martien) a largement occupé les deux premières années de cette thèse. Le modèle a commencé à se stabiliser seulement vers l'été 1991 permettant alors une véritable exploitation. Trois versions du modèle de circulation générale atmosphérique ont finalement été développées en parallèle. De ce fait, il a été nécessaire de s'orienter vers une version souple et évolutive du modèle, et ceci n'a pu se faire que grâce au développement d'outils informatiques de gestion des programmes (basés sur l'utilisation du système d'exploitation UNIX). La partie dynamique du modèle de circulation générale a été développée en FORTRAN 77 sur le CRAY 2 par P. Le Van à partir d'une formulation de Robert Sadourny. C'est en fait une version récente qui diffère légèrement de celle utilisée usuellement pour les études du climat terrestre. Devant la montée en puissance des stations de travail et la souplesse offerte par ces nouveaux outils, aussi bien pour le développement et la gestion des programmes que pour les tests numériques, j'ai porté le modèle sur les stations de travail. Le modèle planétaire, dans ses trois versions, est donc utilisable sans aucun changement sur des super-calculateurs comme le CRAY 2, mais également sur des stations de travail (le modèle a tourné sans aucun changement sur des stations de travail SUN, IBM et HP). Il s'avère que les stations de travail sont devenues des outils suffisamment puissants pour effectuer des simulations complètes de la circulation sur des périodes longues et obtenir des résultats souvent aussi instructifs du point de vue scientifique que des simulations plus précises effectuées sur les super-calculateurs (ceux-ci gardant un intérêt certain, à condition de passer à une génération plus efficace que le CRAY 2, et de n'effectuer sur ces calculateurs que des simulations longues et très précises pouvant servir de référence).

1.5 Organisation de la thèse

Ce travail de développement du modèle couvre pas moins de trois chapitres dans ce document. Le premier (Chapitre 3) est consacré à la description d'ensemble des trois versions du modèle. Le second (Chapitre 4) présente l'analyse des erreurs numériques qui provenaient de la non-conservation du moment cinétique par la formulation numérique originelle des équations de la dynamique dans le modèle du LMD. Ces erreurs numériques, soupçonnées depuis longtemps d'être à l'origine de la mauvaise représentation des alizés dans le modèle climatique terrestre [10] – une des plus grandes faiblesses de ce modèle – conduisaient dans les conditions martiennes à des résultats aberrants et même, dans certains cas, à une explosion numérique des simulations. La nouvelle formulation proposée à la suite de ces problèmes, a permis, non seulement de résoudre les problèmes des simulations martiennes, mais aussi d'améliorer considérablement la représentation des alizés dans les simulations terrestres [63]. C'est sans doute dans cette thèse, l'illustration la plus marquante de l'effet de retour que peut avoir, sur l'étude du climat terrestre, l'utilisation des modèles dans des contextes très différents comme ceux des autres planètes. Cette amélioration de la formulation dynamique a également été un élément déterminant dans l'étude numérique de la superrotation atmosphérique, pour laquelle l'exactitude des bilans de moment cinétique est particulièrement importante. Enfin, le Chapitre 5 est consacré entièrement au développement du modèle radiatif pour Mars, modèle adapté du code radiatif développé par Morcrette [115] pour la partie thermique et Fouquart et Bonnel [41] pour l'absorption et la diffusion du rayonnement solaire. Ce modèle est utilisé de façon opérationnelle au Centre Européen pour les Prévisions Météorologiques à Moyen Terme. L'utilisation de ce modèle dans le cadre de ce travail a du reste permis de déceler une erreur et d'améliorer sensiblement les performances numériques du schéma. Les modifications correspondantes ont été portées à la fois sur la version du modèle climatique terrestre du LMD et sur le modèle de prévisions météorologiques du centre européen.

Les deux chapitres suivants sont consacrés véritablement à l'étude de la circulation des atmosphères planétaires et à l'exploitation du modèle : le Chapitre 6 traite de la circulation de Mars et en particulier de l'étude des causes, physiques et dynamiques, du cycle annuel de la pression ; le Chapitre 7 traite de l'étude de la superrotation atmosphérique de façon théorique et

numérique et se termine (Section 7.7) par la présentation de résultats de simulations numériques de la circulation atmosphérique de Titan.

Cependant, avant de me lancer dans la description, souvent fastidieuse et technique, du développement du modèle, il m'a semblé nécessaire d'inclure un chapitre introductif qui présente quelques idées simples sur la circulation atmosphérique, largement utilisées dans l'ensemble de la thèse. Il me semble parfois plus facile de parler à des non spécialistes de phénomènes lointains comme les résonances des satellites Galiléens de Jupiter, l'évolution des étoiles et des galaxies, ou même le Big-bang, que d'expliquer des phénomènes de circulation atmosphérique, beaucoup plus sensibles à l'expérience quotidienne. Et pourtant, entre les insipides journaux radio-télévisés couverts de leur complément de crème chantilly météorologique et les émissions, articles ou conférences internationales sur l'impact de l'homme sur l'évolution climatique, ce sujet est plus que jamais au coeur de l'actualité.

Les idées, forcément simplificatrices, exposées dans le Chapitre 2 ne doivent pas être prises pour argent comptant ; elles peuvent et doivent être remises en cause l'une après l'autre. J'espère qu'elles permettront au moins à des personnes intéressées par l'étude des planètes mais peu familières avec les problèmes de la dynamique atmosphérique, de se plonger plus facilement dans le reste de la thèse ; les quelques essais que j'ai fait auprès de personnes plus extérieures encore au domaine m'ont malheureusement laissé un peu sceptique quant à la qualité pédagogique de ces explications.

Chapitre 2

Circulation générale des atmosphères planétaires : quelques notions de base

2.1 Introduction

Ce chapitre poursuit plusieurs objectifs. D'abord celui de rassembler, pour les lecteurs non familiers des problèmes de la dynamique des fluides atmosphériques, des schémas simples utilisés pour expliquer les vents sur les planètes. Ces différents schémas sont largement utilisés dans les chapitres suivants. Le deuxième but est d'essayer d'expliquer un maximum de ces phénomènes en faisant abstraction des équations compliquées de l'hydrodynamique. La complexité de ces équations a en fait deux origines : la première est liée à la géométrie sphérique et à la rotation planétaire ; elle ne peut pas être évitée, ces deux points étant des caractéristiques essentielles des écoulements atmosphériques. La deuxième source de difficultés provient du point de vue, généralement utilisé dans les études de la circulation, qui consiste à analyser les vents de l'intérieur à partir d'un point fixe de la planète. Cette approche, largement véhiculée par la prépondérance de la météorologie terrestre dans l'étude de la dynamique atmosphérique, est sans doute indispensable pour résoudre de nombreux problèmes. Cependant, certaines caractéristiques fondamentales de la circulation d'ensemble de l'atmosphère se comprennent plus facilement en travaillant dans un référentiel absolu.

2.2 L'atmosphère au repos et l'équilibre hydrostatique

Avant de s'occuper des mouvements atmosphériques, il est bon d'analyser l'état d'équilibre d'une planète sans vents en retournant aux forces fondamentales agissant sur une particule en équilibre à la surface d'une planète en rotation.

2.2.1 Equilibre d'une bille posée sur le sol

Les forces s'exerçant sur une bille de masse m posée sur le sol d'une planète sont : 1) l'attraction gravitationnelle (notée ici mg^*) proportionnelle à la masse de la bille et dirigée vers le centre de la planète ; 2) la réaction \vec{R} , perpendiculaire à la surface, qui empêche la particule de s'enfoncer dans le sol. Dans un référentiel galiléen, cette bille, dite immobile, tourne en fait avec la même vitesse de rotation Ω que la planète solide. Si elle est située à une latitude ϕ , elle tourne à une distance $r = a \cos \phi$ de l'axe des pôles (où a est le rayon de la planète). Elle a donc une accélération absolue centripète $\vec{\gamma}$ avec $|\vec{\gamma}| = \Omega^2 a \cos \phi$. Pour que la bille de masse m soit en équilibre ($m\vec{\gamma} = \vec{R} + mg^*$), il faut que la surface de la planète soit perpendiculaire à $\vec{g}^* - \vec{\gamma}$. Sur une planète sphérique, la bille serait entraînée vers l'équateur avec une force apparente centrifuge $m\Omega^2 r$. En fait, chaque particule

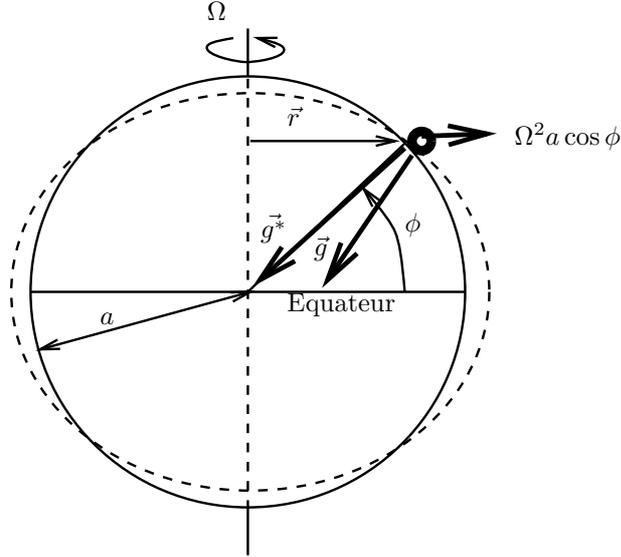


FIGURE 2.1 – Equilibre d’une bille sur la surface d’une planète

d’une planète sphérique serait soumise à la même force apparente résultant en un entraînement de masse vers l’équateur. La forme de la planète s’ajuste ainsi sous l’effet combiné de la rotation et de la gravitation pour adopter une forme aplatie au niveau des pôles, dans laquelle la gravité définie par

$$\vec{g} = \vec{g}^* + \Omega^2 \vec{r} \quad (2.1)$$

est partout perpendiculaire à la surface. Cette gravité \vec{g} qui est celle mesurée par un accéléromètre à la surface donne aussi la direction de la verticale d’un fil à plomb.

Cette gravité dérive d’un potentiel, appelé géopotential, et la forme que prend la planète correspond à un iso-potential qui peut être utilisé comme géopotential de référence. Par la suite, on note Φ le géopotential compté à partir du niveau de référence. Si on néglige les variations de g dans l’atmosphère, le géopotential à une distance z au dessus du sol est simplement gz . Plus généralement, à une variation dz de l’altitude correspond une variation $d\Phi = g dz$ du géopotential¹.

2.2.2 L’équilibre hydrostatique

Une particule d’air immobile située au-dessus de la surface, n’est pas sensible à la réaction du sol mais aux forces de pression exercées par les particules voisines. Les forces s’exerçant sur cette particule, de volume δV et de densité ρ , sont donc : 1) la gravité $\delta V \rho \vec{g}$; 2) les forces de pression.

La force qu’exerce une pression p sur une surface S est perpendiculaire à cette surface et son intensité est égale au produit pS . Puisque la particule d’air est supposée immobile et que la gravité est verticale, les forces exercées horizontalement par la pression, de part et d’autres du volume δV , doivent se compenser. Pour que toute l’atmosphère d’une planète soit immobile, il faut donc que la pression à une altitude donnée soit constante partout sur la planète.

Verticalement, la différence entre la pression en-dessous et au-dessus du volume δV doit équilibrer la gravité, ce qui s’écrit mathématiquement :

$$\frac{\partial p}{\partial z} + \rho g = 0 . \quad (2.2)$$

Dans le cas où le gaz est supposé parfait²

$$p = \rho RT \quad (2.3)$$

1. Pour les non initiés, l’énergie qu’il faut fournir à une particule de masse m pour l’élever d’une altitude dz est simplement donnée par le produit de la masse m par la différence de géopotentielle entre les deux points $d\Phi = mg dz$.

2. Cette hypothèse est toujours conservée par la suite.

cette équation se réécrit

$$\frac{1}{p} \frac{\partial p}{\partial \Phi} = -\frac{1}{RT} . \quad (2.4)$$

Dans le cas où on néglige les variations verticales de g et où l'atmosphère est en plus supposée isotherme, cette équation s'intègre pour donner la pression à une altitude z sous la forme

$$p = p_0 \exp\left(-\frac{zg}{RT}\right) \quad (2.5)$$

où p_0 est la pression à l'altitude $z = 0$.

L'équilibre hydrostatique prend en fait deux significations :

1. Dans le cas d'une atmosphère globalement au repos, cette équation donne la pression en n'importe quel point de la planète et n'importe quelle altitude à partir de la pression en un seul point.
2. Dans le cas d'une atmosphère en mouvement, l'expérience montre que, en un point donné du globe, et sous réserve de regarder des quantités moyennes sur un domaine horizontal suffisamment grand (par exemple, sur terre, pour une surface horizontale de plus de 100km^2), la variation verticale de la pression est régie par l'équilibre hydrostatique.

Dans toute la suite de la thèse, on s'intéressera uniquement à des fluides en équilibre hydrostatique, ce qui ne veut pas dire que le fluide ne bouge pas! En fait, généralement, la température dans l'atmosphère des planètes varie de moins de 20% autour d'une température moyenne jusqu'à plusieurs dizaines de kilomètres d'altitude et l'Eq. 2.5 donne une bonne approximation de la pression à une altitude z . Il est commode d'introduire alors l'échelle de hauteur $H = RT/g$: si on s'élève d'une hauteur H dans l'atmosphère, la pression est divisée par un facteur $e \sim 2.7$. Sur la Terre 250K est une bonne température moyenne qui correspond à une échelle de hauteur de 7km environ.

Profitons-en aussi pour remarquer que la masse d'une colonne d'air de section horizontale S et comprise entre les pressions p et p' est simplement $(p - p') \times S/g$.

2.2.3 La stabilité de l'équilibre hydrostatique

Si l'Eq. 2.4 définit un état d'équilibre de l'atmosphère (somme des forces nulle), elle ne garantit pas, *a priori*, la stabilité de cet équilibre. L'approche la plus simple pour étudier la stabilité de l'équilibre hydrostatique consiste à regarder le comportement d'une particule de fluide déplacée verticalement à partir de sa position d'équilibre. Une particule d'air déplacée sans échanger d'énergie avec le milieu extérieur (mouvement adiabatique) voit sa température varier en fonction de la pression qui l'entoure suivant la relation

$$T/p^\kappa = cte \quad (2.6)$$

La quantité $T(p_0/p)^\kappa$ est appelée température potentielle (c'est la température qu'aurait la particule une fois ramenée à la pression de référence p_0 par transformation adiabatique); elle est étroitement liée à l'entropie s par la relation $s - s_0 = C_p \ln(p/p_0)$ où C_p est la capacité calorifique du gaz (supposée constante). $\kappa = R/C_p$ est une constante fondamentale du gaz atmosphérique qui dépend essentiellement du nombre d'atomes par molécule. Une particule qui s'élève dans l'atmosphère (et est donc soumise à une pression de moins en moins forte) voit ainsi sa température diminuer proportionnellement à p^κ . Supposons que l'air environnant la particule soit tel que la température décroît avec l'altitude (c'est généralement le cas dans la troposphère terrestre, par exemple). Si la particule en s'élevant devient plus froide et donc plus dense (cf. Eq. 2.3) que l'air qui l'entoure, elle retournera naturellement vers sa position de départ. Si au contraire elle devient moins dense que l'air ambiant, la résultante vers le haut des forces de pression sera plus forte que son poids et l'entraînera vers le haut, loin de sa position de départ. Cette dernière situation, instable, se produit donc dès lors que la température décroît plus vite avec l'altitude que la décroissance calculée par l'Eq. 2.6.

Cette instabilité se produit dans les atmosphères planétaires fortement chauffées par la surface dans lesquelles de l'air froid surplombe de l'air beaucoup plus chaud. Si la décroissance verticale de température est plus rapide que celle d'un profil adiabatique, défini par l'Eq. 2.6, l'air se mélange verticalement sous l'effet de l'instabilité décrite ci-dessus jusqu'au rétablissement d'un profil de température adiabatique.

Il faut retenir de cette méthode du déplacement des particules, que c'est la quantité conservée au cours du déplacement, ici T/p^κ , qui détermine la limite entre profil stable et profil instable.

2.3 La machine thermique atmosphérique

La circulation de l'atmosphère d'une planète peut être vue comme une machine thermique mue sous l'effet des différences régionales du chauffage par le soleil. Ces effets différentiels du chauffage peuvent engendrer des circulations locales, par exemple en dessous d'un nuage ou encore près des côtes où la différence de vitesse de chauffage et de refroidissement de la terre et de la mer produisent des vents locaux qui s'inversent entre le jour (brise de mer) et la nuit (brise de terre). A une échelle globale, les variations les plus importantes du chauffage solaire sont les variations latitudinales et saisonnières³. La circulation générale s'intéresse avant tout à la réponse de l'atmosphère à ces forçages de grande échelle.

La façon dont l'atmosphère est chauffée dépend de la quantité d'énergie reçue du soleil, mais également de la façon dont cette énergie est réfléchie, diffusée et absorbée par l'atmosphère. En fait sur des planètes comme la Terre ou Mars, les atmosphères relativement transparentes laissent passer une part importante de l'énergie solaire jusqu'à la surface où elle est fortement absorbée. Le sol ainsi chauffé réémet de l'énergie dans les longueurs d'ondes infra-rouges, avec une intensité variant comme la puissance quatrième de la Température⁴. Cette énergie réémise par le sol est absorbée par l'atmosphère beaucoup plus efficacement que le rayonnement solaire de plus courtes longueurs d'ondes. L'atmosphère, elle-même, réémet du rayonnement vers le sol (c'est le fameux effet de serre) et vers l'espace.

A cause de la dépendance en température de l'émission propre de l'atmosphère et du sol, il est difficile de séparer complètement le forçage radiatif de la circulation et la circulation elle-même. Il est en revanche possible, par exemple à partir de mesures satellitaires, d'évaluer le bilan total d'énergie au sommet de l'atmosphère. C'est ce qui est montré sur la Fig. 2.2 où sont représentées, l'insolation en moyenne annuelle au sommet de l'atmosphère (courbe continue), la quantité d'énergie solaire effectivement absorbée par le système Terre-atmosphère (courbe discontinue) et, enfin, l'énergie rayonnée vers l'espace sous forme de rayonnement thermique infra-rouge (pointillés). La différence entre la courbe discontinue et les pointillés représente le bilan annuel d'énergie au sommet de l'atmosphère. Les tropiques reçoivent beaucoup plus d'énergie radiative qu'ils n'en émettent alors que les régions polaires sont très déficitaires. La différence entre ces deux courbes est égale à la quantité d'énergie redistribuée en latitude par la circulation⁵. En

3. Les variations diurnes de l'ensoleillement qui sont également très importantes en amplitude, sont généralement trop rapides pour permettre à une circulation de s'établir. Elles peuvent cependant jouer un rôle non négligeable dans la circulation en créant des ondes planétaires forcées, avec un ou deux nombres d'ondes sur la planète, qui peuvent interagir avec la circulation atmosphérique. Ces "marées thermiques" sont particulièrement importantes sur Mars où les températures de la surface et de l'atmosphère réagissent très rapidement au cycle diurne, les amplitudes des variations journalières de température atteignant souvent 100K.

4. Pour les non initiés, tout corps émet un rayonnement dont l'intensité et la couleur dépendent fortement de la température ; c'est pourquoi il est souvent appelé rayonnement thermique. Plus le corps est froid, moins il émet d'énergie et plus il émet dans les grandes longueurs d'ondes. La surface du soleil, avec des températures de plusieurs milliers de degrés, émet un rayonnement blanc. Une étoile plus chaude émettra un rayonnement décalé vers le violet. Un corps plus froid, en revanche, émettra plus vers le rouge. Sur Terre les corps sont tellement froids que leur rayonnement propre sort du domaine de fréquence perceptible par l'oeil humain. On parle alors de rayonnement infra-rouge. Mais si on chauffe suffisamment un métal, par exemple, il commencera à émettre un rayonnement rouge, puis blanc pour des températures plus élevées. C'est ce rayonnement, émis par tous les corps, et en particulier par l'atmosphère, qui est mesuré par les détecteurs infra-rouges et permet de voir la nuit.

5. Sur la Fig. 2.2 le déficit d'énergie près des pôles semble plus important que l'excédent près de l'équateur. Ceci s'explique par le fait que les déficits polaires représentent en fait une surface relative beaucoup moins grande que ne le suggère l'échelle latitudinale utilisée pour le graphique

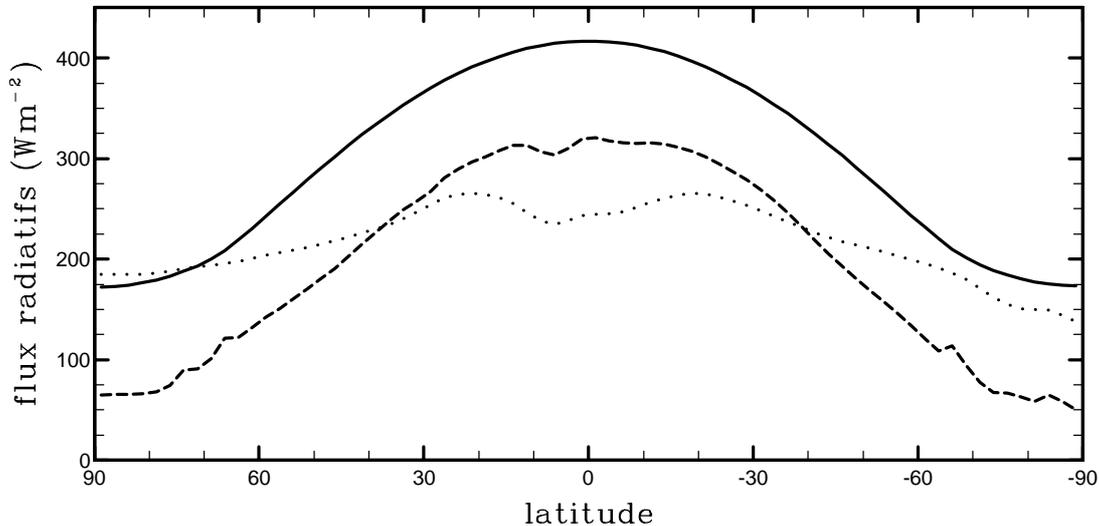


FIGURE 2.2 – Bilan d'énergie radiative au sommet de l'atmosphère

Les moyennes annuelles et longitudinales des flux radiatifs sont représentées en fonction de la latitude. Insolation (courbe pleine), quantité d'énergie solaire absorbée par le système Terre-atmosphère (traits discontinus), et flux infra-rouge émis vers l'espace (pointillés). D'après des données de l'expérience ERBE [3] (Earth Radiative Budget Experiment) fournies par Sandrine Bony.

fait, sur la Terre, cette redistribution est effectuée autant par les courants océaniques que par la circulation atmosphérique.

2.4 La circulation de Hadley

L'idée que la circulation de l'atmosphère terrestre puisse être engendrée par les différentiels d'absorption du rayonnement solaire remonte à la fin du dix-septième siècle. C'est Halley qui en 1686 [53] proposa d'expliquer les vents par une ascendance d'air chaud dans les régions tropicales et une subsidence dans les hautes latitudes, assimilant ainsi la Terre à une grande casserole chauffée à l'équateur.

2.4.1 Transport méridien d'énergie par une cellule convective

Le principe de cette circulation méridienne est simple. Dans les régions tropicales, l'air se réchauffe plus vite sous l'effet du soleil qu'il ne se refroidit par rayonnement thermique (cf. Fig. 2.2). Il en résulte une expansion du gaz atmosphérique et donc, à une altitude donnée, une augmentation de la pression. Dans les hautes latitudes en revanche, l'atmosphère se refroidit plus vite qu'elle ne se réchauffe, et la hauteur d'échelle de l'atmosphère décroît.

A une altitude fixe au-dessus du sol, la pression décroît donc depuis l'équateur vers le pôle, ce qui est illustré sur la Fig. 2.3. Cette variation de pression provoque un mouvement d'air global depuis l'équateur vers les pôles. Cependant, en divisant intellectuellement l'atmosphère en une superposition verticale de couches (cf. Fig. 2.3), il apparaît clairement que l'effet d'inclinaison des isobares est cumulatif et que les isobares sont beaucoup plus penchées en haut de l'atmosphère qu'en bas. Près de la surface l'effet est même nul (à condition de négliger le relief de la planète). C'est donc près de la surface, où l'effet d'entraînement vers les hautes latitudes est le plus faible que l'air en excès dans les hautes latitudes sera reconduit vers l'équateur, mettant ainsi en place une grande cellule de convection avec ascendance près de l'équateur, transport vers les pôles dans la branche supérieure, subsidence dans les hautes latitudes et enfin, transport vers l'équateur près de la surface (Fig. 2.3 à droite).

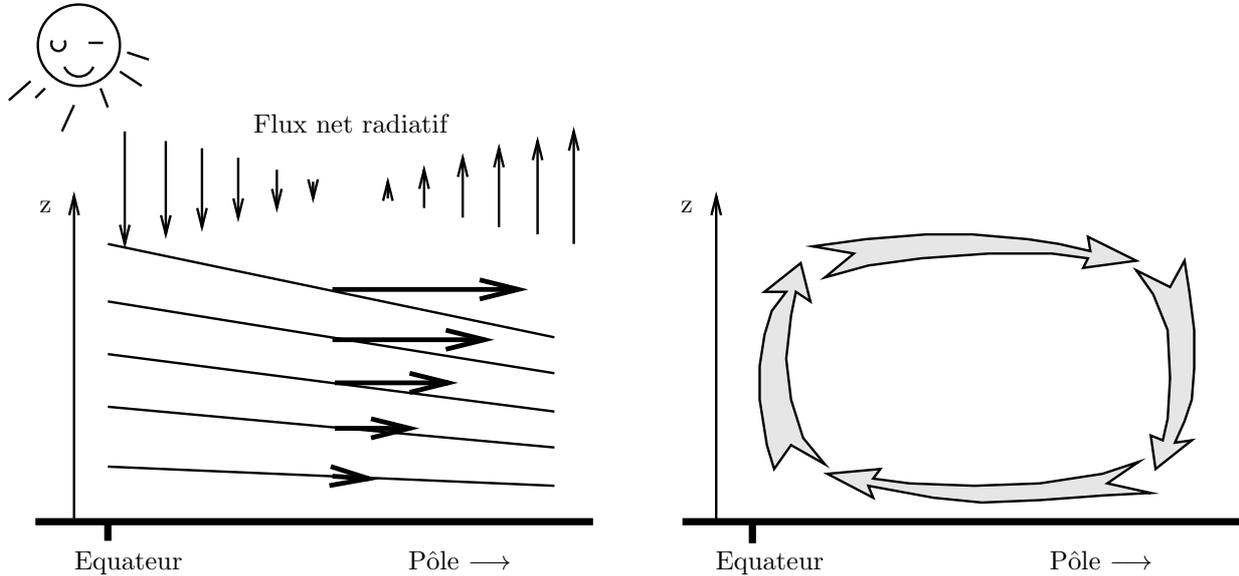


FIGURE 2.3 – La circulation de Hadley

Sur la gauche, sont représentées : les variations latitudinales du flux radiatif net, absorbé (ou émis) par l'atmosphère (petite flèches verticales en haut), les courbes à pression constante ou isobares (les droites penchées), la force de gradient de pression créée par l'inclinaison de ces isobares. À droite : représentation schématique de la cellule de Hadley.

2.4.2 Effets de la rotation : la conservation du moment cinétique

Ce n'est pas le nom de Halley qui reste attaché à cette circulation, mais celui de Hadley qui le premier, en 1735 [52], fit intervenir l'effet de la rotation terrestre dans cette circulation et expliqua du même coup l'origine des alizés. Cette origine repose sur la conservation particulière du moment cinétique. En absence de viscosité en effet, les particules d'air conservent leur moment cinétique autour de l'axe des pôles au cours de leur déplacement.

Qu'arrive-t-il par exemple à une particule d'air qui part de l'équateur et est emportée (advectée) vers les hautes latitudes dans la branche supérieure de la cellule de Hadley ? Comme la patineuse quand elle resserre les bras (Fig. 2.4), cette particule, en se rapprochant de l'axe des pôles, se met à tourner de plus en plus vite⁶. Prenons au contraire une particule près de la surface qui part avec une vitesse relative (ou vent) nulle d'une certaine latitude, 30° par exemple. Cette particule est entraînée vers l'équateur par la circulation de Hadley, et elle s'éloigne donc de l'axe des pôles. La particule tourne alors moins vite que la planète. C'est l'origine des alizés, ces vents d'est intertropicaux, jadis utilisés par la marine à voile.

Mathématiquement, le moment cinétique d'une particule autour de l'axe des pôles est le produit de sa masse m , de sa vitesse de rotation absolue $\Omega a \cos \phi + u$ et de la distance à l'axe $r = a \cos \phi$ soit

$$M = ma \cos \phi (\Omega a \cos \phi + u) \quad (2.7)$$

La conservation du moment cinétique particulière se traduit en disant que sa dérivée

6. Cet effet de la rotation terrestre est particulièrement simple à percevoir pour un observateur extérieur à l'atmosphère, qui assimile facilement la Terre à une championne de patinage artistique. Pour le terrien rivé sur son fauteuil, qui veut analyser le phénomène par rapport à un repère lié à ce même fauteuil, le problème devient beaucoup plus compliqué. Il ne comprend plus pourquoi les vents dirigés vers les pôles se dévient spontanément vers l'ouest et invoque alors le mystérieux Coriolis.

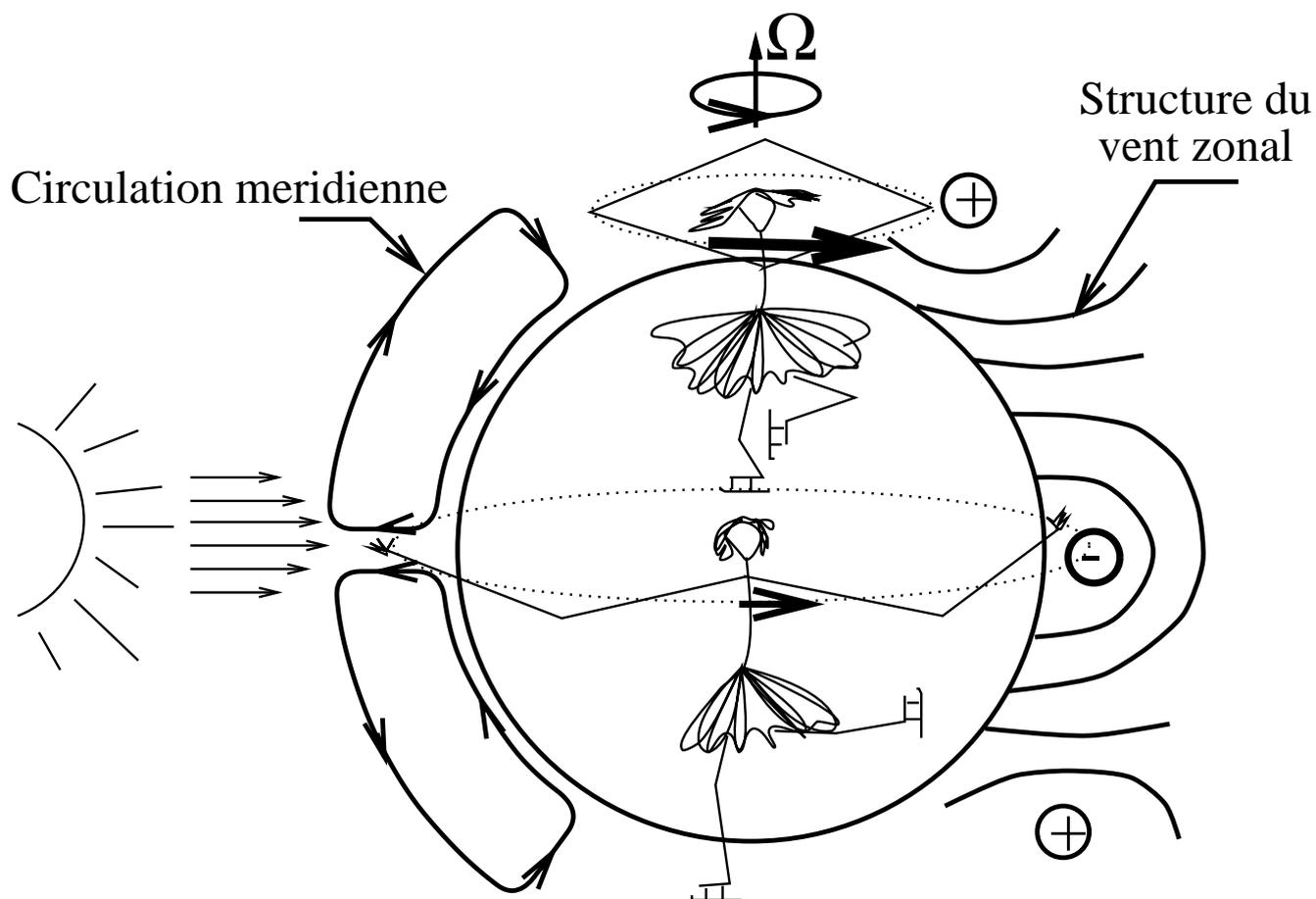


FIGURE 2.4 – Circulation de Hadley et conservation du moment cinétique.

La circulation méridienne mise en route sous l'effet du chauffage différentiel par le soleil est représentée sur la gauche. Dans les branches supérieures des deux cellules de Hadley, les particules d'air, advectées vers les pôles, se rapprochent de l'axe de rotation. Par conservation du moment cinétique, leur vitesse de rotation absolue croît. C'est ce qui est illustré par la charmante patineuse au centre du dessin qui tourne plus vite quand elle resserre les bras. L'effet sur le vent zonal est schématisé sur la partie droite de la Figure. Les signes + et - indiquent les régions de maximum et de minimum du vent zonal.

Lagrangienne⁷ est nulle

$$\frac{d}{dt} [\cos \phi (\Omega a \cos \phi + u)] = 0 \quad (2.8)$$

ou encore

$$\frac{du}{dt} \cos \phi = (u \sin \phi + 2a\Omega \cos \phi \sin \phi) \frac{d\phi}{dt} \quad (2.9)$$

La variation Lagrangienne de la latitude au cours du déplacement d'une particule est simplement égale à v/a et l'accélération zonale d'une particule conservant son moment cinétique s'écrit finalement

$$\frac{du}{dt} = uv \frac{\tan \phi}{a} + 2v\Omega \sin \phi \quad (2.10)$$

Sur la Terre, le deuxième terme dans le membre de droite (accélération de Coriolis) est très supérieur au premier parce que la vitesse absolue d'une particule "immobile" au niveau de l'équateur $a\Omega \sim 460 \text{ ms}^{-1}$, est toujours très supérieure au vent zonal u qui dépasse rarement 100 ms^{-1} . On voit donc que la conservation du moment cinétique déviara les particules se dirigeant vers le pôle ($v\phi > 0$) vers l'est⁸ et les particules se dirigeant vers l'équateur vers l'est.

Il est important de remarquer que la simple conservation du moment cinétique par une particule partant avec une vitesse nulle de l'équateur, produit à 30° de latitude, un vent d'ouest

$$u = a\Omega \frac{1 - \cos^2 \phi}{\cos \phi} \sim 135 \text{ ms}^{-1} \quad (2.11)$$

On voit donc que, si l'absorption différentielle d'énergie radiative est la source première des mouvements atmosphériques, la production de vents importants est avant tout la conséquence de la rotation et de la sphéricité de la planète.

2.4.3 Effets de la rotation : la force centrifuge

La création de vents d'ouest dans la branche supérieure de la cellule est un frein très important pour la circulation de Hadley. En effet, par la même loi physique qui aplatit les planètes sous l'effet de leur rotation, une particule tournant plus vite que la planète est entraînée vers l'équateur. La force inertielle correspondante tend à contrecarrer la force de gradient de pression qui a engendré les mouvements vers le pôle dans la branche haute de la cellule de Hadley.

Reprenons la figure de l'équilibre de la bille au repos (Fig. 2.1) mais en considérant cette fois une particule tournant plus vite que la planète, c'est à dire une particule animée d'une vitesse relative (ou vent zonal) $u > 0$. La bille tourne encore à une distance $r = a \cos \phi$ de l'axe des pôles, mais cette fois avec une vitesse de rotation

$$\omega = \Omega + \frac{u}{a \cos \phi} \quad (2.12)$$

La force apparente centrifuge exercée sur la particule de masse $m = \rho \delta V$ est alors égale à $-m\omega^2 \vec{r}$ avec

$$\begin{aligned} \omega^2 r &= a \cos \phi \times \left(\Omega + \frac{u}{a \cos \phi} \right)^2 \\ &= \Omega^2 a \cos \phi + 2\Omega u + \frac{u^2}{a \cos \phi} \end{aligned} \quad (2.13)$$

7. La dérivée Lagrangienne d'une quantité q notée dq/dt est la variation temporelle de cette quantité calculée en suivant la particule fluide.

8. Encore quelques conventions pour les non initiés (au fait ! en science, l'initiation n'est pas un délit !) : vue par rapport au système solaire, les planètes tournent presque toutes dans le même sens, c'est à dire comme la Terre vers l'est. Ceci n'a absolument aucune importance et dépend avant tout du sens dans lequel on regarde le système solaire. Ce qui est en revanche fondamental, c'est de savoir si une particule d'air tourne plus vite ou moins vite que la surface de la planète. Pour simplifier, on se place dans le cas terrestre. On appelle vent zonal u le vent le long d'un parallèle. On dit que ce vent zonal est positif si la particule tourne plus vite que la planète, autrement dit $u > 0$ correspond à un vent d'ouest (ou vers l'est). Pour le vent méridien v (dirigé le long d'un parallèle) on dit que le vent est positif s'il est dirigé vers le pôle nord. Cette orientation correspond en fait à l'orientation des latitudes qui varient de -90° au pôle sud à 90° au pôle nord. Pour la belle Vénus qui fait tout à l'envers, il suffit de lui jeter un regard languoureux par en-dessous pour que tout rentre dans l'ordre.

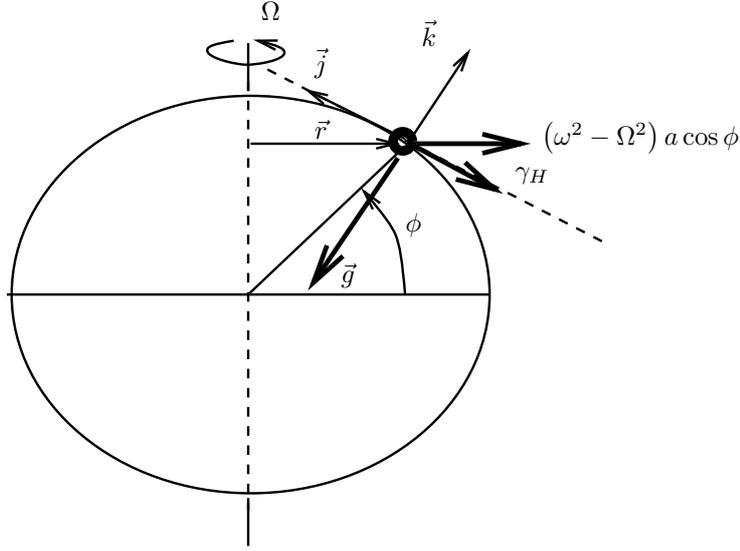


FIGURE 2.5 – Equilibre d'une particule tournant le long d'un parallèle

Le terme $\Omega^2 a \cos \phi$ est en fait déjà pris en compte dans la définition de la gravité (Eq. 2.1). Si on projette la somme de la gravité et de la force centrifuge sur l'axe horizontal défini par \vec{j} (cf. Fig. 2.5) la particule, en l'absence d'autre force, est entraînée vers l'équateur par une force apparente $-m\vec{\gamma}_H$ avec

$$\vec{\gamma}_H = \left(2\Omega \sin \phi u + \frac{u^2 \tan \phi}{a} \right) \vec{j} \quad (2.14)$$

La première partie de cette force est en fait la composante méridienne de la force de Coriolis qui dévie les vents d'ouest vers l'équateur. Sur la Terre à nouveau, ce terme l'emporte presque toujours sur le second.

La création de forts vents d'ouest par transport du moment cinétique produit donc une force dirigée vers l'équateur qui tend à stopper la circulation de Hadley. Plus une planète tourne vite et plus cet effet de frein de la circulation méridienne est important. Sur la Terre, la cellule de Hadley s'arrête à 30° environ de part et d'autre de l'équateur alors que sur Vénus, qui tourne sur elle-même en 240 jours, cette circulation s'étend jusqu'aux pôles. On revient sur ce point beaucoup plus loin dans la Section 7.3.

2.5 Le vent gradient

Sous l'effet de la force centrifuge, l'advection de l'air dans la branche haute de la cellule de Hadley devient de moins en moins efficace au fur et à mesure qu'on s'éloigne de l'équateur et les isobares s'inclinent de plus en plus. Finalement, la force de gradient de pression et la composante horizontale de la force centrifuge deviennent prépondérantes dans l'équation du mouvement méridien. Il s'établit un quasi-équilibre entre ces forces, l'accélération méridienne résultant alors de la faible différence entre les deux termes.

2.5.1 Définition

Cet équilibre, dit du vent gradient, n'est en fait pas limité à la circulation de Hadley. Dans toutes les atmosphères connues, un quasi-équilibre s'établit entre le champ de masse atmosphérique et la composante horizontale de la force centrifuge, liée au vent zonal. De même que la Terre solide adoptait une forme aplatie sous l'effet de la rotation, le champ de masse d'une atmosphère tournant plus vite que la planète solide sera déformé, résultant en une plus grande quantité de masse à l'équateur qu'aux pôles. En fait, quand on regarde les moyennes des champs en longitude

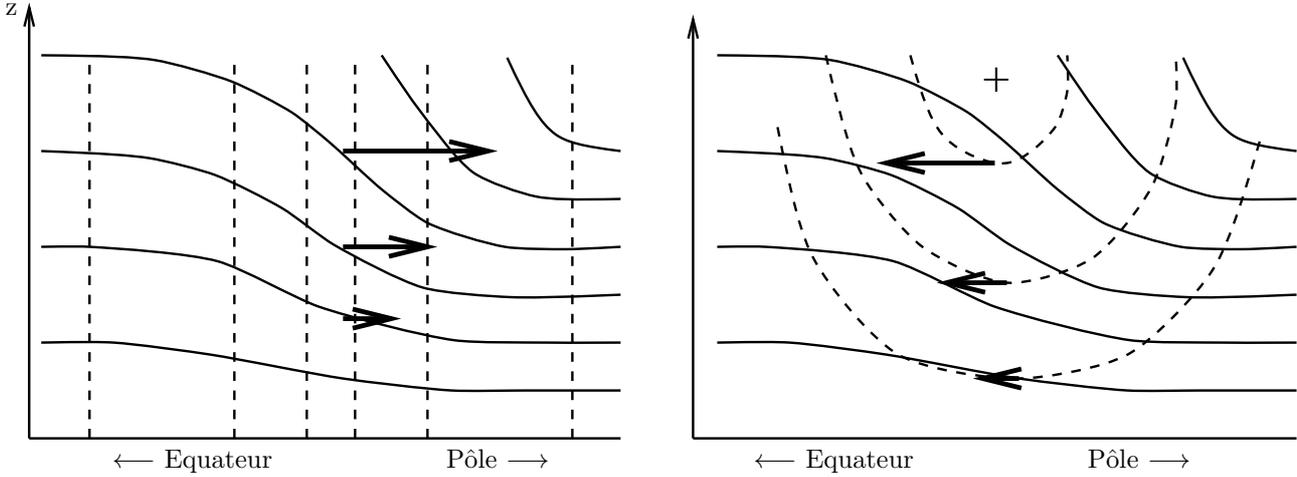


FIGURE 2.6 – Le vent gradient

A gauche : en pointillés les isothermes et en traits plein les isobares correspondantes. Les flèches représentent la force de gradient de pression.

A droite : les mêmes isobares en trait pleins et les isocontours du vent gradient en pointillés, avec un maximum signalé par le signe +. Les flèches représentent la force centrifuge.

(ce que les météorologistes appellent une moyenne zonale) un équilibre s'établit en chaque point du plan méridien entre la force centrifuge décrite précédemment et le gradient latitudinal de pression.

Cet équilibre s'écrit simplement

$$\frac{1}{a\rho} \frac{\partial p}{\partial \phi} + 2\Omega u \sin \phi + u^2 \frac{\tan \phi}{a} = 0 \quad (2.15)$$

A une altitude z au dessus du sol, les gradients latitudinaux de pression sont très nettement dominés par les variations latitudinales de l'échelle de hauteur $H = RT/g$ de l'atmosphère (dans le cas d'une planète sans relief avec pression de surface constante, la variation de l'échelle de hauteur est en fait la seule source de variation horizontale de pression). En présence d'une forte variation latitudinale de la pression, les isobares seront très inclinées (descendant vers les hautes latitudes) et il faudra un vent zonal très fort pour équilibrer la force de pression. Ceci est illustré sur la Fig. 2.6.

Cet équilibre horizontal peut donc être transformé en une relation entre le champ de température et le champ de vent, connue sous le nom de relation du vent gradient. La dérivation de cette forme particulière de l'équilibre nécessite cependant quelques développements mathématiques.

2.5.2 Dérivation mathématique

Il faut pour cela passer de la coordonnée verticale naturelle (l'altitude) à la coordonnée de pression très communément utilisée dans les études atmosphériques. Pour une atmosphère verticalement en équilibre hydrostatique, la dérivée horizontale de la pression à altitude constante

$$\left(\frac{\partial p}{\partial x} \right)_z \quad (2.16)$$

(où x est une coordonnée horizontale quelconque) est reliée à la variation horizontale du géopotential $\Phi = gz$ par

$$\frac{1}{\rho} \left(\frac{\partial p}{\partial x} \right)_z = \left(\frac{\partial \Phi}{\partial x} \right)_p \quad (2.17)$$

Fondamentalement, en atmosphère hydrostatique, il est équivalent de dire que les particules sont entraînées horizontalement vers les zones de plus faible pression ou de dire qu'à pression fixe, les particules sont entraînées vers une zone d'altitude plus basse. L'Eq. 2.15 s'écrit alors

$$\frac{1}{a} \frac{\partial \Phi}{\partial \phi} + 2\Omega u \sin \phi + u^2 \frac{\tan \phi}{a} = 0 \quad (2.18)$$

L'étape suivante consiste à utiliser comme coordonnée verticale le logarithme de la pression normalisée $\xi = \ln(p/p_0)$ (le produit ξH est proche de l'altitude) et à remarquer que l'équilibre hydrostatique (Eq. 2.4) s'écrit alors simplement

$$\frac{\partial \Phi}{\partial \xi} = -RT \quad (2.19)$$

La dérivée verticale de l'équation du vent gradient fournit l'équation suivante

$$\frac{1}{a} \frac{\partial RT}{\partial \phi} = \frac{\delta}{\delta \xi} \left(2\Omega u \sin \phi + u^2 \frac{\tan \phi}{a} \right) \quad (2.20)$$

En négligeant les vents au sol $u \sim 0$ (les vents sont généralement plus faibles près du sol à cause du frottement de la surface), le vent se calcule à partir du champ de température en résolvant l'équation

$$\int \frac{\delta \xi}{a} \frac{\partial RT}{\partial \phi} = 2\Omega u \sin \phi + u^2 \frac{\tan \phi}{a} \quad (2.21)$$

Cette relation est très souvent utilisée pour évaluer les vents sur une planète. En effet, si les vents peuvent parfois être déterminés en partie à partir du déplacement de certaines structures, nuageuses par exemple, ces structures sont souvent trop rares (comme sur Mars par exemple) ou, dans le cas contraire, elles occultent complètement une partie de l'atmosphère (pour Vénus par exemple). Des techniques récentes, basées sur les mesures d'effets Doppler permettront sans doute dans un futur proche d'obtenir des informations complètes et fiables sur les champs de vents. En attendant, la première source d'information sur la structure des vents sur une planète est souvent le vent gradient, calculé à partir du champ de température. La température est relativement facile à mesurer à partir d'un engin spatial en inversant les mesures du rayonnement thermique infra-rouge émis par l'atmosphère.

En fait, l'Eq. 2.21 ne donne une solution unique que si $u \ll a\Omega$. Si on n'a aucune information supplémentaire sur les vents, on ne peut *a priori* choisir la bonne solution parmi les deux racines de cette équation. Dans la limite $a\Omega \ll u$ on comprend bien qu'on retrouve deux solutions, dont l'une tourne très vite dans le sens inverse de la rotation planétaire. Sur Titan par exemple, où aucun contraste visible n'a pu être identifié dans l'atmosphère, et où seules les mesures de températures (calculées à partir des mesures infra-rouges Voyager 1) sont disponibles, il n'est pas possible de déterminer par ce simple critère, si les vents très violents $u \sim 100 \text{ ms}^{-1}$ tournent dans le même sens que la planète ou dans le sens opposé.

2.5.3 Stabilité du vent gradient : analyse particulière

La stabilité de l'équilibre du vent gradient peut être investiguée par la méthode du déplacement d'une particule, utilisée pour l'équilibre hydrostatique.

Dans l'équilibre hydrostatique, c'est la gravité qui était en équilibre avec le gradient vertical de la pression. Dans le vent gradient, c'est la force centrifuge qui est en équilibre avec le gradient latitudinal de la pression. Pour l'équilibre hydrostatique, c'était la quantité conservée dans les écoulements adiabatiques T/p^* qui déterminait la limite de stabilité. Pour l'équilibre du vent gradient, on s'intéresse au déplacement horizontal d'une particule. En absence de dissipation, cette particule conserve son moment cinétique.

Plaçons-nous dans le cas où le gradient latitudinal de pression est en équilibre avec un champ de vent zonal correspondant à un moment cinétique décroissant vers le pôle. Si une particule est déplacée vers le pôle en conservant son moment cinétique, elle tournera plus vite que le fluide

environnant. La composante horizontale de la force centrifuge sera alors supérieure au gradient latitudinal du champ de pression environnant et elle sera reconduite vers sa position de départ. Au contraire, si le moment cinétique du champ moyen croît vers les pôles, la particule déplacée vers les pôles tournera moins vite que le fluide environnant et sera entraînée encore plus loin vers les pôles.

L'équilibre du vent thermique est donc stable vis à vis du déplacement horizontal d'une particule si et seulement si le moment cinétique décroît de l'équateur vers le pôle. L'instabilité correspondante est connue sous le nom d'instabilité inertielle.

2.6 Les instabilités et les ondes planétaires

Si l'étude de la circulation générale atmosphérique s'intéresse particulièrement à la redistribution en latitude de différentes quantités, comme l'énergie ou le moment cinétique, le transport par une circulation méridienne axi-symétrique, du type cellule de Hadley, est loin d'être l'unique mode de redistribution. En fait, même pour une planète sans contrastes longitudinaux (pas de relief, pas de contrastes océans-continents *etc.*) et en présence d'un forçage énergétique axi-symétrique (par exemple le forçage correspondant à l'absorption du rayonnement solaire journalier moyen par l'atmosphère et la surface), la circulation atmosphérique qui se développe est fortement non axi-symétrique. Des simulations numériques effectuées dans ce type de configuration sont présentées dans la Section 7.2.

Pour décrire une circulation réaliste non axi-symétrique, les climatologues sont habitués à distinguer ainsi la circulation moyenne (moyenne sur les longitudes et sur une certaine période de temps) et les différences à cette moyenne appelées perturbations. Dans les latitudes moyennes, pendant l'hiver, les perturbations sont particulièrement importantes : des ondes planétaires se mettent en place, successions longitudinales de hautes et basses pressions qui se déplacent le long des parallèles.

Une certaine quantité d'énergie cinétique est associée à cette composante non axi-symétrique de la circulation. Cette énergie cinétique provient d'une des formes d'énergie disponibles dans la circulation moyenne. Les seules perturbations qui pourront se développer effectivement sont donc celles qui diminuent l'énergie de l'écoulement moyen. On voit ainsi apparaître une nouvelle approche de l'instabilité : des perturbations qui diminuent l'énergie de l'écoulement moyen sont susceptibles de transformer cette énergie en énergie cinétique et donc de croître.

Deux formes d'instabilité de l'écoulement moyen jouent un rôle fondamental dans les bilans d'énergie et de moment cinétique : (1) l'instabilité barocline qui apparaît dans des zones de forts gradients latitudinaux de la température ; cette instabilité est le moteur des ondes responsables, dans les moyennes latitudes, des successions de hautes et basses pressions, particulièrement sensibles pendant l'hiver ; (2) l'instabilité barotrope qui puise son énergie dans l'énergie cinétique de l'écoulement moyen. Contrairement à l'instabilité barocline, elle peut se développer en l'absence de gradients latitudinaux de température, c'est à dire dans une situation où la température ne dépend que du niveau de pression, d'où son nom de barotrope.

L'étude des instabilités barocline et barotrope est un sujet en soi et il est hors de question d'en faire ici une revue même incomplète. On se contentera de donner quelques idées très simples sur les caractéristiques de ces deux formes d'instabilité et des perturbations et de la façon dont elles affectent la circulation générale.

2.6.1 L'instabilité barocline

L'instabilité barocline se développe dans des régions de fort gradient latitudinal de la température, comme celles qui apparaissent dans les latitudes moyennes, là où les effets de la rotation inhibent le transport latitudinal d'énergie par la circulation de Hadley. L'instabilité barocline peut être présentée comme une forme de l'instabilité convective ou instabilité convective oblique⁹.

⁹. La description qui suit est largement inspirée du cours de DEA de Robert Sadourny [149] ; voir aussi Pedlosky [126].

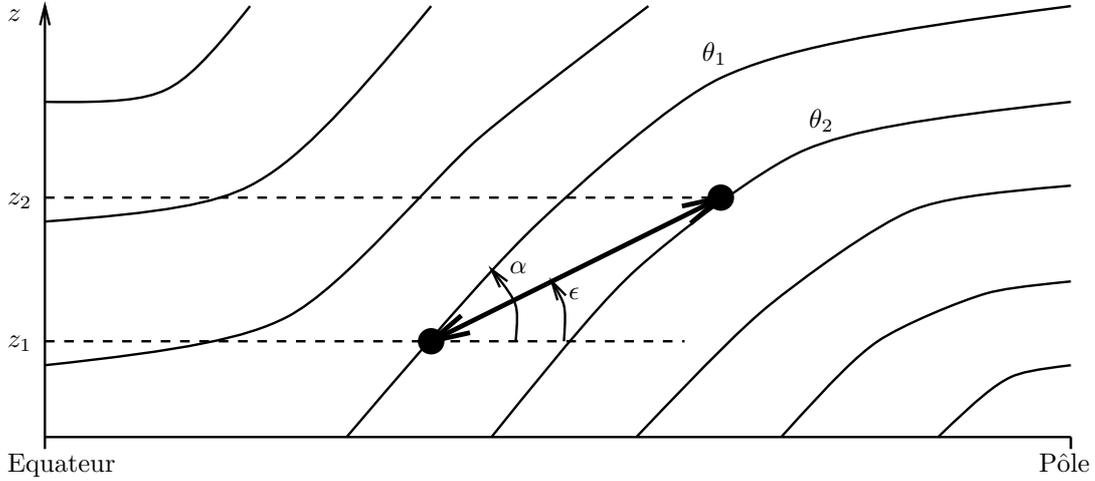


FIGURE 2.7 – Champ typique de température potentielle et orientation privilégiée des échanges de matière.

Regardons le bilan d'énergie lors de l'échange adiabatique de deux particules de fluide d'altitudes z_i , de températures potentielles θ_i et de masses m_i , i prenant pour valeur 1 ou 2. Si l'échange est adiabatique, les deux particules doivent satisfaire la relation

$$m_1\theta_1 = m_2\theta_2 \quad (2.22)$$

La perturbation d'énergie potentielle correspondant à cet échange de particules s'écrit

$$\Delta E_p = (m_1 - m_2) g (z_1 - z_2) \quad (2.23)$$

et donc, en utilisant l'Eq. 2.22,

$$\Delta E_p = \frac{\bar{m}g}{\bar{\theta}} (z_2 - z_1) (\theta_2 - \theta_1) \quad (2.24)$$

avec $\bar{m} = (m_1 + m_2) / 2$ et $\bar{\theta} = (\theta_1 + \theta_2) / 2$. Dans le cas où la perturbation d'énergie potentielle est négative, *i. e.* quand la particule la plus haute est plus froide (au sens de la température potentielle), elle peut fournir l'énergie cinétique nécessaire à l'échange des deux particules. Remarquons que dans le cas d'un échange vertical, on retrouve simplement l'instabilité convective décrite précédemment.

Dans un plan latitude-altitude, on peut se faire facilement une idée de l'allure globale du champ de température potentielle : la température potentielle doit croître vers le haut et décroître de l'équateur vers le pôle, au moins près de la surface où la température est fortement contrainte par le bilan d'énergie au sol ou, sur la Terre, par les températures de surface de l'océan. La structure du champ de température potentielle dans la troposphère est donc schématiquement celle montrée sur la Fig. 2.7 avec des variations latitudinales moins marquées près de l'équateur, là où la circulation de Hadley joue un rôle important. Il est toujours possible de trouver deux particules d'air satisfaisant la condition d'instabilité énoncée plus haut : la particule chaude et basse se trouvera à une latitude moins élevée que la particule haute et chaude. Un calcul très simple (cf. cours de DEA de R. Sadourny [149]) permet de montrer que les échanges privilégiés (ceux qui correspondent à un maximum de la perturbation d'énergie potentielle) sont ceux qui s'effectuent le long d'une pente ϵ deux fois plus petite que la pente α des isentropes (ou "iso température potentielle") et que, pour une échelle latitudinale d'échange donnée, la perturbation d'énergie est d'autant plus importante que les isentropes sont pentues (le nom de barocline signifie que les isentropes sont inclinées par rapport aux isobares).

En poursuivant les analyses simples et en se plaçant dans le cas d'un fluide tournant dans lequel le champ de vent moyen et le champ de température potentielle sont reliés par l'équilibre du vent gradient, il est possible de déterminer les ordres de grandeur à la fois de l'échelle longitudinale et des vitesses méridiennes mises en jeu dans les échanges baroclines. L'échelle longitudinale est donnée par

$$l = \frac{N}{f}h \quad (2.25)$$

où N est la fréquence de Brunt-Väisälä, mesure de la stabilité verticale de l'atmosphère, donnée par

$$N^2 = \frac{g}{\theta} \frac{\partial \theta}{\partial z}, \quad (2.26)$$

$f = 2\Omega \sin \phi$ est le facteur de Coriolis et H l'échelle de hauteur de l'écoulement moyen. Plus l'atmosphère est instable verticalement, et plus des ondes de petite échelle sont susceptibles de se développer.

Cet effet de la stabilité verticale est facile à visualiser : pour un gradient latitudinal de température fixé, plus l'atmosphère est stable verticalement (croissance rapide vers le haut de la température potentielle) et moins les isentropes sont inclinées, l'atmosphère devenant de ce fait moins barocline.

Mars fournit d'ailleurs une illustration claire de l'importance de la stabilité verticale de l'atmosphère sur le développement des ondes baroclines. Les modules d'atterrissage des missions Viking ont enregistré la pression au sol en deux points de la planète pendant plusieurs années. Elles ont mis en évidence la présence d'une forte activité barocline pendant l'hiver, responsable, comme sur la Terre, de fluctuations de la pression avec des périodes de quelques jours. Pendant les grandes tempêtes de poussière qui se déclenchent pendant certains hivers, ces fluctuations de pression changent brusquement de périodes (changement dû à un glissement vers des échelles spatiales plus grandes) et leur amplitude diminue fortement ; ces changements sont directement reliés à l'accroissement subit de la stabilité verticale de l'atmosphère, le rayonnement solaire étant absorbé directement dans l'atmosphère par les poussières.

Les ondes engendrées par l'instabilité barocline s'organisent en une succession (en longitude) de courants chauds remontant depuis les latitudes tropicales et courants froids descendant des régions polaires. Ces ondes sont responsables sur la Terre ou sur Mars de l'essentiel du transport latitudinal d'énergie dans les latitudes moyennes, surtout pendant l'hiver. En même temps, ces échanges de masse d'air contribuent largement au bilan de moment cinétique. Ils sont responsables de la création de vents positifs (d'ouest) au-delà de l'extrémité de la circulation de Hadley, dans les latitudes tempérées. Ces vents d'ouest sont associés à une ceinture de hautes pressions vers 30° de latitude et de basses pressions centrées aux alentours de 60° .

2.6.2 Instabilité barotrope

La seconde forme importante d'instabilité est qualifiée de barotrope parce qu'elle peut se développer en l'absence de gradient latitudinal de température, c'est à dire dans une atmosphère où les variables thermodynamiques ne dépendent que d'une seule variable, par exemple la pression. C'est cette fois dans l'énergie cinétique de l'écoulement moyen que la perturbation puise son énergie cinétique. Il n'existe pas de méthode simple pour présenter cette forme d'instabilité. Le calcul permet cependant de montrer que, pour qu'un mode barotrope devienne instable, il faut que la vorticité potentielle de l'écoulement moyen s'annule quelque part dans la région concernée. La vorticité potentielle se définit comme le rapport entre la vorticité de l'écoulement (c'est à dire le rotationnel du champ de vent horizontal) et la pseudo densité de l'écoulement en coordonnées isentropes, c'est à dire la masse comprise dans un volume délimité horizontalement par une surface unitaire et verticalement par deux isentropes¹⁰. Dans le cas purement barotrope, la pseudo-densité

10. La vorticité potentielle est une autre quantité importante pour l'analyse des écoulements géophysiques. En l'absence de forçage diabatique, la vorticité potentielle absolue est conservée par les particules d'air. Cette conservation de la vorticité intervient de deux façons différentes : (1) dans le cas purement barotrope, c'est simplement la vorticité absolue qui est conservée par les particules d'air ; une particule advectée vers l'équateur

est constante et le critère porte donc uniquement sur la vorticité absolue du champ de vent moyen qui s'écrit simplement :

$$\xi = -\frac{1}{\cos \phi} \frac{\partial}{\partial \phi} (u \cos \phi + a\Omega \cos^2 \phi) \quad (2.27)$$

La condition d'instabilité barotrope (annulation du gradient latitudinal de ξ) n'est pas sans rapport avec la condition d'instabilité inertielle (changement de signe de ξ). Sur des planètes tournant rapidement comme la Terre ou Mars, la vorticité de l'écoulement moyen est très largement dominée par la composante liée à la rotation solide de la planète ($2a\Omega \sin \phi$) qui stabilise l'écoulement moyen. L'instabilité barotrope joue cependant sans doute un rôle non négligeable dans la circulation intertropicale sur Terre, région où le terme de Coriolis est plus faible. La condition d'instabilité barotrope peut également être atteinte près du maximum d'un jet zonal. La condition est atteinte d'autant plus facilement que le jet est étroit. Dans de telles conditions, on peut montrer que l'effet des modes barotropes tend à élargir le jet et à diminuer son maximum (cf. [126] p. 511).

L'instabilité barotrope pourrait jouer un rôle beaucoup plus important sur Vénus et Titan, ces deux planètes tournant beaucoup plus lentement que Mars ou la Terre. L'importance possible de l'instabilité barotrope pour l'explication du budget de moment angulaire de Vénus ou Titan et de la superrotation a été mentionnée à de nombreuses reprises [143, 77, ?, 65]. On revient sur ce sujet à la fin de la thèse (cf. Section 7.5).

2.7 En résumé ...

La circulation générale des atmosphères planétaires se met en route sous l'effet de différentielles d'absorption d'énergie. On distingue classiquement circulation méridienne moyenne et perturbations longitudinales. La redistribution d'énergie par des grandes cellules méridiennes axi-symétriques a été avancée depuis la fin du dix-huitième siècle pour expliquer la création des vents (notamment des alizés). Cependant, il s'avère que ce mode de redistribution, au moins sur la Terre, est dominant uniquement dans les basses latitudes. Même dans le cas idéal d'un forçage purement axi-symétrique, des perturbations longitudinales se développent, entretenues par les instabilités de l'écoulement moyen. Ces instabilités convertissent une partie de l'énergie de l'écoulement moyen en énergie cinétique de perturbations. Deux grands modes d'instabilité sont présents dans l'atmosphère terrestre : l'instabilité barocline qui puise son énergie dans l'énergie potentielle de l'écoulement moyen et l'instabilité barotrope qui convertit l'énergie cinétique de ce même écoulement. Ces deux formes d'instabilité ne sont d'ailleurs pas exclusives l'une de l'autre.

Cette description est très loin, évidemment, de contenir une description complète de la circulation générale. Dans le reste de la thèse, on revient régulièrement sur plusieurs des aspects évoqués rapidement ici. La description de la circulation de Hadley est par exemple reprise beaucoup plus en détail dans la Section 7.3 en introduction à l'étude du phénomène de superrotation atmosphérique. Dans ce chapitre (Chapitre 7) on revient également sur l'importance des instabilités barotropes et inertielles pour ce même phénomène.

Enfin cette présentation même grossière de certaines caractéristiques essentielles de la circulation générale permet de mieux comprendre l'importance accordée à certains points particuliers lors du développement du modèle de circulation générale : importance, par exemple, du forçage radiatif pour la bonne représentation des écoulements; ce travail a été un des plus importants du développement du MCG martien; importance également de la conservation numérique de certaines quantités par le modèle, comme le moment cinétique, pour la bonne représentation des écoulements atmosphériques.

Mais, tr  ve de bavardages et abordons enfin les rivages beaucoup moins ludiques du développement du modèle de circulation générale des atmosphères planétaires.

voit sa vorticité relative croître car la vorticité liée à la rotation de la planète solide décroît depuis les pôles jusq   à l'  quateur. (2) La vorticité peut également croître par étirement vertical de la colonne d'air comprise entre deux isentropes.

Chapitre 3

Développement d'un outil numérique : le Modèle de Circulation Générale Atmosphérique Planétaire

3.1 Introduction

Le travail effectué lors de cette thèse est basé sur le développement et l'utilisation d'un outil numérique : le Modèle de Circulation Générale (MCG) atmosphérique planétaire, adapté du modèle climatique terrestre du Laboratoire de Météorologie Dynamique.

Depuis une vingtaine d'années environ, les MCGs sont devenus des outils essentiels, tant pour la prévision météorologique que pour l'étude du climat terrestre et de ses évolutions passées ou à venir. Un MCG est un véritable simulateur de la circulation atmosphérique : une partie du modèle est consacrée au calcul du "chauffage" de l'atmosphère par absorption du rayonnement solaire (soit directement soit sous forme de rayonnement thermique infra-rouge réémis par la surface ou l'atmosphère) ; la deuxième partie est consacrée au calcul des mouvements atmosphériques créés par ce forçage énergétique. Ce calcul dynamique comprend lui-même deux parties : d'une part un calcul explicite des équations de l'hydrodynamique avec une certaine résolution spatiale, résolution généralement limitée par la puissance des calculateurs ; d'autre part un jeu de paramétrisations qui rend compte des phénomènes de sous-maille.

Dès l'époque du développement des premiers MCGs terrestres, dans les années soixante, des chercheurs ont commencé à les adapter pour l'étude de la circulation atmosphérique des autres planètes telluriques (les atmosphères des planètes géantes posant des problèmes très différents concernant notamment les conditions aux limites inférieures du modèle). Les plus grands succès ont été remportés pour Mars. Le modèle de circulation développé au UCLA par Mintz et Arakawa, entre les années 65 et 69, a été adapté à Mars dès 1969 par Leovy et Mintz [90]. Ce modèle a ensuite évolué sous la conduite de Pollack [138, 137, ?]. Partiellement validé grâce aux succès des missions spatiales dans les années soixante-dix (en particulier les missions Mariner 9 et Viking), ce MCG a été une des principales sources de renseignement sur la circulation de l'atmosphère de Mars. Jusqu'à présent, la modélisation numérique s'est avérée moins fructueuse en ce qui concerne Vénus, même si différentes équipes s'y sont intéressées. Jean-Louis Tourte a par exemple adapté Le MCG du LMD à Vénus [170] lors d'une thèse effectuée sous la direction d'Olivier Talagrand. Des résultats intéressants concernant le maintien de la superrotation par la circulation de Hadley avaient pu être dégagés mais le travail avait buté sur le problème de la non-conservation du moment cinétique dans la discrétisation des équations de l'hydrodynamique. Parallèlement à ces études particulières, d'autres travaux ont été effectués dans le but de comprendre de façon plus générale la circulation atmosphérique. Ces études ont souvent été menées en dégradant des modèles

terrestres, par exemple en changeant la vitesse de rotation de la planète (voir par exemple [70] ou [24, 23]).

Le projet de thèse proposé par Olivier Talagrand devait initialement porter sur l'adaptation à Mars du MCG du LMD, un travail commencé lors d'un stage de trois mois par Bernard Arpison. Parallèlement, nous avons entamé une collaboration avec Daniel Gautier et Régis Courtin (DESPA, Observatoire de Paris/Meudon) et Christopher McKay (NASA Ames Research center) pour développer le premier MCG de l'atmosphère de Titan [65], collaboration motivée par la préparation de la mission Huygens; cette sonde, qui devrait descendre dans l'atmosphère du satellite de Saturne dans la première décennie du siècle prochain, est la première mission spatiale planétaire conduite sous la direction de l'Agence Spatiale Européenne. Enfin, une troisième version du MCG a été développée pour étudier le phénomène de "superrotation" atmosphérique. Dans ce MCG simplifié, l'ensemble des conditions planétaires est réduit à un jeu de 20 paramètres. Ce modèle permet d'étudier, plus généralement, les écoulements atmosphériques produits en fonction des caractéristiques de la planète et de son atmosphère, sujet d'un grand intérêt scientifique [162].

Ces trois versions du modèle ont été développées en parallèle tout en conservant un tronc commun aussi important que possible. La partie commune comprend toute la dynamique atmosphérique – résolution numérique des équations hydrodynamiques décrite dans la Section 3.2, et paramétrisations de la convection et de la diffusion verticale turbulente présentées dans la Section 3.3 – ainsi que le modèle de conduction de chaleur dans le sol. La différence essentielle entre les trois versions réside dans la méthode utilisée pour calculer le transfert radiatif. Si les bases mathématiques du calcul du transfert radiatif dans une atmosphère sont bien connues, une intégration numérique complète nécessite, en revanche, un nombre considérable d'opérations : intégration spectrale, intégration verticale sur la colonne d'air, intégration angulaire, somme sur un très grand nombre de raies d'absorption moléculaire *etc.* Un calcul complet sur une verticale requiert souvent des dizaines d'heures de calcul sur des machines puissantes. Dans les MCGs, on s'arrange pour gagner plusieurs ordres de grandeurs sur le coût numérique de l'intégration du transfert radiatif, au prix d'un nombre important d'approximations. Les approximations utilisées diffèrent suivant la planète considérée et dépendent de la composition de l'atmosphère, de son caractère plus ou moins diffusif ainsi que des conditions particulières de température et pression. En pratique, les trois codes de transfert radiatif ont d'ailleurs été développés de façons très différentes : (1) pour Titan le travail a simplement consisté à écrire une interface pour le code radiatif développé par McKay *et al.* [108]; (2) pour Mars au contraire, le développement et la validation d'un code radiatif précis et rapide a constitué un travail important, basé sur l'adaptation du modèle radiatif terrestre développé par Fouquart et Bonnel [41] pour la partie concernant l'absorption du rayonnement solaire et Morcrette *et al.* [117] pour le calcul du rayonnement thermique; enfin, (3) le développement d'un code radiatif très simple, basé sur une approximation de type corps gris, a été une étape importante pour pouvoir définir un modèle réduit à un minimum de paramètres. La présentation de l'ensemble des paramétrisations utilisées pour calculer le transfert radiatif sur les différentes planètes est l'objet de la Section 3.4. La Section 3.6 récapitule ensuite l'ensemble des paramètres de contrôle du MCG.

Outre la paramétrisation du transfert radiatif, d'autres phénomènes, comme le cycle hydrologique et les processus nuageux sur Terre, nécessitent des développements particuliers. Sur Mars il a fallu introduire une paramétrisation de la condensation-sublimation du gaz carbonique (présentée dans le Chapitre 6). Il faudra aussi dans le futur introduire la sédimentation des aérosols, à la fois sur Mars et sur Titan.

L'ensemble de ce travail a nécessité d'importants développements informatiques pour permettre de gérer en parallèle les parties spécifiques de chaque MCG tout en conservant une version unique des parties communes. Ce travail a été rendu possible entre autre grâce à l'utilisation d'outils puissants du système d'exploitation UNIX. Avec Jan Polcher, nous avons développé des utilitaires de gestion [?] qui sont maintenant utilisés à la fois dans le modèle terrestre et dans le modèle planétaire. Certains aspects informatiques sont abordés dans la Section 3.5.

Le présent chapitre comprend la description physique des différents processus inclus dans le modèle ainsi qu'une description succincte des schémas numériques utilisés. Seules les parties qui ont été plus spécifiquement développées pour le MCG planétaire sont détaillées, mais, pour alléger le

texte de ce chapitre général, les descriptions correspondantes font l'objet de chapitres indépendants ou d'annexes.

- la conservation du moment cinétique a fait l'objet d'une note interne [63] reprise dans le Chapitre 4 ;
- le schéma numérique du modèle de sol est décrit en Annexe A ;
- enfin, le développement d'un modèle pour l'absorption par la bande à $15\mu m$ du dioxyde de carbone a fait l'objet d'un article accepté par le JGR planets ; cet article est reproduit (en anglais) dans le Chapitre 5

3.2 Résolution des équations dynamiques

3.2.1 Les équations primitives de la météorologie

Les modèles utilisés pour simuler la circulation atmosphériques sont basés, comme toute étude des milieux continus, sur des bilans locaux, de masse, d'énergie et de quantité de mouvement. Le MCG du LMD est un modèle global aux *équations primitives*, c'est à dire qu'il intègre, sur l'ensemble de l'atmosphère d'une planète, une version simplifiée des équations les plus générales de la dynamique des fluides. Les simplifications reposent sur trois approximations principales :

1. **L'approximation des gaz parfaits** à chaleur massique constante.
2. **L'approximation hydrostatique** sur la verticale. Cette hypothèse, vérifiée pour les écoulements de grandes échelles sur Terre, devra être abandonnée quand les modèles descendront à des résolutions horizontales de l'ordre de $10km$. Elle revient à négliger l'accélération verticale devant la gravité.
3. **L'approximation de couche mince** qui revient à négliger les variations de la distance au centre de la Terre dans l'atmosphère ou encore à négliger la variation verticale de la géométrie horizontale.

Les équations primitives de la météorologie sont détaillées dans bon nombre d'ouvrages [59]. Ces équations sont généralement projetées horizontalement dans un système de coordonnées (x, y) où x est dirigé le long des parallèles et y le long des méridiens. L'approximation hydrostatique, qui interdit que la pression croisse avec l'altitude, permet d'utiliser la pression comme coordonnée verticale. On utilise en fait par commodité la pression normalisée par sa valeur à la surface : $\sigma = p/p_s$. Les conditions aux limites deviennent alors particulièrement simples :

- limite supérieure (pression nulle) $\sigma = 0$ et $\dot{\sigma} = 0$
- limite inférieure (au sol) $\sigma = 1$, $\dot{\sigma} = 0$ et $z = z_S$ (prescription du relief)

La notation \dot{q} ou dq/dt désigne la dérivée temporelle Lagrangienne de la quantité q , c'est à dire la variation de q mesurée en suivant le mouvement du fluide.

Les variables du modèle sont :

- les composantes u et v du vent horizontal
- la vitesse verticale $\dot{\sigma}$
- la température potentielle $\theta = T (p_s/p)^\kappa$ (c'est la température qu'aurait la particule d'air si elle était ramenée à la pression p_s par transformation adiabatique).
- le géopotentiel $\Phi = gz$
- la pression au sol p_s

avec $\kappa = R/C_p$ où R est la constante du gaz atmosphérique et C_p sa capacité calorifique. Avec ces notations, les équations primitives s'écrivent :

Equations du mouvement :

$$\frac{\partial p_s u}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot (p_s u \vec{V}) + \frac{\partial}{\partial \sigma} (p_s u \dot{\sigma}) - f p_s v + p_s \frac{\partial \Phi}{\partial x} + R \theta \left(\frac{p}{p_0} \right)^\kappa \frac{\partial p_s}{\partial x} = S_u \quad (3.1)$$

$$\frac{\partial p_s v}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot (p_s v \vec{V}) + \frac{\partial}{\partial \sigma} (p_s v \dot{\sigma}) + f p_s u + p_s \frac{\partial \Phi}{\partial y} + R \theta \left(\frac{p}{p_0} \right)^\kappa \frac{\partial p_s}{\partial y} = S_v \quad (3.2)$$

où $f = 2\Omega \sin \phi$ est le facteur de Coriolis.

Equation de l'énergie :

$$\frac{\partial \theta}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot (p_s \theta \vec{V}) + \frac{\partial}{\partial \sigma} (p_s \theta \dot{\sigma}) = S_\theta \quad (3.3)$$

Equation hydrostatique :

$$\frac{\partial}{\partial \sigma} (\Phi) = -\frac{R\theta}{\sigma} \left(\frac{p}{p_0} \right)^\kappa \quad (3.4)$$

Equation(s) de continuité :

$$\frac{\partial p_s}{\partial t} = - \int_0^1 \vec{\nabla} \cdot (p_s \vec{V}) d\sigma \quad (3.5)$$

$$\vec{\nabla} \cdot (p_s \vec{V}) + p_s \frac{\partial}{\partial \sigma} (\dot{\sigma}) + \frac{\partial p_s}{\partial t} = 0 \quad (3.6)$$

Ces équations, rébarbatives au premier abord, peuvent être un peu démystifiées : la dérivée Eulérienne d'une quantité q , c'est à dire l'évolution au cours du temps de la valeur de cette quantité en un point fixe de l'atmosphère

$$\frac{\partial q}{\partial t} \quad (3.7)$$

est d'abord la conséquence du transport de cette quantité par l'écoulement (termes advectifs) qui peut s'écrire comme la divergence d'un flux :

$$- \left[\vec{\nabla} \cdot (p_s q \vec{V}) + \frac{\partial}{\partial \sigma} (p_s q \dot{\sigma}) \right] \quad (3.8)$$

Dans les équations du mouvement, on reconnaît ensuite la force de Coriolis et la traduction en coordonnée verticale σ des forces de pression. Enfin les termes sources S_q regroupent aussi bien le forçage de la circulation par les termes diabatiques (exclusivement dans S_θ) que les processus dynamiques non représentés par la résolution numérique des *équations primitives* (convection, diffusion verticale turbulente et échanges avec les échelles de sous-maille). La première équation du bilan de masse (l'Eq. 3.5 qui n'est autre que l'intégrale verticale de l'Eq. 3.6) traduit le fait que la pression au sol croît si, dans la colonne d'air située au dessus du point considéré, la moyenne de la convergence horizontale de masse est positive. La deuxième (Eq. 3.6) donne la vitesse verticale à partir de la variation verticale de la convergence horizontale de masse.

3.2.2 Discrétisation

Les méthodes classiquement utilisées dans les MCGs pour résoudre les équations primitives sont :

1. les différences finies, ou modèles en points de grille (c'est le cas du modèle climatique du LMD) ;
2. les méthodes spectrales pour lesquelles les champs physiques sont décomposés sur des harmoniques sphériques.

Les formulations en différences finies, les premières historiquement, sont un peu tombées en désuétude au cours de la dernière décennie car des études avaient montré que les modèles spectraux produisaient, à coût numérique égal, de meilleures prévisions météorologiques. Elles connaissent actuellement un net regain d'intérêt : en effet, plus la résolution des modèles est fine, plus le coût numérique relatif des modèles spectraux augmente, à cause du calcul des transformées de Fourier qui permettent de passer des champs spectraux de la dynamique aux champs spatiaux utilisés pour les calculs physiques. Les transformées de Fourier sont de plus un handicap pour la programmation parallèle ce qui rend les modèles en points de grille d'autant plus attractifs.

La représentation en différences finies des équations primitives n'est pas unique et elle peut être choisie de façon à reproduire certaines propriétés importantes des écoulements. Les invariants fondamentaux de la dynamique atmosphérique, quantité de mouvement, énergie ou enstrophie potentielle¹, ne sont généralement pas exactement conservés dans les analogues discrétisées des équations de la dynamique. Le schéma numérique est généralement choisi de façon à préserver certaines de ces propriétés de conservation. En fait, aucune formulation ne conserve l'ensemble de ces quantités ; il semble même qu'il y ait incompatibilité, au moins à l'ordre des schémas numériques utilisés classiquement pour la modélisation des écoulements atmosphériques, entre conservation de l'énergie et conservation de l'enstrophie potentielle [147]. Le modèle du LMD se différencie des autres MCGs en points de grille parce qu'il privilégie l'enstrophie potentielle, particulièrement importante pour la stabilité des modèles et la bonne représentation des écoulements [147, 146]. Il existe, en fait, deux versions du modèle climatique pour sa partie dynamique, la formulation originelle [150] et une *nouvelle dynamique* [87] qui diffère de l'ancienne essentiellement par deux points :

1. dans la nouvelle formulation la répartition des points en latitude et longitude peut être fixée arbitrairement au début de chaque simulation. Ceci permet par exemple d'utiliser une résolution fine sur une partie seulement du globe pour des études particulières (zoom).
2. l'écriture informatique de la nouvelle dynamique est beaucoup plus modulaire et mieux vectorisée que l'ancienne.

Ces deux schémas ont été développés informatiquement en langage FORTRAN 77 par Phu Le Van sur des formulations de Robert Sadourny. C'est la nouvelle dynamique, encore en cours de développement pour ses applications terrestres, qui a été utilisée pour le modèle planétaire.

A la suite de problèmes numériques survenus dans des simulations de la circulation de l'atmosphère de Mars, j'ai proposé de modifier le schéma numérique pour introduire une contrainte supplémentaire sur la conservation du moment cinétique. Ces modifications ont été introduites dans le modèle climatique terrestre et ont considérablement amélioré la représentation du vent zonal dans les simulations. C'est sans doute la meilleure illustration dans cette thèse des effets de retour que peuvent produire sur les études géophysiques, l'utilisation pour d'autres planètes de modèles et théories développés dans le cadre terrestre. Cette contrainte introduite sur la conservation du moment cinétique était de plus essentielle pour développer un outil adapté à l'étude de la superrotation atmosphérique. Les modifications de la formulation dynamique et les effets produits sur les simulations terrestres et martiennes sont décrits dans une note interne qui est reproduite dans le Chapitre 4 pour ne pas surcharger le corps de la thèse. On trouve dans cette Annexe, la description de la grille et de l'ensemble du schéma numérique.

Outre son utilisation pour le modèle planétaire, la nouvelle dynamique a déjà été testée dans des expériences sur la mousson indienne avec zoom sur l'Asie du sud et est actuellement en cours de test pour une nouvelle version du modèle climatique du LMD qui comprendra au choix, la physique ancienne du LMD, la physique du Centre Européen pour les Prévisions Météorologiques à Moyen Terme (CEPMMT) et les différentes physiques planétaires ; le travail d'interfaçage a été commencé l'été dernier et implique Phu Le Van, Jan Polcher, Augustin Vintzileos, Hervé Le Treut, Zhao Xin Li et moi-même.

1. L'enstrophie potentielle est définie comme le carré de la vortacité potentielle introduite dans la Section 2.6. Cette quantité quadratique est conservée par les écoulements atmosphériques adiabatiques excepté dans les processus dissipatifs. Mais, du fait de son caractère quadratique, elle peut être échangée avec les échelles de sous-maille. La théorie de la turbulence horizontale bi-dimensionnelle fait apparaître une région spectrale, dite inertielle, dans laquelle l'enstrophie de l'écoulement à grande échelle est transmise vers les écoulements d'échelle inférieure. Le contrôle de cette "cascade d'enstrophie" est très important pour la bonne représentation des écoulements atmosphériques et la stabilité des modèles. Il faut éviter en effet la création numérique d'enstrophie qui s'accumulerait naturellement au niveaux des échelles les plus petites du modèle (en l'occurrence l'échelle de la maille), ce qui correspondrait à des tourbillons de plus en plus fort à cette échelle pouvant aboutir finalement à la divergence du modèle.

3.2.3 Schéma d'intégration temporelle

L'intégration temporelle des équations dynamiques est basée sur un schéma explicite centré dit "Leapfrog" en anglais ou saute-mouton. Si on schématise l'ensemble du modèle sous la forme d'un opérateur F agissant sur un ensemble de variables x :

$$\frac{\partial x}{\partial t} = F(x) \quad (3.9)$$

et si on note x^t l'état des variables à l'instant t et δt le pas de temps du modèle, le schéma saute-mouton s'écrit

$$x^{t+\delta t} = x^{t-\delta t} + 2\delta t F(x^t) \quad (3.10)$$

Pour éviter que les deux solutions correspondant à des pas pairs et impairs divergent, on effectue régulièrement un pas dit Matsuno qui consiste à évaluer une première fois l'état au pas $t + \delta t$ à partir de l'état au temps t selon

$$\hat{x}^{t+\delta t} = x^t + \delta t F(x^t) \quad (3.11)$$

puis à utiliser cet état pronostiqué pour calculer le véritable état au temps $t + \delta t$ suivant

$$x^{t+\delta t} = x^t + \delta t F(\hat{x}^{t+\delta t}) \quad (3.12)$$

Le pas de temps est contraint par un critère CFL (Courant-Frederichs-Lewy [16]) qui impose au rapport de la plus petite distance entre deux points du maillage au pas de temps d'être supérieur à la célérité des ondes les plus rapides représentées dans le modèle (les ondes de gravité pour un modèle aux équations primitives). En pratique, la valeur du pas de temps est ajustée au cours des simulations pour sélectionner une valeur maximum et réduire ainsi le coût numérique. Pour la Terre ou pour Mars, ce pas de temps est d'environ cinq à dix minutes pour une résolution horizontale $64 \text{ longitudes} \times 48 \text{ latitudes}$ et doit être divisé par deux pour une résolution deux fois plus fine dans chaque direction.

Pour éviter de devoir trop réduire le pas de temps à cause du resserrement des points de la grille horizontale aux pôles, les petites échelles sont éliminées dans les hautes latitudes par filtrage longitudinal approprié [150].

3.2.4 Dissipation horizontale

Du fait de la non-linéarité des équations dynamiques, les différentes échelles des mouvements atmosphériques interagissent. Or, la résolution spatiale des modèles (qu'ils soient spectraux ou en points de grille) est finie. Il faut donc trouver un moyen de paramétrer dans les modèles, l'effet des écoulements de sous-maillages sur les échelles explicitement résolues.

Pour dériver ces paramétrisations, on utilise les résultats classiques de la turbulence bi-dimensionnelle incompressible qui peuvent être appliqués, sous réserve qu'on se limite à des échelles horizontales raisonnablement grandes pour lesquelles l'atmosphère est fortement stratifiée. On sait qu'en turbulence bi-dimensionnelle, il existe un domaine, dit inertiel, dans lequel les interactions non linéaires pompent l'enstrophie des grandes échelles pour la transmettre vers les échelles inférieures. L'enstrophie est finalement dissipée à l'extrémité de cette cascade par la viscosité moléculaire (qui n'a aucune action directe sur les écoulements aux échelles des MCG).

Bien que des paramétrisations sophistiquées aient été développées dans ce but [6], on se contente généralement, dans les MCGs, d'opérateurs simples, Laplaciens ou Laplaciens itérés qui dissipent l'enstrophie aux échelles les plus petites du modèle. Le MCG du LMD utilise un Laplacien itéré $(-1)^{n_d+1} \nu \Delta_d^n$. Le nombre d'itérations n peut être choisi arbitrairement. Plus n est grand et plus la dissipation est concentrée sur les petites échelles, le but étant de se rapprocher le plus possible d'une dissipation locale à l'échelle même de la maille. Une telle paramétrisation est parfaitement adaptée aux modèles spectraux pour lesquels elle correspond à une simple multiplication. L'anisotropie des modèles en points de grille pose en revanche de sérieux problèmes. Pour $n = 2$, par exemple, le temps caractéristique de dissipation varie comme la puissance quatrième de l'échelle dissipée. La dissipation sera donc beaucoup plus efficace dans les mailles serrées et beaucoup moins dans les

mailles les plus lâches ; le même problème apparaît entre la dissipation des structures méridiennes et des structures zonales dans le cas où les mailles sont fortement anisotropes. La solution retenue par Robert Sadourny pour éviter ces problèmes est d'utiliser un opérateur numérique dans lequel la géométrie a été partiellement retirée, *i. e.* on remplace certaines dérivées spatiales $\delta_x/\delta x$ par de simples différences δ_x . La géométrie n'est conservée que dans les dérivées qui assurent les propriétés de base souhaitées : dissipation de l'enstrophie et conservation globale du moment cinétique.

3.2.5 Une version axi-symétrique

Une version bidimensionnelle (2D) latitude–altitude du modèle a été développée à partir du MCG. Le travail a consisté simplement à retirer tous les termes de moyennes et gradients longitudinaux de la dynamique tridimensionnelle (3D). Le modèle 2D est donc identique au modèle 3D pour des écoulements axi-symétriques.

Ce modèle présente un double intérêt. Un intérêt pratique d'abord, puisqu'il permet de tester et d'ajuster les paramétrisations du MCG à moindres frais numériques. Le modèle a même été directement utilisé dans certaines expériences numériques pour étudier l'influence de divers paramètres sur le cycle de condensation-sublimation du gaz carbonique sur Mars [39]. Ce modèle présente aussi un intérêt théorique certain pour l'étude plus fondamentale de la circulation générale des atmosphères. Pour la plupart des planètes connues (telluriques ou non) en effet, la redistribution latitudinale de l'énergie par une composante axi-symétrique de la circulation joue un rôle important. C'est le cas notamment de la fameuse circulation de Hadley sur la Terre et sur Mars. A partir de l'analyse de la circulation observée d'une planète ou de simulations complètes 3D de la circulation, il est impossible de distinguer les phénomènes réellement axi-symétriques du bilan moyenné en longitude de phénomènes non axi-symétriques. Une simulation 2D permet d'étudier la partie de la circulation vraiment axi-symétrique et d'étudier par exemple si cette circulation produit des zones d'instabilités pouvant expliquer la création de structures non axi-symétriques.

3.3 Les paramétrisations physiques

Si les paramétrisations physiques rendent compte de phénomènes de natures très variées, elle possèdent cependant formellement un point commun important : elles ne font interagir que des points situés sur une même verticale². Cet aspect, qui peut paraître à première vue secondaire, est mis à profit pour écrire des interfaces souples et utilisables pour différentes *physiques*. Ceci permet de plus d'utiliser une même physique, aussi bien dans le MCG complet, que dans des calculs verticaux uni-dimensionnels ou la version 2-D latitude-altitude.

3.3.1 Diffusion verticale turbulente

La paramétrisation de la diffusion verticale turbulente est sans doute une des faiblesses du modèle planétaire dans son état actuel. La formulation a été directement reprise du modèle terrestre (mais recodée informatiquement pour l'extraire de l'ancienne dynamique dans laquelle elle était tendrement imbriquée). Cette formulation relativement ancienne est également un des points faibles majeurs du modèle climatique du LMD. Elle a cependant le mérite d'être basée sur des arguments physiques simples et de dépendre d'un petit nombre de paramètres, contrairement à beaucoup de paramétrisations utilisées, par exemple, en météorologie.

Les termes sources S_u , S_v , S_q et S_θ (Eqs. 3.1 à 3.2.1), liés à la diffusion verticale turbulente, sont calculés de façon classique sous la forme de la divergence verticale d'un flux

$$S_q = \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial z} \left(\rho K_z \frac{\partial q}{\partial z} \right) \quad (3.13)$$

2. Etant entendu que ces dites "verticales" sont des colonnes dont la base correspond à une maille du modèle, avec des côtés de quelques centaines de kilomètres pour une hauteur totale de quelques dizaines de kilomètres seulement.

où le coefficient de diffusion turbulente

$$K_z = le^{1/2} \quad (3.14)$$

est calculé comme le produit d'une longueur de mélange l et d'une estimation de l'énergie cinétique turbulente, ici

$$e = Max \left\{ l^2 \left[\left(\frac{\partial \vec{V}}{\partial z} \right)^2 - 2.5 \frac{g}{\theta} \frac{\partial \theta}{\partial z} \right], e_{min} \right\} \quad (3.15)$$

où e_{min} est une énergie cinétique minimum introduite pour maintenir toujours un minimum de dissipation verticale. Dans le cas $e > e_{min}$, le coefficient d'échanges turbulents peut être exprimé en fonction du nombre de Richardson :

$$Ri = \frac{g \partial \theta / \partial z}{\theta \left(\partial \vec{V} / \partial z \right)^2} \quad (3.16)$$

comme

$$K_z = l^2 \left\| \frac{\partial \vec{V}}{\partial z} \right\| \sqrt{1 - Ri/Ri_c} \quad (3.17)$$

où la valeur du nombre de Richardson critique Ri_c est fixée à 0.4 comme dans le modèle terrestre.

En surface, le flux turbulent est estimé à partir de la discontinuité δq de la quantité q et d'un coefficient de frottement C_D (homogène à une vitesse). Ce coefficient est supposé ne dépendre que de la tension du vent au sol et pas de la stabilité statique de l'atmosphère :

$$C_D = C_{D0} \left[V_0 + \|\vec{V}_1\| \right] \quad (3.18)$$

où \vec{V}_1 est le vent dans la première couche du modèle et V_0 un vent minimum remplissant la même fonction que e_{min} .

La diffusion verticale turbulente est calculée à chaque pas de temps physique avec un schéma temporel implicite décrit par exemple dans [93].

Dans l'avenir, il pourrait être intéressant d'introduire dans le modèle un traitement plus physique de la turbulence comme celui développé par Mellor et Yamada [112] (voir aussi Miyakoda et Sirutis [121] pour des tests de ce modèle). Cette approche pourrait s'avérer également opportune pour un modèle de climat qui est sensé pouvoir simuler des conditions relativement différentes des conditions terrestres actuelles sur lesquelles les paramètres de contrôle des modèles de couche limite sont ajustés. C'est d'ailleurs Katia Laval, intéressée depuis longtemps par ce type d'approche, qui m'a orienté vers le travail de Mellor et Yamada. Encore une interaction possible entre modélisation du climat et modélisation de la circulation des atmosphères planétaires ...

3.3.2 Ajustement convectif

Alors que certains schémas de diffusion turbulente sophistiqués sont capables de simuler les effets de la convection, une paramétrisation simple, comme celle présentée ci-dessus, ne permet pas d'éviter l'apparition de profils verticaux de température instables ($\partial \theta / \partial z < 0$). Ces instabilités sont alors éliminées par ajustement convectif. Si une portion de profil instable est détectée, elle est instantanément ramenée à un profil adiabatique en conservant l'énergie totale de la colonne d'air. Il se peut que ce changement génère à nouveau des instabilités en bas ou en haut de la portion qui a été modifiée, auquel cas le schéma d'ajustement est étendu jusqu'à ce que l'ensemble de la colonne d'air soit stable.

Avec un tel schéma, il est impossible d'estimer de façon diagnostique les échanges de masse nécessaires pour effectuer le mélange de la température potentielle. Or, il faut théoriquement connaître la quantité de masse échangée pour évaluer l'effet de la convection sur le mélange vertical des autres quantités, notamment la quantité de mouvement. Le mieux qu'on puisse faire

est d'estimer le caractère plus ou moins instable de l'atmosphère à partir de la variation d'enthalpie nécessaire pour rétablir le profil adiabatique. On calcule donc un coefficient α

$$\alpha = \int |\bar{\theta} - \theta| \rho dz / \int \theta \rho dz \quad (3.19)$$

où θ est la valeur de la température potentielle avant ajustement et $\bar{\theta}$ la température potentielle uniforme résultant de l'ajustement convectif. Pour $\alpha < 1$ (ce qui est en pratique toujours vérifié) on mélange entièrement le moment cinétique sur la partie de la colonne d'air affectée par la convection et sur une fraction α de la maille.

3.3.3 Les processus de surface

La température T_S à la surface d'une planète évolue sous l'effet des flux incidents (flux solaire direct ou diffusé, flux thermique infra-rouge, flux turbulents), du refroidissement de la surface par rayonnement thermique ($F = \epsilon \sigma T_S^4$ où σ est la constante de Stefan, et ϵ l'émissivité de la surface) et enfin sous l'effet de la conduction de chaleur dans le sol. Ce dernier processus est généralement représenté de façon assez grossière dans les MCGs terrestres, ce qui ne pose pas de problèmes majeurs car la température de la troposphère, sur Terre, est fortement contrainte par la température de surface des océans. Sur une planète sèche comme Mars, *a contrario*, il est indispensable de calculer précisément la conduction thermique dans le sol pour représenter de façon correcte les amplitudes et phases des fluctuations de température liées au cycle diurne, au cycle saisonnier et à toutes les ondes internes à l'atmosphère comme notamment les ondes baroclines.

