



HAL
open science

Aspects microphysiques de l'atmosphère martienne : de la poussière aux nuages de glace d'eau

Franck Montmessin

► **To cite this version:**

Franck Montmessin. Aspects microphysiques de l'atmosphère martienne : de la poussière aux nuages de glace d'eau. Astrophysique [astro-ph]. Université Pierre et Marie Curie - Paris VI, 2002. Français. NNT: . tel-00010657

HAL Id: tel-00010657

<https://theses.hal.science/tel-00010657>

Submitted on 17 Oct 2005

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

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

Thèse de doctorat de l'université Paris 6

Spécialité : Physique

présentée par

Franck Montmessin

et soutenue le 25 novembre 2002
pour obtenir le grade de DOCTEUR de l'UNIVERSITE PARIS 6

Sujet de la thèse :

**Aspects microphysiques de l'atmosphère martienne : de
la poussière aux nuages de glace d'eau**

Devant un jury composé de :

M. Gérard	Mégie	Président
M. Bruno	Bézar	Rapporteur
M. Wojtek	Markiewicz	Rapporteur
M. François	Forget	Examineur
M. Emmanuel	Lellouch	Examineur
M. Michel	Cabane	Directeur de Thèse

Remerciements...

à Gérard Mégie puis à Philippe Waldteufel, directeurs successifs du Service d'Aéronomie, qui m'ont accueilli au sein de leur laboratoire.

à Michel Cabane, mon mentor durant ces trois années, de par ses conseils avisés et son sens pédagogique, il a su transformer une coïncidence en une vocation.

à Pascal Rannou (Pascalito!), je ne compterai pas toutes les fois où je suis venu à ton bureau en quête de réponses, à tel point que tu en as déménagé sur Verrières... une grande partie du travail présenté dans ces pages, je te le dois.

à François Forget, pour m'avoir fait monter à bord de sa ■locomotive martienne■ qu'il a construite durant ces dernières années et pour la dynamique qu'il a insufflée à mes travaux.

à Eric Chassefière, pour l'intérêt dont il a toujours fait preuve à mon égard, et à Jean-Loup Bertaux, deux chercheurs avec qui j'ai eu la chance à un moment ou à un autre de pouvoir être associé dans leurs projets.

à John, Line, Marion, Andrea, Solène, Juliette, Ivan et Claude, compagnons de fortunes et d'infortunes, nos réunions spontanées dans la salle de photocopieuse à l'heure du café (ou plutôt des cafés) m'ont permis d'oublier ou de partager l'espace de quelques minutes (multipliées par mille) la frustration due à des résultats incongrus (et là je suis poli!).

à Philippe et Olivier, gourous ès linux; si vous avez l'équation, ils vous trouvent l'inconnue; et j'ai eu beaucoup d'équations...

à Seb, pour tous ces expressos partagés à 10 h du mat', et pour tous les autres moments. Crois-moi, amigo, quand je te dis que ta présence a été plus qu'importante durant ces trois dernières années.

à Mike, pour tous ces kilomètres courus avec Ivan, où j'ai laissé plus que des litres de sueur et de semelles usées, on reparlera ensemble de ces soirées entamées au S.A. et terminées dans ces petits restos. L'autre côté de la science, c'était toi.

à Naguib, pour m'avoir appris à monter sur un ring, et plus encore. Promis, je ne laisserai jamais plus tomber le bras gauche.

à mes potes Dave, Gus, Tony, Olive (hardcore still lives!), Fag et Smoul. Que serait une thèse sans son anti-thèse? Vous avez été ma vie sans l'■écran■.

à mes parents et à ma soeur, parce-qu'à un moment important de ma vie, vous avez répondu présents, votre confiance en moi m'a aidé à réaliser ce que je fais aujourd'hui.

à ma belle-mère Arlette, pour les 200 pages de ce ■passionnant■ ouvrage qu'elle a minutieusement corrigées.

Enfin à toi, ma Crachnout', parce-que dans chacun des mots qui suit, il y a un peu de toi...