Les équations de la conduction thermique dans le sol décrivent l'évolution temporelle de la température, en un niveau de profondeur z du sol, comme la divergence d'un flux conductif :

$$\frac{\partial T}{\partial t} = -\frac{1}{C} \frac{\partial F_c}{\partial z} \quad (3.20)$$

Le flux conductif F_c est simplement calculé à partir du gradient vertical de température

$$F_c = -\lambda \frac{\partial T}{\partial z} \quad (3.21)$$

où λ et C sont respectivement la conductivité et la chaleur spécifique volumique du sol. Dans la suite on simplifie les équations en supposant que le sol est verticalement homogène. Il est commode d'introduire une profondeur de référence z_0 , celle, par exemple, où l'amplitude de l'oscillation diurne de la température (de période $P = 1 \text{ jour}$) est atténuée d'un facteur e :

$$z_0 = \sqrt{\frac{\lambda P}{C \pi}} \quad (3.22)$$

En utilisant comme coordonnée verticale

$$z' = \frac{z}{z_0} \sqrt{\frac{P}{\pi}} \quad (3.23)$$

(qui a la dimension de la racine carrée d'un temps), l'évolution temporelle de la température dans le sol se réduit à :

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \frac{\partial^2 T}{\partial z'^2} \quad (3.24)$$

Ainsi formulé, le modèle dépend en fait d'une seule grandeur physique, l'inertie thermique du sol $I = \sqrt{\lambda C}$ qui intervient dans le calcul du flux en surface

$$F_c = -I \frac{\partial T}{\partial z'} \quad (3.25)$$

La condition à la limite supérieure du modèle de sol peut être vue comme une interface entre deux schémas de diffusion verticale (la conduction thermique dans le sol et la diffusion verticale turbulente atmosphérique) avec en plus un forçage, localisé en surface, par les flux atmosphériques et l'émission propre du sol. Il faut donc au sol deux conditions aux limites, la continuité de la température et la continuité des flux. La première condition s'exprime directement en utilisant, dans les calculs atmosphériques, la température en haut du modèle de sol (ou une température extrapolée au niveau de la surface dans le cas où cette température n'est pas explicitement calculée)³. La condition de continuité des flux s'écrit formellement :

$$\Sigma F^\downarrow - \epsilon \sigma T_S^4 - I \frac{\partial T}{\partial z'} = 0 \quad (3.26)$$

où la somme des flux atmosphériques incidents sur la surface ΣF^\downarrow inclut la diffusion verticale turbulente atmosphérique et l'ensemble des flux radiatifs atmosphériques.

Au fond du modèle de sol, la température n'est pas contrainte. On utilise simplement une condition de flux nul qui laisse la température s'équilibrer avec le forçage moyen.

Dans les modèles terrestres, la conduction dans le sol est généralement représentée de façon assez grossière en utilisant un nombre de couches variant de un (comme dans le modèle du LMD *cycle* ≤ 5 [?]) à 4. Les schémas à une ou deux couches utilisent souvent des méthodes *force-restore*. On peut, par exemple, contraindre un modèle à deux couches à répondre correctement en phase et en amplitude à deux forçages de fréquences différentes, généralement le cycle diurne et le cycle saisonnier [75]. Plus rares sont les modèles qui utilisent une résolution directe des équations en différences finies. En utilisant un nombre raisonnable de couches, cette méthode présente pourtant le grand avantage de simuler correctement la réponse à des forçages de fréquences variant continuellement sur un large intervalle. C'est le type de paramétrisation qui a été développé pour le modèle planétaire. Les 11 niveaux de sol utilisés dans le modèle Martien permettent, par exemple, de simuler correctement la réponse en phase et en amplitude de la température du sol pour des périodes allant de quelques heures à la dizaine d'années. Même pour ce nombre élevé de couches, la paramétrisation reste très peu coûteuse numériquement, consommant environ 0.1% du temps CPU total du modèle. Le schéma numérique développé pour le modèle planétaire, grandement inspiré du schéma de diffusion turbulente atmosphérique du LMD, utilise notamment un schéma implicite pour l'intégration temporelle. Finalement, l'ensemble de l'équation de diffusion, depuis le fond du sol jusqu'au sommet de l'atmosphère, est résolu avec un schéma numérique cohérent ; cependant, une astuce permet que les deux procédures, celle représentant la diffusion turbulente atmosphérique et celle utilisée pour la conduction thermique, soient complètement découplées. L'ensemble du schéma numérique est décrit dans l'Annexe A. Warrilow *et al.* [172] donnent la description d'un modèle de conduction dans le sol en différences finies ainsi qu'une comparaison avec les méthodes *force-restore*.

Récemment, pour introduire le cycle diurne dans le MCG climatique du LMD, Jan Polcher a utilisé le modèle de sol développé pour le modèle planétaire en y ajoutant l'effet de la neige.

3.4 Calcul du transfert radiatif

3.4.1 Présentation générale

L'absorption différentielle du rayonnement solaire par l'atmosphère est la source d'énergie première des mouvements atmosphériques (cf. Section 2.3). Cette absorption s'effectue sous deux formes :

1. absorption directe du rayonnement provenant du soleil dans les courtes longueurs d'onde (ultra-violet, visible et proche infra-rouge).
2. absorption du rayonnement thermique infra-rouge émis par le sol et l'atmosphère elle-même.

³ La continuité des températures invoquée ici n'empêche pas la prise en compte, dans le modèle de diffusion turbulente atmosphérique, d'une discontinuité au niveau de la surface. Cette discontinuité représente la région où les flux ne sont pas turbulents mais essentiellement conductifs. La continuité de la température au niveau de la surface concerne donc le passage du haut du sol au bas de cette couche de conduction atmosphérique.

L'énergie mise en jeu dans le domaine thermique est du même ordre de grandeur que celle reçue du soleil. Pour les atmosphères des planètes telluriques, dépourvues de source d'énergie interne, le bilan des flux radiatifs entrant ou sortant dans le système planète-atmosphère s'équilibre, à condition de regarder des moyennes suffisamment longues et de supposer qu'il n'y a pas de dérive lente de la température planétaire moyenne. Le flux émis sous forme de rayonnement infra-rouge vers l'espace est donc du même ordre de grandeur que le flux reçu du soleil, mais, du fait de la différence de température entre la surface du soleil et l'atmosphère, les maxima des deux fonctions de Planck sont fortement décalés. L'intersection des deux domaines spectraux contribue finalement de façon négligeable au budget d'énergie totale. En pratique, pour ce qui concerne la modélisation de la circulation, ces deux types de rayonnement sont traités séparément.

Absorption directe du rayonnement solaire. La fraction d'énergie provenant du soleil qui est absorbée directement par l'atmosphère varie beaucoup d'une planète à l'autre, la Terre représentant un cas intermédiaire, puisqu'en moyenne 52% du rayonnement reçu au sommet de l'atmosphère atteint la surface; 19% de l'énergie est absorbée par l'ozone, la vapeur d'eau et, marginalement, les aérosols, 25% est réfléchi vers l'espace par les molécules (diffusion Rayleigh) et les nuages et enfin, 4% de cette énergie est absorbée par l'eau liquide dans les nuages [113]. Mars détient le record de transparence : le dioxyde de carbone, qui compose l'essentiel de sa très mince atmosphère, n'absorbe fortement que dans le proche infra-rouge qui ne contient qu'un faible pourcentage de l'énergie solaire. En période normale, les poussières absorbent ou renvoient vers l'espace moins de 15% du rayonnement incident [104]⁴. A l'opposé de Mars, les atmosphères de Vénus et Titan absorbent la plus grande partie du rayonnement visible. Sur Vénus, plus de 75% de l'énergie reçue du soleil est renvoyée directement vers l'espace par la couverture nuageuse [169] composée en majorité d'acide sulfurique, et seulement 2 à 3% atteint la surface [27]. Sur Titan enfin, les résultats de modèles [110] indiquent que 30% de l'énergie solaire est renvoyée vers l'espace par l'importante couche stratosphérique d'aérosols organiques et seulement 10% atteint la surface.

Emission et absorption du rayonnement thermique. Pour les atmosphères transparentes au rayonnement solaire, la surface de la planète est directement chauffée par le soleil et renvoie l'énergie absorbée sous forme de rayonnement thermique infra-rouge et de conduction. Les atmosphères de Mars et de la Terre sont donc, en moyenne, d'avantage chauffées par absorption du rayonnement réémis par la surface que par absorption directe de l'énergie solaire. Le gaz atmosphérique est souvent plus absorbant dans le domaine infra-rouge thermique que dans le domaine visible, les fréquences thermiques correspondant généralement à des transitions entre niveaux quantiques de vibration des molécules décomposés en sous-niveaux de rotation. L'atmosphère la plus claire est, une fois encore, celle de Mars : seulement 10 à 20% du rayonnement émis par la surface est absorbé par le dioxyde de carbone, principalement dans la bande à $15\mu m$, celle qui serait responsable du réchauffement climatique sur Terre; les poussières, plus transparentes que dans les longueurs d'ondes visibles, n'en absorbent qu'environ 5%. Pour les autres planètes, qui ont toutes des pressions à la surface beaucoup plus élevées, une très faible partie du rayonnement émis par la surface atteint le sommet de l'atmosphère.

La bonne représentation de l'absorption de ces deux types de rayonnement est importante à plus d'un titre pour l'étude de la dynamique atmosphérique. Il est d'abord important de représenter correctement la répartition dans un plan méridien de l'absorption du rayonnement, source d'énergie de la machine thermique atmosphérique. Prenons-en pour illustration le cas d'une planète ayant une obliquité de 25° (à peu près le cas de Mars et de la Terre). Au solstice, l'insolation (moyenne sur 24h) au sommet de l'atmosphère est maximum dans les régions polaires de l'hémisphère d'été : un peu plus de 1000 W m^{-2} , sur Terre, contre seulement 800 W m^{-2} à l'équateur à la même saison. Pour une atmosphère transparente au rayonnement solaire, le pôle sera donc plus chaud que l'équateur, induisant une circulation redistribuant l'énergie vers l'équateur. Si en

4. En revanche, pendant les spectaculaires tempêtes de poussières qui s'étendent parfois à l'ensemble de la planète, l'atmosphère devient totalement opaque; la module d'atterrissage Viking 1 a mesuré des profondeurs optiques de l'ordre de 4 pendant une tempête globale en 1977 [134].

revanche, l'atmosphère absorbe ou réfléchit une partie significative du rayonnement incident, le refroidissement de la surface sera beaucoup plus important (pour une même absorption) près des pôles qu'à l'équateur où le rayonnement solaire traverse une couche moins épaisse. La bonne représentation de la répartition verticale de l'absorption du rayonnement est importante également parce qu'elle contrôle en grande partie la stabilité verticale de l'atmosphère qui influe elle-même, à la fois sur le développement des ondes planétaires et sur l'efficacité des mélanges verticaux turbulents dans la couche limite planétaire.

Du point de vue du calcul numérique du transfert radiatif, les deux types de rayonnement, thermique et solaire, posent des problèmes différents. Dans le domaine visible, les problèmes les plus importants proviennent de la prise en compte de la diffusion (par les molécules gazeuses, les gouttes dans les nuages ou les aérosols) et de son interaction avec l'absorption. Dans le domaine thermique, il faut tenir compte de l'émission propre de l'atmosphère et de sa forte dépendance en température. Dans les deux cas, le problème majeur est lié au coût numérique du calcul du transfert radiatif qui force à faire un grand nombre d'approximations, celles-ci dépendant souvent de la planète étudiée. Quelques approximations classiques utilisées dans les différentes versions du modèle planétaire sont présentées dans les Sections 3.4.2 pour la partie thermique et 3.4.3 pour la partie solaire. Les sections suivantes donnent une description synthétique des trois codes de rayonnement : pour Mars 3.4.5, pour Titan 3.4.4 et enfin pour le modèle à 20 paramètres 3.4.6.

3.4.2 Approximations classiques pour le calcul du rayonnement thermique

Le rayonnement thermique étant très isotrope (excepté près de fortes discontinuités de température, près du sol ou à la frontière d'un nuage, par exemple) la diffusion, qui agit uniquement sur la direction de propagation du rayonnement, est généralement négligée dans les calculs de bilan radiatif dans les MCGs.

Les équations du transfert radiatif en atmosphère non diffusante sont brièvement rappelées ci-dessous essentiellement pour introduire les notations utilisées par la suite. Le rayonnement est caractérisé par une intensité spécifique le long d'une direction z (pas nécessairement la verticale dans un premier temps) comme l'intensité du rayonnement émis dans un angle solide $d\Omega$ autour de la direction z , dans l'intervalle de fréquence $d\nu$. Si le rayonnement traverse une couche de gaz d'épaisseur dz , de densité ρ , l'intensité spécifique I_ν du rayonnement est diminuée d'une quantité :

$$dI_\nu = -K_\nu(z)I_\nu(z)\rho dz \quad (3.27)$$

où K_ν est le coefficient d'absorption total du gaz considéré. Sous l'effet de l'absorption seule, l'intensité du rayonnement évolue donc, au cours de la traversée de l'atmosphère, suivant

$$I_\nu(z) = I_\nu(0) \exp \left[- \int_0^z K_\nu(z') \rho dz' \right] \quad (3.28)$$

qui conduit à définir la transmission monochromatique (fraction du rayonnement transmise après la traversée d'une couche d'atmosphère comprise entre z_1 et z_2) :

$$tr_\nu(z_1, z_2) = \exp \left[- \int_{z_1}^{z_2} K_\nu(z') \rho dz' \right] \quad (3.29)$$

En équilibre thermodynamique local, l'intensité du rayonnement émis par la couche d'épaisseur dz vaut :

$$K_\nu(z) B_\nu(T(z)) \rho dz \quad (3.30)$$

où B_ν est la fonction de Planck :

$$B_\nu(T) = \frac{2h\nu^3}{c^2 [\exp(h\nu/KT) - 1]} \quad (3.31)$$

Le rayonnement arrivant en un point z_0 de l'atmosphère est la somme de la portion transmise jusqu'à z_0 du rayonnement provenant de l'extérieur (soleil ou surface de la planète) et de la contribution du rayonnement thermique émis par l'atmosphère. Finalement cette intensité peut être mise sous la forme :

$$I_\nu(z_0) = I_\nu(0)tr_\nu(0, z_0) + \int_0^{z_0} K_\nu(z)B_\nu(z)tr_\nu(z, z_0)\rho dz \quad (3.32)$$

ou encore

$$I_\nu(z_0) = I_\nu(0)tr_\nu(0, z_0) + \int_0^{z_0} B_\nu(z)\frac{d}{dz}tr_\nu(z, z_0)dz \quad (3.33)$$

ou encore, après intégration par parties :

$$I_\nu(z) = [I_\nu(0) - B_\nu(0)]tr_\nu(0, z_0) - \int_0^{z_0} tr_\nu(z, z_0)\frac{d}{dz}B_\nu(z)dz \quad (3.34)$$

cette dernière formulation étant souvent utilisée dans les modèles radiatifs. Le calcul du transfert radiatif dans l'atmosphère, à partir de ces équations relativement simples, conduit à une succession d'intégrations.

L'intégration verticale. Simple en théorie, ce calcul doit cependant être effectué avec une précision suffisante pour tenir compte de la très forte non-linéarité du problème de transfert.

L'intégration sur les angles de visée. Les équations 3.33 et 3.34 correspondent à un calcul uni-directionnel. Elle peuvent être appliquées directement dans certains calculs comme celui de l'absorption du rayonnement provenant directement du soleil. Dans d'autres cas, comme celui du rayonnement thermique émis par l'atmosphère, il faut faire une intégration sur les angles. Pour une atmosphère supposée homogène horizontalement (hypothèse plan-parallèle) il suffit de connaître la densité de flux (flux par intervalle de fréquence) traversant une surface horizontale donnée, généralement séparé en une partie ascendante

$$F^+ = \int_0^{2\pi} \int_0^1 I(\mu, \phi) \mu d\mu d\phi \quad (3.35)$$

et une partie descendante

$$F^- = \int_0^{2\pi} \int_0^{-1} I(\mu, \phi) \mu d\mu d\phi \quad (3.36)$$

où ϕ est l'angle azimutal et μ est le cosinus de l'angle zénithal θ (cf. Fig. 3.1).

On introduit généralement alors l'approximation diffuse qui consiste à remplacer les termes du type

$$2\pi F_\nu \int_0^1 \mu d\mu \exp\left(-\int K_\nu \rho dz\right) \quad (3.37)$$

qui apparaissent lors de l'intégration azimutale par un calcul pour un angle moyen θ_0 (avec $\mu_0 = \cos \theta_0$)

$$\pi F_\nu \exp\left(-\frac{1}{\mu_0} \int K_\nu \rho dz\right) \quad (3.38)$$

Pour une valeur 1.66 du facteur de diffusivité $1/\mu_0$, les erreurs sont en général inférieures à 1.5%. Cette approximation diffuse est systématiquement utilisée dans les MCG. L'Annexe B décrit un modèle de transfert radiatif pour la bande à $15\mu m$ du CO_2 , développé pour valider le code radiatif du modèle Martien et qui utilise comme seule approximation l'approximation diffuse. Ce modèle prend environ 10h CPU sur une station de travail Sun-Spark 2 pour effectuer le calcul du transfert radiatif sur une atmosphère à 60 niveaux.

A ce stade les équations du transfert radiatif se réduisent aux deux équations suivantes relatives au flux montant F_ν^+ et descendant F_ν^- (tous deux orientés vers le haut)

$$\begin{aligned} F_\nu^+(z) &= [F_\nu^+(s) - \pi B_\nu(T_0)] \tau_\nu(0, z) + \pi B_\nu(T_z) \\ &\quad - \pi \int_0^z \frac{\partial B_\nu(T_{z'})}{\partial z'} \tau_\nu(z', z) dz' \end{aligned} \quad (3.39)$$

$$\begin{aligned} F_\nu^-(z) &= \pi B_\nu(T_\infty) \tau_\nu(z, \infty) - \pi B_\nu(T_z) \\ &\quad - \pi \int_z^\infty \frac{\partial B_\nu(T_{z'})}{\partial z'} \tau_\nu(z, z') dz' \end{aligned} \quad (3.40)$$

On a noté $\tau_\nu(z, z')$ la transmission entre les niveaux z et z' définie par

$$\tau_\nu(z, z') = \exp \left[-\frac{1}{\mu_0} \int_z^{z'} K_\nu(z'') dz'' \right] \quad (3.41)$$

et $F_\nu^+(s)$ le flux émis par la surface.

Somme sur les raies moléculaires. Au niveau particulaire, l'absorption ou l'émission de rayonnement par la matière (gazeuse par exemple) s'effectue lors de transitions quantiques entre deux niveaux d'énergie. Le coefficient d'absorption monochromatique d'une transition particulière est le produit d'une intensité S et d'un profil de raie $f(\nu)$, $f(\nu) d\nu$ représentant la probabilité pour qu'un photon soit absorbé ou émis dans l'intervalle de fréquence $d\nu$ autour de ν . L'intensité d'une transition dépend fortement de la température et la forme de la raie dépend généralement, à la fois de la pression et de la température.

Le coefficient d'absorption monochromatique du gaz atmosphérique est la somme des coefficients d'absorption des différentes raies (indiquées par i ci-après) correspondant aux transitions quantiques des différents absorbants (indiqués par j) :

$$K_\nu(z) = \sum_j n_j(z) \sum_i S_{ij}(T) f_{ij}(T, p, \nu) \quad (3.42)$$

où $n_j(z)$ est la fraction massique du composant j à l'altitude z . Pour fixer les idées, la seule bande à $15\mu m$ du CO_2 contient plusieurs milliers de raies. Les différents paramètres de ces raies sont recensés dans des banques de données spectroscopiques comme la banque GEISA développée au LMD par Alain Chédin, Noëlle Scott et Nicole Husson [13, 74].

Le profil des raies. Dans les problèmes d'absorption du rayonnement par l'atmosphère, la largeur réelle des raies est beaucoup plus importante que leur largeur quantique de base à cause de deux phénomènes capables de déplacer les fréquences des transitions quantiques :

1. les collisions entre molécules qui perturbent les niveaux d'énergie. Le profil de raies correspondant (profil Lorentzien) s'écrit

$$f(\nu) = \frac{\alpha_L}{\pi} \frac{1}{(\nu - \nu_0)^2 + \alpha_L^2} \quad (3.43)$$

où la demi-largeur Lorentz α_L croît linéairement avec la pression et décroît avec la température.

2. l'agitation thermique des molécules qui provoque un décalage des fréquences des raies par effet Doppler. Le profil correspondant est donné par

$$f(\nu) = \frac{1}{\alpha_D \sqrt{\pi}} \exp \left[-\left(\frac{\nu - \nu_0}{\alpha_D} \right)^2 \right] \quad (3.44)$$

avec

$$\alpha_D = (\nu_0/c)(2KT/m)^{1/2} \quad (3.45)$$

(La demie-largeur Doppler est en fait $\alpha_D \sqrt{\ln 2}$).

La profil de Voigt qui rend compte de la combinaison des deux effets, collisions et agitation thermique, se calcule comme produit de convolution des profils Lorentz et Doppler :

$$f_{\alpha_L, \alpha_D}(\nu) = \pi^{-3/2} (\alpha_L / \alpha_D) \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\exp \left[-(t/\alpha_D)^2 \right]}{[(\nu - \nu_0) - t]^2} dt \quad (3.46)$$

Dans les régions de haute pression comme la troposphère terrestre, l'effet des collisions domine. Le profil exponentiel Doppler, très pointu, peut être assimilé à un dirac vis-à-vis du profil de Lorentz et peut donc être oublié dans le produit de convolution. Sur Mars, au contraire, la largeur Doppler est supérieure à la largeur Lorentz dans presque toute l'atmosphère. Mais du fait de son caractère relativement aplati, le profil Lorentz garde un rôle prépondérant dans les ailes des raies, quelle que soit la pression. Il faut alors utiliser le profil de Voigt complet.

Intégration de l'absorption le long du trajet optique. Théoriquement, le calcul de la transmission (Equation 3.41) requiert, pour chaque raie moléculaire, une intégration différente entre les altitudes z et z' pour tenir compte de la variation en composition et des dépendances en température et pression des intensités et largeurs de cette raie. Néanmoins, dans le cas simple d'une atmosphère homogène (*i. e.* à composition, pression et température constantes), la transmission se réécrit sous une forme beaucoup plus simple :

$$\tau_\nu(z, z') = \exp \left\{ - \sum_j n_j \sum_i S_i(T) f_i(T, p, \nu) \frac{1}{\mu_0} \int_z^{z'} \rho dz \right\} \quad (3.47)$$

En pratique, on se ramène généralement à cette expression en utilisant des valeurs "moyennes" (sens à définir) de la pression, de la température et de la quantité d'absorbant :

$$\tau_\nu(z, z') = \exp \{ -S_i(\bar{T}) f_i(\bar{T}, \bar{p}, \nu) \bar{m} / \mu_0 \} \quad (3.48)$$

L'intégration en fréquences est vraiment la partie la plus critique du calcul en terme de coût numérique. En effet, pour effectuer un calcul complet, il faut résoudre spectralement chaque raie. Pour la bande à $15\mu m$ du CO_2 , la largeur des raies, dans les conditions martiennes, est de l'ordre de 10^{-4} cm^{-1} qu'il faut comparer à la largeur totale de la bande, environ 300 cm^{-1} . Deux solutions s'offrent classiquement pour contourner cette difficulté :

1. l'utilisation de modèles de bandes qui permettent de calculer la transmission de façon approchée et rapide sur un intervalle spectral plus ou moins large (typiquement de l'ordre de quelques cm^{-1});
2. les méthodes dites de k-distribution.

Les modèles de bandes. sont couramment utilisés dans les MCGs et pour les inversions de données satellitaires. L'idée de base est de remplacer l'intégration spectrale par une somme sur un nombre fini, assez petit, d'intervalles spectraux (chaque intervalle étant plus large que chacune des raies). Ceci revient en pratique à remplacer les termes du type

$$\int d\nu \int_0^{z_0} \frac{d}{dz} B_\nu(z) tr_\nu(\mu, z, z_0) dz \quad (3.49)$$

par

$$\sum_n \Delta\nu_n \int_0^{z_0} \left(\frac{dB}{dz} \right)_{\Delta\nu_n} \tau_{\Delta\nu_n}(\mu, z, z_0) dz \quad (3.50)$$

Le second facteur sous l'intégrale est une moyenne de la transmission sur l'intervalle spectral $\Delta\nu_n$

$$t_{\Delta\nu_n}(\mu, z, z_0) = \frac{1}{\Delta\nu_n} \int_{\Delta\nu_n} tr_\nu(\mu, z, z_0) d\nu \quad (3.51)$$

appelée *transmissivité*. A ce point, on a simplement reporté la difficulté sur le calcul de la transmissivité (qui comprend, outre l'intégrale en fréquence, une somme sur les raies moléculaires et une intégration le long du trajet optique). Les modèles de bandes offrent des solutions simples pour ce calcul, basées sur des développements théoriques exposés brièvement ci-dessous.

Les modèles statistiques de bandes La transmission monochromatique de deux raies se calcule simplement comme le produit des transmissions de chacune des raies. Cette propriété peut en fait être étendue aux transmissions sur un intervalle spectral fini $\Delta\nu$, dans le cas où les positions des centres de ces raies sont réparties aléatoirement. Pour une raie individuelle, on définit la fonction de transmission par

$$\tau_{\Delta\nu}^i = \frac{1}{\Delta\nu} \int \exp(-S_i f_\nu u) d\nu \quad (3.52)$$

En supposant que les raies ont leur support compris dans $\Delta\nu$ et en introduisant la largeur équivalente⁵

$$W_i = \int_{-\infty}^{+\infty} [1 - \exp(-S_i f_\nu u)] d\nu \quad (3.53)$$

la fonction de transmission d'une raie devient

$$\tau_{\Delta\nu}^i = 1 - \frac{W_i}{\Delta\nu} \quad (3.54)$$

et peut être développée asymptotiquement pour les grandes valeurs de $\Delta\nu$ en

$$\tau_{\Delta\nu}^i \sim \exp\left(-\frac{W_i}{\Delta\nu}\right) \quad (3.55)$$

La transmission totale par les N raies, produit des transmissions individuelles des raies, s'écrit alors :

$$\tau_{\Delta\nu} = \exp\left(-\frac{1}{\Delta\nu} \sum W_i\right) \quad (3.56)$$

Dans la limite de l'absorption faible ($Su/\pi\alpha_L \ll 1$) la largeur équivalente d'une raie prend la forme simple $W_i = S_i u/\Delta\nu$ et dans le cas opposé de l'approximation forte, pour laquelle on suppose que toutes les raies sont saturées ($Su/\pi\alpha_L \gg 1$), elle s'écrit simplement $W_i = 2\sqrt{\alpha_{L_i} S_i u}/\Delta\nu$. Pour ces deux cas extrêmes, la transmission totale se calcule facilement; malheureusement, ces deux approximations ne sont généralement pas utilisables directement pour les calculs atmosphériques. Si au lieu des intensités individuelles de chaque raie, on se donne une distribution continue, $P(S) dS$, la transmission se calcule en remplaçant les moyennes $1/N \sum_N$ par des intégrales $\int P(S) dS$, ce qui donne

$$\tau_{\Delta\nu} = \exp\left\{-\frac{N}{\Delta\nu} \int_0^{+\infty} P(S) dS \int_{-\infty}^{+\infty} [1 - \exp(-S f_\nu u)] d\nu\right\} \quad (3.57)$$

Ceci permet d'obtenir une forme analytique de la transmission pour des fonctions de distribution suffisamment simples. Le premier modèle de ce type a été développé par Goody [47] en utilisant une distribution de type Poisson ($P(S) = 1/k \exp(-S/k)$) et un profil Lorentzien pour les raies, auquel cas la transmission s'écrit simplement

$$\tau_{\Delta\nu} = \exp\left[-\frac{Nku}{\Delta\nu} \left(1 + \frac{ku}{\pi\alpha_L}\right)^{-1/2}\right] \quad (3.58)$$

5. La largeur équivalente d'une raie W est la largeur qu'aurait une raie absorbant la même fraction du rayonnement que la raie considérée mais absorbant complètement sur un intervalle spectral de largeur W et pas du tout en dehors de cet intervalle.

Les valeurs des paramètres $(Nk)/\Delta\nu$ et $k/(\pi\alpha_L)$ sont déterminées de façon à retrouver le comportement décrit précédemment pour les limites faible et forte de l'absorption, c'est à dire en résolvant

$$\frac{k}{\delta} = \frac{\sum S_i}{\Delta\nu} \quad (3.59)$$

et

$$\frac{\sqrt{k\pi\alpha_L}}{\delta} = \frac{2\sum\sqrt{\alpha_{Li}S_i}}{\Delta\nu} \quad (3.60)$$

respectivement. Ce modèle très simple donne en général de très bons résultats pour les calculs atmosphériques en utilisant des intervalles spectraux d'environ 5 cm^{-1} . D'autres modèles plus complexes, mais basés sur le même principe, ont été développés en utilisant des distributions plus sophistiquées de l'intensité des raies [102, 20, 176] ou en prenant en compte l'élargissement des raies par effet Doppler [32, 175]. Plusieurs de ces formulations ont été testées et utilisées dans le cadre du développement du code radiatif pour Mars [64] (voir Chapitre 5).

Dépendance en température. La transmission dépend donc de deux paramètres par exemple $\sum S_i$ et $\sum\sqrt{S_i\alpha_{Li}}$, calculés à partir des banques de données spectroscopiques. Ces deux quantités dépendent fortement de la température. Rodgers et Walshaw [141] ont montré que les fonctions

$$\phi(T) = \frac{\sum S_i(T)}{\sum S_i(T_0)} \quad (3.61)$$

et

$$\psi(T) = \frac{\sum\sqrt{S_i(T)\alpha_{Li}(T)}}{\sum\sqrt{S_i(T_0)\alpha_{Li}(T_0)}} \quad (3.62)$$

(où T_0 est une température fixée, de préférence une température moyenne de l'atmosphère considérée) peuvent être approximées sans trop d'erreur sous la forme

$$\phi(\text{ ou } \psi)(T) = \exp\left[a(T - T_0) + b(T - T_0)^2\right] \quad (3.63)$$

En pratique, les coefficients a et b peuvent se calculer simplement à partir des valeurs de $\sum S_i$ et $\sum\sqrt{S_i\alpha_{Li}}$ pour trois températures régulièrement espacées, T_0 et $T_0 \pm \Delta T$.

Dépendance en pression et l'approximation à deux paramètres. Reste à prendre en compte la dépendance linéaire en pression de la largeur Lorentz des raies. L'approximation à deux paramètres, introduite parallèlement par Curtis [21] et Godson [46], consiste à utiliser deux valeurs différentes de la quantité d'absorbant

$$\bar{u}(z, z') = \int_z^{z'} \phi(T) \rho dz'' \quad (3.64)$$

dans le terme associé à $\sum S_i$ et

$$\bar{u}p(z, z') = \int_z^{z'} \psi(T) \frac{p}{p_{std}} \rho dz'' \quad (3.65)$$

correspondant à la dépendance en pression et température de $\sum\sqrt{S_i\alpha_{Li}}$ (p_{std} est la pression standard à laquelle sont calculées les largeurs Lorentz des raies). Le modèle de Goody se réécrit alors

$$\tau_{\Delta\nu} = \exp\left[-\frac{Nk\bar{u}}{\Delta\nu} \left(1 + \frac{k\bar{u}}{\bar{u}p\pi\alpha_L}\right)^{-1/2}\right] \quad (3.66)$$

Modèles à bandes larges. Les modèles statistiques de bandes sont très précis à condition d'être utilisés sur des intervalles spectraux suffisamment étroits, c'est à dire qu'il faut typiquement couvrir l'ensemble du spectre infra-rouge avec quelques centaines d'intervalles. Dans les MCGs, on ne peut se permettre d'utiliser plus d'une dizaine d'intervalles. Le code développé par Jean-Jacques Morcrette et utilisé au CEPMMT utilise par exemple six intervalles et occupe à lui seul environ un tiers du temps CPU des simulations. Sur des intervalles aussi larges, les développements théoriques présentés ci-dessus ne sont plus applicables. Les transmissivités sont alors calculées en utilisant des fonctions plus ou moins *ad hoc*, souvent choisies à partir de critères physiques. D'autre part, pour des intervalles spectraux aussi larges, la fonction de Planck ne peut plus être considérée comme constante et il faut, en plus des diverses dépendances en pression et température de la transmission présentées plus haut, ajouter une dépendance en température liée à la pondération de la transmission par la fonction de Planck. Le code de transfert du rayonnement thermique dans l'atmosphère de Mars est un modèle à bandes larges adapté de celui de Jean-Jacques Morcrette. A l'extrême les transmissivités bandes larges peuvent être étendues à tout le spectre thermique en utilisant la fonction de Planck intégrée σT^4 . On parle alors de *méthode d'émissivité*. Cette approche simple a été suivie pour le modèle à 20 paramètres.

La méthode dite de k -distribution. Le calcul monochromatique du transfert radiatif est considérablement simplifié du fait que la transmission de deux couches adjacentes, quelles que soient leurs épaisseurs, est égale au produit de la transmission des deux couches. Il suffit donc de calculer les transmissions individuelles de chaque couche, soit N calculs pour une atmosphère discrétisée verticalement en N couches. Dans les modèles de bandes, les transmissions, calculées sur un intervalle de largeur fini, ne sont plus multiplicatives, à cause des effets de saturation. Il faut alors calculer la matrice $N \times N$ des transmissivités entre tous les couples de couches.

La méthode de la k - *distribution* est une alternative aux modèles de bandes permettant d'utiliser la propriété multiplicative des transmissions monochromatiques. Elle consiste à calculer, pour un intervalle spectral, la fraction $f(k) dk$ pour laquelle le coefficient d'absorption est compris dans une fenêtre de largeur dk autour de k , ce qui revient à écrire la transmission sous la forme

$$\tau_{\Delta\nu} = \int_0^{\infty} f(k) e^{-ku} dk \quad (3.67)$$

ou sous une forme discrétisée

$$\tau_{\Delta\nu} = \sum_l w_l e^{-k_l u} \quad (3.68)$$

Le calcul du transfert peut alors être effectué de façon monochromatique pour chaque valeur de k . De nombreuses méthodes ont été développées pour calculer la fonction $f(k)$. A partir des modèles statistiques de bandes, par exemple, et pour certaines fonctions particulières $P(S)$, f qui est la transformée inverse de Laplace de la fonction $\tau_{\Delta\nu}(u)$ peut être calculée analytiquement. La justification de l'utilisation de la k - *distribution* pour des trajets optiques inhomogènes demande un peu plus de travail; on parle alors de méthode des k -*corrélés*. Ces méthodes et leurs justifications sont présentées dans de nombreux ouvrages [49]. La méthode de la k -distribution est de plus particulièrement intéressante dans le cas du rayonnement solaire car elle permet de rendre compte facilement de l'interaction entre diffusion et absorption moléculaire. En contre partie, le traitement devient assez lourd quand il faut prendre en compte la superposition de plusieurs bandes moléculaires. Il faut alors effectuer un calcul complet pour chaque couple de coefficients k utilisés pour chacune des distributions. Le calcul correspondant est beaucoup plus simple pour les modèles de bandes puisque la transmissivité totale pour deux bandes différentes est égal au produit des transmissivités de chacune d'elles, sous réserve que les distributions spectrales des raies ne soient pas corrélées.

Le modèle de transfert radiatif dans l'atmosphère de Titan développé par McKay *et al.* [109] est basé sur une approche du type k - *distribution*.

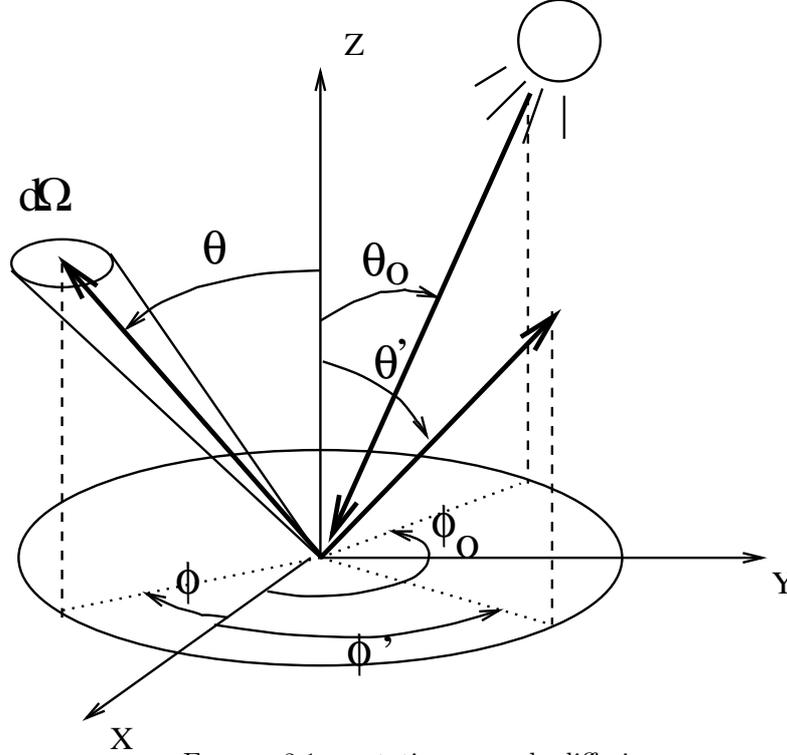


FIGURE 3.1 – notations pour la diffusion

3.4.3 Absorption et diffusion du rayonnement solaire

Les difficultés principales soulevées par le calcul du transfert radiatif, dans le domaine des courtes longueurs d'ondes, concernent le calcul de la diffusion (par les aérosols, les nuages ou les molécules) et de son interaction avec l'absorption. La fonction source intervenant dans le calcul de l'intensité spécifique, le long d'une direction donnée, est la somme 1) de la partie du rayonnement solaire incident diffusée dans cette direction, 2) de la diffusion du rayonnement diffus provenant lui-même de diffusions antérieures (diffusion multiple). Avec les notations présentées sur la Fig. 3.1, en utilisant comme variable verticale, la profondeur optique calculée verticalement depuis le haut de l'atmosphère $\tau = \int_z^\infty k\rho dz$ et, enfin, en introduisant l'albédo de diffusion simple⁶ $\tilde{\omega}$ et la fonction de phase⁷ $P(\mu, \phi, \mu', \phi')$, l'équation du transfert radiatif monochromatique s'écrit

$$\begin{aligned} \mu \frac{dI(\tau, \mu, \phi)}{d\tau} &= I(\tau, \mu, \phi) - \frac{\tilde{\omega}}{4\pi} \int_{-1}^{+1} \int_0^{2\pi} I(\tau, \mu', \phi') P(\mu, \phi, \mu', \phi') d\mu' d\phi' \\ &\quad - \frac{\tilde{\omega}}{4\pi} \pi F_0 P(\mu, \phi, -\mu_0, \phi_0) e^{-\frac{\tau}{\mu_0}} \end{aligned} \quad (3.69)$$

où le cosinus de l'angle θ est noté μ .

Comme dans le cas du rayonnement thermique, il suffit en fait, pour calculer le chauffage de l'atmosphère, de connaître les densités de flux montante (Eq. 3.35) et descendante (Eq. 3.36). Or, dans le cas où la fonction de phase ne dépend que de l'angle de diffusion $\Theta = (\theta, \phi; \theta', \phi')$ Chandrasekar a montré [11] que la moyenne azimutale de la fonction de phase

$$p(\mu, \mu') = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} P(\mu, \phi, \mu', \phi') d\phi' \quad (3.70)$$

6. L'albédo de diffusion simple se définit comme la fraction de l'extinction due à la diffusion ou encore comme le rapport entre la section efficace de diffusion et la somme des sections efficaces d'absorption et de diffusion

7. La fonction de phase $P(\mu, \phi, \mu', \phi')$ est la probabilité pour qu'un photon arrivant de la direction (μ, ϕ) soit diffusé dans la direction (μ', ϕ') .

pouvait s'écrire sous la forme

$$p(\mu, \mu') = 2\pi \sum_{l=0}^N \alpha_l P_l(\mu) P_l(\mu') \quad (3.71)$$

où P_l est le polynôme de Legendre d'ordre l et où les α_l sont les coefficients du développement de la fonction de phase en série de Legendre, $P(\Theta) = \sum_{l=0}^N \alpha_l P_l(\cos \theta)$. En introduisant alors l'intégrale azimutale de l'intensité spécifique

$$I(\tau, \mu) = \int_0^{2\pi} I(\tau, \mu, \phi) d\phi \quad (3.72)$$

la moyenne azimutale de l'Eq. 3.69 se réécrit sous la forme

$$\mu \frac{dI(\tau, \mu)}{d\tau} = I(\tau, \mu) - \frac{\tilde{\omega}}{2} \int_{-1}^{+1} I(\tau, \mu') p(\mu, \mu') d\mu' - \frac{\tilde{\omega}}{2} \pi F_0 p(\mu, -\mu_0) \quad (3.73)$$

Les ordonnées discrètes. La méthode la plus élégante pour résoudre l'Eq. 3.73 consiste à décomposer l'intégrale sur μ en utilisant une quadrature de Gauss, ce qui revient finalement à remplacer le calcul de la diffusion sur des angles zénithaux continus en un calcul discret sur un nombre fini $2n$ de valeurs de μ , $\mu = \pm\mu_j$, $j = 1, \dots, n$ (la méthode de Gauss correspondant à un choix particulier des valeurs discrètes de μ et des poids associés pour le calcul des intégrales). La résolution de l'équation de transfert se ramène alors à la résolution d'un système linéaire à $2n$ équations du type

$$\frac{dI^+(\tau)}{d\tau} = M^+ I^+(\tau) + M^- I^-(\tau) - \sigma^+(\tau) \quad (3.74)$$

$$\frac{dI^-(\tau)}{d\tau} = -M^- I^+(\tau) - M^+ I^-(\tau) - \sigma^-(\tau) \quad (3.75)$$

où le $I^\pm(\tau)$ et $\sigma^\pm(\tau)$ sont les vecteurs correspondants à l'intensité et à la fonction source :

$$I^\pm(\tau) = [I(\tau, \pm\mu_j)]_{j=1, \dots, n} \quad (3.76)$$

$$\sigma^\pm(\tau) = \left[\pm \frac{\sigma(\tau, \pm\mu_j)}{\mu_j} \right]_{j=1, \dots, n} \quad (3.77)$$

avec

$$\sigma(\tau, \mu) = \frac{\tilde{\omega}}{2} \pi F_0 p(\mu, -\mu_0) \quad (3.78)$$

et où les matrices M^\pm dépendent de la valeur de l'albédo de diffusion simple, des valeurs discrètes de la fonction de phase moyenne (Eq. 3.71) et des poids de Gauss. Dans le cas d'une atmosphère homogène, où les matrices M^\pm ne dépendent pas de τ , le système se résout facilement en cherchant des solutions du type $I^\pm = g^\pm e^{-k\tau}$ pour le système homogène associé ; le calcul des valeurs de k se ramène alors à un calcul de valeurs propres.

Les méthodes à deux flux. Les méthodes généralement utilisées dans les MCGs se contentent d'utiliser une direction pour le rayonnement diffus descendant et une pour le rayonnement montant, comme dans la partie thermique présentée plus haut. Ces méthodes peuvent être introduites formellement, à partir de la présentation générale des équations de diffusion, comme la simplification maximum où on utilise pour l'intégrale dans l'Eq. 3.73 une quadrature de Gauss à deux points. Une autre façon consiste à supposer que l'intensité spécifique du rayonnement peut se décomposer sous la forme

$$I(\tau, \mu) = I_0\tau + \mu I_1(\tau) \quad (3.79)$$

(approximation d'Eddington). Il est alors possible d'effectuer l'intégration sur l'angle zénithal de l'Eq. 3.73. Cependant, l'utilisation directe de cette méthode produit des erreurs importantes pour

des fonctions de phases très anisotropes. Une correction classique, connue sous le nom de méthode *delta-Eddington* et introduite par Joseph *et al.* [80], consiste à considérer la portion diffusée dans la pointe avant de la fonction de phase comme transmise en utilisant une fonction de phase modifiée

$$P'(\Theta) = 2f\delta_{1,\cos\Theta} + (1-f)(1+3g'\cos\Theta) \quad (3.80)$$

où la fraction f du rayonnement diffusée vers l'avant est généralement fixée à $f = g^2$ avec $g' = g/(1+g)$ où g est le facteur d'asymétrie de la fonction de phase originale

$$g = \frac{1}{2} \int_{-1}^{+1} P(\cos\Theta) \cos\Theta d\cos\Theta \quad (3.81)$$

Certains auteurs [111, 174] ont montré que ces différentes méthodes peuvent se ramener à une formulation commune :

$$\begin{aligned} \frac{dF^+}{d\tau} &= \gamma_1 F^+ - \gamma_2 F^- - \frac{\gamma_3 S(\tau)}{\mu_0} \\ \frac{dF^-}{d\tau} &= \gamma_2 F^+ - \gamma_1 F^- - \frac{\gamma_4 S(\tau)}{\mu_0} \\ \frac{dS}{d\tau} &= -\frac{\gamma_5 S}{d\tau} \end{aligned} \quad (3.82)$$

où la densité de flux montante (resp. descendante) F^+ (resp. F^-) est définie par l'Eq. 3.35 (resp. Eq. 3.36) et où S est le flux incident solaire. Les différentes méthodes à deux flux se distinguent seulement par la façon de relier les constantes γ_i aux paramètres optiques $\tilde{\omega}$ et g et l'incidence solaire μ_0 .

Pour une couche d'atmosphère supposée homogène, le système précédent peut se résoudre (en commençant par chercher des solutions de la forme $F^\pm = f^\pm e^{-k\tau}$ pour le système homogène en F^+ et F^-). Si on note par l'indice b (resp. h) les valeurs des flux en bas (resp. en haut) de la couche, les valeurs de (S_b, F_b^-, F_b^+) se déduisent alors des valeurs de (S_h, F_h^-, F_h^+) par une relation linéaire dont les coefficients dépendent des coefficients γ_i , de l'épaisseur de la couche $\delta\tau$ et de μ_0 [43]. Pour une atmosphère à N couches, on obtient ainsi $3N$ relations reliant les $3(N+1)$ flux aux bords des couches, les relations manquantes étant fournies par les conditions aux limites.

Interaction avec l'absorption moléculaire. Reste à traiter l'interaction entre absorption et diffusion. La méthode la plus directe consiste à effectuer des calculs monochromatiques en utilisant la méthode de k -distribution pour calculer les transmissions moléculaires. Les modèles de bandes ne sont pas, en revanche, directement utilisables puisque, du fait de la diffusion, la quantité totale d'absorbant rencontrée par les photons entre deux niveaux atmosphériques n'est pas connue. Le problème peut être contourné en calculant la probabilité $p(u) du$ pour qu'un photon contribuant au flux F_c^\pm dans le cas conservatif (sans absorption) ait parcouru un chemin optique compris dans un intervalle de largeur du autour de u . Le flux est alors calculé en utilisant la transmissivité $\tau_{\Delta nu}(u)$ comme

$$F_{\Delta\nu} = F_c \int_0^\infty p(u) \tau_{\Delta\nu}(u) du \quad (3.83)$$

Cette méthode, dite de distribution des chemins optiques, permet souvent de restituer correctement les flux sans avoir besoin de calculer précisément la fonction $p(u)$ [43, 41]. Cette méthode est utilisée dans le schéma développé par Fouquart [41] qui a été adapté aux conditions martiennes.

3.4.4 Le modèle de transfert radiatif pour Titan

La plus sérieuse difficulté rencontrée pour simuler la circulation atmosphérique sur Titan est liée au temps de calcul nécessaire pour intégrer les équations dynamiques. Le pas de temps dynamique est, on l'a déjà dit, déterminé par un critère CFL qui ne dépend que des caractéristiques internes à la planète et de la discrétisation. Les pas de temps utilisés pour la Terre et pour Titan avec

une même résolution horizontale sont du même ordre de grandeur : une dizaine de minutes. En revanche, les temps caractéristiques de chauffage et refroidissement de l'atmosphère de Titan varient entre une trentaine de jours terrestres dans la haute stratosphère, vers 300 km, à une centaine d'années au niveau de la tropopause (vers 40 km). Le calcul du rayonnement peut donc n'être effectué que relativement rarement (en pratique tout les 1000 pas de temps dynamique environ). De ce fait, le code uni-dimensionnel développé par McKay *et al.* [109] a pu être utilisé directement dans le MCG sans conséquence catastrophique sur le temps de calcul. Seules les boucles internes des programmes les plus souvent appelés ont été vectorisées sur la grille horizontale du modèle. On donne juste ici les méthodes générales utilisées dans le code de McKay *et al.* [109] et les agents absorbant et diffusant pris en compte.

Absorption et diffusion du rayonnement solaire. Seul le méthane est pris en compte comme absorbant gazeux dans ce domaine de longueurs d'ondes. Le spectre solaire est divisé en 24 intervalles sur chacun desquels la transmission gazeuse est développée en une somme d'exponentielles (méthode de la *k*-distribution). Les caractéristiques optiques des aérosols stratosphériques sont calculées avec un modèle microphysique dépendant d'un petit nombre de paramètres réglés pour reproduire le profil de température observé par Voyager. L'interaction entre absorption et diffusion est prise en compte en utilisant la méthode dite *delta-discrete ordinate*.

Pour le rayonnement thermique, de nombreuses transitions gazeuses sont prises en compte : les transitions interdites induites par pression de N_2 , CH_4 et H_2 et les transitions permises de C_2H_2 et C_2H_6 . L'absorption par ces différents gaz est calculée, comme dans les courtes longueurs d'ondes, par une méthode de type *k*-distribution. La diffusion est également traitée dans le rayonnement thermique en utilisant une méthode développée par Pollack et McKay [139].

Des test purement radiatifs effectués avec ce code et le cycle saisonnier sont présentés à la fin de cette thèse, dans la section qui traite de la modélisation de la circulation atmosphérique de Titan, Section 7.7.

3.4.5 Le modèle de transfert radiatif martien

Les deux absorbants essentiels de l'atmosphère de Mars sont le dioxyde de carbone (avec une colonne intégrée de l'ordre de 200kgm^{-2} c'est à dire 30 fois plus que sur Terre) et les poussières toujours abondantes avec des profondeurs optiques dans le visible de l'ordre de 0.15 dans les périodes dites claires et supérieures à quelques unités pendant les tempêtes de poussières. D'autres gaz, notamment la vapeur d'eau [152] et l'ozone [85] peuvent avoir un impact non négligeable sur le bilan radiatif mais la concentration de ces deux gaz est extrêmement variable à la fois temporellement et spatialement. De toutes façons, le dioxyde de carbone reste, et de loin, le constituant gazeux principal en terme de bilan radiatif.

Le modèle de transfert radiatif utilisé dans le MCG martien a été adapté du modèle développé au LOA à Lille par Fouquart et Bonnel [41] pour la partie concernant le rayonnement solaire et Morcrette *et al.* [117] pour le rayonnement de grandes longueurs d'ondes. Ce modèle est utilisé à la fois au LMD pour la modélisation du climat et au CEPMMT en prévision opérationnelle. Ce modèle présente l'avantage d'être assez directement relié à la description physique des phénomènes. Il est essentiellement bâti sur l'utilisation de transmissivités larges-bandes et, point essentiel pour le présent travail, tous les programmes permettant de "fit" ces transmissivités étaient disponibles. Autre avantage important, des aérosols étaient déjà pris en compte dans sa formulation originelle.

Pour le gaz carbonique, l'effort principal d'adaptation a porté sur la détermination du transfert radiatif dans la bande à $15\mu\text{m}$ du CO_2 . Outre le calcul des coefficients nécessaires pour le calcul des transmissivités larges-bandes du MCG, il a fallu changer partiellement la formulation afin d'introduire l'effet de l'élargissement Doppler des raies. Ce modèle a été rigoureusement validé par comparaison avec un modèle raie-par-raie développé à cette occasion. Deux transmissivités sont calculées pour la bande à $15\mu\text{m}$ du CO_2 , une correspondant à la partie centrale fortement saturée et l'autre aux ailes de la bande. L'ensemble de ce travail a fait l'objet d'une publication

dans le JGR-planets (cf. Chapitre 5). Le CO_2 absorbe aussi une faible part du rayonnement solaire incident dans le domaine proche infra-rouge. Cependant, l'effet de cette absorption est faible devant l'absorption par les aérosols. Fondamentalement, l'introduction de l'absorption par les bandes proches-infra-rouge est un travail qui ne demande rien d'autre que du temps humain puisque tous les programmes nécessaires pour calculer les transmissions peuvent être repris du travail sur la bande à $15\mu m$ du CO_2 . Ce travail n'a pas encore été effectué mais l'impact sur les résultats du MCG est sans doute faible et certainement en dessous des erreurs liées à la représentation de l'absorption par les aérosols.

Les aérosols interviennent de façon significative à la fois dans le domaine visible et dans le rayonnement thermique, bien que plus faiblement dans le second. La comparaison des profondeurs optiques mesurées par les modules orbitaux Viking pour une fréquence de $9\mu m$ (qui correspond à un maximum d'absorption par les aérosols dans le thermique) et les profondeurs optiques mesurées *in-situ* par les deux modules d'atterrissage (à partir de l'extinction du rayonnement solaire) montre que les profondeurs optiques infra-rouges sont 2.5 fois inférieures aux profondeurs optiques visibles [104]. Dans le domaine thermique, les profondeurs optiques sont toujours très inférieures à 0.1 (hors tempêtes de poussières). Dans ce domaine, on néglige les effets de la diffusion et on traite les aérosols comme des corps gris. Le calcul de l'absorption et de la diffusion du rayonnement solaire est effectué en utilisant le code tel qu'il est implanté au CEPMMT [116]. Le schéma diffère un peu des méthodes à deux flux classiques : il ne sépare pas le rayonnement diffus descendant du rayonnement solaire mais calcule un seul flux et une incidence moyenne $\bar{\mu}$. Cette incidence moyenne est intégrée depuis le haut de l'atmosphère. Elle est égale à l'incidence solaire en haut du modèle ou en l'absence de diffusion et peut croître jusqu'à une valeur maximum de 1/1.66 dans le cas où le rayonnement devient complètement diffus. D'autre part, l'équivalent du système d'Eqs. 3.82 n'est pas résolu par inversion matricielle mais en utilisant des transmittances et réflectances pour chaque couche [41]. Les paramètres optiques des aérosols nécessaires au calcul (albédo de diffusion simple, facteur d'asymétrie et section efficace) sont ceux dérivés des mesures d'extinction du rayonnement solaire aux sites d'atterrissage des missions Viking [136].

Deux types de tests du code radiatif martien ont été effectués : d'abord, la comparaison des résultats purement radiatifs avec les résultats de modèles plus complets (de telles comparaisons sont présentées dans le Chapitre 5) ; d'autre part la comparaison des températures simulées (en prenant en compte également la dynamique atmosphérique) avec les résultats des mesures spatiales (cf. Chapitre 6).

3.4.6 Le code de transfert radiatif du modèle à 20 paramètres

Le but était, pour le modèle paramétré, de développer un code de transfert radiatif simple mais permettant d'investiguer différents types de circulations atmosphériques. Le transfert radiatif influence le type de circulation d'une planète à travers deux caractéristiques essentielles : (1) la variation latitudinale de la quantité d'énergie absorbée par l'atmosphère, forçage originel de la circulation ; (2) la répartition verticale de l'absorption du rayonnement détermine en grande partie la stabilité verticale de l'atmosphère, elle même essentielle à la fois dans les processus de mélanges verticaux turbulents dans la couche limite planétaire et pour le développement des ondes planétaires.

Une approche simple permettant de rendre compte de la variété des conditions radiatives consiste à utiliser l'approximation classique du *refroidissement Newtonien* qui suppose connue *a priori* la structure thermique d'équilibre radiatif pur dans le plan latitude-altitude $T_e(z, \phi)$. Le bilan radiatif à un instant donné est calculé comme la relaxation, avec une échelle de temps τ , vers cette température d'équilibre

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \frac{1}{\tau} [T_e(z, \phi) - T] \quad (3.84)$$

Cette technique avait été utilisée au début du développement du modèle de circulation de l'atmosphère de Mars [62] et avait, par exemple, permis de reproduire les amplitudes et fréquences

des oscillations de pressions au sol enregistrées *in-situ* par les sondes Viking, oscillations liées au déplacement d'ondes baroclines dans les latitudes moyennes hivernales. Cette méthode présente cependant plusieurs défauts : elle requiert de pouvoir calculer *a priori* la température d'équilibre radiatif et le temps caractéristique τ , qui ne sont pas définis physiquement⁸ ; de plus, le modèle ainsi défini dépend d'un grand nombre de paramètres, à savoir le nombre de points d'un plan latitude-altitude du modèle (pour les valeurs de T_e), plus un (pour le temps caractéristique). Enfin il ne permet pas d'étudier des comportements tels que le cycle diurne ou le cycle saisonnier.

L'approche suivie ici est plus physique. Le chauffage de l'atmosphère est calculé avec un véritable code radiatif mais simplifié au maximum. Pour l'absorption et l'émission thermiques, le calcul est effectué en utilisant l'approximation dite d'émissivité décrite précédemment, c'est à dire qu'on utilise une seule transmissivité pour tout le spectre. Initialement, le modèle avait été développé en utilisant l'approximation de l'absorption grise (coefficient d'absorption k indépendant de la longueur d'onde) pour laquelle la transmissivité entre deux couches s'écrit simplement

$$\tau = \exp\left(-k \frac{\Delta p}{g}\right) \quad (3.85)$$

Cependant, cette formulation produit des profils verticaux beaucoup plus stables que ceux observés généralement dans les troposphères des planètes telluriques, les hautes couches de l'atmosphère étant directement chauffées par l'émission de la surface. Dans les troposphères des planètes telluriques, les bandes moléculaires importantes sont généralement très vite saturées et les échanges entre couches lointaines ne sont possibles que dans certaines fenêtres intervenant généralement peu dans le bilan radiatif. On a donc opté pour une approximation de type absorption forte pour laquelle la fonction de transmission d'une raie est proportionnelle à $W_i = 2\sqrt{\alpha_{L_i} S_i u} / \Delta\nu$ (cf. Section 3.4.2) auquel cas la transmission totale peut être mise sous la forme

$$\tau = \exp\left(-k\sqrt{\bar{p}\Delta p}\right) \quad (3.86)$$

Ici, k n'est plus le coefficient d'absorption monochromatique. Ainsi calculées, les transmissions ne sont plus multiplicatives et il faut donc calculer la matrice des transmissions pour chaque couple de couches (voir encore la discussion de la Section 3.4.2). Ceci ne pose pas de problème dans le cas présent où le schéma radiatif est très simple et peu coûteux numériquement. En fait, la matrice $N \times N$ des transmissivités est calculée une fois pour toute au début de chaque simulation sur une seule verticale et utilisée par la suite en tous les points de la grille horizontale⁹.

Le traitement du rayonnement solaire est sans doute encore moins réaliste puisque la diffusion du rayonnement est négligée, toujours par souci de simplicité (la diffusion nécessitant l'utilisation d'au moins trois paramètres, section efficace, albédo de diffusion simple et facteur d'asymétrie). Seule l'absorption gazeuse est prise en compte en utilisant, cette fois l'approximation de corps gris.

Ainsi défini, le code de transfert radiatif dépend de deux paramètres, un pour le rayonnement solaire et un pour le rayonnement thermique. Dans chaque domaine spectral, on fixe en fait la transmission totale de l'atmosphère

$$\tau_{IR} = \exp\left(-k_{IR} \frac{p_s}{\sqrt{2}}\right) \quad (3.87)$$

et

$$\tau_{Vis.} = \exp\left(-k_{Vis.} \frac{p_s}{g}\right) \quad (3.88)$$

8. Les premières simulations de la circulation de Titan avaient été effectuées avec ce type de méthode. La température de rappel et le temps caractéristique étaient calculés à partir de la réponse radiative à une perturbation de température de la couche considérée, la température dans le reste de l'atmosphère étant fixée au profil d'équilibre radiatif pur. Pour un tel calcul, le rappel de la température de la couche perturbée vers sa température d'équilibre est très rapide. Si la perturbation avait été effectuée sur l'ensemble du profil, le temps de rappel aurait été beaucoup plus long. Ceci nous a conduit à abandonner cette méthode pour les simulations de Titan.

9. La matrice des transmissivités peut être calculée une fois pour toute, d'une part parce qu'aucune dépendance en température ou pression du coefficient d'absorption n'est prise en compte, d'autre part parce que, en coordonnée verticale σ l'épaisseur des couches ne dépend que du niveau vertical considéré et de la pression de surface ; en l'absence de relief, les variations de la pression au sol d'un point à l'autre de la planète ne dépassent jamais une dizaine de pourcents, et peuvent être négligées vu le degré de simplification du code de transfert radiatif.

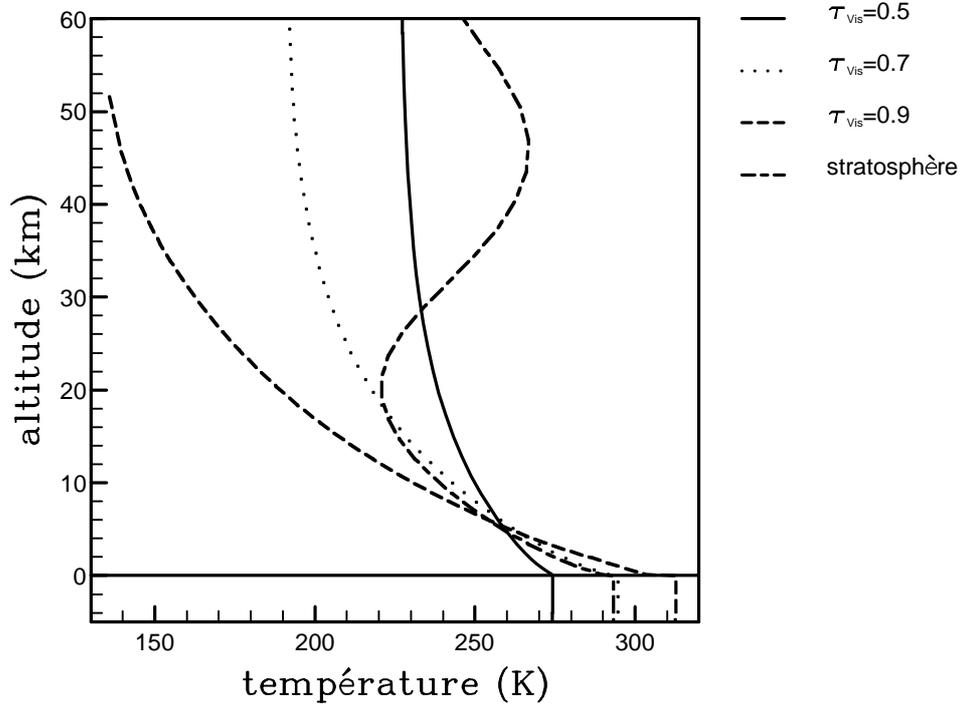


FIGURE 3.2 – Test du code radiatif du modèle à 20 paramètres pour différentes valeurs de la transmission visible

Il peut être intéressant pour certaines études particulières de faire varier l'absorption du rayonnement solaire. La variation verticale de l'absorption est par exemple fondamentale pour la circulation au niveau de la couche d'ozone sur Terre ou de la couche nuageuse sur Vénus. Les variations latitudinales de l'absorption peuvent également jouer un rôle important, par exemple sur Titan où une dissymétrie marquée de l'albédo entre les deux hémisphères, sans doute liée à une différence dans le contenu en aérosols organiques, a été observée par Voyager 1 ou même sur Terre où la présence de nuages dans la zone de convergence intertropicale modifie l'absorption du rayonnement et influe sur le forçage de la circulation de Hadley [61].

Tests. Deux tests du modèle radiatif dans des conditions "terrestres" sont présentés ici. Le modèle radiatif a été intégré en version unidimensionnelle avec une atmosphère à 30 niveaux sur une période de deux ans, pour des conditions d'équinoxe permanent à 45° de latitude. Comme aucune diffusion n'est incluse dans le modèle, le flux solaire incident a été réduit d'un quart pour rendre compte de l'effet d'albédo des nuages et de l'atmosphère. L'albédo de la surface est fixé à 11.5%.

Une première série de simulations (Fig. 3.2) a été effectuée en fixant la valeur de la transmission infra-rouge, $\tau_{IR} = 0.1$. Trois de ces simulations ont été effectuées avec des valeurs de la transmission dans le visible $\tau_{vis} = 0.5, 0.7$ et 0.9 . Une quatrième simulation a été effectuée pour simuler une "stratosphère terrestre". Dans cette simulation, la transmission depuis le haut de l'atmosphère est calculée comme le produit d'une transmission correspondant à un coefficient d'absorption constant (terme calculé par l'Eq. 3.88) et d'un terme pour lequel le coefficient d'absorption varie suivant une loi Gaussienne autour d'une altitude de référence. L'altitude de la couche absorbante et son épaisseur sont définis par la donnée de deux paramètres ξ_0 et $d\xi_0$ où ξ est la variable

$$\xi = -\ln \frac{p}{p_s} \quad (3.89)$$

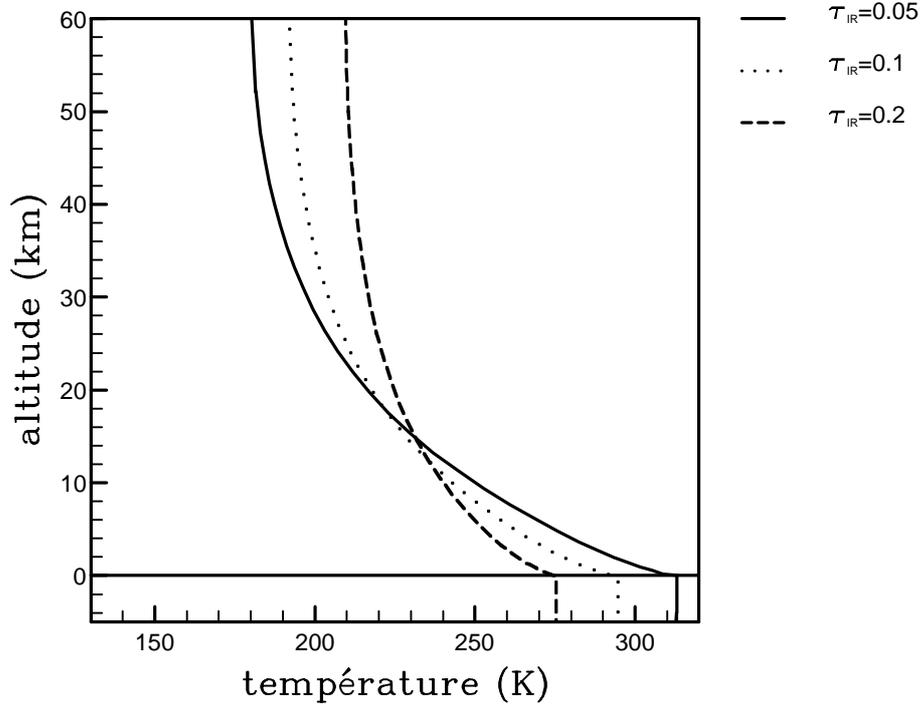


FIGURE 3.3 – Test du code radiatif du modèle à 20 paramètres pour différentes valeurs de la transmission infra-rouge

La partie de la transmission liée à cette couche absorbante est calculée sous la forme

$$-\ln\tau = k \frac{\int_0^p \exp\left[-\left(\frac{\xi-\xi_0}{d\xi_0}\right)^2\right] dp}{\int_0^{p_s} \exp\left[-\left(\frac{\xi-\xi_0}{d\xi_0}\right)^2\right] dp} \quad (3.90)$$

Les valeurs des différents paramètres, utilisées pour la simulation de la Fig. 3.2 sont les suivantes : $\tau_{Vis} = 0.72$, $\exp -k = 0.97$ (transmission totale de la couche absorbante), $\xi_0 = 6$ et $d\xi_0 = 2$.

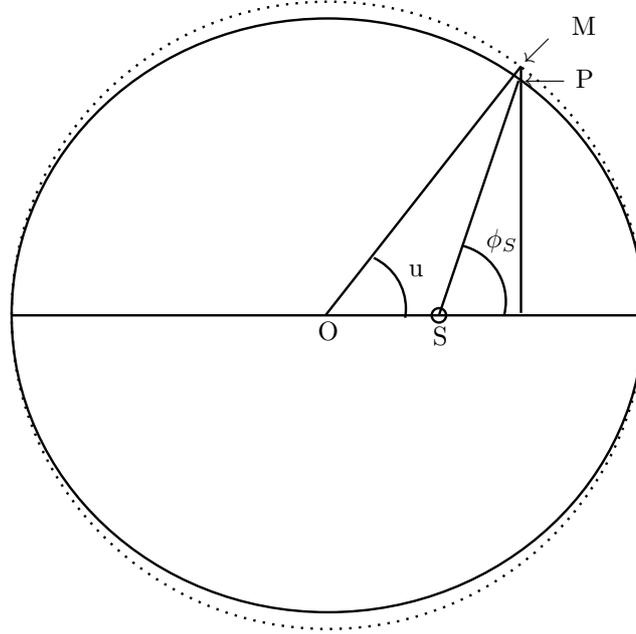
Une seconde série d'expériences, Fig. 3.3, a été effectuée en faisant varier la transmission infra-rouge avec une valeur de la transmission visible fixée à 0.7.

Pour les valeurs les plus proches des moyennes climatologiques [113], $\tau_{Vis} = 0.7$ et $\tau_{IR} = 0.1$, on retrouve un gradient vertical de la température dans la troposphère proche de la valeur observée, avec une température décroissant de 50 K environ sur les dix premiers kilomètres. La température de surface est en revanche un peu trop élevée, mais ceci peut se régler en diminuant encore le flux solaire incident.

3.4.7 Calcul de l'insolation

Calcul de l'orbite. Il peut paraître curieux de consacrer une section, aussi courte soit-elle à une chose apparemment aussi simple que le calcul de l'orbite terrestre¹⁰. C'est que ce calcul était fait dans le modèle climatique en utilisant un développement limité magique à six termes ; mais la façon de calculer les coefficients de ce développement n'était pas livrée avec le programme. En fait, une méthode très simple permet de calculer cette orbite avec la précision de la machine pour le même coût numérique que le développement précédent.

10. Le calcul de l'orbite terrestre est simple au niveau de précision demandé par la modélisation climatique, c'est à dire une belle ellipse sans histoire. Il peut s'avérer beaucoup plus compliqué pour les spécialistes du temps.

FIGURE 3.4 – Orbite elliptique d'excentricité $e = 1/3$

O est le centre de l'ellipse et S la position du soleil. ϕ_S est l'anomalie vraie (angle polaire de la position de la planète P par rapport au Soleil) et u l'anomalie excentrique (angle polaire par rapport à O du point M, projection du point P perpendiculairement au grand axe de l'ellipse sur le grand cercle inscrit à l'ellipse).

La distance entre le soleil (point S sur la Fig. 3.4) et la planète P est donnée simplement par

$$r = \frac{p}{1 + e \cos \phi_S} \quad (3.91)$$

où p et e , paramètre et excentricité de l'orbite sont supposés bien connus. Le seul problème consiste à calculer la loi horaire reliant l'anomalie vraie ϕ_S (angle polaire de la planète par rapport au soleil) au temps. Si t_0 est la date à laquelle la planète passe au périhélie, ϕ_S , à une date t , se déduit des deux équations suivantes :

$$u - e \sin u = \omega(t - t_0) \quad (3.92)$$

et

$$\tan \frac{\phi_S}{2} = \sqrt{\frac{1+e}{1-e}} \tan \frac{u}{2} \quad (3.93)$$

où ω est la pulsation annuelle ($\omega = 2\pi/T$ où T est la longueur de l'année) et u est l'anomalie excentrique définie sur la Fig. 3.4. Le développement limité du modèle climatique était utilisé pour inverser la première relation. En fait, cette relation s'inverse extrêmement facilement numériquement par la méthode de Newton. En général on a $e \ll 1$ et donc $u \sim \omega(t - t_0)$. En conséquence, $u = e - \sin \omega(t - t_0)$ est une solution approchée déjà très bonne de l'Eq. 3.92. Ensuite, on utilise la méthode de Newton pour calculer des solutions de plus en plus précises. Pour chaque itération, la solution au pas $n + 1$ est donnée à partir de la solution au pas n par

$$u_{n+1} = u_n - \frac{u - e \sin u - \omega(t - t_0)}{1 - e \cos u} \quad (3.94)$$

En pratique, pour une orbite aussi excentrique que celle de Mars, et une précision demandée de 10^{-7} sur l'angle en radian, le calcul converge en deux itérations, quelque soit la saison. Le nombre de calculs effectués est à peine supérieur à celui de l'ancien développement limité et il suffit de changer la valeur de e pour passer d'une planète à l'autre ou simuler les climats passés sur Terre. Je

dois dire pour finir, que ce problème m'a procuré la joie de dénicher dans la bibliothèque du LMD un petit précis d'Astronomie générale, particulièrement clair, écrit par Luc Picart en 1953 [129] et dont toutes les pages n'étaient pas encore détachées.

Calcul de l'ensoleillement. La connaissance de l'angle ϕ_S ne suffit pas en fait pour déterminer la répartition géographique de l'ensoleillement. Il faut en plus connaître les positions relatives du périhélie et de l'équinoxe de printemps nord, par exemple (soit en date soit en anomalie). Appelons ϕ_{S_0} l'anomalie vraie de l'équinoxe, et introduisons la longitude solaire aérocentrique $L_S = \phi_S - \phi_{S_0}$. La déclinaison solaire pour une longitude solaire L_S est donnée par

$$\sin \delta = \sin L_S \sin \delta_0 \quad (3.95)$$

où δ_0 est l'obliquité de la planète. Si F_0 est le flux d'énergie reçue du soleil à une distance de une unité astronomique, et si r est la distance de la planète au soleil en unité astronomique, l'ensoleillement en un point de longitude ϕ , de latitude λ et à une heure h du jour (h en radian avec $h = 0$ à midi) est donné par [97]

$$F = F_0 r^2 (\sin \lambda \sin \delta + \cos \lambda \cos \delta \cos h) \quad (3.96)$$

En fait, pour certaines simulations dans lesquelles le calcul du rayonnement est particulièrement coûteux, on utilise un ensoleillement moyen sur la journée donné par [97]

$$F = \frac{F_0}{\pi} r^2 (H \sin \lambda \sin \delta + \cos \lambda \cos \delta \sin H) \quad (3.97)$$

où H est la durée du jour au point considéré donnée par

$$\cos \frac{H}{2} = -\frac{\sin \lambda \sin \delta}{\cos \lambda \cos \delta} \quad (3.98)$$

3.5 Quelques aspects informatiques

Le MCG planétaire est entièrement écrit en FORTRAN 77. Suivant les normes de la programmation structurée, les procédures dépassent rarement la centaine d'instructions. Le passage de variables entre deux paramétrisations est fait par arguments, les COMMON étant réservés au passages de constantes à l'intérieur d'une paramétrisation donnée.

Le programme tourne sans aucun changement à la fois sur CRAY-2 et sur stations de travail (SUN, HP, IBM).

Le modèle (dans ses trois versions) est géré à l'aide d'utilitaires développés sous le système d'exploitation UNIX faisant appel notamment aux commandes MAKE et SCCS. Le développement de ces utilitaires ainsi que l'écriture de programmes graphiques pour visualiser les sorties du MCG (programmes développés à partir du logiciel graphique UNIRAS) ont été menés en collaboration avec Jan Polcher simultanément pour le modèle climatique terrestre et le MCG planétaire [133, 66].

Plus récemment, la version paramétrée du MCG planétaire a été utilisée par Frédéric Vitart (CEA) pour mener une étude préliminaire en vue de la parallélisation du MCG climatique.

3.6 Paramètres de contrôle du MCG

Les paramètres indépendants définissant une *planète simulée* sont regroupés dans la Table 3.1. Pour les simulations effectuées avec le modèle à 20 paramètres, c'est vraiment la donnée de ces 20 paramètres qui définit complètement la planète simulée. Pour les simulations de Mars, certains de ces paramètres sont remplacés par un ensemble de données issues de résultats de missions spatiales : carte d'albédo, de relief ou d'inertie thermique de la surface. D'autre part, pour Mars et pour Titan, les paramètres τ_{Vis} et τ_{IR} ne sont pas utilisés puisque le bilan radiatif est calculé en détail avec les codes décrits précédemment.

Paramètres concernant ...	description du paramètre	notation	cf. Section
la planète solide	rayon	a	
	gravité	g	
	durée du jour	day	
l'orbite	longueur de l'année		
	Flux solaire au sommet de l'atm.	S_0	
	excentricité	e	
	obliquité	δ	
les propriétés de la surface	Longitude solaire du périhélie		
	coefficient de friction	C_D	3.3.1
	albédo	A_s	3.3.3
	emissivité	ϵ_s	3.3.3
Les caractéristiques du gaz atmosphérique	inertie thermique	I	3.3.3
	pression moyenne à la surface	\bar{p}_s	
	masse molaire	μ_{gaz}	
	R/C_p	κ	
la transmission totale dans les domaines ...	Infra-Rouge	τ_{IR}	3.4.6
	Visible	τ_{Vis}	3.4.6
la dissipation horizontale	nb. d'itérations	n_{diss}	3.2.4
	échelle de temps	τ_{diss}	3.2.4
la diffusion vert. turb.	coefficient	k	3.3.1

TABLE 3.1 – Paramètres de contrôle du MCG

La distance moyenne au soleil n'est pas utilisée comme paramètre indépendant car elle intervient uniquement dans le calcul du flux incident au sommet de l'atmosphère. Dans le système solaire, il y a une relation directe entre cette distance moyenne, le flux incident au sommet de l'atmosphère et la longueur de l'année. Ici la source de chauffage n'a pas forcément la même intensité et la même masse que notre soleil. Il faut donc conserver deux variables, ici S_0 et la longueur de l'année. Sur les cinq paramètres orbitaux, deux disparaissent si l'orbite est supposée circulaire.

La constante R de l'air utilisée dans les équations est le rapport entre la constante universelle des gaz parfaits, $R^* = 8.31432 \text{ J mole}^{-1} \text{ K}^{-1}$, et la masse molaire moyenne μ_{gaz} . La valeur de κ dépend en première approximation du caractère monoatomique ($\kappa = 2/5$), diatomique ($\kappa = 2/7$) ou polyatomique ($\kappa = 1/4$) du gaz.

Remarque : les 20 paramètres utilisés ici sont ceux qui apparaissent naturellement dans les paramétrisations physiques et dynamiques utilisées dans ce modèle simple. En vue d'investiguer les régimes possibles de circulation atmosphérique, il est possible que le nombre de paramètres puisse encore être réduit de façon significative. Si on regarde les équations dynamiques seules, les écoulements sont par exemple indépendants de la masse totale de l'atmosphère et ne dépendent en fait que de deux paramètres : un nombre de Rossby thermique $R\theta/(a^2\Omega^2)$ où θ est une température potentielle de référence et κ (Talagrand communication personnelle).

Chapitre 4

Conservation du moment cinétique dans le Modèle de Circulation Générale du LMD

Note interne LMD n°175

4.1 Introduction

Les schémas numériques en différences finies utilisés pour intégrer les équations de la mécanique des fluides sont généralement conçus pour préserver certaines propriétés de conservation des équations originelles. A cela, deux raisons principales :

1. la conservation des invariants, en particulier les invariants quadratiques, est importante pour éviter que les modèles divergent¹.
2. la deuxième motivation est plus spécifique de la modélisation climatique, plus intéressée à reproduire certaines caractéristiques statistiques des écoulements qu'à suivre de façon précise une solution particulière (comme en météorologie). La conservation de certains invariants permet d'éviter des *dérives* de ces caractéristiques statistiques dans des simulations longues.

Au début de la modélisation climatique, priorité était donnée à la stabilité des modèles. Les recherches se sont donc surtout concentrées sur la conservation des invariants quadratiques fondamentaux : l'énergie et l'énstrophie potentielle. En fait, aucune formulation numérique en différences finies ne semble pouvoir conserver simultanément les deux quantités [147]. L'originalité essentielle de la dynamique du LMD est d'avoir privilégié la conservation de l'énstrophie [146] alors que la plupart des modèles privilégient l'énergie [?].

Le sujet de cette note est de montrer que la non-conservation du moment cinétique dans la formulation originale du Modèle de Circulation Générale (MCG) du LMD conduit à des erreurs systématiques sur la structure du vent zonal, particulièrement dans la région des alizés. Finalement, une modification du schéma d'advection du moment cinétique est proposée. Elle permet de conserver partiellement le moment cinétique tout en maintenant la propriété de conservation de l'énstrophie potentielle. La nouvelle formulation améliore considérablement la représentation des alizés dans le MCG climatique. Elle est de plus un atout pour toutes les études dans lesquelles la conservation du moment cinétique joue un rôle important. L'étude de la *superrotation* de l'atmosphère de Vénus, menée il y a quelques années au LMD [170], avait par exemple buté sur ce défaut majeur du modèle dynamique.

1. On peut comprendre intuitivement l'importance de la conservation des invariants quadratiques. Si l'énergie totale du système atmosphérique est conservée, l'énergie cinétique et, par conséquent le module du vent sont bornés en chaque point (ce type d'argumentation est développée par exemple par Kasahara [82]).

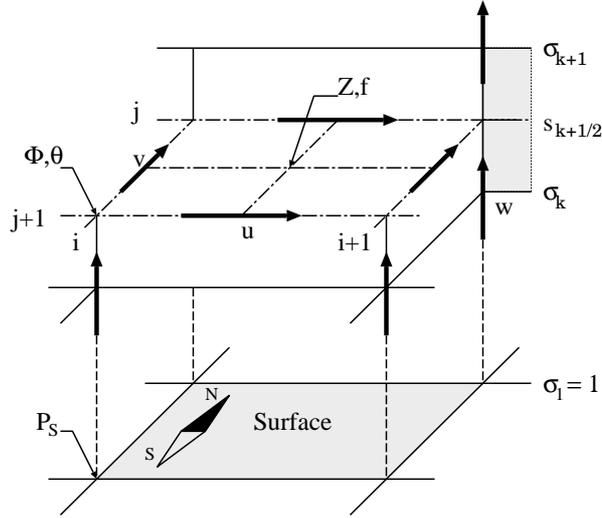


FIGURE 4.1 – Disposition des variables dans la grille du LMD

Le travail présenté dans cette note a été motivé, à l'origine, par des problèmes numériques rencontrés lors de l'intégration de la version martienne du MCG ; un fort jet était créé dans ces simulations dans les régions tropicales, aboutissant à une explosion numérique.

4.2 Formulation originale et propriétés de conservation

4.2.1 Le schéma numérique

Le modèle climatique du LMD est bâti, comme tous les modèles de circulation générale atmosphérique, sur la résolution numérique des équations primitives de la météorologie décrites dans de nombreux ouvrages [59]. L'analyse présentée ici a été menée sur la nouvelle version de la dynamique du LMD écrite par Phu Le Van [87] sur une formulation de Robert Sadourny. Cette formulation diffère de l'ancienne essentiellement par deux points : dans la nouvelle formulation, la répartition des points en longitude et en latitude peut être changée arbitrairement. L'autre modification porte sur la répartition des points aux pôles².

L'analyse présentée ici peut être transposée sans efforts à l'ancienne formulation. En fait, l'ancienne configuration de la grille, dans laquelle les mailles ont toutes la même surface³, est même d'une certaine façon optimale pour la conservation du moment cinétique.

La coordonnée verticale du modèle est la pression normalisée par sa valeur à la surface : $\sigma = p/p_s$. On utilise en fait σ aux niveaux inter-couches et $s = \sigma^\kappa$ au milieu des couches. On note X et Y les coordonnées horizontales : X (resp. Y) est une fonction biunivoque de la longitude λ (resp. de la latitude ϕ). Les variables scalaires (température potentielle $\theta = c_p T/p_s^\kappa$, géopotential Φ et pression de surface p_s) sont évaluées aux points correspondant à des couples de valeurs entières $(X, Y) = (i, j)$. Les variables dynamiques sont décalées par rapport aux variables scalaires en utilisant une grille C dans la définition de Arakawa [?] : le vent zonal est calculé aux points $(X, Y) = (i + 1/2, j)$ et le vent méridien aux points $(X, Y) = (i, j + 1/2)$. La disposition des variables sur la grille est illustrée sur la Figure 4.1.

On utilise en fait les composantes covariantes (\tilde{u} et \tilde{v}) et contravariantes ($\tilde{\tilde{u}}$ et $\tilde{\tilde{v}}$) du vent

2. Aux pôles sont calculés : le vent méridien dans l'ancienne formulation et les variables scalaires dans la nouvelle.

3. Dans l'ancienne formulation de la dynamique, les points étaient équidistants en sinus de la latitude et régulièrement répartis en longitude. Toutes les mailles avaient par conséquent la même aire.

définies par

$$\begin{aligned} \tilde{u} &= c_u u \quad \text{et} \quad \tilde{\tilde{u}} = u/c_u \quad \text{avec} \quad c_u = a \cos \phi (d\lambda/dX) \\ \tilde{v} &= c_v v \quad \text{et} \quad \tilde{\tilde{v}} = v/c_v \quad \text{avec} \quad c_v = a (d\phi/dY) \end{aligned} \quad (4.1)$$

où u et v sont les composantes physiques du vecteur vent horizontal. On introduit également :

la pression extensive : \tilde{p}_s (pression au sol multipliée par l'aire de la maille).

les trois composantes du flux de masse :

$$U = \overline{\tilde{p}_s}^X \tilde{\tilde{u}}, \quad V = \overline{\tilde{p}_s}^Y \tilde{\tilde{v}} \quad \text{et} \quad W = \tilde{p}_s \dot{\sigma} \quad \text{avec} \quad \dot{\sigma} = \frac{d\sigma}{dt} \quad (4.2)$$

le facteur de Coriolis multiplié par l'aire de la maille : $f = 2\Omega \sin \phi c_u c_v$
où Ω est la vitesse de rotation de la planète.

la vorticité potentielle absolue :

$$Z = \frac{\delta_X \tilde{v} - \delta_Y \tilde{u} + f}{\overline{\tilde{p}_s}^{X,Y}} \quad (4.3)$$

l'énergie cinétique

$$K = \frac{1}{2} \left(\overline{\tilde{u}\tilde{u}}^X + \overline{\tilde{v}\tilde{v}}^Y \right) \quad (4.4)$$

La notation δX signifie simplement qu'on effectue la différence entre deux points consécutifs suivant la direction X . La notation \overline{a}^X signifie qu'on prend la moyenne arithmétique de la quantité a suivant la direction X . Les équations discrétisées sont écrites sous la forme suivante :

équations du mouvement :

$$\frac{\partial \tilde{u}}{\partial t} - \overline{Z}^Y \overline{V}^{X,Y} + \delta_X (\Phi + K) + s \overline{\theta}^X \delta_X p_s^\kappa + \frac{\overline{W}^X \delta_Z \tilde{u}}{\overline{\tilde{p}_s}^X \delta_Z \sigma} = S_{\tilde{u}} \quad (4.5)$$

$$\frac{\partial \tilde{v}}{\partial t} + \overline{Z}^X \overline{U}^{X,Y} + \delta_Y (\Phi + K) + s \overline{\theta}^Y \delta_Y p_s^\kappa + \frac{\overline{W}^Y \delta_Z \tilde{v}}{\overline{\tilde{p}_s}^Y \delta_Z \sigma} = S_{\tilde{v}} \quad (4.6)$$

équation thermodynamique :

$$\frac{\partial (\tilde{p}_s \theta)}{\partial t} + \delta_X (\overline{\theta}^X U) + \delta_Y (\overline{\theta}^Y V) + \frac{\delta_Z (\overline{\theta}^Z W)}{\delta_Z \sigma} = S_\theta \quad (4.7)$$

équation hydrostatique :

$$\delta_Z \Phi = -p_s^\kappa \overline{\theta}^z \delta_Z s \quad (4.8)$$

équations de continuité :

$$\frac{\partial p_s}{\partial t} = \sum_z \delta_Z \sigma (\delta_X U + \delta_Y V) \quad (4.9)$$

$$\delta_Z W = -\delta_Z \sigma \left(\delta_X U + \delta_Y V + \frac{\partial p_s}{\partial t} \right) \quad (4.10)$$

On a noté S les termes sources dans les différentes équations.

4.2.2 Les propriétés de conservation

On dit qu'une quantité q est conservée globalement par les équations discrétisées si on peut trouver un équivalent numérique $[q]$ de q tel que :

$$\frac{\partial \langle \tilde{p}_s d\sigma[q] \rangle}{\partial t} = 0 \quad (4.11)$$

où la notation $\langle \rangle$ indique qu'on effectue une sommation sur l'ensemble du domaine (on s'intéresse uniquement à la façon de calculer les dérivées spatiales et pas à l'intégration temporelle). Les équations 4.9 et 4.10, par exemple, sont écrites de façon à ce que la masse totale de l'atmosphère soit exactement conservée. De même l'équation thermodynamique 4.7 permet de conserver numériquement θ pour les écoulements adiabatiques. En fait, la forme particulière de cette équation est choisie pour conserver à la fois θ et θ^2 (ce qui se montre en combinant cette équation avec l'équation de continuité). On montre, plus généralement, que pour une quantité q conservée par les équations physiques et une fonction f de q donnée, il existe une formulation numérique permettant de conserver à la fois q et $f(q)$ (voir par exemple [148]).

Le problème de la conservation devient plus complexe lorsqu'on s'attaque aux quantités faisant intervenir les équations dynamiques. Il est par exemple impossible de conserver à la fois l'énergie et l'enstrophie avec les formulations classiques utilisées dans les GCM [147]. Les modèles ont généralement privilégié la conservation de l'énergie. Robert Sadourny a souligné l'importance de la conservation de l'enstrophie et montré qu'elle conduit à une plus grande stabilité numérique, au moins dans un modèle des équations de couche mince [146]. La conservation de l'enstrophie a donc été privilégiée dans le modèle du LMD. Le dilemme porte en fait sur la façon de discrétiser la partie rotationnelle des termes advectifs dans les équations horizontales du mouvement.

Dans la formulation originale, l'énergie totale n'est conservée que pour les écoulements irrotationnels. Cette conservation elle-même n'est pas immédiate et conduit à l'introduction d'une contrainte sur la disposition des niveaux verticaux [148] : les niveaux intercouches (niveaux σ) et les milieux des couches (niveaux s) sont répartis de façon à satisfaire la relation suivante :

$$\overline{\sigma \delta_Z s}^Z = \kappa s \delta_Z \sigma \quad (4.12)$$

Cette relation conduit à déplacer le centre des couches par rapport à la moyenne arithmétique des niveaux inter-couches. Le décalage peut devenir tel que le centre d'une couche se trouve à l'extérieur de la couche elle-même. En pratique, il faut choisir une répartition suffisamment lisse des niveaux σ pour que les niveaux s soient proches du centre des couches en terme de masse.

Le terme rotationnel est lui conçu pour conserver la vorticité potentielle dans le cas d'un écoulement barotrope ou dans le cas d'un modèle à coordonnée verticale isentropique [146].

Dans toute cette partie, on a volontairement omis le filtrage longitudinal introduit dans les hautes latitudes du modèle pour éviter d'utiliser un pas de temps trop petit, du fait de la diminution des distances entre les points de grille près des pôles.

4.3 La non-conservation du moment cinétique et son effet sur la structure des alizés

4.3.1 Remarques générales sur la conservation du moment cinétique

Le moment cinétique total de l'atmosphère autour de l'axe des pôles est conservé au cours du temps par les écoulements atmosphériques excepté dans les échanges avec le sol. Les processus de diffusion internes à l'atmosphère, par exemple, n'induisent aucune variation de cette quantité. Autre remarque importante : du fait du caractère linéaire du moment cinétique (dans le cas $p_s = cte$), celui-ci est théoriquement conservé pour les écoulements explicitement représentés dans un modèle en différences finies (contrairement à l'enstrophie par exemple qui peut évoluer par échange avec les échelles de sous-maille). La conservation du moment cinétique est donc une contrainte très forte sur l'écoulement atmosphérique.

Cette conservation est, en plus, un instrument important d'analyse pour la compréhension de la circulation générale. Dans ce cadre en effet, on s'intéresse particulièrement à la redistribution dans un plan latitude-altitude de la moyenne zonale de certaines quantités. Or, dans le cas le plus simple d'un écoulement axi-symétrique, l'évolution du moment cinétique dans un plan latitude-altitude se réduit au terme d'advection méridienne. Cette vision axi-symétrique du transport du moment cinétique permet d'expliquer la distribution du vent zonal dans les régions de basse latitude dominées par la circulation de Hadley, relativement axi-symétrique. En tenant compte en plus des perturbations longitudinales, le moment cinétique peut être échangé entre deux points du plan latitude-altitude par des ondes, ce qui se produit par exemple dans le cas des ondes de relief.

4.3.2 Erreurs systématiques dans le modèle original du LMD

J'ai été conduit à m'intéresser à la conservation du moment cinétique dans le modèle du LMD à la suite de problèmes numériques survenus lors de l'intégration de la version martienne du modèle dans une résolution très faible : *32 longitudes* \times *24 latitudes* \times *11 niveaux verticaux*. Dans ces simulations, le modèle produisait localement un très fort maximum du vent zonal au sommet de la branche descendante de la cellule de Hadley. Ce jet d'ouest tropical était pratiquement réduit à un point dans le plan (ϕ, σ) . Les simulations finissaient par diverger. Ce maximum du vent zonal apparaissait aussi dans des simulations d'une version 2-D axi-symétrique du modèle, ce qui éliminait d'emblée l'hypothèse d'un effet lié à des ondes. Seuls restaient possibles des effets des processus dissipatifs (diffusion verticale et dissipation horizontale) ou des problèmes numériques liés à la non conservation du moment cinétique. La première hypothèse a été éliminée car des tests effectués avec une dissipation plus forte produisaient un comportement moins pathologique.

Sur Mars, les informations directes sur les vents sont très rares, et il est donc difficile de certifier que le comportement du vent zonal est effectivement pathologique, autrement que par des arguments théoriques. Mais ce comportement présente de fortes analogies avec des défauts systématiques du vent zonal simulé par le modèle climatique du LMD. En effet, lors des premières tentatives d'intégrations longues (sur plus d'un an) du modèle climatique du LMD, au milieu des années 1980, une dérive systématique est apparue aboutissant à une disparition presque complète des alizés. Vincent Cassé a alors montré [10] que le couplage avec une physique sans doute plus dissipative, celle de la Météorologie Nationale, réduisait la dérive de façon significative. A la suite de ce travail, Hervé Le Treut a introduit un terme de mélange vertical de la quantité de mouvement dans les processus d'ajustement convectif, ce qui a eu pour effet de diminuer la dérive et d'améliorer la représentation du vent zonal. Cependant, ce changement n'a pas résolu complètement le problème, comme le montre la structure du vent zonal pour un run de contrôle dans une expérience de doublement du gaz carbonique effectuée par Zhao-Xin Li et Michèle Forichon avec le modèle du LMD (panneau du bas Figure 4.2). En comparant le vent zonal simulé à la climatologie (panneau du haut), on constate notamment la présence anormale de vents positifs dans les basses latitudes. La fermeture des jets en altitude est également très mal représentée dans les simulations.

Les problèmes survenus dans les simulations terrestres et martiennes présentent les similarités suivantes : le problème est particulièrement sensible dans les régions tropicales où il correspond à une erreur positive sur le vent zonal ; la circulation produite par le modèle est d'autant plus irréaliste que la résolution et la dissipation sont faibles.

Remarque sur la répartition géographique des erreurs. L'équilibre géostrophique n'est stable vis à vis d'un échange horizontal de particules d'air que si la vorticité absolue de l'écoulement reste partout positive [59]. Ceci implique en particulier que la moyenne zonale du moment cinétique doit décroître avec la latitude. Dans la branche supérieure de la cellule de Hadley, où le profil latitudinal du vent zonal n'est pas très éloigné d'un profil à moment cinétique constant, une source purement numérique de moment cinétique, vers 30° par exemple, produirait une inversion du gradient latitudinal de moment cinétique. L'instabilité ainsi créée serait alors réduite par un transport de moment cinétique vers l'équateur. Ceci peut expliquer *a priori* que l'erreur numérique produise un renforcement systématique de la rotation de l'atmosphère dans les basses latitudes.

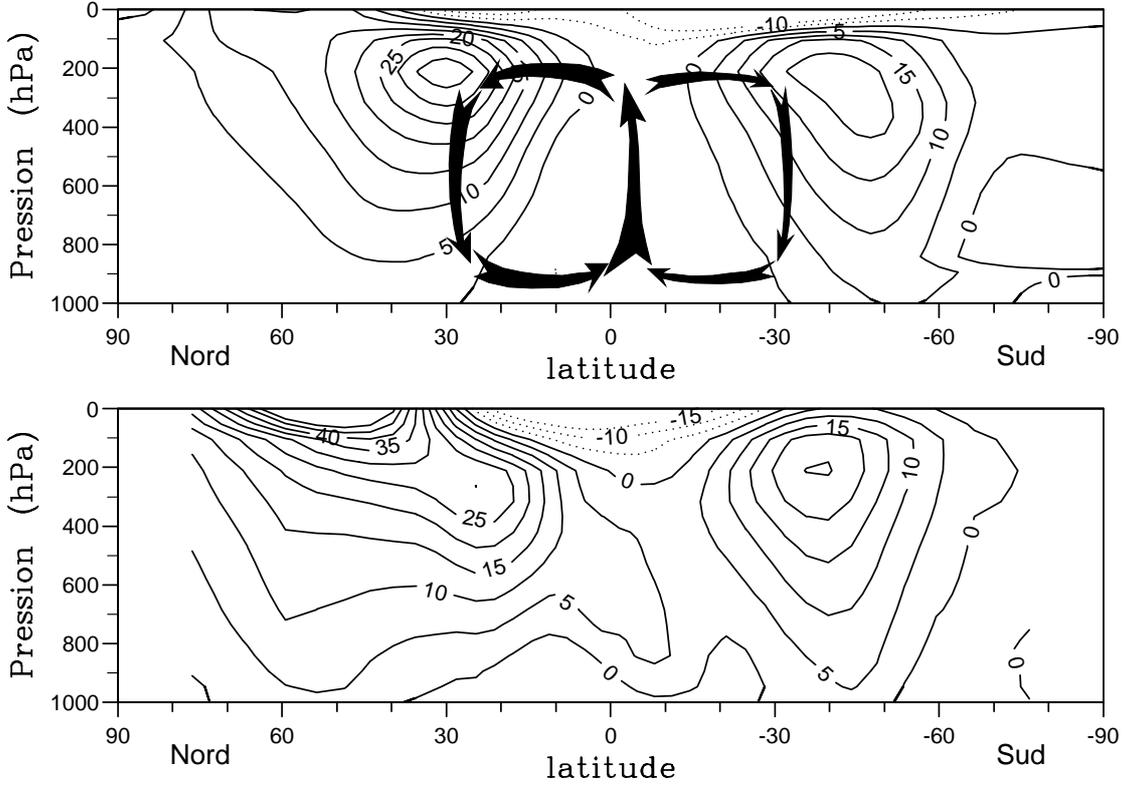


FIGURE 4.2 – Comparaison d’une climatologie du vent zonal (ms^{-1}) au mois de Janvier et des résultats du modèle du LMD sans conservation du moment cinétique.

La climatologie (en haut) est celle de Oort [123]. Les résultats du modèle du LMD (en bas) correspondent à une moyenne sur cinq ans d’un run de contrôle effectué avec le *cycle 4* du modèle [132] en résolution 48 longitudes \times 36 latitudes \times 11 niveaux verticaux dans le cadre de l’étude d’un scénario de doublement du gaz carbonique (Z. X. Li et M. Forichon).

4.3.3 Analyse de l’erreur numérique produite dans le cas simple d’un écoulement axi-symétrique

Il s’avère en fait que l’erreur responsable de la dérive sur le vent zonal apparaît même dans le cas d’un écoulement axi-symétrique, ce qui simplifie considérablement l’analyse. La dérive est d’ailleurs également observée dans les simulations martiennes effectuées avec la version 2-D. Dans le cas d’un écoulement axi-symétrique sans termes sources, la première composante de l’équation du mouvement se réduit à :

$$\frac{\partial \tilde{u}}{\partial t} - \frac{\overline{-\delta_Y \tilde{u} + f}^Y}{\overline{\tilde{p}_s}^Y} \overline{V}^Y + \frac{\overline{W \delta_Z \tilde{u}}^Z}{\overline{\tilde{p}_s} \delta_Z \sigma} = 0 \quad (4.13)$$

En introduisant le moment cinétique particulaire

$$M = a \cos \phi (u + a\Omega \cos \phi) = \left(\frac{d\lambda}{dX} \right)^{-1} (\tilde{u} + c_u a\Omega \cos \phi) \quad (4.14)$$

l’équation 4.13 peut s’écrire comme une équation d’évolution du moment cinétique sous l’effet de l’advection dans le plan latitude–altitude

$$\frac{\partial M}{\partial t} + \frac{\overline{\delta_Y M}^Y}{\overline{\tilde{p}_s}^Y} \overline{V}^Y + \frac{\overline{W \delta_Z M}^Z}{\overline{\tilde{p}_s} \delta_Z \sigma} = 0 \quad (4.15)$$

sous réserve que le facteur de Coriolis soit calculé comme un rotationnel :

$$f = -\delta_Y (c_u a \Omega \cos \phi) \quad (4.16)$$

ce qui est supposé par la suite⁴. Simplifions à nouveau les équations en supposant que \tilde{p}_s est constant à la fois spatialement et dans le temps (sur une grille à aires constantes, ceci revient à s'intéresser aux écoulements à pression de surface constante). C'est en fait le seul moyen de se débarrasser de la pression au sol introduite au dénominateur du terme rotationnel pour assurer la conservation de l'enstrophie potentielle. L'équation 4.15 se réduit alors à

$$\frac{\partial (\tilde{p}_s \delta_Z \sigma M)}{\partial t} + \overline{\delta_Y M^Y} \overline{V^Y} \delta_Z \sigma + \overline{W \delta_Z M^Z} = 0 \quad (4.17)$$

On peut introduire une formulation conservative classique assez proche de cette formulation :

$$\frac{\partial (\tilde{p}_s \delta_Z \sigma M)}{\partial t} + \overline{V \delta_Y M^Y} \delta_Z \sigma + \overline{W \delta_Z M^Z} = 0 \quad (4.18)$$

Dans ce cas en effet, l'évolution du moment cinétique global se réduit en utilisant l'anti-symétrie de l'opérateur de dérivation ($\langle a \delta_x b \rangle = -\langle b \delta_x a \rangle$) :

$$\frac{\partial \langle \tilde{p}_s \delta_Z \sigma M \rangle}{\partial t} = -\langle V \delta_Y M \delta_Z \sigma \rangle - \langle W \delta_Z M \rangle \quad (4.19)$$

$$= \langle M \delta_Y V \delta_Z \sigma \rangle + \langle M \delta_Z W \rangle \quad (4.20)$$

et s'annule finalement grâce à l'équation de continuité. De plus un développement simple montre que :

$$\overline{V \delta_Y M^Y} - \overline{\delta_Y M^Y} \overline{V^Y} = \frac{\delta_Y V \delta_Y (\delta_Y M)}{4} \quad (4.21)$$

En utilisant les Equations 4.18 et 4.21, l'équation 4.17 devient

$$\frac{\partial (\tilde{p}_s \delta_Z \sigma M)}{\partial t} + \overline{V \delta_Z M^Y} \delta_Z \sigma + \overline{W \delta_Z M^Z} = \frac{\delta_Y V \delta_Y (\delta_Y M)}{4} \delta_Z \sigma \quad (4.22)$$

où la partie non conservative du moment cinétique a été isolée dans le membre de droite. On voit qu'une erreur est produite sur le moment cinétique global dès lors qu'il existe une corrélation entre la dérivée seconde en latitude du moment cinétique et la dérivée latitudinale du vent méridien.

Sur Terre et sur Mars, le terme $\delta_Y (\delta_Y M)$ est généralement négatif, ce qui correspond à la condition suffisante de stabilité au sens de l'instabilité barotrope [59]. Dès lors, le terme non conservatif de l'équation de transport du moment cinétique produira une erreur positive sur le vent zonal dans les zones de convergence latitudinale ($\delta_Y V < 0$) et négative dans les régions de divergence. Cet effet local est illustré sur la Figure 4.3 représentant l'évolution du vent zonal dans une simulation martienne de dix jours.

L'état initial est le résultat d'une simulation effectuée avec la formulation conservative présentée dans la section suivante. Il correspond à un solstice d'hiver nord ; la circulation méridienne (graphique du haut Figure 4.3) est dominée par une grande cellule de Hadley qui s'étend des moyennes latitudes de l'hémisphère sud (branche ascendante) aux latitudes moyennes de l'hémisphère d'hiver (subsidence). Le vent zonal dans les basses latitudes (second graphique de la Figure 4.3) est bien en accord avec les arguments simples de transport du moment cinétique par la circulation méridienne avec notamment un système d'alizés : on observe comme sur Terre la création d'un système de vent d'est dans l'hémisphère nord où les particules sont advectées vers l'équateur ; du fait que la circulation de Hadley s'étend beaucoup plus loin que sur Terre dans l'hémisphère d'été, on observe de plus un fort vent d'ouest vers 20°S.

4. Dans les équations originelles du MCG, le terme de Coriolis n'était pas calculé sous sa forme rotationnelle (équation 4.16). Cependant, les erreurs sur le moment cinétique qui en découlent sont négligeables devant celles générées par la mauvaise représentation de l'advection méridienne du vent zonal.

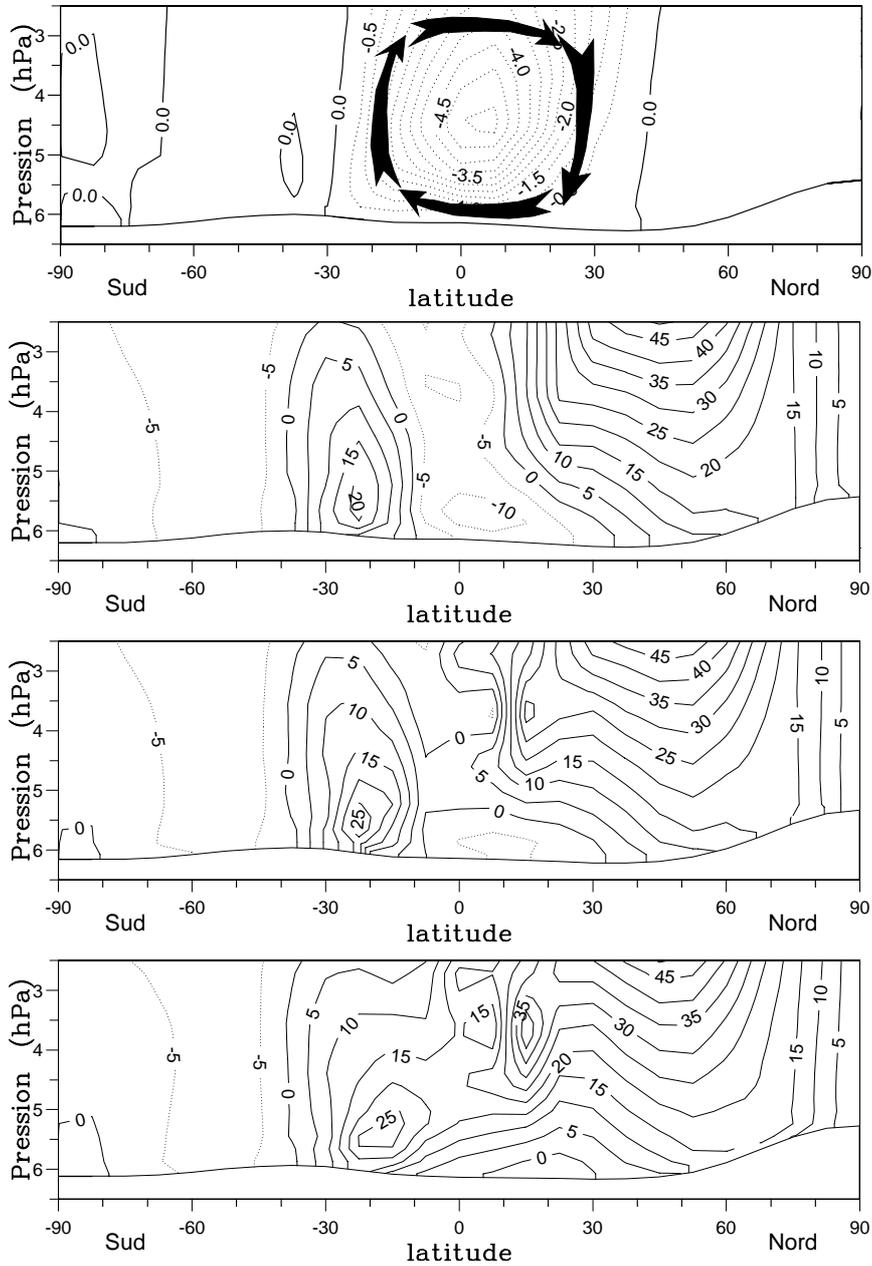


FIGURE 4.3 – Evolution sur 10 jours du vent zonal (m s^{-1}) sur Mars simulé avec un schéma qui ne conserve pas le moment cinétique.

L'état initial de cette simulation est le résultat d'une simulation effectuée avec la nouvelle formulation qui conserve le moment cinétique ; cet état correspond à un solstice d'hiver nord.

Les deux premiers graphiques représentent la fonction de courant de la circulation méridienne en 10^9 kg s^{-1} (premier graphique) et la moyenne longitudinale du vent zonal (deuxième graphique) pour l'état initial.

Les deux graphiques du bas représentent l'évolution du vent zonal au bout de 5 et 10 jours simulée avec l'ancienne formulation non conservative du moment cinétique et une faible résolution : 32 longitudes \times 24 latitudes \times 15 niveaux verticaux.

A partir de cette état initial (obtenu avec une formulation qui conserve le moment cinétique) le modèle a été intégré pendant dix jours en utilisant la formulation non conservative. Les deux graphiques du bas de la Figure 4.3 montrent la détérioration du vent zonal au bout de 5 et 10 jours respectivement. On voit très clairement se créer des dérives positives locales du vent zonal dans les zones de convergence de la cellule de Hadley, en bas de la branche ascendante et en haut de la branche descendante. En absence de dissipation, ces erreurs croîtraient exponentiellement (un maximum local du vent ainsi créé renforçant le terme $\delta_Y M$ et donc le maximum lui-même).

Bien que moins nettement, on observe également dans les simulations terrestres (Figure 4.2) les maxima de défauts positifs du vent zonal dans les zones de convergence de la cellule de Hadley Nord.

4.4 Nouvelle formulation

4.4.1 Nouvelle formulation des équations du mouvement

L'analyse précédente dégage deux erreurs numériques indépendantes sur la conservation du moment cinétique, l'une liée à la définition du facteur de Coriolis et l'autre à la mauvaise représentation de l'advection méridienne de u . La première erreur est éliminée en utilisant pour f sa forme rotationnelle (équation 4.16). La seconde (plus fondamentale) peut être éliminée également en tirant partie du fait que la conservation numérique de l'enstrophie ne concerne que les termes d'advection horizontale. Il est en fait possible de transformer le terme d'advection verticale afin d'éliminer exactement les erreurs sur l'advection méridienne du moment cinétique présentées dans la section précédente. On peut pour ce faire utiliser les deux formulations suivantes :

$$\frac{\partial \tilde{u}}{\partial t} - \bar{Z}^Y \bar{V}^{X,Y} + \delta_X (\Phi + K) + s\bar{\theta}^X \delta_X p_s^\kappa - \frac{\bar{u}^{Y,Y} \delta_Z \bar{W}^X}{\bar{p}_s^X \delta_Z \sigma} + \frac{\delta_Z (\bar{W}^X \bar{u}^Z)}{\bar{p}_s^X \delta_Z \sigma} = S_{\tilde{u}} \quad (4.23)$$

ou

$$\frac{\partial \tilde{u}}{\partial t} - \bar{Z}^Y \bar{V}^{X,Y} + \delta_X (\Phi + K) + s\bar{\theta}^X \delta_X p_s^\kappa - \frac{\bar{u}_{abs}^{Y,Y} \delta_Z \bar{W}^X}{\bar{p}_s^X \delta_Z \sigma} + \frac{\delta_Z (\bar{W}^X \bar{u}_{abs}^Z)}{\bar{p}_s^X \delta_Z \sigma} = S_{\tilde{u}} \quad (4.24)$$

où \tilde{u}_{abs} est la composante zonale covariante du vecteur vent absolu :

$$\tilde{u}_{abs} = \tilde{u} + c_u a \Omega \cos \phi = \left(\frac{d\lambda}{dX} \right) M \quad (4.25)$$

La deuxième formulation est plus proche d'une équation d'évolution du moment cinétique. On vérifie facilement que ces deux formulations conservent le moment cinétique dans le cas simple étudié précédemment d'un écoulement axi-symétrique avec $\bar{p}_s = cte$; cette conservation est obtenue grâce à l'introduction du terme d'advection verticale de $\bar{u}_{abs}^{Y,Y}$. En contre-partie, les nouvelles équations ne conservent plus l'énergie globale, mais celle-ci n'était conservée, dans la formulation originale, que pour des écoulements irrotationnels.

On utilise pour la deuxième composante de l'équation du mouvement une formulation équivalente :

$$\frac{\partial \tilde{v}}{\partial t} + \bar{Z}^X \bar{U}^{X,Y} + \delta_Y (\Phi + K) + s\bar{\theta}^Y \delta_Y p_s^\kappa - \frac{\bar{v}^{X,X} \delta_Z \bar{W}^Y}{\bar{p}_s^Y \delta_Z \sigma} + \frac{\delta_Z (\bar{W}^Y \bar{v}^Z)}{\bar{p}_s^X \delta_Z \sigma} = S_{\tilde{v}} \quad (4.26)$$

4.4.2 Conservation du moment cinétique dans le cas 3-D

En se plaçant toujours dans l'approximation $\bar{p}_s = cte$, l'évolution du moment cinétique global s'obtient dans le cas 3-D en multipliant l'Equation 4.24 par

$$\bar{p}_s \delta_Z \sigma \frac{d\lambda}{dX} \quad (4.27)$$

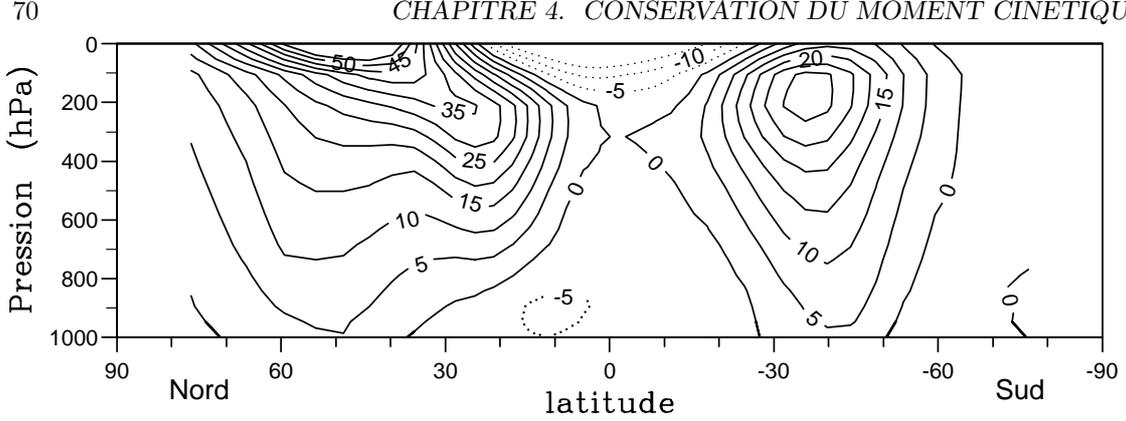


FIGURE 4.4 – Vent zonal (ms^{-1}) en Janvier obtenu avec la nouvelle formulation de la dynamique. La simulation est identique à celle de la Figure 4.2 mis à part deux changements dans le modèle : changement du schéma de précipitation et de la formulation dynamique.

Après élimination des termes de moyenne globale nulle on obtient :

$$\frac{\partial \langle \tilde{p}_s M \delta_Z \sigma \rangle}{\partial t} = \frac{d\lambda}{dX} \langle \overline{\delta_X \tilde{v}^Y \bar{V}^{X,Y}} \delta_Z \sigma \rangle + \langle -\overline{\delta_Y M^Y \bar{V}^{X,Y}} \delta_Z \sigma + \overline{M^{Y,Y}} \delta_Z \bar{W}^X \rangle \quad (4.28)$$

Le premier terme dans le membre de droite n'est pas nul en général. Cependant, les erreurs numériques correspondantes proviennent uniquement de la géométrie sphérique. En géométrie plane en effet, ce terme deviendrait

$$\langle \overline{\delta_X v^Y \bar{v}^{X,Y}} \rangle = \langle \delta_X \bar{v}^Y \bar{v}^{Y^X} \rangle \quad (4.29)$$

qui s'annule en utilisant l'identité remarquable $\bar{a}^x \delta_x a = \delta_x a^2 / 2$. Le deuxième terme à droite dans l'Equation 4.28 peut se transformer en utilisant successivement les propriétés de symétrie des opérateurs discrets et l'équation de continuité :

$$\langle \overline{\delta_Y M^Y \bar{V}^{X,Y}} \delta_Z \sigma - \overline{M^{Y,Y}} \delta_Z \bar{W}^X \rangle = -\langle \overline{M^{Y,Y} (\delta_Y V \delta_Z \sigma + \delta_Z W)^X} \rangle \quad (4.30)$$

$$= \langle \overline{M^{Y,Y} \delta_X U^X} \delta_Z \sigma \rangle \quad (4.31)$$

$$= \frac{d\lambda}{dX} \langle \overline{\tilde{u}^{Y,Y} \delta_X U^X} \delta_Z \sigma \rangle \quad (4.32)$$

Une fois encore, les erreurs numériques mises en jeu ici sont liées uniquement à la géométrie sphérique.

En résumé, les équations conservent exactement le moment cinétique pour des écoulements à $\tilde{p}_s = cte$ dans le cas d'une circulation axi-symétrique. Pour les écoulements non axi-symétriques, l'erreur numérique provient exclusivement de la géométrie sphérique.

4.4.3 Tests numériques

Dans le MCG de l'atmosphère de Mars, on utilise la formulation 4.24. Les deux graphiques du haut de la Figure 4.3 montrent les résultats d'une simulation effectuée avec cette nouvelle formulation. La simulation a été poursuivie sur trois années martiennes (six années terrestres) sans détérioration du vent zonal.

Dans le modèle climatique terrestre, c'est la formulation 4.23 qui a été introduite par Phu Le Van. Pour l'instant, le terme de Coriolis est lui toujours calculé avec l'ancienne formulation.

La Figure 4.4 montre les résultats d'une simulation identique à celle présentée sur la Figure 4.2 à deux différences près :

1. le changement sur la dynamique présenté ici,
2. un changement sur le schéma de précipitation des nuages.

L'amélioration de la représentation du vent zonal est très nette et particulièrement marquée dans les basses latitudes. En revanche, le changement de formulation n'améliore pas la structure des jets en altitude.

La comparaison entre la climatologie et les deux simulations pour le mois de juillet (Figure 4.5) conduit aux mêmes conclusions. Il faut noter que ces différents résultats ont été produits avec une version ancienne de la physique du modèle climatique et une faible résolution. La structure du vent zonal est beaucoup mieux représentée dans la version *cycle5* du modèle [132] utilisée actuellement pour les études climatiques. Cette version inclut les modifications sur la dynamique présentées ici et est couramment utilisée en résolution *64 longitudes* \times *50 latitudes* \times *11 niveaux verticaux*.

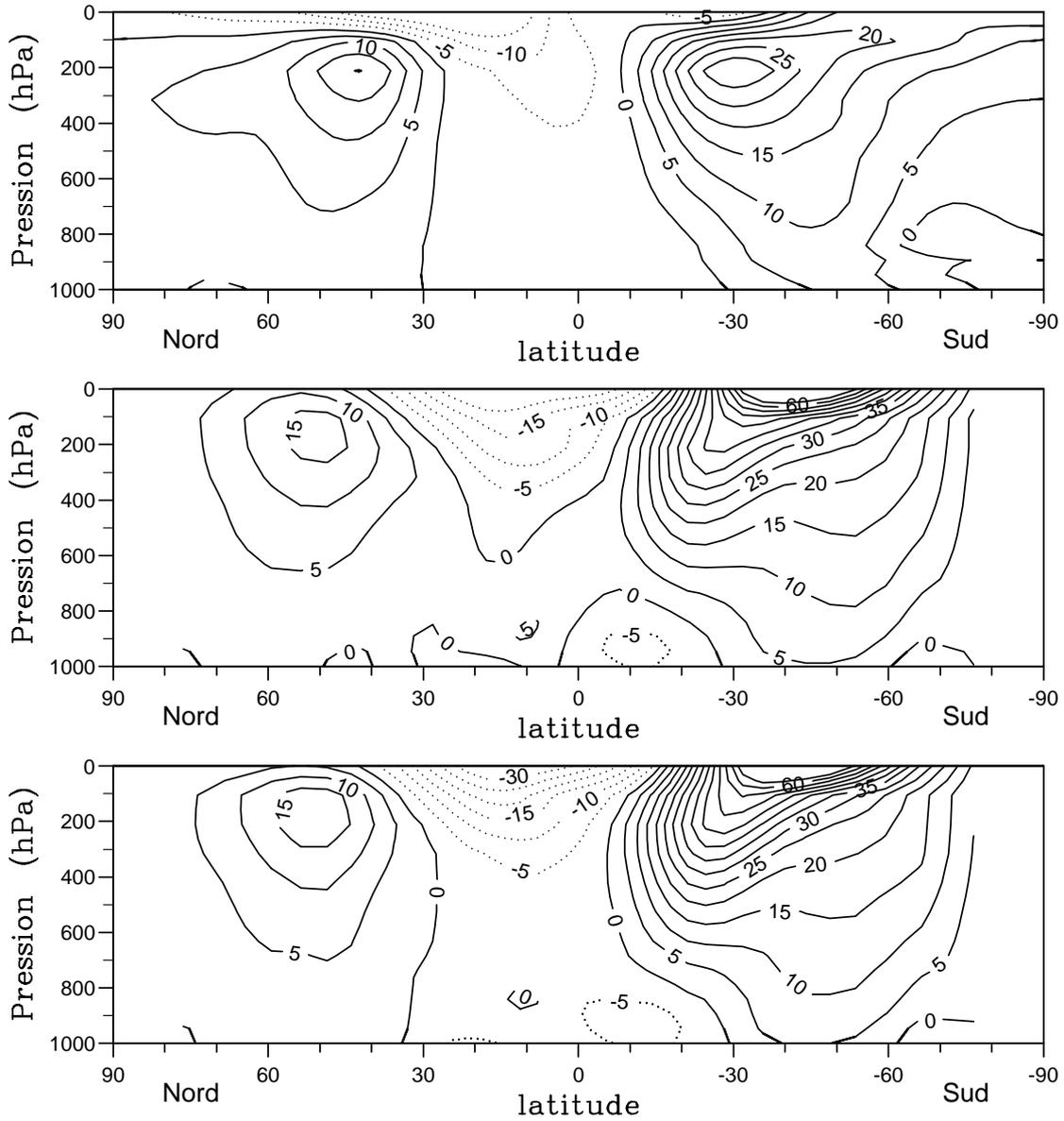


FIGURE 4.5 – Comparaison entre la climatologie et les deux simulations pour le mois de juillet (vent zonal en ms^{-1}).

La climatologie de Oort [123] en haut. Les résultats du modèle du LMD : ancienne formulation (au milieu) et nouvelle formulation (en bas).

Chapitre 5

Absorption et émission par la bande à $15\mu m$ du CO_2 sur Mars

Repris d'un article accepté par le *Journal of Geophysical Research*.

5.1 Introduction

The main task for the development of the Martian GCM was the derivation of an accurate and numerically efficient radiative scheme. The main two constituents contributing to the radiative transfer on Mars are CO_2 and dust. It has been shown that ozone [85] in polar regions and water vapor [152] in the summer hemisphere can also take locally a significant part in the radiative budget. Nevertheless, CO_2 , which represents about 95% of the total mass of the Martian atmosphere, is by far the most important gaseous absorber, mostly through its $15\mu m$ band. Even on Earth, where its total column abundance is $m \simeq 5.5kgm^{-2}$, CO_2 contributes for one third to the greenhouse effect (the main individual contributor being water vapor). On Mars, the total column abundance of CO_2 is much larger (about $165kgm^{-2}$ for an average surface pressure of $6.1mb$). This greater amount of CO_2 may be partly balanced, in fact, by the weaker collision broadening of the molecular lines due to the smaller pressure on Mars. Because of low pressure also, the Lorentz half-width α_L is wider than the Doppler half-width α_D only up to about 5 to $10km$. At this altitude, indeed, the molecular lines are strongly saturated on Mars and the far Lorentz wings still dominate the atmospheric radiative cooling. The height at which the Doppler effect becomes significant can not be derived easily and any complete radiative computation must take into account the combination of Lorentz and Doppler profiles, as represented by the full Voigt line shape.

Although a variety of models of the CO_2 $15\mu m$ band have been developed or adapted for Martian conditions [137, 152, ?], no accurate quantitative study of the impact of the Doppler effect on the radiative cooling seems to have been performed yet. The most instructive work on transmission by the CO_2 $15\mu m$ band in planetary atmospheres is probably the work by Crisp et al. [20], who have compared the results of various narrow and wide band models with the results of a *line-by-line* model, in a wide range of conditions typical of Venus, Earth and Mars. They present in particular an *exponential wide-band model* which is an extension of the classical random models taking advantage of the exponential spectral variation of the molecular line intensities within the CO_2 $15\mu m$ band.

The exact solution of the radiative transfer equation requires the explicit computations of the effect of each individual spectral line, i. e. the use of a so-called *line-by-line* model. However it is well known that such models are numerically much too costly for GCM's, for which more economical procedures must be used. Classical economical procedures are, for example, the use of tabulated transmissions [137], or the use of so-called *narrow-band* or *wide-band* models [20, 152]. The purpose of the work described in this article was the development of an wide-band model for

the transmission by the CO_2 $15\mu\text{m}$ band. This band-model is shown to be almost as accurate and numerically much more efficient than the exponential model presented in [20]. The model was developed following the approach proposed by Morcrette [115], which includes three successive steps :

- development of a *line-by-line model* (referred to as LBL) with inclusion of the Doppler effect. A series of numerical integrations have been performed for a set of six atmospheric profiles characteristic of Martian conditions. The results of these integrations are used as a reference for validation of the later approximations. The LBL model and the results it produces are described in Section 2.
- adaptation of a very accurate *narrow-band model* (NBM) described in Morcrette [115]. The model is a classical random band model [48] with some improvements concerning the representation of Doppler effect [32, 175] and the line-strength distribution [176]. The NBM is presented in Section 3. Its results are in very good agreement with LBL computations.
- adaptation and validation of a much more computationally efficient *wide-band model* (WBM) developed by Morcrette et al. [117], and based on fitting Padé approximants to the results of the NBM. The original terrestrial WBM is used, together with the short-wave radiative code of Fouquart and Bonnel [41], both operationally (at the European Centre for Medium-range Weather Forecast) and for climate research (at Laboratoire de Météorologie Dynamique). Doppler effect has been introduced in this WBM. It is described in Section 5.

Section 4 is devoted to a quantitative study of the effect of Doppler broadening on the radiative cooling of the Martian atmosphere by the CO_2 $15\mu\text{m}$ band. This is done by using results of both the NBM and LBL computations.

5.2 The Line-by-Line Model

Observations, especially in planetary sciences, only give a very indirect constraint on radiative schemes, even on Mars where a lot of remote sensing and *in situ* measurements are available. The best measurements of thermal radiation for the Martian atmosphere are probably those performed by Mariner-9 infra-red spectrometer. Unfortunately, the retrieved fluxes depend on the vertical temperature structure of the atmosphere which is itself derived from the same set of observations using radiative transfer computations. Thus, numerical modeling using complete LBL radiative transfer models appears as the best way to test the accuracy of faster parametrizations. This is the approach followed here : results of band-models and LBL computations are compared for a wide range of conditions typical of the Martian atmosphere. No direct comparison with Mariner-9 observations has been performed yet.

The line-by-line model developed for this work is based on the so-called *diffusive approximation* used to account for the integration over zenith angles, which means that transmissions and fluxes are evaluated for a unique mean zenith angle θ_0 with $1/\cos\theta_0 = 1.66$ [28]. Except for this approximation, all the integrations required by the radiative transfer computations are performed explicitly ; in particular all molecular lines of the CO_2 $15\mu\text{m}$ band are included and the full Voigt line profile is introduced. Only the main isotope is considered for this work.

5.2.1 Line Profile Computation

One goal of this work was the quantitative study of the Doppler effect on the radiative transfer on Mars. In the Earth's troposphere, because of the high pressure, the Lorentz broadening of the molecular lines is larger than the Doppler broadening resulting from the thermal velocity of the molecules. In such conditions, the exponential Doppler profile can be seen as a Dirac function with respect to the Lorentzian profile. The full Voigt line-shape obtained as a convolution of the two previous profiles is then very close to the pure Lorentz case. But on Mars, where the Doppler broadening becomes more effective than collisions above 5mb , the situation is more complex : only the core of the lines is dominated by Doppler effect ; but the far wing remain Lorentzian. Therefore the full Voigt line profile must be used. It was introduced in the LBL model by dividing it into two parts :

1. a central part where the Voigt profile differs significantly from the pure Lorentz profile. This part of the profile was essentially tabulated.
2. the far Lorentzian wings. In fact even under Martian conditions, the far wings part corresponds to a much wider spectral interval than the central one. Thus, special care was given to derive a fast algorithm for this part using the fact that the relative error on the pure Lorentz profile

$$f_L(\nu) = \frac{1}{\pi} \frac{\alpha_L}{\alpha_L^2 + \nu^2} \quad (5.1)$$

can be *a priori* estimated

$$\left| \frac{df_L(\nu)}{f_L(\nu)} \right| < 2 \left| \frac{d\nu}{\nu} \right| \quad (5.2)$$

(where the frequency ν is evaluated from the center of the line $\nu = 0$.) Thus, preserving a given maximum relative error ϵ , one can use the unique value $f_L(\nu_0)$ instead of $f_L(\nu)$ for frequencies ν in the range :

$$\nu_0 - \frac{\epsilon\nu}{2} < \nu < \nu_0 + \frac{\epsilon\nu}{2} \quad (5.3)$$

This spectral interval becomes wider and wider for frequencies going away from the center of the line¹.

The computation of the line profile (for both central and Lorentzian parts) was designed to produce local relative errors lower than 2.5%. Following [34], the sub-Lorentzian wings of the line were represented by a simple cut-off, at frequency

$$\nu_c = 3cm^{-1} \quad (5.4)$$

5.2.2 Choice of Spectroscopic Parameters

The intensities of the molecular lines are directly taken from the GEISA spectroscopic data bank developed at Laboratoire de Météorologie Dynamique by Chédin et al. [13, 74] which contains spectroscopic informations for a wide number of absorption lines corresponding to 36 molecules of interest not only for Earth but also for other planetary atmospheres, in particular that of giant planets. For each line, the position, intensity, Lorentz width and a number of parameters characteristic of the transition are given (quantum numbers, energy ...).

The variation of the Lorentz linewidth with temperature and pressure is taken in the classical form :

$$\alpha_L(P, T) = \alpha_{L0} \left(\frac{P}{P_0} \right) \left(\frac{T}{T_0} \right)^n \quad (5.5)$$

Values of α_{L0} and n provided for each molecular line by the GEISA data bank can not be used directly because they correspond to Terrestrial conditions dominated by $CO_2 - N_2$ broadening. To account for the enlargement of the Lorentz width due to the predominance of $CO_2 - CO_2$ collisions on Mars, a constant factor was applied to the GEISA half-Lorentz widths. This factor was chosen to fit some theoretical and experimental data taken from [2]. It was finally fixed to 1.8. The temperature exponent n , following the same reference, was fixed to 0.86. In the following table, the values of α_{L0} we use are compared to the theoretical and experimental results from [2] for different rotational quantum numbers m :

$ m $	used	theor.	exper.
8	0.1350	0.1372	0.1461
15	0.1314	0.1297	0.1428
20	0.1296	0.1282	0.1376
30	0.1242	0.1171	0.1242

For $p = 1mb$ and $T = 200K$ the mean Lorentz half width of the lines is $\alpha_L = 1.2 \times 10^{-4} cm^{-1}$.

1. L'algorithme développé pour calculer le profil de Voigt est présenté plus en détails dans l'Annexe B

m (kg/m^2)	lbl from [168]	LBL	Goody	Malkmus
100.000	-	0.3581	0.3486	0.3599
10.000	0.4873	0.5020	0.4953	0.5033
1.000	0.6314	0.6390	0.6302	0.6402
0.100	0.7749	0.7827	0.7762	0.7861
0.010	0.9139	0.9176	0.9093	0.9163
0.001	-	0.9812	0.9780	0.9792

TABLE 5.1 – Test of the LBL model in terrestrial conditions

Transmissions by the CO_2 $15\mu m$ bandas obtained with various models. A LBL model from [168], the LBL model developed for this work and two versions of the NBM corresponding to the Goody and Malkmus formulations. The transmissions are evaluated for a temperature $T = 296K$, a pressure $P = 1.013 \times 10^5 Pa$ and various absorber amounts ranging from 0.001 to $100kg/m^2$.

5.2.3 Spectral Resolution

For Martian conditions, the mean Doppler half-width varies between 3×10^{-4} and $10^{-3}cm^{-1}$. The Voigt half-width being never smaller than the Doppler one, we choose a spectral resolution $\Delta\nu = 8 \times 10^{-5}cm^{-1}$. With this high frequency resolution and using all the lines of the spectral data bank, the code, because of the fast algorithm used for the Lorentzian wings of the lines, only takes about 10 CPU hours on a SUN 4-470 work-station for a 60 – levels atmosphere.

5.2.4 First Tests in Terrestrial Conditions

Because the line-by-line code had never been tested before, we first performed some terrestrial calculations comparable to published results [168] (those results were also used as a reference for another study of the Martian radiation [152]). The mean transmission, from 500 to $900cm^{-1}$, is evaluated for a temperature $T = 296K$ and pressure $P = 1.013 \times 10^5 Pa$ and various absorber amounts m . Because the half-width of the lines is much wider on Earth ($\alpha_L = .07cm^{-1}$ for $T = 296K$ and $P = 1.013 \times 10^5 Pa$) than on Mars, these terrestrial integrations have been performed with a spectral resolution $\delta\nu = .01cm^{-1}$. The results are reproduced in Table 5.1.

The differences between the two LBL models lie within an acceptable range. They may be due to differences in spectral data and also to the differences in the representation of the sub-Lorentzian wings which may contribute significantly to the absorption for large absorber amounts. Results obtained with the NBM using the formulations proposed by Goody [47] and Malkmus [102] (with a spectral interval width $\Delta\nu = 5cm^{-1}$) are also displayed in Table 5.1. Those results are very close to LBL results with maximum relative errors on the mean transmission $\tau_{\Delta\nu}$ for the Malkmus formulation of less than 1%. The largest error on the absorptivity ($A_{\Delta\nu} = 1 - \tau_{\Delta\nu}$) is only 10% for the smallest absorber amount $m = .001kg/m^2$.

5.2.5 Martian atmospheric profiles

The LBL model was integrated over six atmospheric profiles corresponding to typical Martian conditions. Three of these are isothermal, corresponding to $T = 150K$, $T = 200K$ and $T = 250K$ respectively. The other three profiles are chosen so as to reproduce some of the main known characteristics of the Martian atmosphere :

1. the *mean summer mid-latitude profile*, taken from [157], has been derived from the observations performed during the descent phase of the two Viking probes. It corresponds to a surface pressure of $7mb$.
2. the *perturbed summer mid-latitude profile* has also been derived from [157] by adding on the

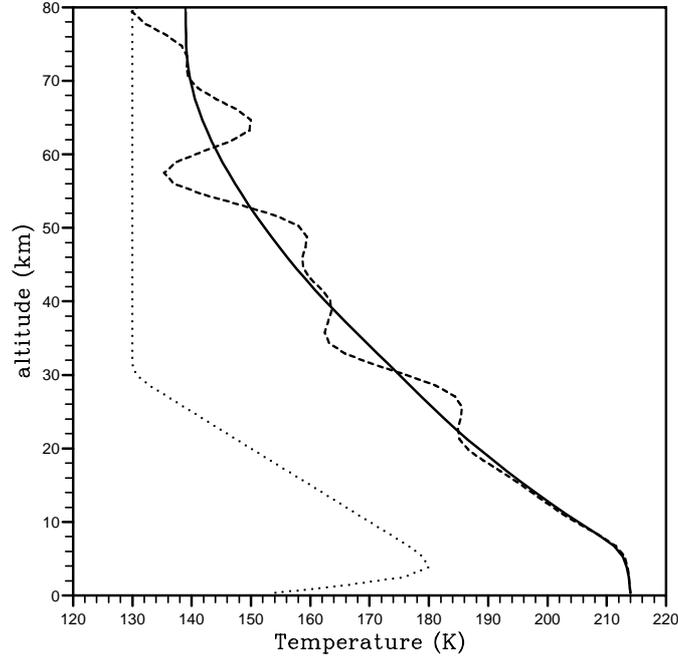


FIGURE 5.1 – Martian atmospheric profiles used for radiative calculations. Mean (full line) and perturbed (dashed line) summer mid-latitude profiles and polar profile (dotted line).

mean profile the following perturbation :

$$\Delta T(z) = \frac{z^2}{z^2 + z_0^2} [\Delta T_1 \sin(2\pi z/\Delta z_1) + \Delta T_2 \sin(2\pi z/\Delta z_2)] \quad (5.6)$$

with $z_0 = 10\text{km}$, $\Delta T_1 = 6\text{K}$, $\Delta z_1 = 12\text{km}$, $\Delta T_2 = 9\text{K}$ and $\Delta z_2 = 20.6\text{km}$. This perturbation is the superposition of two oscillations analogous, in terms of period and amplitude vertical variation, to the oscillations observed by the Viking probes.

3. the *polar profile* was derived from Lindner [?], who based his study of the aeronomy of the Martian polar regions on atmospheric profiles derived from Viking radio occultations data [94]. This particular profile is analogous to a profile taken in late spring ($L_s = 24^\circ$) at $73^\circ N$ in the early morning, just before sunrise.

The three non-isothermal profiles are shown in Figure 5.1. For each of the six profiles, the atmosphere was divided into 60 layers, regularly spaced in $\ln p$ except near the upper and lower limits. For the isothermal 200K profile, this corresponds to a 1.5km resolution up to 75km with 6 layers above this altitude.

5.2.6 Results

The results of the LBL integrations are plotted in Figure 5.2. Because downward and upward fluxes are plotted with the same logarithmic scale, the vertical variations of the upward fluxes are not clearly visible. For the isothermal atmospheres they are null of course, but for the realistic profiles, they are of the same order and sometimes greater than the vertical variations of the downward fluxes. For those who could be interested by these results, they are available in numerical form at *hourdin@lmd.ens.fr*.

The cooling rates corresponding to isothermal profiles are much stronger than the other three ones because those profiles are far from radiative equilibrium. For realistic profiles, the greenhouse effect resulting from the CO_2 15 μm band can be evaluated from the surface downward fluxes

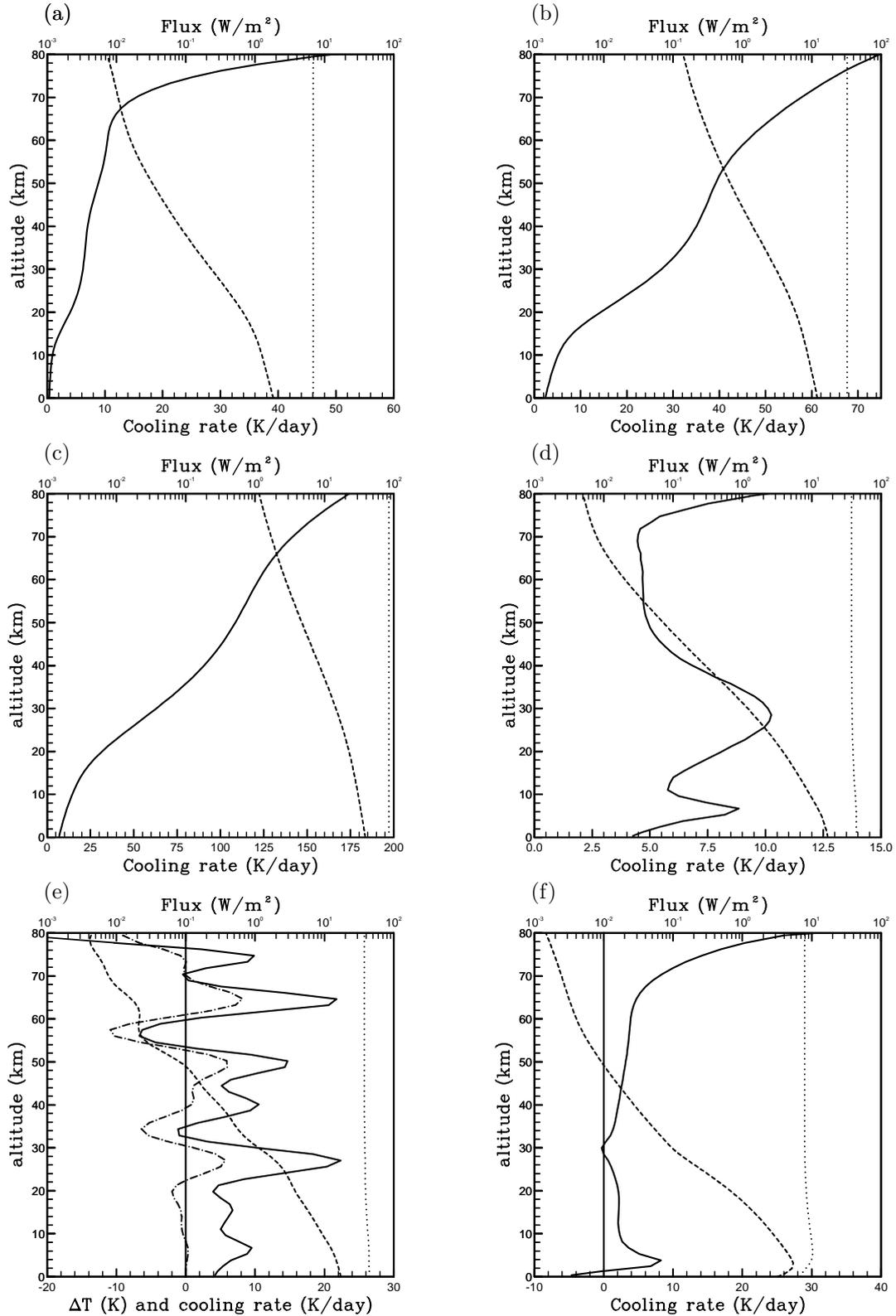


FIGURE 5.2 – Results of LBL computations.

Upward (dotted line) and downward (dashed line) fluxes and cooling rates (full line) are plotted for the six reference atmospheric profiles : (a), (b) and (c) correspond to the 150K, 200K and 250K isothermal profiles respectively, (d) and (e) to the mean and perturbed summer mid-latitude profiles and (f) to the polar profile. The dashed-dotted curve in figure (e) corresponds to the temperature perturbation $\Delta T(z)$ (see text for details). Whereas fluxes are plotted with a unique logarithmic scale extending from .001 to $100\text{W}/\text{m}^2$, the linear scale for the cooling rates varies from one panel to another.

F^\downarrow . These fluxes are equal to $17.2W/m^2$ for the summer mid-latitude profile and $3.2W/m^2$ for the polar atmosphere. For the summer mid-latitude profile, the temperature is known to be near radiative equilibrium. The downward atmospheric flux F^\downarrow contributes to the surface temperature by an amount ΔT given by (assuming $\Delta T/T \ll 1$)

$$4\sigma T^3 \Delta T = F^\downarrow \quad (5.7)$$

where σ is the Stefan-Boltzmann constant. This temperature enhancement ΔT , due to infra-red emission by the CO_2 $15\mu m$ band, is equal to $7.7K$. This value is much lower than the total greenhouse effect on Earth because a great part of the energy is emitted outside the CO_2 $15\mu m$ band (the fraction of the energy emitted inside the $13 - 17\mu m$ spectral interval is about 10% for a black body at $150K$ and a little less than 20% from 200 to $300K$). Even restricted to the CO_2 $15\mu m$ band, the greenhouse effect is still more important on Earth (about $10K$) than on Mars despite the much lower value of the total CO_2 absorber amount. This must be due to the greater broadening of the molecular lines which may be particularly important in the wings of the bands which are less saturated.

For the perturbed summer mid-latitude atmosphere, the first effect of radiation is the relaxation of the vertical oscillations by energy exchange between nearby layers. This is clearly visible on panel (e) of Figure 5.2 when comparing the temperature perturbation $\Delta T(z)$ (equation 5.6) to the vertical oscillations of the cooling rate. It can be noticed that the relaxation time is of the order of half a Martian day which gives a strong constraint on the physics of these waves.

5.3 The Narrow-Band-Model

Both NBM and WBM are classical molecular band models in which the infra-red spectrum is divided into a finite number of spectral intervals $\Delta\nu_n$. In both models, fluxes are separated into upward and downward parts and the radiative cooling rate of a given layer is derived from the flux divergence. For each interval, the upward and downward fluxes (both oriented upward) can be written as

$$F_{\Delta\nu}^\uparrow(z) = F_{\Delta\nu}^\uparrow(s) \tau_{\Delta\nu}(0, z) + \pi \int_0^z B_{\Delta\nu}(T_{z'}) \frac{\partial \tau_{\Delta\nu}(z', z)}{\partial z'} dz' \quad (5.8)$$

$$F_{\Delta\nu}^\downarrow(z) = \pi \int_z^\infty B_{\Delta\nu}(T_{z'}) \frac{\partial \tau_{\Delta\nu}(z, z')}{\partial z'} dz' \quad (5.9)$$

where $B_{\Delta\nu}$ is the spectral average over $\Delta\nu$ of the Planck function, T_z is the temperature at level z , and $F_{\Delta\nu}^\uparrow(s)$ is the flux emitted or reflected by the surface. For the computation of the transmission function $\tau_{\Delta\nu}$ the same diffusive approximation (with the same value $1/\cos\theta_0 = 1.66$) is used as for the LBL computations. The upper limit of the model corresponds to a zero pressure. After integration by part Equations 5.8 and 5.9 become

$$\begin{aligned} F_{\Delta\nu}^\uparrow(z) &= \left[F_{\Delta\nu}^\uparrow(s) - \pi B_{\Delta\nu}(T_0) \right] \tau_{\Delta\nu}(0, z) + \pi B_{\Delta\nu}(T_z) \\ &\quad - \pi \int_0^z \frac{\partial B_{\Delta\nu}(T_{z'})}{\partial z'} \tau_{\Delta\nu}(z', z) dz' \end{aligned} \quad (5.10)$$

$$\begin{aligned} F_{\Delta\nu}^\downarrow(z) &= \pi B_{\Delta\nu}(T_\infty) \tau_{\Delta\nu}(z, \infty) - \pi B_{\Delta\nu}(T_z) \\ &\quad - \pi \int_z^\infty \frac{\partial B_{\Delta\nu}(T_{z'})}{\partial z'} \tau_{\Delta\nu}(z, z') dz' \end{aligned} \quad (5.11)$$

In practice, this last formulation is used in both band models.

The NBM is a classical statistical band model (see [97] ch. 4 for a general presentation) using the *two-parameter* or *Curtis-Godson* scaling approximation in which the transmission is prescribed as

$$\tau_{\Delta\nu}(z, z') = \tau_{\Delta\nu}(\bar{u}, \bar{u}p) \quad (5.12)$$

where \bar{u} is the absorber amount :

$$\bar{u}(z, z') = \frac{1}{\cos \theta_0} \int_z^{z'} \phi(T) \rho dz'' \quad (5.13)$$

and $\bar{u}p$ the absorber amount scaled by the pressure (normalized to $p_0 = 1013mb$) in order to take into account the variation of the Lorentz width along the optical path

$$\bar{u}p(z, z') = \frac{1}{\cos \theta_0} \int_z^{z'} \frac{p}{p_0} \psi(T) \rho dz'' \quad (5.14)$$

(ρ is the mass density of the absorbing gas). The functions ψ and ϕ are given by :

$$\phi(T) = \sum S_i(T) / \sum S_i(T_0) \quad (5.15)$$

$$\psi(T) = \left[\frac{\sum \sqrt{S_i(T) \alpha_{L_i}(T)}}{\sum \sqrt{S_i(T_0) \alpha_{L_i}(T_0)}} \right]^2 \quad (5.16)$$

where the reference temperature T_0 is fixed to 200K. These functions are introduced in order to take into account the effect of the variations of the line intensities S_i and Lorentz half-width α_{L_i} along inhomogeneous optical paths. Following Rodgers and Walshaw [141] ϕ and ψ are fitted in the following form :

$$\phi(T) = \exp \left[A_1 (T - T_0) + A_2 (T - T_0)^2 \right] \quad (5.17)$$

$$\psi(T) = \exp \left[A_3 (T - T_0) + A_4 (T - T_0)^2 \right] \quad (5.18)$$

The four A_i coefficients are calculated for each spectral interval using spectral data from GEISA [13].

In its original version, described in Morcrette [115], transmission functions were computed using classical formulations proposed by Goody [47] or Malkmus [102], or a more recent one from Fels [32] including Doppler effect in a very simple way. In the Fels formulation, the real Voigt line-shape is replaced by "a line shape with rectangular core and ν^{-2} wings". Tested in the context of absorption by ozone in the Earth's stratosphere, this simple formulation produces very accurate cooling rates up to 80km [32]. More recently, the work of Fels has been improved upon by Zhu [175, 176] in two different ways : first he retained a more sophisticated alias for the real Voigt line-shape using a parabolic core, ν^{-2} wings and an intermediate $a + b\nu$ transition domain [175]. This profile was tested with various intensity distributions including those from Goody and Malkmus. The formulation corresponding to the Malkmus distribution is used in following tests and will be referred to as Zhu88. Zhu also derived a more general random model for a general line intensity distribution $P(S) = S^{-1-\beta} dS$ (the Goody model corresponding to $\beta = -1$ and Malkmus to $\beta = 0$). This model was tested by Zhu for the cooling of the Earth's atmosphere by the CO₂ 15 μ m band. The best results were obtained for β between 1/4 and 1/3. Even for wide spectral intervals ($\Delta\nu = 50cm^{-1}$), errors on the absorptivity and its pressure derivative are less than 20% up to 80km. This formulation for the transmission function has been implemented for the tests described bellow.

5.3.1 The NBM various formulations

Because the various formulations of the NBM are presented in different papers with varying conventions, we have reproduced here the exact formulations as they have been used for this work. Especially important is the way in which the different coefficients are related to spectral data.

The intensity distribution of lines is given following [176] by :

$$P(S) = S^{-1-\beta} \exp(-S/k) \quad (5.19)$$

where the Goody and Malkmus distributions correspond to $\beta = -1$ and $\beta = 0$ respectively. For this general line-strength distribution the transmission function of the random model is given by :

$$-\ln \tau = \frac{1}{\delta} \int_0^\infty dSP(S) \int_{-\infty}^{+\infty} d\nu [1 - \exp(-mSf_\nu)] \quad (5.20)$$

The two free parameters of this model (k and δ) are determined by matching the strong and weak limits to real data, which leads to the following two relations :

$$\delta^{-1} k^{1-\beta} \Gamma(1-\beta) = \sum S_i(T)/\Delta\nu \quad (5.21)$$

$$\alpha_L^{1/2} \delta^{-1} k^{1/2-\beta} \Gamma(1/2-\beta) = \sum \sqrt{S_i(T) \alpha_{Li}(T)}/\Delta\nu \quad (5.22)$$

which can be solved as :

$$\alpha_L / (\delta k^\beta) = B_0 / [\pi \eta \Gamma(1-\beta)] \quad (5.23)$$

$$km / (\pi \alpha_L) = X \quad (5.24)$$

with

$$\eta = \pi^{-1} [\Gamma(1/2-\beta)/\Gamma(1-\beta)]^2 \quad (5.25)$$

($\eta = 1/4$ and $\eta = 1$ for the Goody and Malkmus distributions respectively). X and B_0 are given by :

$$X = \eta \frac{p_0 \bar{u}^2}{\bar{u} \bar{p}} \left[\frac{\sum S_i(T_0)}{\sum \sqrt{S_i(T_0) \alpha_{Li}(T_0)}} \right]^2 \quad (5.26)$$

$$B_0 = \frac{\bar{u} \bar{p}}{p_0 \bar{u}} \frac{\left[\sum \sqrt{S_i(T_0) \alpha_{Li}(T_0)} \right]^2}{\Delta\nu \sum S_i(T_0)} \quad (5.27)$$

where \bar{u} and $\bar{u} \bar{p}$ are the absorber amounts defined by equations 5.13, 5.14 for which the temperature variation along optical path is introduced using equations 5.15, 5.16, 5.17 and 5.18.

These notations are almost the same as those used in [176] except for the definition of X in which the multiplicative factor η has been included. The same notations are used to derive all the formulations which have been used in the NBM.

Formulations using Lorentz line-shape In case of pure Lorentz line-shape

$$f_\nu = \frac{\alpha_L}{\pi} \frac{1}{\nu^2 + \alpha_L^2} \quad (5.28)$$

both Goody [47] and Malkmus [102] formulations were used. The corresponding transmission functions are given by :

$$-\ln \tau_G = 4B_0 X / \sqrt{1+X} \quad (5.29)$$

$$-\ln \tau_M = 2B_0 (\sqrt{1+X} - 1) \quad (5.30)$$

The formulation of Fels The alias for the real Voigt line-shape as proposed by Fels [32] is given by :

$$f_\nu = \begin{cases} C & \text{if } |\nu| \leq \nu_0 \\ \alpha_L / (\pi \nu^2) & \text{otherwise} \end{cases} \quad (5.31)$$

where because of the normalization of the profile C is given by :

$$C = (2\nu_0)^{-1} - \alpha_L (\pi \nu_0^2)^{-1} \quad (5.32)$$

The transition frequency between Doppler core and Lorentz wings ν_0 is taken as

$$\nu_0 = (2/\pi)(1 + \zeta)\alpha_L + \gamma\alpha_D \quad (5.33)$$

with $\zeta = 1$ and $\gamma = 1.4$.

Using the Malkmus line-strength distribution this leads to the following form of the transmission function (see [32] for a complete derivation) :

$$-\ln \tau = \frac{2\alpha_L n_0}{\delta\pi} \ln \left(\frac{1 + kmC}{1 + km\pi/(\alpha_L n_0)} \right) + \frac{4\alpha_L}{\delta} \left(\frac{km}{\pi\alpha_L} \right)^{1/2} \arctan \left[\frac{1}{n_0} \left(\frac{km\pi}{\alpha_L} \right)^{1/2} \right] \quad (5.34)$$

where n_0 is the nondimensional frequency ν_0/α_L .

Introducing the nondimensional parameter

$$\bar{C} = kmC = \frac{X}{n_0} (\pi/2 - 1/n_0) \quad (5.35)$$

the transmission function becomes

$$-\ln \tau_M = \frac{2B_0}{\pi} \left[n_0 \ln \left(\frac{1 + \bar{C}}{1 + X/n_0^2} \right) + 2\sqrt{X} \arctan \left(\sqrt{X}/n_0 \right) \right] \quad (5.36)$$

using the same notations, the transmission function corresponding to the Goody line-intensity distribution is given by :

$$-\ln \tau_G = \frac{2B_0}{\eta\pi} \left[n_0 \frac{\bar{C}}{1 + \bar{C}} + \sqrt{X} \arctan \left(\sqrt{X}/n_0 \right) \right] \quad (5.37)$$

For these formulations, in fact, the two line widths α_L and α_D can be chosen freely not changing the validity of the strong and weak limits. For this work, α_D (the mean Doppler line-width is in fact $\alpha_D\sqrt{\ln 2}$) was set to

$$\alpha_D = (\bar{\nu}/c) \sqrt{2K\bar{T}} \quad (5.38)$$

where c is the velocity of light, K the Boltzman constant, $\bar{\nu}$ the mean frequency of the spectral interval and \bar{T} a mean temperature along the optical path as defined by :

$$\bar{T} = \int T\rho dz / \int \rho dz \quad (5.39)$$

The Lorentz half-width α_D was set to

$$\alpha_L = .12 \int \left(\frac{p}{p_0} \right) \left(\frac{T_0}{\bar{T}} \right)^{.86} \rho dz / \int \rho dz \quad (5.40)$$

The profile of Zhu The alias for the Voigt line shape proposed by Zhu is given by :

$$f_\nu = \begin{cases} C - H\nu^2 & \text{if } |\nu| \leq \nu_0 \\ f_\nu = D - E|\nu| & \text{if } \nu_0 \leq |\nu| \leq \nu_1 \\ f_\nu = \alpha_L/(\pi\nu^2) & \text{if } \nu_1 \leq |\nu| \end{cases} \quad (5.41)$$

where ν_0 is taken according to equation 5.33 with $(\zeta, \gamma) = (1, 1.5)$ and ν_1 is given by

$$\nu_1 = \begin{cases} \nu_0 & \text{if } \alpha_D/\alpha_L \leq 1 \\ \nu_0 + \xi\alpha_D & \text{otherwise} \end{cases} \quad (5.42)$$

with $\xi = 1.1$. Using the nondimensional frequencies $n_0 = \nu_0/\alpha_L$ and $n_1 = \nu_1/\alpha_L$ the normalization and continuity of the line-shape lead to the following set of relations :

$$\begin{cases} \bar{C} = kmC & = X[3n_1\pi - 9 + (n_0/n_1)^2]/[\epsilon n_0^2 + 3\epsilon n_1^2 + 4(1 - \epsilon)n_0n_1] \\ \bar{D} = kmD & = \epsilon\bar{C} \\ \bar{E} = kmE\alpha_L & = (\bar{D} - X/n_1^2)/n_1 \\ \bar{H} = kmH\alpha_L^2 & = (\bar{C} - D + En_0)/n_0^2 \end{cases} \quad (5.43)$$

The last free parameter ϵ was fixed to .1. Given those parameters, the transmission function are given for the three line-strength distributions by

– Goody

$$-ln\tau_G = \frac{2B_0}{\pi\eta} \left\{ n_1 - \frac{1}{2\sqrt{\bar{H}}(1+\bar{C})} \ln \left| \frac{n_0\sqrt{\bar{H}} - \sqrt{1+\bar{C}}}{n_0\sqrt{\bar{H}} + \sqrt{1+\bar{C}}} \right| \right. \\ \left. + \frac{1}{\bar{E}} \ln \left| \frac{1+\bar{D} - \bar{E}n_1}{1+\bar{D} - \bar{E}n_0} \right| + \sqrt{X} \arctan(\sqrt{X}/n_1) \right\} \quad (5.44)$$

– Malkmus

$$-ln\tau_M = \frac{2B_0}{\pi\eta} \left\{ -(n_0 - n_1) - \frac{\sqrt{1+\bar{C}}}{\sqrt{\bar{H}}} \ln \left| \frac{n_0\sqrt{\bar{H}} - \sqrt{1+\bar{C}}}{n_0\sqrt{\bar{H}} + \sqrt{1+\bar{C}}} \right| \right. \\ \left. + \frac{1+\bar{D}}{\bar{E}} \ln \left| \frac{1+\bar{D} - \bar{E}n_0}{1+\bar{D} - \bar{E}n_1} \right| + 2\sqrt{X} \arctan(\sqrt{X}/n_1) \right\} \quad (5.45)$$

– Zhu general distribution

$$-\ln\tau_\beta = \frac{2B_0}{\pi\eta\beta} \left\{ \frac{(1+\bar{C})^{\frac{1}{2}+\beta}}{(4\bar{H})^{\frac{1}{2}}} \times B_y\left(\frac{1}{2}, 1+\beta\right) \right. \\ \left. + \frac{(1+\bar{D} - \bar{E}n_0)^{1+\beta} - (1+\bar{D} - \bar{E}n_1)^{1+\beta}}{(1+\beta)\bar{E}} \right. \\ \left. - n_1(1+X/n_1^2)^\beta + \beta\sqrt{X} \times B_x\left(\frac{1}{2}, \frac{1}{2} - \beta\right) \right\} \quad (5.46)$$

where

$$B_z(a, b) = \int_0^z t^{a-1}(1-t)^{b-1} dt \quad (5.47)$$

is the incomplete beta function [1], and

$$x = X/(X+n_1^2) \quad (5.48)$$

$$y = \bar{H}n_0^2/(1+\bar{C}) \quad (5.49)$$

5.3.2 Choice of the transmission function

In order to choose the best transmission function, some comparative calculations were performed for the 200K isothermal atmosphere. The radiative cooling then reduces to the cooling-to-space term. The upward flux corresponds to the Planck function

$$F_{\Delta\nu}^\uparrow(z) = B_{\Delta\nu}(0)$$

and the downward flux is given by

$$F_{\Delta\nu}^\downarrow(z) = \pi B_{\Delta\nu}(0) \times A_{\Delta\nu}(z, \infty)$$

where $A_{\Delta\nu}(z, \infty) = 1 - \tau_{\Delta\nu}(z, \infty)$ is the absorptivity between level z and space. The cooling rate is proportional to the pressure derivative of this absorptivity.

The NBM integrations were performed with an irregular distribution of spectral intervals established by Morcrette (personal communication) in order to increase the resolution of the strongest parts of the band like that corresponding to the Q branch. The mean resolution of this distribution is of about $5cm^{-1}$. Deviations from the LBL results, are presented in Figures 5.3 for the downward fluxes (on the left) and cooling rates (on the right). The following comments can be made :

- For the Goody formulation, errors are mainly due to the non representation of the Doppler effect. It is however noticeable that, although fluxes are strongly underestimated for pressures smaller than $.05mb$, cooling rates still remain accurate up to $.005mb$. The detailed study of this point is the subject of Section 4.

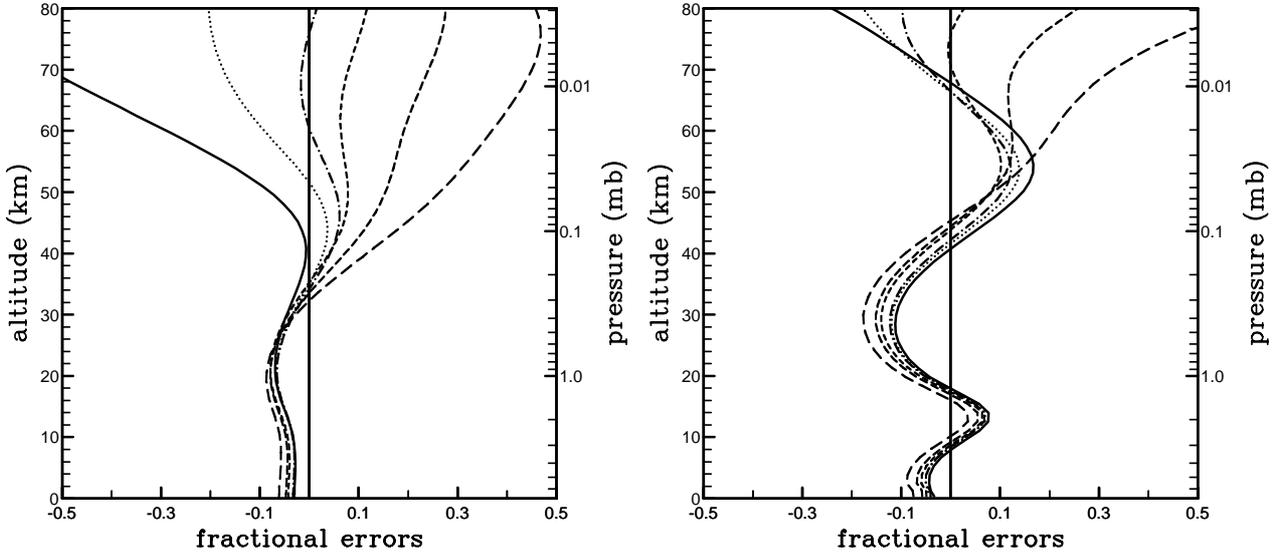


FIGURE 5.3 – Comparison of the various versions of the NBM.

On the left : the different curves correspond to the relative errors on downward fluxes with respect to LBL results as produced by the following versions of the NBM : Goody (full line), Fels (dotted line), Zhu88 (dash-dotted line) and three versions using $S^{-1-\beta}$ intensity distributions for $\beta = .1$, $.2$ and $.3$ corresponding to the short, medium and long dashed lines respectively.

On the right : same conventions but for relative errors on cooling rates.

- The Fels model appears as a reasonable way to include Doppler effect. It is in fact very accurate in view of its high simplicity.
- The conclusions concerning Zhu’s various formulations are not so clear. The inclusion of a more sophisticated alias for the Voigt profile increases significantly the accuracy of the absorptivity computation above 50km as clearly visible from Figure 5.3 (dashed-dotted curve). But the introduction of a different intensity distribution, as proposed in [176], gives always stronger errors than those obtained with the Malkmus distribution. This is somewhat contradictory with Zhu’s results. Moreover, the use of wider spectral intervals ($\Delta\nu = 25\text{cm}^{-1}$) (for which this model has been initially developed) produces much worse results. However, Zhu’s results are very well reproduced by our model for the transmission by the CO_2 $15\mu\text{m}$ band in the Earth’s atmosphere.

The comparative computational costs of the different versions have also been estimated. For the complete computation for all the atmosphere with 60 levels on a work-station SUN 4-470, the total CPU time is :

- $\sim 5\text{s}$ for the Goody or Malkmus model
- $\sim 7\text{s}$ for the Fels formulation
- $\sim 12\text{s}$ for Zhu88
- $\sim 90\text{s}$ for Zhu’s formulation with general line-strength distribution.

The small differences between the first three versions are due to the fact that, because of the simplicity of the computation of the equivalent width, much of the CPU time is used in the other parts of the code. The general formulation of Zhu, which includes computations of beta functions, is computationally much more expensive. Nevertheless its cost is not prohibitive for the purpose of this work and very small in any case if compared to the cost of the LBL computations (about 10 CPU hours).

Finally Zhu88 was chosen as reference NBM although the improvement from Fels formulation is not always so clear on realistic atmospheric profiles. However, the Fels formulation is accurate enough to be used in Martian conditions and may be chosen for its greater simplicity and its

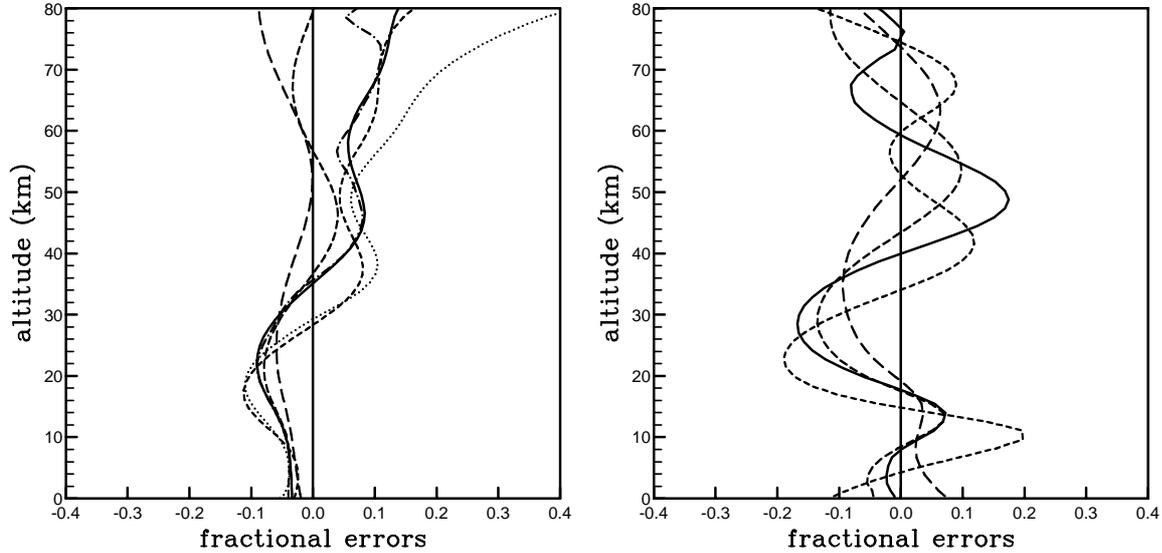


FIGURE 5.4 – Relative errors on downward fluxes (on the left) and cooling rates (on the right) as produced by the reference NBM.

The results corresponding to the three isothermal atmospheres are plotted with dashed line, respectively small, medium and large dashed for $150K$, $200K$ (identical to the dash-dotted curve of Figure 5.3) and $250K$. The full line corresponds to the mean summer mid-latitude profile. the dotted line corresponds to the perturbed mid-latitude profile and the dash-dotted curve to the polar profile. Only the results for the three isothermal profiles and for the reference atmosphere are shown for the cooling rates.

numerical efficiency.

5.3.3 Test of the NBM

Radiative integrations have also been performed with the reference NBM for the five other atmospheric profiles. Deviations from the LBL results are shown in Figure 5.4 for downward fluxes and cooling rates respectively. For the perturbed mid-latitude and polar profiles, errors on cooling rates are not shown because of the negative values present in the LBL results. But absolute cooling rates are shown with WBM results at the end of the paper (Figures 5.11, 5.12).

Errors on fluxes are less than 5% at the surface, less than 10% up to $50km$ and larger than 20% only for the polar profile above $70km$. Relative errors on radiative cooling rates are everywhere lower than 20%.

5.4 Lorentz-Doppler transition

One purpose of this work was the evaluation of the influence of Doppler effect on the radiative cooling of the Martian atmosphere.

5.4.1 Numerical results

The best way to numerically determine the level at which Doppler effect becomes significant would be the direct comparison of LBL results obtained with the full Voigt line shape, on the one hand, and the Lorentz approximation on the other. But, because of the very small value of the Lorentz half-width for low pressures, it is not possible to perform the pure Lorentz integrations with resolution of each line of the molecular band. Nevertheless we performed a pure Lorentz

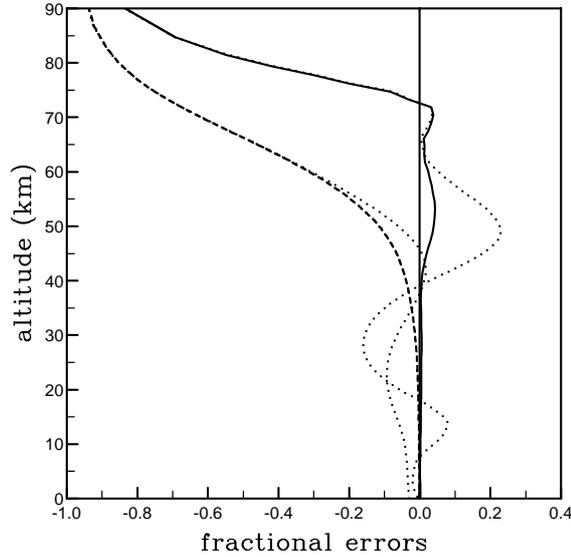


FIGURE 5.5 – Comparison of full Voigt and pure Lorentz results.

Fractional errors on cooling rates (full line) and downward fluxes (dashed line) for the mean summer mid-latitude temperature profile as simulated by the LBL model with pure Lorentz line shape. The dotted curves correspond to the Goody NBM results.

integration conserving, as for the full Voigt integration, a spectral resolution $\Delta\nu = 8 \times 10^{-5} \text{cm}^{-1}$. In fact, because of the high number of frequencies used (about 3×10^6) this integration can be seen as a sort of statistical integration and may remain very accurate. This is in fact confirmed by the good agreement with the results obtained with the Goody version of the NBM. Deviations from the exact full Voigt LBL results, obtained with both pure Lorentz LBL model and Goody NBM, are shown in Figure 5.5.

The first result is the very high altitude up to which the Lorentz approximation produces very accurate results. Errors on downward fluxes are only significant above 50km (or $p = .03 \text{mb}$) and cooling rates are still very accurate (with errors of less than 15%) up to 70km (or $p = .002 \text{mb}$) whereas $\alpha_L = \alpha_D$ for $p \simeq 5 \text{mb}$.

5.4.2 Theoretical derivation

This result is not in fact surprising. Even for very high values of the ratio α_D/α_L the Lorentz approximation remains exact as long as the Doppler core of the lines remains saturated. This phenomenon was studied in details by Rodgers and Walshaw [141] for the Earth's atmosphere, for which the pure Lorentz approximation leads to accurate results (with less than 5% errors) up to 52km whereas $\alpha_L = \alpha_D$ for $p = .7 \text{mb}$ or $z = 31 \text{km}$.

The method proposed by Rodgers and Walshaw [141] to derive this critical altitude can be applied directly to the Martian atmosphere. If the approximation is made that the Voigt profile of a single line of intensity k is given by the maximum of the pure Doppler and pure Lorentz line shapes, the frequency (evaluated from the line center) at which the Doppler wings of the line begin is given by

$$\frac{k}{\pi} \frac{\alpha_L}{\nu^2 + \alpha_L^2} = \frac{k}{\alpha_D \sqrt{\pi}} \exp\left(-\frac{\nu^2}{\alpha_D^2}\right) \quad (5.50)$$

The Doppler core is considered as saturated when the transmission corresponding to the frequency of transition between Doppler core and Lorentz wings is less than 2%, which gives the following

constraint of the absorber amount m :

$$\frac{km}{\pi} \frac{\alpha_L}{\nu^2 + \alpha_L^2} = -\ln 0.02 = 4. \quad (5.51)$$

This leads to the final equation :

$$1. = \frac{km}{4\alpha_D\sqrt{\pi}} \exp \left[- \left(\frac{\alpha_L}{\alpha_D} \right)^2 \left(\frac{km}{4\pi\alpha_L} - 1 \right) \right] \quad (5.52)$$

Following Rodgers and Walshaw [141], one can derive the pressure level at which Doppler effect becomes significant. Assuming that the cooling-to-space is predominant, the mean pressure along the optical path (in the meaning of Curtis-Godson approximation) is given by

$$\bar{p} = mg/2 \quad (5.53)$$

One can easily derive the critical pressure from Equations 5.52 and 5.53. With the mean value of the line-intensity over the whole spectrum $k = 16cm^2g^{-1}$ this leads for $T = 150K$ (typical of Mars stratosphere) to $p_c \simeq .1mb$ or $z \simeq 41km$ (for the mean summer mid-latitude temperature profile).

5.4.3 Transition from strong Lorentz to Doppler regime

To get more detailed information, the $15\mu m$ band was divided between a central strong absorbing part ($635cm^{-1} < \nu < 705cm^{-1}$) and wings (the rest of the band extending from $500cm^{-1}$ to $865cm^{-1}$). The isothermal Planck weighted wide-band transmissivities τ_B as defined by

$$\tau_B = \frac{\sum_{i=1}^n B_{\Delta\nu_n}(T_0) \tau_{\Delta\nu_n}(\bar{u}, \bar{u}\bar{p})}{\sum_{i=1}^n B_{\Delta\nu_n}(T_0)} \quad (5.54)$$

(where \bar{u} and $\bar{u}\bar{p}$ are computed for the reference temperature $T_0 = 200K$) were computed using the reference NBM, for a wide range of absorber amounts \bar{u} and $\bar{u}\bar{p}$. Results are plotted in Figures 5.6 in a $(p, p\Delta p)$ system of coordinates where $\Delta p = g \cos \theta_0 \bar{u}$ is the pressure thickness of the atmospheric layer across which the absorption is evaluated. We have also shown in those graphs :

- a shaded area corresponding to pressures between $p = 10mb$ and $p = .0001mb$, typical of Martian atmosphere,
- the curve $p = \Delta p/2$ corresponding to the cooling-to-space approximation
- the solution of equation 5.52 (full line) in case of strong absorption approximation

$$km/\alpha_L \gg 1 \quad (5.55)$$

given by

$$1. = \frac{k\bar{u}}{4\alpha_D\sqrt{\pi}} \exp \left[- \frac{k\bar{u}\bar{p}}{4\pi\alpha_D^2} \frac{\alpha_{L0}}{p_0} \right] \quad (5.56)$$

where k is the mean line intensity calculated from the spectral data ($k = 45cm^{-1}$ for the central part and $k = .25cm^{-1}$ for wings of the CO_2 $15\mu m$ band). The curve is interrupted for the wing part because there is no positive solution in \bar{u} .

The critical pressure level, as derived previously, is given by the intersection between the dashed and full lines. It corresponds to $.5mb$ for the wings and $.05mb$ for the central part. Three distinct regimes are clearly visible on each graph :

1. a Lorentz weak absorption regime in which the transmission is a function of \bar{u} or Δp (left upper part of both graphs). In the weak limit the individual NBM transmissions are in fact proportional to \bar{u} . This regime is almost always out of Martian conditions.
2. An intermediate Lorentz strong absorption regime in which the transmission is a function of $\bar{u}\bar{p}$ (in the strong limit, the individual NBM transmissions are proportional to $\sqrt{\bar{u}\bar{p}}$). This strong Lorentz regime is predominant under Martian conditions.
3. A regime dominated by Doppler effect in which the transmission is a function of \bar{u} (because it no more depends upon the Lorentz half-width).

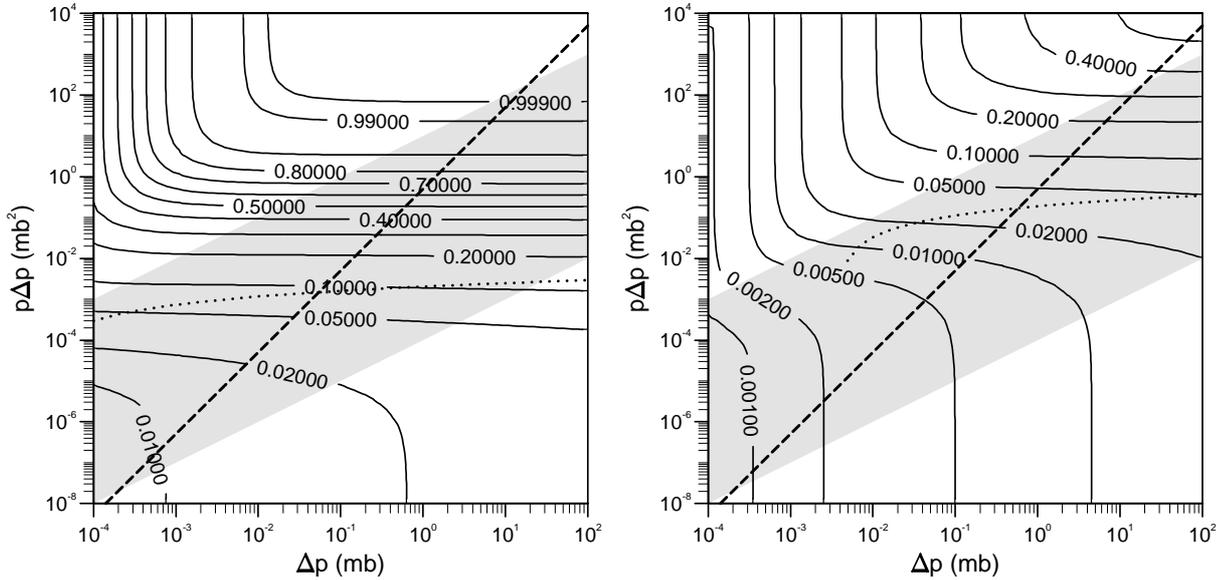


FIGURE 5.6 – Absorption by the central part (right) and wings (left) of the CO_2 $15\mu\text{m}$ band computed using Fels NBM

$\Delta p = g \cos \theta_0 \bar{u}$ is the thickness of the atmospheric layer in term of pressure. The shaded area corresponds to pressures between 10 and 10^{-4}mb typical of Martian conditions. The dashed line corresponds to cooling-to-space ($p = \Delta p/2$). The dotted line curve delimits the upper limit of the region where the Doppler effect is significant for the computation of the radiative cooling according to equation 5.56.

5.4.4 Test of the Lorentz approximation in the case of strong vertical variations of the temperature profile

The high accuracy of the cooling rates produced by the Goody band model (Figure 5.5) up to 70km is due in fact to the smoothness of the vertical temperature profile for which the radiative cooling is dominated by the cooling-to-space term. In a real atmosphere however, in presence of strong vertical temperature gradients, exchange with nearby layers may become predominant. This may be particularly true for the real Martian atmosphere when strong vertical temperature oscillations, such as those measured by the two Viking Landers, are present.

The errors produced by the Goody model for the perturbed summer mid-latitude temperature profile is shown in Figure 5.7 together with the LBL results. As expected, errors on those cooling rates become significant above 50km as for the downward fluxes in the unperturbed case. The use of the Lorentz approximation produces a strong underestimation of the relaxation time of the temperature perturbation.

5.5 The Wide-Band-Model

Even using sophisticated line-intensity distributions to account for the inhomogeneities of the characteristics of the lines along the spectrum, statistical band models cannot be used over spectral intervals wider than typically 50cm^{-1} without a strong loss of accuracy. Moreover, even for 50cm^{-1} intervals, statistical band models are far from fast enough to be used directly in the context of atmospheric general circulation modeling. For this particular purpose, the Morcrette et al. [117] Wide-Band-Model has been adapted to Martian conditions. The entire CO_2 $15\mu\text{m}$ band extending from 500 to 865cm^{-1} has been divided into two parts (versus 61 intervals for the NBM) corresponding to the central and wing parts of the band already introduced in Section 5.4.3. The essential difference with statistical band models lies in the fact that transmissivities are not derived from theoretical considerations but fitted to the results of the NBM using some appropriate

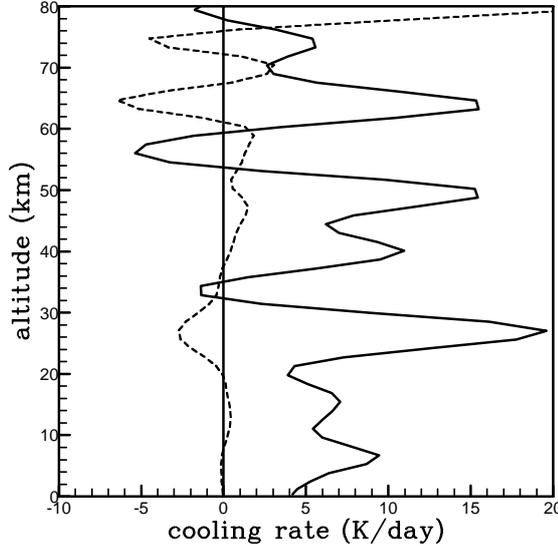


FIGURE 5.7 – Cooling rates for the perturbed summer mid-latitude atmosphere. LBL computation (full line) and difference between Goody NBM and LBL results (dashed line), same scale.

functions.

Because for such wide spectral interval, the Planck function is no more a constant, the transmissivities are fitted with respect to spectrally averaged results of the narrow-band transmissivities, weighted either by the Planck function

$$\tau_B = \frac{\sum_{i=1}^n B_{\Delta\nu_n}(T) \tau_{\Delta\nu_n}(\bar{u}, \bar{u}\bar{p})}{\sum_{i=1}^n B_{\Delta\nu_n}(T)} \quad (5.57)$$

(for the exchange with boundaries in Equations 5.10 and 5.11) or by the temperature derivative of the Planck function

$$\tau_{dB} = \frac{\sum_{i=1}^n \frac{\partial B_{\Delta\nu_n}(T)}{\partial T} \tau_{\Delta\nu_n}(\bar{u}, \bar{u}\bar{p})}{\sum_{i=1}^n \frac{\partial B_{\Delta\nu_n}(T)}{\partial T}} \quad (5.58)$$

(for the integral terms). Both τ_B and τ_{dB} are functions of the two scaled absorber amounts \bar{u} and $\bar{u}\bar{p}$ and of the temperature T of the emitting layer (because of the weighting by the Planck function or its derivative). In addition to this first temperature dependency, both \bar{u} and $\bar{u}\bar{p}$ themselves depend upon the temperature along the optical path.

In the original terrestrial version of this WBM, the further simplification is made that the transmissivities are fitted independently of \bar{u} using the fact that the CO_2 and H_2O molecular bands are strongly saturated in the Earth's atmosphere (in which case the NBM transmissivity is proportional to $\sqrt{\bar{u}\bar{p}}$). The details of this original formulation are given in [117].

5.5.1 Introduction of Doppler effect

With the original formulation of the terrestrial WBM, in which the transmissivity is fitted independently of \bar{u} , it is obviously not possible to account for the transition from the strong Lorentz $u\bar{p}$ -regime to the Doppler u -regime (see Figure 5.6). It has been shown in Section 5.4 that this transition is of primary importance above $50km$ under mean Martian conditions. It has been therefore introduced in the WBM through an equivalent absorber amount u_{eq} defined as a function of both \bar{u} and $\bar{u}\bar{p}$:

$$u_{eq} = \sqrt{\bar{u}\bar{p}} + c_1 \bar{u}^{c_2} \quad (5.59)$$

The shape of the isolines of u_{eq} in a $(\Delta p, p\Delta p)$ reference frame (with $\Delta p = g \cos \theta_0 u$) is shown

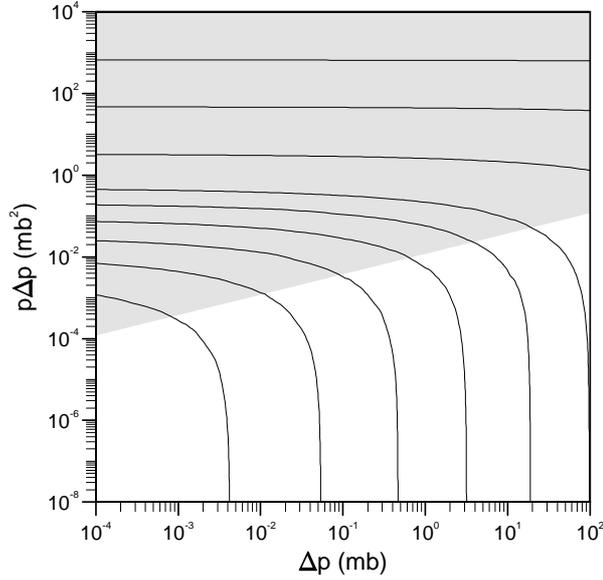


FIGURE 5.8 – dependence of the equivalent absorber amount

The equivalent absorber amount $u_{eq} = \sqrt{\bar{u}\bar{p}} + c_1\bar{u}^{c_2}$ is plotted in a $(\Delta p, p\Delta p)$ reference frame (with $\Delta p = g \cos \theta_0 u$) for an arbitrary set of coefficients $:(c_1, c_2) = (.01, .25)$.

The up -regime (as determined by $\sqrt{\bar{u}\bar{p}} > 2c_1c_2\bar{u}^{c_2}$) corresponds to the shaded area.

in Figure 5.8 for an arbitrary set of coefficients ($c_1 = 0.01$ and $c_2 = 0.25$). It illustrates how the particular form of u_{eq} is able to reproduce the transition from the strong Lorentz up -regime to the Doppler u -regime described in Figure 5.6. The label of the isolines have been intentionally omitted in Figure 5.8 because only the shape are important for this qualitative comparison. The shaded area in Figure 5.8, which corresponds to the strong Lorentz regime, has been determined by the condition

$$\frac{\partial u_{eq}}{\partial \log \bar{u}\bar{p}} > \frac{\partial u_{eq}}{\partial \log \bar{u}} \quad (5.60)$$

(which states that u_{eq} is more dependent on $\bar{u}\bar{p}$ than on \bar{u}) or equivalently

$$\frac{1}{2}\bar{u}\bar{p}^{\frac{1}{2}} > c_1c_2\bar{u}^{c_2} \quad (5.61)$$

For each band of the WBM, the coefficients c_1 and c_2 have been tuned in order to reproduce as accurately as possible the shapes of the isolines as obtained with the NBM, Figure 5.6. The final choices are given in Table 5.2. Even if expression 5.59 for the equivalent absorber amount has been chosen because of its simplicity, it has nevertheless some physical sense. Without saturation, the transition between Lorentz and Doppler regimes occurs for a fixed value of the pressure corresponding to $\alpha_L = \alpha_D$. This would also correspond to $c_2 = 1/2$. But the more the lines are saturated (for large values of $\bar{u}\bar{p}$) the lower the pressure at which Doppler effect becomes predominant will be. This is why c_2 is smaller than 1/2 for both spectral bands and larger for the wings than for the central part.

5.5.2 Padé approximants

As in the Morcrette WBM, the wide-band transmissivity is evaluated as the ratio between two polynomial functions

$$\tau = \frac{P(u_{eq})}{Q(u_{eq})} = \frac{\sum_{i=0}^{N-1} a_i u_{eq}^i}{\sum_{j=0}^N b_j u_{eq}^j} \quad (5.62)$$

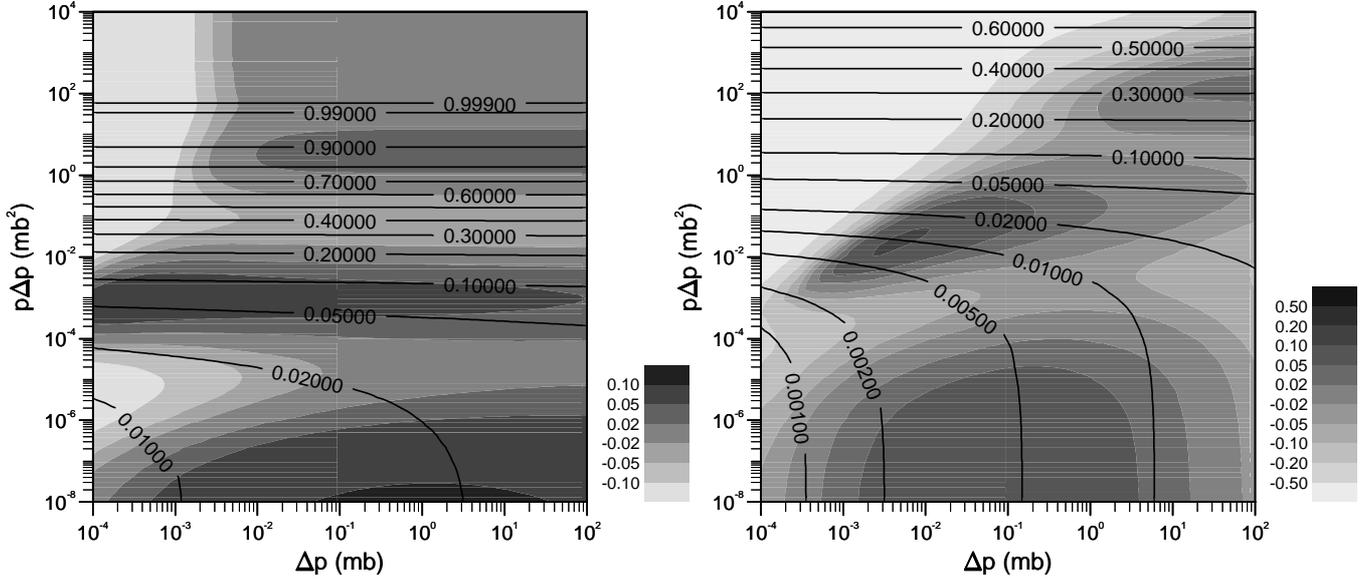


FIGURE 5.9 – Absorption by the central part (left) and wings (right) of the CO_2 $15\mu m$ band calculated using the WBM.

Isolines correspond to the value of the transmission functions as computed using the WBM and the shading shows the relative errors with respect to the NBM results shown in Figure 5.6.

known as $[N,N-1]$ Padé approximant (here τ stands for either τ_B or τ_{dB}). These approximants have been introduced in the study of radiative transfer by Fouquart [40]. For the particular work presented here, N is fixed to 3.

Computation of Padé approximants. It is clear from Equation 5.62 that the Padé approximant is unchanged when both P and Q are multiplied by the same real number. This undetermination is broken by taking $b_N = 1$. The fact that $\tau = 1$ for $u_{eq} = 0$ is used to reduce the number of independent parameters by setting $b_0 = a_0$. The Padé approximant then depends on $2N - 1$ independent parameters. For $2N - 1$ values of the equivalent absorber amount u_{eq_n} , $n = 1, \dots, 2N - 1$ and the $2N - 1$ corresponding values of the transmissivity τ_n (computed using the NBM) a unique set of coefficients a_i , $i = 0, \dots, N - 1$ and b_j , $j = 1, \dots, N - 1$ can be determined by solving a system of $2N - 1$ linear equations

$$P(u_{eq_n}) - Q(u_{eq_n})\tau_{Bn} = 0 \text{ for } n = 1, \dots, 2N - 1 \quad (5.63)$$

In practice, a large number of transmissivities are first computed using the NBM for a wide range of equivalent absorber amounts typical of Martian conditions. For each set of $2N - 1$ of these transmissivities, a particular Padé approximant is computed using the procedure exposed above. The approximate transmissivities (as computed with this particular Padé approximant) are then evaluated for all the equivalent absorber amounts. The Padé approximant giving the smallest error by comparison with the transmissivities computed with the NBM is finally selected.

The isothermal 200K WBM transmissivities and corresponding errors are shown in Figure 5.9. As already mentioned, the weak absorption regime is obviously not represented. The transition between strong Lorentz and Doppler regime is reproduced with a very high accuracy.

5.5.3 Dependence on Temperature

- As mentioned previously, the transmissivity also depends on two distinct temperatures :
- the temperature along the optical path which is introduced to take into account the variation of the absorbing coefficients. This dependence is introduced as in the NBM using Equations 5.13, 5.14, 5.15 and 5.16. The only difference with the NBM lies in the fact that

the A_i coefficients of the ϕ and ψ functions (Equations 5.17 and 5.18) are not evaluated directly from the spectral data but fitted by regression.

- the temperature T of the emitting layer which accounts for the variation of the transmissivity due to the weighting by the Planck function. This temperature effect is in fact much weaker than the previous one, first because of the relative narrowness of the CO₂ 15 μ m band, when compared to the spectral variations of the Planck function, and perhaps also because of the relative symmetry of the band itself. Nevertheless it was included as in the original WBM dividing in 19 intervals the temperature range between 120 to 300K. In each interval, a different set of parameters is used for the Padé approximant.