- Table des matières -

1	Introduction	1
1	Des nuages sur Mars?	2
2	Mars en quelques mots.	3
2.1	Les progrès apportés par l'observation	3
2.2	Caractéristiques principales	4
2.3	L'atmosphère martienne	5
3	Eléments saillants du climat martien	13
3.1	Circulation moyenne	13
3.2	Les principaux cycles	14
4	Les nuages de glace d'eau	16
4.1	Observations	18
4.2	Morphologies-type de la nébulosité martienne	20
4.3	Propriétés microphysiques des nuages	21
4.4	Travaux théoriques	25
5	Organisation de la thèse	25
2	Théorie microphysique appliquée aux brumes martiennes	27
1	Le soulèvement des poussières	29
2	Nucléation	29
2.1	Energie de formation d'une goutte	30
2.2	L'approche à l'équilibre	31
2.3	L'approche stationnaire	32
2.4	Nucléation hétérogène	33
3	Condensation	37
3.1	La résistance de diffusion R_d	37
3.2	La résistance de chaleur R_c	39
3.3	La résistance de cinétique de surface R_s	39
4	Le transport vertical	41
4.1	La sédimentation	41
4.2	Le transport atmosphérique	41
5	L'accrétion de particules	42
5.1	La coagulation par mouvement brownien	43
5.2	La coagulation en régime laminaire et turbulent	43
5.3	La coagulation gravitationnelle	44
5.4	Temps caractéristique	45

6	Ce qu'il faut retenir...	47
3	Modélisation numérique 1D des nuages	49
1	Description du modèle	50
1.1	Un modèle pour Titan	50
1.2	Le modèle martien	50
2	Simulation de référence	55
2.1	Déroulement du cycle	56
2.2	Le mécanisme de confinement : impact du nuage sur les profils verticaux	61
3	Sensibilité du modèle	64
3.1	L'importance du cycle diurne	64
3.2	La nucléation	65
3.3	La poussière	70
3.4	Les conditions météorologiques	72
3.5	Le coefficient k_d	74
4	Ce qu'il faut retenir...	76
4	Etudes des images aux limbes de Mars	77
1	Introduction	79
2	Dust distribution	79
3	Description of models	81
3.1	Microphysics model	81
3.2	Photometry model	81
4	Observational data and results	82
4.1	Data description	82
4.2	Simulations without water-ice cloud	86
4.3	Simulations with water-ice cloud	91
5	Discussion	96
6	Ce qu'il faut retenir...(abstract)	98
5	le CEFE : Fractionnement isotopique de l'eau lourde à la condensation	99
1	Problématique du HDO dans l'atmosphère martienne	100
1.1	L'échappement vers l'espace	100
1.2	Réconcilier mesures et théorie	102
2	Modélisation du CEFE	103
2.1	Fractionnement isotopique lors du changement solide-vapeur de l'eau	103
2.2	Le HDO dans le code microphysique	105
3	Résultats	106
3.1	le CEFE à différentes saisons	107
3.2	Simulation en cycle diurne	112
3.3	Impact du CEFE sur la photolyse	113
4	Ce qu'il faut retenir...	114
6	Paramétrisation des nuages dans un modèle de circulation générale martien	117
1	Le cycle de l'eau martien	118
1.1	Observations	118
1.2	Cycle de l'eau : Caractéristiques générales	119
2	Cycle de l'eau : questions et réponses...	122
2.1	Une question d'équilibre	123