5.5.4 Inclusion of dust

Although this paper is dedicated to the absorption of thermal radiation by carbon dioxide on Mars, it is important to notice that absorption by dust has already been introduced within the CO₂ 15 μ m band. The transmission by the dust alone is computed using a unique absorbing coefficient (grey approximation). A combined value of the transmissivity is evaluated as the product between the transmissivity of dust and that of carbon dioxide. Strictly speaking, it can be shown that this evaluation of the combined transmissivity is valid when there is no correlation between the spectral variations of the two absorbers [48]. This is generally assumed for dust and carbon dioxide in the CO₂ 15 μ m band. Scattering is not taken into account because of the strong isotropy of the thermal radiation.

5.5.5 Computational cost

The main source of computational cost in band models lies in the fact that, because of saturation effects, transmissivities are no more multiplicative as they are in the monochromatic case. For LBL computations and for a N -layer atmosphere, only the N elementary transmissions of each layer must be computed. For band models, one has to compute independently the $\sim N^2$ transmissivities corresponding to all couples of layers. It is therefore crucial to reduce the number of operations done in the N^2 -part of the scheme.

The absorber amounts \bar{u} and $\bar{u}\bar{p}$ (including their temperature dependency) are additive. Thus only $2N$ absorber amounts have to be calculated, for example those going from a given height z to the top of the atmosphere $\bar{u}(z, \infty)$ and $\bar{u}\bar{p}(z, \infty)$. The temperature dependency due to the weighting by the Planck function was also found not to be computationally expensive if one uses the fact that T is the temperature of the emitting layer. Thus, the same set of Padé coefficients is used to compute the fluxes emitted by this layer toward all other levels of the atmosphere. Thus, the memory access to these coefficients is only done N times. This is especially important on vectorized computers such as CRAY's because the reindexing necessary for this memory access cannot be fully vectorized. Finally, the only N^2 computations are the evaluation of the equivalent absorber amount :

$$u_{eq}(z, z') = \sqrt{\bar{u}\bar{p}(z, \infty) - \bar{u}\bar{p}(z', \infty)} + c_1 [\bar{u}(z, \infty) - \bar{u}(z', \infty)]^{c_2} \quad (5.64)$$

and the computation of Padé approximant (Equation 5.62).

This can be compared with the cost of the exponential wide-band model developed by Crisp et al. [20] in a general planetary context. In this model, the Doppler effect is introduced using the formulation proposed by Rodgers and Williams [142] for which the equivalent width of the Voigt line w_V is evaluated from the Lorentz and Doppler equivalent widths w_L and w_D as

$$w_V = \sqrt{w_L^2 + w_D^2 + \left(w_L w_D / \sum Sm \right)^2} \quad (5.65)$$

where $\sum Sm$ represents the "weak-line" equivalent width. The Lorentz equivalent width itself is computed using an *exponential wide-band model* which includes the evaluation of four exponential integrals [1] for each of the three spectral intervals of this model which makes it much more expensive than the model presented here.

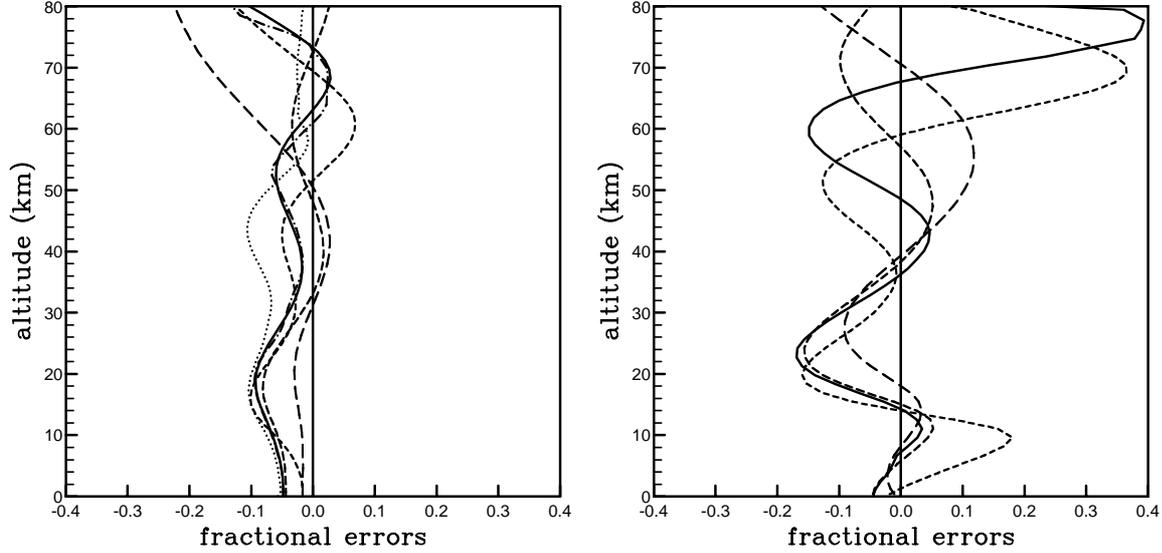


FIGURE 5.10 – Relative errors on downward fluxes as produced by the WBM model. Same conventions as for Figure 5.4.

Using the WBM, the entire computation of the radiative transfer for a 60 – levels atmosphere takes about 0.3s on a work-station SUN 4-470.

The radiative code has already been introduced in the LMD GCM. A simulation of the atmospheric circulation has been performed on a CRAY-2 over more than one Martian year with a rather high resolution (64 longitudes \times 48 latitudes \times 15 vertical levels). One computation of the cooling rates in the CO_2 15 μ m band, which corresponds to 3072 vertical integrations of the the radiative transfer for a 15 – levels atmosphere, takes about 2.1s CPU. In the simulation, the radiative transfer which is (computed 22 times per Martian day to accurately reproduce the diurnal cycle) takes about 27% of the total CPU (171s for one Martian day).

5.5.6 Test of the WBM

We performed direct comparison between LBL and WBM calculations for the six atmospheric profiles results of which are plotted in Figure 5.10. The errors on downward fluxes are less than 15% up to 60km and less than 20% above. The errors on cooling rates are less than 20% up to 50km. The higher errors in the upper part with a maximum of 45% for the mean summer mid-latitude profile is due to a poor representation of the temperature dependency. But results are globally accurate enough to be used in a GCM and at least as good as the results of the more expensive exponential wide-band model of Crisp *et al.*

We have also reproduced on Figures 5.11 and 5.12 the absolute cooling rates as computed using the LBL model, the reference NBM and the WBM. We have also plotted results obtained for a more realistic vertical resolution as used in a typical GCM with 20 vertical levels. For the perturbed mid-latitude profile, this resolution was not enough and 30 levels were used.

5.5.7 WBM detailed formulation and numerical values

Equivalent absorber amount The WBM transmissivities are computed using an equivalent absorber amount :

$$u_{eq}(z, z') = \sqrt{\bar{u}p}(z, z') + c_1 \bar{u}(z, z')^{c_2} \quad (5.66)$$

with

$$\bar{u}(z, z') = \frac{1}{\cos \theta_0} \int_z^{z'} \exp \left[A_1 (T - T_0) + A_2 (T - T_0)^2 \right] \rho_{CO_2} dz'' \quad (5.67)$$

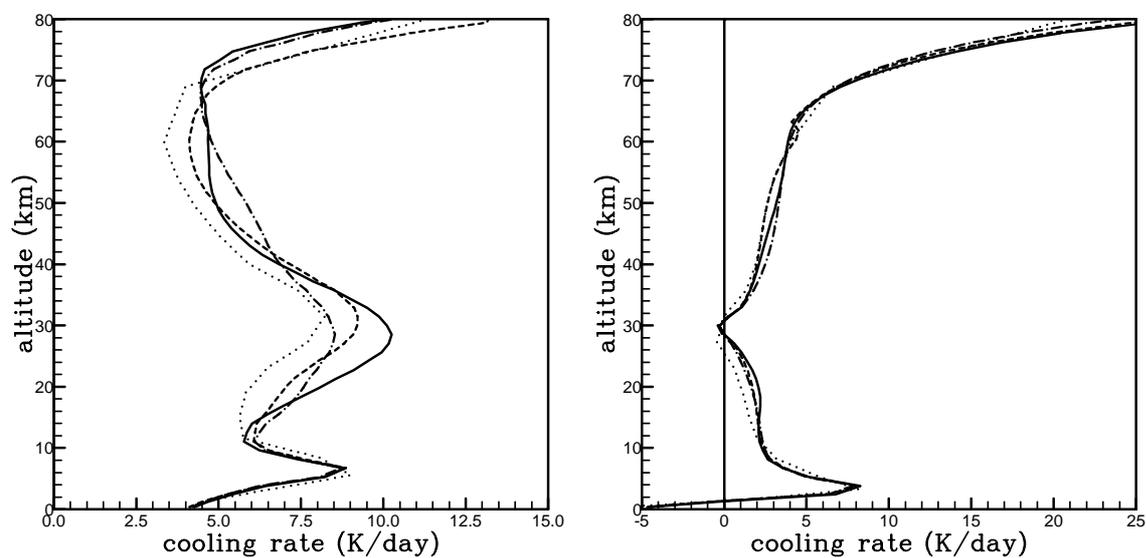


FIGURE 5.11 – Cooling rates for the mean summer mid-latitude (left) and polar (right) atmospheres.

LBL computation (full line), reference NBM (dashed line), WBM (dash-dotted line) and WBM with a 20 points vertical temperature profile (dotted line).

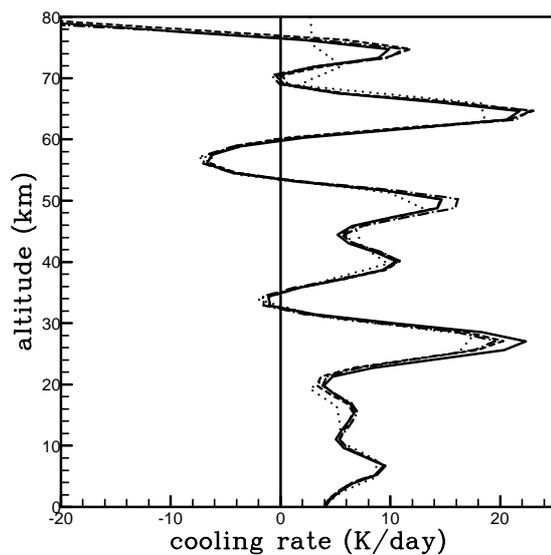


FIGURE 5.12 – Cooling rates for the perturbed summer mid-latitude atmosphere.

LBL computation (full line), reference NBM (dashed line), WBM (dash-dotted line) and WBM with a 30 points vertical temperature profile (dotted line).

band	c_1	c_2	A_1	A_2	A_3	A_4
center	0.005	0.01	0.694×10^{-1}	0.328×10^{-3}	0.544×10^{-2}	0.596×10^{-5}
wings	0.015	0.1	0.275×10^{-1}	-0.705×10^{-3}	0.356×10^{-1}	-0.326×10^{-4}

TABLE 5.2 – Coefficients for the computation of the equivalent absorber amount. The central band is the spectral interval from 635 to 705 cm^{-1} . The wings corresponds to frequencies in 500 – 635 cm^{-1} and 705 – 865 cm^{-1} .

and

$$\overline{u\bar{p}}(z, z') = \frac{1}{\cos\theta_0} \int_z^{z'} \frac{p}{p_0} \exp \left[A_3 (T - T_0) + A_4 (T - T_0)^2 \right] \rho_{CO_2} dz'' \quad (5.68)$$

where $T_0 = 200K$, $p_0 = 1013mb$, $1/\cos\theta_0 = 1.66$, g is the gravity and ρ_{CO_2} the mass density of carbon dioxide. The various numerical values needed for the computation of the equivalent absorber amount for each of the two wide spectral bands are given in Table 5.2.

Fluxes and transmissivities The upward and downward fluxes at level z in each wide spectral band is given by

$$F_z^\uparrow = B(T_s) \tau_B [T_s, u_{eq}(0, z)] - B(T_0) \tau_B [T_0, u_{eq}(0, z)] + B(T_z) + \int_0^z \tau_{dB} [T_{z'}, u_{eq}(z', z)] dB(T_{z'}) \quad (5.69)$$

$$F_z^\downarrow = B(T_\infty) \tau_B [T_\infty, u_{eq}(z, \infty)] - B(T_z) - \int_z^\infty \tau_{dB} [T_{z'}, u_{eq}(z', z)] dB(T_{z'}) \quad (5.70)$$

where T_z is the air temperature at level z , $B(T_s)$ is the flux emitted by the surface and

$$B(T_z) = \pi \int_{\Delta\nu} B_\nu(T_z) d\nu \quad (5.71)$$

Both forms of the transmissivity, τ_B and τ_{dB} , are computed as a function of u_{eq} using Padé approximants. The temperature dependency is introduced using a different set of coefficients depending on the temperature range. The total temperature interval from 115 to 305 K is regularly divided in 19 intervals of width $\delta T = 10K$. For T_z in the $k - th$ temperature interval $T_k - \delta T/2 < T_z < T_k + \delta T/2$ with $T_k = 120K + (k - 1) \times \delta T$ the transmissivity is evaluated as

$$\tau_B [T_z, u_{eq}(z, z')] = \frac{a_0^k + a_1^k u_{eq} + a_2^k u_{eq}^2}{a_0^k + b_1^k u_{eq} + b_2^k u_{eq}^2 + u_{eq}^3} \quad (5.72)$$

The coefficients are reproduced in Table 5.3 for the central strong absorbing part of the CO_2 15 μm band and Table 5.4 for the wings. All numerical values are available through electronic mail at hourdin@lmd.ens.fr. It has been noticed before that the temperature dependence linked to the weighting by the Planck function is of second order. Therefore, one can use a simpler formulation using for both τ_B and τ_{dB} the same set of Padé coefficients, for example those corresponding to τ_B and $T = 200K$ without a strong loss of accuracy.

5.6 Conclusion

Some simple techniques allow to include the Doppler effect in radiative schemes leading to results accurate enough for the purpose of atmospheric general circulation modeling. For narrow band random models the formulation proposed by Zhu [176] has been shown to produce very accurate results with errors lower than 20% on both cooling rates and downward fluxes up to 70 km in a realistic Martian context. The simpler formulation proposed by Fels [32] has been

$T^k(K)$	$a_0^k \times 10^4$		$a_1^k \times 10^1$		$a_2^k \times 10^1$		$b_1^k \times 10^1$		$b_2^k \times 10^0$	
	τ_B	τ_{dB}								
120	.2784	.2806	.1650	.1663	-.3293	-.3316	.1404	.1416	.5254	.5301
130	.2802	.2821	.1661	.1672	-.3312	-.3332	.1414	.1424	.5290	.5330
140	.2813	.2838	.1667	.1682	-.3324	-.3350	.1419	.1432	.5313	.5361
150	.2825	.2855	.1674	.1692	-.3336	-.3368	.1425	.1441	.5335	.5391
160	.2837	.2871	.1682	.1701	-.3349	-.3385	.1432	.1449	.5358	.5419
170	.2849	.2885	.1689	.1710	-.3362	-.3400	.1438	.1456	.5380	.5445
180	.2861	.2899	.1696	.1718	-.3374	-.3415	.1444	.1463	.5401	.5468
190	.2872	.2912	.1702	.1725	-.3386	-.3429	.1449	.1469	.5420	.5490
200	.2882	.2924	.1708	.1732	-.3397	-.3442	.1454	.1475	.5438	.5511
210	.2892	.2935	.1714	.1738	-.3407	-.3454	.1459	.1481	.5455	.5530
220	.2901	.2946	.1719	.1744	-.3417	-.3465	.1464	.1486	.5471	.5547
230	.2910	.2956	.1724	.1750	-.3426	-.3475	.1468	.1491	.5485	.5563
240	.2918	.2965	.1728	.1755	-.3435	-.3485	.1472	.1495	.5499	.5579
250	.2926	.2973	.1733	.1760	-.3443	-.3494	.1476	.1499	.5512	.5593
260	.2933	.2981	.1737	.1764	-.3451	-.3502	.1479	.1503	.5524	.5606
270	.2940	.2989	.1741	.1769	-.3458	-.3510	.1483	.1507	.5536	.5618
280	.2946	.2995	.1744	.1772	-.3465	-.3517	.1486	.1510	.5546	.5629
290	.2952	.3002	.1748	.1776	-.3471	-.3524	.1489	.1513	.5556	.5639
300	.2958	.3008	.1751	.1779	-.3477	-.3530	.1491	.1516	.5566	.5649

TABLE 5.3 – Padé coefficients for the central part of the CO₂ 15 μ m band

$T^k(K)$	$a_0^k \times 10^1$		$a_1^k \times 10^{-1}$		$a_2^k \times 10^{-1}$		$b_1^k \times 10^{-1}$		$b_2^k \times 10^{-1}$	
	τ_B	τ_{dB}	τ_B	τ_{dB}	τ_B	τ_{dB}	τ_B	τ_{dB}	τ_B	τ_{dB}
120	.3453	.3155	.2249	.2042	.4635	.4171	.2237	.2030	.6830	.6328
130	.3294	.3044	.2143	.1971	.4396	.4011	.2131	.1960	.6578	.6157
140	.3177	.2958	.2064	.1921	.4217	.3892	.2052	.1909	.6386	.6032
150	.3087	.2900	.2006	.1891	.4086	.3818	.1995	.1879	.6246	.5959
160	.3021	.2864	.1966	.1876	.3993	.3779	.1955	.1864	.6148	.5923
170	.2972	.2843	.1939	.1871	.3928	.3762	.1928	.1860	.6082	.5915
180	.2936	.2833	.1922	.1874	.3885	.3762	.1910	.1863	.6040	.5924
190	.2911	.2830	.1912	.1882	.3857	.3773	.1900	.1870	.6015	.5946
200	.2893	.2832	.1906	.1893	.3841	.3792	.1895	.1881	.6004	.5977
210	.2881	.2838	.1905	.1906	.3833	.3816	.1894	.1895	.6002	.6013
220	.2874	.2847	.1907	.1921	.3833	.3844	.1895	.1909	.6008	.6052
230	.2870	.2857	.1910	.1937	.3837	.3874	.1899	.1925	.6019	.6094
240	.2869	.2869	.1916	.1953	.3845	.3905	.1904	.1941	.6034	.6137
250	.2870	.2881	.1923	.1969	.3857	.3938	.1911	.1957	.6053	.6180
260	.2872	.2894	.1930	.1986	.3870	.3970	.1919	.1974	.6074	.6223
270	.2876	.2907	.1939	.2002	.3886	.4003	.1927	.1990	.6096	.6266
280	.2881	.2920	.1948	.2017	.3902	.4034	.1936	.2005	.6119	.6307
290	.2886	.2932	.1956	.2032	.3919	.4065	.1945	.2020	.6143	.6346
300	.2892	.2944	.1965	.2047	.3936	.4094	.1953	.2035	.6167	.6384

TABLE 5.4 – Padé coefficients for the wings of the CO₂ 15 μ m band

found to be also very accurate. But even this formulation is far from efficient enough to be used in a General Circulation Model. For this, the wide-band model developed by Morcrette [117] has been adapted to Martian conditions. Doppler effect has been included through an equivalent absorber amount. Results obtained with this very efficient band-model are shown to be almost as accurate as the NBM results up to $80km$ in mean Martian conditions. This simple formulation could be used to include Doppler effect in a very simple way in molecular band models in the context of terrestrial stratospheric modeling. One other important result of this work is the fact that the Doppler effect becomes important for the radiative cooling of the atmosphere by the CO_2 $15\mu m$ band only above $50km$ for mean Martian conditions with errors of 50% above $65km$. It must be noticed that at such heights the departure from Local Thermodynamic Equilibrium may also become significant [44]. At this time, nothing has been done to introduced such effects in the radiative code. *Acknowledgements* I am grateful to Jean-Jacques Morecrette who has provided

part of the codes used for this work and has given me numerous and useful advices, and Yves Fouquart for helpful discussions, for explanations about modeling of radiative transfer and for his comments on a first draft of the manuscript. I want to thank also Alain Chédin who provided the spectral data and Nicole Husson who helped me to extract them from the GEISA data bank. I thank also Pierre Drossart who initiated me to line-by-line models and gave me some help for the adaptation of radiative models to Martian conditions. Finally I want to thank Olivier Talagrand who is the initiator of the program of study of planetary atmospheric circulation developed at Laboratoire de Météorologie Dynamique. He supported me for this work and helped me for the redaction of this manuscript.

Chapitre 6

Circulation de l'atmosphère martienne

6.1 Introduction

Bien que nous possédions relativement peu d'observations directes des vents, Mars est sans doute la planète du système solaire dont la circulation atmosphérique est la mieux comprise, après celle de la Terre. La connaissance de la circulation de l'atmosphère martienne résulte de la combinaison du succès des simulations numériques (effectuées avec MCGs adaptés des modèles climatiques terrestres) et des missions spatiales dans les années 70, avec notamment les mesures météorologiques *in-situ* des sondes Viking pendant plusieurs années martiennes en deux points de la planète. Le succès des modèles numériques provient en grande partie de la forte similarité entre Mars et la Terre. Si Mars est presque deux fois plus petite que notre planète et située une fois et demie plus loin du soleil, les deux planètes ont presque la même obliquité et la même vitesse de rotation, deux paramètres de première importance pour la circulation atmosphérique. De plus, les deux atmosphères sont relativement transparentes au rayonnement solaire et donc davantage chauffées par le bas (par absorption du rayonnement thermique de la surface) que par absorption directe de l'énergie solaire (les différents paramètres planétaires et atmosphériques sont présentés dans la Table 6.1 pour les deux planètes). Les schémas explicatifs de la circulation générale dans son ensemble peuvent également être transposés d'une planète à l'autre : une circulation relativement axi-symétrique du type cellule de Hadley dans les basses latitudes (les alizés sur Terre) et un régime de perturbations longitudinales liées à l'instabilité barocline dans les moyennes latitudes, surtout dans l'hémisphère nord.

La différence la plus importante entre les deux planètes est liée à la présence des océans sur Terre. L'inertie thermique des océans est très grande, avec des temps caractéristiques supérieurs à la saison, et la circulation océanique contribue de façon significative à la redistribution en latitude de l'énergie. Les contrastes thermiques sont donc beaucoup moins marqués que sur Mars. Pour les mêmes raisons, la structure thermique est beaucoup plus symétrique par rapport à l'équateur tout au long de l'année. La redistribution axi-symétrique d'énergie (circulation de Hadley) qui en découle, se fait de part et d'autre de l'équateur thermique sur Terre et d'hémisphère à hémisphère sur Mars. La comparaison des modes de redistribution latitudinale de l'énergie sur Mars et sur Terre sont représentés schématiquement sur la Fig. 6.1. D'autres phénomènes liés au cycle hydrologique influencent notablement la circulation terrestre, le plus important étant sans doute l'influence des colonnes convectives nuageuses dans la branche ascendante de la circulation de Hadley. Mars reste néanmoins (ou peut-être d'autant plus) la planète idéale pour mener des études de météorologie comparée avec la Terre.

Son atmosphère est en plus le site de phénomènes originaux :

1. pendant l'hiver, les températures dans les hautes latitudes tombent suffisamment bas ($T < 140$ K) pour permettre la condensation du dioxyde de carbone, principal composant

Description du paramètre	unités	Mars	Terre
Paramètres astronomiques			
Rayon équatorial a	km	3394	6369
Gravité g	m s^{-2}	3.72	9.81
Distance moyenne au soleil	UA	1.4	1
Excentricité de l'orbite		0.093	0.017
Longueur du jour	s	88775	86400
Vitesse de rotation	10^{-4} s	0.709	0.729
Durée de l'année	jour local	668.6 sols	365.25 jours
Paramètres structuraux de l'atmosphère			
Masse moléculaire moyenne μ	g/mol	43.49	27.8
Constante du gaz atmosphérique R	$\text{m}^2 \text{s}^{-2} \text{K}^{-1}$	191	287
$\kappa = R/C_p$		0.257	0.2857
Pression au niveau de ref. des altitudes	hPa	5 – 8	1013
Profondeur optique visible		0.1-10	0.2-10
Emissivité thermique		0.15-0.8	0.4-1.0
Température d'équilibre de la planète	K	210	256
Echelle de hauteur moyenne	km	~ 10	~ 7.8

TABLE 6.1 – Paramètres structuraux
Comparaison entre Mars et la Terre.

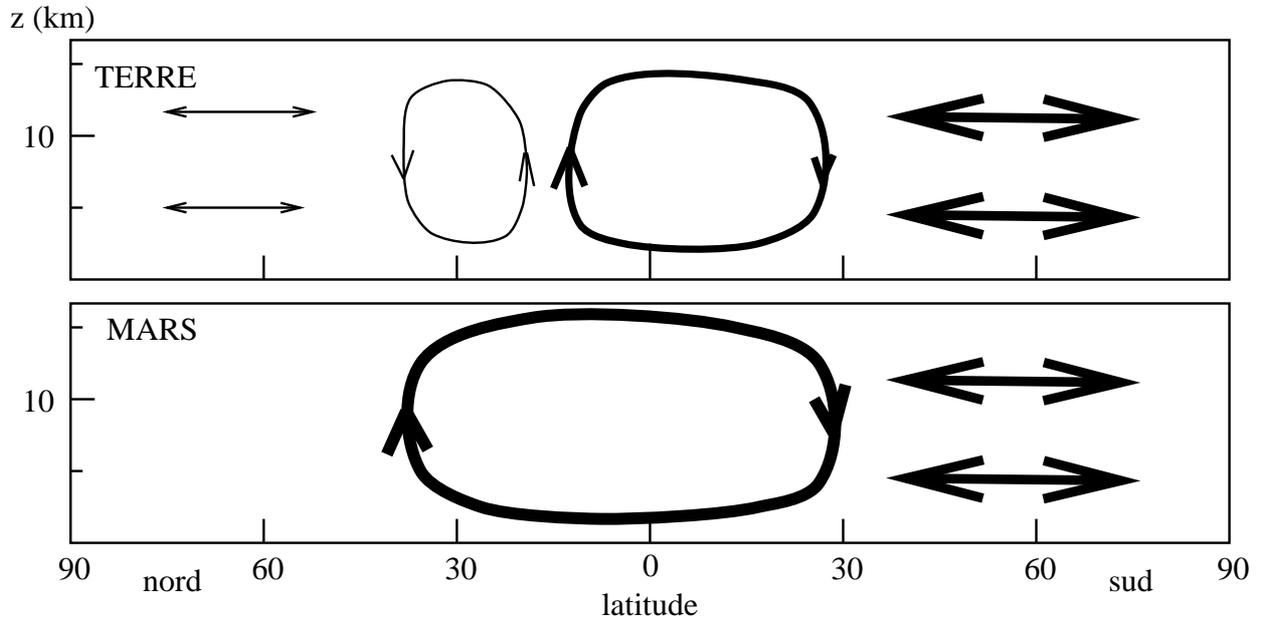


FIGURE 6.1 – Modes privilégiés de redistribution de l'énergie
Comparaison entre Mars et la Terre pour des conditions d'été nord. Les composantes axi-symétriques de la circulation sont représentées par des courbes fermées et les doubles flèches horizontales indiquent les régions où la redistribution latitudinale d'énergie est dominée par les ondes planétaires.

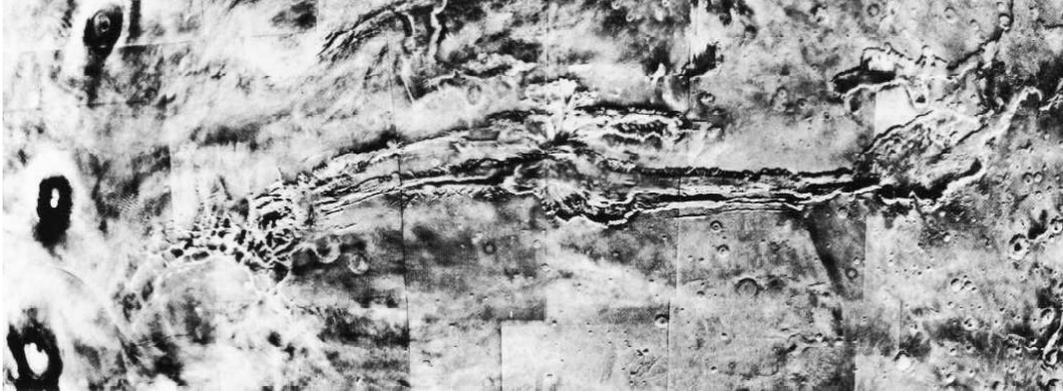


FIGURE 6.3 – Valles Marineris et les trois grands volcans de Tharsis tout à fait à gauche. Cette image composite montre une région de plus de 5000 km de long. D'après [114].

complète de la surface avec plus de 7000 clichés d'une résolution allant de 3 km jusqu'à 100m par endroits. Mariner 9 et les modules orbitaux des missions soviétiques Mars 2 et 3 qui arrivent quelques semaines après, découvrent la géologie spectaculaire de Mars : des cônes volcaniques hauts de 15 km et de plusieurs centaines de kilomètres de base, perchés sur un plateau (Tharsis) lui-même situé à presque 10 km au-dessus du niveau de référence des altitudes ; les "Valles Marineris", ensemble de grands canyons, profonds par endroit de 8 km, dont la longueur couvre un quart de la circonférence de la planète et qui s'étendent en largeur sur plusieurs centaines de kilomètres. Ce relief imposant est illustré par une reconstitution d'images orbitales sur la Fig. 6.3. Les sondes découvrent aussi des lits de rivières (telle que celle de la Fig. 6.4), témoins probables de la présence passée d'eau liquide à la surface de Mars, découverte qui relance les imaginations sur la possibilité d'une vie (cette fois passée) sur Mars.

A cette époque, les soviétiques échouent dans leur entreprise de poser sur le sol de Mars les modules d'atterrissage des missions Mars 2 et 3. Le premier s'écrase sur le sol à une vitesse supersonique et le second se pose apparemment normalement mais ne réussit pas à transmettre d'informations depuis la surface. Trois ans plus tard, en 1974, nouvel échec des soviétiques : Mars 6 réussit sa descente et effectue les premières mesures *in-situ* dans l'atmosphère de Mars mais arrête d'émettre juste avant de se poser ; Mars 7, lâché trop tôt, rate la planète et se place en orbite autour du soleil. Ce sont finalement à nouveau les américains (gâtés par Mars en cette période de guerre froide) qui sont les premiers à retransmettre des données depuis la surface de la planète, avec l'atterrissage réussi en 1977 des modules d'atterrissage "Viking Lander" 1 et 2 (VL1 et VL2). Ces missions, orientées avant tout vers la recherche de traces de vie à la surface (aucun résultat concluant n'a pu être obtenu dans ce domaine), ont enregistré et transmis vers la Terre des données météorologiques (pression au sol, température et vents à 1 m 60 du sol) pendant plusieurs années martiennes. La Fig. 6.5 montre une partie du panorama autour de la sonde VL1. La dernière mission spatiale à avoir atteint Mars est la sonde soviétique Phobos 2 (Phobos 1 avait été perdue le 29 août 1988 dans sa route pour Mars). Cette mission n'a rempli que très partiellement ses objectifs, la sonde ayant été perdue lors de la phase d'approche du satellite Phobos.

6.2.1 Les sources de données

Les mesures *in-situ* Viking. Les premières mesures effectuées *in-situ* dans l'atmosphère de Mars par les modules d'atterrissage des missions Viking sont les mesures de profils verticaux de température pendant la phase de descente. Mais, ce qui fait de la mission Viking un cas unique pour l'étude de la circulation des atmosphères planétaires, ce sont les mesures météorologiques, vent, température et pression (à 1m60 au dessus du sol) qui couvrent (avec des interruptions) plus de trois années martiennes. Mars est la seule planète, autre que la Terre, pour laquelle nous disposons ainsi d'enregistrements météorologiques *in-situ* sur une longue période. Les mesures de

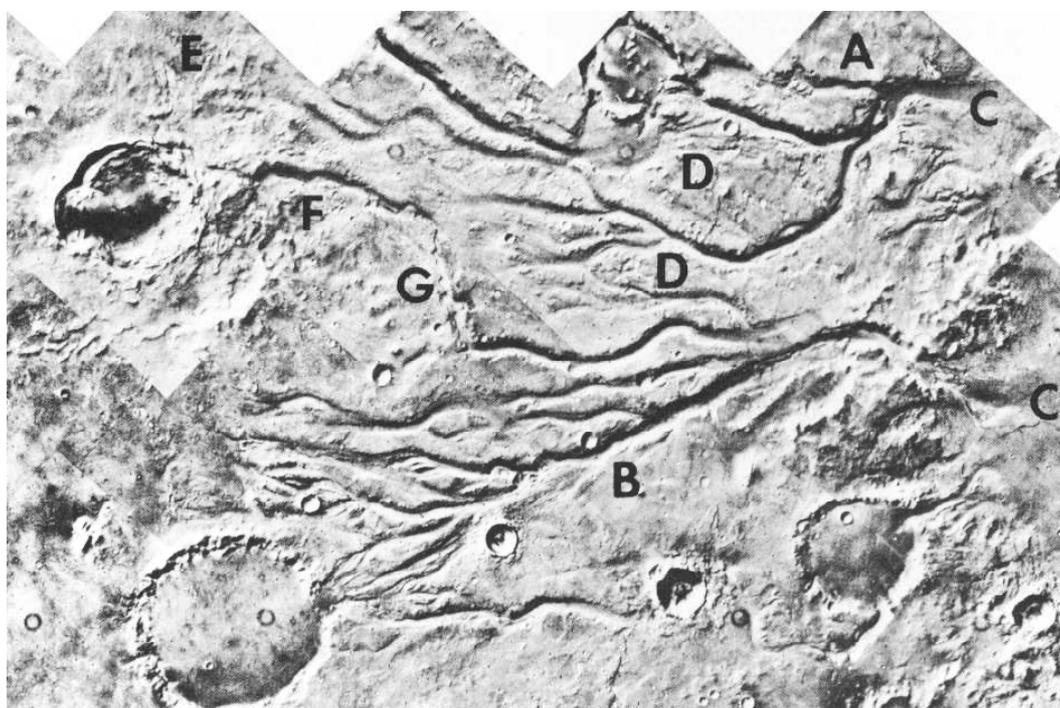


FIGURE 6.4 – Systèmes de rivières sur Mars témoins de la présence passée d'eau à la surface ?

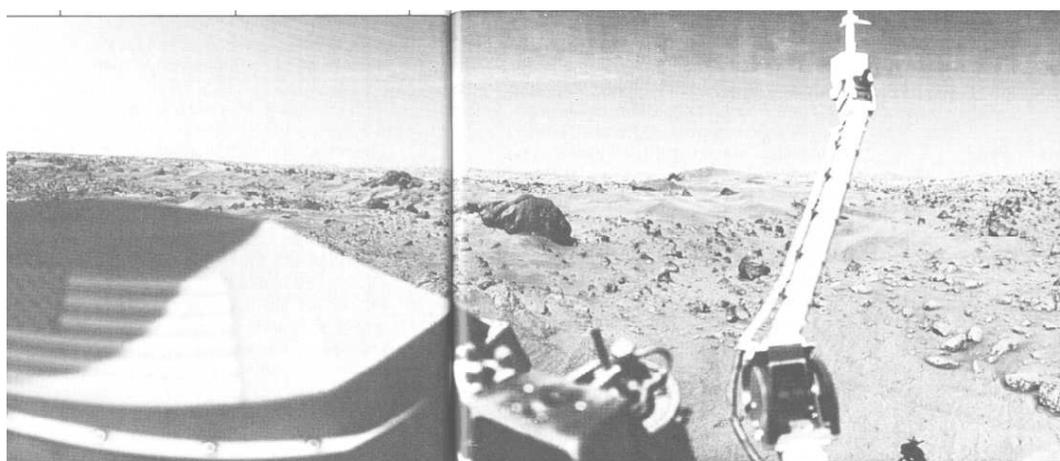


FIGURE 6.5 – Mars vue par le module d'atterrissage Viking 1
Au premier plan la sonde avec, sur la droite, le bras météorologique qui effectuait les mesures de pression, vent et température. Photo d'après Mutch *et al.* [120].

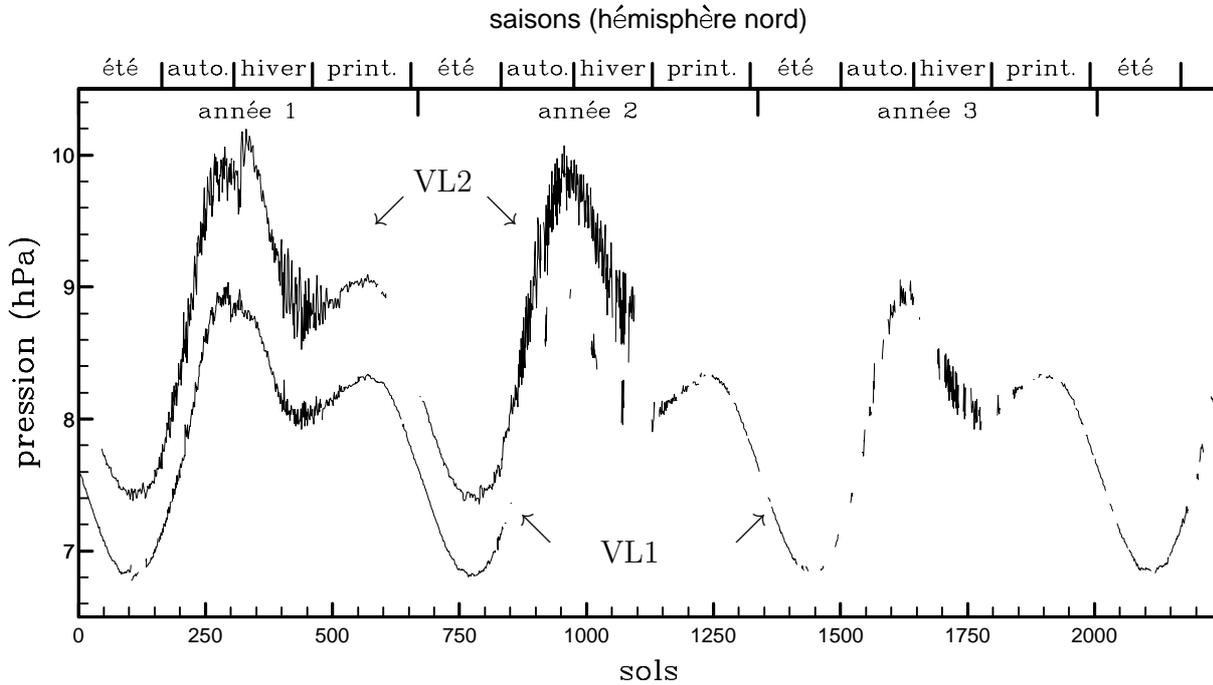


FIGURE 6.6 – Mesures de pression Viking

Les *sols* sont les jours solaires martiens comptés ici à partir de l'atterrissage sur Mars de Viking1.

pression, reproduites sur la Fig. 6.6 sont les plus complètes et les plus directement exploitables du point de vue de la météorologie.

Les radio-occultations permettent de reconstituer précisément les profils verticaux de température. La technique consiste à analyser les perturbations du signal radio qui transmet les données vers la Terre, au moment où il traverse le limbe de la planète. Ces sondages précis sont cependant relativement limités en nombre, typiquement quelques dizaines à quelques centaines pour une mission. Ils offrent cependant une couverture spatiale supérieure aux deux sondages *in-situ* Viking. Des mesures ont pu être effectuées par les modules orbitaux Viking, à la fois pour des latitudes et saisons analogues à celles des profils d'entrée [35], mais aussi pour des conditions très différentes, par exemple aux abords de la calotte nord au moment de sa sublimation [94]. Auparavant, la mission Mariner 9 avait déjà étudié par cette technique les deux régions polaires [84].

Les occultations solaires produisent également un sondage vertical aux limbes mais donnent essentiellement des informations sur les profils verticaux d'opacités. Cette technique, utilisée par Phobos 2, a permis de calculer des profils verticaux de poussières et de mettre en évidence la présence d'une couche nuageuse (nuages sans doute composés de glace d'eau) vers 50 km d'altitude.

Les inversions des mesures orbitales du rayonnement thermique émis par la planète et son atmosphère sont sans aucun doute les plus intéressantes du point de vue de la circulation car elles combinent une bonne couverture spatiale (horizontale et verticale) et temporelle. La résolution verticale des mesures dépend principalement de la résolution et de la couverture spectrale de l'appareil utilisé. Le spectromètre qui a fourni le plus d'informations sur la structure de l'atmosphère de Mars est l'instrument IRIS (pour InfraRed Interferometer Spectrometer), embarqué par Mariner 9, qui était conçu pour mesurer le rayonnement thermique depuis 200 jusqu'à 2000 cm^{-1} (5 à $50\text{ }\mu\text{m}$) avec une résolution spectrale de 4.5 cm^{-1} et une résolution spatiale

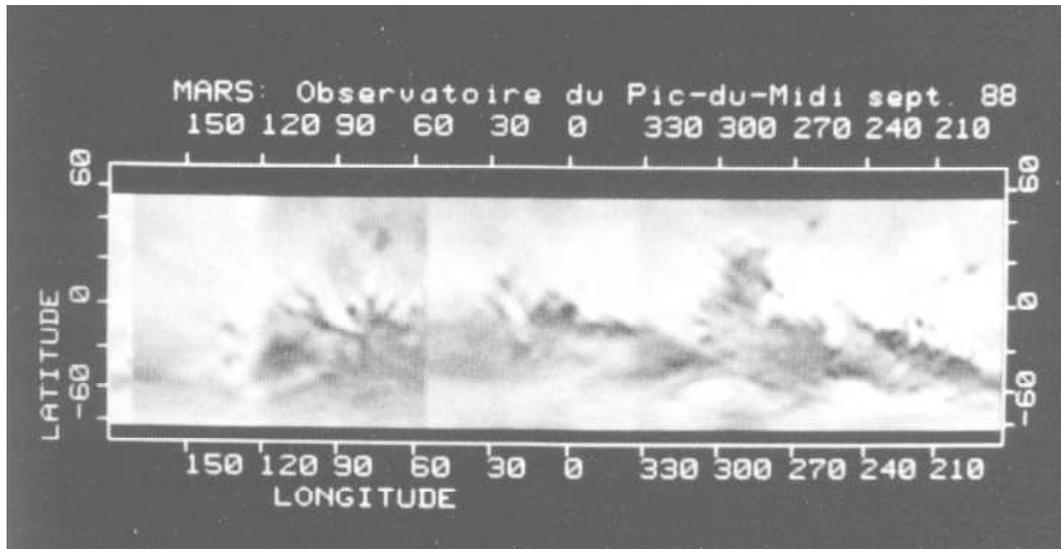


FIGURE 6.7 – Image CCD de Mars prise depuis l’observatoire du Pic du Midi. D’après Lecacheux *et al.* [88].

maximum de 110 km. Les nombreux articles consacrés à l’analyse des données IRIS [14, 15] se sont généralement concentrés sur des périodes particulièrement ”poussiéreuses”, soit pendant la grande tempête du début de la mission, soit pendant sa phase de décroissance. Beaucoup plus récemment, Santee et Crisp [?] ont effectué une analyse très précise et complète des périodes les plus claires de la mission, plus proches des conditions moyennes sur Mars. L’instrument IRTM (pour InfraRed Thermal Mapping experiment) embarqué sur les modules orbitaux Viking ne comportait que cinq canaux larges centrés à 7, 9, 11, 15 et 20 μm . Le canal à 7 μm , le moins sensible au contenu en poussière de l’atmosphère, a été utilisé pour déterminer la température de surface [106]. La comparaison des différentes bandes permet également d’obtenir des informations sur les poussières et offre notamment un moyen de repérer les nuages locaux de poussières [128, 70]. Le canal à 15 μm , qui correspond à la principale bande d’absorption du CO_2 , est le seul à donner des informations sur la température atmosphérique. Mais il ne donne qu’une unique température qui correspond à une large couche d’atmosphère, située à environ 25 km au dessus du sol (ou un niveau de pression d’environ 0.3 à 0.6 hPa).

Les images satellitaires permettent d’observer les nuages et d’en déduire éventuellement des vents. Il est malheureusement souvent difficile de connaître la hauteur des structures nuageuses observées, ce qui limite l’intérêt de ces observations. Les photos permettent aussi d’observer la poussière. L’observation de marques de l’érosion éolienne permet aussi parfois d’obtenir des informations sur les vents.

L’observation depuis la Terre permet d’effectuer un suivi à long terme de la circulation de Mars. Ce travail est fondamental pour l’observation de la sublimation et de la condensation des calottes polaires et permet également de répertorier les tempêtes globales de poussières, d’étudier leur fréquence et leur développement. Les clichés très précis pris à l’Observatoire du Pic du Midi par Lecacheux *et al.* [88] sont de ce point de vue très prometteurs. L’un d’eux est reproduit (mal) sur la Fig. 6.7.

6.2.2 Composition

La composition de l’atmosphère de Mars est connue en détail depuis les mesures effectuées *in-situ* par les missions Viking avec un spectromètre de masse. Les fractions molaires des différents

Molécule	Fraction molaire
CO_2	95.32%
N_2	2.7%*
Ar	1.6%*
O_2	0.13%
CO	0.07%
H_2O	0.03%†
Ne	2.5ppm*
Kr	0.3ppm*
Xe	0.08ppm
O_3	0.03ppm†

TABLE 6.2 – Composition de l'atmosphère de Mars.

* Mesuré pour la première fois par le spectromètre de masse des missions Viking.

† composition très variable

D'après Owen *et al.* [124]

gaz sont résumées dans la Table 6.2. Trois constituants jouent, ou peuvent jouer, un rôle important pour la circulation atmosphérique.

Le dioxyde de carbone, qui constitue 95% environ de l'atmosphère, domine le bilan radiatif. La masse intégrée de CO_2 dans une colonne d'air sur Mars est environ 30 fois plus importante que sur Terre, où son rôle radiatif est déjà important.

La vapeur d'eau a été observée en continu par les modules orbitaux Viking pendant plus d'une année martienne et demie [76]. Le contenu en vapeur d'eau de l'atmosphère de Mars oscille au cours de l'année entre 1 et 2 km³ en quantité équivalente de glace contre 13000 km³ pour l'atmosphère terrestre. Ce contenu en vapeur d'eau est fortement variable, à la fois spatialement et temporellement, et sans doute souvent déterminé par le seuil de saturation [22], ce qui implique la présence de réservoirs. Le maximum de vapeur d'eau (environ 100 μm d'eau précipitable ou une fraction molaire d'environ 0.17% pour une pression de surface de 6 hPa) a été observé pendant l'été nord. Pendant l'hiver, la colonne intégrée de vapeur d'eau est plus de dix fois moins importante. Il existe aussi une différence marquée dans le contenu en eau des deux hémisphères. La vapeur d'eau peut avoir un impact non négligeable sur l'absorption du rayonnement thermique pendant l'été [152]. Elle peut également influencer le bilan radiatif solaire à travers la formation de nuages de glace. Ces phénomènes sont cependant beaucoup trop variables et mal connus pour être pris en compte à l'état actuel de développement de la modélisation numérique de la circulation.

L'ozone est beaucoup moins abondant dans l'atmosphère de Mars que dans celle de la Terre (même relativement). Sa concentration est extrêmement variable. Dans certaines régions et à certaines périodes de l'année, l'ozone n'a pas été détecté. Cependant il pourrait jouer un rôle radiatif non négligeable au-dessus des calottes pendant l'hiver [85].

6.2.3 Masse : le cycle annuel de la pression

Le fait qu'une partie importante de l'atmosphère de Mars puisse se condenser dans les calottes polaires avait été prédit dès 1966 [89] à la suite de l'obtention des premières informations sérieuses sur l'atmosphère de Mars par les missions spatiales. Les grandes oscillations de pression enregistrées *in-situ* par les sondes Viking (Fig. 6.8) ont généralement été attribuées à ce seul phénomène [56, 57] (les oscillations rapides sont quant à elles, on y reviendra, la signature de la propagation d'ondes baroclines dans l'atmosphère d'hiver). Les études numériques menées avec le MCG du LMD [?] (confirmées par Pollack *et al.* [?]) ont montré que ces mesures locales de la pression, fortement affectées par des phénomènes dynamiques (équilibre géostrophique entre le champ de masse

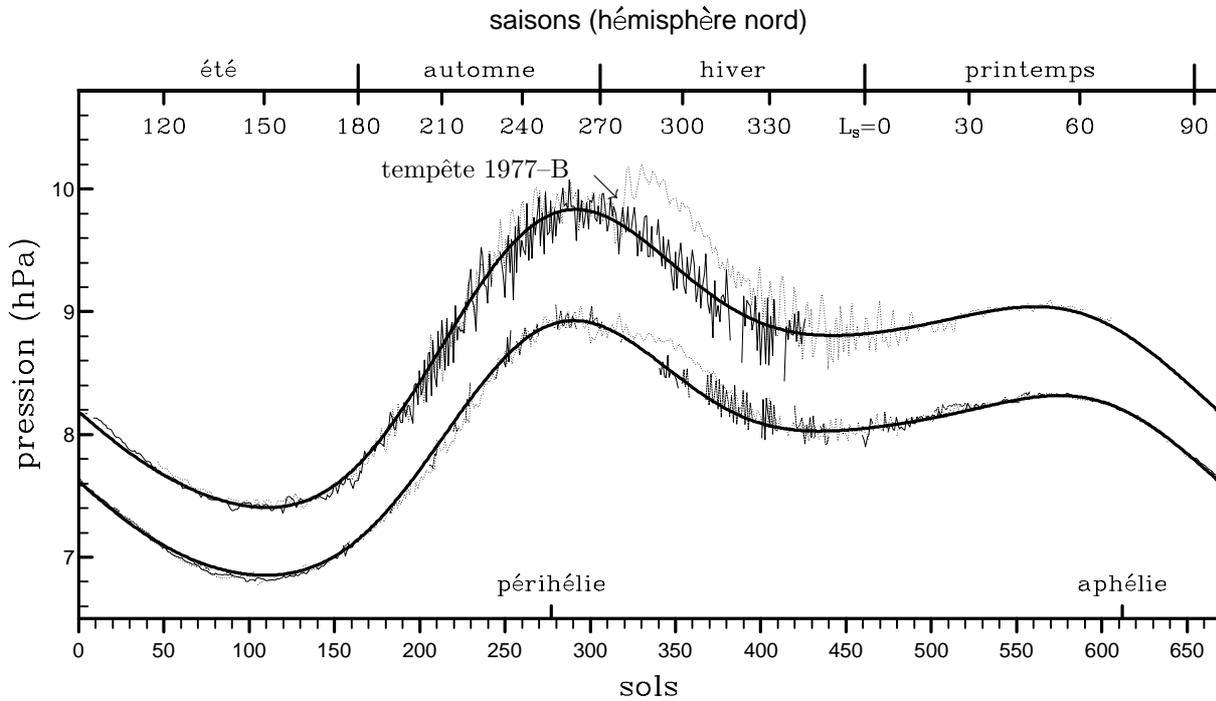


FIGURE 6.8 – Mesures de pression Viking

Les trois premières années de mesures sont superposées : année 1 en pointillés, 2 en trait plein et 3 en trait discontinu. Les deux courbes lisses, en trait plein épais, représentent les quatre premières harmoniques du signal pour les années sans tempêtes.

atmosphérique et les forts vents zonaux), ne sont pas directement représentatives de la masse globale de l'atmosphère³.

Le cycle annuel de la pression mesuré par les sondes Viking reste cependant dominé par les effets de la condensation saisonnière du dioxyde de carbone atmosphérique. Ce cycle est remarquablement reproduit d'une année sur l'autre, comme le montre la superposition des enregistrements des trois premières années (Fig. 6.8). Une seule exception notable : l'augmentation de 0.5 hPa de la pression moyenne (lissée des ondes baroclines) près du solstice d'hiver nord, pendant la première année (courbe pointillée), est liée au déclenchement d'une grande tempête de poussières (tempête 1977-B). Récemment, Tillman [?] a souligné l'importance de définir clairement le cycle annuel de la pression pour les périodes claires de la mission Viking. Il a montré que les quatre premières harmoniques du cycle annuel permettaient de rendre compte de ces grandes oscillations de pression. Les courbes correspondantes sont superposées en traits gras sur les données Viking, Fig. 6.8.

Les deux minima relatifs de la pression, à la fin de l'été et de l'hiver nord, correspondent approximativement au maximum de condensation dans la calotte sud pour l'été et nord pour l'hiver. La dissymétrie marquée entre ces deux minima est essentiellement due à la très forte excentricité de l'orbite martienne et à la coïncidence du solstice d'hiver nord avec le périhélie de l'orbite. Dans l'hémisphère nord, les étés sont longs mais pas très chauds, et les hivers sont courts et doux ; dans l'hémisphère sud, en revanche, l'hiver est très long et rigoureux. Les deux modules d'atterrissage Viking étaient situés très en dessous du niveau moyen des altitudes. La pression moyenne à la surface oscille entre environ 4.5 hPa au maximum de condensation dans la calotte sud à la fin de l'hiver austral et environ 6.6 hPa près du solstice d'hiver nord.

3. Cette étude est l'objet de la Section 6.5

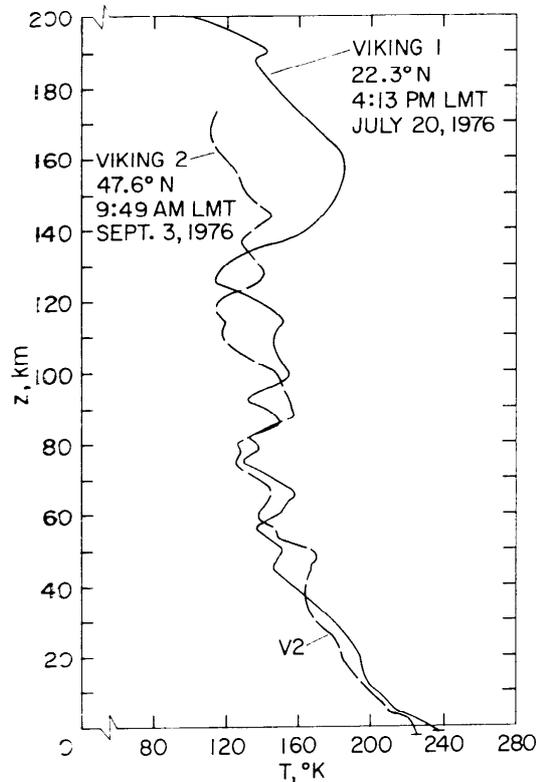


FIGURE 6.9 – Profils verticaux de température de l’atmosphère de Mars mesurés pendant la descente des deux modules d’atterrissage Viking. D’après Seiff et Kirk [158].

6.2.4 Structure thermique

La structure thermique de l’atmosphère de Mars se distingue de celle de la Terre par des variations beaucoup plus marquées : dissymétrie entre hémisphère d’été et hémisphère d’hiver, grandes variations diurnes et saisonnières de la température en un point. Cette différence est due en grande partie à la présence des océans sur Terre et, en second lieu, à la faible inertie thermique du sol et de l’atmosphère.

Structure verticale. Les profils de descente des modules d’atterrissage Viking sont reproduits sur la Fig. 6.9. Il correspondent tous les deux à des conditions estivales dans les moyennes latitudes. La température décroît à peu près linéairement depuis la surface ($T \sim 215$ K) jusqu’à 60 km. Le profil est fortement stabilisé par l’absorption directe de rayonnement solaire par la poussière. A partir de 40 km, la structure thermique est dominée par de grandes oscillations dont l’amplitude croît avec l’altitude et dont la longueur d’onde verticale est comprise entre 10 et 30 km. A partir de 60 km, le profil moyen de température est relativement constant autour de 140 K. Il n’y a pas d’équivalent sur Mars de la stratosphère liée, sur Terre, à l’absorption du rayonnement ultra-violet par la couche d’ozone.

Structure globale latitude-altitude. Notre connaissance observationnelle de la structure globale de l’atmosphère de Mars provient en grande partie des résultats des missions Mariner 9. Beaucoup des analyses faites sur ces données concernent la première phase de la mission, soit pendant la tempête de poussière soit pendant sa décroissance, pendant laquelle l’atmosphère était

très chargée en poussières. Plus récemment, une étude approfondie de données plus tardives de la mission a été menée par Santee et Crisp [?] sur une période proche de l'équinoxe de printemps pendant laquelle l'atmosphère était beaucoup plus claire avec des profondeurs optiques dans le visible de l'ordre de 0.3. Cette période est beaucoup plus proche des conditions normales sur Mars. Les structures thermiques reconstituées à 2 et 14 h sont reproduites sur la Fig. 6.10. Pour ce qui est des variations latitudinales (entre 1 et 0.1 hPa où la température est peu sensible au cycle diurne) la température est presque uniforme sur l'hémisphère sud, qui sort de l'été, et jusqu'aux abords de la calotte polaire nord. En fait, près du solstice d'hiver, les différences entre les deux hémisphères sont encore plus marquées. Les moyennes globales de la température sur la gauche des graphiques soulignent à nouveau le caractère relativement isotherme de la moyenne atmosphère martienne.

Le cycle diurne. Le graphique du bas de la Fig. 6.10 montre la différence de température entre 14 h et 2 h, assez représentative de l'amplitude du cycle diurne (les mesures Viking par exemple, montrent que la température descend encore de plusieurs dizaines de degrés jusqu'à l'aube). On voit que le cycle diurne est beaucoup plus marqué que sur Terre avec des amplitudes supérieures à 80 K entre l'équateur et 30°S. Ceci est lié, on l'a déjà dit, à la fois à l'absence des océans et à la faible inertie thermique du sol. Sur la calotte nord, le cycle diurne est presque nul (alors que les mesures correspondent presque à l'équinoxe) parce que la température est essentiellement contrôlée par les phénomènes de condensation-sublimation du gaz carbonique.

6.2.5 Les nuages

Les nuages présentent un double intérêt pour les études de la circulation atmosphérique : ils participent au bilan énergétique par l'intermédiaire des changements de phase et en modifiant l'absorption et l'émission de rayonnement dans l'atmosphère ; d'autre part, leur observation permet d'obtenir, plus ou moins directement, des informations sur le vent. Sur Mars cependant, et hormis les tempêtes de poussières globales, les nuages sont beaucoup moins abondants que sur la Terre. Ils sont sans doute des acteurs peu importants de la circulation et les informations qu'ils fournissent sur le vent sont souvent restreintes à certaines saisons et certaines régions. Si les nuages sont relativement rares sur Mars, ils sont en revanche relativement variés.

Du point de vue de la composition, trois types de nuages ont été observés sur Mars : des nuages de poussières (appelés parfois nuages jaunes), des nuages de glace d'eau (sans doute les plus abondants) et des nuages de glace de CO₂, plus froids, observés principalement dans les régions polaires et aux très hautes altitudes.

Les types et modes de formation de ces nuages sont également très variés.

Des brumes et brouillards ont été observés souvent près de la surface martienne, notamment dans les dépressions, cratères, vallées, *etc...* Du point de vue de la circulation, les brumes les plus importantes sont celles qui se développent pendant l'hiver sur les régions polaires et peuvent recouvrir complètement la calotte, surtout dans l'hémisphère nord. Ces brumes pourraient être une composante très importante du cycle énergétique de condensation et sublimation des calottes polaires [137, ?].

Des nuages stratiformes ont été observés dans la haute atmosphère de Mars ; ils sont sans doute formés en grande partie de glace de CO₂.

Des alignements de nuages cumuliformes, analogues à certains alignements connus sur Terre, ont été observés, d'une part pendant l'été, près du pôle nord, d'autre part pendant le printemps et l'été nord, sur les hauts plateaux intertropicaux, sur la chaîne de Tharsis et près des Valles Marineris. Ces nuages sont composés de glace d'eau.

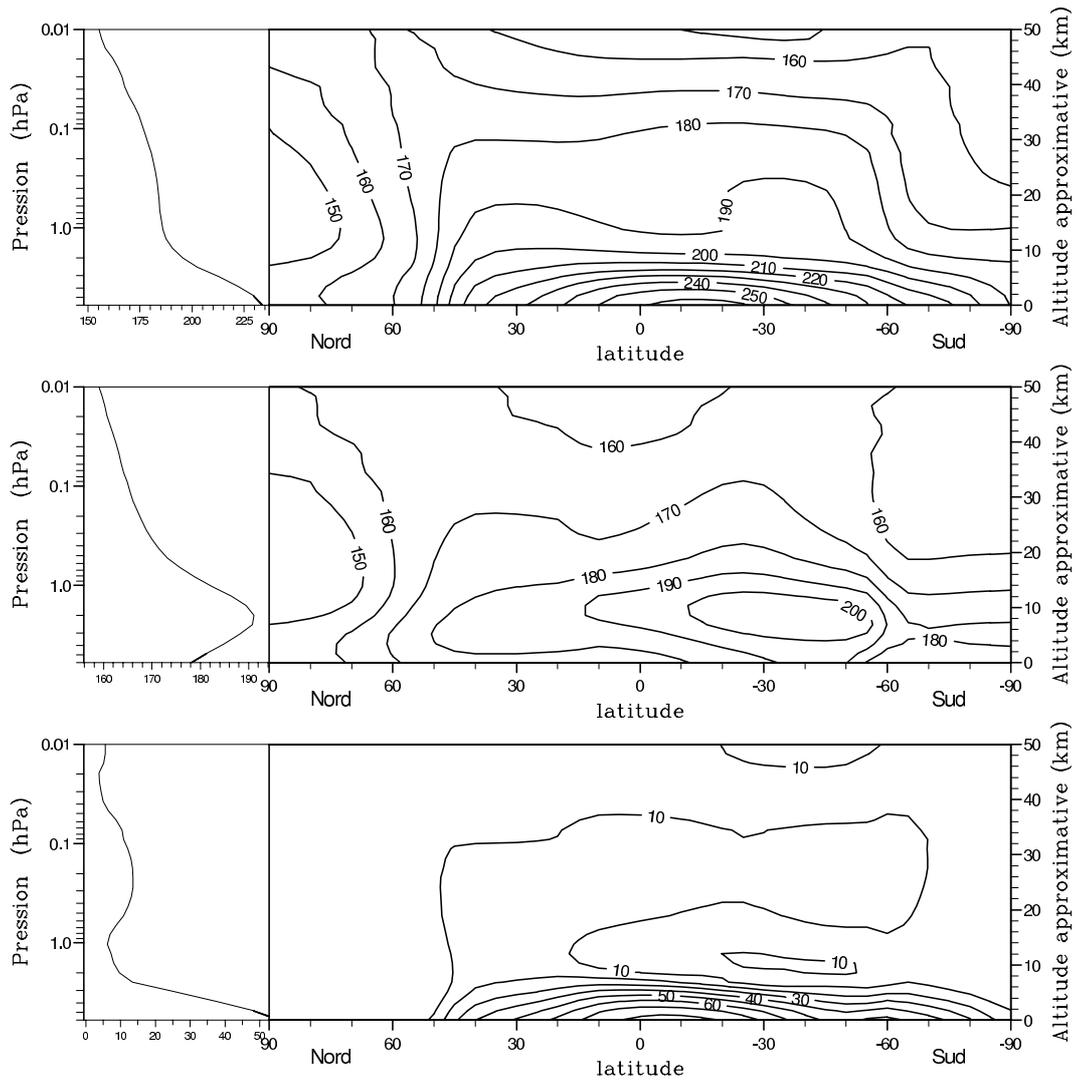


FIGURE 6.10 – Structure thermique de l’atmosphère martienne.

Inversion de données infra-rouge Mariner 9. La période d’analyse ($L_S = 343$ à $L_S = 348^\circ$) suivait la fin de la grande tempête de poussière du début de la mission. L’atmosphère était redevenue très claire.

En haut : structure thermique à 14h local.

Au milieu : structure thermique à 2h.

En bas : effet du cycle diurne. Différence des deux premiers graphiques.

Les courbes sur le côté correspondent à la moyenne planétaire de la température.

Les nuages en ondes, relativement fréquents, sont très intéressants car ils permettent de déduire (parfois à 180° près) la direction du vent, toujours perpendiculaire aux structures en ondes. Les plus intéressants sont les ondes de lee, qui se développent en aval de reliefs importants, généralement des cratères ou des volcans. Ces nuages donnent la direction du vent sans ambiguïté dès lors que le relief qui leur donne naissance a été identifié. La Fig. 6.11 montre un système d'ondes de lee qui se développe sur 800 km en aval d'un cratère de 100 km de diamètre. La Fig. 6.12 montre également des structures d'ondes, à la fois autour du volcan et dans le panache créé en aval du volcan, nuage orographique créé par le refroidissement de la masse d'air passant au dessus du relief.

Des nuages en spirale ont également été observés aux abords de la calotte polaire nord, principalement pendant l'hiver ; ces nuages sont sans doute associés à l'activité barocline engendrée au niveau du front polaire. L'exemple de la Fig. 6.13 est particulièrement intéressant car il a été observé au début de l'été ($L_S = 105^\circ$) très près du pôle (81°N). On voit clairement sur la photo, les cratères encore couverts d'un dépôt de glace. Les mesures IRTM montrent que ce petit cyclone (environ 100 km de diamètre seulement) se situe au niveau d'un très fort gradient latitudinal de température de l'ordre de 0.2 K km^{-1} confirmant l'origine barocline de cette structure [72].

French *et al.* [42] font une description globale des observations de nuages par les missions Viking et Mariner et des informations sur la direction des vents qui en découlent (voir aussi les revues sur les observations Mariner 9 [92] et Viking [8]).

6.2.6 Les vents

Quatre moyens ont permis jusqu'à maintenant d'obtenir, plus ou moins directement, des informations sur les vents martiens : l'observation des nuages, l'observation de l'action éolienne sur la surface, le calcul du vent thermique à partir de l'observation du champ moyen de température et, enfin, les mesures directes du vent par les deux sondes Viking à 1m60 au-dessus de la surface.

L'observation des nuages est très limitée sur Mars. Au total, moins de 2000 observations de nuages ont été répertoriées sur l'ensemble des missions martiennes, toutes localisations et toutes saisons confondues [42]. Le nombre d'observations utilisables pour déduire une information sur les vents est plutôt de l'ordre de quelques centaines. La plupart de ces dernières ne donnent que la direction du vent. C'est le cas notamment pour les ondes créées en aval des reliefs. Dans le meilleur des cas, quand on peut suivre une structure individuelle (et en supposant que le nuage est uniquement advecté) on obtient une information sur l'intensité du vent. Mais cette observation n'est vraiment utile que si l'altitude du nuage est elle-même déterminée (par exemple à partir de l'ombre portée). Les situations où les deux informations sont disponibles se comptent à l'unité sur Mars.

French *et al.* [42] et Kahn [81] ont répertorié saison par saison les directions des vents déduites de l'observation de différentes sortes de nuages. Les données sont particulièrement abondantes dans les latitudes moyennes. Elle montrent généralement un flux d'ouest dominant. Mais, à la fin du printemps, le vent zonal s'inverse dans l'hémisphère sud et les vents sont essentiellement d'est pendant l'été. Le même phénomène semble se produire dans l'hémisphère nord mais les données sont très maigres.

Les traces sur la surface. De nombreuses traces d'érosion éolienne sont visibles à la surface de Mars : dunes, stries *etc.*. Les plus intéressantes pour la circulation sont les marques claires dites de type I(b) généralement associées à des cratères d'impact. Elles sont interprétées comme un dépôt de poussière en aval des cratères lors de la phase de croissance des tempêtes globales [101, 165]. Ces marques sont observées presque exclusivement entre 45°N et 40°S ; elles mettent en évidence une circulation presque axi-symétrique de type alisés correspondant à une circulation de Hadley dont la branche ascendante se situerait à 40°S et la branche descendante à 40°N . Ceci est compatible avec la circulation escomptée à cette période de l'année : toutes les tempêtes globales se déclenchent

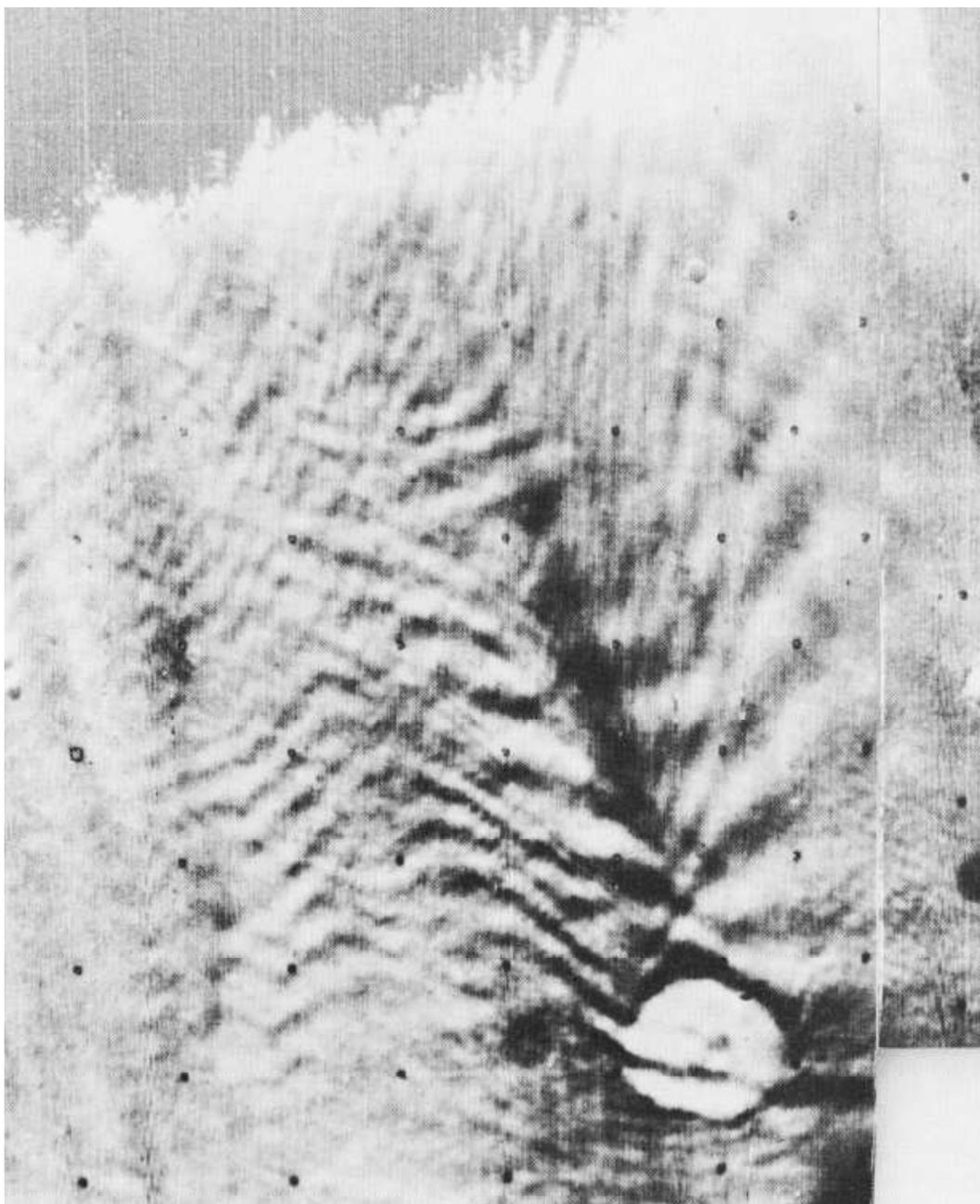


FIGURE 6.11 – Photo Mariner 9 montrant un système d'ondes de lee produit par le cratère Milankovic.

Ce cratère de 100 km de diamètre est situé à 53°N . Les ondes s'étendent sur 800 km, jusqu'à la séparation entre jour et nuit, avec une longueur d'onde d'environ 60 km. Les ondes se développent à l'est du cratère (en haut sur la figure) indiquant un vent d'ouest. Cette photo a été prise à la fin de l'hiver nord ($L_S = 244^{\circ}$). D'après Pickersgill et Hunt [130].



FIGURE 6.12 – Ascaeus Mons, tôt le matin, vu à travers un filtre ultra-violet.

Cette photo prise au début de l'été nord ($L_S = 107^\circ$) montre un double panache se développant en aval du volcan Ascaeus Mons, un des trois grands volcans du plateau de Tharsis. Ces panaches et les brumes qui entourent le volcan font apparaître clairement des structures d'ondes. Le panache se trouve sans doute au-dessus du volcan alors que les brumes autour se trouvent nettement en-dessous. D'après Pickersgill et Hunt [131].

en effet pendant l'hiver nord. Les autres formes d'activité éolienne sont beaucoup plus difficiles à interpréter en termes météorologiques : même dans les cas où ces traces donnent une indication sur les vents, il est la plupart du temps impossible de savoir quand elles ont été formées.

Le vent gradient. La source d'information la plus complète spatialement, est le calcul de l'équilibre géostrophique à partir de la structure thermique de l'atmosphère. Cette technique nécessite en théorie de connaître indépendamment les vents à la surface (ou le champ de pression). En pratique, le vent en surface est supposé nul. Jusqu'à maintenant, seules les mesures IRIS Mariner 9 avaient une couverture spatiale (verticale et latitudinale) suffisante pour permettre de dériver un profil latitude-altitude du vent. En fait, un seul profil de vent a été publié, celui reproduit sur la Fig. 6.14. Cette méthode sera sans doute la source principale d'information sur les vents lors des prochaines missions spatiales qui emporteront des "spectro-imageurs" nettement plus performants que IRIS.

Les vents Viking. Les mesures Viking offrent de loin la meilleure couverture temporelle en terme de mesures de vent (même si les anémomètres ont fonctionné moins régulièrement que les baromètres et thermomètres). Cependant, les mesures de vent à 1m60 du sol sont très fortement perturbées par les effets locaux et par les effets de la couche limite. Il est par exemple très difficile, à partir de ces mesures, de déduire le vent au sommet de la couche limite, plus représentatif de



FIGURE 6.13 – Nuage cyclonique sur Mars
Photo Viking 1, d'après Hunt et James [72].

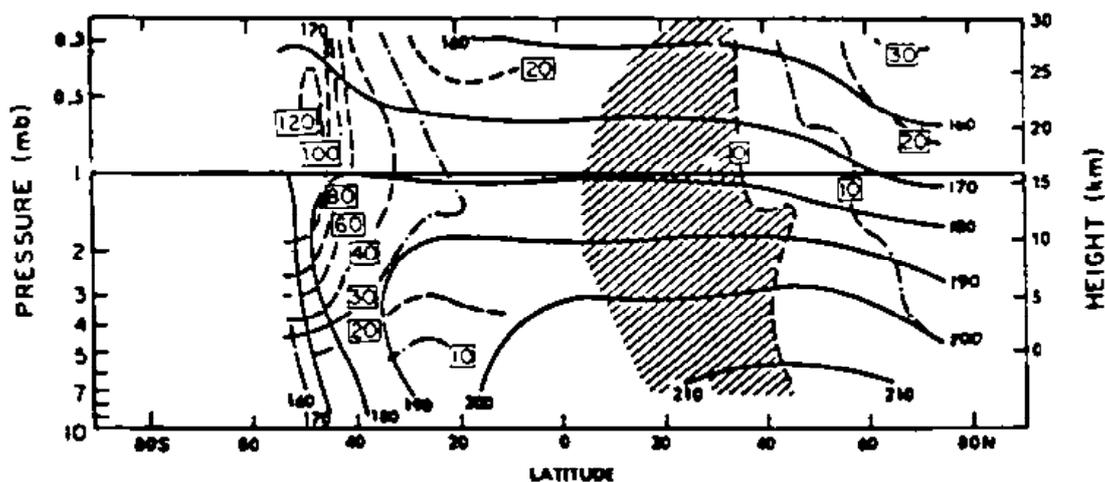


FIGURE 6.14 – Vent gradient déduit de mesures infra-rouges Mariner 9
La période analysée correspond au milieu du printemps dans l'hémisphère nord ($L_S = 43$ à $L_S = 54$) à la fin de la tempête de poussières de 1971. Les courbes pleines sont les isocontours de la température en K et les courbes discontinues, les isocontours du vent zonal en m s^{-1} . Le fort gradient latitudinal de température vers 50°S , associé à la limite de la calotte polaire, implique l'existence d'un jet très fort, avec des vents dépassant 100 m s^{-1} . D'après Pollack *et al.* [138].

la circulation générale; certaines caractéristiques importantes peuvent cependant être dégagées. Pendant l'été, le vent est essentiellement reproductible d'un jour sur l'autre et est dominé par des effets locaux, effets de pente notamment.

Pendant l'hiver, les vents, comme la pression, sont dominés par des oscillations de périodes comprises typiquement entre 2 et 10 jours, reflets de l'activité barocline. Au site Viking 2, les vents dominants sont de nord-ouest pendant l'hiver mais tournent sud-est pendant la grande tempête de poussière 1977 b.

6.2.7 Les ondes

Trois types d'ondes ont été observées plus ou moins directement dans l'atmosphère de Mars.

Les ondes baroclines, ont été prédites originalement pour Mars, par Mintz en 1961, puis simulées par le modèle de circulation générale du UCLA par Leovy et Mintz [90]. Ces prédictions ont d'abord été confirmées par l'observation de structures nuageuses associées au front polaire par Mariner 9. Les mesures *in-situ* Viking, ont ensuite permis d'obtenir une description complète de ces ondes sur plusieurs années martiennes. Les ondes baroclines sont en effet responsables des oscillations de courtes périodes (2 à 8 jours) et d'amplitude 0.1 à 0.5 hPa qui se développent pendant l'automne et l'hiver (cf. Fig. 6.8).

La première année Viking, pendant laquelle deux grandes tempêtes de poussières se sont développées, a mis en évidence des ondes de périodes comprises entre 6 et 8 jours et des ondes de périodes plus courtes, typiquement 2 à 4 jours [4]. Après les tempêtes de poussières, les ondes plus longues dominent. Dans les années claires en revanche, les ondes de périodes 2-4 jours sont prédominantes [5].

L'analyse des phases respectives des fluctuations des deux composantes du vent et de la pression ont permis d'établir que les ondes se propagent vers l'est avec une vitesse de phase comprise entre 10 et 20 m s⁻¹ et qu'elles sont centrées un peu au nord du site Viking 2 (48°N) [5].

Les marées thermiques. Les marées thermiques sont des ondes de gravité planétaires provoquées par les variations diurnes de l'ensoleillement sont beaucoup plus intenses sur Mars que sur la Terre, à cause du temps de réponse radiatif très court du système surface-atmosphère. Dans les périodes claires, l'atmosphère est essentiellement chauffée par le rayonnement émis par la surface et les variations diurnes sont particulièrement sensibles dans la couche limite planétaire. Dans le reste de l'atmosphère, la température varie de 10 K environ entre la nuit et le jour (cf. Fig. 6.10). Les oscillations de la température visibles sur les profils d'entrée des sondes Viking (cf. Fig. 6.9) sont généralement attribuées à la propagation verticale dans l'atmosphère de marées atmosphériques. Les mesures de pression et de vent par les modules d'atterrissage Viking mettent également clairement en évidence les composantes diurne et semi-diurne des marées thermiques. Comme sur la Terre, la composante semi-diurne est dominante dans les latitudes moyennes. Les marées thermiques sont fortement renforcées pendant les tempêtes de poussières [177]. Elles sont alors forcées par l'absorption directe du rayonnement solaire dans l'atmosphère.

Les ondes de gravité orographiques. Des ondes de gravité de courte longueur d'ondes sont clairement identifiées par les structures nuageuses qu'elles produisent, en aval des cratères d'impact ou autour des grands volcans martiens. Comme sur la Terre, les ondes de gravité peuvent se propager verticalement dans l'atmosphère et déferler dans la haute atmosphère, fournissant ainsi du moment cinétique à la circulation zonale moyenne.

6.2.8 Les poussières

Bien que les grandes tempêtes de poussières soient connues depuis longtemps sur Mars, il a fallu attendre les résultats des missions Viking pour mettre en évidence l'importance extrême des poussières pour la circulation générale atmosphérique. Les deux modules d'atterrissage Viking étaient équipés de diodes permettant de mesurer l'extinction du rayonnement solaire par

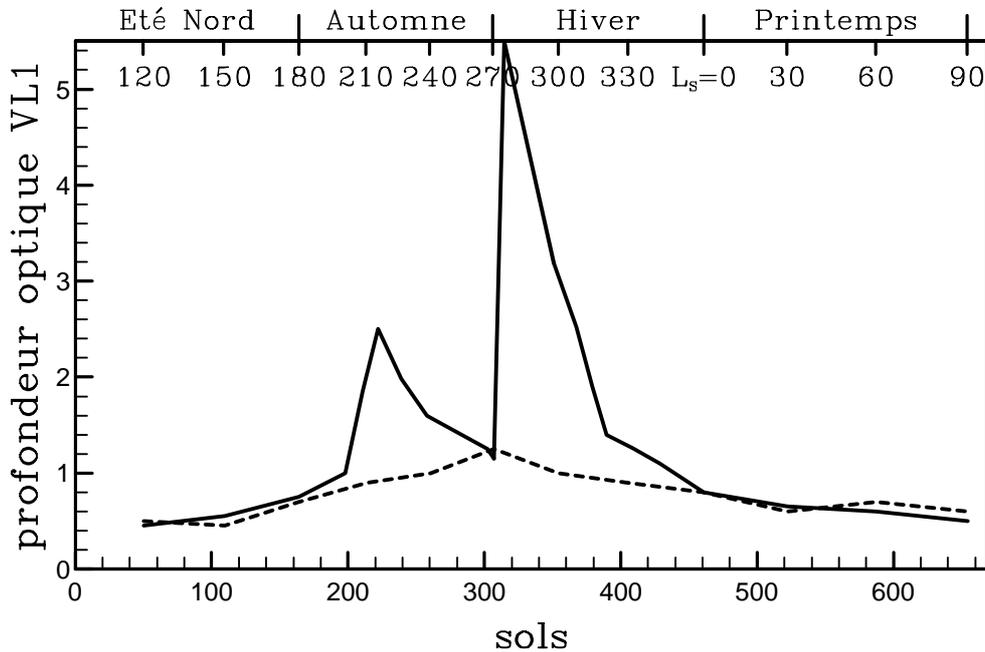


FIGURE 6.15 – Mesure de la profondeur optique de l’atmosphère au site VL 1 pendant les deux premières années de la mission.

La courbe pleine correspond à la première année avec les deux grandes tempêtes de poussières et la courbe pointillée à la seconde année (données aimablement fournies par James Pollack).

l’atmosphère (c’est à dire par les aérosols). Les mesures effectuées par Viking 1 pendant les deux premières années sont reproduites sur la Fig. 6.15. La signature des deux tempêtes globales de la première année est clairement visible, avec de brusques augmentations de la profondeur optique qui atteint une valeur de 5 au maximum de la tempête 1977b. Mais le résultat le plus surprenant est la persistance, même pendant les années claires, d’une quantité significative de poussière dans la très fine atmosphère martienne. La présence de cette poussière stabilise fortement le profil vertical de température, l’atmosphère étant directement chauffée par absorption du rayonnement solaire. Cette stabilité de l’atmosphère influence directement les échanges dans la couche limite planétaire ainsi que la structure des ondes baroclines. Les mesures Viking mettent de plus en évidence un cycle saisonnier de la quantité d’aérosols présents dans l’atmosphère avec un maximum près du solstice d’hiver nord.

Les mesures des modules d’atterrissage Viking ont permis en outre de dériver les propriétés optiques des poussières pour le rayonnement visible [135, 136]. Elles ont aussi montré que les poussières sont relativement bien mélangées dans l’atmosphère jusqu’à une trentaine de kilomètres d’altitude.

Les mesures infrarouges IRTM ont également permis d’obtenir une couverture spatiale et temporelle de la quantité de poussière dans l’atmosphère [104, 103]. Pendant la première année Viking, la profondeur optique à $9 \mu\text{m}$ montre une valeur moyenne de 0.51 mais la valeur la plus fréquente est seulement de 0.056. La comparaison des mesures IRTM et des mesures *in-situ* de l’extinction visible aux sites Viking montre que la profondeur optique visible est environ 2.5 fois supérieure à la profondeur optique à $9 \mu\text{m}$. En appliquant ce facteur aux résultats des mesures IRTM, la valeur moyenne de la profondeur optique visible est de 1.3 environ mais la valeur la plus fréquente de 0.14 seulement. Les sites Viking apparaissent donc comme particulièrement ”poussièreux” même une fois retiré l’effet du relief. Plus récemment, Martin et Richardson [103] ont analysé les données IRTM de façon très systématique en reproduisant, tous les 5 degrés de longitude solaire, des cartes globales de la profondeur optique pour l’année et demi couverte par les modules orbitaux viking. Ces cartes permettent de suivre le développement des tempêtes de

poussières mais donnent aussi une information unique sur la répartition de la poussière pendant les périodes claires de la mission.

6.2.9 Les tempêtes

Les tempêtes de poussières sont un des phénomènes météorologiques les plus originaux et les plus intéressants de la circulation atmosphérique martienne. Une reconstitution de photos mariner 9, prises pendant la grande tempête de poussières de 1971, est reproduite sur la Fig. 6.16. Les missions Mariner 9 et Viking, qui ont sans doute assisté à des tempêtes globales particulièrement violentes, ont permis de mieux comprendre leur origine. Pendant l'automne et l'hiver nord, des tempêtes de poussières se déclenchent dans des régions privilégiées des latitudes subtropicales de l'hémisphère sud, c'est à dire dans la zone d'ascendance de la circulation de Hadley ; comme dans les moussons terrestres, cette zone d'ascendance correspond à un fort vent d'ouest créé dans la branche basse de la cellule de Hadley quand celle-ci s'étend loin de l'équateur dans l'hémisphère d'été. Occasionnellement, une de ces tempêtes se développe plus fortement que les autres, suggérant qu'il existe un mécanisme d'amplification lié à l'absorption du rayonnement par la poussière qui, à son tour, augmente l'ascendance d'air et les vents de surface dans la zone de création de la tempête. Celle-ci peut alors s'étendre en quelques semaines à l'ensemble de l'atmosphère, la circulation de Hadley jouant *a priori* un rôle fondamental dans cette généralisation du phénomène.

Pendant ces tempêtes globales, la circulation atmosphérique est fortement modifiée. Ceci est clairement visible sur la Fig. 6.8 : au moment du déclenchement de la grande tempête 1977 b, vers $L_S = 270^\circ$, pendant la première année de la mission, les ondes baroclines deviennent beaucoup moins intenses aux deux sites Viking. Ce changement s'accompagne d'une forte augmentation de pression au site Viking 2 ainsi que d'un changement de direction du vent dominant : principalement de sud-ouest pendant l'hiver, le vent tourne nord-ouest pendant la tempête de poussières [5] ; ce changement est généralement attribué à une croissance de l'extension en latitude de la cellule de Hadley : la latitude de Viking 2, qui se situe, avant le déclenchement de la tempête, plus au nord que la branche descendante de la cellule de Hadley se retrouve, pendant la tempête, dans la branche basse de la circulation de Hadley, autrement dit dans la région des alizés. Ceci est en accord qualitatif avec la structure axi-symétrique de la circulation entre 40°S et 40°N , mise en évidence par les marques claires de type I(b) en aval des cratères.

Une fois que la tempête a atteint une dimension planétaire, elle commence une phase de décroissance lente. Le mécanisme responsable de ce changement de tendance est mal compris. Mal expliquée également, la raison pour laquelle les tempêtes s'étendent à l'ensemble de la planète seulement certaines années. On peut noter enfin que les tempêtes de poussières ne se déclenchent que pendant l'hiver boréal ; mais ceci est sans doute lié à la coïncidence du solstice d'hiver nord avec le périhélie de l'orbite martienne.

Une littérature abondante a été consacrée à l'étude des tempêtes de poussières, aussi bien des études observationnelles que théoriques ou numériques. On peut noter la réanalyse récente des images IRTM Viking par Martin et Richardson [103] qui donne une évolution de la profondeur optique des poussières en chaque région du globe et permet de suivre la naissance et la décroissance des deux tempêtes de poussières de 1977.

L'étude des tempêtes de poussières est encore hors d'atteinte du MCG du LMD puisque le transport des poussières n'est pas encore modélisé. Les poussières sont cependant déjà prises en compte dans le code radiatif ce qui permet d'étudier l'effet sur la circulation d'une forte augmentation du contenu en poussière de l'atmosphère.

6.3 La modélisation numérique de la circulation atmosphérique de Mars

Si les nombreuses missions spatiales ont permis de se faire une idée assez complète de la circulation de l'atmosphère martienne, les modèles numériques ont largement contribué au



FIGURE 6.16 – Photos Mairner 9 de la grande tempête globale de 1971.
En haut de l'image : évolution de l'aspect global de Mars au cours du déclenchement de la tempête
(les photos ont été prises du Lowell Observatory, dans l'Arizona). D'après [114]

développement des idées et connaissances en ce domaine. Parmi les études numériques, certaines se sont concentrées sur des phénomènes locaux : (1) modélisation des ondes créées en aval des cratères martiens [130] ou autour des volcans géants [131], (2) modélisation des effets de pentes sur la circulation en aval des cratères pour expliquer la formation des marques observées à la surface [100]; plusieurs modèles axi-symétriques de la circulation générale ont également été appliqués à Mars : Haberle *et al.* [50] et Magalhaes [101] ont notamment étudié l'impact de l'augmentation, pendant les tempêtes, du contenu en poussières de l'atmosphère, sur la circulation de Hadley. Les modèles mettent en évidence une plus grande extension de la cellule de Hadley pendant les tempêtes de poussières [50] et une circulation en accord qualitatif général avec l'observation des marques claires (de type I(b)) à la surface [101]. Ces modèles ne sont cependant pas capables d'expliquer le changement de direction du vent observé au site Viking 2 pendant la grande tempête de poussières 1977 b.

Mais la plus importante contribution de la modélisation numérique à notre connaissance de la circulation de l'atmosphère martienne est la succession d'études menées d'abord au UCLA [90] puis au "NASA/Ames Research center" par Pollack et ses collaborateurs en utilisant un modèle de circulation générale atmosphérique.

Les années soixante marquent à la fois le début de l'exploration spatiale planétaire et l'apparition des premiers modèles de circulation générale atmosphérique pour la Terre. Sous l'impulsion de Mintz et Leovy, le tout récent modèle terrestre du UCLA (développé par Arakawa et Mintz) est adapté à Mars. Les premières simulations sont effectuées en 1966 et publiées en 1969 [90]. Ce modèle à deux niveaux utilise un schéma en différences finies pour intégrer les équations dynamiques. Pendant le développement du modèle, les résultats de la mission Mariner 4 mettent en évidence la très faible pression martienne qui induit que les calottes sont formées essentiellement de CO₂ [89]. Du coup, Leovy et Mintz introduisent la condensation-sublimation du dioxyde de carbone sur la surface. Avant Mariner 9, en revanche, la topographie imposante de Mars est encore inconnue et les simulations sont effectuées sans relief. Les résultats mettent en évidence : l'importance du cycle de condensation du gaz carbonique, le flux de condensation près des solstices contribuant de façon significative à la circulation méridienne et au budget de quantité de mouvement (induisant l'intensification des vents d'ouest dans l'hémisphère d'hiver); l'importance des ondes baroclines pendant l'hiver dans les latitudes moyennes; ces ondes sont liées à un fort gradient latitudinal de la température près de la calotte polaire alors que l'atmosphère d'été est essentiellement isotherme. Le modèle produisait également des marées thermiques très importantes alors que l'absorption par les poussières n'était pas prise en compte; enfin, les simulations mettaient en évidence une cellule de Hadley traversant l'équateur, s'étendant de part et d'autre jusqu'à 30° de latitude environ. Ces résultats numériques ont été confirmés par la suite, soit par les études numériques plus sophistiquées soit par les résultats des missions spatiales.

Pour la préparation de la mission Viking, les ingénieurs étaient inquiets des possibles très forts vents en surface seuls capables d'expliquer le soulèvement de la poussière lors des tempêtes. A cette époque, James Pollack, au "NASA/Ames Research Center", introduit l'orographie observée par Mariner 9, dans une nouvelle version du MCG du UCLA qui inclut une formulation dynamique un peu différente [?] et trois niveaux verticaux au lieu de deux. Le modèle a donc d'abord été utilisé pour prédire les vents aux différents sites possibles d'atterrissage des sondes Viking. Les vents produits en surface était beaucoup plus faibles que ceux qui auraient pu endommager les sondes lors de l'atterrissage. En 1981, Pollack *et al.* [138] publie l'ensemble des résultats numériques du MCG. Les moyennes zonales de la température et des vents simulés sont reproduites sur la Fig. 6.17. Malgré une légère différence de saison, la température simulée est en assez bon accord avec les observations Mariner 9 reproduites sur la Fig. 6.14. La moindre stabilité verticale de l'atmosphère simulée dans les tropiques est essentiellement liée au fait que les poussières n'étaient pas prises en compte dans ces simulations. Ces dernières ont également mis en avant l'importance extrême du relief pour la circulation atmosphérique. Les ondes baroclines produites par le modèle étaient d'autre part en bon accord avec les données toutes fraîches des modules d'atterrissage Viking.

Plus récemment, Pollack et ses collaborateurs se sont intéressés plus particulièrement au cycle de condensation et sublimation du gaz carbonique et à la modélisation du cycle annuel de la pression. Dans un premier temps, ils ont introduit la poussière dans le schéma radiatif et étudié

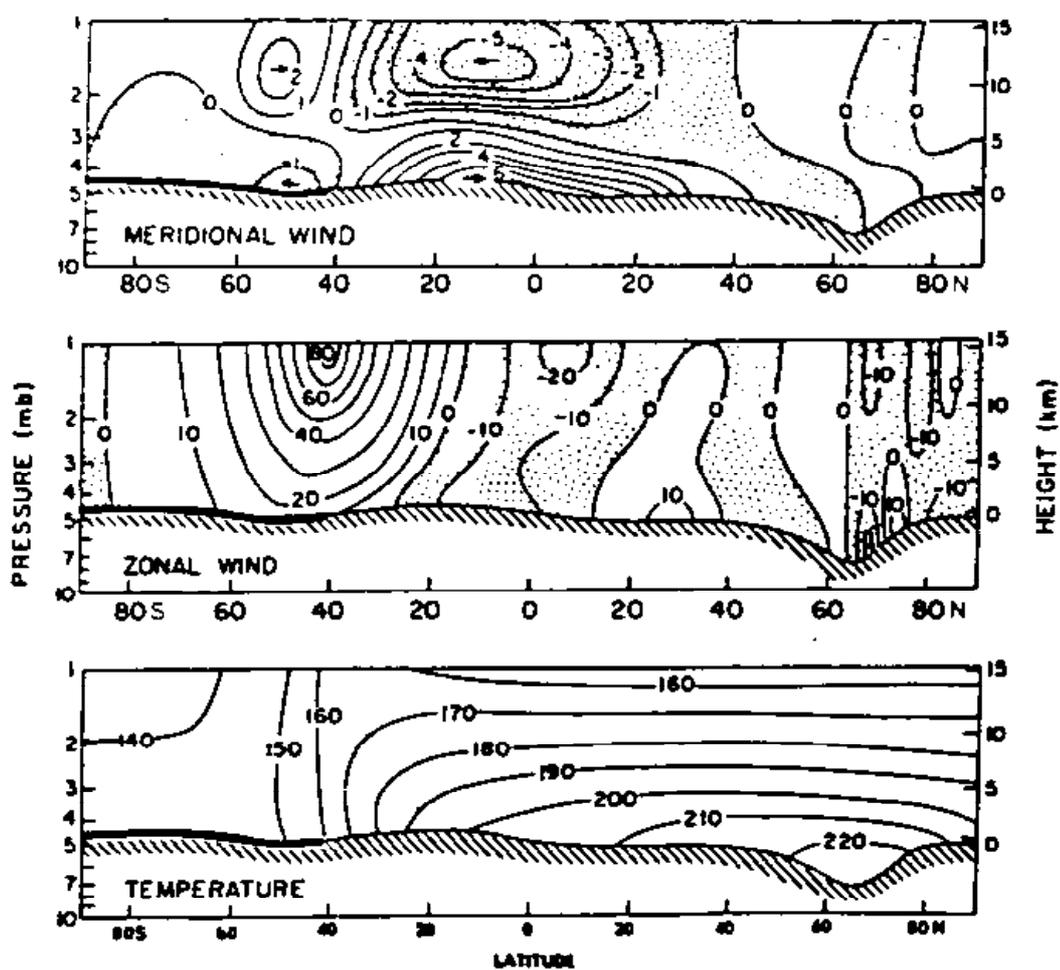


FIGURE 6.17 – Moyenne zonale des champs de vent et de température simulés avec le MCG martien de la NASA pour des conditions de solstice d'hiver nord.

En haut : le vent méridien en m s^{-1} . Au milieu : le vent zonal en m s^{-1} . En bas : la température en K. D'après Pollack *et al.* [138].

les interactions entre cycle du CO_2 et cycle de la poussière. Un des objectifs des études du cycle de condensation est de comprendre la dissymétrie des deux calottes polaires : pendant l'été nord, le dioxyde de carbone présent dans la calotte nord est entièrement sublimé et la calotte résiduelle est composée d'eau ; pendant l'été sud en revanche, et au moins pour certaines années, il semble qu'une calotte de dioxyde de carbone persiste au pôle sud alors que Mars se trouve alors au périhélie [83].