2.2	Une question d'asymétrie	124
2.3	Le recours aux MCG	127
2.4	Et les nuages ?	132
3	Le MCG martien du LMD	133
3.1	Le transfert radiatif	134
3.2	Le transport d'espèces	134
3.3	Le régolite	135
3.4	Représentation de la CPN et de la CPS	135
4	Résultats des simulations	135
4.1	Configuration de base	136
4.2	Description des résultats de la configuration de base	136
5	Nuages de glace dans le MCG : première évolution	143
5.1	Description du schéma	143
5.2	Comparaison ■ évolution 1 ■/configuration de base/données	145
5.3	Prédiction saisonnière des nuages : description et validité	150
5.4	Le rôle des nuages sur le cycle hydrologique martien : analyse préliminaire	157
6	Nuages : Le point de vue climatique	162
7	Ce qu'il faut retenir...	163
7	Conclusion générale	167
1	Le contexte des missions spatiales	168
2	Microphysique 1D	168
3	Modélisation 3D : nuages et cycle de l'eau	169
A	La cinétique en surface des cristaux de glace d'eau	171
1	Le coefficient cinétique	172
2	La nucléation 2D	173
3	La dislocation	174
B	Schémas numériques du code microphysique	177
1	L'équation de continuité	178
2	Le schéma temporel	178
3	Schéma numérique du transport	179
4	Schéma numérique de l'accrétion	180
5	Schéma numérique de la nucléation	181
6	Schéma numérique de la condensation/sublimation	181
C	Présentation du modèle de circulation générale martien	183
1	Description générale	184
2	Partie dynamique	184
3	Partie physique	185
3.1	Transfert radiatif	185
3.2	Diffusion verticale turbulente et couche limite	186
3.3	Convection	187
3.4	Friction due aux relief et aux ondes de gravité	187
3.5	Les processus de surface	187
3.6	Condensation et sublimation du CO ₂	187
	Références bibliographiques	189

- Chapitre 1 -

Introduction

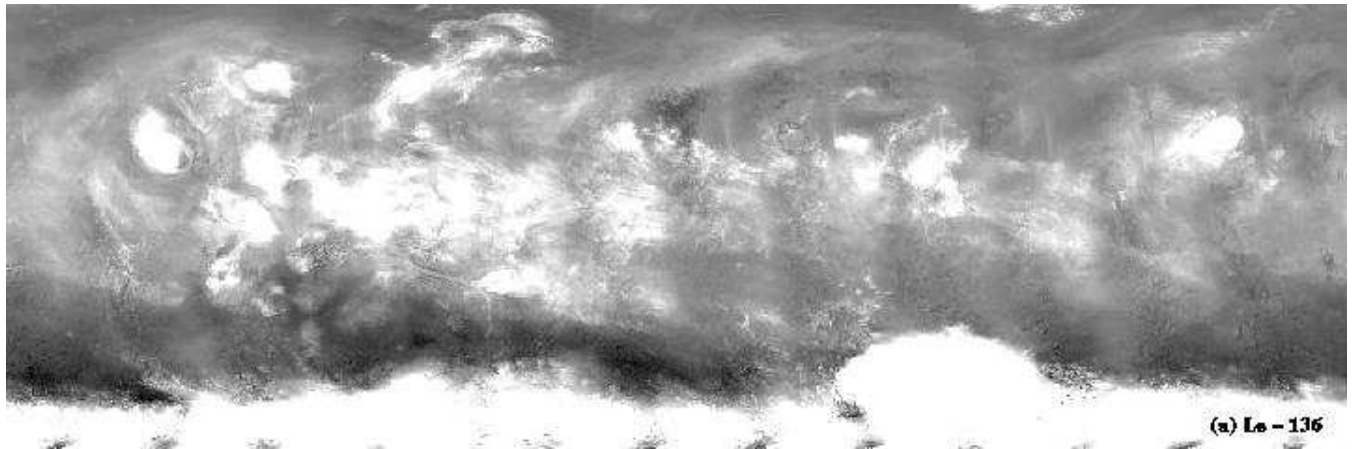


Figure 1.1 : La couverture nuageuse intertropicale au printemps de l'hémisphère nord. Les bords supérieur et inférieur de cette carte sont situés aux latitudes $60^\circ N$ et $60^\circ S$ respectivement. Mosaïque de photographies réalisée par le Mars Orbiter Camera de la mission Mars Global Surveyor. D'après Wang et Ingersoll [2002].

1 Des nuages sur Mars ?

Voyager aussi loin pour obtenir des photos aussi familières que celles fournies par Meteosat a quelque chose d'un peu irréel (Figure 1.1). Que Mars, une planète pourtant si aride puisse présenter une telle nébulosité nous rapproche sans doute un peu d'elle. Brumes et nuages au sens large témoignent du mouvement perpétuel des atmosphères et, dans une certaine mesure, leur donnent vie. La multiplicité de leurs formes inspire les rêveurs et renseigne les scientifiques.

Ces derniers ont suspecté les nuages d'évoluer dans l'atmosphère martienne depuis plusieurs siècles déjà ([Herschel, 1784] cité par Pearl et al. [2001]). Au cours du 20^{ème} siècle, bon nombre d'observateurs équipés de télescopes ont pu déceler leur présence [Antoniadi, 1930; Slipher, 1962]. Mais la première signature spectrale des nuages de glace d'eau fut recueillie par la mission spatiale Mariner 9 [Curran et al., 1973].

Mars est l'objet de toutes les curiosités, de tous les scénarios les plus improbables mais Mars reste avant tout une des pierres angulaires de la conquête spatiale. La fascination qu'elle exerce sur les scientifiques lui a permis de concentrer une grande partie de leurs efforts et a motivé une campagne d'observations d'une ampleur unique pour un objet si lointain. L'accumulation de données qui en découle a rendu possible l'étude de phénomènes physiques pointus comme le sont les nuages.

Les travaux présentés dans ce manuscrit ont eu pour objectif initial de répondre à quelques questions simples et d'étayer des études effectuées par le passé : pourquoi et comment des nuages de glace d'eau peuvent-ils évoluer dans l'atmosphère martienne, comment réagissent-ils avec leur environnement, comment s'organisent les interactions entre poussière et nuages, ont-ils un rôle quelconque dans le cycle hydrologique ?

Le point de vue est, en majorité, celui de la microphysique. Ce point de vue, nous avons tenté de l'élargir au niveau global, mais nous avons surtout voulu l'utiliser pour modéliser le plus finement possible la "fabrication" et l'évolution d'un nuage dans l'atmosphère martienne. Hasards et collaborations fructueuses ont initié la réalisation de travaux ne touchant pas à la seule thématique du nuage et c'est probablement la meilleure façon de montrer à quel point leur étude peut se révéler utile pour la recherche martienne en général.



Figure 1.2 : Vue panoramique du site de Pathfinder, à l'horizon les ■ Twin Peaks ■.

2 Mars en quelques mots...

2.1 Les progrès apportés par l'observation

L'essor de l'exploration spatiale constitue un tournant de la recherche planétaire dont Mars fait évidemment partie. Russes et américains lui consacrèrent une grande part de leurs efforts mais le nombre important d'échecs lui valut une réputation de planète maudite. Toutefois, les succès de missions extrêmement ambitieuses d'un point de vue technologique lui ont permis d'entretenir son statut prioritaire dans la conquête spatiale. La mission américaine **Mariner 4**, au début des années 60, fournit un grand nombre de clichés de sa surface et put réaliser la première mesure précise par radio-occultation de sa pression atmosphérique ; environ 7 mbar. **Mariner 9**, au début des années 70, survola Mars au beau milieu d'une tempête de poussières obscurcissant totalement sa surface. L'un des instruments embarqués, le spectromètre IRIS, réalisa une collecte considérable de sondages atmosphériques. Si les russes apportèrent une pierre importante à l'édifice grâce à la sonde **Phobos 2**, sa durée de vie éphémère (52 jours d'observation) priva sans doute la communauté scientifique de résultats importants.

En fait, la succession rapide des deux missions **Viking** marqua la fin des années 70 par leur contenu scientifique, aujourd'hui encore, extraordinaire (deux orbiteurs et deux atterrisseurs simultanément) et par leur longévité exceptionnelle (près de quatre années terrestres). Par conséquent, on peut réellement parler de l'avant et de l'après **Viking** car nous vivons encore de leur héritage. De la même manière, il y aura sans aucun doute une ère **Pathfinder**. Envoyée en 1997, cette mission composée elle aussi d'un orbiteur (**Mars Global Surveyor-MGS**) et d'un atterrisseur (dont nous pouvons apprécier les paysages environnant son site d'atterrissage en Figure 1.2) succède à **Viking** avec une moisson presque identique de mesures aussi bien géologiques qu'atmosphériques. Actuellement, **Odyssey** accompagne MGS dans son survol de la surface. Ses premières mesures secouent l'opinion du fait de sa découverte de flux d'atomes d'hydrogène émanant de la surface et qui, en tout état de cause, attestent de la présence en sous-sol d'une couche de glace d'eau sur la totalité de la planète. Dans le futur, nous devrions voir théoriquement la collecte et le retour sur Terre d'un échantillon du régolite martien. D'ici là, une succession de missions en partie réalisées par européens (envoi en 2003 de **Mars Express**) et japonais aura sans doute lieu.