Pollack *et al.* [137] ont effectué une cinquantaine d'expériences numériques d'une quarantaine de jours chacune près du solstice d'hiver nord ($L_S = 270^\circ$). Ils ont mis en évidence plusieurs mécanismes importants pour le cycle du CO_2 : (1) le transport atmosphérique engendré par l'augmentation du contenu en poussières de l'atmosphère diminue la condensation du gaz carbonique (la condensation est deux fois moins rapide pour $\tau = 5$ que pour $\tau = 0$) ; (2) l'augmentation de la poussière favorise la condensation directe dans l'atmosphère (qui se refroidit plus efficacement) mais diminue la condensation en surface (le rayonnement émis par la surface s'échappant moins facilement). Ceci peut expliquer la couverture de la calotte polaire par des brumes de CO_2 et le fait que cette couverture est plus importante pour la calotte nord qui se forme à une période où l'atmosphère est particulièrement chargée en poussières.

Dans le prolongement de ce travail, Pollack *et al.* [?] se sont intéressés aux autres paramètres et phénomènes contrôlant le cycle annuel de la pression comme l'albédo et l'inertie thermique des calottes ou la conduction thermique dans le sol. Pour effectuer cette étude, Pollack *et al.* ont utilisé un modèle énergétique dans lequel la physique est calculée en chaque point d'une grille horizontale mais où les effets dynamiques sont pris en compte en utilisant des résultats de simulations effectuées précédemment avec le MCG. Le modèle énergétique produit des résultats en bon accord avec le cycle de la pression mesuré par les sondes Viking pour des valeurs relativement basses de l'albédo et de l'émissivité de la glace, respectivement 0.45 et 0.75. Pollack *et al.* suggèrent que la valeur élevée de l'émissivité pourrait être le reflet de la présence des brumes au dessus de la calotte plutôt que des caractéristiques de la glace elle-même. Dans cette étude, Pollack *et al.* confirment également la présence, dans les mesures du cycle annuel de la pression par les missions Viking, d'une composante indépendante du cycle de condensation-sublimation du gaz carbonique ; l'importance de cette composante, liée à la dynamique atmosphérique avait d'abord été mise en évidence à partir des résultats du MCG du LMD [39, 164, ?]. Ces considérations sont développées en détail dans la suite du présent document.

En parallèle à ces études du cycle annuel de la pression, un important travail sur la modélisation des tempêtes de poussières est actuellement mené au "NASA/Ames Research Center" [119]. Deux autres publications récentes ont été consacrées à une présentation complète et détaillée de la climatologie du MCG de Ames, d'une part pour la circulation moyenne [51], d'autre part pour les ondes transitoires baroclines [?]. Les résultats sont validés par comparaison avec les données spatiales existantes. Un résultat intéressant concernant les ondes baroclines : elles semblent être beaucoup moins intenses, voir presque absentes, dans l'hémisphère sud, même pendant l'hiver. Ce comportement est également observé dans les simulations effectuées avec le MCG du LMD.

6.4 Le MCG atmosphérique martien du LMD

L'histoire du modèle de circulation générale atmosphérique martien du LMD est bien sûr beaucoup plus courte que celle du modèle américain puisque le travail a été initié en 1987 lors d'un stage de trois mois par Bernard Arpizon, avec l'aide de Phu Le Van et sous la direction d'Olivier Talagrand, le développement du modèle ayant finalement été mené à bien pendant les deux premières années de cette thèse. Si le modèle est pour l'instant moins complet, d'un point de vue physique, que son concurrent américain, il dispose cependant d'avantages certains : plus grande souplesse et rapidité très supérieure⁴ liées à l'écriture très récente de la partie dynamique ; souplesse également dans la partie radiative puisque le modèle américain précalcule, au début de

4. Trois années complètes martiennes ont déjà été simulées avec le modèle du LMD en haute résolution et une cinquantaine d'années en basse résolution. A cause de la lenteur du MCG de la NASA (il utilise pourtant une résolution intermédiaire entre les deux utilisées dans cette thèse) aucune simulation d'une année martienne complète n'a pu être effectuée jusqu'à maintenant avec ce modèle.

chaque simulation, des tables d'opacités qui sont utilisées dans la simulation. Cette procédure ne permet pas de faire varier le contenu en poussière de l'atmosphère au cours des simulations.

L'ensemble du MCG planétaire a été décrit dans le chapitre Chapitre 3 ; pour Mars, il a fallu rajouter une paramétrisation du calcul de la condensation et de la sublimation du gaz carbonique. Cette paramétrisation, développée par François Forget [39] est rapidement exposée dans cette section ainsi que le choix des différents paramètres de contrôle pour les simulations et les premiers résultats numériques.

6.4.1 Schéma de condensation-sublimation du CO_2

La relation de Clapeyron relie la chaleur latente de condensation à la courbe de pression de vapeur saturante $p_{sat}(T)$:

$$L = T(V_{gaz} - V_{gl}) \frac{dp_{sat}}{dT} \quad (6.1)$$

où V_{gaz} et V_{gl} sont les volumes massiques du gaz et de la glace. Dans le cas des changements solide-gaz, le volume massique de la phase solide peut être négligé et la relation des gaz parfaits permet d'écrire la chaleur latente sous la forme

$$L = \frac{RT^2}{p} \frac{dp}{dT} \quad (6.2)$$

Cette relation permet de déduire la courbe de température de condensation. Généralement, la chaleur latente, différence entre les enthalpies de la matière dans ces deux états, varie en fonction de la température sous la forme

$$\frac{dL}{dT} = C_{gaz} - C_{gl} \quad (6.3)$$

En supposant, donc, que les coefficients L_0 et L_1 donnant la variation en pression de la chaleur latente sous la forme

$$L = L_0 + L_1 T \quad (6.4)$$

sont connus, la relation de Clapeyron se réécrit sous la forme

$$R \frac{d \ln p}{dT} = \frac{L_0}{T^2} + \frac{L_1}{T_0} \quad (6.5)$$

et s'intègre facilement en

$$R \ln \frac{p_{sat}(T)}{p_{sat}(T_0)} = L_0 \left(\frac{1}{T_0} - \frac{1}{T} \right) + L_1 \ln \frac{T}{T_0} \quad (6.6)$$

En pratique, il faut trouver un moyen d'inverser facilement cette relation pour calculer la température de condensation en fonction de la pression, $T_c = [p_{sat}(T)]$. Pour Mars [79], et plus généralement pour toutes les études des changements de phase du gaz carbonique, le calcul est simplifié en supposant que la chaleur latente est indépendante de la température ($L_1 = 0$), auquel cas la relation entre pression de vapeur saturante et température prend la forme simple :

$$\ln \frac{p_{sat}}{p_0} = \frac{a}{T} + b \quad (6.7)$$

avec $a = -L/R$ et $b = L/(RT_0)$. Cette relation présente l'avantage que la température de condensation se calcule directement à partir de la pression.

Condensation atmosphérique. Le gaz carbonique se condense dans l'atmosphère à partir du moment où la température T_t^* , pronostiquée au pas t par l'ensemble des paramétrisations (sauf la condensation), est inférieure à la température de condensation. En notant $\sum F$ la somme des flux entrant dans la maille (somme négative en l'occurrence) la température pronostiquée au pas t s'écrit

$$T_t^* = T_{t-\delta t} + \frac{\sum F}{C_p m} \delta t \quad (6.8)$$

où m est la masse de la maille. Si $T^{t-\delta t} > T_c$, la maille commence par se refroidir jusqu'à la température de condensation. Le déficit d'énergie restant est alors $\delta E = (T_t^* - T_c) C_p m$. Une masse $\delta m < 0$ est alors condensée dans la maille pour compenser ce déficit d'énergie avec :

$$\delta E = L \delta m \quad (6.9)$$

Dans le MCG, le CO_2 ainsi condensé est précipité directement sur la surface. Pour tenir compte de l'énergie potentielle perdue lors de cette chute, une proportion $\alpha = gz/L$ de cette masse est sublimée immédiatement ($\alpha \sim 0.08$ pour $z \sim 10$ km). Dans les coordonnées σ , la perte de masse $(1 - \alpha) \delta m$ est prise en compte en modifiant la pression de surface $\delta p_s = g(1 - \alpha) \delta m/S$.

Condensation et sublimation sur le sol. Deux cas se présentent : tant que la maille n'est pas couverte de glace carbonique (sol nu), le principe est le même que pour la condensation atmosphérique. L'atmosphère située juste au dessus du sol se condense pour éviter que la température de surface descende en dessous de T_c . Pour un déficit δT de température, la masse condensée est $\delta m = C_S |\delta T| S/L$ où C_S est la capacité calorifique surfacique (Eq. A.29). L'albédo et l'émissivité sont alors changés instantanément sur toute la maille.

Sur une maille déjà couverte par de la glace, on impose $T = T_c$ et on condense ou sublime le dioxyde de carbone suivant le signe du déséquilibre des flux en surface. Une fois que l'ensemble de la glace a été sublimée sur une maille, les valeurs de l'albédo et de l'émissivité du sol nu sont restituées et la température de surface évolue à nouveau.

L'ensemble du schéma conserve l'énergie et la masse du dioxyde de carbone dans son ensemble (glace et gaz). Cependant, il néglige beaucoup de phénomènes physiques importants : (1) la glace condensée dans l'atmosphère ne peut pas se sublimer au cours de sa descente quand elle rencontre des couches plus chaudes ; (2) une seule température est utilisée pour décrire l'ensemble de la couche de glace ; (3) plus important encore, l'albédo A_{gl} et l'émissivité ϵ_{gl} de la glace, qui sont très mal connus, sont des paramètres clés pour le contrôle du bilan énergétique sur les calottes [?].

Les mesures Viking indiquent un albédo des calottes dans le violet compris entre 0.21 et 0.49 et un albédo dans le rouge plus élevé (0.40 – 0.62) [78]. Les mesures IRTM Viking donnent aussi un grand éventail de valeurs de l'albédo (0.4 – 0.75) [125]. Les modèles microphysiques utilisant la théorie de Mie avec des grains sphériques de 100 μm de diamètre produisent des albédos beaucoup plus élevés (0.75 – 0.8) pour des grains de glace de CO_2 pur, mais l'albédo décroît pour des grains plus gros ou lorsque des impuretés sont ajoutées dans la glace [171]. L'albédo des calottes pourrait donc être particulièrement sensible au contenu en poussière qui peut lui même varier fortement suivant les saisons, par exemple pour des périodes de condensation ou de sublimation.

Les seules valeurs concernant l'émissivité proviennent de résultats de modèles essayant de reproduire le cycle de la pression observé par les sondes Viking ou les données d'extension des calottes. A ce titre, l'étude la plus complète est celle menée récemment par Pollack *et al.* [?], basée sur l'utilisation d'un modèle d'équilibre énergétique sophistiqué, incluant des résultats obtenus avec le MCG de Ames, d'une part pour rendre compte des transports atmosphériques d'énergie et d'autre part pour relier la masse totale de l'atmosphère aux pressions aux sites d'atterrissage Viking. Cette étude montre que des valeurs de 0.7 à 0.8 de l'émissivité et 0.4 à 0.55 de l'albédo permettent de rendre compte correctement du cycle annuel de la pression. Les valeurs obtenues avec de telles études ne sont pas forcément représentatives des caractéristiques de la glace elle-même. Elles peuvent être le reflet de certaines simplifications du modèle et de la non prise en compte de certains phénomènes comme la couverture de la calotte polaire par une couche brumeuse pendant une partie de l'hiver, surtout dans le nord [?]. L'impact de ces paramètres sur les simulations du MCG du LMD est discuté dans la Section 6.7.

6.4.2 Les données pour la surface

Trois champs de surface sont prescrits dans le modèle : l'albédo du sol nu (sans glace), son inertie thermique (cf. Section 3.3.3) et le relief. Les trois champs sont dérivés de mesures Viking. Les deux premiers ont été obtenus grâce aux données infra-rouge IRTM ; les cartes nous ont été fournies par Terry Martin [105]. Ces données étaient limitées à une bande de latitudes allant de

60°S à 60°N ; elles ont été complétées près des pôles en utilisant une valeur constante égale à la moyenne planétaire du champ. La Fig. 6.18 montre les cartes d'albédo et d'émissivité du sol nu utilisées dans le MCG pour la résolution horizontale la plus fine, 64 longitudes \times 48 latitudes. Les données du relief ont été fournies par Philippe Masson. Dans les deux cas, les champs ont été complétés en utilisant partout, au delà de 60°, la moyenne du champ à 60° dans chaque hémisphères. Sur une maille du modèle, on utilise la valeur moyenne du champ de données. La Fig. 6.19 montre l'effet de cette moyenne sur la représentation du relief dans le modèle pour les deux résolutions horizontales utilisées.

6.4.3 Premières simulations

Simulation basse résolution. Un paramètre reste à régler : la masse totale atmosphérique, somme de la masse gazeuse $M_{atm.}$ et de la masse $M_{cal.}$ de CO_2 piégée sous forme de glace dans les calottes. Dans la suite on nommera pression totale équivalente de l'atmosphère, la pression correspondant à cette masse totale

$$\bar{p}_{tot.} = \bar{p}_{atm.} + \bar{p}_{cal.} \quad (6.10)$$

avec

$$\bar{p}_{atm.} = M_{atm.}/(4\pi a^2 g) \quad \text{et} \quad \bar{p}_{cal.} = M_{cal.}/(4\pi a^2 g) \quad (6.11)$$

Cette pression totale équivalente ne peut être estimée directement à partir des données spatiales. On verra par la suite que, suivant le réglage de certains paramètres du modèle, elle doit être ajustée, sa valeur variant typiquement entre 6.7 et 7.3 hPa pour les simulations présentées dans la suite. Pour la première simulation présentée ici, elle avait été réglée à 7.2 hPa.

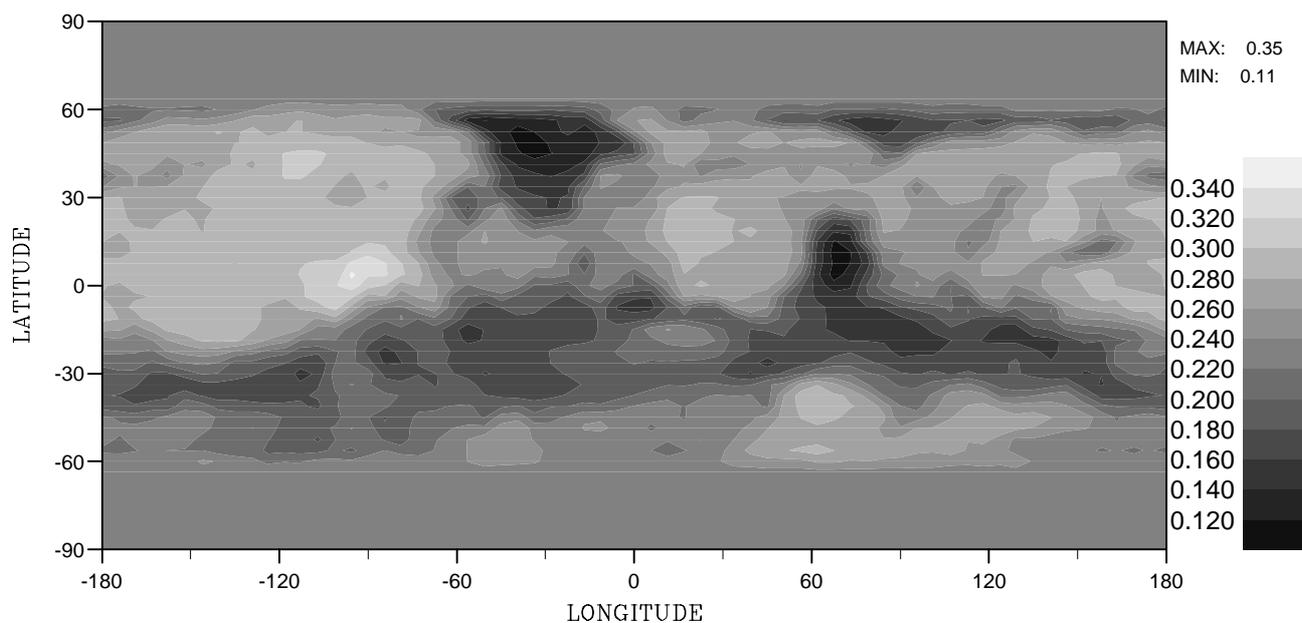
L'état initial est un état isotherme ($T = 200$ K) et statique ($u = v = 0$). La pression en chaque point de la surface est calculée de façon à ce que l'atmosphère soit globalement en équilibre hydrostatique. Ainsi initialisé, le modèle est suffisamment stable pour être intégré dès le début dans sa configuration normale, bien que la circulation soit très loin d'un état de régime. Dans cet état initial, l'ensemble du CO_2 atmosphérique se trouve sous sa forme gazeuse (pas de calottes).

Le modèle a d'abord été intégré dans une version basse résolution *32 longitudes \times 24 latitudes \times 15 niveaux verticaux*. Deux années martiennes complètes ont été simulées à partir de l'état initial décrit précédemment. La Fig. 6.20 montre l'évolution de la pression au sol simulée aux deux sites d'atterrissage Viking pour l'ensemble de la simulation. Durant la première demie-année, la calotte sud se forme et se sublime mais la calotte nord n'est pas encore formée. Cependant, dès le début de l'été nord, un régime climatique semble atteint comme le montre la remarquable correspondance des résultats pour les deux étés. Cette simulation semble montrer que, au moins dans le modèle, les temps caractéristiques des différents phénomènes mis en jeu dans la circulation martienne sont beaucoup plus courts que la saison. Sur la Terre, par comparaison, les effets d'ajustements océaniques introduisent une inertie de plusieurs dizaines à centaines d'années dans le système climatique. Il est intéressant de noter que, malgré la très faible résolution utilisée, une activité barocline est simulée par le MCG, avec une amplitude comparable aux mesures Viking.

Simulation haute résolution. L'état final de cette simulation a ensuite été utilisé comme état initial pour une simulation haute résolution de un an (*64 longitudes \times 48 latitudes \times 15 niveaux verticaux*) sur le CRAY-2. L'évolution simulée de la pression aux sites Viking est montrée sur la Fig. 6.21. Sur le panneau du haut on a reproduit les simulations brutes. La comparaison visuelle de cette figure avec les données Viking Fig. 6.8, semble montrer un accord excellent en ce qui concerne les oscillations rapides, à la fois pour les amplitudes et pour les périodes⁵ : démarrage de l'activité ondulatoire à l'équinoxe d'automne, activité très forte (avec des amplitudes crête-à-crête au site Viking 2 de 0.2 hPa environ) au coeur de l'hiver. Le cycle annuel de la pression est moins bien représenté, comme le montre la comparaison des quatre premières harmoniques du cycle annuel, pour les données Viking [?] et pour la simulation (graphique du bas Fig. 6.21). L'amplitude

5. A cause des tempêtes de poussières dans la première année de mesures (tempête 1977-A et B), il faut commencer la comparaison vers $L_S = 340$

Albedo



Inertie Thermique

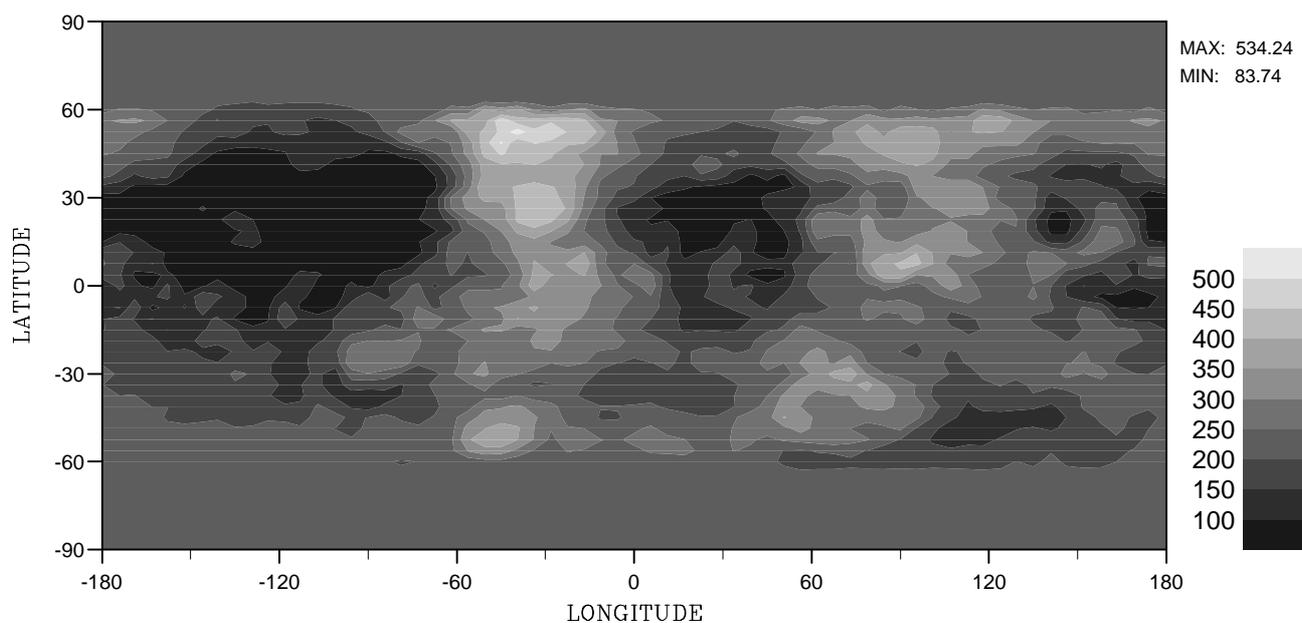


FIGURE 6.18 – Cartes d'albédo et d'inertie thermique utilisées dans les simulations
Grille horizontale haute résolution : 64 longitudes \times 48 latitudes. Unité pour l'inertie thermique :
 $\text{J m}^{-2} \text{s}^{-1/2} \text{K}^{-1}$

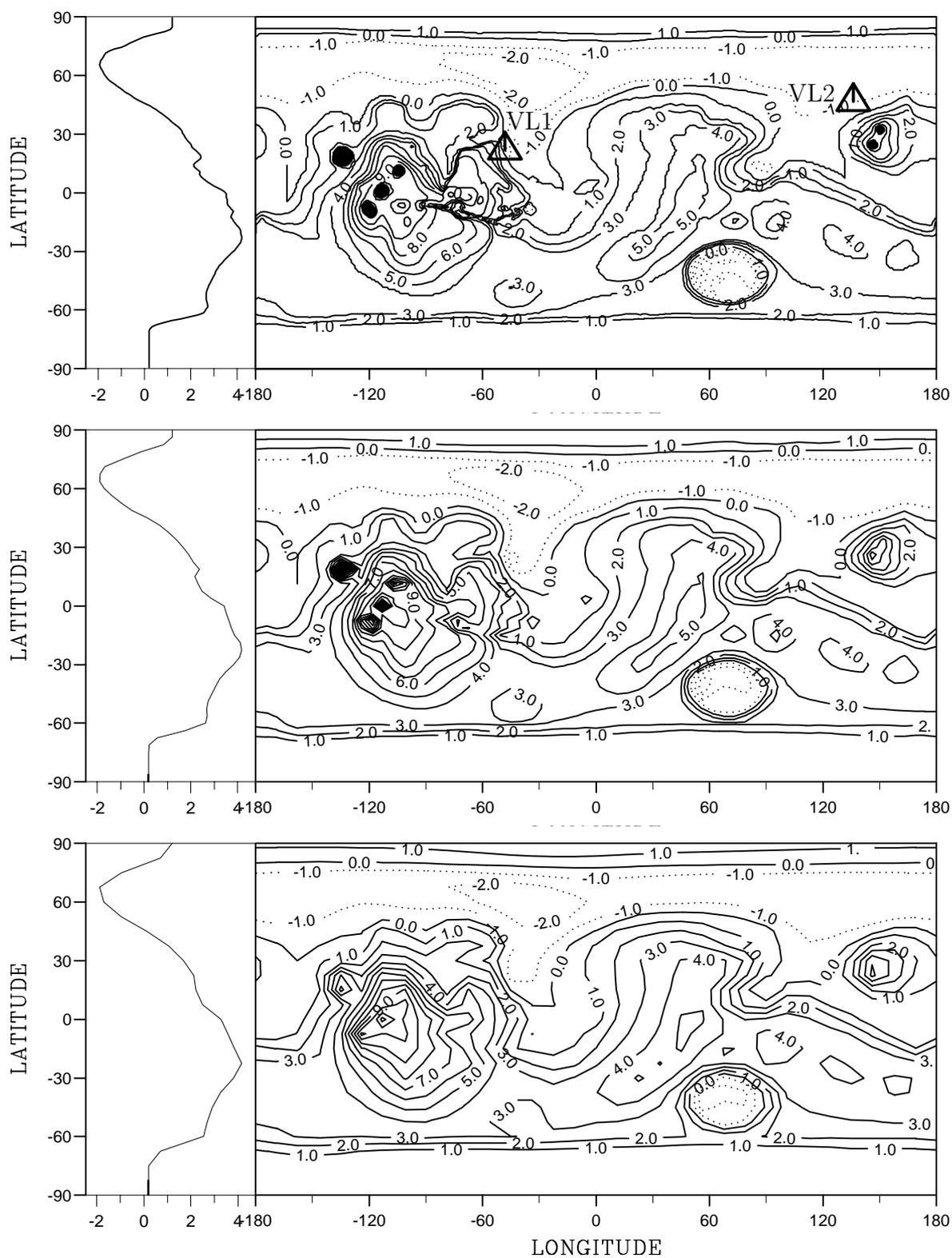


FIGURE 6.19 – Effet de la résolution horizontale sur la représentation du relief.
 En haut : données. Les deux sites d'atterrissage Viking sont signalés par des triangles.
 Au milieu : grille horizontale haute résolution (64 longitudes \times 48 latitudes).
 En bas : grille horizontale basse résolution (32 longitudes \times 24 latitudes).
 Les courbes sur la droite montrent la moyenne zonale de l'altitude.

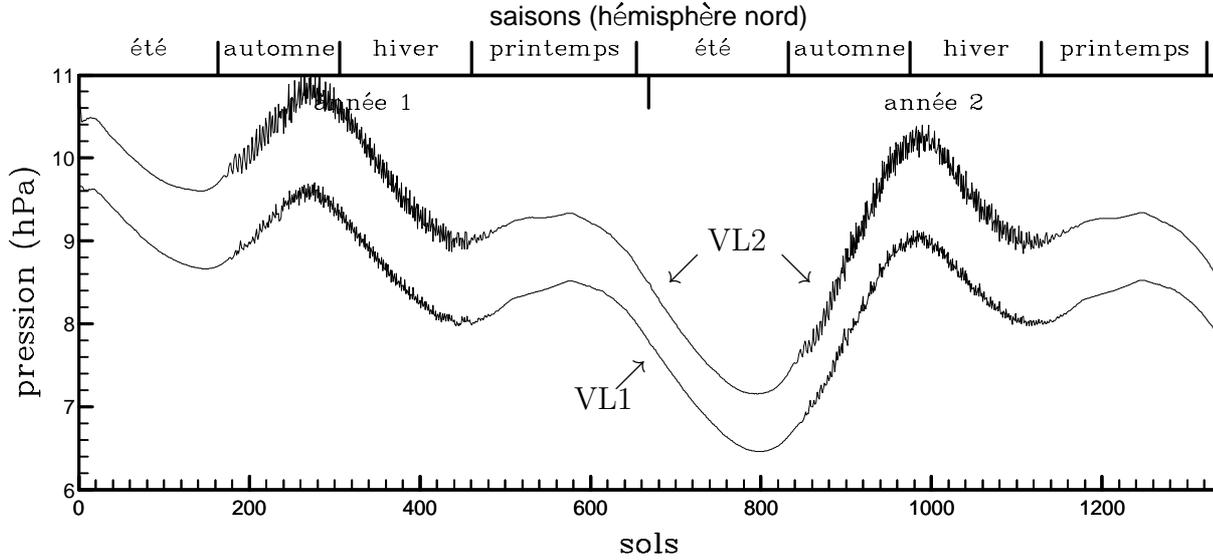


FIGURE 6.20 – Pressions simulées aux sites d'atterrissage Viking (basse résolution)

du cycle annuel est supérieure d'environ 30% à l'amplitude observée avec en plus un déphasage d'une vingtaine de degrés, en longitude solaire. Néanmoins, l'accord global est relativement bon, si on se souvient qu'aucun paramètre, excepté la pression totale équivalente de CO_2 , n'a été réglé pour ces simulations.

La structure de l'atmosphère, simulée près du solstice d'hiver nord est représentée sur la Fig. 6.22. La structure thermique simulée est globalement en accord avec les données disponibles : la température est maximum près du pôle sud et relativement uniforme sur l'hémisphère sud, contrastant avec le gradient latitudinal très marqué de température aux abords de la calotte nord, vers 40–50°N. On retrouve bien les deux modes de circulation décrits plus haut. La circulation de Hadley très intense, avec des vents méridiens dépassant 10 ms^{-1} domine la circulation des basses latitudes avec une structure de type alizés pour le vent zonal. Le gradient de température aux abords de la calotte polaire est en équilibre géostrophique avec un fort jet d'ouest.

6.5 Influence de la dynamique sur le cycle annuel de la pression

Nous revenons en détail, dans cette section sur l'importance des effets internes à l'atmosphère sur les pressions mesurées (ou simulées) aux sites Viking⁶. Malgré les différences qui persistaient entre les deux séries d'enregistrement Viking (même après l'application d'une correction hydrostatique pour tenir compte de la différence d'altitude des deux points [56]), la pression mesurée par les modules Viking était généralement considérée comme un reflet direct de la masse totale de l'atmosphère, ou encore de la pression équivalente $\bar{p}_{atm.}$. Nous avons pu montrer, avec le MCG du LMD, que le cycle annuel de la pression varie en fait fortement suivant le point de la planète où il est mesuré. Deux raisons à cela : la première est liée à la très forte orographie martienne et fait uniquement intervenir l'équilibre hydrostatique de l'atmosphère. La seconde est dynamique et liée à l'équilibre géostrophique entre le champ de pression de surface et les vents près du sol, très forts sur Mars.

6.5.1 Les résultats numériques

Cette étude a été menée en grande partie en utilisant les résultats de la simulation haute résolution présentée dans la section précédente. Si le cycle annuel de la pression est globalement

6. Le contenu de cette section est largement repris d'un manuscrit soumis au *Journal of Atmospheric Science*

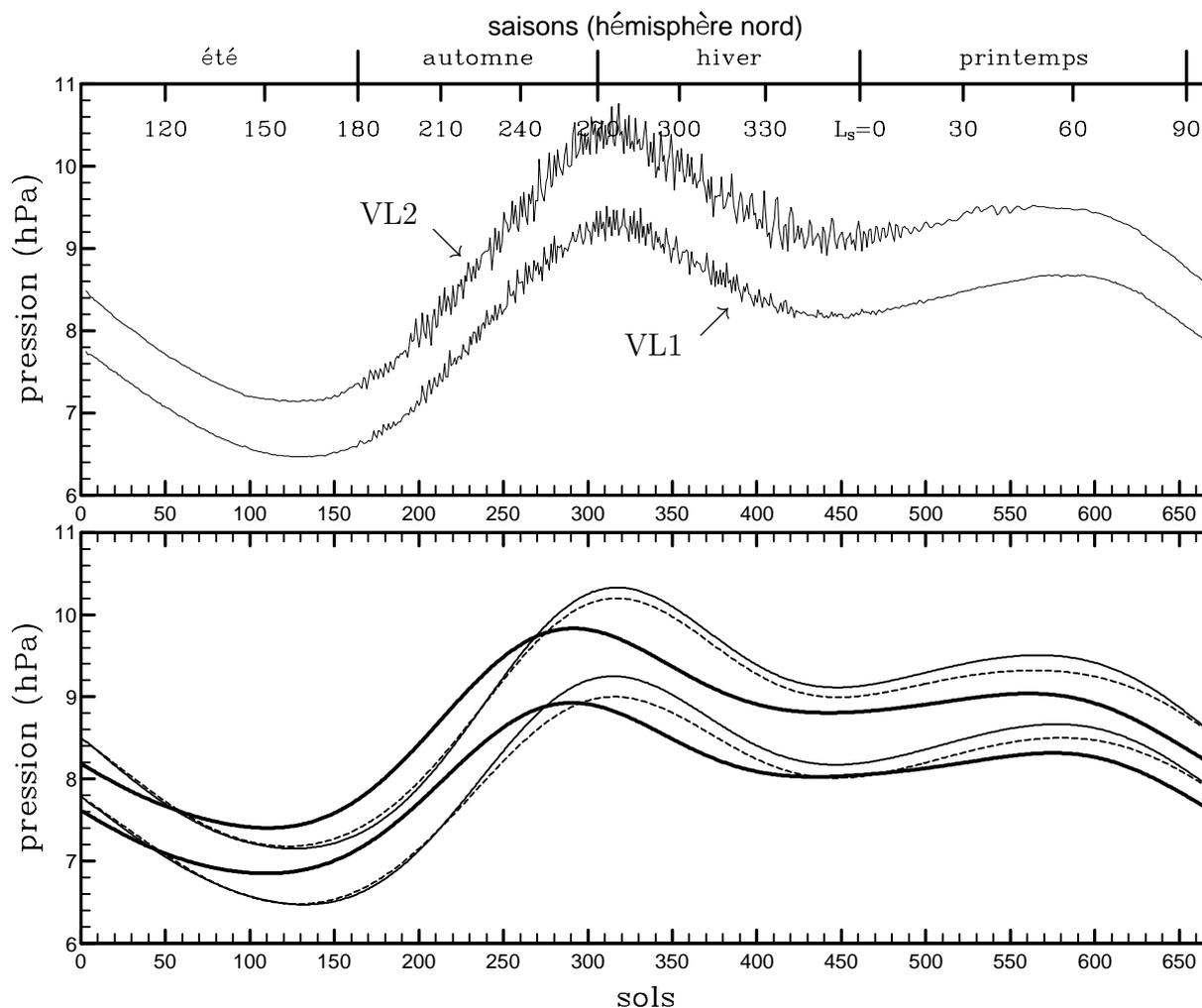


FIGURE 6.21 – Pressions simulées aux sites d'atterrissage Viking (haute résolution)

En haut : pressions simulées.

En bas : comparaison des quatre premières harmoniques de la pression simulée (trait plein fin) avec les quatre premières harmoniques de la pression mesurée (trait gras). Le trait discontinu montre la même analyse pour la simulation basse résolution.

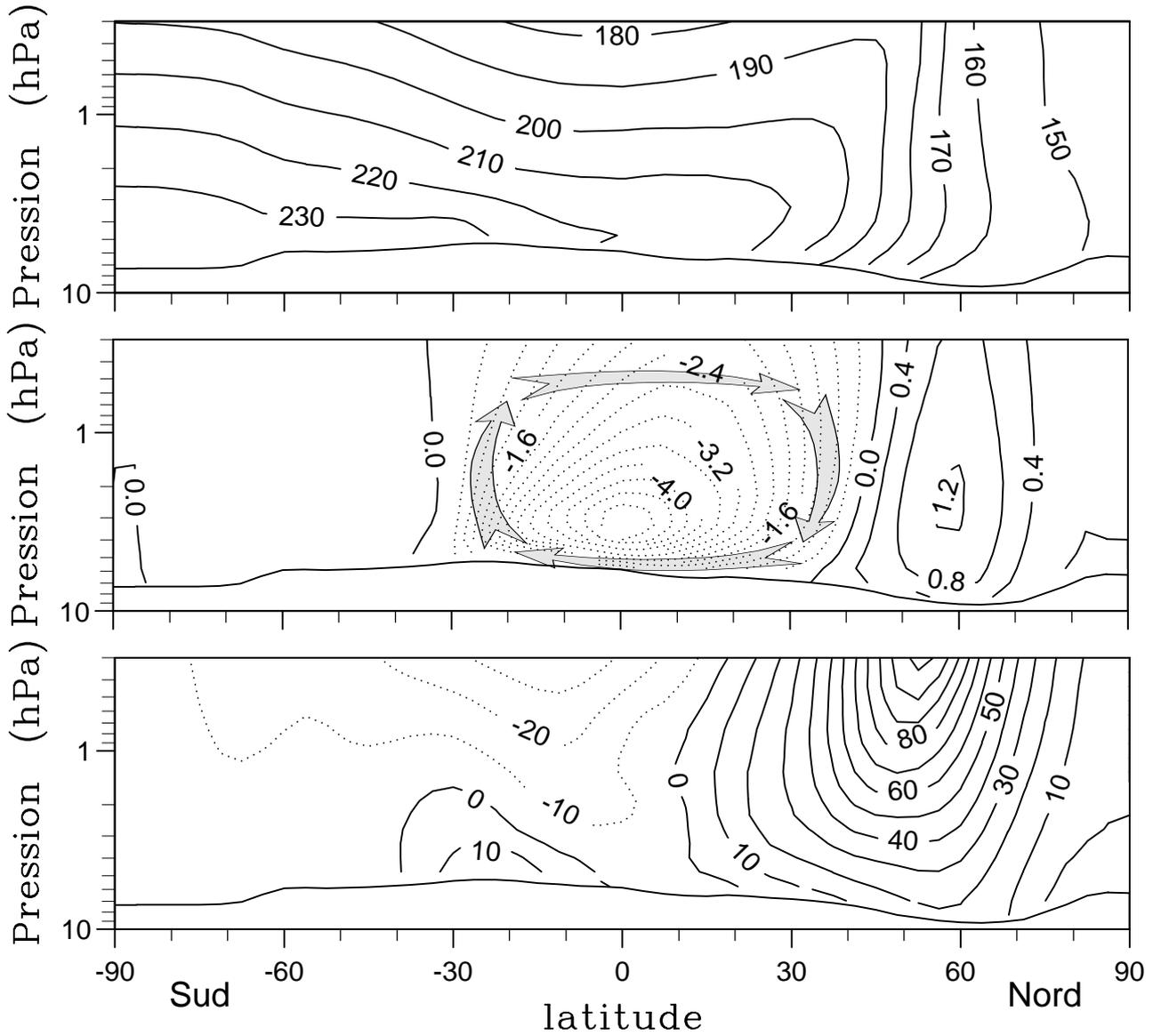


FIGURE 6.22 – Etat simulé à $L_S = 287^\circ$ (simulation haute résolution)

En haut : température en K.

Au milieu : fonction de courant de la circulation méridienne. Unité, Mt s^{-1} ou 10^9 kg s^{-1} . La cellule de Hadley est schématisée par les flèches en gris, ce qui donne en même temps la convention de signe.

En bas : vent zonal (ms^{-1}).

Tous les champs ont été moyennés en longitude (moyenne zonale).

correctement représenté aux sites Viking, les évolutions simulées de la pression en d'autres points de la planète en diffèrent très fortement. Ceci est illustré sur le graphique du haut de la Fig. 6.23 où sont représentées les moyennes zonales de la pression de surface pour quatre latitudes : 37.5°N , 37.5°S , 85°N et 85°S . La première différence entre ces courbes, différence entre les valeurs moyennes, est le reflet des très fortes variations latitudinales du relief (cf. Fig. 6.19). Mais il est clair que ces courbes ne diffèrent pas seulement par leurs valeurs moyennes. L'écart relatif entre les deux courbes de moyennes latitudes (la courbe à 37.5°N est située entre les deux latitudes Viking) évolue par exemple de 15%, près du solstice d'été nord, à 24% au solstice d'hiver. Remarquons également que le cycle annuel de la pression est sensiblement différent des mesures Viking : la hauteur des deux maxima relatifs de pression (maximum du solstice d'hiver et maximum de printemps) est de 7% environ dans les données Viking 1 (6.7% pour la simulation au site VL1) contre seulement 2.4% pour la pression équivalente $\bar{p}_{atm.}$. Les différences sont encore beaucoup plus marquées pour les courbes de hautes latitudes : à 85°N , le maximum de printemps est même situé nettement au-dessus du maximum du solstice d'hiver.

6.5.2 Effet orographique

En plus de son effet, d'ordre 0, sur la moyenne annuelle de la pression à une latitude donnée, le relief module le cycle de la pression à cause des variations de température. Au solstice d'hiver, la température est très basse dans l'hémisphère d'hiver ($T \sim 180\text{ K}$). A cette faible température, correspond une faible hauteur d'échelle pour l'atmosphère ($H \sim 9.2\text{ km}$). Une part importante de l'atmosphère est ainsi "piégée" dans les basses plaines de l'hémisphère nord (cf. Fig. 6.19) ce qui décroît d'autant la pression dans l'hémisphère sud dont l'altitude moyenne est environ supérieure de 2 km. Pendant l'été nord, en revanche, une partie de l'air est éjectée vers l'hémisphère sud depuis les latitudes nord ($H \sim 11.8\text{ km}$ pour $T \sim 230\text{ K}$). Cette analyse très simple conduit (après un petit calcul) à une pression dans le nord supérieure de 21% à la pression dans le sud pour l'hiver nord et à une différence relative de 17% seulement pendant l'été. On retrouve les ordres de grandeurs des variations simulées. Cependant, cette analyse est basée sur l'hypothèse que le gaz atmosphérique est globalement en équilibre hydrostatique, ce qui est loin d'être vérifié dans les atmosphères planétaires⁷.

6.5.3 Effet dynamique

Pour tous les fluides atmosphériques connus, le champ de masse et le champ de vent sont couplés par un équilibre entre les forces horizontales de gradient de pression et les forces inertielles. Sur Mars et sur Terre, et en fait sur la plupart des planètes, le terme dominant dans les forces inertielles est le terme de Coriolis. L'équilibre prend alors le nom d'équilibre géostrophique⁸. Quantitativement, la relation entre le champ de vent et de pression s'écrit

$$2\Omega \sin \phi u \sim -\frac{RT}{p} \frac{\partial p}{a \partial \phi} \quad (6.12)$$

En fait, cet équilibre n'est vérifié rigoureusement qu'en haut de la couche limite planétaire (CLP), haute sur Terre de 1 km environ. En dessous il faut prendre en compte un terme supplémentaire lié à la diffusion verticale turbulente. A l'intérieure de la CLP, l'intensité du vent décroît pour s'annuler à la surface. Sa direction est également modifiée. Un modèle simple de la CLP, connu sous le nom de spirale d'Eckman (cf. Holton 79 [59]) montre que le vent tourne d'un angle $\pi/4$ entre le haut de la couche limite et la surface. Malgré tout, la relation reste qualitativement respectée dans une bonne partie de la CLP.

L'équilibre géostrophique entre la pression de surface et le vent est particulièrement sensible, sur Terre, dans les quarantième rugissants (entre 30 et 60°S) pendant l'hiver. Ceci est illustré sur la Fig. 6.24 où sont reproduits les profils latitudinaux de vent zonal et de pression de la

7. Attention : il s'agit ici de l'équilibre du champ de masse global tri-dimensionnel, c'est à dire que les gradients horizontaux de pression sont nuls. L'équilibre hydrostatique vertical est lui par contre généralement très bien vérifié.

8. Ce qui sont perdus à cet endroit doivent retourner à la case départ (Section 2.5). Ils ne touchent pas 20000F.

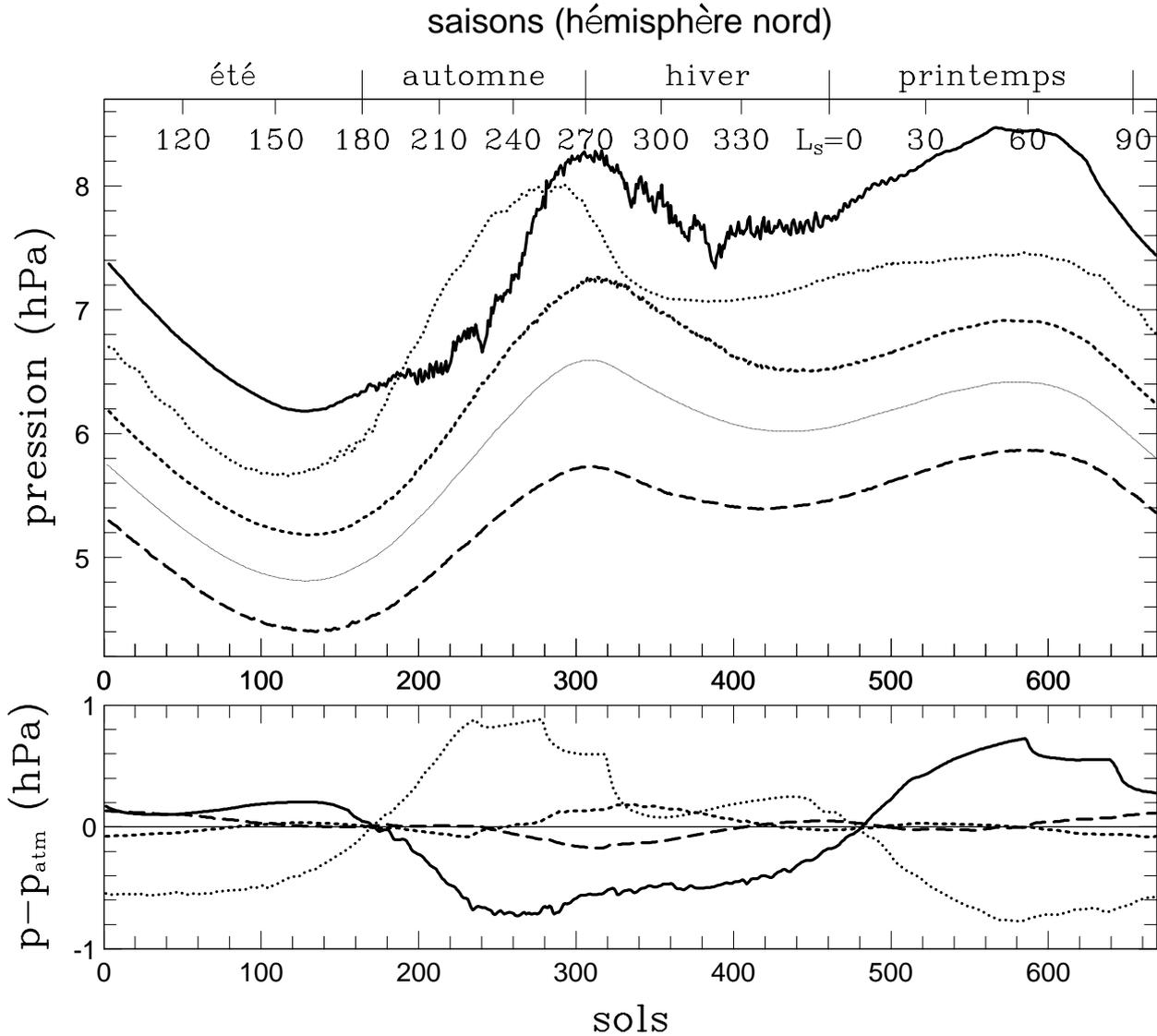


FIGURE 6.23 – Cycle annuel de la pression pour différentes latitudes.

Conventions pour les différentes courbes : pression moyenne à 37.5°N (trait discontinu court), à 37.5°S (trait discontinu long), à 85°N (trait plein) et à 85°S (pointillé).

En haut : simulation haute résolution avec relief. La courbe plus fine représente la pression équivalente \bar{p}_{atm} .

En bas : simulation basse pression sans relief. La moyenne \bar{p}_{atm} de la pression a été retirée pour les quatre latitudes.

On peut remarquer que la moyenne longitudinale efface en grande partie les oscillations rapides liées à l'activité barocline.

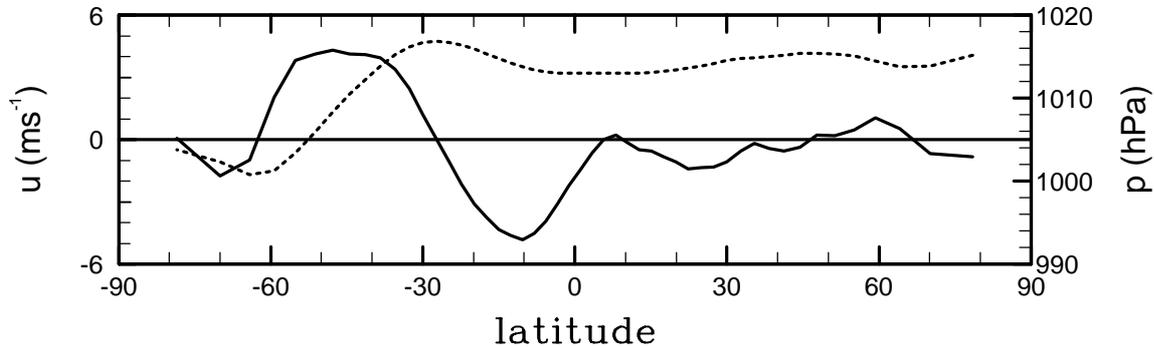


FIGURE 6.24 – Pression au niveau de la mer et vent zonal pour des conditions de Juillet. Le vent zonal est celui simulé par le MCG climatique terrestre du LMD au milieu de la première couche, 90 m environ au-dessus du sol.

climatologie du MCG terrestre du LMD (ces résultats représentent la moyenne sur les mois de Juillet consécutifs d'une simulation de 17 années effectuée par Ali Harzalla). Le vent zonal est celui simulé au milieu de la première couche du modèle, située à environ 90 m au-dessus du sol. Au vent d'ouest de 4ms^{-1} entre 30 et 60°S correspond une forte augmentation de la pression de surface, entre 1000 hPa à 30°S et 1017 hPa à 60°S (soit une variation relative de 1.7%).

Cet effet est particulièrement facile à identifier dans les quarantième rugissants, grâce à l'absence de continents sur toute la bande de latitude considérée. La tâche est beaucoup moins aisée sur Mars, où les variations de la pression de surface sont dominées par les effets orographiques. Les effets sont tels qu'il paraît hasardeux d'utiliser une pression interpolée à un niveau de référence des altitudes pour l'estimer.

Pour se débarrasser de cet effet, une nouvelle simulation de deux années martiennes a été effectuée dans les mêmes conditions que la simulation précédente excepté que le relief a été retiré et que le modèle est utilisé dans sa version basse résolution. Dans cette simulation sans montagnes, les variations latitudinales de la pression ne peuvent être causées que par les effets dynamiques. L'évolution de la différence entre la pression locale et la pression moyenne $\bar{p}_{atm.}$ est confrontée aux résultats de la simulation avec relief sur la Fig. 6.23. Il apparaît clairement que l'effet dynamique, simulé sans montagnes, est capable d'expliquer une partie des variations latitudinales simulées avec les montagnes. Dans cette dernière simulation, la différence entre la pression à 85°N et la pression moyenne $\bar{p}_{atm.}$ est par exemple maximum à $L_s = 60^\circ$, ce qui coïncide avec l'effet dynamique maximum dans la simulation sans relief. Dans les basses latitudes, l'effet est moins marqué mais tend à renforcer l'effet orographique présenté plus haut.

La simulation sans relief permet en plus de déterminer un critère objectif pour estimer quantitativement, dans les autres simulations, l'importance de l'effet orographique. Les variations latitudinales de la pression au sol sont en effet très proches des variations déduites par équilibre géostrophique avec le vent zonal simulé au troisième niveau du MCG, 300 m environ au-dessus du sol (en haut sur la Fig. 6.25). Le fait que l'accord soit particulièrement bon à cette altitude n'est pas le fruit du hasard. On a déjà expliqué que, en dessous du sommet de la couche limite planétaire, le vent décroît et n'est plus assez fort pour équilibrer seul les gradients de pressions. En fait, à partir du sol, l'amplitude du vent croît très fortement dans les quelques 300 à 500 premiers mètres (au moins sur Terre où ces phénomènes sont bien connus); au-dessus de ces altitudes, l'amplitude du vent est très proche (à 10% près environ) de sa valeur au sommet de la CLP. L'altitude de 300 m est donc le fruit d'un compromis : en dessous, le vent est trop fortement affecté par la diffusion verticale; au-dessus, l'équilibre géostrophique est mieux vérifié, mais les variations latitudinales de pressions commencent à différer sensiblement de leurs valeurs de surface, à cause des variations latitudinales de la température et des variations de l'échelle de hauteur de l'atmosphère qui en découlent.

Les variations latitudinales de la pression, déduites par équilibre géostrophique avec le vent zonal au troisième niveau du MCG, peuvent donc être utilisées pour quantifier l'effet dynamique

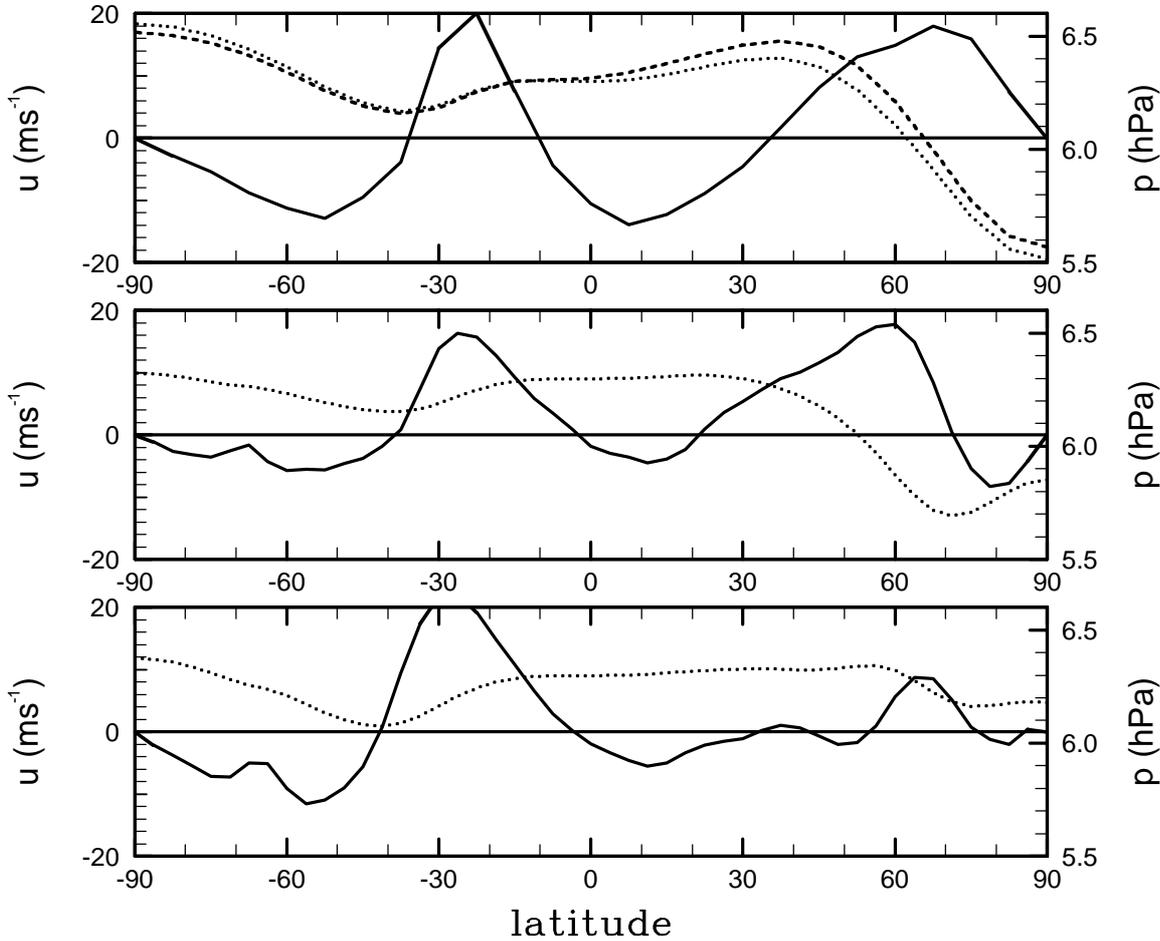


FIGURE 6.25 – Vent zonal simulé et pression géostrophique.

Le vent zonal est celui simulé dans la troisième couche du MCG (trait plein) et la pression (pointillés) est déduite par équilibre géostrophique avec ce profil latitudinal de vent. Trois simulations sont analysées.

En haut : simulation basse résolution sans relief. La courbe discontinue représente la pression de surface effectivement simulée par le MCG.

au milieu : simulation haute résolution avec relief, conditions de ciel clair.

en bas : simulation d'une tempête de poussière (profondeur optique des aérosols $\tau = 2.5$).

dans les autres simulations⁹. Cette technique a été appliquée pour la simulation haute résolution avec relief; les résultats sont reportés sur le graphique central de la Fig. 6.25. La structure du vent zonal est globalement en accord avec les résultats de la simulation sans relief. Cependant on peut remarquer que cette dernière surestime l'intensité de la cellule de Hadley et repousse le jet hivernal loin vers le pôle (ces différences sont dues à la fois à l'absence d'orographie et à la faible résolution). Pour la simulation avec montagnes, l'effet dynamique est maximum dans les moyennes latitudes de l'hémisphère nord correspondant au fort jet hivernal. On peut remarquer aussi que l'effet dynamique peut expliquer en partie la différence entre les pressions mesurées aux deux sites Viking.

9. Ceci reste quand même une estimation grossière dans la mesure où l'Eq. 6.12 ne peut être rigoureusement appliquée que pour des variations horizontales des champs. Néanmoins, c'est le seul moyen raisonnable pour se débarrasser vraiment de l'effet orographique.

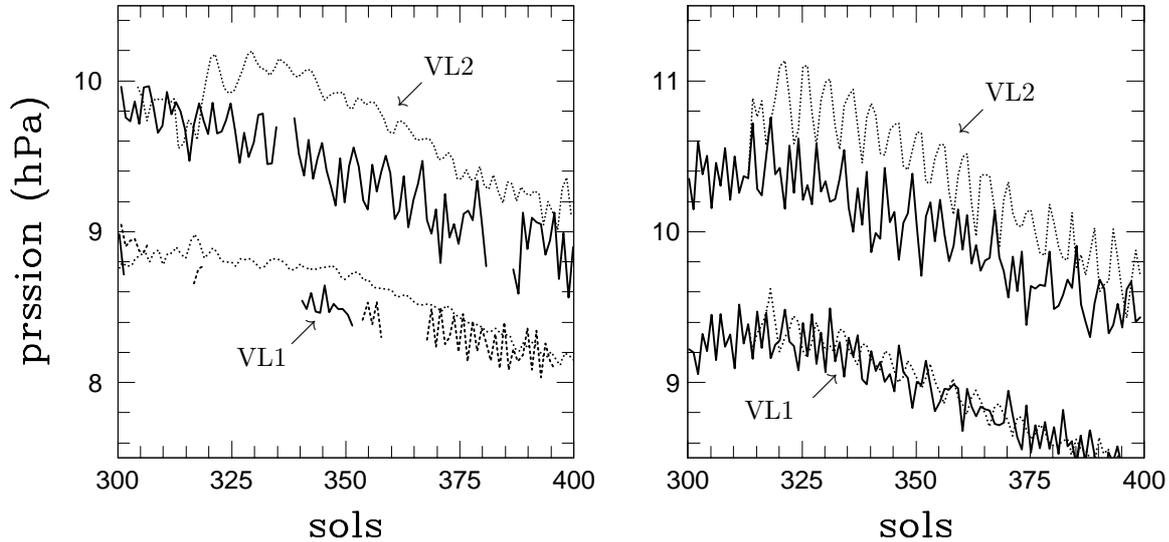


FIGURE 6.26 – Effet des tempêtes de poussières sur la pression aux sites Viking
 A gauche : les mesures. Première année en pointillés, deuxième année en traits continus et troisième année en traits discontinus (uniquement pour VL1). A droite : les pressions simulées, en atmosphère claire (trait continu), avec une profondeur optique des poussières $\tau = 2.5$ (pointillés).

6.5.4 L'effet dynamique et la Terre

La situation qui vient d'être décrite pour les moyennes latitudes hivernales est analogue à celle décrite précédemment pour les quarantième rugissants sur Terre. L'amplitude est certes plus importante sur Mars : la pression varie de plus de 10% entre 30 et 70°S qu'il faut comparer aux 1.7% de nos terribles quarantième rugissants. Mais la différence la plus fondamentale est ailleurs : Du fait de la plus grande symétrie (hémisphère à hémisphère) de la circulation terrestre, le jet des quarantième rugissants n'est que faiblement atténué au cours de l'été ; la pression dans ces latitudes n'évolue donc que peu au cours de l'année. Sur Mars, en revanche, le jet hivernal disparaît totalement pendant l'été. En conséquence, l'amplitude des variations temporelles de la pression, mesurées en un point, est du même ordre de grandeur que l'amplitude des variations latitudinales.

6.5.5 L'effet dynamique et les tempêtes de poussières

La comparaison de la pression aux sites Viking entre les années claires (année 2 et 3) et la tempête 1977-B fournit en fait une confirmation presque directe de cet effet dynamique. Pour étudier numériquement l'effet des tempêtes de poussière, une nouvelle simulation a été effectuée avec la même version du MCG haute résolution avec relief, en utilisant comme état initial, le résultat de la simulation précédente pour $L_S = 274^\circ$. Dans cette simulation, le seul paramètre modifié est la profondeur optique des aérosols (profondeur optique intégrée sur toute la hauteur de l'atmosphère) qui est passée de 0.2 à 2.5. La comparaison de l'effet de la tempête de poussières dans le modèle avec les mesures Viking est représentée sur la Fig. 6.26. On remarque tout d'abord que l'activité barocline est moins fortement réduite lors de la tempête simulée que pendant la tempête 1977-B. Le changement en fréquence semble mieux reproduit. Mais, l'effet sur la pression moyenne (lissé des ondes baroclines) qui nous intéresse ici est beaucoup mieux simulé : la pression monte subitement de 0.5 hPa au site Viking 2 à la fois dans les données et les simulations. Au site Viking 1, la pression s'écarte au maximum de 0.2 hPa de sa valeur en ciel clair. Ces changements de pression sont à relier aux changements d'état dynamique de l'atmosphère, particulièrement sensibles au site Viking 2, où le vent zonal, essentiellement d'ouest avant la tempête, a tourné est au cours de celle-ci ; ce changement est également remarquablement bien simulé par le MCG. En fait,

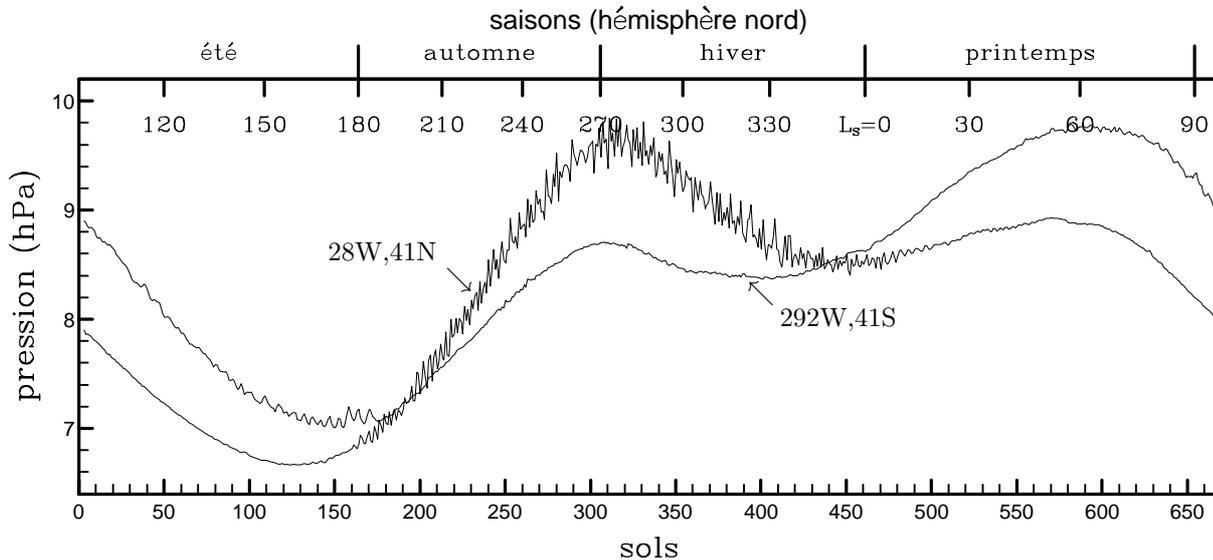


FIGURE 6.27 – Comparaison de la pression de surface pour deux points de mêmes altitudes mais latitudes opposées

l'augmentation de l'absorption du rayonnement solaire dans l'atmosphère augmente l'intensité et l'extension en latitude de la cellule de Hadley, repoussant le jet hivernal plus près du pôle, comme cela avait été montré à partir de simulations numériques par Haberle *et al.* [50]. A cause du changement de direction du vent zonal, le gradient latitudinal géostrophique de la pression change également de sens (voir Fig. 6.25 en bas). L'effet dynamique de type "quarantième rugissants" a presque complètement disparu, ce qui explique pourquoi le changement de pression est beaucoup plus important au site Viking 2 qu'au site Viking 1. Quantitativement, l'effet différentiel entre les deux sites est d'environ 0.25 hPa pour la moyenne zonale de la pression ; ceci correspond, une fois la pression ramenée à l'altitude de VL2, à un effet de 0.4 hPa.

6.5.6 Les effets locaux.

Toutes les analyses présentées jusqu'à ce point portaient sur les variations latitudinales des différents champs. En fait l'effet orographique se comporte de façon assez amusante en présence de fortes variations longitudinales de l'altitude. Ceci est illustré sur la Fig. 6.27 où sont comparées les évolutions de la pression, d'une part en un point de l'hémisphère nord non loin du site Viking 2, d'autre part en un point de latitude opposée mais situé au fond de la grande fosse de Hellas. L'altitude de cette fosse est inférieure d'environ 2 km à l'altitude moyenne de la bande de latitude dans laquelle elle se trouve : à cet endroit, l'effet orographique est fortement renforcé. Plaçons nous par exemple au solstice d'hiver sud, quand l'effet orographique moyen renforce le plus fortement la pression dans l'hémisphère sud. A cette époque également, l'échelle de hauteur de l'atmosphère est à son niveau le plus bas dans cet hémisphère, et le rapport entre la pression au fond de la fosse de Hellas et la pression moyenne à 41°S est donc maximum.

Quels auraient été les résultats des études sur la sublimation des calottes si la mission Viking avait posé une sonde unique au fond de la fosse de Hellas ? Cet exemple illustre en tout cas la complexité du problème que représente la description du champ de masse atmosphérique à une saison donnée. La décomposition simplificatrice entre partie hydrostatique et partie dynamique, utilisée plus haut peut au mieux aider à comprendre les causes des variations de pressions. Une description complète ne peut sans doute être obtenue qu'en utilisant des modèles numériques.

Enfin, pour conclure, il faut souligner que ces effets de redistribution interne à l'atmosphère du champ de masse, très importants sur Mars, doivent être intégrés dans les modèles environnementaux utilisés pour la préparation des futures missions spatiales vers Mars. Une mission, comme le projet

ballon du CNES, pourrait être particulièrement sensible à ce type de variations.

6.6 Analyse des évolutions temporelles de la pression : caractérisation du cycle annuel.

Pour aller plus loin et pouvoir étudier quels paramètres physiques contrôlent le cycle de condensation-sublimation du gaz carbonique atmosphérique dans les calottes polaires, il est important de trouver des méthodes d'analyse simples permettant de comparer facilement un cycle annuel simulé aux données. Une première approche dans ce sens est fournie par le travail récent de Tillman [?] qui consiste à ne retenir que les quatre premières harmoniques du cycle annuel. Dans son manuscrit, Tillman souligne l'insuffisance de la représentation par les deux premières harmoniques.

Ceci est essentiellement lié à la grande variation de la longueur des saisons qui se décomposent sur plusieurs sous-harmoniques. En fait, il paraît plus judicieux de remonter à une échelle de temps plus physique qui est celle donnée par la longitude solaire. La distance entre le soleil et la planète est par exemple donnée par

$$r = \frac{p}{1 + e \cos(L_S - L_0)} \quad (6.13)$$

où L_0 est la longitude solaire du périhélie. Même la forte excentricité martienne reste petite devant l'unité, et la distance Soleil-Mars peut être approximée par

$$r \sim p[1 - e \cos(L_S - L_0)] \quad (6.14)$$

La première harmonique du cycle annuel apparaît ainsi très naturellement. Il est plus difficile de relier directement la seconde harmonique aux paramètres orbitaux. Fondamentalement, elle rend compte du caractère dissymétrique du chauffage entre les deux hémisphères. Le maximum de condensation a lieu deux fois par an près des solstices quand cette dissymétrie est maximum. Près des équinoxes en revanche, la condensation est très faible ; là encore, le forçage correspond à une échelle de temps liée à la longitude solaire.

Les deux premières harmoniques solaires des évolutions de pression mesurées par les sondes Viking ont donc été calculées pour les périodes claires de la mission ; la première année jusqu'à la longitude solaire 340° , (fin de la tempête 1977-B) était donc éliminée d'emblée. L'analyse pour VL2 a été menée sur l'ensemble des données disponibles à partir de cette date, qui couvrent une année martienne environ. L'analyse pour VL1 a porté sur l'année s'étendant du sol 1292 au sol 1960, année au cours de laquelle les données sont assez régulièrement réparties (cf. Fig. 6.6). Comme dans le travail de Tillman, les données manquantes sont reliées par une droite. Cela ne pose pas de problème étant donné les échelles de temps analysées et la relative étroitesse des intervalles de données manquantes.

Les fits ainsi obtenus pour VL1 et VL2 sont comparés avec l'ensemble des données recueillies après la fin de la tempête 1977-B. La représentation du cycle annuel est bien sûr moins bonne qu'avec les quatre premières harmoniques calculées par Tillman mais suffisamment pour permettre de comparer la qualité du cycle annuel simulé aux observations. La méthode offre surtout deux avantages :

1. la comparaison du cycle annuel simulé et des données se fait à partir de quatre chiffres seulement (les amplitudes et phases des deux premières harmoniques).
2. ces chiffres ont une signification physique et peuvent donc être au moins partiellement interprétés.

La comparaison de la différence entre les deux premières harmoniques et les données, pour les deux méthodes d'analyse est montrée sur la Fig. 6.29 pour les données Viking 1.

Le passage de l'échelle de temps réelle à la longitude solaire permet donc une meilleure représentation du cycle annuel avec les deux premières harmoniques. En utilisant la longitude solaire, la troisième harmonique du cycle annuel disparaît presque totalement. Les amplitudes des harmoniques successives du cycle annuel sont regroupées dans la Table 6.3. Hormis les deux

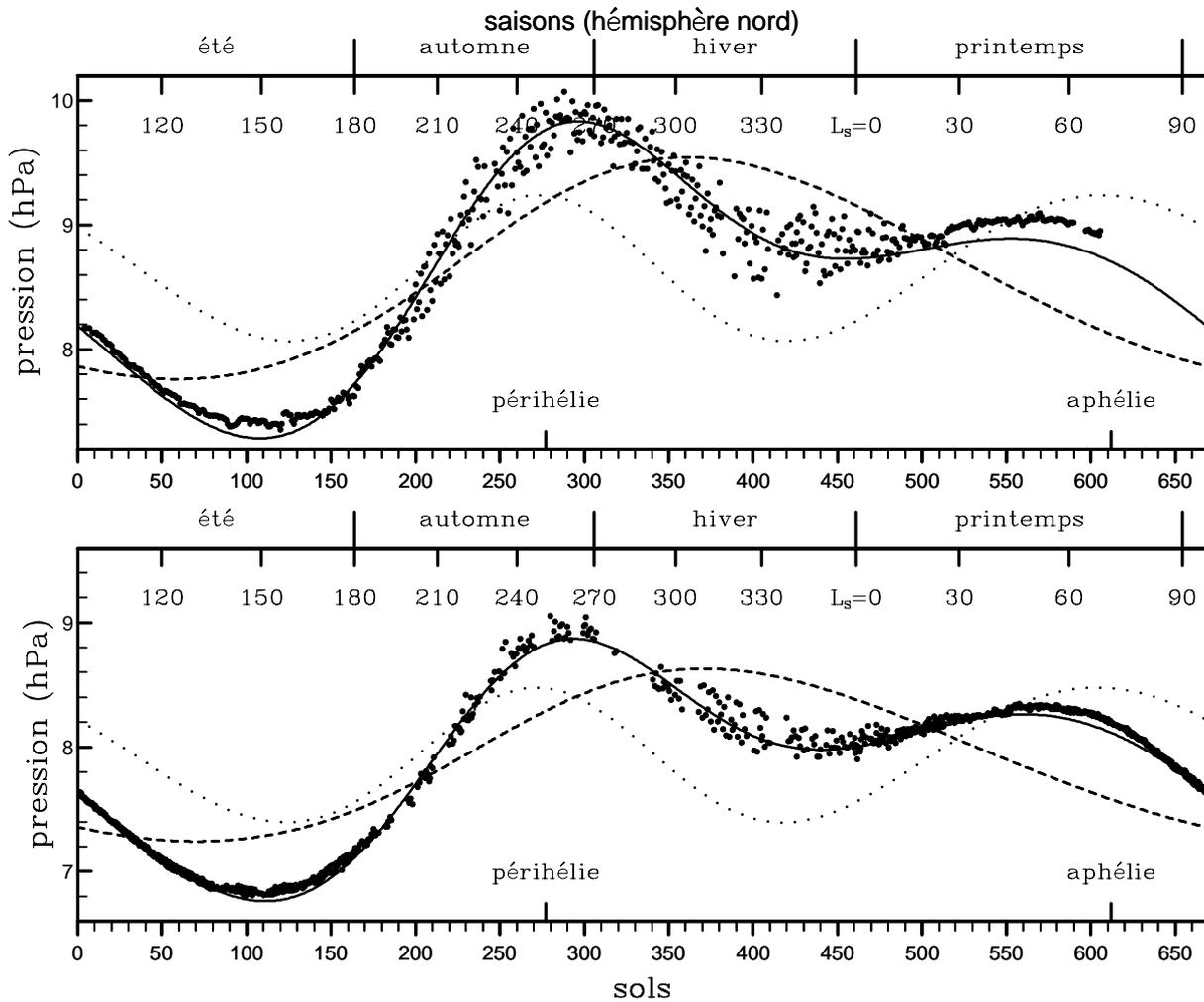


FIGURE 6.28 – Analyse des données Viking avec les deux premières harmoniques du cycle annuel calculées en utilisant comme échelle de temps la longitude solaire.

En haut : Viking 2.

En bas : Viking 1.

Les données journalières sont représentées par des points. La première composante est représentée par une ligne discontinue, la seconde par des pointillés et la somme des deux en trait continu.

harmonique	1	2	3	4
L_S	0.693	0.540	1.4×10^{-2}	5.4×10^{-2}
temps	0.647	0.552	9.9×10^{-2}	5.7×10^{-2}
harmonique	5	6	7	8
L_S	1.4×10^{-2}	5.9×10^{-3}	9.5×10^{-3}	1.7×10^{-4}
temps	2.9×10^{-2}	1.7×10^{-2}	4.8×10^{-3}	5.8×10^{-3}

TABLE 6.3 – Comparaison des deux méthodes d'analyse.

Comparaison des amplitudes (en hPa) des huit premières harmoniques du cycle annuel, calculées sur les données Viking 1 (sol 1292 à 1960).

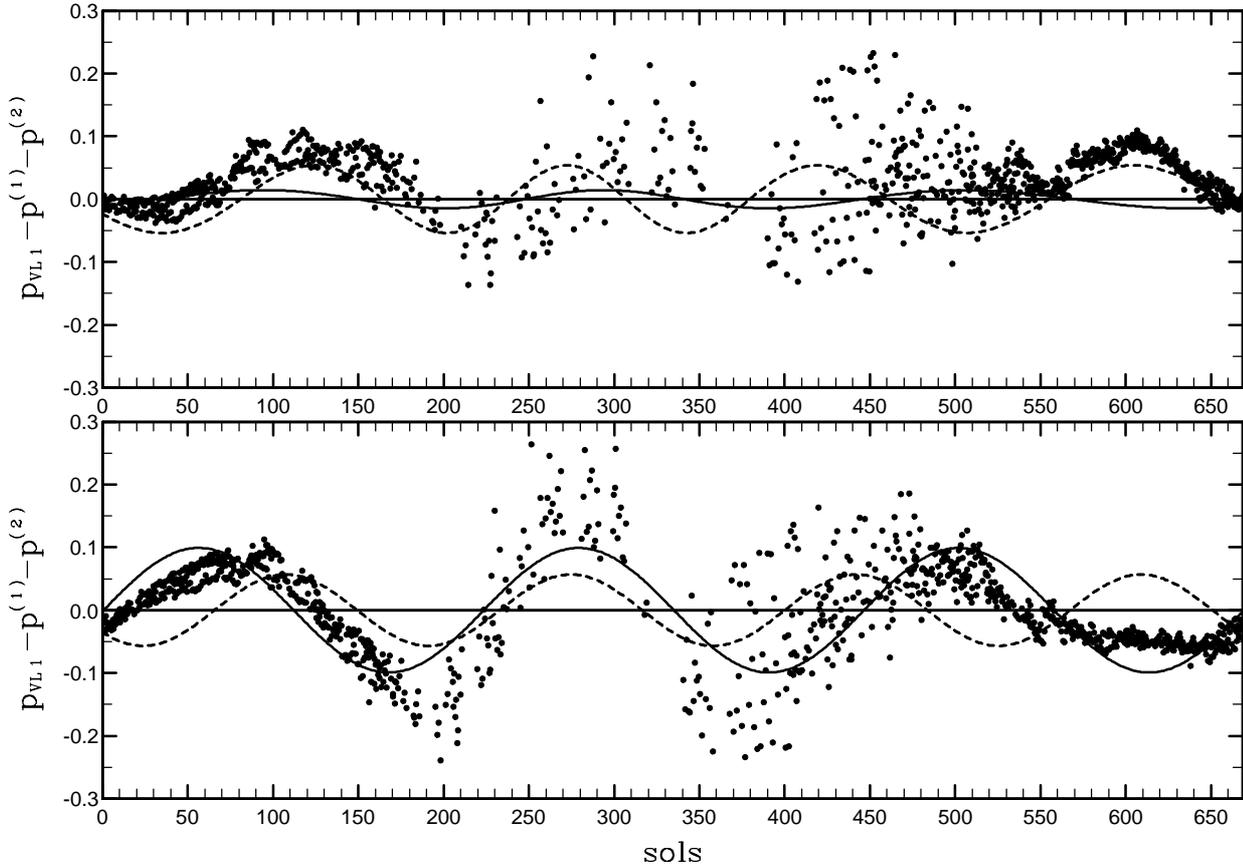


FIGURE 6.29 – Comparaison des deux méthodes d'analyse.

Les points représentent la différence entre la pression mesurée et celle simulée par les deux premières harmoniques ($p^{(1)}$ et $p^{(2)}$). Les harmoniques 3 (trait continu) et 4 (trait discontinu) sont superposées sur les données.

En haut : analyse en fonction de la longitude solaire.

En bas : analyse en fonction du temps réel.

premières composantes qui nous intéressent, seule l'harmonique 7 a une amplitude supérieure pour l'analyse en fonction de la longitude solaire ; mais cette amplitude est déjà très faible.

Les amplitudes et phases des deux premières harmoniques des mesures aux sites Viking sont finalement présentées dans la Table 6.4.

6.7 Sensibilité du cycle annuel de la pression aux valeurs de l'albédo et de l'émissivité de la glace

Cette section est consacrée à l'étude de la sensibilité du modèle, et principalement du cycle annuel de la pression, aux valeurs de l'albédo et de l'émissivité de la glace carbonique qui contrôlent fortement le cycle de condensation-sublimation du gaz carbonique dans les calottes. Une étude analogue a été menée récemment par Pollack *et al.* [?]. Du fait du coût numérique très élevé de leur MCG, ces derniers ont développé un modèle énergétique : dans ce modèle, un bilan (évolutif) d'énergie au sol est calculé en chaque point d'une grille horizontale, et les résultats dynamiques sont pris en compte en incorporant des transferts latitudinaux d'énergie et de masse déduits de simulations numériques antérieures de la circulation. Cette étude ne prend donc pas en compte la rétroaction des changements dynamiques sur le modèle énergétique. Du fait du relatif faible coût numérique du modèle du LMD, le même type d'étude peut être mené en utilisant le MCG complet. Il faut cependant utiliser une version relativement économique : les simulations

Mesures au site ...	pression moyenne	1 ^{ère} harmonique		2 ^{ème} harmonique	
		amplitude (hPa)	phase (°)	amplitude (hPa)	phase (°)
Viking 1	7.936	0.693	-50.06	0.541	134.29
Viking 2	8.653	0.891	-55.71	0.586	136.54

TABLE 6.4 – Amplitudes et phases des deux premières harmoniques du cycle annuel aux sites Viking, calculées en utilisant la longitude solaire comme axe des temps.

année	\bar{p}	A_1 (hPa)	ϕ_1 (°)	A_2 (hPa)	ϕ_2 (°)
1	8.594	0.337	-157.33	0.305	148.03
2	8.118	0.512	-43.38	0.562	141.73
3	8.100	0.520	-43.08	0.567	140.92
4	8.096	0.533	-43.15	0.573	141.73
5	8.087	0.534	-42.58	0.572	142.26
6	8.088	0.541	-42.54	0.572	142.13

TABLE 6.5 – Evolution des deux premières harmoniques de la pression simulée au site Viking 1 (simulation de base de l'étude de sensibilité).

de sensibilité présentées dans ce qui suit ont été effectuées sans cycle diurne et avec une faible résolution spatiale : 32 longitudes \times 24 latitudes \times 15 niveaux verticaux. La Section 6.7.1 est consacrée à la comparaison des résultats de cette version économique avec des résultats numériques plus précis.

Le but des expériences de sensibilité effectuées ici est double. D'abord elles permettent de comprendre l'importance des différents phénomènes contrôlant la condensation et la sublimation des calottes polaires. De ce point de vue, l'étude répète en partie celle de Pollack *et al.* [?]. Ensuite ces expériences permettent de définir un (ou plusieurs) jeux de paramètres pour lesquels le modèle simule au mieux les observations Viking (essentiellement les mesures de pression au sol aux deux points d'atterrissage). Ceci ne veut pas dire forcément que les valeurs trouvées sont les plus réalistes dans la mesure où certains d'entre eux peuvent correspondre à des lacunes ou à des erreurs du modèle. Un tel réglage artificiel du modèle peut s'avérer utile si les résultats sont utilisés comme climatologie pour des études scientifiques ou la préparation de certaines missions spatiales.

6.7.1 Validation d'un modèle économique

On utilise donc ici une version économique du MCG : (1) basse résolution horizontale (32 longitudes \times 24 latitudes); (2) pas de cycle diurne, ce qui permet de calculer le bilan radiatif un peu moins souvent. Le nombre de niveaux verticaux est maintenu à 15.

Les études de sensibilité ont été effectuées à partir d'une simulation de référence dans laquelle les paramètres libres ont été fixés un peu arbitrairement.

Simulation de base. Dans les simulations précédentes, l'émissivité et l'albédo des calottes polaires étaient fixés respectivement à 0.6 et 0.8. Il s'avère en fait que ces valeurs sont beaucoup trop élevées (on le verra plus loin). Pour la simulation de base de cette étude de sensibilité, l'albédo et l'émissivité des calottes ont donc été fixés respectivement à 0.5 et 0.7 en accord avec les "best fit models" de Pollack *et al.* [?]. La profondeur optique des aérosols ne varie pas au cours de l'année et sa valeur est fixée à 0.2 comme dans les simulations présentées précédemment.

Une première simulation de 6 années martiennes a été effectuée dans ces conditions. Dans ce qui suit, cette simulation est appelée simulation de base. La Table 6.5 montre l'évolution des amplitudes et phases des deux premières harmoniques du cycle annuel au cours de la simulation. Plusieurs remarques s'imposent :

1. A part la première année, pendant laquelle les calottes polaires se forment, le cycle annuel est essentiellement reproductible d'une année sur l'autre. Le fait que ce régime climatique

soit presque atteint dès la deuxième année de simulation, confirme le temps d'ajustement très court du système climatique martien.

2. La simulation sous-estime fortement l'amplitude de la première harmonique (de 25% environ) et surestime, mais plus faiblement, l'amplitude de la seconde (de 5% environ). Ces résultats sont très différents de ceux présentés dans la section précédente. La différence vient en partie des choix différents des paramètres de contrôle (les valeurs plus élevées de l'émissivité et de l'albédo dans les simulations précédentes résultant en des oscillations plus marquées de la pression) mais aussi d'un problème d'initialisation de la température du sol dans les simulations précédentes (ce "bug" n'est certainement pas le dernier de ce très jeune MCG!).
3. Les simulations montrent un retard de phase par rapport aux données pour les deux harmoniques.

Finalement, le désaccord le plus grand entre la simulation et les données réside dans le rapport des amplitudes des deux premières harmoniques.

Avant d'utiliser ce modèle pour étudier la sensibilité de la circulation à différents paramètres, il est bon d'évaluer quelle est la dégradation introduite par l'utilisation d'une résolution faible et la non prise en compte du cycle diurne. Deux simulations ont été conduites à cette fin : une simulation haute résolution (utilisant le relief correspondant), sans cycle diurne. Cette simulation coûteuse n'a pas été prolongée sur deux années car les résultats, pour le cycle annuel de la pression, étaient presque identiques aux résultats de la basse résolution. Une simulation de deux ans a été effectuée avec cycle diurne en basse résolution. Là encore les changements obtenus sur le cycle annuel de la pression sont très faibles.

Les évolutions annuelles de la pression pour les trois simulations sont comparées sur la Fig. 6.30. La figure montre en fait les courbes de pression lissées en ne conservant que les quatre premières harmoniques du cycle annuel (en fonction de la longitude solaire). Les données Viking, analysées avec la même technique, sont également représentées. Finalement, les trois simulations sont très proches les unes des autres, suffisamment en tout cas pour régler les paramètres optimaux qui permettraient d'approcher les données Viking.

6.7.2 Effets des variations de la valeur de l'albédo et de l'émissivité de la glace

La méthode utilisée pour tester la sensibilité du cycle annuel de la pression aux différents paramètres consiste à modifier la valeur d'un paramètre et à simuler deux années martiennes ; les simulations utilisent l'état final de la simulation de 6 ans comme état de départ et la version économique du MCG. Étant donnée la rapidité d'ajustement du système climatique martien et la répétabilité du cycle de la pression d'une année sur l'autre, la seconde année de chaque simulation peut être utilisée comme état de régime et comparée avec la simulation de référence.

Ici, on a testé uniquement la sensibilité aux paramètres qu'on pense contrôler le plus fortement le cycle annuel de condensation-sublimation du dioxyde de carbone, à savoir l'émissivité et l'albédo de la glace [?, 173]. Dans ces expériences de sensibilité, la valeur de l'albédo (ou de l'émissivité) de la glace est changée simultanément pour les deux calottes. On suppose de plus que cette valeur reste constante au cours du temps. Quatre simulations ont été menées en augmentant ou diminuant la valeur de l'albédo ou de l'émissivité de 0.1. La Table 6.6 regroupe les résultats concernant les amplitudes et phases des deux premières harmoniques de l'évolution de la pression simulée au site Viking 1.

On retrouve les effets attendus : pour une valeur plus élevée de l'albédo de la glace, le rayonnement solaire est davantage réfléchi, ce qui augmente la condensation et la masse piégée dans les calottes, diminuant ainsi l'amplitude des variations de la pression. L'augmentation de l'émissivité de la glace produit globalement le même effet : pour une émissivité plus grande, en effet, la température étant fixée par l'équilibre de condensation, le sol rayonne plus d'énergie et nécessite la condensation d'une plus grande quantité de glace pour équilibrer cette perte d'énergie radiative. Que ce soit pour l'albédo ou pour l'émissivité, les changements n'affectent que peu le rapport entre les amplitudes des deux premières harmoniques, en tous cas pas suffisamment pour approcher les données Viking.

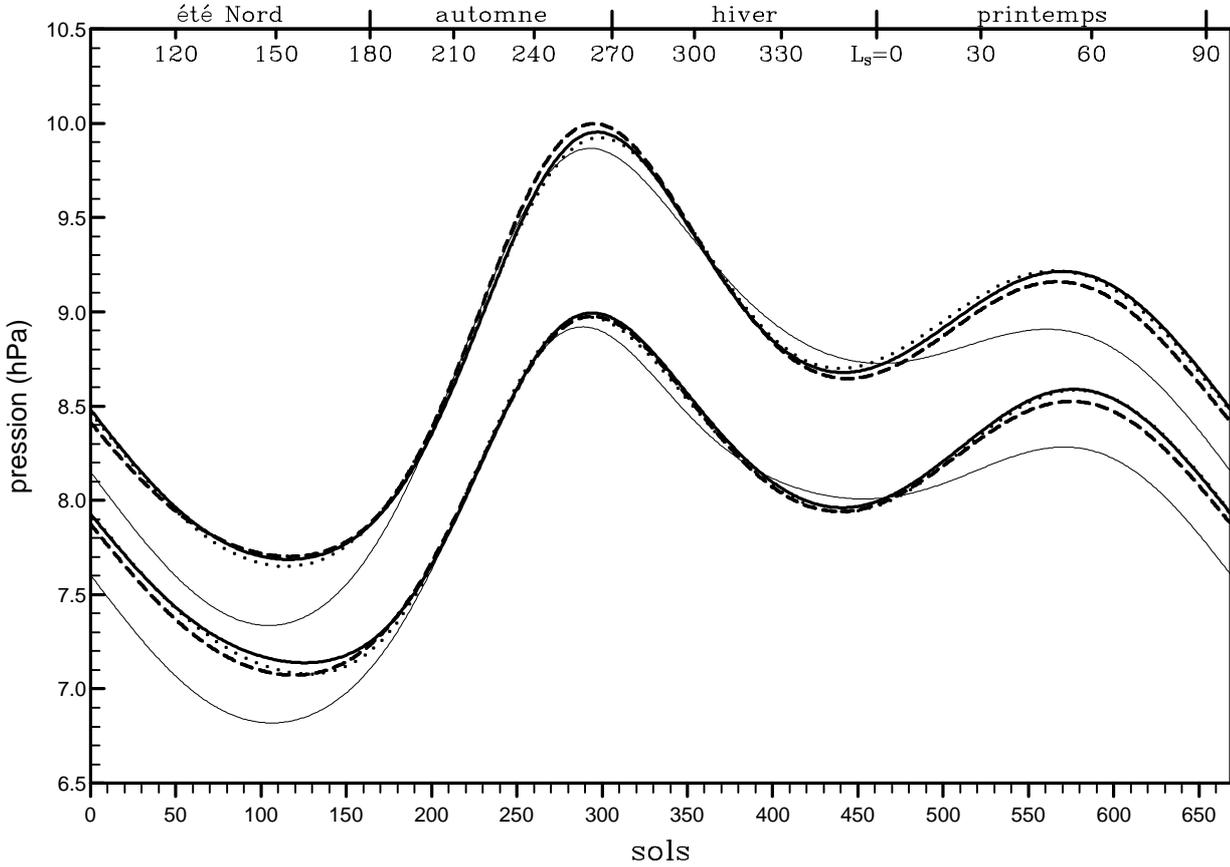


FIGURE 6.30 – Pression simulée aux sites Viking (4 premières harmoniques)
 Trait plein : simulation de référence (basse résolution sans cycle diurne).
 Pointillés : simulation basse résolution avec cycle diurne.
 Trait discontinu : simulation haute résolution.
 Courbes pleines plus fines : données Viking.

variable modifiée	valeur	\bar{p}	A_1 (hPa)	ϕ_1 ($^\circ$)	A_2 (hPa)	ϕ_2 ($^\circ$)
emissivité	0.8	7.853	0.589	-40.40	0.615	145.25
de la glace	0.6	8.278	0.500	-43.64	0.524	139.62
albédo	0.6	7.917	0.565	-38.83	0.556	150.37
de la glace	0.4	8.175	0.529	-43.46	0.580	136.42

TABLE 6.6 – Amplitudes et phases des deux premières harmoniques de la pression simulée au site Viking 1 pour la seconde année de simulation. Le paramètre modifié par rapport à la simulation de référence est indiqué dans la colonne de gauche et la valeur modifiée est donnée dans la seconde colonne.

6.7.3 Détermination de paramètres optimaux

L'amplitude de la première harmonique du cycle annuel est donc beaucoup trop faible dans les simulations, ce qui reflète une trop faible dissymétrie des calottes sud et nord. De tels constatations ne sont pas nouvelles, et les études visant à reproduire les données Viking [?, 173] utilisent souvent des albédos et émissivités différents pour les deux calottes. L'idée sous-jacente est que cette différence rend compte d'un phénomène qui n'est pas pris en compte par les modèles : la présence de brumes polaires au dessus de la calotte pendant sa formation. Cette brume est sans doute simplement le reflet de la condensation atmosphérique du gaz carbonique. Ce couvert nuageux agit comme un écran au rayonnement thermique émis par la surface pendant la formation de la calotte (qui se passe essentiellement de nuit) et a donc pour effet de ralentir la condensation sur la surface. Puisque ce phénomène n'est pas représenté dans le modèle, l'émissivité de la glace peut être considérée comme une émissivité équivalente qui prend en compte l'effet de la brume : plus la brume est importante, moins le rayonnement thermique s'échappe facilement et plus cette émissivité équivalente doit être faible.

Si les caractéristiques de la glace elle-même sont sans doute assez proches pour les deux calottes, la brume polaire, observée par les missions spatiales, est beaucoup plus importante sur la calotte sud que sur la calotte nord. Cette dissymétrie est peut-être liée à la plus grande quantité de poussière dans l'atmosphère au moment de la formation de la calotte nord, la poussière renforçant la condensation atmosphérique [137]. L'effet attendu est une diminution de la masse de la calotte nord et donc une augmentation de la dissymétrie entre les deux calottes.

Pendant la fonte des calottes, la brume polaire disparaît complètement, même dans l'hémisphère nord. Cet effet pourrait être pris en compte en utilisant une émissivité de la glace fonction de la quantité de dioxyde de carbone qui se condense dans l'atmosphère. Pollack *et al.* [?] ont utilisé une approche plus simple : dans certaines simulations, ils utilisent deux valeurs différentes de l'émissivité pour une même calotte, une pour la période de formation et une autre, plus élevée, pour la période de sublimation. Une solution alternative (celle retenue ici) consiste à modifier l'albédo de la calotte pour compenser l'effet de l'émissivité trop basse pendant la période de fonte. En effet, si l'émissivité de la surface contrôle aussi bien la formation que la fonte des calottes, l'albédo n'est pas très important pendant la période de formation qui se passe essentiellement dans la nuit polaire. La Fig. 6.31 illustre clairement les différences de réponse de la masse des calottes aux changements d'émissivité (graphique du haut) et d'albédo (graphique du bas).

En fait, la pression équivalente de l'atmosphère est égale à la différence de la pression totale et de la pression équivalente à la masse de glace piégée dans les calottes

$$\bar{p}_{atm.} = \bar{p}_{tot.} - \bar{p}_S - \bar{p}_N \quad (6.15)$$

où on a séparé les calottes nord et sud. L'effet sur la pression atmosphérique, équivalente d'un changement de l'émissivité (ou de l'albédo), sera donc simplement l'opposé de l'effet sur les calottes. La graphique du bas de la Fig. 6.31 montre également les courbes

$$-\frac{\partial \bar{p}_{atm.}}{\partial \epsilon} = -\frac{\bar{p}_{atm.}(\epsilon = 0.8) - \bar{p}_{atm.}(\epsilon = 0.6)}{0.2} \quad (6.16)$$

et

$$-\frac{\partial \bar{p}_{atm.}}{\partial A} = -\frac{\bar{p}_{atm.}(A = 0.6) - \bar{p}_{atm.}(A = 0.4)}{0.2} \quad (6.17)$$

En fait, on peut supposer en première approximation, que la masse de la calotte sud (pour fixer les idées) ne dépend que de l'émissivité et de l'albédo de cette même calotte. On peut donc voir les dérivées précédentes comme quatre fonctions différentes donnant l'effet de l'albédo et de l'émissivité de chaque calotte sur elle-même. Il est clair que le fait de laisser un libre choix des quatre paramètres va permettre d'améliorer considérablement l'accord aux données Viking. En effet, l'augmentation de l'inertie thermique augmente considérablement la masse condensée dans cette calotte, aussi bien pendant la phase de formation que pendant la phase de fonte. Si, en même temps, on augmente de la même quantité l'albédo de cette calotte, on obtient un effet

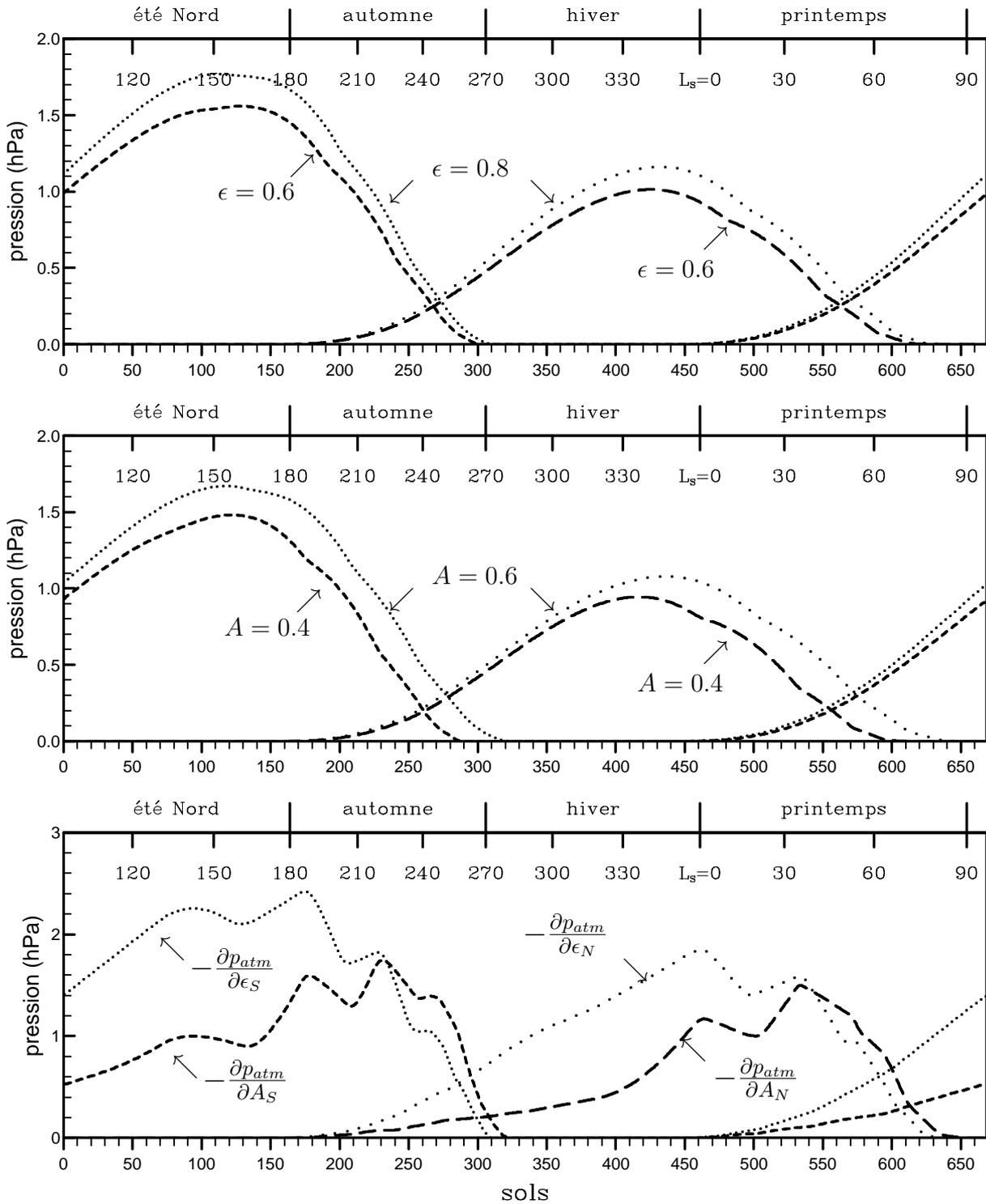


FIGURE 6.31 – Effet des changements de l'émissivité et de l'albédo de la glace sur la masse accumulée pendant l'hiver dans les calottes.

Sur les deux graphiques du haut, on a tracé la pression équivalente à la masse de chaque calotte. Le graphique du haut montre les effets des changements de l'émissivité. Le graphique du milieu montre l'effet des changements d'albédo. Pour le graphique du bas, se reporter aux commentaires dans le texte.

compensateur pendant la période de fonte mais un effet beaucoup plus faible pendant la période de formation.

D'un point de vue quantitatif, il est facile de déterminer les paramètres optimaux pour obtenir le meilleur accord avec les données Viking. Par souci de simplicité, on ne regarde dans un premier temps que les données Viking 1 et on se contentera, ensuite, de vérifier le bon accord pour Viking 2 : la différence entre les deux sites fait intervenir les effets dynamiques qui entrent sans doute très peu en jeu (ou très indirectement) dans les changements d'albédo et d'émissivité.

La pression au site Viking 1 (p_{VL1}) est reliée à la pression atmosphérique équivalente à travers un coefficient α_{atm} rendant compte à la fois des effets orographique et dynamique présentés dans la section précédente

$$p_{VL1} = \alpha_{atm} \times (\bar{p}_{tot.} - \bar{p}_S - \bar{p}_N). \quad (6.18)$$

En supposant encore une fois que les changements de l'albédo ou de l'émissivité des calottes n'affectent que secondairement les effets dynamique et orographique, et donc que $\bar{p}_{atm.}$ est une fonction connue *a priori* (en fait on utilise les résultats de la simulation de référence), l'effet d'un changement de δA_S de l'albédo de la calotte sud (pour fixer les idées) s'écrira :

$$\delta p_{VL1} = \alpha_{atm} \times \frac{\partial \bar{p}_{atm.}}{\partial A_S} \delta A_S \quad (6.19)$$

Si on note \hat{p}_{VL1} les données au site VL1 (pour distinguer de la valeur simulée), les paramètres optimaux peuvent être déterminés en minimisant l'expression suivante :

$$S = \sum_{j=1}^{668} \left[F(j) - \sum_{l=0}^4 \lambda_l f_l(i) \right]^2 \quad (6.20)$$

où la somme de $j = 1$ à 668 porte sur les sols sur une année martienne et où les fonctions F et f et les coefficients λ_l sont définis comme suit :

$F = \hat{p}_{VL1} / \alpha_{atm} + \bar{p}_S + \bar{p}_N$ (où on utilise pour \bar{p}_S et \bar{p}_N les résultats de la simulation de référence) et

$$\begin{aligned} \lambda_0 &= \bar{p}_{tot.}, & f_0 &= 1., \\ \lambda_1 &= \delta A_S, & f_1 &= -\partial \bar{p}_{atm.} / \partial A_S, \\ \lambda_2 &= \delta \epsilon_S, & f_2 &= -\partial \bar{p}_{atm.} / \partial \epsilon_S, \\ \lambda_3 &= \delta A_N, & f_3 &= -\partial \bar{p}_{atm.} / \partial A_N, \\ \lambda_4 &= \delta \epsilon_N, & f_4 &= -\partial \bar{p}_{atm.} / \partial \epsilon_N, \end{aligned}$$

L'optimisation a été effectuée très simplement en linéarisant l'expression S en fonction des coefficients λ_l .

Résultats de l'optimisation

$$\begin{aligned} \bar{p}_{tot.} &= 6.59 \\ A_S &= 0.32 \\ \epsilon_S &= 0.75 \\ A_N &= 0.70 \\ \epsilon_N &= 0.43 \end{aligned}$$

Une simulation de trois années (simulation A) a été effectuée en utilisant ces nouveaux paramètres. Les valeurs des amplitudes et phases des deux premières harmoniques du cycle annuel de la pression aux sites Viking 1 et 2 sont les suivantes :

Simulation au site ...	pression moyenne	1 ^{ère} harmonique		2 ^{ème} harmonique	
		amplitude (hPa)	phase (°)	amplitude (hPa)	phase (°)
Viking 1	7.925	0.718	-46.31	0.531	137.44
Viking 2	8.610	0.914	-53.06	0.598	139.39

Ces valeurs sont en excellent accord avec celles calculées pour les données Viking (cf. Table 6.4). On retrouve bien dans la dissymétrie des valeurs de l'albédo et de l'émissivité les résultats

attendus : émissivité beaucoup plus faible dans l'hémisphère nord pour réduire la masse de la calotte compensée par un albédo plus élevé pour corriger les effets de la trop faible émission de la glace pendant la période de fonte. Cependant, les différences entre les valeurs des albédos et émissivités pour les calottes sud et nord sont beaucoup plus grandes que celles publiées dans des études analogues. La valeur très faible de l'albédo de la calotte sud est par exemple relativement suspecte. Les mesures les plus faibles de l'albédo par les missions orbitales se situent aux alentours de 0.4 et on ne voit pas bien quel pourrait être le phénomène compensé par cette valeur très basse.

En fait, il s'avère qu'il est possible de reproduire le cycle annuel de la pression de façon relativement réaliste sans utiliser des valeurs aussi extrêmes des paramètres. Un nouveau jeu de paramètres optimaux a été calculé, mais en faisant varier uniquement trois paramètres, l'albédo de la calotte sud et l'émissivité de la calotte nord étant fixés respectivement à 0.45 et 0.6. L'optimisation donne des valeurs de 0.62 pour l'albédo de la calotte nord, 0.76 pour l'émissivité de la calotte sud et 6.736 hPa pour la pression totale équivalente de l'atmosphère.

Une nouvelle simulation (simulation B) a été effectuée avec ce jeu de paramètres. Les valeurs des amplitudes et phases des deux premières harmoniques du cycle annuel sont reproduites dans la table ci-dessous.

Simulation au site ...	pression moyenne	1 ^{ère} harmonique		2 ^{ème} harmonique	
		amplitude (hPa)	phase (°)	amplitude (hPa)	phase (°)
Viking 1	7.972	0.669	-41.76	0.569	142.11
Viking 2	8.668	0.854	-49.62	0.640	143.77

Elles sont certes moins proches des données que dans la simulation précédente (on retrouve à nouveau une amplitude trop grande de la seconde harmonique); elles sont néanmoins nettement meilleures que celles calculées dans la section précédente en utilisant une seule valeur de l'émissivité et de l'albédo pour les deux calottes. Les courbes lissées (quatre premières harmoniques) de la pression aux sites Viking sont comparées aux données Viking pour les deux simulations sur la Fig. 6.32.

6.7.4 Quelques comparaisons aux données pour finir

Pour finir, on présente quelques comparaisons de ces deux simulations à des données spatiales. Tout d'abord, la Fig. 6.33 montre la comparaison entre l'extension en latitude des calottes simulées par le modèle et celle observée par les modules orbitaux Viking pendant les phases de sublimation.

L'aspect en "marches d'escaliers" de l'extension simulée est dû à la discrétisation et au retrait (ou à la formation) instantanée de glace sur toute une bande de latitude. La simulation A sous-estime fortement l'extension de la calotte sud; la simulation B améliore sensiblement ce point. Pour la calotte nord, l'accord est correct pour les deux simulations. Pour les deux calottes, l'accord se détériore nettement à la fin de la fonte. Au nord, on pense qu'il persiste une calotte de glace d'eau qui pourrait fortement modifier la fonte du CO₂. Au sud en revanche, il semble que la calotte résiduelle soit composée en grande partie de dioxyde de carbone. Ce modèle, pas plus que les autres études menées sur ce sujet, ne semble capable de reproduire la persistance de cette calotte.

La deuxième comparaison est purement dynamique. Elle consiste à comparer aux données Viking, l'évolution au cours de l'année du rapport des pressions aux deux sites. Cette comparaison est montrée sur la Fig. 6.34. Comme on l'a longtemps expliqué précédemment, ce rapport est le reflet d'effets orographiques et dynamiques. L'accord semble correct pour les deux simulations.

Enfin, la Fig. 6.35 montre les moyennes zonales de la température et du vent, simulés (simulation B) au milieu du printemps nord (pour $42 < L_S < 54$). Ces simulations sont directement comparables à la coupe de température déduite des mesures infra-rouges Mariner 9, reproduite sur la Fig. 6.14. Les variations latitudinales de la température près du sol sont particulièrement bien représentées (malgré la faible résolution horizontale utilisée dans la simulation) : maximum de température sur l'hémisphère nord entre 20 et 60°, gradient marqué dans l'hémisphère sud entre 200 K à 20°S et 170 K à 70°S. La structure verticale à l'emplacement de ce gradient latitudinal est un peu moins bien représentée. Ceci est peut-être lié à la résolution horizontale des simulations

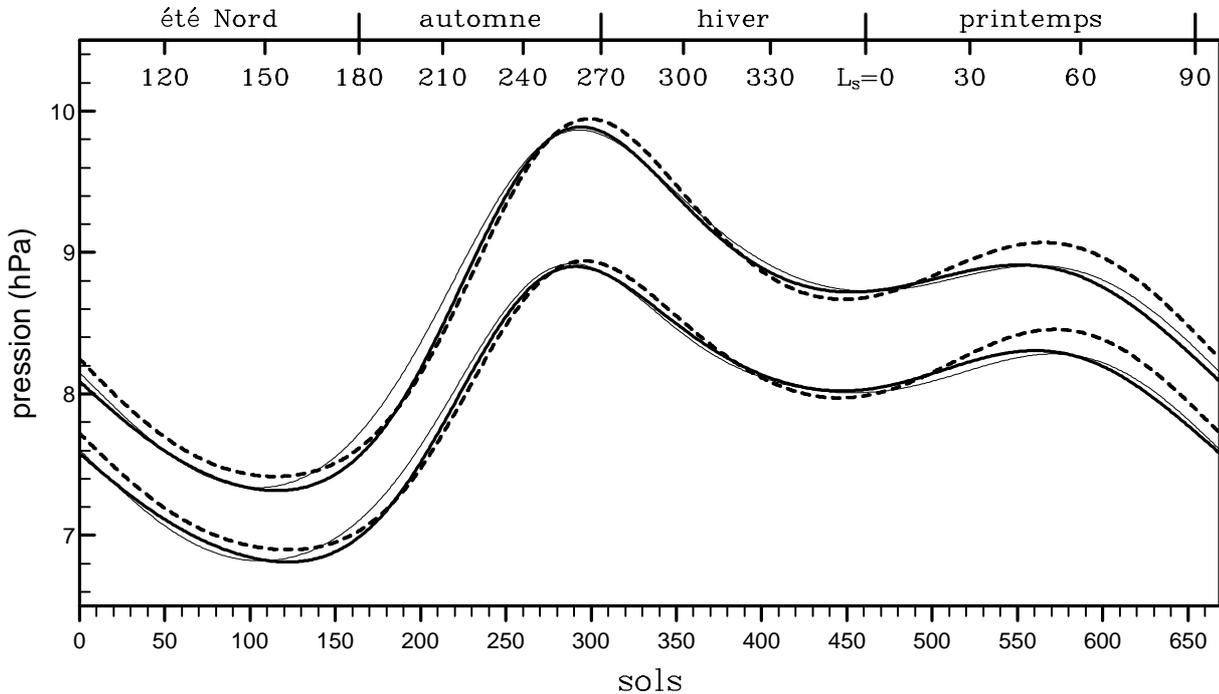


FIGURE 6.32 – Pression simulée aux sites Viking (4 premières harmoniques)
 Courbes pleines épaisses : simulation A (optimisation à cinq paramètres). Courbes discontinues épaisses : simulation B (optimisation à trois paramètres). Courbes pleines plus fines : données Viking.

qui est trop faible pour reproduire un jet hivernal aussi intense que celui suggéré par le calcul de l'équilibre géostrophique par rapport aux températures mesurées (Fig. 6.14). Les différences sont également importantes au-dessus de la calotte nord mais à la limite de la région couverte par les données. On voit dans les très hautes latitudes nord, l'effet sur la température de la calotte qui finit de se sublimer.

6.8 Et pour la suite ...

Les dernières simulations présentées ici montrent clairement que le modèle de circulation atmosphérique martien permet de reproduire assez fidèlement bon nombre d'observations spatiales malgré quelque lacunes importantes dans la physique. Les deux lacunes essentielles concernent la condensation atmosphérique du dioxyde de carbone : dans le modèle, toute cette glace atmosphérique précipite directement sur la surface alors que, dans la réalité, elle constitue des brumes qui recouvrent la calotte (surtout au nord) pendant toute sa période de formation, modifiant de façon significative le transfert radiatif et le bilan énergétique dans les régions polaires. La prise en compte de tels phénomènes dans le modèle de circulation n'est pas du tout hors d'atteinte. Le modèle calcule déjà la quantité de glace formée dans l'atmosphère. Au lieu de la faire précipiter directement sur la surface, il faut introduire une loi pour la chute de ces particules et calculer leur transport par la dynamique atmosphérique. Il faut ensuite introduire les propriétés radiatives de ces particules de glaces. Le LMD est bien placé pour développer ce type de paramétrisation puisque la modélisation des nuages est depuis longtemps un des axes prioritaires des études du climat menées ici.

A elle seule, la modélisation des brumes polaires ne suffira sans doute pas à rendre compte de la dissymétrie entre les deux calottes puisqu'il semble que l'apparition préférentiel des brumes sur la calotte nord soit fortement liée à la plus grande quantité de poussière près du solstice

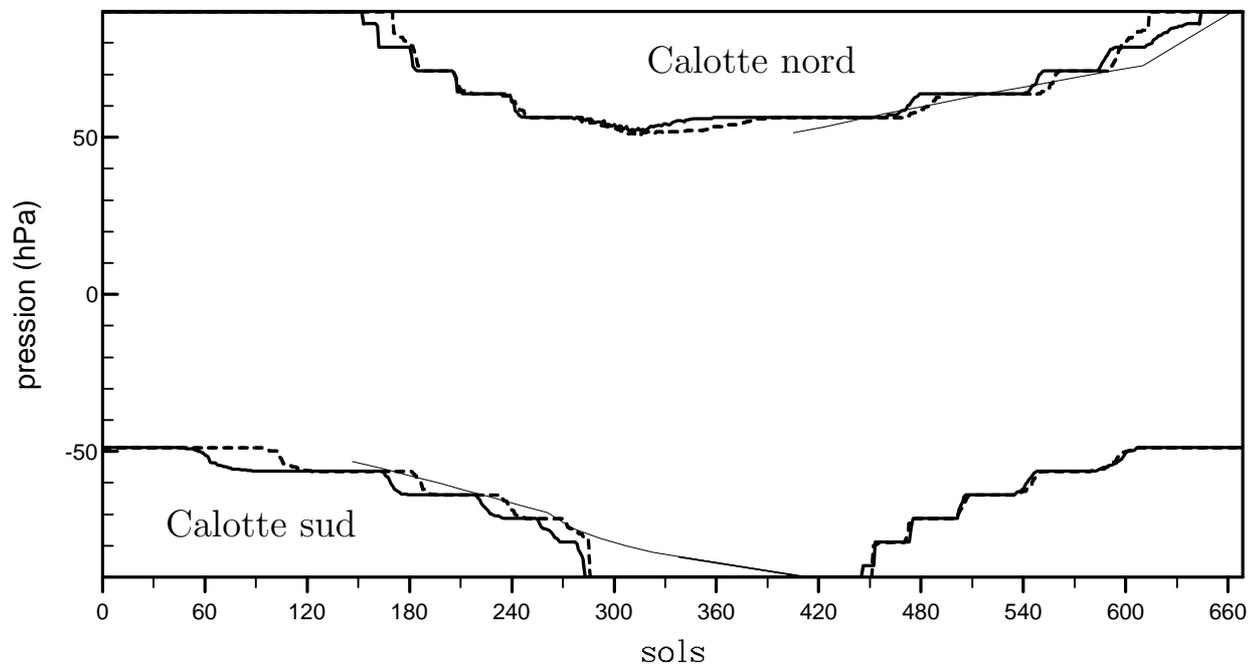


FIGURE 6.33 – Extension en latitude des calottes polaires.

Courbes pleines épaisses : simulation A. Courbes discontinues épaisses : simulation B. Courbes pleines plus fines : données Viking. Les données ont été fournies par James B. Pollack.

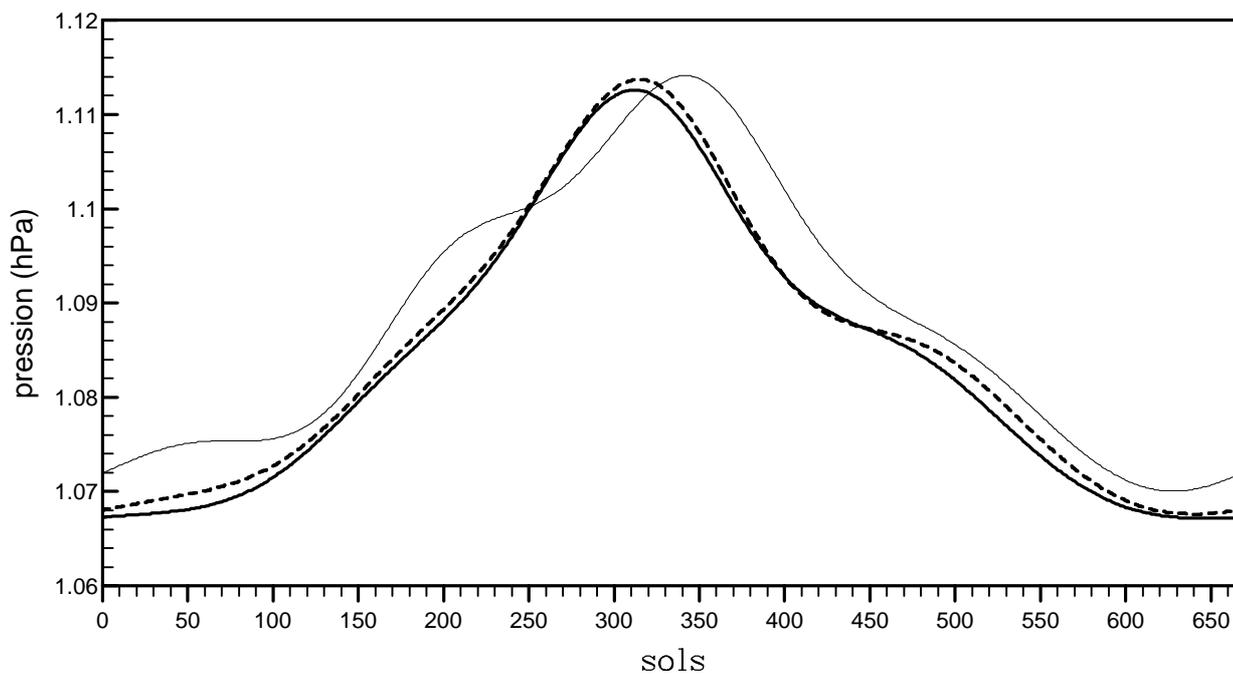


FIGURE 6.34 – Rapport entre les pressions de surface aux sites Viking 2 et 1

Courbes pleines épaisses : simulation A. Courbes discontinues épaisses : simulation B. Courbes pleines plus fines : données Viking. Les données ont été fournies par James B. Pollack.

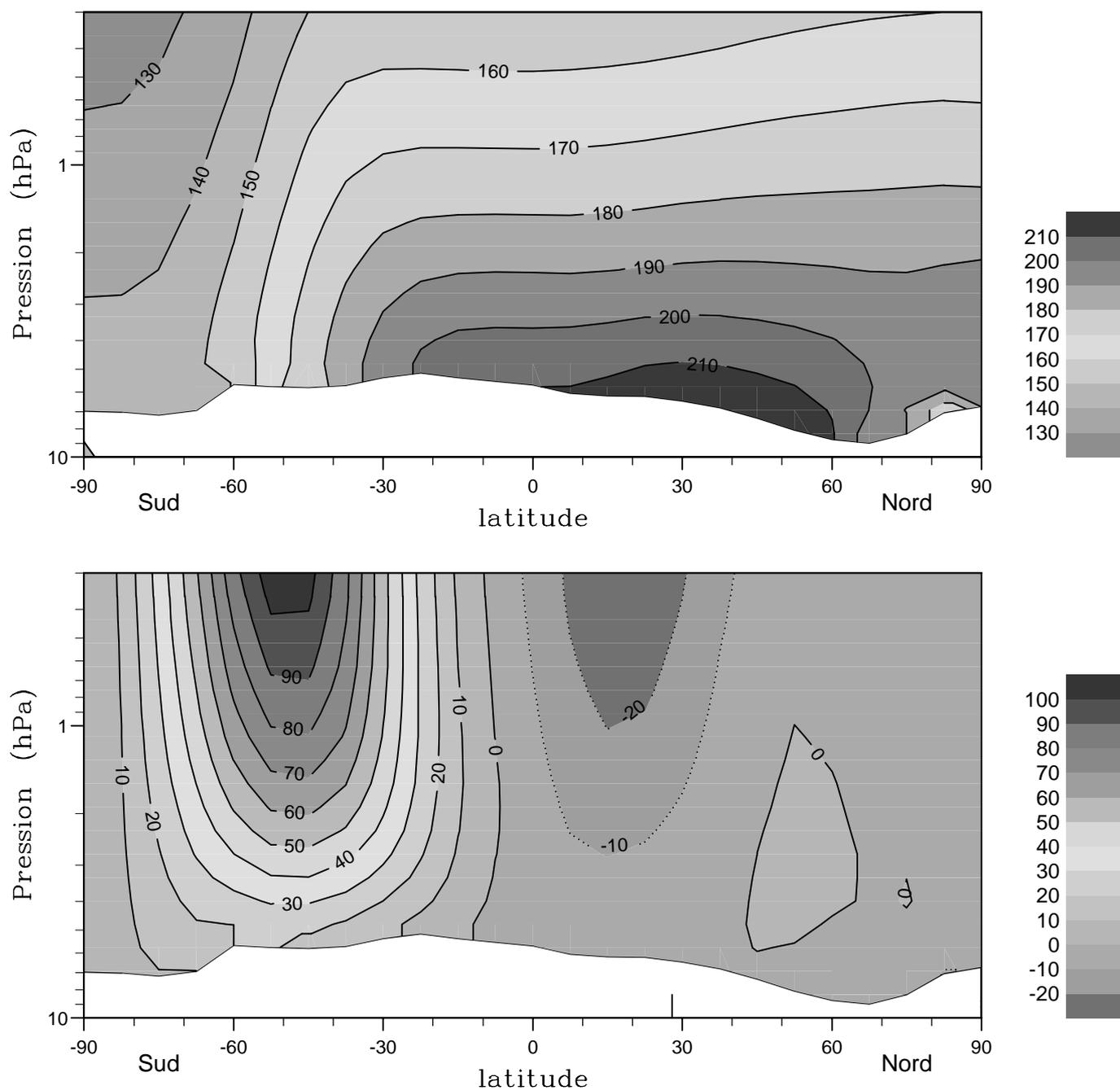


FIGURE 6.35 – Moyennes zonales et temporelles (entre $L_S = 41^\circ$ et $L_S = 54^\circ$) de la température en K (en haut) et du vent zonal en m s^{-1} (en bas).

d'hiver nord. La non prise en compte des variations du contenu en poussière de l'atmosphère est justement la deuxième lacune importante du modèle. Les données Viking indiquent une très grande variation à la fois spatiale et temporelle de ce contenu. Ces variations affectent différemment la circulation atmosphérique suivant les latitudes : dans les basses latitudes, un contenu en poussière plus élevé augmente l'extension en latitude de la cellule de Hadley ; dans les moyennes latitudes, une telle augmentation résulte en une stabilité accrue de l'atmosphère et en un changement des caractéristiques de l'activité barocline ; enfin, dans les régions polaires, la poussière modifie fortement le transfert radiatif, d'abord directement mais aussi par l'intermédiaire de l'augmentation de la condensation atmosphérique [?]. Pour prendre en compte de tels effets, la première solution, intéressante dans l'optique d'établir une "climatologie" martienne, consisterait à utiliser les données orbitales Viking [103] sur le contenu en poussière pour forcer le modèle. La seconde que nous envisageons d'entreprendre prochainement au LMD, consiste à calculer directement le soulèvement et le transport de la poussière dans l'atmosphère.

Ce modèle martien, que ce soit dans son état actuel ou avec ces développements futurs, pourra permettre d'aborder de nombreux problèmes scientifiques, certains spécifiquement martiens comme ceux posés par la persistance des calottes ou le développement des tempêtes de poussière, d'autres davantage liés à l'étude de la dynamique atmosphérique : Mars est par exemple, dans le système solaire, la planète la plus adaptée pour faire des études comparées avec la Terre sur les régimes de temps. Comparaison par exemple des systèmes d'ondes qui se développent dans les latitudes moyennes, comparaison du caractère plus ou moins prévisible des écoulement *etc.* L'influence du relief de Mars sur la circulation atmosphérique est également un point très intéressant dont l'étude pourrait avoir des retombées directes sur la modélisation de ces effets dans les modèles terrestres.

Outre ces études spécifiques, le modèle sera utilisé dans un avenir proche pour établir une climatologie de Mars. Dans un premier temps, il s'agira d'effectuer des simulations longues de la circulation, avec les réglages des paramètres des calottes présentés dans la dernière section, en utilisant des résolutions spatiales élevées. Cette climatologie pourra être utilisée aussi bien pour la préparation des missions spatiales que pour des études de planétologie qui nécessitent de connaître l'état de l'atmosphère à une certaine saison et en une région particulière du globe. Dans ce cadre, un objectif très fort du développement du modèle pour les prochaines années est la préparation de l'assimilation des données des futures missions spatiales. En effet, les missions Mars-Observer et Mars 94-96 devraient fournir dans les prochaines années des quantités de données très supérieures à celles actuellement disponibles. L'exploitation de ces données ne pourra être vraiment efficace qu'en mettant en place des méthodes puissantes comme celles développées pour assimiler tous les jours les données météorologiques. L'assimilation a pour but de définir à un instant donné, l'état le plus réaliste possible de l'atmosphère en fonction des données enregistrées, par exemple pendant les 24 heures précédentes. L'état de l'atmosphère ainsi calculé est ensuite utilisé pour effectuer les simulations de prévision. Les données ainsi "assimilées" par les grands centres de prévision sont également très souvent utilisées comme climatologie de l'atmosphère terrestre. L'application de telles méthodes devrait permettre de retirer une information maximum des données spatiales et d'établir enfin une véritable climatologie de Mars. Le LMD est particulièrement bien placé pour développer des méthodes d'assimilation pour Mars, d'abord parce qu'il dispose maintenant d'un modèle de circulation générale martien très performant, ensuite parce qu'Olivier Talagrand est un spécialiste mondialement reconnu de l'assimilation météorologique.

Chapitre 7

Etude de la superrotation des atmosphères planétaires

7.1 Introduction

Vénus, Titan et les autres ... Avant d'entrer dans des considérations théoriques sur les processus capables de créer et d'entretenir le phénomène connu sous le nom de "superrotation", il est bon de savoir précisément ce qu'on entend sous cette terminologie.

L'appellation de superrotation est avant tout réservée à la circulation de l'atmosphère de Vénus. Au début des années soixante-dix, la vitesse de rotation de Vénus était encore inconnue. Les observations effectuées depuis la Terre, au cours de cette décennie, ont abouti à des résultats apparemment très contradictoires : les observations radioastronomiques [159] indiquaient que la planète tournait sur elle-même en plus de 200 jours terrestres alors que les clichés ultraviolets de la couverture nuageuse (les classiques photos bleues de Vénus) faisaient apparaître une période de rotation beaucoup plus courte de 4 à 5 jours [7] environ. Cette différence spectaculaire est bien le reflet d'une réalité physique : le couvert nuageux sur Vénus, situé à 70 km au-dessus du sol, tourne en moyenne 40 à 60 fois plus vite que la surface solide de la planète, observée par mesures radio. Des reproductions de photos spatiales ultraviolettes de cette couverture nuageuse sont montrées sur la Fig. 7.1. Ce phénomène, baptisé du nom de superrotation, a fait couler beaucoup d'encre depuis. Dans un premier temps, les explications se sont tournées vers des mécanismes particuliers, liés à la présence de cette couche de nuages qui recouvre toute la planète. Les succès des missions spatiales dans les années soixante-dix et les mesures *in-situ* du vent lors de la descente dans l'atmosphère des sondes soviétiques Venera et des sondes américaines Pioneer-Venus ont montré que la superrotation, loin de concerner le seul couvert nuageux, s'étend en fait à l'ensemble de l'atmosphère, le vent zonal décroissant lentement depuis environ 100 m s^{-1} au niveau de la couverture nuageuse jusqu'à la surface. Les profils verticaux du vent zonal mesurés lors de la descente de ces différentes sondes sont rassemblés sur la Fig. 7.2. Près de la surface, les vents sont très incertains, mais un bilan de moment cinétique équilibré impliquerait la présence à la fois de vents d'est et de vents d'ouest dans des régions différentes.

Curieusement, ce n'est pas le cas de Vénus mais celui de Titan qui a orienté cette thèse vers l'étude de la superrotation [64]. Les premières simulations de la circulation atmosphérique de Titan ont mis en évidence en effet une superrotation d'ensemble de la stratosphère. Bien que ces résultats numériques soient encore très préliminaires, ils sont en accord avec deux faits observationnels : si Titan a réservé un triste aspect visuel, essentiellement une grosse boule orange avec comme seul contraste visible, une dissymétrie d'albédo entre les deux hémisphères, à la mission Voyager 1 qui s'était sacrifiée pour lui, les résultats de mesures infra-rouge du rayonnement thermique ont permis de reconstituer une image tridimensionnelle (grossière) de la structure thermique de l'atmosphère. L'analyse de la circulation à partir de l'équilibre du vent gradient (cf. Section 2.5) a amené Flasar *et al.* [38] aux deux conclusions suivantes : (1) il semble que comme sur Vénus, l'équilibre du vent thermique soit du type cyclostrophique au sens $u \ll a\Omega$; (2) il semble difficile d'éviter, sur

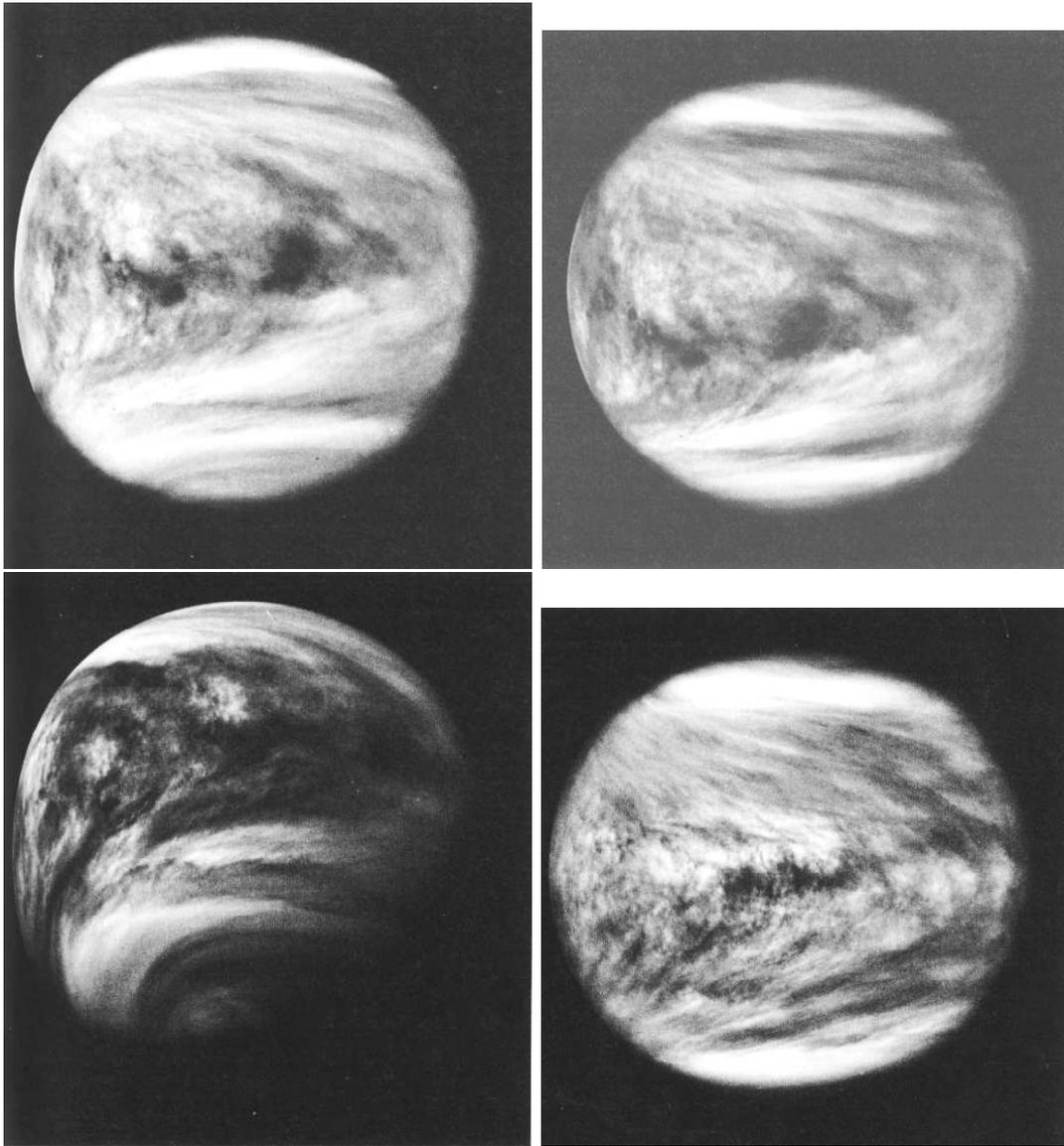


FIGURE 7.1 – Images de la couverture nuageuse de Vénus prises sur une durée de 38 heures par la sonde Pionier-Vénus en mai 1980. C'est cette couche qui fait le tour de la planète en 4 jours environ. Ces images donnent une idée de la grande variabilité des structures nuageuses. D'après Briggs et Taylor [9].

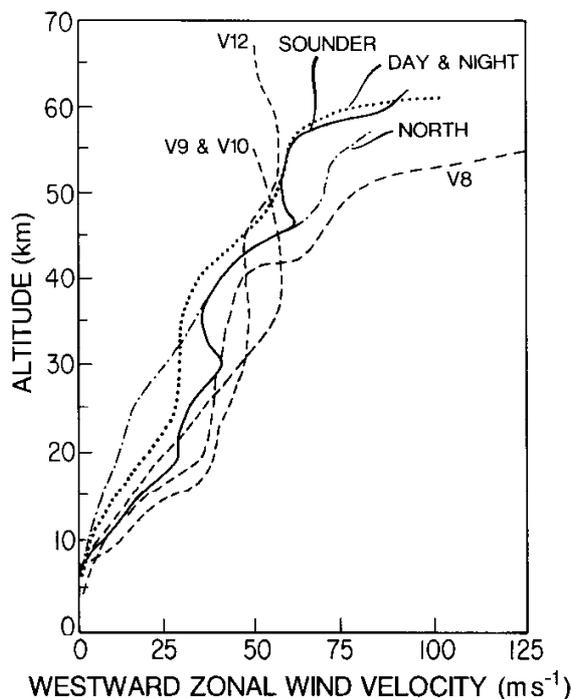


FIGURE 7.2 – Profils verticaux du vent zonal mesurés lors de la descente de différentes sondes dans l’atmosphère de Vénus.

Les profils V8, V9, V10 et V12 correspondent aux missions Venera. Les profils SOUNDER, DAY, NIGHT et NORTH correspondent à quatre sondes lancées simultanément par la mission Pioneer-Venus en différents points de la planète. Ces différentes sondes correspondent à des latitudes et longitudes différentes. La sonde NORTH, la plus haute en latitude se situait à 60°N . Les sondes NIGHT et DAY correspondent à des sondages simultanés à 30°S , le premier au milieu de la partie nuit et le second dans la partie jour mais près du terminateur. D’après Hunten *et al.* [155].

l’analyse du vent thermique, l’hypothèse d’une superrotation d’ensemble de l’atmosphère avec des vents zonaux de l’ordre de 100 m s^{-1} , c’est à dire que la haute atmosphère tournerait sur elle-même en 2 jours environ alors que la durée du jour Titanesque correspond environ à 16 jours terrestres¹. La possibilité de l’existence d’une superrotation sur Titan pourrait avoir été confirmée récemment lors de l’observation simultanée en plusieurs points de la surface de la Terre, de l’occultation par Titan, d’une étoile très brillante [161]. Lors d’une telle occultation, l’atmosphère de la planète agit comme une lentille convergente pour la lumière provenant de l’étoile. Un astronome terrestre observe au milieu de l’occultation un flash de lumière, d’autant plus intense que l’observateur se trouve proche de ce centre. Pour une atmosphère déformée, la lentille produit des aberrations. A partir de l’observation de l’occultation en plusieurs points de la planète, il a été possible de reconstituer partiellement la forme de l’atmosphère de la planète. A une pression d’environ 1 hPa, l’aplatissement du satellite (qui n’avait pas été mesuré par Voyager 1 !) serait compatible avec des vents de l’ordre de 100 m s^{-1} .

1. Il faut remarquer toutefois que la vitesse de rotation de la surface de Titan n’a jamais été déterminée observationnellement avec certitude. Les arguments théoriques sur le temps de relaxation de la planète vers une rotation synchrone avec Saturne, et l’expérience du reste du système solaire, laissent penser que Titan montre toujours la même face à Saturne et tourne donc sur lui-même avec la même période que celle de sa rotation autour de la planète géante, environ 16 jours. De même, si cette hypothèse est juste, son obliquité est égale à l’inclinaison de sa trajectoire par rapport à l’écliptique, 23° environ.

Définition de la superrotation La superrotation peut donc se définir comme un état de régime de la circulation dans lequel l’atmosphère, à une altitude donnée, tourne plus vite, dans son ensemble, que la surface solide. Encore faut-il définir correctement l’expression ”tourner plus vite”. Fondamentalement, le problème posé par ce phénomène est lié au bilan de moment cinétique. Comment la circulation peut-elle maintenir un excès de moment cinétique dans les hautes couches, au moins contre les effets de la dissipation verticale ? Il est donc commode de définir la rotation équivalente Ω_{eq} d’une couche d’atmosphère comme la rotation qu’aurait une couche de même masse, possédant le même moment cinétique total, mais tournant en rotation solide (vitesse angulaire constante). La superrotation se définit alors simplement comme un régime de circulation dans lequel l’atmosphère est animée d’une rotation équivalente supérieure à la rotation de la planète $\Omega_{eq} > \Omega$. Ceci permet de définir un facteur de superrotation $\xi = \Omega_{eq}/\Omega$.

Ainsi définie, la superrotation devient un phénomène beaucoup plus général. L’atmosphère de la Terre, elle-même, au niveau de la tropopause, est en superrotation très faible. Mais cette superrotation n’a pas de commune mesure avec celle observée sur Vénus (superrotation par un facteur 40 environ) ou la possible superrotation d’un facteur 10 environ de l’atmosphère de Titan. Ce sont ces dernières valeurs qui posent vraiment un problème théorique important. Cependant, le fait que la superrotation, même très faible, puisse être un phénomène plus général mérite d’être retenu, à la fois pour la compréhension de la superrotation elle-même mais aussi plus généralement pour l’étude des bilans de moment cinétique dans l’atmosphère terrestre.

Le modèle à 20 paramètres. Ce chapitre sur la superrotation combine arguments théoriques et résultats numériques. Les données sur Vénus et, *a fortiori*, sur Titan, sont très insuffisantes pour pouvoir évaluer le rôle joué par les différentes composantes de la circulation dans le bilan de moment cinétique. Dans les simulations numériques, il est facile en revanche, de distinguer les transports par la circulation méridienne moyenne et par les perturbations ou de tester l’importance des différents paramètres planétaires comme la vitesse de rotation ou la forme du forçage radiatif. De ce point de vue, l’introduction de la contrainte sur la conservation du moment cinétique dans le MCG a constitué une étape fondamentale dans le développement d’un outil adapté à ce type d’étude. Il est amusant de constater que, dans les premières simulations (axi-symétriques) effectuées sur Titan avant l’introduction de cette contrainte, simulations qui ont fortement orienté ce travail de thèse, la très forte superrotation obtenue était sans doute essentiellement de source numérique. Malheureusement, les simulations tri-dimensionnelles de Titan étaient beaucoup trop coûteuses pour pouvoir espérer faire rapidement une simulation longue avec une résolution spatiale suffisante. C’est ce qui nous a poussé à développer le modèle à 20 paramètres qui permet par exemple d’effectuer des simulations dans des conditions similaires à Titan mais avec des constantes de temps radiatives beaucoup plus courtes (c’est essentiellement la longueur extrême des constantes de temps radiatives, des centaines d’années terrestres, qui explique le coût numérique des simulations de Titan). Si les résultats numériques obtenus avec le modèle à 20 paramètres ne sont pas une simulation d’une planète particulière, la compréhension des mécanismes mis en jeu dans les simulations peut cependant permettre d’éclairer des points obscurs des superrotations connues. Le modèle à 20 paramètres permet en plus de tester l’importance des différents paramètres planétaires, vitesse de rotation, caractéristiques radiatives de l’atmosphère *etc.*, pour l’établissement d’un régime de superrotation.

Cependant, avant d’utiliser un outil numérique, il est important de le valider et d’évaluer le degré d’information qu’il peut apporter. C’est l’objectif de la Section 7.2 dans laquelle on tente de reproduire la très familière circulation atmosphérique terrestre avec le modèle à 20 paramètres. La section suivante (Section 7.3) est consacrée à une étude de la circulation de Hadley, essentielle dans les mécanismes invoqués plus loin pour l’explication de la superrotation sur Vénus. La Section 7.4 expose succinctement les mécanismes classiquement invoqués pour expliquer la superrotation et la Section 7.5 souligne le rôle potentiel joué par certaines instabilités (instabilités inertielle et barotrope). Enfin, la Section 7.6 confronte ces idées avec les résultats de simulations numériques. Le chapitre se termine par un détour, ou plutôt un retour, sur la circulation de l’atmosphère de Titan et les raisons de croire ou de ne pas croire à sa superrotation.

7.2 Validation du modèle à 20 paramètres : circulation atmosphérique d'une pseudo Terre sèche

Avant d'utiliser le modèle à 20 paramètres pour étudier la circulation atmosphérique de planètes plus ou moins exotiques, il est important d'évaluer dans quelle mesure ce modèle simple est susceptible d'apporter des informations significatives sur une circulation atmosphérique connue. L'épreuve choisie ici consiste à comparer les résultats qu'il produit pour les conditions "terrestres" à la climatologie de notre "bonne vieille Terre" [55].

Malheureusement, au risque de radoter, la circulation atmosphérique terrestre est fortement modifiée par la présence des océans qui jouent un double rôle, de par leur inertie thermique et à cause de la redistribution d'énergie en latitude par les courants marins. Il s'avère cependant qu'il est possible de reproduire la circulation atmosphérique de façon relativement satisfaisante avec le modèle à 20 paramètres en ne retenant des océans que leur inertie thermique. L'effet de l'océan est donc simplement pris en compte en utilisant le modèle de conduction thermique dans le sol, mais avec une inertie thermique adaptée au temps de réponse des températures océaniques.

7.2.1 Choix de l'inertie thermique du sol

Il est possible d'estimer un ordre de grandeur de l'inertie thermique équivalente des océans en comparant les variations annuelles de l'ensoleillement journalier avec les variations annuelles observées de la température de surface de la mer. En se plaçant, par exemple, à une latitude de 30° , le flux incident solaire moyen à la surface des océans oscille entre 130 W m^{-2} au solstice d'hiver et 230 W m^{-2} au solstice d'été. L'amplitude en température est difficile à déterminer et dépend de l'hémisphère mais une valeur de 7K semble raisonnable. En utilisant l'Eq. A.40 de la Section A.4.1, l'inertie thermique correspondante est donnée par

$$I = \frac{\Delta F}{\Delta T} \sqrt{P} 2\pi \quad (7.1)$$

(où P est la longueur de l'année) soit, ici, $I \sim 3 \times 10^4 \text{ J m}^{-2} \text{ s}^{-1/2} \text{ K}^{-1}$. Par comparaison, l'inertie thermique typique des sols terrestres est de $2000 \text{ J m}^{-2} \text{ s}^{-1/2} \text{ K}^{-1}$ et sur Mars seulement de $400 \text{ J m}^{-2} \text{ s}^{-1/2} \text{ K}^{-1}$ environ. En fait la valeur de l'inertie équivalente des océans calculée ci-dessus doit être prise comme une borne supérieure dans la mesure où l'ensemble du système atmosphérique contribue également à la distribution observée de la température de surface des océans. A la suite de quelques tests, l'inertie a été fixée à $I = 1.8 \times 10^4 \text{ J m}^{-2} \text{ s}^{-1/2} \text{ K}^{-1}$. Sept couches sont utilisées dans le sol pour rendre compte des oscillations synoptiques et saisonnières de la température.

7.2.2 Choix des autres paramètres

Les valeurs choisies pour les 20 paramètres du MCG sont finalement résumées dans la Table 7.1. La plupart sont des données ou des valeurs utilisées couramment dans le modèle climatique du LMD.

Le choix des paramètres radiatifs était plus délicat étant donnée la simplicité extrême de la paramétrisation utilisée. L'atmosphère réelle d'une planète renvoie directement une partie du rayonnement incident vers l'espace (diffusion par les nuages, les poussières, les molécules gazeuses). Pour tenir compte de ce phénomène dans ce modèle qui n'inclut pas de diffusion, le flux solaire incident au sommet de l'atmosphère a été réduit de 25% par rapport à sa valeur terrestre réelle. Ceci permet essentiellement de simuler des températures plus réalistes.

La transmission infra-rouge est proche de la valeur moyenne terrestre (source Mitchell 89 [113]). La transmission visible est plus grande que la valeur moyenne terrestre (typiquement 0.7) pour obtenir des zones convectivement instables dans les tropiques.

Paramètres concernant ...	description du paramètre	Valeurs choisies pour la "Terre"
la planète solide	rayon gravité durée du jour année	6400km 9.8 m s ⁻² 86400. 360 jours
orbite supposée circulaire	flux incident au sommet de l'atm. obliquité	1027 W m ⁻² 24°
les propriétés de la surface	C_D albédo émissivité I	2×10^{-3} 0.115 1 $1.8 \times 10^4 \text{ J m}^{-2} \text{ s}^{-1/2} \text{ K}^{-1}$
Les caractéristiques du gaz atmosphérique	pression moyenne à la surface masse molaire κ	10^5 Pa 28 g 2/7
la transmissions totale dans les domaines ...	Infra-Rouge Visible	0.8 0.9
la dissipation horizontale	nb. d'itérations échelle de temps	2 $6 \times 10^4 \text{ s}$
la diffusion vert. turb.	longueur de mélange	35 m

TABLE 7.1 – Paramètres choisis pour la pseudo "Terre" simulée.

7.2.3 Simulations numériques

²Comme tout au long de cette thèse, deux simulations ont été effectuées successivement. Une simulation de deux ans avec la basse résolution horizontale et 11 niveaux verticaux, et une simulation d'un an avec la haute résolution horizontale.

7.2.4 La structure méridienne

Trois planches de graphiques successives comparent les moyennes 1) de la température, 2) des lignes de courant de la circulation méridienne, 3) du vent méridien et 4) du vent zonal pour la simulation basse résolution (Fig. 7.3), la simulation haute résolution (Fig. 7.4) et la climatologie de Peixoto et Oort [127] (Fig. 7.5). Toutes les moyennes sont effectuées à la fois longitudinalement et dans le temps sur trois mois : juin, juillet et août (habitude des climatologies).

Puisque le but est uniquement de voir quel degré d'information peut être obtenu à partir du modèle à 20 paramètres, seuls quelques commentaires généraux sont présentés ci-dessous.

Structure thermique. Les gradients latitudinaux de température dans la troposphère sont globalement bien représentés dans les simulations, un peu moins bien près des pôles cependant, peut-être parce que la glace joue sur Terre un rôle essentiel dans ces régions. Le gradient vertical moyen de température entre 1000 et 250 hPa est également à peu près conforme à la réalité mais, pour des pressions plus faibles, le modèle, qui ne simule évidemment pas la tropopause, devient grossièrement faux.

Circulation méridienne. Les deux graphiques du milieu des Figs. 7.3 à 7.5 représentant respectivement la fonction de courant de la circulation méridienne et le vent méridien lui-même contiennent exactement la même information mais mettent en valeur des aspects différents.

L'extension en latitude et l'intensité de la cellule de Hadley hivernale (bien visibles sur la fonction de courant) est remarquablement bien représentée. En revanche, sa structure verticale est

2. La section la plus courte de la thèse ; ça fait du bien !

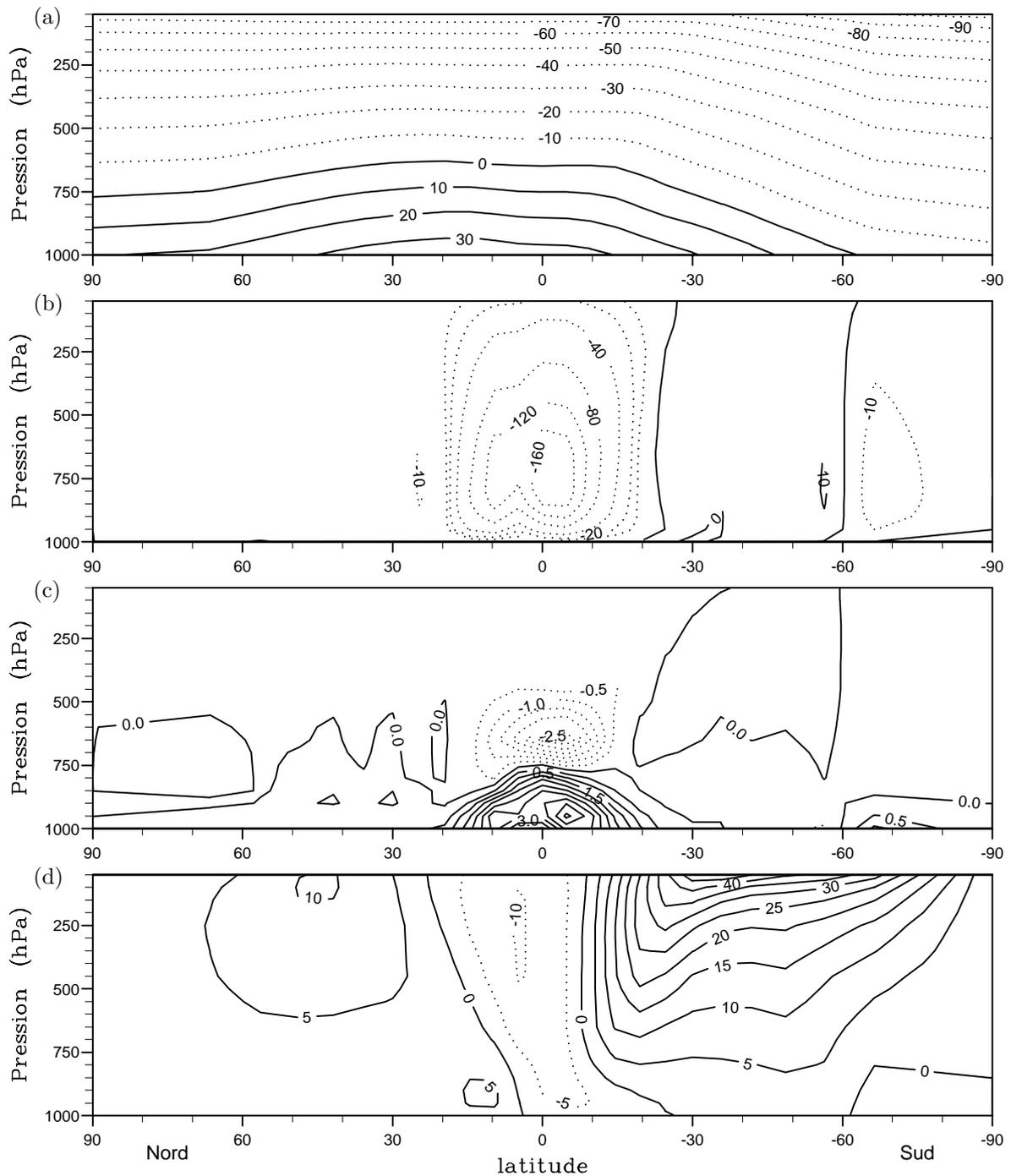


FIGURE 7.3 – Simulation basse résolution d'une "Terre" sèche

Les champs correspondent à une moyenne sur les longitudes et sur les mois de Juin-Juillet et Août (JJA).

(a) Température en K

(b) lignes de courant de la circulation méridienne en 10^9 kg s^{-1} . Les contours sont positifs quand la circulation est directe au sens trigonométrique sur le graphique.

(c) vents méridiens (m s^{-1}) positifs vers le nord.

(d) vent zonal (m s^{-1}) positif vers l'ouest.

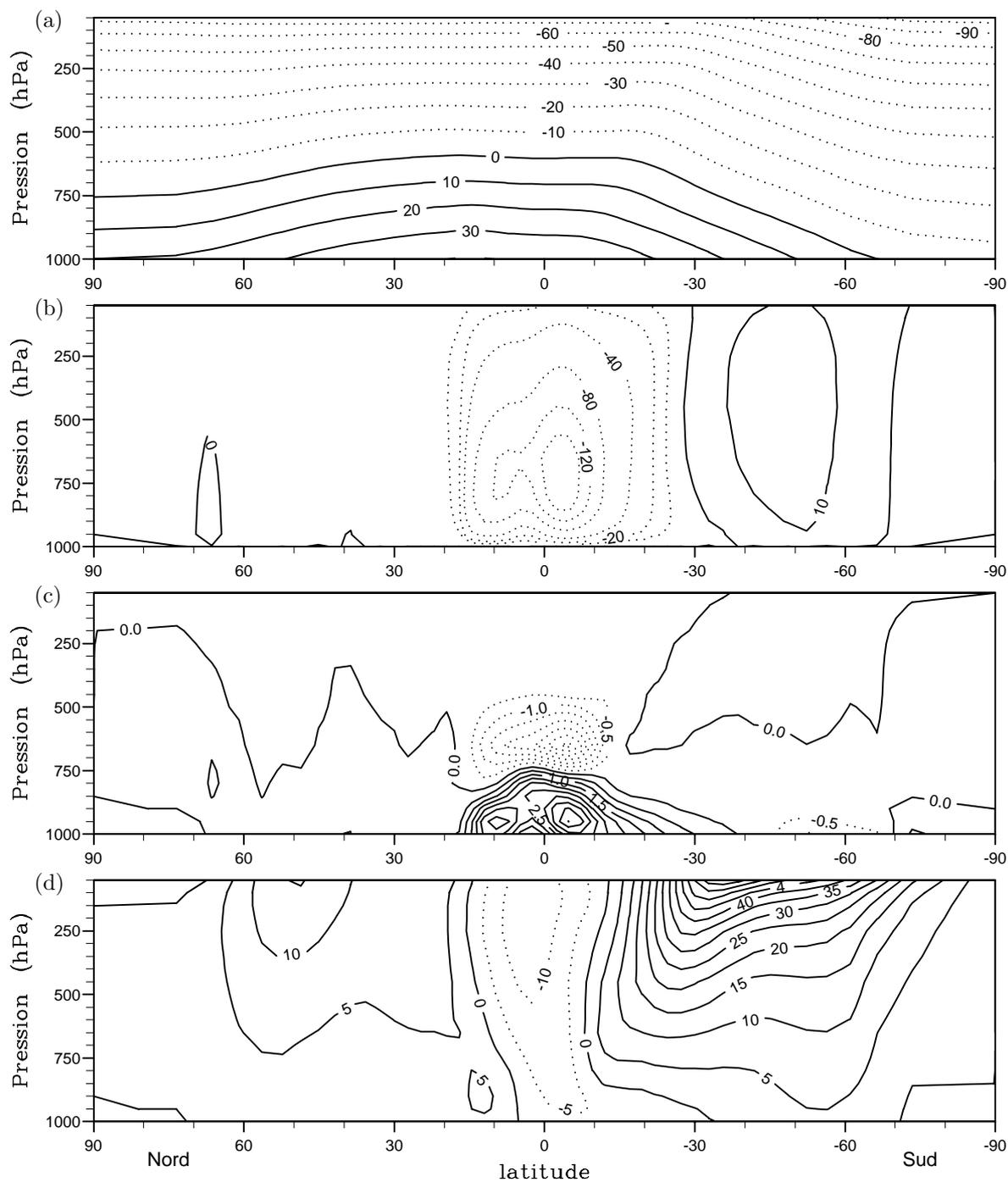


FIGURE 7.4 – Simulation haute résolution d'une "Terre" sèche
Mêmes conventions que pour la Fig. 7.3.

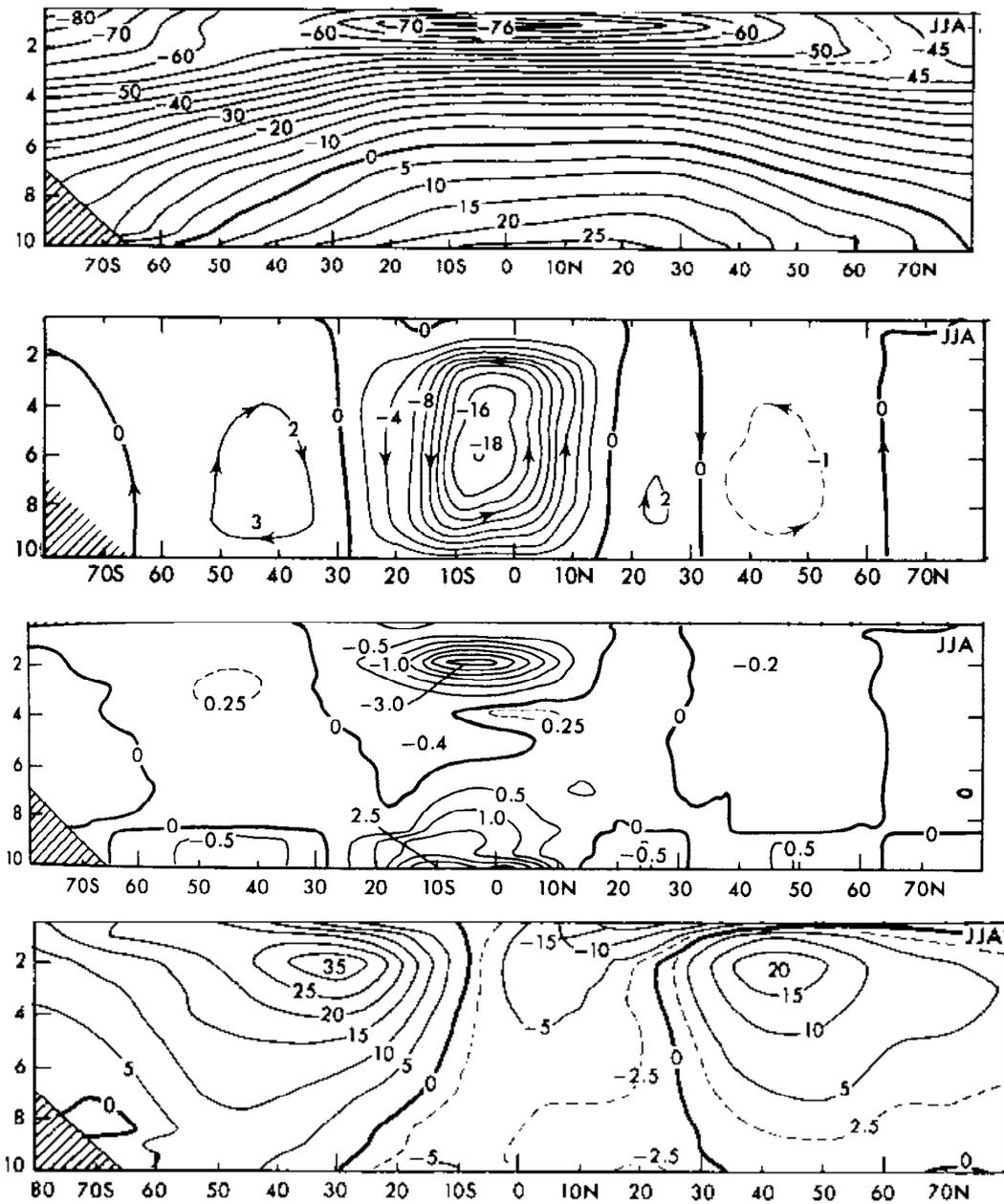


FIGURE 7.5 – Données climatologiques terrestres

Mêmes conventions que pour la Fig. 7.3 mais pour la climatologie de Peixoto et Oort [127]. L'unité utilisée pour la fonction de courant est ici $10^{11} \text{ kg s}^{-1}$. Attention les latitudes sont inversées par rapport aux tracés des simulations.

moins bien simulée avec un maximum du vent méridien, dans la branche haute, situé beaucoup plus bas que dans la climatologie (600 hPa au lieu de 200 hPa). La différence est peut-être due au rôle important des "cheminées convectives" dans la zone de convergence intertropicale sur la Terre. Il est intéressant de noter en tout cas, qu'il n'est pas nécessaire d'invoquer ces phénomènes particuliers, liés à la présence sur la Terre du cycle hydrologique, pour expliquer l'intensité et l'extension latitudinale de la cellule de Hadley.

La structure en trois cellules de l'hémisphère d'hiver est bien reproduite avec une cellule de Ferrel relativement plus intense dans la simulation haute résolution que dans la simulation basse résolution, mais moins intense que dans la climatologie. En revanche, la structure de l'hémisphère d'été est relativement différente de la climatologie : il n'y a pas notamment de cellule de Hadley estivale.

Vent zonal. L'intensité des deux jets d'ouest est correctement simulée. La non-fermeture de ces jets en altitude (pour $p < 200$ hPa) est certainement liée, en grande partie, à la non-représentation de la tropopause (à travers l'équilibre du vent gradient). La structure des alizés est correctement représentée dans l'hémisphère d'hiver, moins bien dans l'hémisphère d'été, ce qui est cohérent avec la mauvaise représentation de la circulation de Hadley estivale.

7.2.5 Les perturbations

L'analyse des perturbations, transitoires ou stationnaires, requiert un travail important. Ici, on a juste tracé des cartes instantanées de la pression au sol près du solstice d'hiver nord pour les deux simulations Fig. 7.6. Ici, ce n'est pas une surprise, la résolution horizontale joue un rôle important. Comme dans les simulations martiennes (cf. Section 6.4), les dépressions et anti-cyclones sont beaucoup moins intenses dans les simulations basse résolution que pour la haute résolution. Dans cette dernière, les perturbations ont des intensités tout à fait analogues à celles observées sur Terre. Dans la simulation basse résolution, les ondes sont particulièrement régulières dominées par un nombre d'onde 5 ou 6. Ces nombres d'onde sont en bon accord avec ceux des structures synoptiques terrestres.

La moindre activité barocline de la simulation basse résolution explique sans doute les différences observées entre les deux simulations sur les moyennes du vent de la température et de la circulation méridienne : 1) une moindre intensité de la cellule inverse entre $30^{\circ}S$ et $60^{\circ}S$. 2) un vent zonal plus important pour la haute résolution sur toute la hauteur de l'atmosphère entre 50° et $60^{\circ}S$.

7.2.6 En conclusion

Ce MCG très simplifié rend compte de façon très satisfaisante des caractéristiques dominantes de la circulation générale terrestre : 1) circulation de Hadley dans les basses latitudes ; 2) ondes baroclines dans les moyennes latitudes, surtout en hiver. Non seulement ce modèle contient suffisamment de physique pour investiguer des circulations atmosphériques exotiques du type superrotation, mais il peut sans doute permettre de mener des études assez théoriques sur la circulation terrestre, justement parce qu'on s'est affranchi d'une grande partie de la complexité du système climatique terrestre : contrastes océans–continents, glaces polaires, nuages, circulation océanique *etc.* Il pourrait par exemple servir à étudier de façon théorique quelle est l'influence sur la dynamique d'un changement de la forme du forçage radiatif, comme celui produit par exemple par les variations de la concentration des gaz à effet de serre. La bonne compréhension des mécanismes mis en jeu dans un modèle comme celui-ci, où de nombreuses sources de rétroactions sont supprimées, pourrait permettre de mieux comprendre les variations dynamiques produites dans les simulations des "scénario de doublement du gaz carbonique" par exemple.

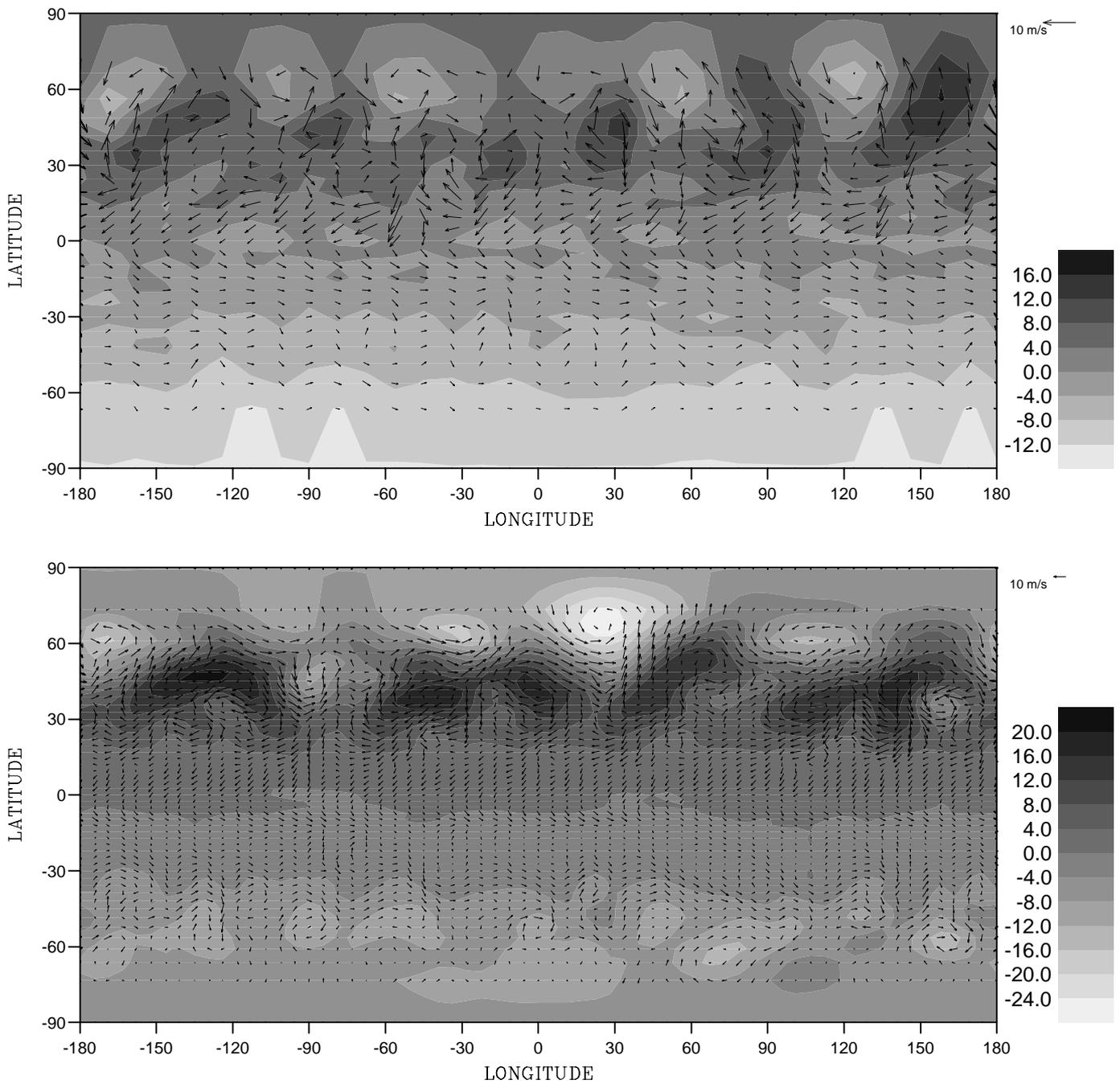


FIGURE 7.6 – Cartes instantanées de pression et de vent
Le vent est celui simulé au premier niveau du MCG. On a retiré $10^5 Pa$ à la pression.

7.3 Retour sur la circulation de Hadley

7.3.1 Introduction

Dans le Chapitre 2, on a introduit rapidement le mécanisme de base de l'établissement d'une circulation de Hadley et souligné l'importance de la rotation planétaire. Pour résumer, le transport de moment cinétique dans la branche haute de la cellule de Hadley fait apparaître de forts vents d'ouest ; la force inertielle (essentiellement la force de Coriolis sur la Terre) correspondant à ces vents est dirigée vers l'équateur et freine la circulation de Hadley. On peut donc s'attendre intuitivement à ce que la cellule de Hadley soit d'autant plus étendue en latitude que la vitesse de rotation de la planète est faible.

Un certain nombre de résultats de simulations numériques supportent cette idée [70, 54, 23]. Cependant, le rôle exact joué par la rotation et la détermination théorique de la latitude limite de la circulation de Hadley sont des sujets qui prêtent encore aujourd'hui à controverse. Le fait que, pour des planètes tournant lentement, la circulation de Hadley puisse s'étendre jusqu'aux pôles pourrait pourtant être un élément déterminant dans l'établissement d'un régime de superrotation atmosphérique.

La définition de la circulation de Hadley elle-même mérite d'être un peu discutée. A l'origine, Hadley envisageait une circulation atmosphérique axi-symétrique avec une grande cellule méridienne s'étendant depuis l'équateur jusqu'aux pôles. Ainsi définie, la circulation de Hadley est une explication globale de la circulation générale atmosphérique. Dans la continuité des idées de Hadley, les théories axi-symétriques ont dominé l'étude de la circulation générale atmosphérique pendant plus de deux siècles (se délecter de la revue historique de Lorenz [98] sur ce sujet). C'est seulement à partir du milieu de ce siècle que l'observation et les moyens d'analyse (informatiques surtout) sont devenus suffisants pour pouvoir établir des bilans précis de transport d'énergie, d'eau, de moment cinétique *etc.*, en distinguant transport par la circulation méridienne moyenne et transport par les perturbations. Les résultats ont montré que le transport par les perturbations domine presque toujours, excepté dans les latitudes intertropicales où la circulation de Hadley joue un rôle important. Mais, même dans les basses latitudes terrestres, la circulation de Hadley est loin d'être parfaitement axi-symétrique. Ceci est sans doute renforcé sur Terre par le fait que le forçage lui-même n'est pas axi-symétrique (contrastes continents-océans, cycle diurne, relief) ; mais la circulation intertropicale serait sans doute fortement perturbée même en l'absence de variations longitudinales du forçage, c'est en tout cas ce que semble indiquer les résultats de la simulation d'une "pseudo terre sèche" présentés dans la section précédente (voir Fig. 7.6).

La circulation de Hadley, si elle est reléguée dans les basses latitudes sur Terre, n'en reste pas moins un acteur fondamental de la circulation générale terrestre puisqu'elle est responsable du transport du moment cinétique planétaire depuis le sol dans les régions intertropicales jusqu'aux jets des latitudes moyennes.

7.3.2 Etudes numériques d'une circulation générale axi-symétrique

La mise en évidence observationnelle de l'importance de la composante non axi-symétrique de la circulation pour les bilans latitudinaux d'énergie et l'aboutissement simultané de théories de l'instabilité barocline [12, 26, 36, 86] ont fait retomber violemment l'intérêt porté aux études axi-symétriques de la circulation générale. Il est amusant de noter qu'il faut attendre les années soixante-dix, alors que les modèles tridimensionnels de la circulation générale avaient déjà fait leurs preuves, pour que les premières solutions d'équilibre d'une circulation purement axi-symétrique soient calculées numériquement. Les simulations de la circulation axi-symétrique présentent pourtant un intérêt scientifique certain. D'abord, elles apportent une réponse aux problèmes théoriques posés à la météorologie pendant plus de deux siècles et permettent de valider ou d'invalider certains raisonnements avancés dans ces études, raisonnements qui, pour certains, peuvent encore être appliqués à la circulation moyenne. Ensuite, elles permettent de comprendre dans quelle mesure une partie des instabilités de la circulation observée peuvent être forcées par les effets de la redistribution d'énergie ou de moment cinétique par la circulation moyenne. Il

faut cependant se souvenir qu'en retour, la circulation méridienne est elle-même forcée par les perturbations résultant de ces instabilités³.

L'étude numérique des solutions axi-symétriques de la circulation atmosphérique a sans doute été desservie par l'étude menée par B. G. Hunt en 1973 [68], qui tentait de reproduire la circulation de l'atmosphère terrestre avec un modèle bi-dimensionnel des équations primitives. Ce travail a abouti à ce qui est sans doute la première simulation numérique d'une superrotation atmosphérique, le modèle produisant, dans des conditions terrestres, des vents d'ouest équatoriaux de plus de 100 m s^{-1} ! Cette étude, menée avec une grille comprenant 40 latitudes (de pôle à pôle) et 18 niveaux verticaux s'étendant jusqu'à la stratosphère, faisait apparaître des ondes à l'échelle de la maille (sans doute liées aux instabilités qui découlent inévitablement d'une circulation axi-symétrique comme on le verra plus loin). Pour éliminer ces instabilités, Hunt utilise un filtre latitudinal inspiré d'un travail de Shapiro [160] analogue à l'opérateur utilisé dans le modèle de circulation générale du LMD pour simuler les effets des processus de sous-maille. Mais, alors que Shapiro souligne l'importance du nombre d'itération qui permet de sélectionner les plus petites échelles sans agir directement sur la circulation d'ensemble, Hunt, pour réduire les ondes numériques de ses simulations, utilise un opérateur non itéré

$$\delta_t q = \bar{q}^{YY} - \delta_Y (\delta_Y \bar{q}^{YY}) \quad (7.2)$$

(même notations que dans le Chapitre 4) qui revient à dissiper complètement, à chaque pas de temps (toutes les 600 s), les fluctuations du vent et de la température à la résolution du modèle. Un tel opérateur, pour lequel le temps caractéristique de dissipation varie comme le carré de l'échelle dissipée, produit une dissipation à l'échelle équateur pôle avec un temps caractéristique inférieur à trois jours, et donc très inférieur au temps caractéristique du forçage radiatif par exemple⁴. La raison pour laquelle une dissipation forte produit ainsi une superrotation deviendra plus claire dans la section suivante. Hunt concluait son travail en expliquant que les perturbations étaient indispensables pour expliquer la structure du vent zonal dans les basses latitudes. Les études suivantes ont prouvé qu'il n'en est rien et que la circulation axi-symétrique reproduit au moins qualitativement cette structure.

Les premières études ont été menées par Schneider et Lindzen [154, 153] puis par Held et Hou [54]. Les modèles utilisés sont similaires : ils incluent un forçage diabatique, les équations primitives avec en plus l'approximation de Boussinesq⁵ et une paramétrisation des échanges verticaux turbulents sous forme d'une diffusion verticale. Contrairement au modèle de Hunt, les calculs ne sont pas évolutifs mais se contentent de déterminer une solution stationnaire. Le modèle de Schneider et Lindzen et celui de Held et Hou diffèrent essentiellement par la forme du forçage diabatique de la circulation. Le premier utilise un rappel Newtonien (cf. Section 3.4.6) vers une température égale, en bas, à la moyenne climatologique de la température de surface des océans avec une variation verticale adiabatique. Mais il inclut en plus des paramétrisations des processus nuageux, notamment pour forcer la circulation de Hadley à l'équateur. Le modèle de Held et Hou utilise simplement un rappel Newtonien avec une température potentielle de rappel θ_e prescrite en fonction de l'altitude z et de la latitude ϕ sous la forme

$$\theta_e(\phi, z) = \theta_0 \left[1 - \frac{\Delta_H}{3} (3 \sin^2 \phi - 1) + \Delta_V \left(\frac{z}{H} - \frac{1}{2} \right) \right] \quad (7.3)$$

où θ_0 est une température potentielle moyenne. Δ_H est simplement la différence relative de température entre l'équateur et le pôle. Δ_V est la variation verticale de la température potentielle supposée indépendante de la latitude. Held et Hou utilisent une valeur de $\Delta_H = 1/3$ (qui

3. Il faut se garder d'affirmer, comme certains auteurs l'ont fait [154], que la solution axi-symétrique de la circulation est un bon état de base pour effectuer des calculs de perturbations, comme ceux utilisés pour étudier l'instabilité barocline.

4. Hunt ne semble pas mentionner la possibilité d'un problème numérique dans ses articles suivants ; il fait cependant très attention à l'influence de la dissipation horizontale sur les échelles explicitement représentées dans un article beaucoup plus récent [71].

5. L'approximation de Boussinesq revient à négliger les variations verticales de la densité excepté dans les termes où elles jouent un rôle pour les forces de flottabilité.

correspond à une différence de température pôle équateur de 100 K) très supérieure à celle déduite de la température de surface des océans $\Delta_H = 1/10$, pour tenir compte du fait que le transport d'énergie par la circulation atmosphérique est en partie responsable du faible gradient observé.

Les deux études montrent que la circulation stationnaire déduite des équations axi-symétriques de la dynamique avec un forçage radiatif simple peut permettre de reproduire certaines des caractéristiques essentielles de la circulation moyenne : grande cellule directe s'étendant depuis l'équateur jusqu'à 30° environ, création d'un fort jet en altitude dans les latitudes moyennes et, dans certaines conditions, obtention d'une cellule de Ferrel. L'intensité du jet est généralement fortement surestimée ce qui est cohérent avec l'effet attendu de l'action des perturbations qui tendent en moyenne à réduire cette intensité [122]. Dans les deux cas, la circulation de Hadley a une intensité très inférieure à celle réellement observée.

Plus récemment, Lindzen et Hou [96] ont poursuivi ce travail en montrant que l'intensité de la circulation de Hadley est beaucoup mieux représentée dès lors que le forçage radiatif est centré à une latitude différente de l'équateur. Ils ont de plus montré que, pour un faible déplacement de l'équateur thermique, la séparation entre les deux cellules de Hadley est déplacée beaucoup plus loin en latitude que ce maximum du forçage radiatif. Dernièrement, Hou et Lindzen [61] ont étudié en détail l'influence sur la circulation de Hadley de la concentration du chauffage dans la zone de convergence intertropicale.

Cette série d'études a permis de mieux comprendre quels étaient le rôle et les limites de la circulation axi-symétrique. Held et Hou ont également proposé un schéma très simple pour expliquer les limites en latitude et l'intensité de la circulation de Hadley. Ce schéma est en très bon accord avec les résultats des simulations axi-symétriques et peut conserver peut-être une certaine validité pour les écoulements réels.

7.3.3 Calculs théoriques de l'extension en latitude de la cellule de Hadley

Circulation d'équilibre pour un fluide non visqueux. Le calcul théorique de Held et Hou [54] essaie de rendre compte de la limite de leur modèle numérique axi-symétrique dans le cas où la diffusion verticale devient très faible. Pour un fluide atmosphérique non visqueux, l'écoulement purement zonal, en équilibre de vent gradient avec la température de rappel est une solution possible du système. Cependant, cette solution ne peut être considérée comme une solution limite quand la viscosité tend vers zéro.

En effet, le vent zonal correspondant est partout positif et maximum au-dessus de l'équateur. Or, ceci est en contradiction avec une contrainte imposée par la conservation du moment cinétique : pour une circulation axi-symétrique avec diffusion verticale, le moment cinétique dans l'atmosphère doit être partout inférieur au moment cinétique d'une particule de vitesse nulle à l'équateur. Ceci impose par exemple que le vent ne peut pas être positif au dessus de l'équateur. Ce résultat parfois cité sous le nom de théorème de Hide [58] est exposé brièvement ci-dessous.

Maximum du moment cinétique en présence de diffusion verticale. Pour un écoulement axi-symétrique, et en présence de viscosité verticale, le moment cinétique spécifique en un point de l'atmosphère évolue uniquement sous l'effet local de l'advection et de la diffusion verticale, lesquelles s'équilibrent dans le cas d'une circulation stationnaire. Dans ce cas, le maximum absolu du moment cinétique spécifique ne peut être atteint en un point intérieur au domaine : si un tel point existait, l'effet de l'advection méridienne serait nul⁶ alors que la diffusion verticale tendrait à réduire ce maximum. Le maximum du moment cinétique est donc nécessairement atteint sur un bord du domaine. En un tel point, le terme d'advection s'annule encore puisque la vitesse est parallèle au bord et que, le long de ce bord, on a à nouveau un maximum local. Puisque le maximum est réduit par l'action de la diffusion verticale, ce point doit nécessairement se trouver à un endroit

6. Pour celui qui ne trouverait pas le résultat évident, un maximum du moment cinétique M peut être entouré d'un petit contour sur lequel le moment cinétique a une valeur constante $M \times (1 - \epsilon)$ légèrement inférieure à la valeur du maximum. Dans une circulation stationnaire, les quantités de masse traversant ce contour se compensent exactement, et le bilan net de moment cinétique entrant et sortant du contour est donc exactement nul.

où l'atmosphère gagne du moment cinétique du milieu extérieur, c'est-à-dire, d'une part, sur la surface, et en plus en un point où le vent de surface est d'est. Le maximum de moment cinétique d'une particule de vitesse négative à la surface d'une planète est simplement le moment cinétique d'une particule de vitesse nulle à l'équateur $a^2\Omega$. Donc, pour une circulation axi-symétrique et en présence de diffusion verticale, le moment cinétique d'une particule d'air doit être inférieur à $a^2\Omega$.

Cet argument est bien en accord avec l'observation de la circulation terrestre (vents négatifs au-dessus de l'équateur) mais pas du tout avec la superrotation de Vénus. Ceci ne veut pas dire que le raisonnement est faux mais simplement que les phénomènes négligés dans cette analyse simple (c'est à dire essentiellement la diffusion horizontale et le transport vertical ou horizontal de moment cinétique par les perturbations) doivent jouer un rôle significatif sur Vénus. C'est d'ailleurs cette remarque originale de Hide, appliquée à la circulation des planètes géantes, qui lui doit d'être associé à ce résultat.

La circulation de Hadley. En conséquence des remarques précédentes, une solution stationnaire ne peut être obtenue sans mouvements méridiens dans toute la partie de l'atmosphère où le vent zonal d'équilibre correspondrait à un moment cinétique supérieur à $a\Omega^2$. Held et Hou proposent alors une solution dans laquelle ils supposent *a priori* l'existence de la circulation de Hadley avec une branche supérieure dans laquelle les particules sont transportées en conservant leur moment cinétique. Cette circulation ne peut pas s'étendre jusqu'aux pôles, la conservation du moment cinétique produisant alors un vent infini. Cette circulation s'arrête donc à une latitude limite ϕ_l . Pour $\phi > \phi_l$ le vent méridien est supposé nul et la circulation zonale est en équilibre avec la température d'équilibre radiatif (cas non visqueux).

En supposant que l'équilibre du vent gradient est satisfait au sein de la cellule de Hadley, les vents, en haut et en bas de l'atmosphère, sont reliés à la moyenne verticale de la température potentielle

$$\bar{\theta} = \frac{1}{H} \int_0^H \theta dz \quad (7.4)$$

par l'équation

$$2a\Omega \sin \phi [u(H) - u(0)] + \frac{\tan \phi}{a} [u^2(H) - u^2(0)] = -\frac{gH}{a\theta_0} \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial \phi} \quad (7.5)$$

On introduit ensuite le profil de vent correspondant à un moment cinétique constant en latitude avec vent nul à l'équateur :

$$u = a\Omega \frac{\sin^2 \phi}{\cos \phi}. \quad (7.6)$$

La relation du vent gradient s'intègre alors facilement en latitude sous la forme

$$\frac{\bar{\theta}(0) - \bar{\theta}(\phi)}{\theta_0} = \frac{a^2\Omega^2}{gH} \frac{\sin^4 \phi}{2 \cos^2 \phi}. \quad (7.7)$$

Held et Hou supposent ensuite que la température est continue entre la partie circulation de Hadley et la partie sans circulation méridienne $\bar{\theta}(\phi_l^-) = \bar{\theta}_e(\phi_l)$. Ils utilisent enfin la conservation de l'énergie. Dans le cas du forçage radiatif Newtonien, un bilan d'énergie équilibré au sein de la cellule de Hadley (isolée des latitudes plus élevées dans ce modèle simple) se traduit simplement par

$$\int_0^{\phi_l} \bar{\theta} \cos \phi d\phi = \int_0^{\phi_l} \bar{\theta}_e \cos \phi d\phi \quad (7.8)$$

La latitude limite de la circulation de Hadley et $\bar{\theta}(0)$ se déduisent comme solutions de cette dernière équation et de l'Eq. 7.7 évaluée en $\phi = \phi_l$ et dans laquelle on a remplacé $\bar{\theta}(\phi_l^-)$ par $\bar{\theta}_e(\phi_l)$. Ceci est illustré graphiquement sur la partie gauche de la Fig. 7.7 (attention, θ_H correspond à ϕ_l). Le graphique de droite montre la comparaison entre la solution théorique et les résultats numériques pour différentes valeurs du coefficient de diffusion ν .

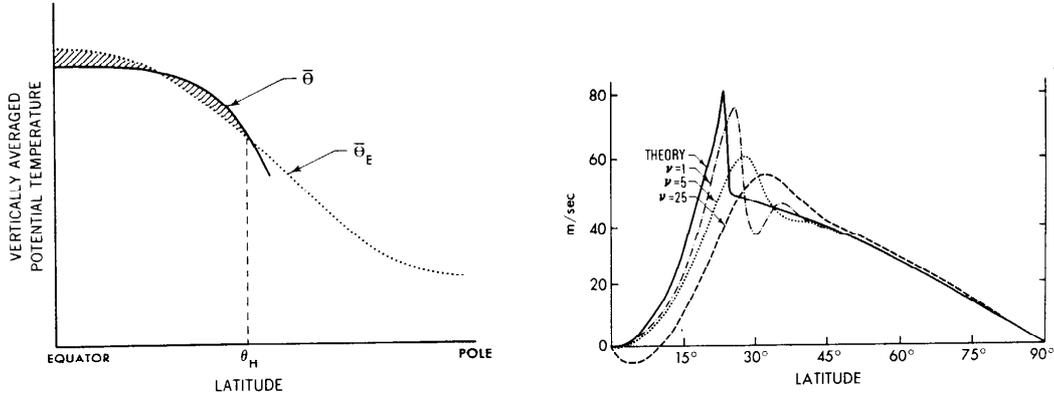


FIGURE 7.7 – Le modèle théorique de Held et Hou.

Sur la gauche, moyenne verticale de la température potentielle $\bar{\theta}$ calculée dans la cellule de Hadley et la température de rappel $\bar{\theta}_e$. A droite, le vent zonal (m s^{-1}) : comparaison entre le calcul théorique dans la limite non visqueuse et les résultats numériques pour différentes valeurs du coefficient de diffusion verticale. D'après Held et Hou [54].

Dans le cas où on suppose *a priori* que la latitude limite est petite ($\phi \sim \sin \phi$ et $\cos \phi \sim 1$), cette latitude est simplement donnée par

$$\phi_l = \sqrt{\frac{5}{3}} R \quad (7.9)$$

où R est le nombre de Rossby thermique moyen

$$R = \frac{gH\Delta_H}{a^2\Omega^2}. \quad (7.10)$$

D'après ce critère, on retrouve bien que la cellule de Hadley s'étend d'autant plus loin en latitude que la vitesse de rotation de la planète est faible. L'extension de la cellule de Hadley dépend également, mais plus faiblement de l'intensité du forçage radiatif différentiel.

Dans son cours de DEA [149], Robert Sadourny reprend cette argumentation sous un angle un peu différent. Il remarque simplement que le critère de Hide donne une borne supérieure du vent zonal et que l'équilibre du vent gradient avec ce profil maximum exige un profil latitudinal de la température près de l'équateur beaucoup plus plat que le profil d'équilibre radiatif et donc un transport méridien d'énergie. Dans les basses latitudes, quand le vent d'équilibre radiatif pur est inférieur au vent du critère de Hide, c'est la conservation du moment cinétique qui impose le maximum du vent zonal. Au-delà, c'est le vent d'équilibre radiatif pur. La latitude limite est donc simplement calculée ici comme la solution de l'équation de conservation du moment cinétique avec vent nul à l'équateur

$$a\Omega = (u + a\Omega \cos \phi) \cos \phi \quad (7.11)$$

et l'équilibre du vent gradient avec la température de rappel θ_e

$$\sin \phi_l \left[2\Omega u + \frac{u^2}{a \cos \phi_l} \right] = \frac{gH}{a} \left| \frac{\partial \bar{\theta}_e}{\theta_0 \partial \phi} \right|_{\phi_l} \quad (7.12)$$

qui admet toujours deux solutions en u

$$u_{\pm} = a\Omega \cos \phi \left(-1 \pm \sqrt{1 + \frac{gH}{a^2\Omega^2} \frac{1}{\sin \phi \cos \phi} \left| \frac{\partial \bar{\theta}_e}{\theta_0 \partial \phi} \right|} \right) \quad (7.13)$$

Plusieurs arguments peuvent permettre de lever l'indétermination. Sur la Terre, on sait que les vents satisfont à la relation $u \ll a\Omega$ ce qui n'est pas le cas de la solution u_- . Dans un cas plus

général, des arguments sur le bilan de moment cinétique (transport par la circulation de Hadley depuis l'équateur vers les pôles) permettent de trancher *a priori* en faveur de la solution u_+ ⁷. En reprenant l'expression de θ_e utilisée par Held et Hou, le vent zonal à l'extrémité de la cellule de Hadley prend la forme simple

$$u = a\Omega \cos \phi \left(-1 + \sqrt{1 + \frac{gH}{a^2\Omega^2} \Delta_H} \right) \quad (7.14)$$

En résolvant le système des deux équations dans le cas des petits angles, en supposant $u \ll a\Omega$ on trouve

$$\phi_l = \sqrt{R} \quad (7.15)$$

c'est à dire un angle un peu plus petit que celui trouvé par Held et Hou. En fait, le profil de vent dans la circulation de Hadley est un profil limite et les effets dissipatifs tendront à aplatir le profil et à repousser l'intersection des deux courbes plus loin en latitude.

7.3.4 Les résultats de simulations tridimensionnelles

G. B. Hunt [70] est sans doute le premier à avoir testé les effets d'un changement de vitesse de rotation planétaire sur un modèle de circulation générale terrestre. Dans ce travail, le forçage physique de la circulation correspondait aux conditions terrestres avec, notamment, le cycle hydrologique. Les tendances sur la température étaient calculées en utilisant des valeurs climatologiques de la distribution de la vapeur d'eau, de l'ozone et du dioxyde de carbone. Trois expériences numériques d'une centaine de jours ont été effectuées avec une vitesse de rotation planétaire Ω respectivement cinq fois supérieure, égale (simulation de contrôle) et cinq fois inférieure à la vitesse de rotation de la Terre Ω_T .

Les moyennes zonales du vent zonal et de la fonction de courant sont montrées sur la Fig. 7.8 pour les trois expériences. On retrouve bien dans ces résultats le fait que l'extension en latitude de la circulation de Hadley croît quand la vitesse de rotation décroît : elle est de 10° pour l'expérience de rotation rapide, 30° pour l'expérience standard (valeur effectivement observée sur la Terre) et 50° pour l'expérience de rotation lente. D'autre part, l'analyse de la structure méridienne thermique simulée montre que la machine thermique atmosphérique est ("surprisingly" pour Hunt) de moins en moins efficace au fur et à mesure que la vitesse de rotation de la planète croît, les variations latitudinales de la température devenant de plus en plus marquées.

Hunt avait remarqué dans un article antérieur [69] que le "jet stream" devait être situé à l'extrémité de la cellule de Hadley, limite ultime où le moment cinétique équatorial est transporté efficacement par la circulation méridienne. Cette remarque est en accord avec les résultats des trois simulations numériques. On peut noter cependant que, dans l'expérience de contrôle, la latitude du jet est significativement plus faible que dans la climatologie terrestre (cf. Fig. 7.5).

Hunt propose un critère un peu différent de celui exposé précédemment pour expliquer l'extension en latitude de la circulation de Hadley. Pour Hunt, cette extension est limitée par l'apparition de forts cisaillements horizontaux du vent zonal moyen, cisaillements produits par l'advection de moment cinétique dans la branche supérieure de la cellule de Hadley. Il montre que le gradient latitudinal de vent à la limite en latitude de la cellule de Hadley est très proche dans les trois simulations, environ $1.2 \times 10^{-5} \text{ s}^{-1}$. Ceci lui permet de déduire un critère quantitatif pour l'extension en latitude de la cellule de Hadley en supposant que les particules d'air conservent leur moment cinétique dans leur trajet vers le pôle, et en calculant le cisaillement de vent correspondant.

Pour un vent obtenu par conservation du moment cinétique à partir d'un vent nul à l'équateur, Eq. 7.6, le cisaillement du vent absolu est donné par

$$\frac{1}{a \cos \phi} \frac{\delta}{\delta \phi} (u \cos \phi) = 2\Omega \sin \phi \quad (7.16)$$

7. Cette question peut paraître un peu théorique mais sur Titan, elle se pose réellement. Les vents déduits des contrastes latitudinaux de température et les résultats d'occultations stellaire indiquent des vents stratosphériques importants avec $u \gg a\Omega$. Mais aucune mesure n'a permis, jusqu'à présent, de donner une indication sur la direction du vent, point pourtant fondamental pour la préparation de la descente de la sonde Huygens. Mais, pas d'impatience, on y revient plus loin ...