En parallèle, les observations télescopiques effectuées depuis la Terre ou depuis l'espace (grâce au télescope Hubble) ont permis d'obtenir un suivi régulier de l'évolution de l'atmosphère. Des mesures de température, d'aérosols et de vapeur d'eau ont ainsi pu être collectées pendant des décennies [Clancy et al., 1996; Wolff et al.,

Paramètres		Mars	Terre
Orbite			
Rayon équatorial	km	3390	6371
Gravité	$m.s^{-2}$	3.72	9.81
Distance au soleil	UA	1.4	1
Excentricité de l'orbite		0.0934	0.0167
Obliquité	degrés	23.45	23.98
Durée du jour	s.	88775	86400
Durée de l'année (localement)	jours	~687	365.25
Atmosphère			
<i>Composition (en % du volume)</i>			
CO ₂		95.3	0.03
N ₂		2.7	78.1
Ar		1.6	0.93
O ₂		0.13	20.9
H ₂ O		~0.03	~1
<i>Caractéristiques</i>			
Masse moléculaire	g/mol	43.49	7.8
Constante du gaz atmosphérique R	$m^2.s^{-2}.K^{-1}$	191	287
Pression de référence en surface	hPa	5-8	1013
Température d'équilibre de la planète	K	210	256
Echelle de hauteur approximative	km	10	8

Tableau 1.1 : Quelques caractéristiques martiennes à comparer avec leurs équivalents terrestres.

1999; Encrenaz et al., 1995; Lellouch et al., 1991] et ont alimenté de façon continue un grand nombre d'études théoriques.

2.2 Caractéristiques principales

La description présentée dans cette partie est largement inspirée de Chassefière [1995] et de Masson [1995].

Mars en chiffres

Quatrième planète du système solaire, Mars est environ huit fois moins volumineuse et une fois et demi plus éloignée du soleil que la Terre (cf. tableau 1.1 pour une description de ses principaux paramètres). De fait, elle parcourt sa trajectoire orbitale en 669 sols (le sol est le jour martien) tandis que sa vitesse de rotation lui permet d'effectuer un tour sur elle-même en seulement une demi heure de plus que la Terre. Son obliquité est, elle aussi, très proche de l'obliquité terrestre; son axe est incliné d'un angle de 23° environ. Par contre, la forte excentricité de son orbite lui confère quelques particularismes, notamment dans la durée des saisons de chacun des hémisphères. Printemps et été durent respectivement 194 et 178 sols dans l'hémisphère nord contre seulement 143 et 154 dans le sud.

La communauté scientifique a par ailleurs coutume de situer Mars sur sa trajectoire orbitale par l'intermédiaire de la longitude solaire L_s . Cette grandeur mesure l'angle formé par le soleil, la position courante de Mars sur son orbite, et sa position de référence à l'équinoxe de printemps où L_s vaut 0°. La tableau 1.2 donne une équivalence entre différentes valeurs de L_s et le nombre de jours martiens écoulés à partir de cet équinoxe.

Nous retiendrons aussi la présence de deux satellites, Phobos et Deimos (du grec ■ Terreur ■ et ■ Panique ■), dont la petite taille et la grande proximité avec la planète rendent difficiles leur observation depuis la Terre.

Sol	0	50	100	150	200	250	300	350	400	450	500	550	600	669
L_s	0	25	48	70.4	93	116	140	167.5	196.6	228	260.4	292.4	322.5	360

Tableau 1.2 : Table de conversion permettant de passer des jours martiens (*sol*) à la longitude solaire (*L_s*).