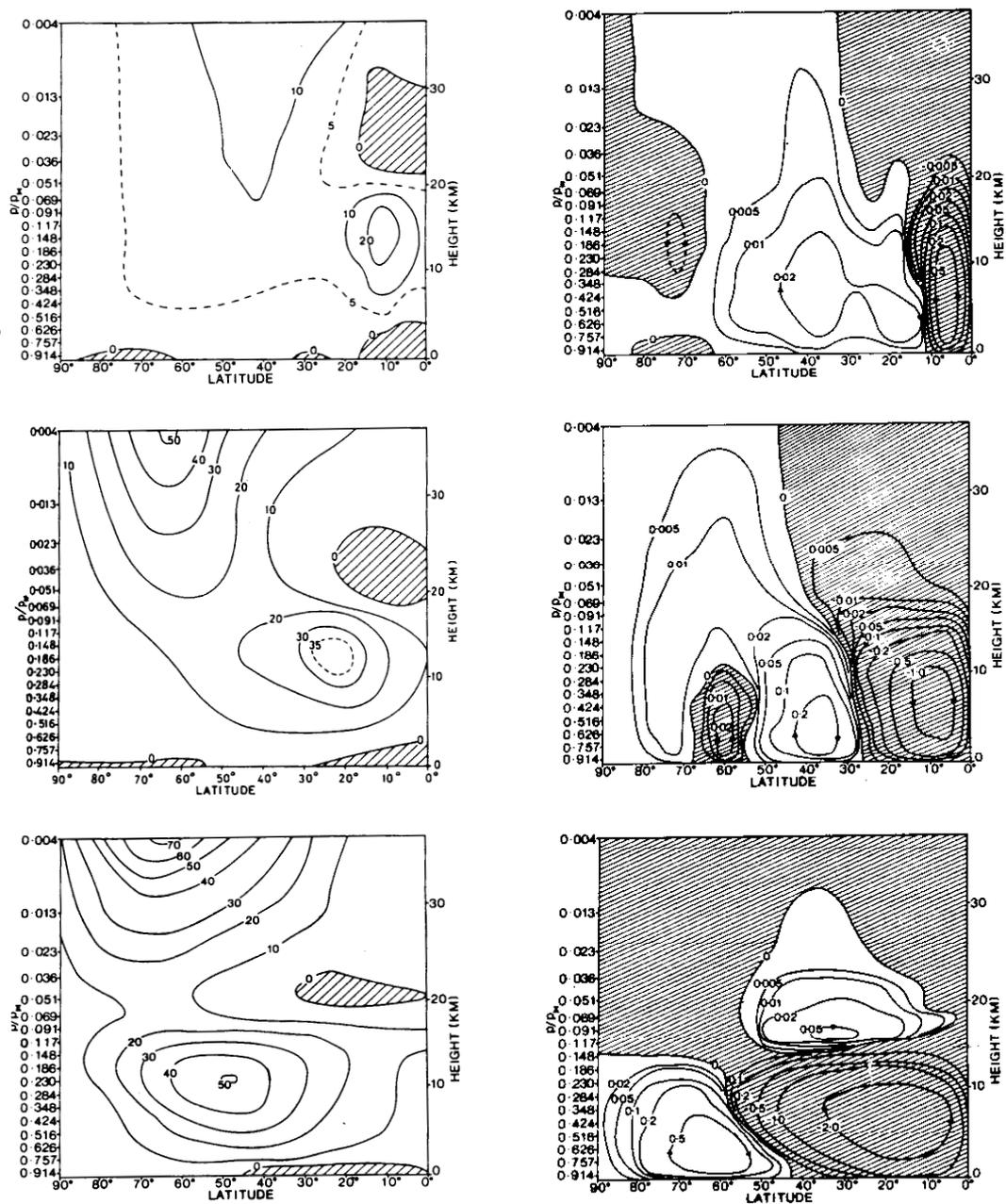


FIGURE 7.8 – Influence de la vitesse de rotation sur la circulation moyenne. De haut en bas, $\Omega = 5\Omega_T$, $\Omega = \Omega_T$ et $\Omega = \Omega_T/5$. A droite la fonction de courant de la circulation méridienne et à gauche le vent zonal (m s^{-1}). D'après Hunt [70].

	$\Omega = 5\Omega_T$	$\Omega = \Omega_T$	$\Omega = \Omega_T/5$
Latitude simulée du jet	10.0°	22.0°	46.0 – –46.5°
Vitesse du jet (m s ⁻¹)	26.6	38.0	50.2
Latitude déduite de l'Eq. 7.16	1.0°	5.0°	26.5°
Vitesse (m s ⁻¹) déduite par conservation du moment cinétique à la latitude simulée du jet	71.2	70.4	70.4
Rapport entre la vitesse simulée et cette vitesse théorique	0.37	0.54	0.71

TABLE 7.2 – Comparaison des intensités et latitudes simulées des jets et celles déduites par des arguments théoriques. D'après Hunt [70].

Les valeurs théoriques de la position du jet calculées en utilisant un cisaillement limite de $1.2 \times 10^{-5} \text{ s}^{-1}$ et la valeur déduite des expériences numériques sont comparées dans la Table 7.2. Cette formule, comme celle de Held et Hou, rend compte de la diminution de l'extension de la cellule de Hadley quand la vitesse de rotation planétaire croît ; elle redonne la même dépendance vis à vis de la vitesse de rotation dans le cas des petits angles. Cependant les valeurs absolues, au moins pour la rotation rapide et la simulation de contrôle, sont beaucoup moins satisfaisantes. Hunt justifie ce désaccord par le fait que les perturbations et la diffusion verticale tendent à réduire le vent zonal qui est finalement très loin d'un profil à moment cinétique constant. Ceci est également illustré dans la Table 7.2 : l'effet est d'autant plus important que la vitesse de rotation de la planète est grande.

Plus récemment, Del Genio et Suozzo [23] ont effectué toute une série d'expériences numériques avec un MCG pour des périodes de rotations de 2/3, 1, 2, 4, 8, 16, 64 et 256 jours. Les résultats des simulations sont qualitativement en accord avec ceux de Hunt. L'extension de la circulation de Hadley croît quand la vitesse de rotation décroît et la machine thermique devient de plus en plus efficace. Del Genio et Suozzo ont confronté les résultats de leurs simulations aux critères de Held et Hou pour l'extension en latitude de la circulation de Hadley. Cette comparaison est montrée sur la Fig. 7.9.

7.3.5 Discussion

Le critère de Held et Hou [54] semble donc rendre compte correctement de l'extension en latitude simulée. Il rend surtout compte très fidèlement de la limite non-visqueuse des simulations numériques axi-symétriques. Cependant la pertinence de ce modèle pour la circulation réelle terrestre peut être remise en cause. En effet, le modèle contient une diffusion verticale mais néglige complètement la dissipation horizontale ou les échanges horizontaux par les perturbations. Dans une telle formulation, la cellule de Hadley est presque un système isolé⁸.

Or, l'analyse du bilan de moment cinétique de la circulation terrestre, montre que la cellule de Hadley gagne constamment du moment cinétique sur la surface par frottement des alizés : la séparation entre vents d'est et vents d'ouest correspond justement à la limite de la cellule de Hadley comme le montre la Fig. 7.5. A cette latitude, vers 30°, le transport latitudinal est effectué par les perturbations. Le flux de moment cinétique à travers cette latitude est approximativement égal au flux gagné par frottement des alizés dans les latitudes intertropicales et restitué dans les latitudes plus élevées par frottement des vents d'ouest. On voit donc que le couplage de la circulation de Hadley avec les latitudes plus élevées est absolument crucial du point de vue du bilan de moment cinétique. Cette remarque s'applique également au bilan d'énergie puisque la région dans laquelle se développe la cellule de Hadley, sur la Terre, est globalement excédentaire en énergie comme le montre clairement la Fig. 2.2.

8. En fait, si la séparation entre la circulation de Hadley et les latitudes plus élevées n'est pas parfaitement verticale, la diffusion verticale peut coupler faiblement la cellule avec les latitudes moyennes.

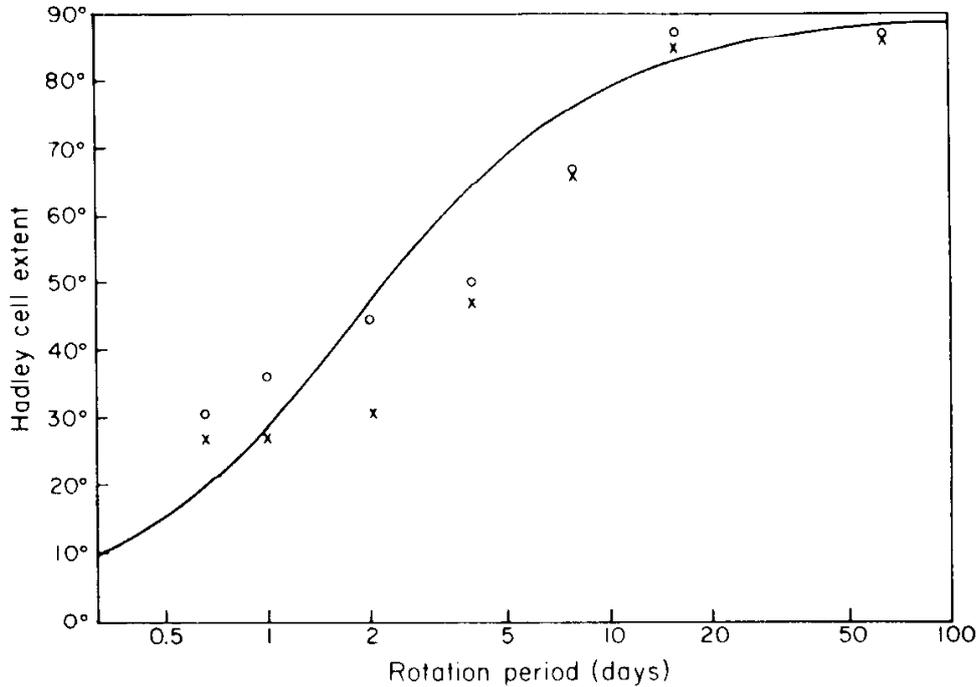


FIGURE 7.9 – Extension en latitude de la cellule de Hadley pour différentes périodes de rotation planétaire.

Les croix (hémisphère nord) et les ronds (hémisphère sud) représentent la limite de l'extension de la cellule de Hadley dans les simulations. Cette limite est définie par le changement de signe de la fonction de courant méridienne à 500 hPa. La courbe montre la latitude théorique calculée en utilisant le critère de Held et Hou [54] pour une hauteur de la cellule de Hadley $H = 12$ km et un variation relative équateur-pôle $\Delta_H = 1/3$. D'après Del Genio et Suozzo [23].

Cette analyse suggère que les échanges horizontaux (qui pourraient être pris en compte sous forme d'une dissipation horizontale) sont sans doute plus importants que les échanges verticaux par la diffusion turbulente. Le critère de Held et Hou pourrait donc être adapté à leurs simulations numériques axi-symétriques mais moins à la circulation réelle. L'argument de conservation de l'énergie qui impose que le bilan d'énergie soit équilibré au sein même de la circulation de Hadley et l'argument de continuité en latitude de la température, qui impose lui qu'il y ait des échanges horizontaux à l'extrémité de la cellule de Hadley, sont d'ailleurs contradictoires.

L'importance des échanges horizontaux par les perturbations fait tomber l'autre argument de base de l'analyse de Held et Hou à savoir l'utilisation du théorème de Hide. La démonstration du théorème de Hide repose sur le fait que c'est une seule et même quantité, le moment cinétique, qui est affecté par l'advection et la diffusion verticale. Ceci n'est plus vrai pour les échanges horizontaux. La dissipation horizontale, par exemple, diffuse la vitesse angulaire, c'est à dire qu'elle tend à ramener l'écoulement vers une rotation solide. Il peut très bien y avoir un point de maximum du moment cinétique à l'équateur au-dessus de la surface, par exemple en l'absence d'advection, la dissipation horizontale compensant la diffusion verticale. C'est d'ailleurs certainement cet équilibre, entre la diffusion verticale et l'opérateur de filtrage latitudinal qui explique que Hunt [68] ait obtenu un état de superrotation, proche d'un équilibre de vent gradient avec le forçage radiatif.

On voit en tous cas que la circulation de Hadley, très vieux problème de météorologie, est encore mal comprise. Le modèle à 20 paramètres est un outil tout à fait adapté à l'étude de ce type de phénomène dans la mesure où il permet de faire varier, non seulement la vitesse de rotation mais aussi les caractéristiques du forçage radiatif et qu'il donne en même temps une représentation

relativement réaliste de la circulation puisqu'il inclut un calcul dynamique complet.

Pour l'étude de la superrotation, il faut retenir que, pour une planète tournant lentement, la circulation de Hadley peut s'étendre jusqu'aux pôles. Dans ce cas, la machine thermique atmosphérique devient plus efficace et l'atmosphère davantage barotrope.

7.4 Les mécanisme de maintien de la superrotation sur Vénus

Différents types de mécanismes ont été avancés pour expliquer la superrotation de Vénus. Certains sont liés à des phénomènes spécifiques de la couche nuageuse et sont difficilement susceptibles d'expliquer la rotation d'ensemble de l'atmosphère. Certains font intervenir un forçage extérieur sur le moment cinétique atmosphérique. Les mécanismes invoqués ici ne font appel qu'à la redistribution du moment cinétique sous l'effet du forçage radiatif moyen. Le mécanisme de base proposé par Gierasch [45], qui est lié au transport vertical de moment cinétique par la circulation de Hadley, est exposé en détail. Jusqu'à ces dernières années, les simulations d'une circulation forcée uniquement par l'ensoleillement moyen ne semblaient pas capables de reproduire une superrotation du même ordre que celle observée sur Vénus. Certaines simulations semblaient pouvoir reproduire en partie le maintien de la superrotation. Des expériences numériques menées par Jean-Louis Tourte [170] au LMD mettaient en évidence le rôle joué par la circulation méridienne. Cependant, les résultats souffraient de la non conservation numérique du moment cinétique par le MCG. La première simulation produisant une superrotation forte à partir d'un état de repos est sans doute celle que nous avons présentée à l'EGS au printemps 1991 [67] puis au "Symposium on Titan" [65]. Au même symposium, Ian James [77] présentait des résultats analogues obtenus avec un modèle de circulation général utilisant un rappel newtonien pour simuler le forçage radiatif. Dans des conditions titaniques, ce modèle produisait une superrotation. Plus récemment, Del Genio *et al.* [?] ont obtenu des résultats similaires avec le MCG du GISS. Si l'explication proposée pour expliquer la superrotation, au moins celle simulée par le MCG planétaire (attendre la Section 7.6), est liée à ce processus particulier, il faut quand même garder en mémoire les autres mécanismes qui peuvent participer également à l'équilibre observé du vent zonal sur Vénus, notamment au niveau de la couche nuageuse. C'est pourquoi ils sont exposés brièvement au début de cette section.

7.4.1 Transport par des cellules longitudinales

Le mécanisme de la "flamme tournante", proposé en 1969 par Schubert et Whitehead [156], est basé sur le transport vertical par des cellules convectives longitudinales. La chaleur déposée au point d'absorption maximum de chaleur se propage verticalement vers le haut pendant que le point subsolaire s'est déjà déplacé. Ceci est illustré schématiquement sur la Fig. 7.10. Les cellules convectives sont alors inclinées de telle façon que les particules d'air advectées vers le haut dans la branche montante ont une composante zonale dirigée dans le même sens que le vent moyen et une composante opposée dans la branche descendante. L'effet global augmente la rotation de la couche supérieure et diminue celle de la couche inférieure. Si on ajoute du frottement à la limite inférieure, le mécanisme peut accroître la rotation atmosphérique moyenne. Schubert et Whitehead ont réalisé un dispositif expérimental constitué d'une flamme en rotation sous un anneau de mercure; ils ont alors observé une rotation du mercure jusqu'à quatre fois plus rapide que la rotation de la flamme. Cependant, si cet effet semble pouvoir jouer un rôle dans la haute atmosphère, son influence sur la superrotation de la basse troposphère est beaucoup plus incertaine. D'autre part, aucune simulation numérique n'a réussi à reproduire ce type de phénomène pour un fluide atmosphérique. Rossow [144] donne une revue assez complète sur ce sujet.

Thomson [166] remarque que le cisaillement vertical du vent est capable lui même d'incliner les cellules convectives longitudinales résultant en un renforcement du cisaillement. Les réserves émises par Rossow [144] et également par Tourte [170] s'appliquent également au mécanisme de Thomson.

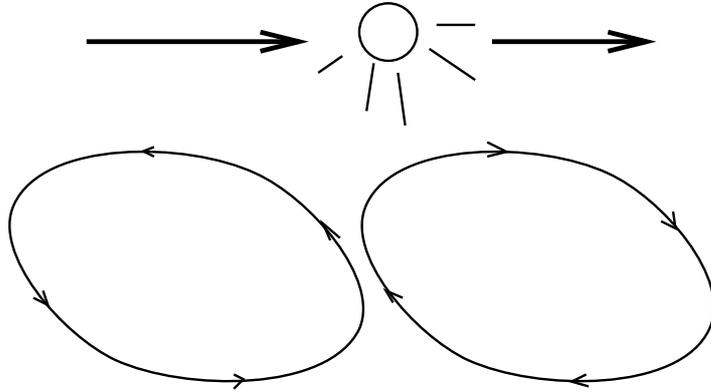


FIGURE 7.10 – Illustration du mécanisme de la flamme tournante. Les flèches, en haut, indiquent le déplacement relatif du soleil par rapport à l’atmosphère. La zone de convergence en bas de l’atmosphère correspond au point de maximum de chauffage, mais la branche ascendante est penchée par l’effet de l’entraînement moyen par l’atmosphère. La figure a été adaptée de Schubert [155].

7.4.2 Transport vertical de moment cinétique par des ondes

Un autre ensemble de mécanismes invoqués pour expliquer le maintien de la superrotation est lié aux transport de moment cinétique par des ondes se propageant verticalement dans l’atmosphère. Sur la Terre, l’importance des ondes de gravité pour le bilan de moment cinétique est par exemple reconnue depuis longtemps. Le passage d’un écoulement atmosphérique sur une montagne crée des ondes qui emmagasinent du moment cinétique dirigé dans le sens opposé à l’écoulement moyen. Dans certaines conditions, ces ondes sont propagées vers le haut avec une amplitude croissante et le moment cinétique peut être restitué à l’écoulement moyen par leur déferlement. Lindzen est le premier à avoir étudié théoriquement la structure des modes de gravité pour les atmosphères de Mars et de Vénus [95]. Pour Vénus, une attention particulière a été apportée à l’étude du transport vertical de moment cinétique par les composantes diurne et semi-diurne de la marée thermique, ondes de gravité d’échelle planétaire créées par les variations diurnes du chauffage solaire. La théorie des marées thermiques a d’abord été appliquée à l’atmosphère de Vénus par Lindzen [95]. Son importance possible pour la superrotation a été envisagée quelques années plus tard par Fels et Lindzen [33, 31]. Hou *et al.* [60] ont introduit le modèle de Fels et Lindzen dans un calcul axi-symétrique de la circulation de Vénus et montré que le mécanisme était susceptible de maintenir la superrotation observée, mais uniquement au niveau de la couche nuageuse. Plus récemment, Newman et Leovy sont arrivés à un résultat équivalent avec un modèle semi-spectral tri-dimensionnel des équations primitives.

7.4.3 Action extérieure d’un couple mécanique

D’autres théories ont tenté d’expliquer la superrotation atmosphérique de Vénus à partir de l’action d’un couple extérieur sur l’atmosphère. Une solution proposée consiste à considérer le couple gravitationnel exercé par le soleil sur la composante semi-diurne de la marée thermique.

Pour les marées gravitationnelles, le retard de l’ajustement de la planète (ou d’une enveloppe fluide comme l’océan) au potentiel gravitationnel induit un retard de phase de la déformation par rapport au point sub-solaire (si le soleil est responsable de la déformation). Le couple exercé par le soleil sur cette déformation a donc pour effet de ralentir la rotation de la planète sujette aux marées. Pour les marées thermiques, le principe est le même à ceci près que l’onde de masse est en quadrature de phase avec l’onde thermique. L’effet d’accélération est donc opposé. Si l’onde thermique a un retard de phase sur le point subsolaire, le couple gravitationnel aura tendance, cette fois, à accélérer la rotation atmosphérique. Si un tel mécanisme est effectivement responsable de la superrotation, le système planète-atmosphère reçoit en permanence du moment cinétique.

Un tel mécanisme pourrait avoir des conséquences originales : les échanges de moment cinétique entre la planète et l'atmosphère ne seraient pas *a priori* équilibrés ; le couple gravitationnel exercé sur l'atmosphère pourrait compenser en partie le couple opposé exercé sur la planète solide par les classiques marées gravitationnelles.

7.4.4 Le processus de Gierasch

Les mécanismes considérés précédemment font tous appel à des phénomènes liés aux variations diurnes de l'ensoleillement. Les mécanismes que nous étudions par la suite ne font appel qu'au forçage de la circulation par les variations latitudinales de l'échauffement solaire.

Le mécanisme de base est celui proposé par Gierasch en 1975 [45] pour expliquer le maintien de la superrotation sur Vénus : supposons que la distribution de moment cinétique dans l'atmosphère présente un maximum à l'équateur et une décroissance vers les pôles et que la circulation méridienne soit dominée par une grande cellule de Hadley s'étendant depuis l'équateur jusqu'au pôle. A chaque instant, la quantité de moment cinétique advectée vers le haut dans la branche ascendante de la cellule de Hadley, près de l'équateur, est plus importante que la quantité advectée vers le bas dans la branche descendante. Il en résulte un flux net de moment cinétique vers le haut qui peut maintenir la superrotation contre les effets de la dissipation verticale. Ce phénomène est d'ailleurs très général : sur la Terre, la circulation de Hadley produit également un transport de moment cinétique vers le haut expliquant en grande partie la très faible superrotation. Mais, sur la Terre, le moment cinétique est ensuite transporté par les perturbations vers les latitudes plus élevées. En revanche, dans le cas où la cellule de Hadley s'étend jusqu'au pôle, c'est un système isolé et le moment cinétique injecté dans la haute atmosphère doit être redistribué par des processus internes.

La présence d'une cellule méridienne directe n'a pas été mise en évidence sur Vénus, les mesures directes du vent lors de la descente des différentes sondes indiquant plutôt une structure très bruitée du vent méridien (ce qui n'est en rien incompatible avec une circulation de Hadley moyenne). En revanche, les mesures disponibles indiquent clairement un excès de moment cinétique dans les basses latitudes. A certaines altitudes, la rotation est même très proche d'une rotation solide.

On peut remarquer également que les conditions du mécanisme de Gierasch sont vérifiées dans la circulation engendrée par un chauffage latitudinal à partir d'un état de repos de l'atmosphère. La première circulation qui se met en route sous l'effet du chauffage différentiel (au moins dans les simulations numériques) est une circulation de Hadley depuis l'équateur jusqu'au pôle. Le moment cinétique de chaque particule de l'atmosphère au repos est simplement $a^2\Omega \cos \phi$. Dans un premier temps, la circulation induira donc un flux très important vers le haut de moment cinétique.

Bien sûr, comme le remarque Gierasch, le problème revient alors à expliquer quels sont les mécanismes permettant de maintenir le maximum de moment cinétique dans les basses latitudes. Gierasch propose que le transport de moment cinétique peut être effectué par des perturbations barotropes. Intuitivement, à partir d'un champ de vent moyen avec une vitesse angulaire croissant vers les pôles (c'est *a priori* le cas dans la branche haute de la cellule de Hadley) et en l'absence de forçage diabatique, les mouvements barotropes tendront à réduire le gradient latitudinal de la vitesse angulaire et à ramener le flot moyen vers une rotation solide. Des études numériques bi-dimensionnelles menées par Rossow et Williams [143] confirment ce comportement. De plus l'écoulement observé au niveau des nuages semble compatible avec de telles affirmations [145, 25].

7.5 Le rôle des instabilités

7.5.1 La contrainte imposée par l'instabilité inertielle

Le mécanisme proposé par Gierasch est en fait beaucoup plus général que la formulation simple qui en a été faite précédemment, si on tient compte du critère de stabilité de l'équilibre du vent gradient. Le profil latitudinal de vent, limite entre profil stable et profil instable, est justement un profil à moment cinétique constant. Conclusion : pour un équilibre de vent gradient stable, le moment cinétique doit décroître depuis l'équateur jusqu'aux pôles. On pourrait donc reformuler le

mécanisme de Gierasch en disant : puisque l'instabilité inertielle garantit que le moment cinétique décroît avec la latitude, une cellule méridienne directe transportera du moment cinétique vers le haut. Cette remarque n'explique pas, bien sûr, les mécanismes mis en jeu pour maintenir cet excès de moment cinétique mais elle donne un caractère beaucoup plus général au mécanisme de Gierasch.

La façon dont l'instabilité inertielle peut générer le transfert nécessaire de moment cinétique vers l'équateur a été présentée pour la première fois par Hourdin *et al.* [67]. Il est intéressant pour bien comprendre le mécanisme de développer l'analogie esquissée dans la Section 2.5.3 entre l'instabilité inertielle et l'instabilité verticale convective beaucoup plus familière. La composante horizontale de la force centrifuge dirigée vers l'équateur est l'analogie d'un poids. Plus une particule d'air tourne vite (dans le même sens que la planète) et plus ce poids est important. Verticalement, une particule d'air chauffée devient plus légère; horizontalement, une particule est d'autant plus légère que son moment cinétique est faible. Ce poids des particules d'air est en équilibre avec le champ de pression. Cette pression décroît verticalement depuis la surface et horizontalement depuis l'équateur (pour simplifier les deux hémisphères sont supposés symétriques avec un maximum de chauffage à l'équateur). Dans les deux cas, la limite de stabilité de l'équilibre entre le poids des particules et le champ de pression est déterminée par le profil "à valeur constante" de la quantité conservée dans les déplacements adiabatiques, la température potentielle pour les déplacements verticaux (le moment cinétique ne variant pas dans un tel mouvement) et le moment cinétique dans les déplacements horizontaux (supposés barotropes).

Plaçons-nous à la limite de stabilité de l'équilibre hydrostatique, c'est à dire pour un profil de température adiabatique, limite souvent atteinte dans les latitudes intertropicales sur Terre. Si on fournit de la chaleur en bas du profil instable, les particules d'air chauffées deviennent plus légères et déstabilisent le profil vertical de température. Il en résulte des mélanges verticaux d'air et la restitution d'un profil adiabatique. Le chauffage en bas d'un profil vertical adiabatique produit donc très rapidement un chauffage de l'atmosphère dans son ensemble et un refroidissement en haut du même profil produit un refroidissement global.

Supposons maintenant que l'état de base de l'atmosphère correspond, à une certaine altitude, à un moment cinétique constant entre les latitudes ϕ_1 et ϕ_2 avec, pour fixer les idées, $0 < \phi_1 < \phi_2$ (c'est ce qui arriverait dans le cas d'une circulation de Hadley complètement axi-symétrique entre ϕ_1 et ϕ_2). Si l'effet de l'écoulement produit localement une diminution du moment cinétique en ϕ_1 , les particules plus "légères" se mélangent avec le reste de l'atmosphère et toute la couche d'atmosphère depuis ϕ_1 jusqu'à ϕ_2 voit son moment cinétique décroître. De même, si l'écoulement fournit du moment cinétique en ϕ_2 , l'instabilité inertielle résulte en une augmentation globale du moment cinétique.

Dissipation horizontale près des pôles. Sur une planète tournant lentement, la circulation méridienne sera suffisante pour transporter efficacement l'énergie (Titan et Vénus montrent des gradients latitudinaux de température beaucoup plus faibles que Mars ou la Terre) et l'instabilité barocline sera relativement peu active. Cependant, la conservation du moment cinétique par les particules dans la branche haute de la cellule de Hadley aboutit à une singularité au pôle. De façon plus réaliste, cette circulation crée un fort vortex polaire au bout de la branche haute de la cellule de Hadley. La dissipation, même si elle est très faible, finira par devenir importante pour les gradients de vents très forts créés près du pôle. La dissipation diminue ainsi les gradients latitudinaux de vitesse angulaire tout en conservant le moment cinétique total de la couche atmosphérique considérée. Si la branche supérieure de la cellule de Hadley est dominée uniquement par l'effet de l'advection méridienne, le profil de vitesse angulaire croîtra très fortement avec la latitude et l'effet de la dissipation horizontale tendra à redistribuer le moment cinétique vers l'équateur. Si le profil de vent correspond à une valeur constante du moment cinétique, la dissipation crée localement, dans les hautes latitudes, un excès de moment cinétique (Fig. 7.11) alors transporté très rapidement par instabilité inertielle vers les latitudes plus basses.

Le raisonnement avancé ici ne tient pas compte de certains phénomènes importants :

1. La diffusion verticale, si elle est suffisamment importante, va dissiper fortement les forts vents créés dans les hautes latitudes et empêcher l'instabilité inertielle de se développer.

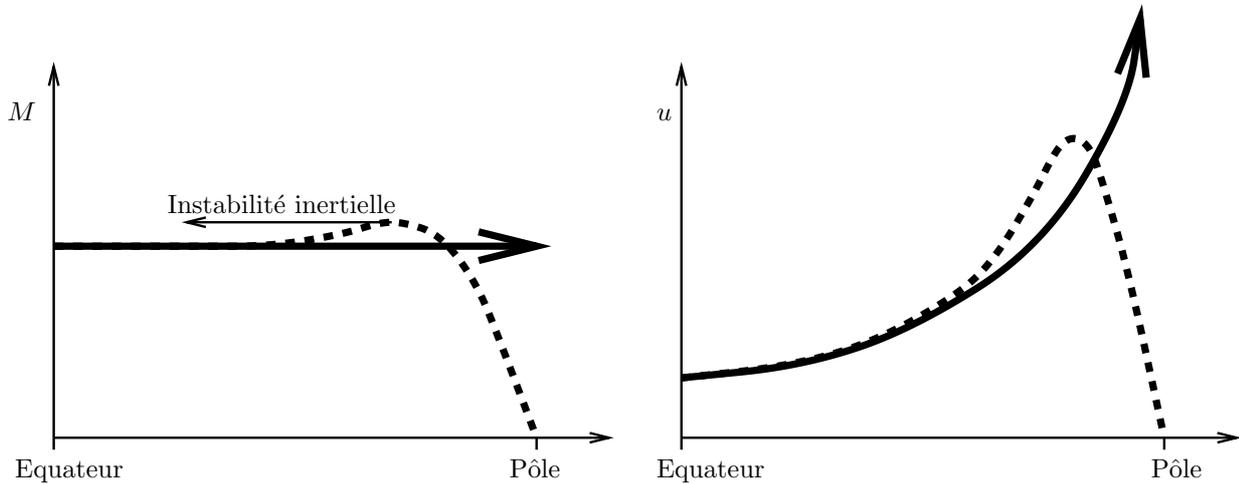


FIGURE 7.11 – Illustration de l'effet de l'instabilité inertielle dans la branche supérieure de la cellule de Hadley

A gauche le moment cinétique et à droite le vent zonal. En trait plein, profil produit par advection simple dans la branche supérieure. En trait pointillé, effet de la dissipation du vortex polaire.

2. D'autres processus de redistribution horizontale du moment cinétique peuvent diminuer le moment cinétique dans les hautes latitudes. Cependant, tous les autres phénomènes qui renforcent le moment cinétique dans les basses latitudes renforcent aussi l'efficacité du processus de Gierasch.

De façon générale, le profil latitudinal de vent ne peut pas dépasser fortement et sur de longues périodes la limite de stabilité inertielle et doit se raccorder quelque part dans les hautes latitudes avec un profil à vorticité plus ou moins constante pour lequel le moment cinétique tend vers zéro au pôle. Cette combinaison de la dissipation près des pôles et de l'instabilité inertielle garantit donc l'existence d'un transport vers le haut de moment cinétique par la circulation de Hadley.

Déstabilisation par la circulation méridienne moyenne. Si on suppose que, comme sur Vénus, pour toutes les latitudes le vent zonal croît avec l'altitude, l'effet de la circulation moyenne de Hadley qui produit globalement un transport de moment cinétique vers le haut masque en fait une réalité plus complexe. En un point de la branche ascendante de la cellule de Hadley, les particules d'air, advectées verticalement depuis les couches inférieures, tournent moins vite que les particules d'air de la couche elle-même. L'advection diminue donc le moment cinétique (évolution Eulérienne) dans la branche ascendante de la cellule de Hadley. Au contraire, l'advection verticale augmente le moment cinétique dans la branche descendante. Ceci déstabilise le profil latitudinal de vent zonal.

En effet, en partant d'un profil latitudinal de vent neutre (à moment cinétique constant) et en reprenant l'analogie exposée plus haut, l'effet de la circulation méridienne moyenne revient à agir à la fois en haut et en bas d'un profil de température vertical adiabatique, en le chauffant en bas et en le refroidissant en haut, et en refroidissant globalement plus qu'on ne réchauffe. L'effet final est un refroidissement global du profil (ici une augmentation globale du moment cinétique) tout en conservant un profil adiabatique (ici, à moment cinétique constant). En fait, même si le profil initial n'est pas instable, l'advection moyenne, en l'absence d'autres processus, finira par le déstabiliser.

7.5.2 L'instabilité barotrope

Si l'instabilité inertielle permet de comprendre assez simplement comment une cellule de Hadley s'étendant jusqu'aux pôles peut créer et entretenir une superrotation, l'instabilité barotrope joue sans doute également un rôle fondamental. Le critère d'instabilité barotrope est lié au rotationnel du vent. Il dit que le gradient latitudinal de la vorticité absolue du champ de vent moyen doit s'annuler quelque part dans la région où se développent les instabilités. Ce critère est donc une condition nécessaire d'instabilité. La vorticité absolue de l'écoulement moyen s'écrit simplement

$$\xi = -\frac{1}{\cos \phi} \frac{\partial}{\partial \phi} (u \cos \phi + a\Omega \cos^2 \phi) \quad (7.17)$$

et est étroitement liée au moment cinétique

$$\xi = -\frac{1}{\cos \phi} \frac{\partial M}{\partial \phi}. \quad (7.18)$$

Le fait que l'instabilité barotrope joue un rôle prépondérant pour la circulation atmosphérique pour des planètes tournant lentement est suggéré par les résultats de simulations numériques. Rossow [144] est sans doute le premier à avoir insisté sur l'importance potentielle des perturbations barotropes pour la superrotation et à avoir mis en évidence leur présence dans des simulations numériques de la circulation dans des conditions proches de Vénus. Del Genio et Suozzo [23] ont montré que les modes dominants de la circulation non axi-symétrique sont essentiellement baroclines pour des vitesses de rotation planétaire élevées mais deviennent barotropes pour des vitesses plus faibles. Ceci est cohérent avec le fait que, lorsque la rotation de la planète diminue, la machine thermique devient de plus en plus efficace, notamment à cause de l'extension accrue de la circulation de Hadley, et que l'atmosphère devient de moins en moins barocline. Mais toutes ces simulations ne produisaient qu'une superrotation faible. Les premières simulations d'une superrotation forte avec forçage axi-symétrique sont celles que nous avons présentées au "Symposium on Titan" [64]. Dans ces simulations, la condition d'instabilité barotrope était remplie dans une grande partie de l'atmosphère (on revient sur ces résultats dans la section suivante). De même, Ian James [77], dans des simulations numériques dans des conditions analogues à Titan, obtient à la fois une superrotation et la création d'un jet dans l'hémisphère d'été (la circulation était forcée par un rappel newtonien vers une température dissymétrique par rapport à l'équateur); Ian James conclue également que ce jet est barotropiquement instable et que les ondes engendrées par l'instabilité contribuent à la création de la superrotation.

Il faut remarquer que pour qu'une atmosphère ne soit instable ni inertielle, ni barotropiquement, il faut qu'une double contrainte soit remplie pour le champ moyen de vorticité absolue : dans l'hémisphère nord, la vorticité doit être partout positive et croître avec la latitude⁹.

La circulation terrestre est toujours très éloignée de la condition d'instabilité inertielle et la condition d'instabilité barotrope est atteinte seulement localement dans les régions tropicales, particulièrement sur l'Afrique [59]. La faible importance de ces régions d'instabilité sur Terre s'explique essentiellement par le fait que la vorticité absolue de l'écoulement est dominée par la partie planétaire (le terme de Coriolis). Ceci n'est plus vrai sur une planète tournant dix ou cent fois moins vite.

7.6 Simulations numériques de la superrotation

7.6.1 Description de la planète et des simulations

Les simulations de la superrotation qui sont présentées ici ont été effectuées avec le modèle à 20 paramètres, pour une planète qui reprend quelques-unes des caractéristiques importantes

9. le critère d'instabilité barotrope ne concerne *a priori* que le caractère monotone de la vorticité de l'écoulement moyen. Cependant, pour une atmosphère symétrique par rapport à l'équateur, la vorticité est nulle à l'équateur. Le signe de la dérivée latitudinale de la vorticité potentielle est donc donné par le signe de la vorticité en un point. La dérivée latitudinale de la vorticité dans l'hémisphère nord sera par exemple positive pour une atmosphère en rotation prograde.

Paramètres concernant ...	description du paramètre	Valeurs choisies
la planète solide	rayon gravité durée du jour année	5000 km 10 m s^{-2} 10^6 s 360 jours
orbite supposée circulaire	flux solaire au sommet de l'atm. obliquité	1027 W m^{-2} 0°
les propriétés de la surface	C_D albédo émissivité inertie thermique	2×10^{-3} 0.115 1 $1.8 \times 10^4 \text{ J m}^{-2} \text{ s}^{-1/2} \text{ K}^{-1}$
Les caractéristiques du gaz atmosphérique	pression moyenne à la surface masse molaire κ	10^5 Pa 28 g 2/7
la transmission totale dans les domaines ...	Infra-Rouge Visible	0.8 0.1
la dissipation horizontale	nb. d'itérations échelle de temps	2 $6 \times 10^4 \text{ s}$
la diffusion vert. turb.	longueur de mélange	35 m

TABLE 7.3 – Paramètres planétaires de la simulation d'une superrotation atmosphérique.

p (hPa)	981	943	904	860	806	742	666	582	494	407
z (km)	0.19	0.58	1.01	1.51	2.15	2.99	4.07	5.42	7.06	8.99
p (hPa)	326	254	194	144	106	76.1	54.1	38.0	26.4	18.2
z (km)	11.2	13.7	16.4	19.3	22.5	25.8	29.2	32.7	36.3	40.0
p (hPa)	12.5	8.54	5.81	3.93	2.64	1.75	1.12	0.66	0.30	0.06
z (km)	43.8	47.6	51.5	55.4	59.4	63.5	68.0	73.2	81.1	96.9

TABLE 7.4 – Répartition des niveaux de pressions au milieu des couches et altitudes approximatives correspondantes.

de Vénus et de Titan. Ces deux planètes sont fortement chauffées par absorption directe du rayonnement solaire dans la haute atmosphère, Vénus surtout au niveau de la couche nuageuse et Titan par les aérosols organiques stratosphériques. La stratosphère de Titan est extrêmement stable, verticalement, et l'essentiel de l'atmosphère de Vénus, au moins jusqu'au couvert nuageux, est également assez stable. La stabilité verticale a un effet direct sur la superrotation puisqu'elle limite les effets de la diffusion verticale turbulente. Ici, la transmission totale de l'atmosphère pour le rayonnement visible a été fixée à 0.1, valeur typique de l'atmosphère de Titan [110]. La deuxième caractéristique retenue est la faible vitesse de rotation, Vénus tourne sur elle-même en 240 jours terrestres et Titan en 16 jours environ (du moins en supposant qu'elle tourne en rotation synchrone avec Saturne). En fait on a choisi ici une période de rotation de 10 jours, plus courte que celle des deux planètes. Enfin, on utilise une obliquité nulle ce qui rapproche la planète de Vénus. L'ensemble des paramètres utilisés est donné dans la Table 7.3.

Les simulations ont été effectuées avec une résolution verticale relativement fine utilisant 30 niveaux verticaux régulièrement répartis en $\ln p$ excepté près des limites supérieure et inférieure. La répartition verticale des niveaux est donnée dans la Table 7.4. L'état initial est un état de repos isotherme ($T = 250K$). A nouveau, on a effectué successivement une simulation basse résolution ($32 \text{ longitudes} \times 24 \text{ latitudes} \times 30 \text{ niveaux verticaux}$) de 500 jours locaux (5000 jours terrestres) et une simulation haute résolution ($64 \text{ longitudes} \times 48 \text{ latitudes} \times 30 \text{ niveaux verticaux}$) d'une centaine de jours.

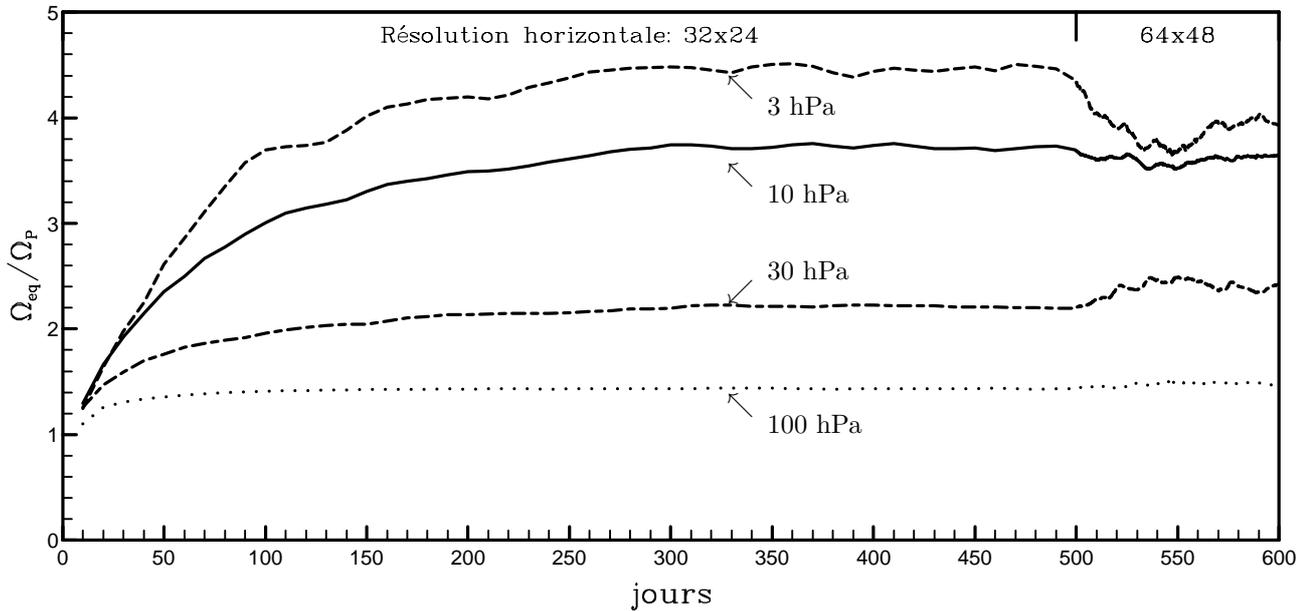


FIGURE 7.12 – Evolution du moment cinétique

Evolution au cours de la simulation du facteur de superrotation, rapport entre la rotation solide équivalente (rotation solide ayant le même moment cinétique total que la couche d'atmosphère considérée) à un niveau de pression donné et la rotation planétaire. Les jours sont les jours solaires de la planète (1 jour = 10^6 s). Les cent derniers jours correspondent à une simulation utilisant la haute résolution horizontale.

L'évolution du moment cinétique moyen à différents niveaux dans l'atmosphère est montrée sur la Fig. 7.12. La simulation produit une superrotation dans la haute atmosphère d'un facteur 4 environ. Le temps d'établissement de la superrotation est d'environ une centaine de jours (équivalents à presque trois années terrestres!). Le changement de résolution horizontale modifie sensiblement la structure verticale de la superrotation. Il est difficile de garantir que la simulation haute résolution est vraiment stabilisée. La simulation a été arrêtée surtout parce qu'elle représente déjà 30 heures de calcul sur le CRAY-2. Le caractère plus bruité des courbes dans la partie haute résolution est lié en partie au fait qu'on utilise un échantillonnage beaucoup plus fin pour les sorties (0.2 jours contre 10 jours pour la simulation basse résolution).

Remarque : Parce que les premières simulations haute résolution explosaient numériquement, le temps de dissipation a été divisé par quatre. Mais, étant donné que l'opérateur de dissipation est itéré deux fois, la dissipation dans la simulation haute résolution a une action globale deux fois moindre que dans la simulation basse résolution.

7.6.2 Résultats numériques

Les analyses présentées ci-dessous ont été effectuées sur les 30 derniers jours de la simulation haute résolution.

Structure thermique. L'atmosphère est essentiellement barotrope jusqu'à 60° de latitude, les variations latitudinales de température près des pôles étant inférieures à $30K$ (graphique du haut de la Fig. 7.13). On peut remarquer au-dessus de 10 hPa une inversion du gradient pôle-équateur de la structure thermique sans doute liée en partie au fait que, au pôle, l'absorption directe d'énergie solaire par l'atmosphère s'effectue pendant toute la journée.

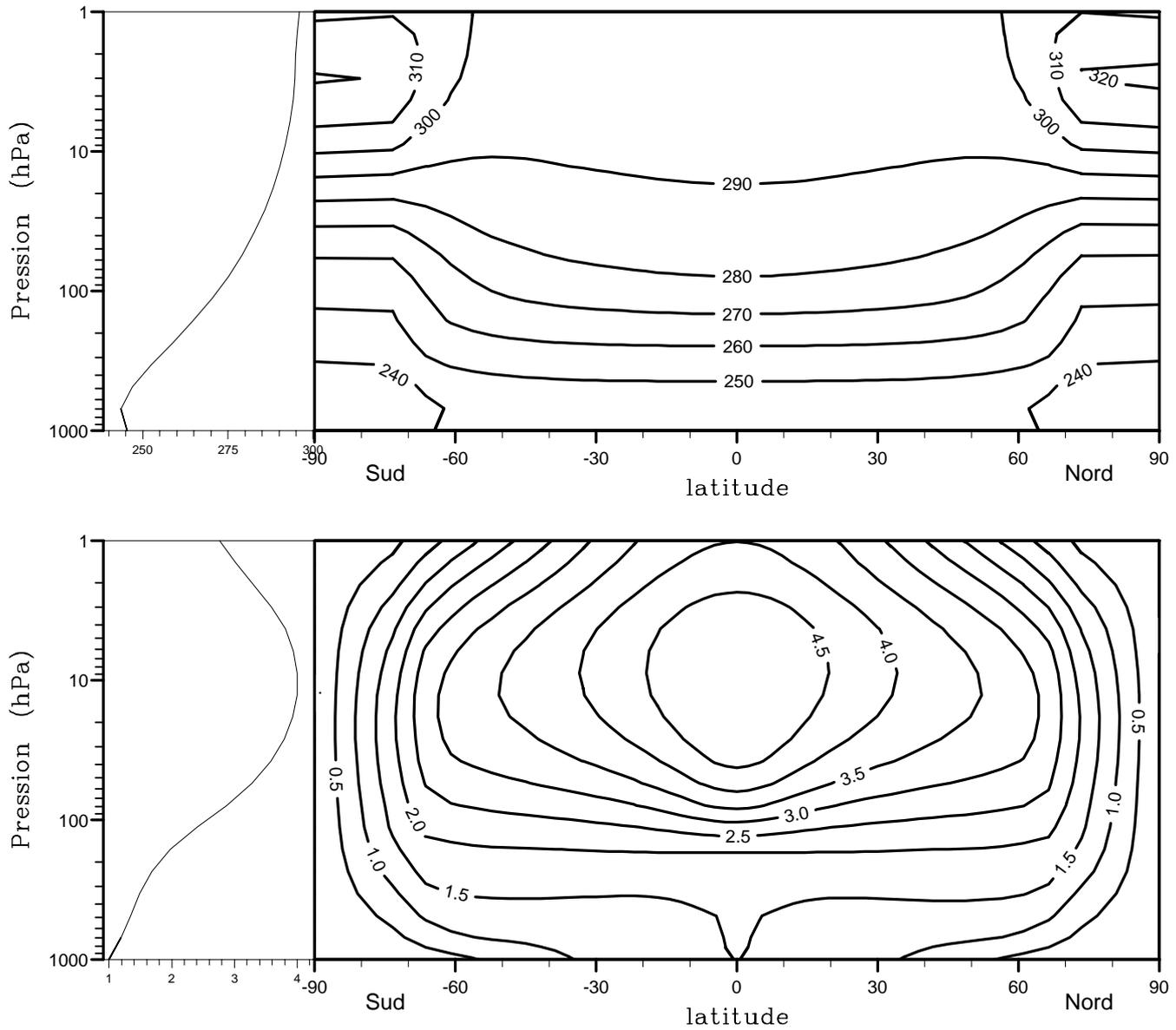


FIGURE 7.13 – Température (K) et moment cinétique spécifique divisé par $2/3a^2\Omega$ (moment cinétique moyen au niveau de la surface).

Avec cette normalisation, la moyenne planétaire du moment cinétique (courbe de gauche) est directement le facteur de superrotation tracé sur la Fig. 7.12.

Le moment cinétique (graphique du haut, Fig. 7.13) est maximum vers 10 hPa où l'atmosphère est globalement en superrotation d'un facteur 4 (la courbe de gauche sur ce graphique, moyenne planétaire à un niveau donné du moment cinétique, correspond au facteur de superrotation défini précédemment).

La circulation méridienne (graphique du bas, Fig. 7.14) est dominée, dans chaque hémisphère, par une grande cellule de Hadley s'étendant depuis l'équateur jusqu'au pôle, excepté au niveau de l'inversion de température mentionnée précédemment.

Le vent zonal est montré sur le graphique du bas de la Fig. 7.14. La superrotation à 10 hPa correspond à un vent équatorial d'ouest supérieur à 70 m s^{-1} . Près de la surface, on distingue la structure des vents, vents d'ouest dans les hautes latitudes et d'est dans les basses latitudes, ce qui permet d'avoir un bilan équilibré des échanges de moment cinétique entre l'atmosphère et la surface solide.

7.6.3 Analyse du transport de moment cinétique

La compréhension du maintien de la superrotation repose sur l'analyse de la contribution des différentes composantes de la circulation au bilan de moment cinétique dans un plan latitude-altitude.

Le graphique du haut de la Fig. 7.15 montre l'évolution du moment cinétique sur les trente derniers jours d'intégration, simple différence entre le moment cinétique au jour 600 et le moment cinétique au jour 570. Le graphique du bas montre l'évolution qui résulterait de l'advection méridienne seule, en utilisant l'advection moyenne sur les trente jours (qui correspond au graphique du haut de la Fig. 7.14). Contrairement à ce qui a été fait pour les Figs. 7.13 et 7.14, on a choisi ici une échelle verticale linéaire en pression pour bien faire apparaître les bilans de moment cinétique (idéalement, il faudrait utiliser une échelle horizontale en sinus de la latitude pour que les surfaces sur le graphique soient proportionnelles à la masse d'air).

Le graphique du haut montre que l'écoulement moyen n'est pas absolument stationnaire. Ceci peut avoir deux raisons : (1) le modèle n'a pas encore atteint son état de régime climatique ; (2) les fluctuations du moment cinétique sont intrinsèques à l'écoulement, ce que semble suggérer les fluctuations des courbes de la Fig. 7.12. Dans la période considérée, il y a, dans la haute atmosphère (au dessus de 500 hPa) un transport net vers le haut de moment cinétique (comme le montre la courbe de gauche) et une redistribution vers l'équateur. Cependant, l'évolution globale du moment cinétique est très faible devant les variations mises en jeu dans l'advection méridienne (graphique du bas de la Fig. 7.15).

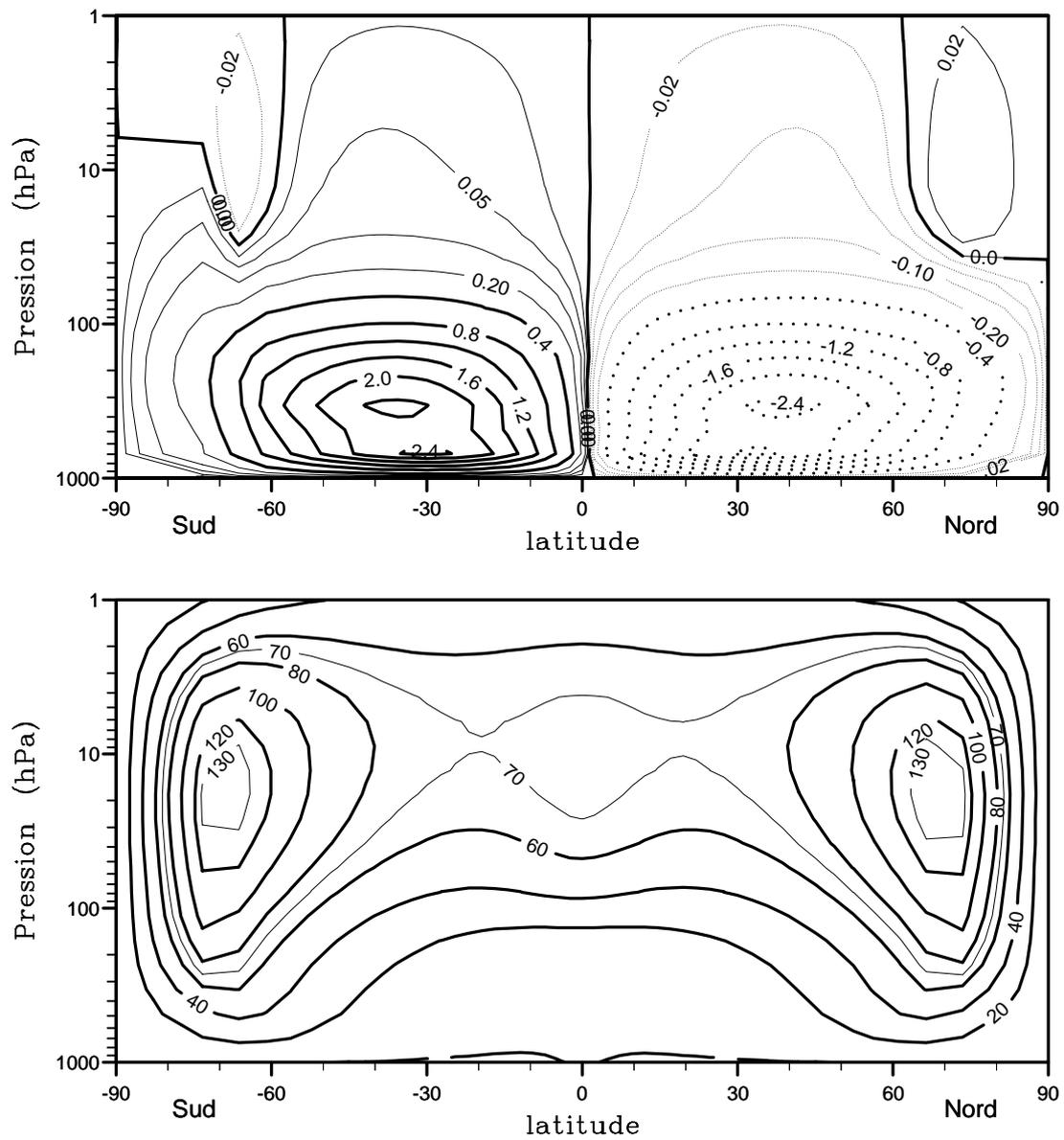
Le graphique du bas met en évidence le transport de moment cinétique par la circulation de Hadley : transport vers les pôles dans la branche haute de la cellule et transport vers l'équateur dans la branche basse ; diminution du moment cinétique dans la branche ascendante et augmentation dans la branche descendante (ceci est simplement du au fait que le moment cinétique croît avec l'altitude). Le processus de Gierasch est clairement mis en évidence sur le profil vertical moyen sur la gauche du graphique du bas de la Fig. 7.15 : globalement, la circulation méridienne moyenne transporte du moment cinétique depuis la surface vers le haut de l'atmosphère.

On a également cumulé, tout au long des trente jours de simulation :

1. les tendances de la physique, c'est à dire la diffusion verticale turbulente et le frottement sur la surface (graphique du haut de la Fig. 7.16)
2. les tendances liées à la dissipation horizontale (graphique du bas de la Fig. 7.16)

Le bilan vertical de moment cinétique est dominé par l'équilibre entre le transport vers le haut par la circulation méridienne et la diffusion verticale ; c'est le mécanisme proposé par Gierasch. Ceci se voit clairement en comparant les courbes moyennes sur le graphique du bas de la Fig. 7.15 et le graphique du haut de la Fig. 7.16.

La dissipation horizontale joue un rôle très faible excepté près des pôles où elle dissipe fortement le vortex polaire. La courbe moyenne, sur la gauche, montre que la dissipation horizontale ne

FIGURE 7.14 – Fonction de courant méridienne ($10^{10} \text{ kg s}^{-1}$) et vent zonal (m s^{-1}).

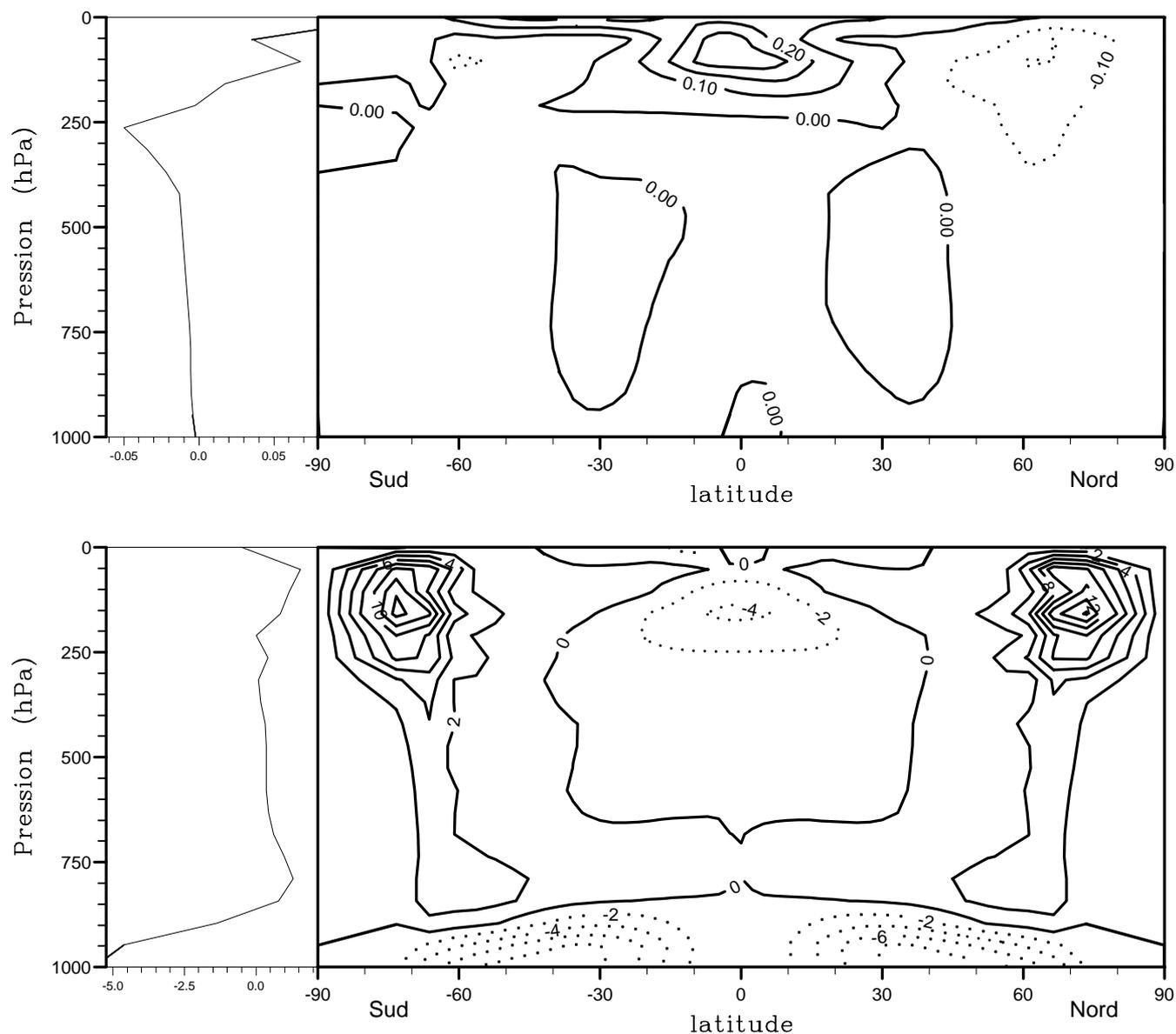


FIGURE 7.15 – Evolution simulée du moment cinétique, en haut. Evolution calculée à partir de la seule advection méridienne moyenne, en bas.

Comme dans la Fig. 7.13, le moment cinétique est normalisé par le moment cinétique moyen au niveau de la surface $2/3a^2\Omega$.

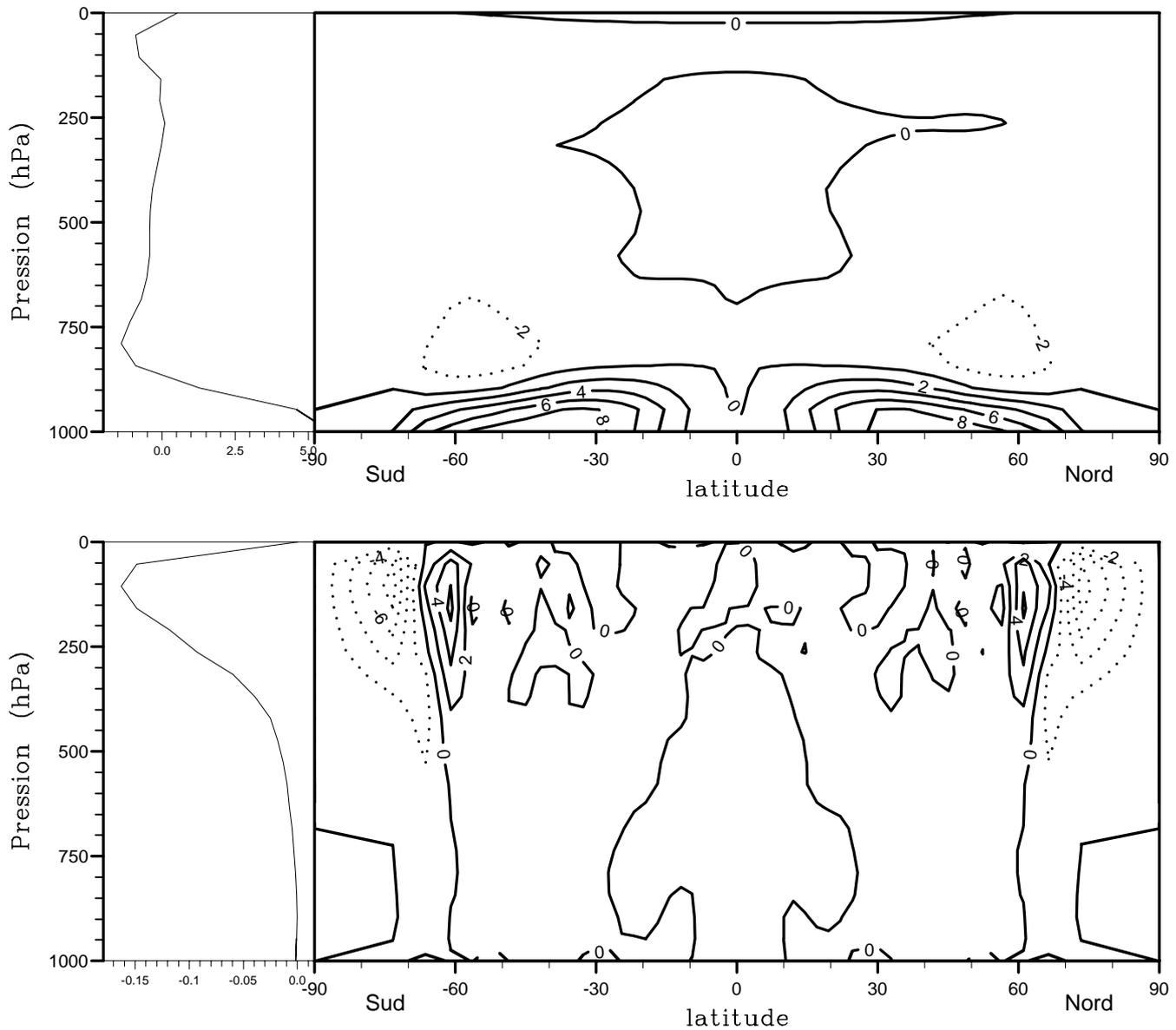


FIGURE 7.16 – Tendances cumulées sur le moment cinétique sur les trente derniers jours de simulations

En haut : tendances physiques liées à la diffusion verticale. En bas : tendances liées à la dissipation horizontale. Comme dans la Fig. 7.13 le moment cinétique est normalisé par le moment cinétique moyen au niveau de la surface $2/3a^2\Omega$.

conserve pas globalement le moment cinétique. Cependant, l'effet est petit (pas négligeable) devant les autres tendances et diminue la superrotation atmosphérique.

Les perturbations. La différence entre l'évolution simulée du moment cinétique et la somme des trois tendances moyennes précédentes est montrée sur le graphique du haut de la Fig. 7.17 où on utilise à nouveau une échelle logarithmique de la pression pour avoir une vue plus complète de l'atmosphère. Dans toute l'atmosphère, les perturbations transportent donc le moment cinétique depuis les hautes latitudes vers les régions équatoriales. Sur le graphique du bas, on a tracé également la moyenne de la vorticité absolue de l'écoulement moyen. Il apparaît clairement que toute la bande entre -40 et 40° est soit barotrope soit inertielle instable. La zone du maximum de transport vers l'équateur de moment cinétique par les perturbations, vers 100 hPa, correspond bien sûr au maximum du transport vers les pôles par la circulation moyenne (branche haute de la cellule de Hadley). C'est aussi un niveau où l'instabilité barotrope est particulièrement marquée.

Vers 300 hPa, l'écoulement est inertielle instable. A cette altitude, la circulation méridienne moyenne est dominée par les mouvements verticaux dans les branches ascendantes et descendantes des cellules de Hadley (cf. Fig. 7.14). C'est donc bien ici la diminution Eulérienne de moment cinétique par advection dans la branche ascendante et l'augmentation de moment cinétique dans la branche descendante qui entretiennent l'instabilité.

Une analyse classique du transport latitudinal de moment cinétique dans l'atmosphère terrestre consiste à séparer les diverses composantes du transport méridien entre : (1) circulation méridienne moyenne, (2) perturbations stationnaires (structures non axi-symétriques mais n'évoluant pas au cours du temps) et (3) perturbations transitoires. En un point de latitude ϕ et d'altitude z , on regarde la moyenne, en longitude et sur une période de temps τ , du transport horizontal d'une quantité scalaire advectée q . Ce transport peut s'écrire $[\bar{v}q]$ où on a posé :

$$[q] = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} q d\lambda \quad (7.19)$$

(moyenne en longitude) et

$$\bar{q} = \frac{1}{\tau} \int_0^\tau q dt \quad (7.20)$$

(moyenne dans le temps). On montre facilement (cf. par exemple Peixoto et Oort [127] chapitre 4) que ce transport total peut se décomposer sous la forme

$$[\bar{v}q] = [\bar{v}] [\bar{q}] + [\bar{v}^*] [\bar{q}^*] + [\bar{v}'q'] \quad (7.21)$$

où on a noté $q^* = q - [q]$ la partie non-axisymétrique de q et $q' = 1 - \bar{q}$ sa partie non stationnaire. Le terme $[\bar{v}] [\bar{q}]$ est le transport par la circulation méridienne moyenne, le terme $[\bar{v}^*] [\bar{q}^*]$ le transport par les perturbations stationnaires et le terme $[\bar{v}'q']$ le transport par les perturbations transitoires.

Pour le moment cinétique spécifique $M = a \cos \phi (u + a\Omega \cos \phi)$, le transport par la circulation horizontale peut s'écrire sous la forme

$$[\bar{v}M] = [\bar{v}] [\bar{M}] + [\bar{v}^*] [\bar{M}^*] + [\bar{v}'M'] \quad (7.22)$$

$$= a^2 \Omega \cos^2 \phi [\bar{v}] + a \cos \phi ([\bar{v}] [\bar{u}] + [\bar{v}^*] [\bar{u}^*] + [\bar{v}'u']) \quad (7.23)$$

Si on prend la moyenne verticale de cette dernière expression, pour obtenir les transports moyens latitudinaux, la première partie, liée au transport de la composante planétaire du moment cinétique s'annule. Les trois termes $[\bar{v}] [\bar{u}]$, $[\bar{v}^*] [\bar{u}^*]$ et $[\bar{v}'u']$ sont montrés sur la Fig. 7.18. Sur Terre, la composante stationnaire de la circulation est forcée par les contrastes entre océans et continents et les montagnes. Sur la planète théorique sans relief étudiée ici, la composante stationnaire de l'écoulement, calculée sur les trente derniers jours de la simulation, est négligeable. La circulation de Hadley transporte globalement le moment cinétique vers les pôles alors que les perturbations transitoires le transportent vers l'équateur à toutes les latitudes. C'est exactement

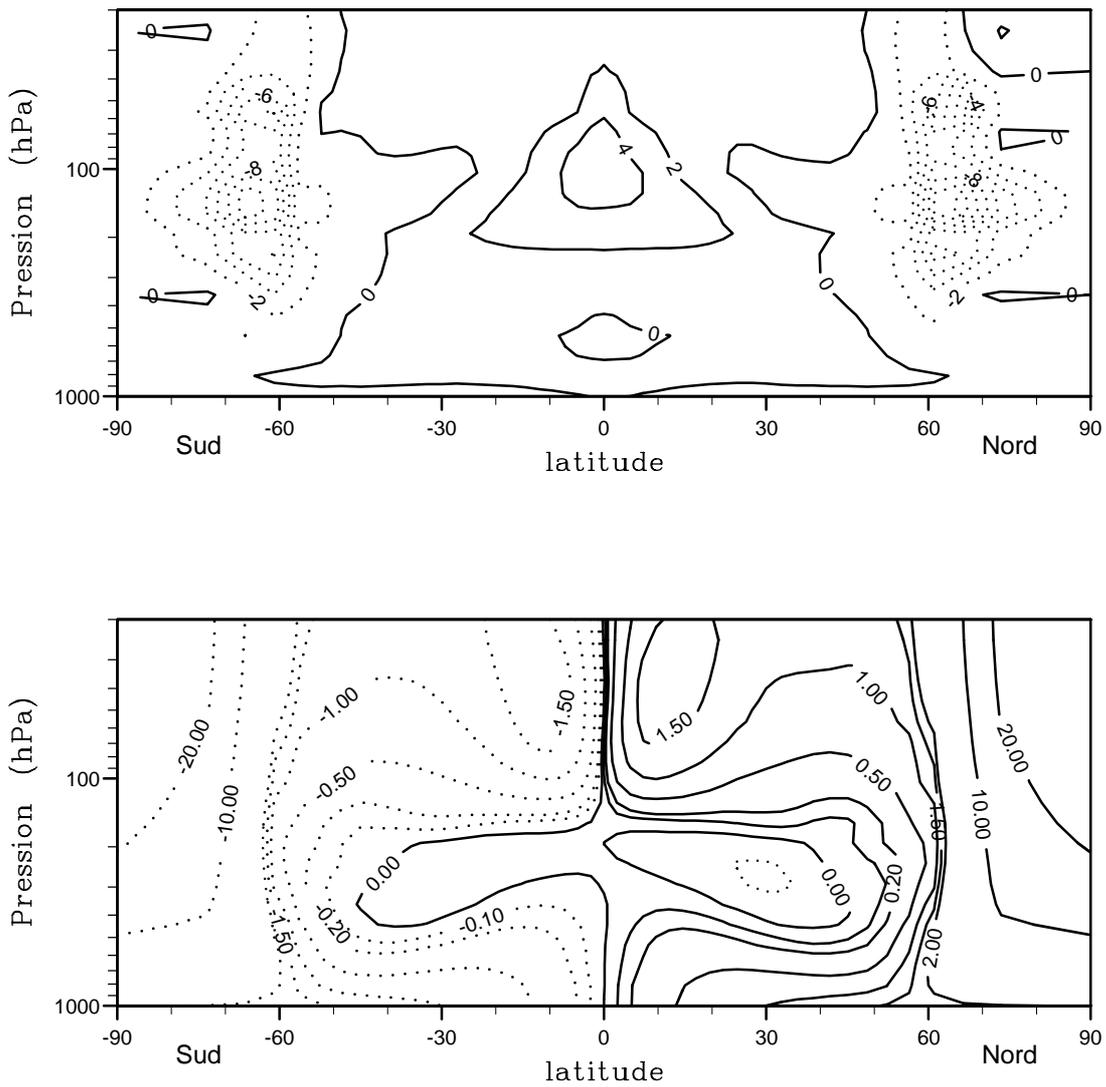


FIGURE 7.17 – Différence entre l'évolution simulée du moment cinétique et les tendances moyennes (advectives et diffusives) en haut. Le moment cinétique est normalisé par la valeur moyenne du moment cinétique à la surface $2/3a^2\Omega$. Vorticité absolue de l'écoulement moyen normalisée par la rotation planétaire Ω en bas.

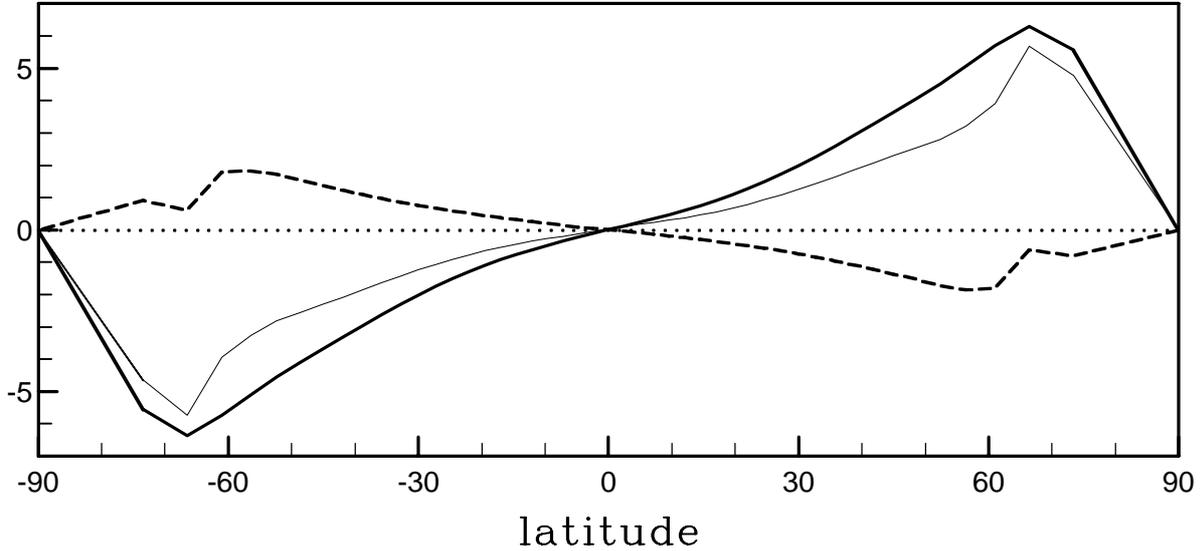


FIGURE 7.18 – Transport latitudinal de moment cinétique.

Décomposition du terme $[\overline{v\bar{u}}]$ (courbe fine) entre : (1) advection méridienne moyenne $[\bar{v}][\bar{u}]$ (en trait plein épais), (2) perturbations stationnaires $[\bar{v}^*][\bar{u}^*]$ (en pointillés) et (3) transitoires $[\overline{v'u'}]$ (courbes discontinue). Unité : $\text{m}^2 \text{s}^{-2}$.

le contraire du cas terrestre où les perturbations transitoires prennent le relais de la circulation de Hadley vers 30° de latitude pour transporter le moment cinétique vers les pôles. Intuitivement, on peut attribuer cette différence au fait que les transitoires sont forcées sur Terre par les effets thermiques alors qu'elles sont forcées ici par les effets d'instabilités purement dynamiques.

La coupe latitude-altitude du terme $[\overline{v'u'}]$ est montrée sur la Fig. 7.19. On retrouve en fait le même résultat que sur le graphique du haut de la Fig. 7.17 qui montrait l'évolution du moment cinétique. En effet, l'évolution du moment cinétique sous l'effet du transport méridien par les perturbations transitoires s'écrit simplement

$$\frac{\partial \overline{M}}{\partial t} = -\frac{1}{a \cos \phi} \frac{\partial}{\partial \phi} (a \cos^2 \phi [\overline{v'u'}]) \quad (7.24)$$

Le transport de moment cinétique vers l'équateur par les perturbations transitoires est particulièrement important entre 100 et 400 hPa. La Fig. 7.20 montre le champ instantané $\vec{V}' = (u', v')$ au jour 600 au niveau 150 hPa. La carte montre clairement, surtout dans l'hémisphère nord une forte corrélation entre les deux composantes du vent : les forts vents vers l'équateur sont associés à des vents d'ouest ; les forts vents vers les pôles à des vents d'est. Il semble que les transitoires soient dominées par une perturbation de nombre d'onde 1. Une analyse plus complète de ces résultats reste à faire. On pourrait utiliser notamment des méthodes d'analyses développées au laboratoire par Robert Vautard et Gilbert Brunet pour étudier les perturbations de la circulation terrestre.

7.7 Superrotation : le cas de Titan ?

7.7.1 Titan

Titan reste aujourd'hui un des objets les plus secrets du système solaire, malgré l'importance que lui ont accordée les missions Voyager. L'intérêt scientifique de ce satellite de Saturne est pourtant très grand. L'atmosphère de Titan est de par sa composition la plus proche de celle de la Terre puisqu'elle est composée essentiellement d'azote. De plus, de nombreux composés organiques y ont été détectés, essentiellement des hydrocarbures (le méthane est notamment relativement

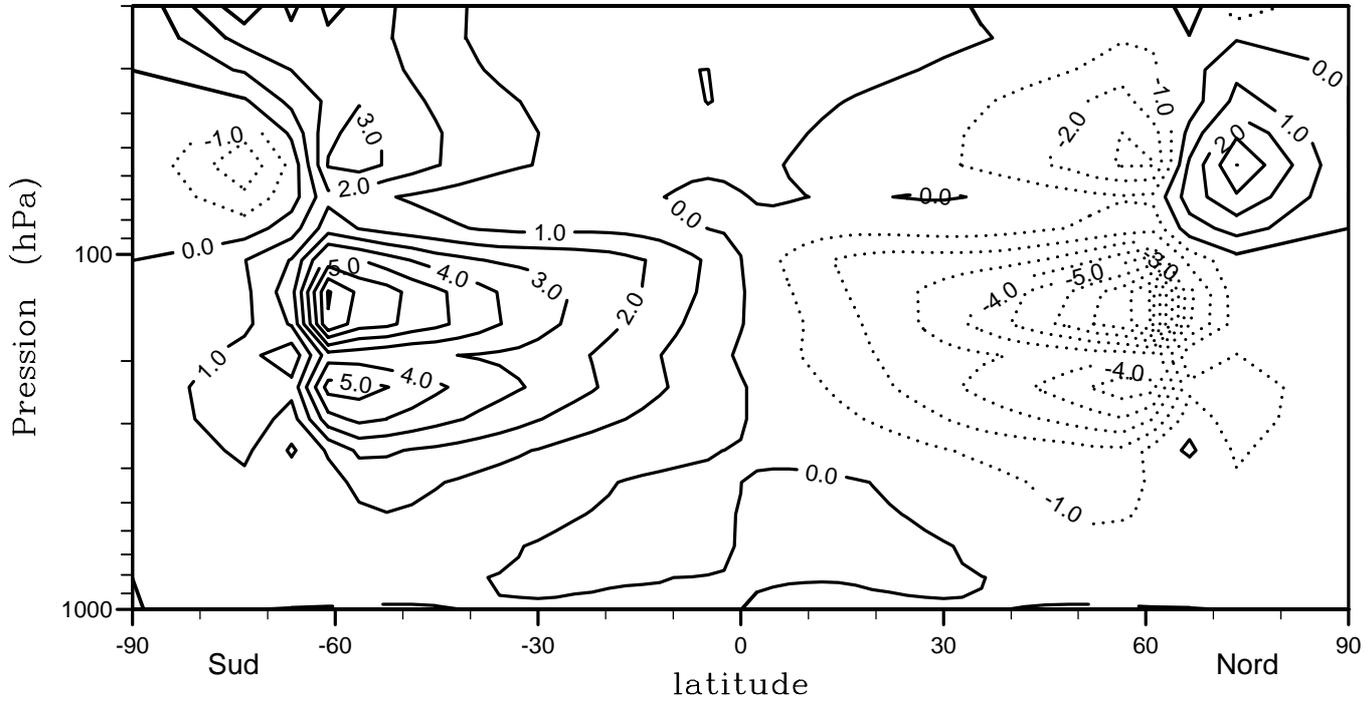


FIGURE 7.19 – Transport latitudinal de moment cinétique.
 $[v'u']$ en $\text{m}^2 \text{s}^{-2}$ pour les trente derniers jours de simulation.

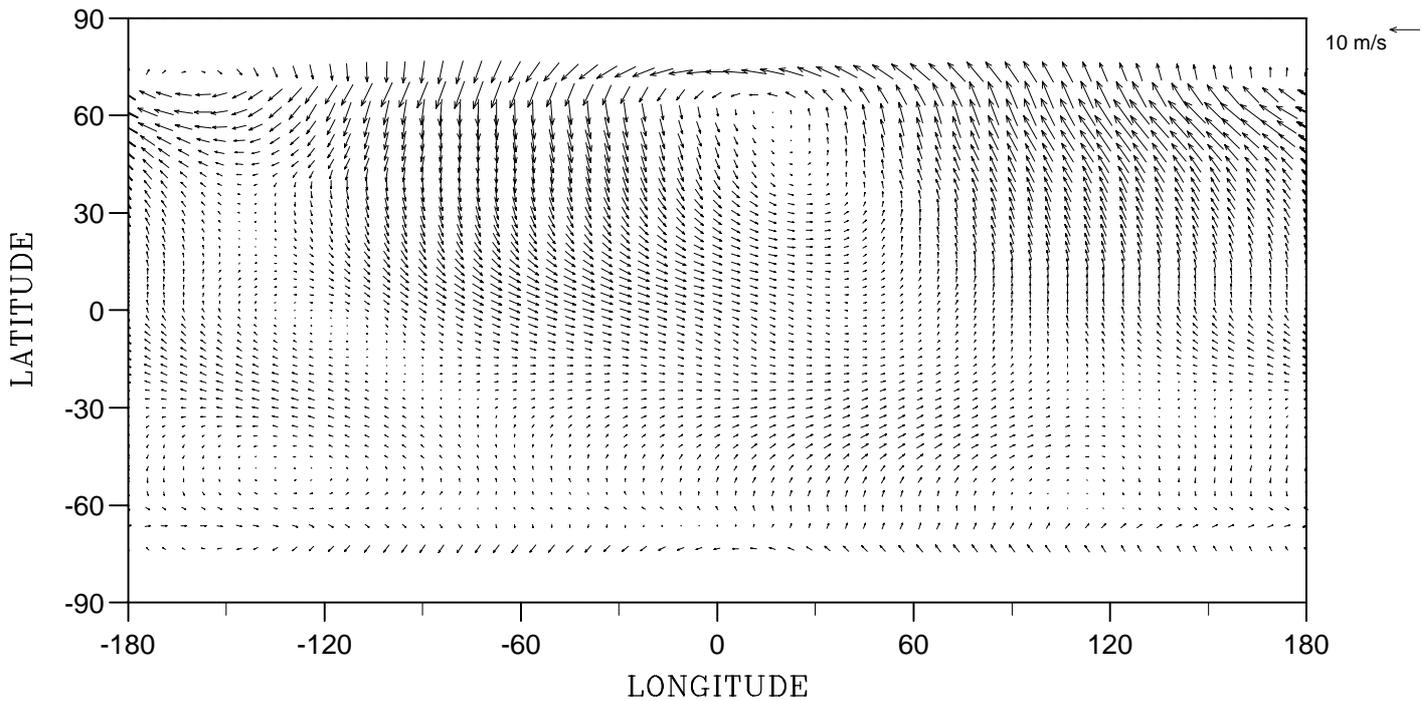


FIGURE 7.20 – Carte instantanée de la différence entre le champ de vent à 150 hPa au jour 600 et la moyenne sur les 30 derniers jours de simulation.

abondant) et des composés azotés. L'atmosphère de Titan comporte donc une chimie qui pourrait s'apparenter à la chimie prébiotique sur la Terre et passionne les exobiologistes qui y voient un laboratoire des modèles et des théories explicatives de la naissance de la vie. La présence de cette chimie organique dans l'atmosphère de Titan explique sans doute cette couche opaque d'aérosols oranges qui recouvre toute la planète et qui occulte complètement la surface, au moins dans le visible.

Sous l'impulsion de Daniel Gautier et François Raulin, Titan est devenu l'objectif de la première mission spatiale planétaire dirigée complètement par l'Agence Spatiale Européenne. La sonde Huygens qui sera emmenée vers Saturne par la sonde Cassini, chargée de l'exploration du système de Saturne, devrait plonger dans l'atmosphère de Titan aux alentours de 2005 et apporter des informations sur la structure et la composition de l'atmosphère et aussi peut-être sur la surface.

Pour montrer le degré d'ignorance sur Titan, on peut relever quelques questions en suspens. Titan est-il vraiment en rotation synchrone avec Saturne? Des études radars récentes [118] semblent infirmer cette hypothèse généralement retenue montrant toutefois une période proche de la rotation synchrone soit 16 jours terrestres environ. Quelle est la nature de la surface de Titan? Est-elle recouverte par un océan global ou partiel, et quelle est la nature du liquide océanique (sans doute de l'éthane). Quelle est la composition des aérosols, sans doute organiques, qui composent la couche orange stratosphérique? Y-a-t-il dessous, comme le suggèrent certains modèles, des nuages et des pluies de méthane? Titan est un objet passionnant pour de nombreux physiciens (voir le compte rendu du colloque "Symposium on Titan" [29]), même si la confrontation à l'observation reste souvent insuffisante pour contraindre sérieusement les études théoriques. Beaucoup des réponses scientifiques à ces diverses questions devraient être infirmées ou confirmées par les résultats de la mission Huygens.

7.7.2 Structure thermique et vent gradient

Si la couche d'aérosols a complètement occulté la surface de Titan aux photographies, les mesures faites par Voyager-1 ont été plus fructueuses en ce qui concerne l'observation de la structure thermique de l'atmosphère. Comme toujours, les deux sources principales d'informations concernant cette structure sont les radio-occultations, qui permettent d'obtenir des sondages verticaux de la densité (deux profils pour Voyager 1), et les mesures infra-rouge qui donnent accès à la structure tri-dimensionnelle de l'atmosphère avec cependant une résolution verticale moindre.

La structure thermique verticale de l'atmosphère de Titan est donc relativement bien connue depuis la surface jusqu'à 250 km environ. Cette structure verticale est représentée sur la Fig. 7.21. La température décroît fortement depuis la surface $T \sim 95$ K jusqu'à 30 km avec sans doute un gradient proche de l'adiabatique dans la basse troposphère. La température est relativement uniforme entre 30 et 50 km, partie désignée comme la tropopause de Titan. Dans la stratosphère qui commence vers 50 km, le bilan radiatif est dominé par l'effet des aérosols qui absorbent très fortement le rayonnement solaire, ce qui explique la forte croissance de la température avec l'altitude. Entre 120 et 150 km, l'atmosphère est à nouveau relativement isotherme avec une température de l'ordre de 160 – 180 K.

La structure latitudinale calculée à partir des mesures infra-rouge IRIS est montrée sur la Fig. 7.22. Voyager 1 a survolé Titan à un équinoxe de printemps boréal. La température de brillance à 1304 cm^{-1} correspond approximativement à un niveau de pression de 1 hPa et une altitude de 200 km environ. La température est relativement uniforme entre -40° et 40° avec une dissymétrie hémisphérique. Cette dissymétrie est surprenante puisque les mesures sont prises à l'équinoxe et que les constantes de temps radiatives sont beaucoup plus petites que la saison. Deux écoles s'affrontent pour expliquer cette dissymétrie : elle peut être due à des variations latitudinales de l'opacité des poussières [19] (ce qui est suggéré également par la dissymétrie latitudinale de l'albédo) ou à des effets purement dynamiques [37]. Dans les hautes latitudes, la température varie de plus de 15 K.

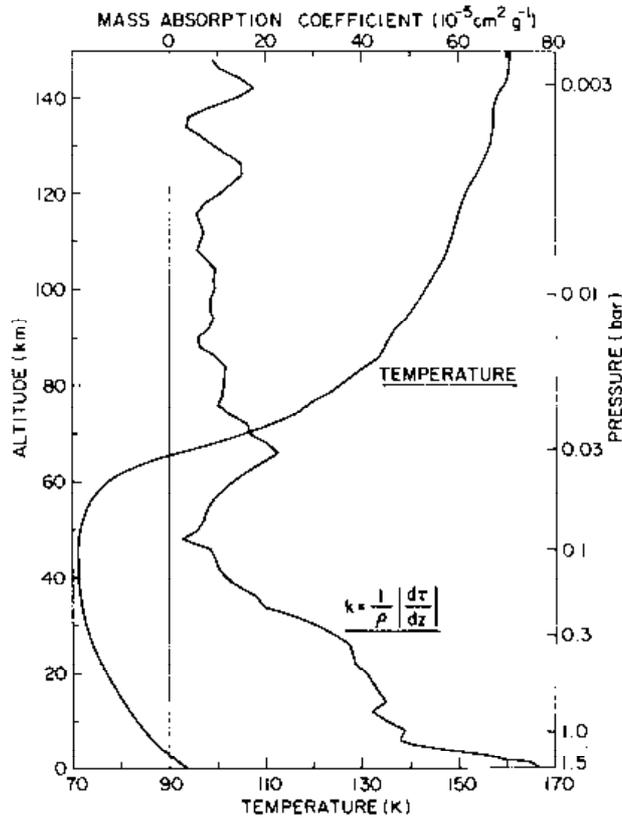


FIGURE 7.21 – Profil thermique vertical de l’atmosphère de Titan et coefficient d’absorption D’après Samuelson 1983 [151].

La structure latitudinale de température est plus uniforme au niveau de la tropopause, sondée par les mesures à 200 cm^{-1} . Les variations latitudinales sont de l’ordre de grandeur des incertitudes des mesures.

Les mesures à 530 cm^{-1} sondent essentiellement la surface mais pourraient être sensibles également à l’émission stratosphérique (Gautier, communication personnelle). La variation latitudinale est également peu marquée et essentiellement symétrique par rapport à l’équateur.

7.7.3 Le modèle de circulation générale de l’atmosphère de Titan

Le modèle de circulation atmosphérique de Titan est le résultat d’une collaboration avec Daniel Gautier et Régis Courtin, de l’Observatoire de Meudon, et Chris McKay, de la NASA. Une des motivations de ce projet est liée à la préparation de la descente de la sonde Huygens. Le modèle a été décrit dans le Chapitre 3. Le bilan radiatif est calculé en utilisant le modèle développé par McKay *et al.* [110] qui comprend certains paramètres libres, réglés dans les simulations pour reproduire au mieux les profils déduits des radio-occultations.

Tests numériques du modèle radiatif. Les premiers tests numériques présentés ici ont été effectués SANS dynamique pour étudier le comportement du modèle radiatif. L’intégration a été menée sur 7 années de Titan avec 40 niveaux verticaux et 48 latitudes. La Fig. 7.23 montre la structure thermique ainsi obtenue pour l’équinoxe de printemps nord, saison du passage de Voyager 1 (graphique du haut), pour le solstice d’été nord (au milieu) ainsi que la moyenne annuelle de la température. La moyenne planétaire et annuelle (courbe sur la gauche du graphique

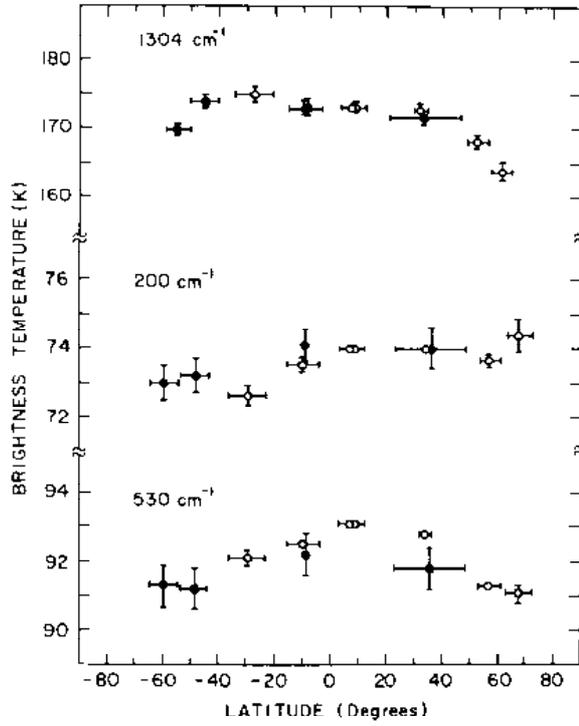


FIGURE 7.22 – Variations latitudinales de la température de brillance à 1304, 200 et 530 cm^{-1} . Les points blancs correspondent aux mesures de jour et les points noirs aux mesures de nuit. D'après Flasar 1981 [38].

du bas de la Fig. 7.23) montre un bon accord avec les résultats des radio-occultations. Ces calculs apportent un éclairage important sur les caractéristiques du forçage radiatif de l'atmosphère de Titan avec une différence très marquée entre la troposphère et la stratosphère :

1. Dans toute la stratosphère, la température s'ajuste au forçage solaire avec un temps caractéristique très inférieur à la longueur d'une saison, la structure thermique étant relativement symétrique par rapport à l'équateur à l'équinoxe et très dissymétrique au solstice avec un gradient très marqué près de la nuit polaire. Au solstice, la différence de température entre l'hémisphère d'été et le pôle hivernal atteint 100 K en haut de la stratosphère.
2. Au niveau de la tropopause la structure thermique est globalement en quadrature de phase avec le forçage solaire ce qui indique des temps de réponse de l'atmosphère très supérieurs à la saison.
3. La situation est plus nuancée dans la basse troposphère. La structure thermique est dissymétrique à la fois à l'équinoxe et au solstice ce qui semble indiquer une constante de temps radiatif du même ordre de grandeur que la saison.

Dans toute la troposphère, les constantes de temps du forçage radiatif sont donc au moins de l'ordre de la dizaine d'années terrestres. L'établissement d'un régime stationnaire de la circulation moyenne pourrait prendre plus de temps encore, si on s'en réfère par exemple aux résultats des simulations de la superrotation présentées précédemment. Ceci explique le coût numérique élevé des simulations de la circulation atmosphérique de Titan. De fait, seuls des résultats numériques préliminaires ont été obtenus jusqu'à maintenant et les simulations ont toutes été effectuées avec la basse résolution horizontale.

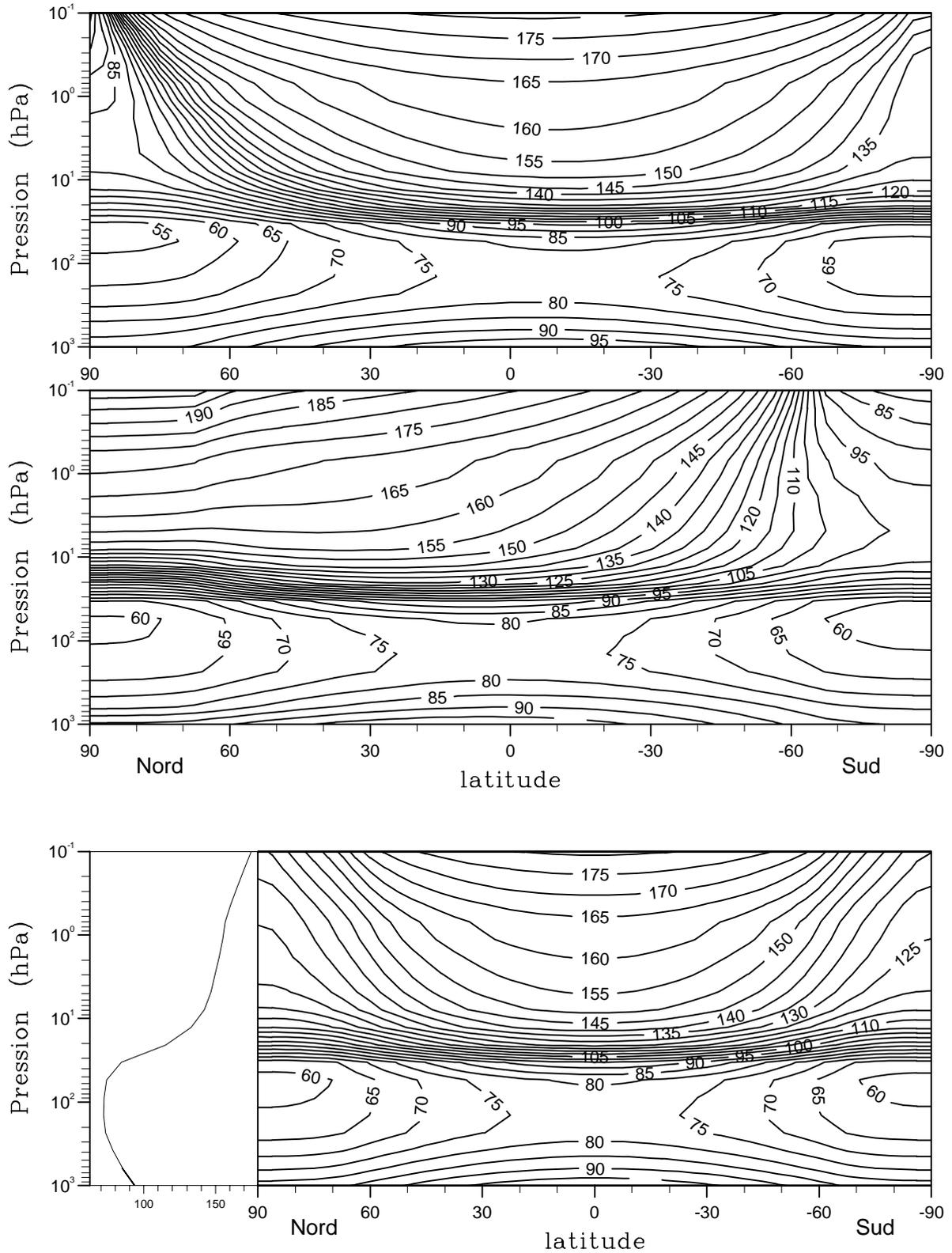


FIGURE 7.23 – Structure thermique de l’atmosphère de Titan : Résultats d’une simulation sans dynamique.

En haut : équinoxe de printemps nord. Au milieu : solstice d’été nord. En bas : moyenne annuelle avec, sur le côté, la moyenne planétaire.

7.7.4 Les simulations numériques avec le modèle de circulation complet

Les premiers résultats de simulations numériques de la circulation de Titan ont été présentés par Hourdin *et al.* [64]. Deux expériences numériques avaient été menées sur des périodes de 70 jours environ chacune (70 jours titanesques soit environ 3 ans terrestres).

La première simulation utilise comme état initial une situation de repos et 40 niveaux verticaux. Au bout de 70 jours, la stratosphère est animée d'une superrotation, d'un facteur 1.3 environ. La superrotation est maximum au niveau 1 hPa. En dessous de la tropopause, des vents d'ouest et des vents d'est sont présents. La seconde simulation part d'un état initial dans lequel l'atmosphère est déjà en superrotation. Chaque couche d'atmosphère tourne initialement en rotation solide, avec une vitesse de rotation croissant linéairement avec l'altitude. Le vent zonal équatorial au niveau 1 hPa était égal à 30 m s^{-1} . Une première simulation longue a été effectuée avec la version bi-dimensionnelle axisymétrique du modèle. Dans cette simulation, la superrotation décroît lentement dans toute l'atmosphère et est même complètement détruite en dessous de la tropopause. A partir de l'état final de cette simulation bi-dimensionnelle, une simulation complète a été menée avec la version tri-dimensionnelle sur 70 jours environ en utilisant 80 niveaux verticaux. L'utilisation de la version tridimensionnelle a pour effet de renforcer la superrotation au niveau 1 hPa. A ce niveau, l'atmosphère est en superrotation d'un facteur 3 environ avec des jets atteignant 30 m s^{-1} dans les hautes latitudes, vers 60° .

L'analyse des variations latitudinales simulées de la température stratosphérique montre un accord qualitatif avec les mesures Voyager. Cependant, les gradients latitudinaux sont globalement beaucoup moins marqués ce qui est cohérent avec le fait que les modules des vents sont inférieurs à ce qu'ils seraient dans un état de régime.

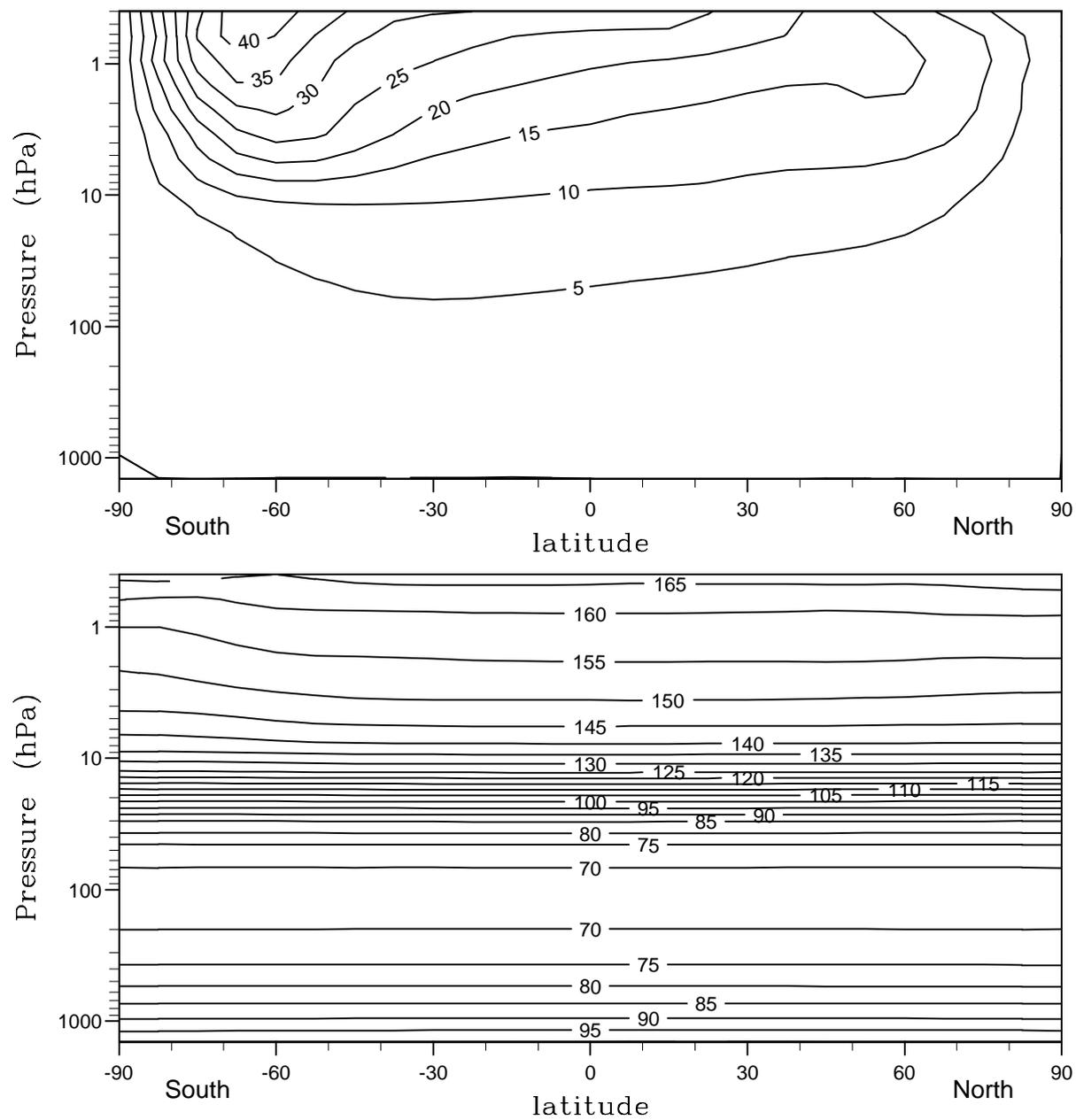
Ce qu'on peut retenir de ces deux simulations : (1) Les vents troposphériques sont très faibles et n'indiquent pas la présence d'une superrotation ; (2) la stratosphère est animée d'une superrotation d'ensemble, avec un facteur de superrotation supérieur à 3 au niveau 1 hPa (la superrotation continue à croître dans la seconde simulation) ; (3) cette superrotation s'accompagne de maxima du vent zonal dans les hautes latitudes, vers 60° ; enfin, (4) le temps d'établissement de la superrotation est très supérieur à la centaine de jours de Titan.

Dans les deux simulations, il semble que la superrotation soit créée ou entretenue par les mécanismes présentés dans les sections précédentes. Il faut remarquer cependant que les conditions de ces deux simulations, proches d'un équinoxe, sont particulièrement favorables à l'établissement d'une superrotation. En effet, près des solstices, la circulation stratosphérique pourrait être dominée par une grande cellule méridienne s'étendant de pôle à pôle puisque le chauffage est maximum sur la région polaire d'été. Dans de telles conditions, le mécanisme de Gierasch devient beaucoup moins ou plus du tout actif. Il peut cependant rester actif à l'échelle d'une année. On voit en tout cas qu'il est absolument nécessaire d'effectuer des simulations très longues, au moins sur une année, de la circulation de Titan, pour conclure sur l'existence d'une superrotation.

Une nouvelle simulation a été commencée dans cette idée. L'état de départ est à nouveau un état en superrotation analogue à celui utilisé pour la seconde simulation décrite précédemment. On utilise 40 niveaux verticaux. Le vent zonal et la température simulés au bout de 100 jours sont présentés sur la Fig. 7.24.

7.7.5 Développements futurs.

Le modèle de circulation de l'atmosphère de Titan a été porté récemment sur les machines de l'ESTEC (organisme scientifique de l'ASE) et pourrait bientôt être intégré sur des périodes beaucoup plus longues. Outre l'intérêt propre pour l'étude de la dynamique des atmosphères planétaires, ces simulations intéressent l'ASE dans la mesure où elles pourraient permettre de contraindre davantage les modèles de vents utilisés pour étudier la trajectoire de descente de la sonde Huygens dans l'atmosphère de Titan. D'autre part, les résultats de ces simulations seront utilisés en collaboration avec Toon et McKay au NASA Ames Research Center pour étudier dans quelle mesure les effets dynamiques peuvent expliquer la dissymétrie hémisphérique de l'albédo planétaire de Titan observée par Voyager 1 (cf. Fig. 7.25).

FIGURE 7.24 – Vent zonal (m s^{-1}) et température (K) simulés à $L_S = 49^\circ$.

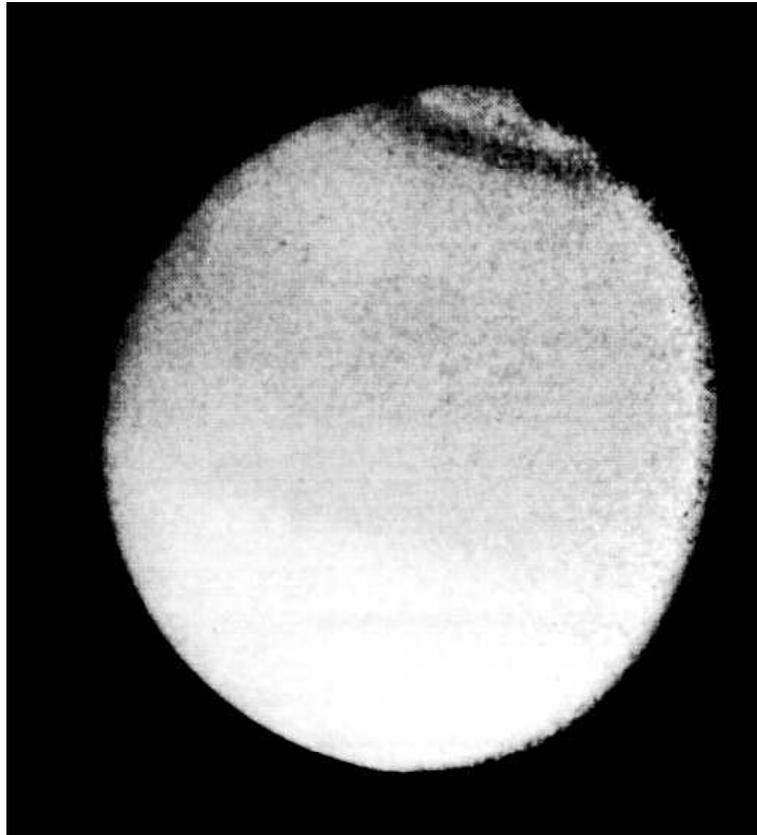


FIGURE 7.25 – Dissymétrie hémisphérique dans l'albédo visible de l'atmosphère de Titan. Les contrastes ont été fortement augmentés.

Pour l'étude de la dynamique des atmosphères planétaires, Titan est sans doute la dernière occasion avant très longtemps de faire des prédictions, soit à partir de théories, soit à partir de modèles numériques et de voir ces résultats infirmés ou validés par les résultats de la mission Cassini-Huygens.

Annexe A

Schéma numérique pour le calcul de la conduction thermique dans le sol

A.1 Les équations

Se reporter à la Section 3.3.3 pour la présentation complète des équations de la conduction thermique dans le sol. La température évolue suivant

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} \quad (\text{A.1})$$

où z (z' dans la Section 3.3.3) est homogène à la racine carrée d'un temps et croît linéairement avec la profondeur. Le niveau $z = 1$ correspond à la profondeur à laquelle l'amplitude de l'onde diurne est diminuée d'un facteur e . Plus généralement, la profondeur z_P de pénétration d'une onde de période P est égale à la racine carrée de cette période comptée en nombre de jours. Le flux de conduction thermique en surface est donné par :

$$F_S = -I \frac{\partial T}{\partial z} \quad (\text{A.2})$$

L'égalité des flux en surface s'écrit :

$$\Sigma F^\downarrow - \epsilon \sigma T_S^4 - I \frac{\partial T}{\partial z} = 0 \quad (\text{A.3})$$

où la somme des flux atmosphériques incidents sur la surface ΣF^\downarrow inclut les flux turbulents et radiatifs atmosphériques et où $\epsilon \sigma T_S^4$ est le flux thermique émis par la surface. A la limite inférieure du modèle de sol, on utilise une condition de flux nul.

A.2 Discrétisation verticale

Le sol est divisé en N couches dont l'épaisseur croît comme une suite géométrique avec la profondeur :

$$z_{k+1} - z_k = \alpha (z_k - z_{k-1}) \quad (\text{A.4})$$

avec $z_0 = 0$ à la surface. La profondeur d'un niveau inter-couche prend la forme simple :

$$z_k = \frac{\alpha^k - 1}{\alpha - 1} z_1 \quad (\text{A.5})$$

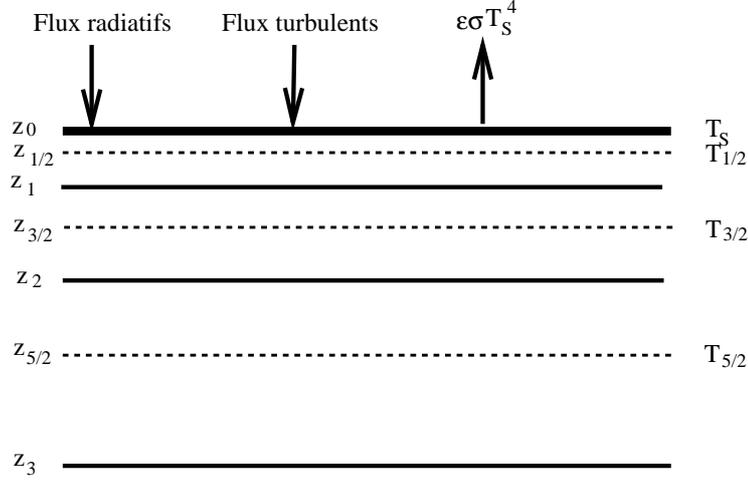


FIGURE A.1 – Disposition des variables pour un sol à trois couches.

Les températures ne sont pas évaluées au milieu des couches au sens de la moyenne arithmétique mais aux niveaux :

$$z_{k+1/2} = \frac{\alpha^{k+1/2} - 1}{\alpha - 1} z_1 \quad (\text{A.6})$$

La disposition des différentes variables est illustrée sur la figure A.1. Cette discrétisation dépend donc de deux paramètres, α et z_1 . Dans le modèle de Mars, on utilise $\alpha = 2$ et $z_1 = 0.1$ ce qui permet de représenter correctement les différentes fréquences depuis la fraction de cycle diurne jusqu'à des périodes de quelques années avec seulement 11 couches. L'évolution de la température au milieu des couches est donnée par

$$\frac{\partial T_{k+1/2}}{\partial t} = \frac{1}{z_{k+1} - z_k} \left(\frac{T_{k+3/2} - T_{k+1/2}}{z_{k+3/2} - z_{k+1/2}} - \frac{T_{k+1/2} - T_{k-1/2}}{z_{k+1/2} - z_{k-1/2}} \right) \quad (\text{A.7})$$

L'évolution temporelle de la température dans la première couche $T_{1/2}$ se calcule comme différence entre la somme ΣF^\downarrow des flux à la surface (flux radiatifs atmosphériques, rayonnement du sol et flux turbulents) et le flux conductif en bas de la première couche :

$$\frac{\partial T_{1/2}}{\partial t} = \frac{1}{z_1 - z_0} \left(\frac{T_{3/2} - T_{1/2}}{z_{3/2} - z_{1/2}} + \frac{\Sigma F^\downarrow - \epsilon \sigma T_s^4}{I} \right) \quad (\text{A.8})$$

Certains des flux en surface dépendent directement de la température de surface ; c'est le cas du rayonnement thermique de la surface vers l'atmosphère et de la diffusion verticale turbulente. Pour évaluer ces flux, on n'utilise pas directement la température dans la première couche du sol $T_{1/2}$ mais la température de surface T_s , calculée comme extrapolation linéaire des températures dans les deux premières couches, ce qui améliore nettement le comportement du modèle quand on n'utilise qu'un faible nombre de couches.

La condition de flux nul à la limite inférieure est traduite en :

$$\frac{\partial T_{N-1/2}}{\partial t} = -\frac{1}{z_N - z_{N-1}} \left(\frac{T_{N-1/2} - T_{N-3/2}}{z_{N-1/2} - z_{N-3/2}} \right) \quad (\text{A.9})$$

A.3 Le schéma d'intégration temporelle

L'intégration temporelle, est basée sur un schéma implicite dans lequel la température au pas t est déduite de la température au pas $t - \delta t$ en résolvant le système d'équations suivant :

$$c_{k+1/2} \left(T_{k+1/2}^t - T_{k+1/2}^{t-\delta t} \right) = d_{k+1} \left(T_{k+3/2}^t - T_{k+1/2}^t \right) - d_k \left(T_{k+1/2}^t - T_{k-1/2}^t \right) \quad (\text{A.10})$$

pour $1 < k < N - 1$,

$$c_{k+1/2} = \frac{z_{k+1} - z_k}{\delta t} \quad (\text{A.11})$$

et

$$d_k = \frac{1}{z_{k+1/2} - z_{k-1/2}} \quad (\text{A.12})$$

Les conditions aux limites s'écrivent simplement, à la surface

$$c_{1/2} \left(T_{1/2}^t - T_{1/2}^{t-\delta t} \right) = d_1 \left(T_{3/2}^t - T_{1/2}^t \right) + \frac{\Sigma F^\downarrow (T_S^t) - \epsilon \sigma T_S^4}{I} \quad (\text{A.13})$$

et au fond

$$c_{N-1/2} \left(T_{N-1/2}^t - T_{N-1/2}^{t-\delta t} \right) = -d_{N-1} \left(T_{N-1/2}^t - T_{N-3/2}^t \right) \quad (\text{A.14})$$

Ce schéma est formellement identique à celui utilisé pour l'intégration temporelle des équations de la diffusion verticale turbulente dans l'atmosphère. Pour le résoudre, il est commode d'introduire les variables intermédiaires α^t et β^t définies par :

$$T_{k+1/2}^t = \alpha_k^t T_{k-1/2}^t + \beta_k^t \quad (\text{A.15})$$

Les coefficients α_k^t et β_k^t au pas de temps t se déduisent facilement des températures au pas précédent ($t - \delta t$) : α_{N-1}^t et β_{N-1}^t s'obtiennent par comparaison des Eqs. A.14 et A.15 :

$$\alpha_{N-1}^t = d_{N-1} / \Delta_{N-1}^t \quad (\text{A.16})$$

et

$$\beta_{N-1}^t = c_{N-1/2} T_{N-1/2}^{t-\delta t} / \Delta_{N-1}^t \quad (\text{A.17})$$

avec

$$\Delta_{N-1}^t = c_{N-1/2} + d_{N-1} \quad (\text{A.18})$$

Ensuite, en remplaçant $T_{k+3/2}^t$ dans l'Eq. A.10 à l'aide de la Eq. A.15, puis en comparant la nouvelle relation avec la relation A.15, on montre facilement la relation récurrente suivante :

$$\alpha_k^t = d_k / \Delta_k^t \quad (\text{A.19})$$

$$\beta_k^t = \left(c_{k+1/2} T_{k+1/2}^{t-\delta t} + d_{k+1} \beta_{k+1}^t \right) / \Delta_k^t \quad (\text{A.20})$$

avec

$$\Delta_k^t = c_{k+1/2} + (1 - \alpha_{k+1}^t) d_{k+1} + d_k \quad (\text{A.21})$$

Calculs à la surface. Une fois calculé l'ensemble des coefficients α_k^t et β_k^t , en remontant depuis le fond jusqu'à la surface, il faut calculer la température dans la première couche $T_{1/2}$. Moyennant quelques substitutions l'Eq. A.13 se ramène à une équation d'évolution de T_S . En utilisant

$$T_{3/2} = \alpha_1^t T_{1/2} + \beta_1^t \quad (\text{A.22})$$

L'Eq. A.13 peut, en effet, être réécrite formellement

$$C_S^* \frac{T_{1/2}^t - T_{1/2}^{t-\delta t}}{\delta t} = F_S^* + \Sigma F^\downarrow - \epsilon \sigma T_S^4 \quad (\text{A.23})$$

où

$$C_S^* = \delta t I \left[c_{1/2} + (1 - \alpha_1^t) d_1 \right] \quad (\text{A.24})$$

a la dimension d'une capacité calorifique surfacique ($Jm^{-2}K^{-1}$) et

$$F_S^* = d_1 I \left[\beta_1^t + (\alpha_1^t - 1) T_{1/2}^{t-\delta t} \right] \quad (\text{A.25})$$

celle d'un flux d'énergie. On remplace ensuite la température dans la première couche par la température T_S interpolée linéairement au niveau de la surface à partir des températures dans les deux premières couches :

$$T_S = (1 + \mu) T_{1/2} - \mu T_{3/2} \quad (\text{A.26})$$

$$= [1 + \mu (1 - \alpha_1^t)] T_{1/2} - \mu \beta_1^t \quad (\text{A.27})$$

avec

$$\mu = \frac{z_{1/2}}{z_{3/2} - z_{1/2}} \quad (\text{A.28})$$

Finalement l'évolution de la température du sol se ramène à

$$C_S \frac{T_S^t - T_S^{t-\delta t}}{\delta t} = F_S + \Sigma F^\downarrow (T_S^t) \quad (\text{A.29})$$

avec

$$C_S = \frac{C_S^*}{1 + \mu (1 - \alpha_1^t)} \quad (\text{A.30})$$

et

$$F_S = F_S^* + C_S^* \frac{T_{1/2}^{t-\delta t}}{\delta t} - C_S \frac{T_S^{t-\delta t} + \mu \beta_1^t}{\delta t} \quad (\text{A.31})$$

Enchaînement des opérations. Le schéma est donc entièrement défini. A partir des températures dans le sol au pas $t - \delta t$ et des flux atmosphériques ΣF^\downarrow , on commence par calculer les coefficients α_k^t et β_k^t (Eqs. A.16 à A.21) ainsi que les coefficients C_S^t et F_S^t . L'Eq. A.29 donne la température T_S^t et l'Eq. A.27 la température $T_{1/2}^t$. Enfin l'Eq. A.15 permet de calculer les températures dans l'ensemble du sol.

Reste un problème : l'Eq. A.29 fait intervenir des flux incidents qui dépendent de la température de surface, le flux radiatif thermique du sol et le flux de diffusion verticale turbulente. Ce dernier est intégré dans le schéma implicite utilisé dans la couche limite. Une astuce permet de conserver la cohérence du schéma de diffusion depuis le fond de l'atmosphère jusqu'en haut du modèle de sol sans toucher au modèle de diffusion turbulente. Elle consiste à inverser l'ordre des opérations dans le modèle de sol. L'enchaînement des opérations est alors le suivant :

1. Les coefficients α_k^t et β_k^t ainsi que C_S^t et F_S^t sont calculés à l'avance au pas $t - \delta t$ et conservés pour le pas t .
2. Dans la diffusion verticale turbulente, au pas de temps t , C_S^t et F_S^t sont utilisés pour calculer la nouvelle température de surface

$$C_S^t \frac{T_S^t - T_S^{t+\delta t}}{\delta t} = \epsilon \sigma (T_S^{t-\delta t})^4 + 4\epsilon \sigma (T_S^{t-\delta t})^3 (T_S^t - T_S^{t-\delta t}) + F_{rad}^\downarrow + F_{turb}^\downarrow \quad (\text{A.32})$$

où on a linéarisé le terme $\epsilon \sigma T_S^4$, et où on a distingué dans les flux incidents, F_{rad}^\downarrow le flux radiatif (ou plus généralement tous les flux qui ne sont pas traité de façon implicite) et le flux turbulent F_{turb}^\downarrow , qui peut être écrit en fonction de la température de surface au pas t

$$F_{turb}^\downarrow = AT_S^t + B \quad (\text{A.33})$$

3. Au pas t , le modèle de sol commence par calculer

$$T_{1/2}^t = \frac{T_S^t + \mu \beta_1^t}{1 + \mu (1 - \alpha_1^t)} \quad (\text{A.34})$$

puis toutes les températures $T_{k+1/2}^t$ en utilisant la relation récurrente A.15

4. Enfin, en sortie du modèle de sol, les coefficients $\alpha_k^{t+\delta t}$ et $\beta_k^{t+\delta t}$ ainsi que $C_S^{t+\delta t}$ et $F_S^{t+\delta t}$ sont calculés et conservés pour le pas physique $t + \delta t$.

L'enchaînement des opérations est illustré sur la figure A.2.

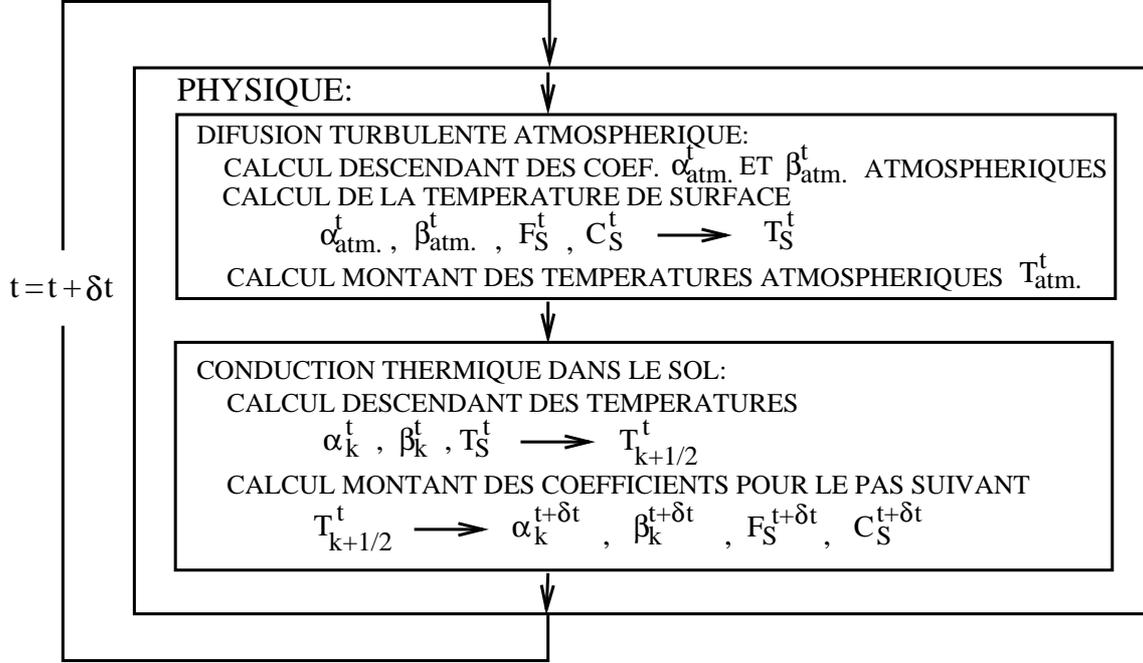


FIGURE A.2 – Schéma d'intégration temporelle pour le calcul de la conduction thermique dans le sol.

A.4 Tests numériques

A.4.1 Calcul de la réponse à un forçage sinusoïdal

Les solutions périodiques de l'équation A.1

$$\Delta T = \Delta T_0 e^{i(\omega t - kz)} \quad (\text{A.35})$$

(avec $\Delta T = T - T_{eq}$ où T_{eq} est la température d'équilibre du système) satisfait la relation de dispersion

$$i\omega = -k^2 \quad (\text{A.36})$$

dont la seule racine

$$k = \sqrt{\omega} e^{-i\pi/4} \quad (\text{A.37})$$

décroit avec z . Pour un forçage sinusoïdal

$$F = F_0 e^{i(\omega t - \phi)} \quad (\text{A.38})$$

l'équation A.2 devient

$$F_0 e^{-i\phi} = I \Delta T_0 i \sqrt{\omega} e^{-i\pi/4} \quad (\text{A.39})$$

d'où découlent à la fois l'amplitude

$$\Delta T_0 = \frac{F_0}{I \sqrt{\omega}} \quad (\text{A.40})$$

et le retard de phase $-\phi = \pi/4$ de la température du sol sur le forçage.

Remarquons que pour une formulation comme celle du LMD où la température de surface est calculée en supposant le sol réduit à une couche, avec un flux nul au fond, l'évolution de la température du sol se réduit à

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \frac{1}{C_S} \sum F^\downarrow \quad (\text{A.41})$$

Une telle formulation produit une erreur systématique de $\pi/4$ sur le déphasage (qui vaut alors $\pi/2$).

Les amplitudes et déphasages obtenus avec le modèle de sol présenté ici ont été calculés pour un grand nombre de fréquences allant de la fraction de jour à la dizaine d'années. Les résultats correspondants sont reportés sur la Fig. A.3 La valeur de l'inertie thermique est fixée à $2000 J m^{-2} K^{-1} s^{-1/2}$, valeur typique des conditions terrestres. La courbe en pointillés correspond à l'ancienne formulation du MCG climatique utilisant une capacité calorifique de surface. La capacité est celle correspondant à la pénétration d'une onde de cinq jours. Le domaine de validité en amplitude est extrêmement réduit (il est loin de couvrir l'ensemble des variations synoptiques) et on retrouve l'erreur constante sur la phase de $-\pi/4$. La courbe en trait discontinu montre les résultats d'un modèle à quatre couches avec $z_1 = 0.5$ et $\alpha = 3.6$; le centre de la seconde couche est situé à peu près au niveau de la profondeur de pénétration de l'onde diurne et le centre de la dernière couche correspond au cycle annuel. La courbe pleine correspond à un modèle à huit couches avec $z_1 = 0.2$ et $\alpha = 2.2$. La pénétration de l'onde diurne correspond ici à la troisième couche du modèle et les deux dernières couches se trouvent au-delà du cycle annuel.

A.5 Pour conclure ...

Ainsi écrit, le schéma est formellement équivalent à la résolution implicite d'une équation de diffusion, depuis le sommet de l'atmosphère jusqu'au fond du modèle de sol, mais résolue avec deux modèles complètement indépendants pour le sol et l'atmosphère. Si la condition de limite en surface a été transformée pour introduire une capacité calorifique surfacique, c'est uniquement pour pouvoir découpler facilement les deux schémas numériques. Cependant, le schéma n'a rien à voir avec l'ancien schéma du LMD dans lequel le calcul de la température du sol se réduisait à l'utilisation d'une capacité calorifique surfacique unique correspondant à une seule couche dans le sol dont l'épaisseur était réglée pour reproduire correctement l'amplitude de la réponse en température à une fréquence bien déterminée. Outre qu'un tel schéma ne représente correctement la réponse en amplitude qu'autour d'une fréquence particulière, il introduit une erreur systématique sur la phase. Pour un coût numérique négligeable (0.1% du MCG Martien avec 11 niveaux dans le sol) une résolution en différences finies comme celle proposée ici permet de calculer correctement la réponse en phase et en amplitude pour un large spectre de forçage. Pourquoi se priver ?

Jan Polcher qui a introduit le cycle diurne dans le modèle terrestre du LMD a transformé en partie ce schéma pour y introduire l'effet de la neige en changeant la conductivité du sol.

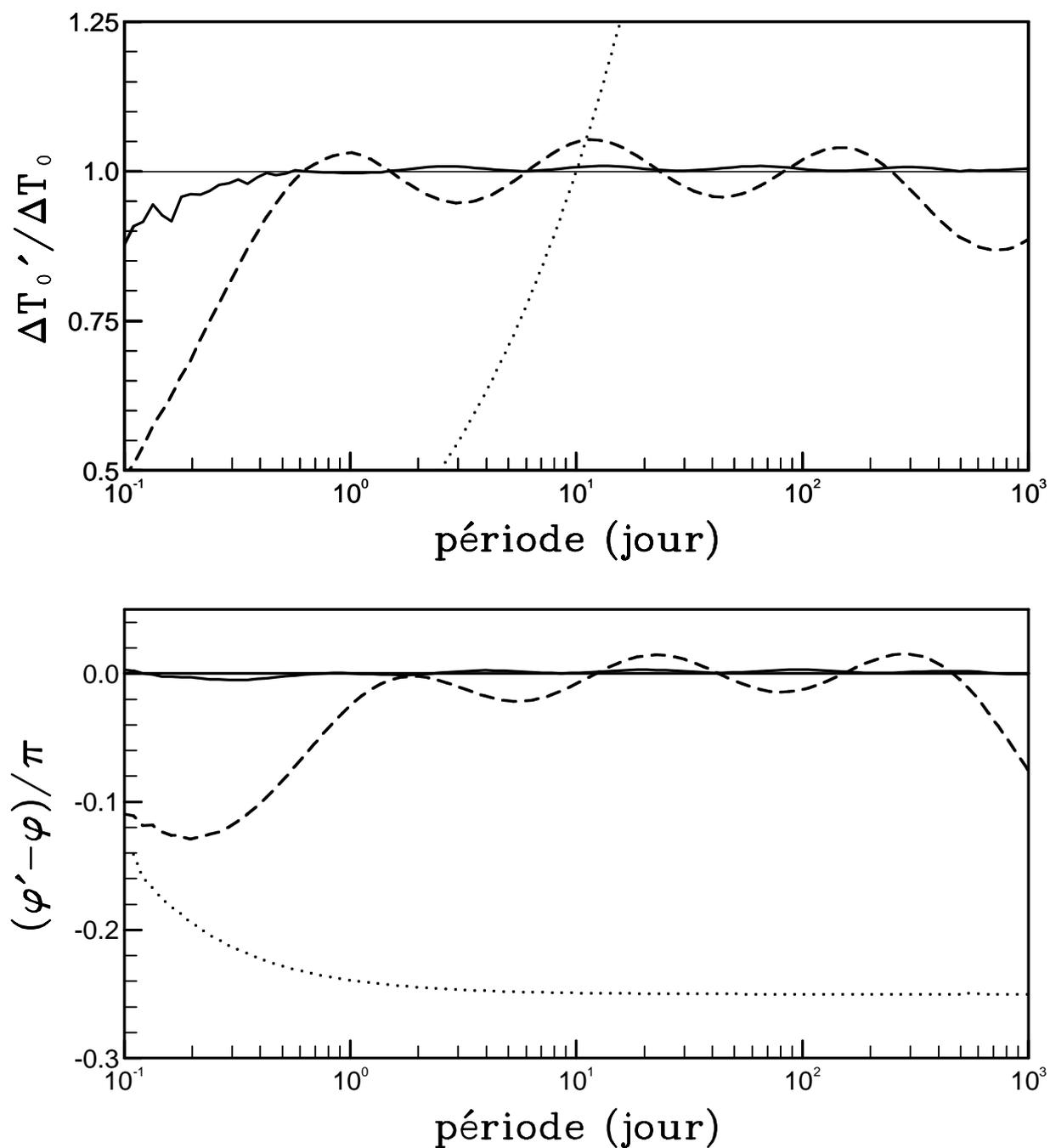


FIGURE A.3 – Test du modèle de sol pour des solutions sinusoïdales

Trois modèles utilisant respectivement une (pointillés) quatre (trait discontinu) et huit couches (trait plein) sont testées pour des périodes allant de 0.1 à 1000 jours. Les amplitudes et déphasages (respectivement $\Delta T'_0$ et φ') simulés sont comparés avec les valeurs théoriques (respectivement ΔT_0 et φ).

Annexe B

Calcul numérique de la fonction de Voigt

B.1 Tabulation du profil de Voigt

Pour tabuler le profil de Voigt, on commence par le réécrire sous forme d'une fonction simple à deux paramètres. On a choisit ici la forme suivante :

$$f_{\alpha_L, \alpha_D}(\nu) = \frac{\pi^{-3/2}}{\alpha_D} F_{\frac{\alpha_D}{\alpha_L}} \left(\frac{\Delta\nu}{\alpha_L} \right) \quad (\text{B.1})$$

avec

$$F_\lambda(x) = \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\exp-(t/\lambda)^2}{1 + (x - t)^2} dt \quad (\text{B.2})$$

C'est cette fonction F qui est tabulée.

Dans la pratique, il n'est pas utile de tabuler toute la fonction. D'une part, pour les petites valeurs de λ (limite Lorentz valable par exemple dans la troposphère terrestre), le profil Doppler apparaît comme un dirac par rapport au profil de collision et disparaît dans le produit de convolution. Pour la même raison d'autre part, les ailes des raies sont systématiquement Lorentz. En pratique, dans les conditions martiennes, il suffit de prendre

$$0.1 < \lambda < 15000. \quad (\text{B.3})$$

On a utilisé dans cette intervalle 500 valeurs de λ réparties régulièrement en $\ln \lambda$.

Pour tabuler la fonction pour une valeur fixée de λ , on utilise une formule approchée de la demie-largeur de Voigt [167] :

$$\alpha_V = (\alpha_L/2) + [(\alpha_L/2)^2 + \alpha_D^2/\ln 2] \quad (\text{B.4})$$

ce qui correspond pour F_λ à une valeur de x

$$x_0 = (1/2) + [1/4 + \lambda^2/\ln 2] \quad (\text{B.5})$$

La valeur de F est tabulée à raison de :

- 80 points pour $0 < x < 3x_0$
- 60 points pour $3x_0 < x < 10x_0$

les points étant répartis régulièrement dans chacun des deux intervalles. On calcule donc finalement un tableau de coefficients $(a_{j,k})$ avec $k = 1, \dots, 500$ et $j = 1, \dots, 140$. Pour $x > 10x_0$, on utilise le profil Lorentz.

B.2 Algorithmique

Dans la pratique, l'essentiel du temps CPU est consommé pour le calcul du profil de raie. Pour une formulation tabulée comme celle utilisée ici, ce coût CPU est dominé par les temps d'accès aux différents éléments des tableaux. Plutôt que d'effectuer, fréquence après fréquence, un calcul pour l'ensemble des raies moléculaires (dans lequel on fait appel à chaque fois à une valeur de λ différente) il est de loin préférable d'effectuer pour chaque raie une intégration en fréquence aussi large que possible ; pour cette raie particulière, on utilise toujours la même valeur de λ et on peut donc ramener le tableau des coefficients à un tableau unidimensionnel de taille très modeste : 140 éléments. On peut, de plus, sans augmenter le coût numérique, utiliser une valeur interpolée des coefficients : pour une raie donnée correspondant à $\lambda_k < \lambda < \lambda_{k+1}$, on commence par calculer les 140 coefficients interpolés

$$a_j^\lambda = a_{j,k} + (\lambda - \lambda_k) \frac{a_{j,k+1} - a_{j,k}}{\lambda_{k+1} - \lambda_k} \text{ pour } j = 1, \dots, 140 \quad (\text{B.6})$$

puis on travaille avec ces 140 coefficients sur l'ensemble du spectre. Dans la pratique cette inversion du schéma requiert une grande place mémoire (plusieurs dizaines de Moctets dans la configuration Martienne) et il faut éventuellement faire un compromis en divisant le spectre en quelques grands intervalles spectraux.

Ainsi formulé le calcul devient raisonnablement rapide. La partie la plus coûteuse concerne alors les ailes Lorentz ($x > 10x_0$) qui ne sont pas tabulées. On a donc également développé un algorithme de calcul rapide du profil Lorentz. Pour simplifier, le principe peut être présenté pour le calcul de la fonction :

$$y = \frac{1}{1 + x^2} \quad (\text{B.7})$$

L'idée de base consiste à fixer *a priori* la précision désirée en y . En utilisant le fait que le pas en x (appelons le h) de l'intégration est constant, on obtient un majorant simple pour l'erreur relative sur y :

$$|dy/y| = |2xydx| < |2dx/x| = 2nh/|x| \quad (\text{B.8})$$

où n est le nombre de pas correspondant à dx . Pour obtenir une précision ϵ sur y , il suffit d'imposer

$$n < \epsilon|x|/(2h) \quad (\text{B.9})$$

Pour n points consécutifs, il suffit donc de calculer y une fois pour toutes au centre de l'intervalle. Le calcul devient d'autant plus avantageux que x devient grand. Ceci permet de calculer à moindre frais les ailes lointaines des raies.

La validation du calcul rapide du profil des raies est présentée sur la Fig. B.1. Les calculs effectués pour une largeur Doppler deux fois supérieure à la largeur Lorentz sont comparés avec une intégration complète du profil de Voigt.

La Fig. B.2 montre un zoom sur le centre de la raie correspondant à la partie tabulée du profil. La Fig. B.3 est également un zoom de la Fig. B.1 mais sur les ailes Lorentziennes du profil. Il faut souligner qu'il est nécessaire de conserver une précision relative aussi bonne dans les ailes de la raie qu'au centre à cause de la très grande dynamique des intensités des raies (les intensités des raies les plus faibles et les plus fortes, recensées dans GEISA, sont séparées d'un facteur 10^6 environ).

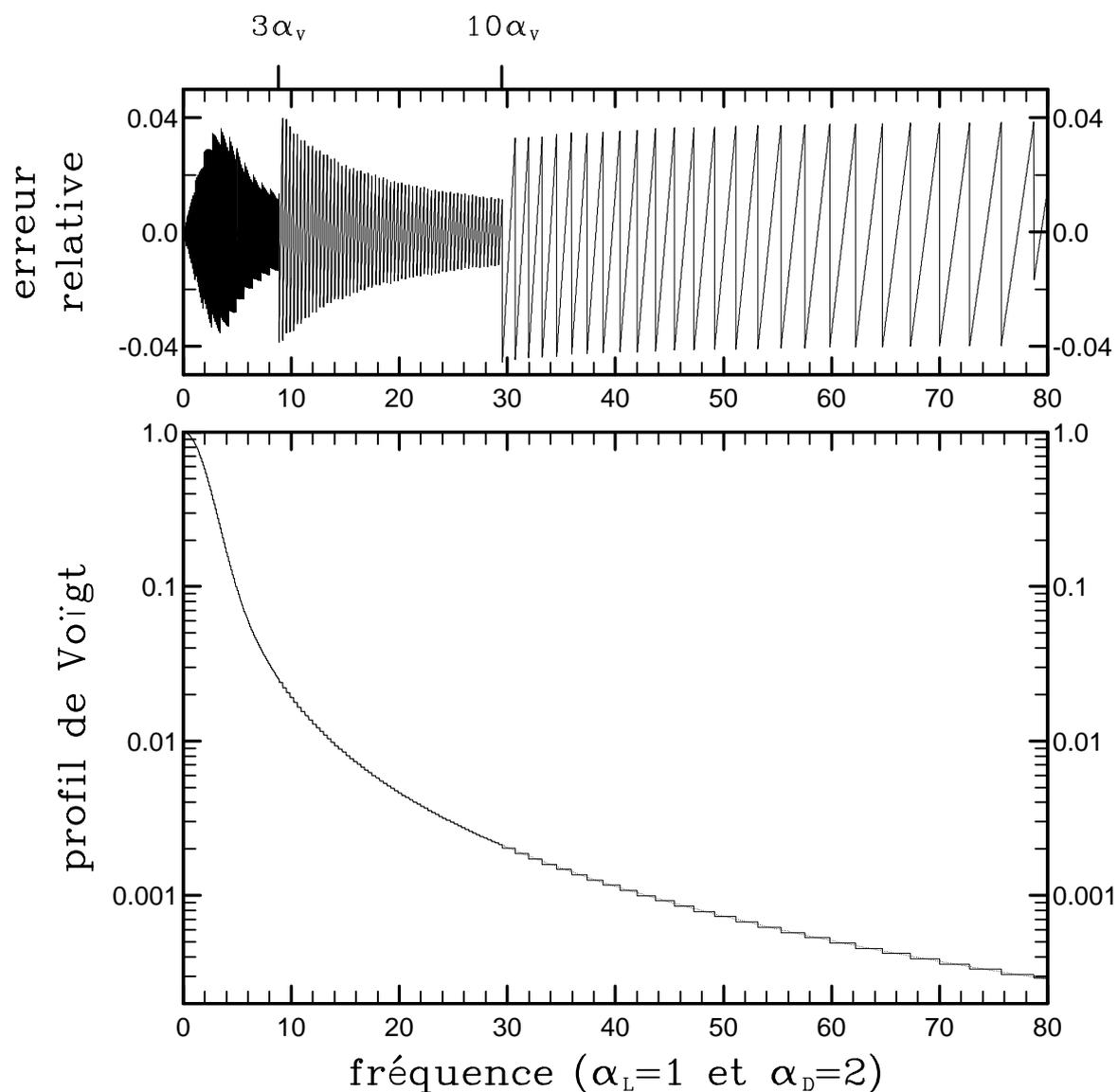


FIGURE B.1 – Test du calcul rapide du profil de Voigt

Le profil de Voigt, calculé d'une part avec un algorithme complet (courbe pointillé) et d'autre part avec l'algorithme rapide du modèle raie-par-raie (courbe pleine) sont superposés sur le graphique du bas. Le graphique du haut montre l'erreur relative. L'unité de fréquence est la demi-largeur Lorentz de la raie. On voit très clairement sur le graphique du haut la transition entre les deux tables utilisée pour la partie centrale de la raie ($\nu = 3\alpha_L$) et la transition entre la partie centrale et l'aile Lorentzienne ($\nu = 10\alpha_L$).

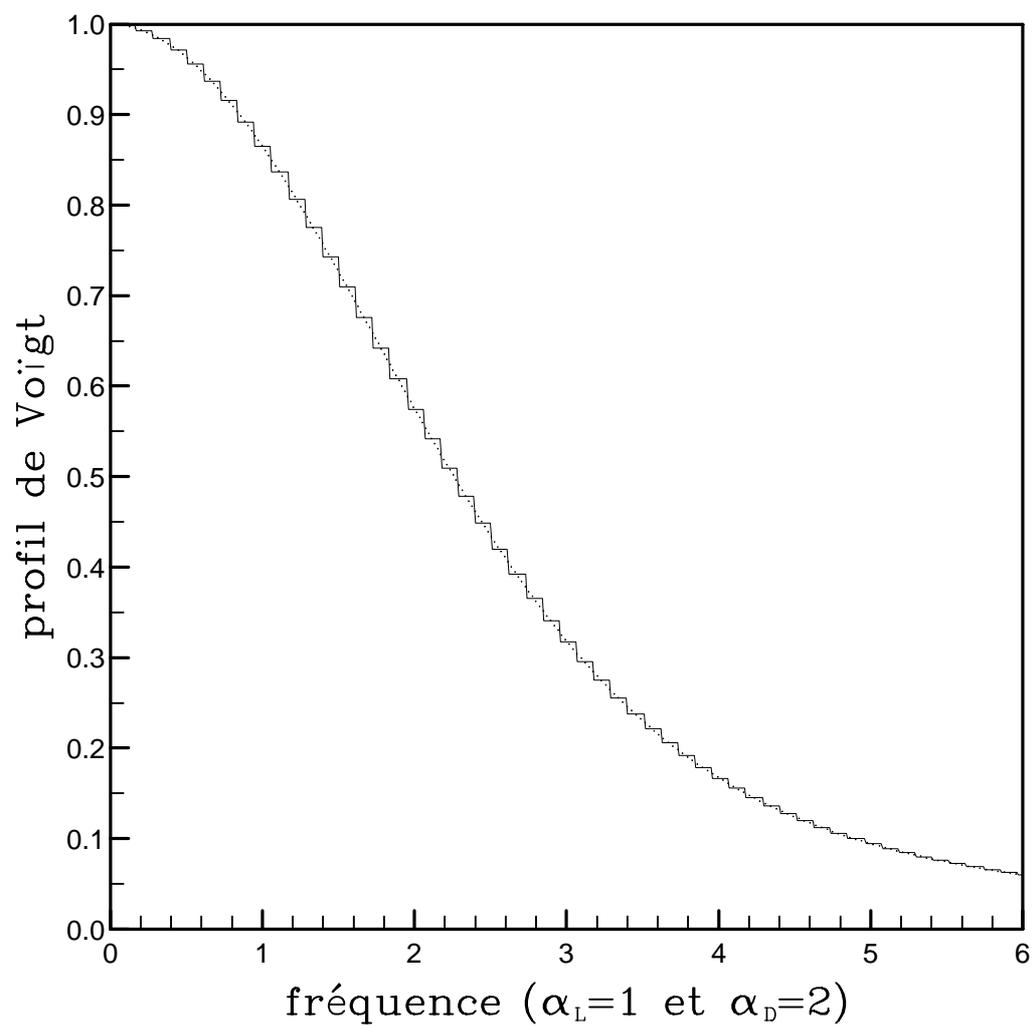


FIGURE B.2 – Test du calcul rapide du profil de Voigt (centre de la raie)
Ce graphique est un zoom de la Figure B.1 sur la partie centrale de la raie.

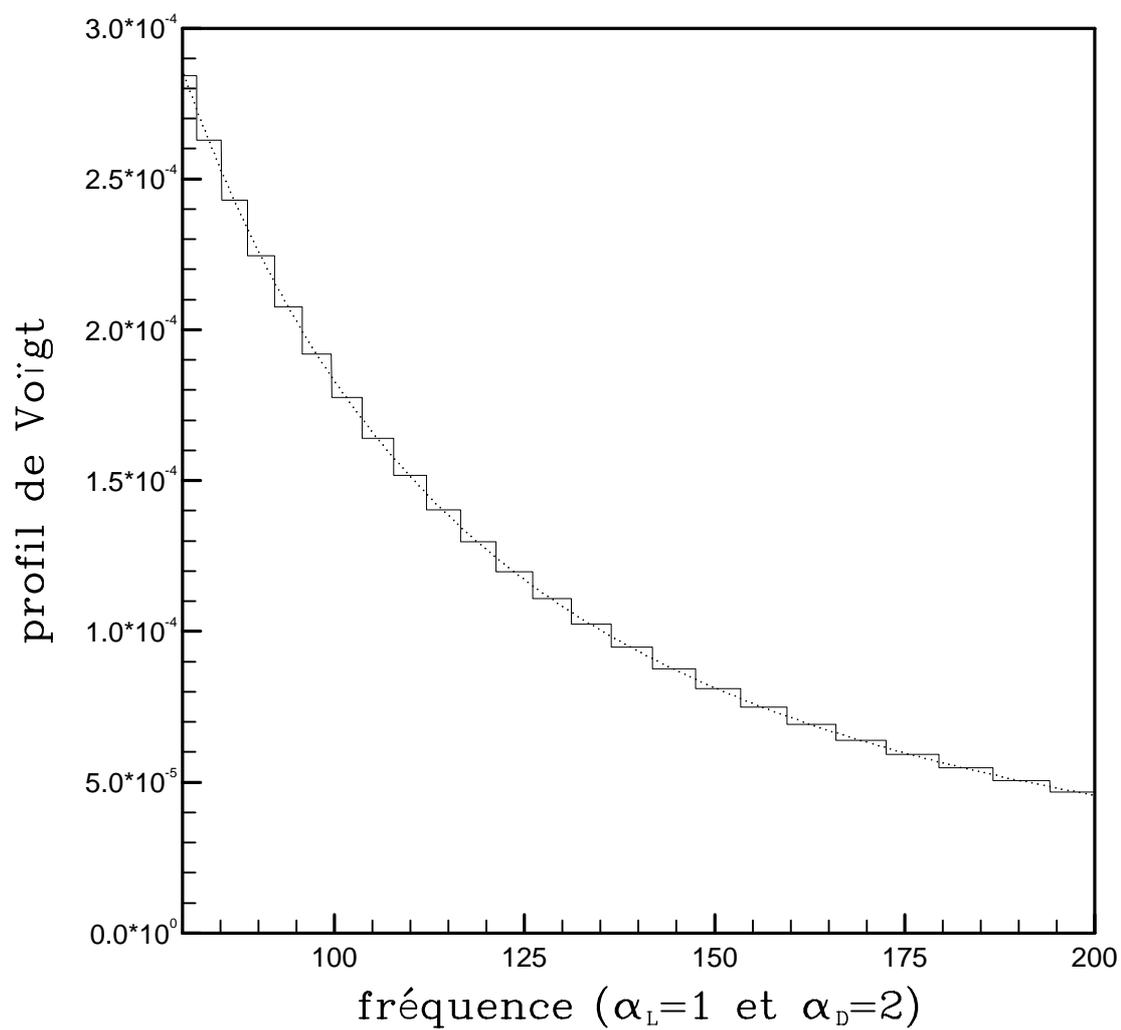


FIGURE B.3 – Test du calcul rapide du profil de Voigt (ailes Lorentz)
Ce graphique est un zoom de la Figure B.1 sur les ailes Lorentz de la raie.

Annexe C

Conclusion

Cette thèse a peut-être été avant tout (au moins en terme de quantité de travail) l'occasion de développer un outil numérique puissant : le modèle de circulation générale des atmosphères planétaires. Ce modèle a été adapté de celui utilisé au LMD pour étudier le climat terrestre profitant ainsi des moyens et outils développés dans cette discipline. L'utilisation dans des conditions très différentes de paramétrisations développées dans le cadre de la modélisation terrestres ont permis d'apporter des améliorations : la conservation du moment cinétique a été introduite dans le modèle climatique du LMD et certaines modifications ont été effectuées à la fois au centre Européen et au LMD dans le modèle de rayonnement développé par Jean-Jacques Morcrette.

Dans ses trois versions (Mars, Titan et planète à 20 paramètres), le modèle a déjà permis d'obtenir des résultats scientifiques nouveaux. Sur Mars, les grandes oscillations de la pression observée aux sites Viking étaient généralement considérées comme représentatives de la masse globale de l'atmosphère; les simulations numériques ont permis de montrer que des effets orographiques et dynamiques contribuaient également de façon significative à ces grandes oscillations de pression qui sont de ce fait extrêmement variables d'un point à l'autre de la planète. Il faut rappeler que ce modèle est le premier à avoir été intégré sur plus d'une année martienne complète (en fait plusieurs dizaines d'années ont été simulées en basse résolution sur une station de travail). En jouant sur un minimum de paramètres, albédo et émissivité des calottes polaires, le modèle semble capable de simuler correctement la circulation de l'atmosphère de Mars, montrant un très bon accord avec l'essentiel des données disponibles actuellement. Pour Titan, le modèle de circulation semble produire spontanément une superrotation analogue à celle de Vénus, en accord avec certaines observations [38, ?], mais la simulation la plus longue couvre encore moins d'une année de Titan et les résultats sont donc encore relativement préliminaires. Ils nous ont cependant poussé à étudier plus en détail le phénomène de superrotation en utilisant, pour les simulations, la version à 20 paramètres du modèle de circulation générale. Pour une Terre tournant dix fois moins vite couverte par une atmosphère absorbant fortement le rayonnement solaire, le modèle produit effectivement une très forte superrotation, analogue à celle de Vénus. C'est la première fois qu'une telle superrotation était produite par un modèle numérique pour une atmosphère dans laquelle la circulation est forcée uniquement par les différences latitudinales de l'ensoleillement. Au moins dans les simulations, cette superrotation est créée et entretenue par un mécanisme proposé en 1975 par Gierasch pour expliquer le maintien de la superrotation de Vénus, la circulation de Hadley effectuant un transport net de moment cinétique vers le haut de l'atmosphère, capable d'équilibrer les effets de la diffusion verticale. Les études menées lors de cette thèse ont permis de mettre clairement en évidence l'importance des instabilités inertielles et baroclines qui transportent le moment cinétique vers l'équateur dans la branche haute de la cellule de Hadley.

Ces développements ont donné lieu à des interactions avec les agences spatiales, essentiellement en vue de préparer les missions futures. Le développement du modèle de circulation de Titan a été d'ailleurs en très grande partie motivé par la préparation de la mission Huygens, première mission spatiale planétaire placée sous la responsabilité de l'Agence Spatiale Européenne. En ce

qui concerne Mars, François Forget, qui a effectué un stage au LMD et prévoit de revenir y faire une thèse sur Mars, est actuellement payé par le Centre National d'Etudes Spatiales pour effectuer, au "NASA Ames Research Center", des études pour la préparation de la mission Ballon du CNES. Dans ce cadre, il a commencé à effectuer des comparaisons entre le modèle de la NASA et celui du LMD pour évaluer la fiabilité des informations fournies par ces modèles. Dans le cadre de la préparation des missions spatiales sur Mars par exemple, le modèle de circulation atmosphérique peut également servir à sélectionner des sites particulièrement intéressants d'un point de vue météorologique en vue de l'installation de sonde à la surface. Mais l'utilisation des modèles de circulation générale ne doit pas se limiter à cette phase amont de préparation des missions. Si dans les décennies 70-80 les missions spatiales d'exploration planétaire pouvaient se justifier simplement par le fait qu'elles ramenaient des clichés photographiques de mondes totalement inconnus jusqu'alors (l'odyssée de Voyager à travers le système solaire ou les missions Mariner 9 et Viking sur Mars en sont de bons exemples), les missions qui sont développées actuellement iront souvent explorer des objets sur lesquels nous possédons déjà beaucoup de données. Ces missions devront donc poursuivre des objectifs scientifiques beaucoup plus ambitieux et fourniront des quantités de données nouvelles qui ne présenteront d'intérêt que si des méthodes automatiques permettent de les exploiter efficacement. La meilleure façon d'exploiter les données atmosphériques réside très certainement dans l'utilisation des méthodes dites d'assimilation, méthodes développées principalement, sur Terre, pour la prévision météorologique ; les résultats de ces assimilations sont utilisés tous les jours dans les laboratoires qui étudient le climat comme base de données sur la circulation atmosphérique terrestre, sa variabilité *etc.* Il paraît indispensable que, dans les années à venir, les agences spatiales qui se lanceront dans des missions spatiales planétaires, investissent en même temps dans les moyens de ce type qui permettront seuls de pouvoir justifier les missions très lourdes qui sont programmées.

Le modèle de circulation générale ne sera bien évidemment pas seulement employé dans cette optique spatiale. Il permettra d'étudier des problèmes scientifiques très variés. D'abord la version martienne (qui devrait encore évoluer prochainement avec la modélisation du transport des poussières et des nuages de glace carbonique) permettra d'aborder certaines énigmes du climat martien comme la persistance des calottes polaires (au moins au sud) et les raisons de l'existence d'années avec et d'années sans tempêtes de poussière globales ainsi que tous les problèmes liés aux dissymétries hémisphériques. Mars présente ensuite un intérêt tout particulier du point de vue de la météorologie comparée avec la Terre, et il sera intéressant d'appliquer les techniques très fines développées au LMD par le groupe diagnostic pour étudier ces problèmes plus en détail.

L'autre axe de recherche important concerne l'étude plus générale des régimes de circulation atmosphérique sur les planètes. Le modèle à 20 paramètres est un outil particulièrement bien adapté pour ce type d'étude. Malgré sa simplicité, il rend compte de façon relativement réaliste des grandes lignes de la circulation terrestre. Jusqu'à maintenant, au moins deux régimes de circulations très différents ont été mis en évidence, aussi bien par l'observation que par la modélisation numérique : un premier régime de type terrestre ou martien avec une circulation dominée, dans les basses latitudes, par une circulation de type cellule de Hadley et, dans les moyennes latitudes, par des ondes baroclines ; un deuxième régime, celui de Vénus et peut-être de Titan, dans lequel l'atmosphère tourne dans son ensemble beaucoup plus vite que la planète solide ; cette superrotation s'accompagne de perturbations horizontales essentiellement barotropes. Si la faible rotation de la planète joue certainement en faveur du second cas de figure, les domaines de paramètres dans lesquels une telle circulation apparaît restent encore à déterminer. La circulation de Hadley elle-même mérite certainement qu'on revienne dessus avec ce type d'outil pour comprendre quels sont exactement les phénomènes qui contrôlent son extension horizontale ou verticale et son intensité. De telles études sont certainement très intéressantes pour la compréhension de la circulation terrestre elle-même car elles permettent de s'abstraire de toutes les complications du système climatique, liées au cycle hydrologique, aux océans et au relief.

Enfin, je voudrais terminer ce manuscrit avec Titan. On aura bientôt fait le tour de toutes les atmosphères de type terrestre dans le système solaire et il faudra attendre longtemps sans doute pour aller voir ce qui se passe près des étoiles voisines, à supposer qu'elle soient accompagnées d'un cortège planétaire. La mission Cassini-Huygens offre donc une dernière chance avant longtemps de

faire une prédiction quant au régime de circulation atmosphérique : la comparaison aux résultats de la mission sera une épreuve très importante, à la fois pour les modèles et les théories de la circulation générale atmosphérique.

Bibliographie

- [1] Abramowitz (M.) et Stegun (I. A.) (édité par). – *Handbook of Mathematical Functions*. – New York, Dover, 1965.
- [2] Arié (E.), Lacombe (N.) et Lévy (A.). – Measurement of CO₂ line broadening in the 10.4 μm laser transition at low temperatures. *Appl. Opt.*, vol. 26, 1987, pp. 1636–1640.
- [3] Barkstrom (B. R.) et Smith (G. L.). – The Earth Radiation Budget Experiment : Science and implementation. *Rev. Geophys.*, vol. 24, 1986, pp. 379–390.
- [4] Barnes (J. R.). – Time spectral analysis of the midlatitude disturbances in the Martian atmosphere. *J. Atmos. Sci.*, vol. 37, 1980, pp. 2002–2015.
- [5] Barnes (J. R.). – Midlatitude disturbances in the Martian atmosphere : A second Mars year. *J. Atmos. Sci.*, vol. 38, n° 2, 1981, pp. 225–234.
- [6] Basdevant (C.), Lessieur (M.) et Sadourny (R.). – Subgrid scale modeling of enstrophy transfer in two-dimensional turbulence. *J. Atmos. Sci.*, vol. 35, 1978, pp. 1028–1042.
- [7] Boyer (C.) et Guérin (P.). – Mise en évidence directe, par la photographie d'une rotation rétrograde de vénus en 4 jours. *C. R. Hebd. Séances Acad. Sci.*, vol. 263, 1966, pp. 253–255.
- [8] Briggs (G.), Klaasen (K.), Thorpe (T.) et Wellman (J.). – Martian dynamical phenomenon during June–November 1976 : Viking orbiter imaging results. *J. Geophys. Res.*, vol. 82, 1977, pp. 4121–4149.
- [9] Briggs (G. A.) et Taylor (F. W.). – *Photographic Atlas of the Planets*. – Cambridge University Press, 1982.
- [10] Cassé (V.). – *Elaboration d'un modèle couplé océan tropical–atmosphère globale*. – Thèse, Université Paris VI, 1989.
- [11] Chandrasekhar (S.). – *Radiative transfer*. – 180 Varick Street, New York, Dover publications, 1960.
- [12] Charney (J. G.). – The dynamics of long waves in a baroclinic westerly current. *J. Meteor.*, vol. 35, 1947, pp. 135–162.
- [13] Chedin (A.), Husson (N.), Scott (N. A.), Cohen-Hallaleh (I.) et Berroir (A.). – *The "GEISA" data bank 1984 version*. – Rapport technique n° 127, Ecole Polytech., Palaiseau, France, Laboratoire de Météorologie Dynamique du CNRS, 1984.
- [14] Conrath (B.), Curran (R.), Hanel (R.), Kunde (V.), Maguire (W.), Pearl (J.), Pirraglia (J.), Welker (J.) et Burke (T.). – Atmospheric and surface properties of Mars obtained by infrared spectroscopy on Mariner 9. *J. Geophys. Res.*, vol. 78, 1973, pp. 4267–4278.
- [15] Conrath (B. J.). – Thermal structure of the Martian atmosphere during the dissipation of dust storm of 1971. *Icarus*, vol. 24, 1975, pp. 36–46.
- [16] Courant (R.), Friedrichs (K. O.) et Lewy (H.). – *Math. Ann.*, vol. 100, 1928, p. 32.
- [17] Courtier (P.) et Talagrand (O.). – Variational assimilation of meteorological observations with the adjoint vorticity equation. II : Numerical results. *Q. J. R. Meteorol. Soc.*, vol. 113, 1987, pp. 1329–1347.
- [18] Courtier (P.) et Talagrand (O.). – Variational assimilation of meteorological observations with the direct and adjoint shallow-water equations. *Tellus*, vol. 42A, 1990, pp. 531–549.

- [19] Coustenis (A.). – Titan's atmosphere : latitudinal variations in temperature and composition. In ESA [29], pp. 53–58.
- [20] Crisp (D.), Fels (S. B.) et Schwarzkopf (M. D.). – Approximate methods for finding CO₂ 15μm band transmission in planetary atmospheres. *J. Geophys. Res.*, vol. 91, n° D11, 1986, pp. 11,851–11,866.
- [21] Curtis (A. R.). – Contribution to a discussion of a statistical model for water vapor absorption', by R. M. Goody. *Q. J. R. Meteorol. Soc.*, vol. 78, 1952, p. 638.
- [22] Davies (D. W.). – The relative humidity of Mars atmosphere. *J. Geophys. Res.*, vol. 84, n° B14, 1979, pp. 8335–8340.
- [23] Del Genio (A.) et Suozzo (R. J.). – A comparative study of rapidly rotating dynamical regimes in a terrestrial general circulation model. *J. Atmos. Sci.*, vol. 44, 1987, pp. 973–986.
- [24] Del Genio (A. D.), Meccage (J. K.), Suozzo (R.), Opstbaum (R.), Rind (D.), Rossow (W. B.), Russell (G.) et Travis (L. D.). – Variable rotation rate experiments with the GISS general circulation model. *Bull. Am. Astron. Soc.*, vol. 15, 1983, p. 821.
- [25] Del Genio (A. D.) et Rossow (W. B.). – Temporal variability of ultraviolet cloud features in the venus startosphere. *Icarus*, vol. 51, 1982, pp. 391–415.
- [26] Eady (E. T.). – Long waves and cyclones. *Tellus*, vol. 1, 1950, pp. 35–52.
- [27] Ekonomov (A. P.), Golovin (Y. M.), Moroz (M. I.) et Moshkin (B. Y.). – Solar scattered radiation measurements by Venus probes. In Hunten et al. [73], pp. 632–649.
- [28] Elsasser (W. M.). – *Heat Transfer by Infrared Radiation in the Atmosphere*. – Cambridge, Mass., Harvard University Press, 1942, *Harvard Meteorol. Stud.*, volume 6, 43p.
- [29] ESA (édité par). – *Symposium on Titan*. – Paris, France, ESA Publications Division, 1992.
- [30] Evans (D. S.). – A fancier of Mars. *Science*, vol. 193, 1976, p. 754. – Book review.
- [31] Fels (S. B.). – Momentum and energy exchanges due to orographically scattered gravity waves. *J. Atmos. Sci.*, vol. 34, 1977, pp. 499–514.
- [32] Fels (S. B.). – Simple strategies for inclusion of Voigt effect in infrared cooling rate calculations. *Appl. Opt.*, vol. 18, 1979, pp. 2634–2637.
- [33] Fels (S. B.) et Lindzen (R. S.). – The interaction of thermally excited gravity waves with the mean zonal flows. *Geophys. Fluid Dyn.*, vol. 6, 1974, pp. 149–191.
- [34] Fels (S. B.) et Schwarzkopf (M. D.). – An efficient, accurate algorithm for calculating CO₂ 15μm band cooling rates. *J. Geophys. Res.*, vol. 86, n° C2, 1981, pp. 1205–1232.
- [35] Fjeldbo (G.), Sweetnam (D.), Brenkle (J.), Christensen (E.), Farless (J.), Seidel (B.), Michael (W.), Wallio (A.) et Grossi (M.). – Viking radio occultation measurements of the Martian atmosphere and topography : primary coverage. *J. Geophys. Res.*, vol. 82, 1977, pp. 4317–4324.
- [36] Fjortoft (R.). – Stability properties of large-scale disturbances. In : *Compendium of meteorology*, éd. par Malone (T. F.). pp. 454–463. – Boston, 1951.
- [37] Flasar (F. M.) et Conrath (B. J.). – Titan's stratospheric temperatures : a case for dynamical inertia? *Icarus*, vol. 85, 1990, pp. 346–354.
- [38] Flasar (F. M.), Samuelson (R. E.) et Conrath (B. J.). – Titan's atmosphere : temperature and dynamics. *Nature*, vol. 292, 1981, pp. 693–698.
- [39] Forget (F.). – Simulation numérique de l'atmosphère martienne. – 1991. Rapport du stage de DEA "Océanologie, météorologie et environnement" de Paris VI.
- [40] Fouquart (Y.). – Utilisation des approximants de Padé pour l'étude des largeurs équivalentes des raies formées en atmosphère diffusante. *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer*, vol. 14, 1974, pp. 497–508.
- [41] Fouquart (Y.) et Bonnel (B.). – Computations of solar heating of the Earth's atmosphere : A new parametrization. *Contrib. Atmos. Phys.*, vol. 53, 1980, pp. 35–62.

- [42] French (R. G.), Gierasch (P. J.), Popp (B. D.) et Yerdon (R. J.). – Global patterns in cloud forms on Mars. *Icarus*, vol. 45, 1981, pp. 468–493.
- [43] Geleyn (J. F.) et Hollingsworth (A.). – An economical method for the computation of the interaction between scattering and line absorption of radiation. *Contrib. Atmos. Phys.*, vol. 52, 1979, pp. 1–16.
- [44] Gierasch (P.) et Goody (R.). – An approximate calculation of radiative heating and radiative equilibrium in the Martian atmosphere. *Planet. Space Sci.*, vol. 15, 1967, pp. 1465–1477.
- [45] Gierasch (P. J.). – Meridional circulation and the maintenance of the Venus atmospheric rotation. *J. Atmos. Sci.*, vol. 32, 1975, pp. 1038–1044.
- [46] Godson (W. L.). – The evaluation of infra-red radiative fluxes due to atmospheric water vapor. *Q. J. R. Meteorol. Soc.*, vol. 79, 1953, p. 367.
- [47] Goody (R. M.). – A statistical model for water vapour absorption. *Q. J. R. Meteorol. Soc.*, vol. 78, 1952, pp. 165–169.
- [48] Goody (R. M.). – *Atmospheric Radiation, vol. I, Theoretical Basis*. – New York, Oxford University Press, 1964.
- [49] Goody (R. M.) et Yung (Y. L.). – *Atmospheric Radiation, Theoretical Basis*. – 200 Madison Avenue, New York, New York 10016, Oxford University Press., 1989, second édition.
- [50] Haberle (R. M.), Leovy (C. B.) et Pollack (J. B.). – Some effects of global dust storms on the atmospheric circulation of Mars. *Icarus*, vol. 50, 1982, pp. 322–367.
- [51] Haberle (R. M.), Pollack (J. B.), Barnes (J. R.), Zurek (R. W.), Leovy (C. B.), Murphy (J. R.), Lee (H.) et Schaeffer (J.). – Mars atmospheric dynamics as simulated by the NASA/Ames general circulation model I. the zonal-mean circulation. – submitted to JGR.
- [52] Hadley (G.). – Concerning the cause of the general trade-winds. *Philos. Trans. R. Soc. London*, vol. 39, 1735, pp. 58–62.
- [53] Halley (E.). – An historical account of the trade winds, and monsoons, observable in the seas between and near the tropics, with an attempt to assign the physical cause of the said winds. *Philos. Trans. R. Soc. London*, vol. 16, 1686, pp. 153–168.
- [54] Held (I. M.) et Hou (A. Y.). – Nonlinear axially symmetric circulations in a nearly inviscid atmosphere. *J. Atmos. Sci.*, vol. 37, 1980, pp. 515–533.
- [55] Hergé. – *On a marché sur la lune*. – Tournai, Belgique, Casterman, 1962.
- [56] Hess (S. L.), Henry (R. H.) et Tillman (J. E.). – The seasonal variation of atmospheric pressure on Mars as affected by the south polar cap. *J. Geophys. Res.*, vol. 84, n° B6, 1979, pp. 2923–2927.
- [57] Hess (S. L.), Ryan (J. A.), Tillman (J. E.), Henry (R. M.) et Leovy (C. B.). – The annual cycle of pressure on Mars measured by Viking landers 1 and 2. *Geophys. Res. Lett.*, vol. 7, 1980, pp. 197–200.
- [58] Hide (R.). – Dynamics of the atmospheres of the major planets with an appendix on the viscous boundary layer at the rigid boundary surface of an electrically conducting rotating fluid in the presence of a magnetic field. *J. Atmos. Sci.*, vol. 26, 1969, pp. 841–853.
- [59] Holton (J. R.). – *An introduction to dynamic meteorology*. – Academic Press, 1979, second édition, *Internal geophysics series*, volume 23.
- [60] Hou (A. Y.), Fels (S. B.) et Goody (R. M.). – Zonal superrotation above Venus' cloud base induced by the semidiurnal tide and the mean meridional circulation. *J. Atmos. Sci.*, vol. 47, 1990, pp. 1894–1901.
- [61] Hou (A. Y.) et Lindzen (R. S.). – The influence of concentrated heating on the Hadley circulation. *J. Atmos. Sci.*, vol. 49, 1992, pp. 1233–1241.
- [62] Hourdin (F.). – Adaptation du modèle de circulation général du LMD aux conditions Martiennes. – 1989. stage de DEA "Astrophysique et Techniques spatiales" Université Paris 7.

- [63] Hourdin (F.). – *Conservation du moment angulaire dans le modèle de circulation générale du LMD.* – Note Interne n° 175, Lab. de Météorol Dyn., Cent. Nat. de la Rech. Sci., Paris, 1992.
- [64] Hourdin (F.). – A new representation of the CO₂ 15 μm band for a Martian general circulation model. *J. Geophys. Res.*, vol. 97, n° E11, 1992, pp. 18,319–18,335.
- [65] Hourdin (F.), Le Van (P.), Talagrand (O.), Courtin (R.), Gautier (D.) et McKay (C.). – Numerical simulation of the circulation of the atmosphere of Titan. *In : Symposium on Titan.* ESA, pp. 101–106. – ESA.
- [66] Hourdin (F.), Polcher (J.) et Li (Z. X.). – *Vers une meilleur utilisation du logiciel UNIRAS. Présentation de la bibliothèque commune de programmes graphiques lmdgraph et de la norme lmdstd d'écriture des fichiers.* – note interne n° 161, LMD, 1991.
- [67] Hourdin (F.) et Talagrand (O.). – Hadley circulation and superrotation in planetary atmospheres. *Ann. Geophys.*, vol. 9 suppl., 1991, p. C409. – Oral presentation at the XVI General Assembly of the EGS.
- [68] Hunt (B. G.). – Zonally symmetric global general circulation models with and without hydrologic cycle. *Tellus*, vol. XXV, 1973, pp. 337–354.
- [69] Hunt (B. G.). – Experiments with a stratospheric general circulation model : Part IV. inclusion of the hydrological cycle. *Mon. Wea. Rev.*, vol. 104, 1976, pp. 333–350.
- [70] Hunt (B. G.). – The influence of the earth's rotation rate on the general circulation of the atmosphere. *J. Atmos. Sci.*, vol. 36, 1979, pp. 1392–1408.
- [71] Hunt (B. G.). – The maintenance of the zonal mean state of the upper atmosphere as represented in a three-dimensional General Circulation Model extending to 100km. *J. Atmos. Sci.*, vol. 38, 1981, pp. 2172–2186.
- [72] Hunt (G. E.) et James (P. B.). – Martian extratropical cyclones. *Nature*, vol. 278, 1979, pp. 531–532.
- [73] Hunten (D. M.), Colin (L.), Donahue (T. M.) et Moroz (V. I.) (édité par). – *Venus.* – Tucson, AZ, USA, Univ. of Arizona Press, 1983, *Space Science.*
- [74] Husson (N.), Chédin (A.), Scott (N. A.), Bailly (D.), Graner (G.), Lacombe (N.), Levy (A.), Rossetti (C.), Tarrago (G.), Camy-Peyret (C.) et Flaud (J. M. e.). – The GEISA spectroscopic line parameters data bank in 1984. *Ann. Geophys.*, vol. 4, 1986, pp. 185–190.
- [75] Jacobsen (I.) et Heise (E.). – A new economical method for the computation of the surface temperature in numerical models. *Contrib. Atmos. Phys.*, vol. 55, 1982, pp. 128–141.
- [76] Jakosky (B. M.) et Farmer (C. B.). – The seasonal and global behavior of water vapor in the Mars atmosphere : complete global results of the Viking atmospheric water detector experiment. *J. Geophys. Res.*, vol. 87, n° B4, 1982, pp. 2999–3019.
- [77] James (I. N.). – Simple dynamical models of Titan's atmospheric circulation. In ESA [29], pp. 107–111.
- [78] James (P. B.), Briggs (G.), Barnes (J.) et Spruck (A.). – Seasonal recession of Mars' south polar cap as seen by Viking. *J. Geophys. Res.*, vol. 84, n° B6, 1979, pp. 2889–2922.
- [79] James (P. B.) et North (G. R.). – The seasonal CO₂ cycle on Mars : An application of an energy balance climate model. *J. Geophys. Res.*, vol. 87, 1982, pp. 10271–10283.
- [80] Joseph (J. H.), Wiscombe (W. J.) et Weiman (J. A.). – The delta-eddington approximation for radiative flux transfer. *J. Atmos. Sci.*, vol. 33, 1976, pp. 2452–2459.
- [81] Kahn (R.). – Some observational constraints on the global-scale wind systems of Mars. *J. Geophys. Res.*, vol. 88, 1983, pp. 10189–10209.
- [82] Kasahara (A.). – Computational aspects of numerical models for weather prediction and climate simulation. *In : Methods in computational physics*, éd. par Chang (J.), pp. 1–66. – Academic press, inc., 1977.
- [83] Kieffer (H. H.). – Mars south polar spring and summer temperatures : a residual CO₂ frost. *J. Geophys. Res.*, vol. 84, 1979, pp. 8263–8288.

- [84] Kliore (A. J.), Fjeldbo (G.), Seidel (B. L.) et Woiceshyn (P. M.). – S band occultation measurements of the atmosphere and topography of Mars with Mariner 9 : Extended mission coverage of polar intermediate latitudes. *J. Geophys. Res.*, vol. 78, 1973, pp. 4331–4350.
- [85] Kuhn (W. R.), Atreya (S. K.) et Postawko (S. E.). – The influence of ozone on Martian atmospheric temperature. *J. Geophys. Res.*, vol. 84, n° B14, 1979, pp. 8341–8342.
- [86] Kuo (H.-L.). – Three-dimensional disturbances in a baroclinic zonal current. *J. Meteor.*, vol. 9, 1952, pp. 260–278.
- [87] Le Van (P.). – *Description de directives pour l'utilisation de la nouvelle dynamique du Modèle de Circulation Générale.* – Rapport technique n° 147, 24 rue Lhomond/75 231 Paris CEDEX 05, Laboratoire de Météorologie Dynamique du CNRS, Note interne 1989.
- [88] Lecacheux (J.), Drossart (P.), Buil (C.), Laques (P.), Thouvenot (E.) et Guérin (P.). – CCD images of Mars with the 1m reflector atop Pic-du-Midi. *Planet. Space Sci.*, vol. 39, 1991, pp. 273–279.
- [89] Leighton (R. R.) et Murray (B. C.). – Behavior of carbon dioxide and other volatiles on Mars. *Science*, vol. 153, 1966, pp. 136–144.
- [90] Leovy (C.) et Mintz (Y.). – Numerical simulation of the atmospheric circulation and climate of Mars. *J. Atmos. Sci.*, vol. 26, 1969, pp. 1167–1190.
- [91] Leovy (C. B.). – Martian meteorology. *Ann. Rev. Astron. Astrophys.*, vol. 17, 1979, pp. 387–413.
- [92] Leovy (C. B.), Briggs (G. A.) et Smith (B. A.). – Mars atmosphere during the Mariner 9 extended mission : Television results. *J. Geophys. Res.*, vol. 78, 1973, pp. 4252–4266.
- [93] Li (Z. X.). – *Etude de l'interaction nuage-rayonnement dans le contexte du changement climatique dû à l'augmentation des gaz à effet de serre dans l'atmosphère.* – Thèse, Université Paris 7, 1990.
- [94] Lindal (G. F.), Hotz (H. B.), Sweetnam (D. N.), Shippony (Z.), Brenkle (J. P.), Hartsell (G. V.), Spear (R. T.) et Micheal (W. H.). – Viking radio occultation measurements of the atmosphere and topography on Mars. *J. Geophys. Res.*, vol. 84, 1979, pp. 8443–8456.
- [95] Lindzen (R. S.). – The application and applicability of terrestrial atmospheric tidal theory to Venus and Mars. *J. Atmos. Sci.*, vol. 27, 1970, pp. 536–549.
- [96] Lindzen (R. S.) et Hou (A.). – Hadley circulation for zonally averaged heating centered off the equator. *J. Atmos. Sci.*, vol. 45, 1988, pp. 2416–2427.
- [97] Liou (K.-N.). – *An Introduction to Atmospheric Radiation.* – San Diego, Calif., Academic, 1980.
- [98] Lorenz (E. N.). – *The nature and theory of the general circulation of the atmosphere.* – World Meteorological Organization, 1967.
- [99] Louchet (A.). – *La planète Mars : description géographique.* – 120 Bd St Michel, 75280 Paris CEDEX 06, Masson, 1988.
- [100] Magalhaes (J.) et Gierasch (P.). – A model of Martian slopes winds : Implications for eolian transport. *J. Geophys. Res.*, vol. 87, 1982, pp. 9975–9984.
- [101] Magalhaes (J. A.). – The Martian Hadley circulation : Comparison of "viscous" predictions to observations. *Icarus*, vol. 70, 1987, pp. 442–468.
- [102] Malkmus (W.). – Random Lorentz band model with exponential-tailed s^{-1} line-intensity distribution function. *J. Opt. Soc. Am.*, vol. 57, 1967, pp. 323–329.
- [103] Martin (L. J.), James (P. B.), Dollfus (A.), Iwasaki (K.) et Beish (J. D.). – Telescopic observations : visual, photographic, polarimetric. *In : Mars.* – University of Arizona Press, Tucson.
- [104] Martin (T. Z.). – Thermal infrared opacity of the Mars atmosphere. *Icarus*, vol. 66, 1986, pp. 2–21.

- [105] Martin (T. Z.). – Thermal environnement of Mars. *In : The environmental model of Mars*, éd. par K. (S.). pp. 89–100. – Headington Hill Hall, Oxford OX2 0BW, England, 1991.
- [106] Martin (T. Z.), Peterfreund (A. R.), Miner (E. D.), Kieffer (H. H.) et Hunt (G. E.). – Thermal infrared properties of the Martian atmosphere, 1, Global behavior at 7, 9, 11 and 20 μm . *J. Geophys. Res.*, vol. 84, 1979, pp. 2381–2842.
- [107] McCleese (D. J.), Haskins (R. D.), Schofield (J. T.), W. (Z. R.), Leovy (C. B.), Paige (D. A.) et Taylor (F. W.). – Atmosphere and climate studies using the Mars observer pressure modulator infrared radiometer. *J. Geophys. Res.*, vol. 97, n° E5, 1992, pp. 7735–7757.
- [108] McKay (C.). – La vie sur Mars. *La recherche*, vol. 21, 1990, pp. 1216–1224.
- [109] McKay (C. P.), Pollack (J. B.) et Courtin (R.). – The thermal structure of Titan's atmosphere. *Icarus*, vol. 80, 1989, pp. 23–53.
- [110] McKay (C. P.), Pollack (J. B.) et Courtin (R.). – The greenhouse and anti-greenhouse effects on Titan. *Science*, vol. 253, 1991, pp. 1118–1121.
- [111] Meador (W. E.) et Weaver (W. R.). – Two-stream approximations to radiative transfer in planetary atmospheres : a unified description of existing methods and new improvement. *J. Atmos. Sci.*, vol. 37, 1980, pp. 630–643.
- [112] Mellor (G. L.) et Yamada (T.). – A hierarchy of turbulence closure models for planetary boundary layers. *J. Atmos. Sci.*, vol. 31, 1974, pp. 1791–1806.
- [113] Mitchell (J. F. B.). – The "greenhouse" effect and climate change. *Rev. Geophys.*, vol. 27, 1989, pp. 115–139.
- [114] Moore (P.), Hunt (G.), Nicolson (I.) et Cattermole (P.). – *The Atlas of the Solar System*. – Mitchell Beasley Publishers, 1983.
- [115] Morcrette (J. J.). – *Sur la paramétrisation du rayonnement dans les modèles de la circulation générale atmosphérique*. – thèse de Doctorat d'Etat, Univ. des Sci. et Tech. de Lille, France, 1984.
- [116] Morcrette (J.-J.). – The ECMWF model radiation scheme : Description and validation. – 1989.
- [117] Morcrette (J. J.), Smith (L.) et Fouquart (Y.). – Pressure and temperature dependence of the absorption in longwave radiation parametrizations. *Contrib. Atmos. Phys.*, vol. 59, n° 4, 1986, pp. 455–469.
- [118] Muhleman (D. O.), Grossman (A. W.), Slade (M. A.) et Butler (B. J.). – The surface of Titan's rotation : What is radar telling us? *Bull. Am. Astron. Soc.*, vol. 24, 1992, pp. 954–955.
- [119] Murphy (J. R.). – *A dimensional hierarchy of numerical simulations of Martian global dust storms*. – Seattle, Thèse de PhD, Univ. of Washington, 1991.
- [120] Mutch (T. A.), Binder (A. B.), Huck (F. O.), Levinthal (E. C.), Liebes (S. J.), Morris (E. C.), Patterson (W. R.), B. (P. J.), Sagan (C.) et Taylor (G. R.). – The surface of Mars : The view from the Viking 1 lander. *Science*, vol. 193, 1976, pp. 791–801.
- [121] Myakoda (K.) et Sirutis. – Comparative integrations of global models with various parametrized processes of subgrid-scale vertical transports : Description of the parametrization. *Contrib. Atmos. Phys.*, vol. 50, 1977, pp. 445–447.
- [122] Newel (R. E.), Kidson (J. W.), Vincent (D. G.) et Boer (G. J.). – *The general circulation of the tropical atmosphere*. – Cambridge, Massachusetts, USA, The MIT Press, 1972.
- [123] Oort (A. H.). – *Global Atmospheric Circulations Statics, 1958-1973*. – NOAA, 1983, *NOAA professional paper*, volume 14.
- [124] Owen (T.), Biemann (K.), Rushneck (D. R.), Biller (J. E.), Howarth (D. W.) et Lafleur (A. L.). – The composition of the atmosphere at the surface of Mars. *J. Geophys. Res.*, vol. 82, 1977, pp. 4635–4639.
- [125] Paige (D. A.) et Ingersoll (A. P.). – Annual heat balance of Martian polar caps : Viking observations. *Science*, vol. 228, 1985, pp. 1160–1168.

- [126] Pedlosky (J.). – *Geophysical Fluid Dynamics*. – New York, Springer-Verlag, 1982.
- [127] Peixoto (J. P.) et Oort (A. H.). – *Physics of Climate*. – New York, American Institute of Physics, 1992.
- [128] Peterfreund (A. R.) et Kieffer (H. H.). – Thermal infrared properties of the Martian atmosphere : 3. local dust clouds. *J. Geophys. Res.*, vol. 84, n° B6, 1979, pp. 2853–2863.
- [129] Picart (L.). – *Astronomie générale*. – 103 Bd. Saint-Michel, Paris, Librairie Armand Colin, 1953.
- [130] Pickersgill (A. O.) et Hunt (G. E.). – The formation of Martian lee waves generated by a crater. *J. Geophys. Res.*, vol. 84, n° B14, 1979, pp. 8317–8331.
- [131] Pickersgill (A. O.) et Hunt (G. E.). – An examination of the formulation of linear lee waves generated by giant Martian volcanoes. *J. Atmos. Sci.*, vol. 38, 1981, pp. 40–51.
- [132] Polcher (J.), Harzallah (A.), Bony (S.), Chalita (S. N.), Cohen-Solal (E.), Forichon (M.), Hourdin (F.), LeTretut (H.), Le Van (P.), Li (Z. X.) et Rogel (P.). – *Le cycle 5 du Modèle de Circulation Générale du LMD*. – Note interne n° 170, ENS/24 rue Lhomond/75 005 Paris, LMD / CNRS, 1991.
- [133] Polcher (J.) et Hourdin (F.). – *Une gestion orientée UNIX du modèle de circulation générale du LMD*. – note interne n° 162, LMD, 1991.
- [134] Pollack (J. B.). – Properties and effects of Martian atmospheric dust. *Adv. Space Res.*, vol. 2, 1982, pp. 43–56.
- [135] Pollack (J. B.), Colburn (D.), Kahn (R.), Hunter (J.), Warren (V. C.), Carlston (C. E.) et Wolf (M. R.). – Properties of aerosols in the Martian atmosphere, as inferred from Viking lander imaging data. *J. Geophys. Res.*, vol. 82, 1977, pp. 4479–4496.
- [136] Pollack (J. B.), Colburn (D. S.), Flasar (F. M.), Kahn (R.), Carlston (C. E.) et Pidek (D.). – Properties and effects of dust particles suspended in the Martian atmosphere. *J. Geophys. Res.*, vol. 84, n° B6, 1979, pp. 2929–2945.
- [137] Pollack (J. B.), Haberle (R. M.), Schaeffer (J.) et Lee (H.). – Simulations of the general circulation of the Martian atmosphere, 1, Polar processes. *J. Geophys. Res.*, vol. 95, 1990, pp. 1447–1473.
- [138] Pollack (J. B.), Leovy (C. B.), Greiman (P. W.) et Mintz (Y.). – A Martian General Circulation Model experiment with large topography. *J. Atmos. Sci.*, vol. 38, 1981, pp. 3–29.
- [139] Pollack (J. B.) et P. (M. C.). – The impact of polar stratospheric clouds on the heating rates of the winter polar stratosphere. *Science*, vol. 42, 1985, pp. 245–262.
- [140] Raulin (F.), Frère (C.), Do (L.), Khelifi (M.), Paillous (P.) et de Vanssay (E.). – Organic chemistry on Titan versus terrestrial prebiotic chemistry : Exobiological implications. In ESA [29].
- [141] Rodgers (C. D.) et Walshaw (C. D.). – The computation of infra-red cooling rate in planetary atmospheres. *Q. J. R. Meteorol. Soc.*, vol. 92, 1966, pp. 67–92.
- [142] Rodgers (C. D.) et Williams (A. P.). – Integrated absorption of a spectral line with the Voigt profile. *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer*, vol. 14, 1974, pp. 319–323.
- [143] Rossow (W. B.). – Large-scale motion in the Venus stratosphere. *J. Atmos. Sci.*, vol. 36, 1979, pp. 377–389.
- [144] Rossow (W. B.). – A general circulation model of a Venus-like atmosphere. *J. Atmos. Sci.*, vol. 40, 1983, pp. 273–302.
- [145] Rossow (W. B.), Del Genio (A. D.), Limaye (S. S.), Travis (L. D.) et Stone (P. H.). – Cloud morphology and motions from Pioneer Venus images. *J. Geophys. Res.*, vol. 85, 1980, pp. 8107–8128.
- [146] Sadourny (R.). – Compressible model flows on the sphere. *J. Atmos. Sci.*, vol. 32, 1975, pp. 2103–2110.

- [147] Sadourny (R.). – The dynamics of finite-difference models of the shallow-water equations. *J. Atmos. Sci.*, vol. 32, 1975, pp. 680–689.
- [148] Sadourny (R.). – Conservation laws, quasi-two-dimensional turbulence and numerical modeling of large scale flows. *In : Dynamical meteorology and numerical weather prediction*, éd. par ECMWF. – Reading, 1980.
- [149] Sadourny (R.). – La circulation générale de l’atmosphère : Théories et observations. – 1990. Cours du DEA de météorologie de PARIS 6.
- [150] Sadourny (R.) et Laval (K.). – January and July performance of the LMD general circulation model. *In : New perspectives in Climate Modeling*, éd. par Berger (A.) et Nicolis (C.), pp. 173–197. – Amsterdam, 1984.
- [151] Samuelson (R. E.). – Radiative equilibrium model of Titan’s atmosphere. *Icarus*, vol. 53DedDeD, 1983, pp. 364–387.
- [152] Savijärvi (H.). – Radiative fluxes on a dust free Mars. *Contrib. Atmos. Phys.*, vol. 2, 1991, pp. 103–112.
- [153] Schneider (E. K.). – Axially symmetric steady-state models of the basic state for instability and climate studies. Part II. nonlinear calculations. *J. Atmos. Sci.*, vol. 34, 1977, pp. 280–296.
- [154] Schneider (E. K.) et Lindzen (R. S.). – Axially symmetric steady-state models of the basic state for instability and climate studies. Part I. linearized calculations. *J. Atmos. Sci.*, vol. 34, 1977, pp. 263–296.
- [155] Schubert (G.). – General circulation and the dynamical state of the Venus atmosphere. *In* Hunten et al. [73], pp. 681–765.
- [156] Schubert (G.) et Whitehead (J.). – Moving flame experiment with liquid mercury : Possible implication for venus atmosphere. *Science*, 1969, pp. 71–72.
- [157] Seiff (A.). – Post-Viking models for the structure of the summer atmosphere of Mars. *Adv. Space Res.*, vol. 2, 1982, pp. 3–17.
- [158] Seiff (A.) et Kirk (D. B.). – Structure of the atmosphere of Mars in summer mid-latitudes. *J. Geophys. Res.*, vol. 82, 1977, pp. 4364–4378.
- [159] Shapiro (I. I.). – *Spin and orbital motions of the planets*, pp. 143–185. – New York : Mc Graw-Hill, eds. J. V. Evans and T. Hagfors, 1968.
- [160] Shapiro (R.). – The use of linear filtering as a parametrization of atmospheric diffusion. *J. Atmos. Sci.*, vol. 28, 1971, pp. 523–591.
- [161] Sicardy (B.), Brahic (A.), Ferrari (C.), Gautier (D.), Lecacheux (J.), Lellouch (E.), Roques (F.), Arlot (J. E.), Colas (F.), Thuillot (W.), Sèvre (F.), Vidal (J.), Blanco (C.), Cristaldi (S.), Buil (C.), Klotz (A.) et Thouvenot (E.). – Probing Titan’s atmosphere by stellar occultation. *Nature*, vol. 343, 1990, p. 350.
- [162] Talagrand (O.). – La dynamique des atmosphères planétaires. *La Recherche*, vol. 19, 1988, pp. 1010–1021.
- [163] Talagrand (O.) et Courtier (P.). – Variational assimilation of meteorological observations with the adjoint vorticity equation. I : Theory. *Q. J. R. Meteorol. Soc.*, vol. 113, 1987, pp. 1331–1328.
- [164] Talagrand (O.), Hourdin (F.) et Forget (F.). – The LMD Martian general circulation model : Results about the annual pressure cycle. *Bull. Am. Astron. Soc.*, vol. 23, 1991, p. 1217. – Oral presentation at the 23rd annual DPS meeting (Palo Alto, California).
- [165] Thomas (P.) et Veverka (J.). – Seasonal and secular variations of wind streaks on Mars : A analysis of Mariner 9 and Viking data. *J. Geophys. Res.*, vol. 84, n° b14, 1979, pp. 8131–8146.
- [166] Thompson (R.). – Venus’ general circulation is a merry-go-round. *J. Atmos. Sci.*, vol. 27, 1970, pp. 1107–1116.
- [167] Tiwari (S. N.). – Models for infrared atmospheric radiation. *Adv. Geophys.*, vol. 20, 1978, pp. 1–85.

- [168] Tjemkes (S. A.) et Duynkerke (P. G.). – A new look at the Goody band model. *Contrib. Atmos. Phys.*, vol. 61, 1988, pp. 105–113.
- [169] Tomasko (M. G.). – The thermal balance of the lower atmosphere of Venus. In Hunten et al. [73], pp. 604–631.
- [170] Tourte (J.-L.). – *Modélisation numérique de la circulation de l'atmosphère de Vénus*. – Paris, Thèse de docteur -ingénieur, Université Pierre et Marie Curie, 1984.
- [171] Warren (S. G.), Wiscombe (W. J.) et Firestone (J. F.). – Spectral albedo and emissivity of CO₂ in Martian polar caps : model results. *J. Geophys. Res.*, vol. 95, 1990, pp. 717–741.
- [172] Warrilow (D. A.), Sangster (A. B.) et Slingo (A.). – *Modeling of land surface processes and their influence on European climate*. – Rapport technique n° DCTN 38, Meteorological Office, London Road, Bracknell, Berkshire RG12 2SZ, UKMO, 1986.
- [173] Wood (S. E.) et Paige (D. A.). – Modeling the Martian seasonal CO₂ cycle : Fitting the Viking lander pressure curves. *Icarus*, vol. 99, 1992, pp. 1–14.
- [174] Zdunkowski (W. G.), Welch (R. M.) et Korb (G.). – An investigation of the structure of typical two-stream methods for the calculation of solar fluxes and heating rates in clouds. *Contrib. Atmos. Phys.*, vol. 53, 1980, pp. 147–166.
- [175] Zhu (X.). – An improved voigt line approximation for the calculation of equivalent width and transmission. *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer*, vol. 39, 1988, pp. 421–427.
- [176] Zhu (X.). – Radiative cooling calculated by random models with $S^{-1-\beta}$ tailed distribution. *J. Atmos. Sci.*, vol. 46, 1989, pp. 511–520.
- [177] Zurek (R. W.), Barnes (J. R.), Haberle (R. M.), Pollack (J. B.), Tillman (J. E.) et Leovy (C. B.). – Dynamics of the atmosphere of Mars. *In : Mars*. pp. 835–933. – Univ. of Ariz. Press, Tucson.