Mars : une surface singulière

Pour qui n'a jamais contemplé de clichés des différents sols martiens, il est difficile de se rendre compte de la diversité géologique dont cette planète fait preuve. Impacts de météorites gigantesques, cratères de volcans, canyons, réseaux fluviaux, champs de dunes, voilà ce qui compose en partie le paysage martien. Depuis la mission Mars Global Surveyor, les incertitudes entourant la topographie ont été totalement levées grâce au lidar altimétrique MOLA [Smith et al., 1999]. Le relief martien est dorénavant résolu avec une précision telle (seulement 1 mètre) qu'il est sans doute le mieux caractérisé de toutes les planètes du système solaire. Cet apport scientifique est sans conteste l'un des plus importants de MGS. La Figure 1.3, reconstituée à partir des mesures MOLA, nous permet d'apprécier la dissymétrie prononcée séparant l'hémisphère nord de l'hémisphère sud. L'altitude moyenne des terrains fortement cratérisés du plateau austral est de deux à trois kilomètres supérieure à celles des grandes plaines boréales.

Le dôme de Tharsis supporte les édifices volcaniques les plus importants de la planète. Les ■ Tharsis Montes ■ regroupent Arsia, Ascraeus, Pavonis et Olympus ; sommets culminant à plus de 20 km, leurs bases et leurs caldeiras dépassent 400 et 110 km respectivement. Le système de canyons de Valles Marineris est une conséquence du soulèvement du dôme. S'étendant sur plus de 5000 km, cette fissuration de la croûte profonde de près de 6 km s'est, par la suite, agrandie par érosion.

D'une manière générale, la dissymétrie nord-sud suggère une évolution différenciée des hémisphères. La surface de l'hémisphère boréal s'étant débarrassée d'une grande partie des traces laissées par les grands bombardements météoritiques, cet hémisphère a sans doute été soumise à une érosion récente.

Parmi toutes les singularités du relief, les réseaux fluviaux sont sans doute les plus intrigants. Leur étendue et leur nombre suggèrent que Mars n'a pas toujours été la planète dépourvue d'eau que l'on connaît aujourd'hui. L'étude de ces chenaux tracés par d'immenses quantités de liquide (Figure 1.4) alimente la communauté scientifique de nombreuses énigmes desquelles émergent les causes de leur disparition.

Ceci nous amène à nous intéresser à la présence, au pôle nord, d'un réservoir d'eau permanent. La calotte résiduelle boréale (Figure 1.5) renferme actuellement près d'un million de fois plus d'eau que n'en contient l'atmosphère. Mais même si un mécanisme quelconque forçait ce réservoir à fondre, l'eau libérée ne pourrait créer qu'un ■ océan ■ profond de 10 mètres sur l'ensemble de la planète. A l'autre extrémité du globe, une calotte de taille plus réduite et composée de glace carbonique arrive elle aussi à se maintenir tout au long de l'année.

2.3 L'atmosphère martienne

Une atmosphère fine et ■ sale ■

Avec une pression de quelques mbar, l'atmosphère est extrêmement fine. Représentant plus de 95% du volume atmosphérique, le dioxyde de carbone est évidemment le constituant principal (tableau 1.1). La composition fait apparaître la présence d'argon et d'azote mais aussi de vapeur d'eau. D'une part, celle-ci est soumise à de très grandes fluctuations saisonnières, d'autre part sa teneur reste bien en-deçà du standard terrestre. En moyenne, l'abondance de vapeur d'eau dans l'atmosphère formerait une épaisseur de 10 micromètres en surface si on l'amenait à précipiter (le micron précipitable - μm pr.- est d'ailleurs la grandeur courante pour caractériser la concentration de vapeur d'eau). Le point triple à 0° correspondant justement à une pression de 6 mbar, les seules alternatives possibles pour l'eau sont la phase solide et la phase vapeur.

Avec une si faible épaisseur et aussi peu de vapeur d'eau, l'atmosphère ne peut générer un effet de serre notable. Seulement 3°C séparent la température de surface moyenne de la température d'équilibre radiatif. Transparente

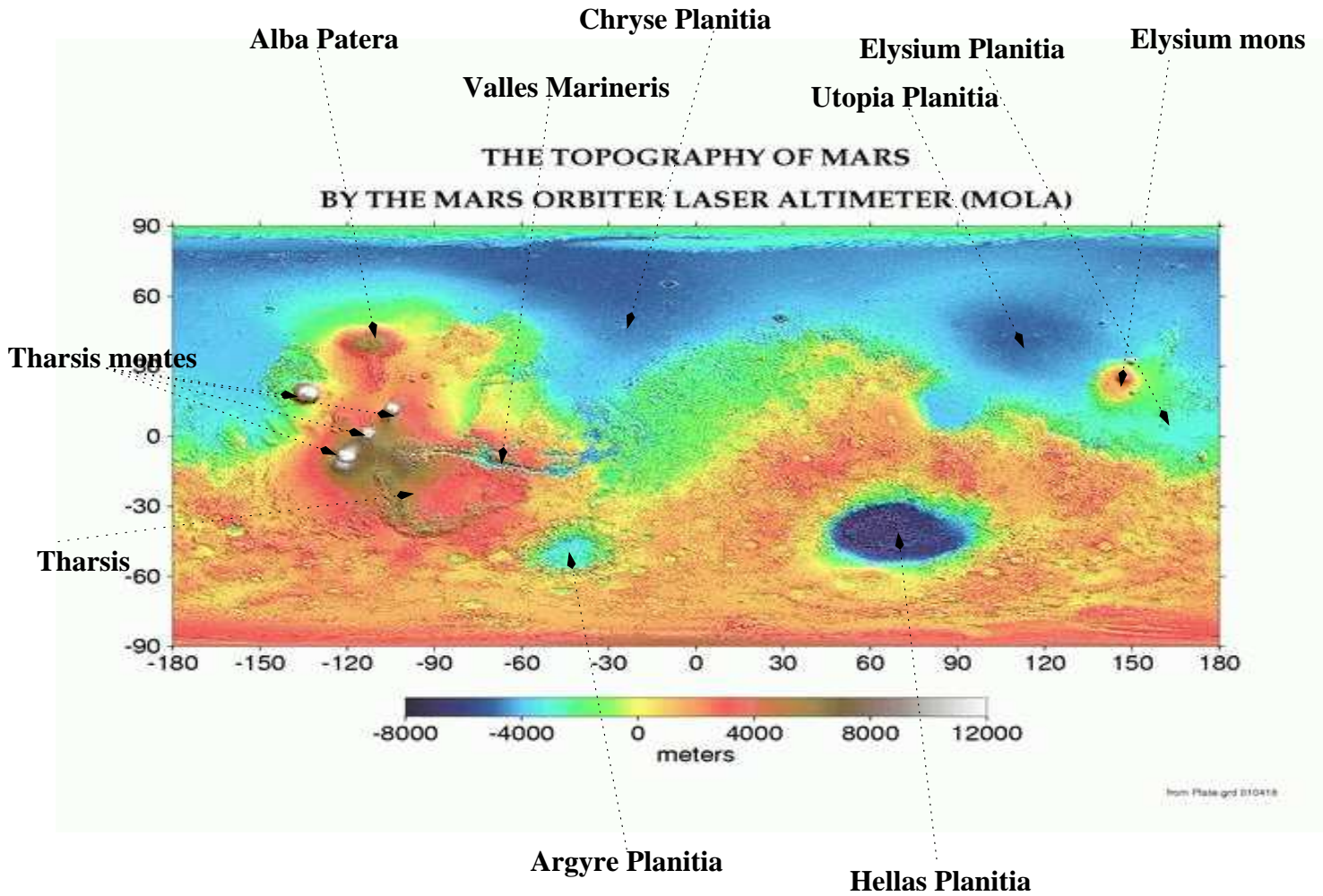


Figure 1.3 : Surface reconstruite à partir des mesures altimétriques du Mars Orbiter Laser Altimeter. Les noms des principales figures du relief martien y sont indiqués. D'après Smith et al. [1999]



Figure 1.4 : L'eau qui a creusé le système de canaux au nord et à l'est du canyon de Valles Marineris avait un pouvoir d'érosion considérable. Une des conséquences de cette érosion fut la formation d'îles lorsque l'eau rencontrait des obstacles naturels sur son passage. La présence de ces cratères, d'un diamètre de 10 km environ, a forcé la déviation d'un flot gigantesque s'étant écoulé du sud au nord (source J. Hamilton, LPI).

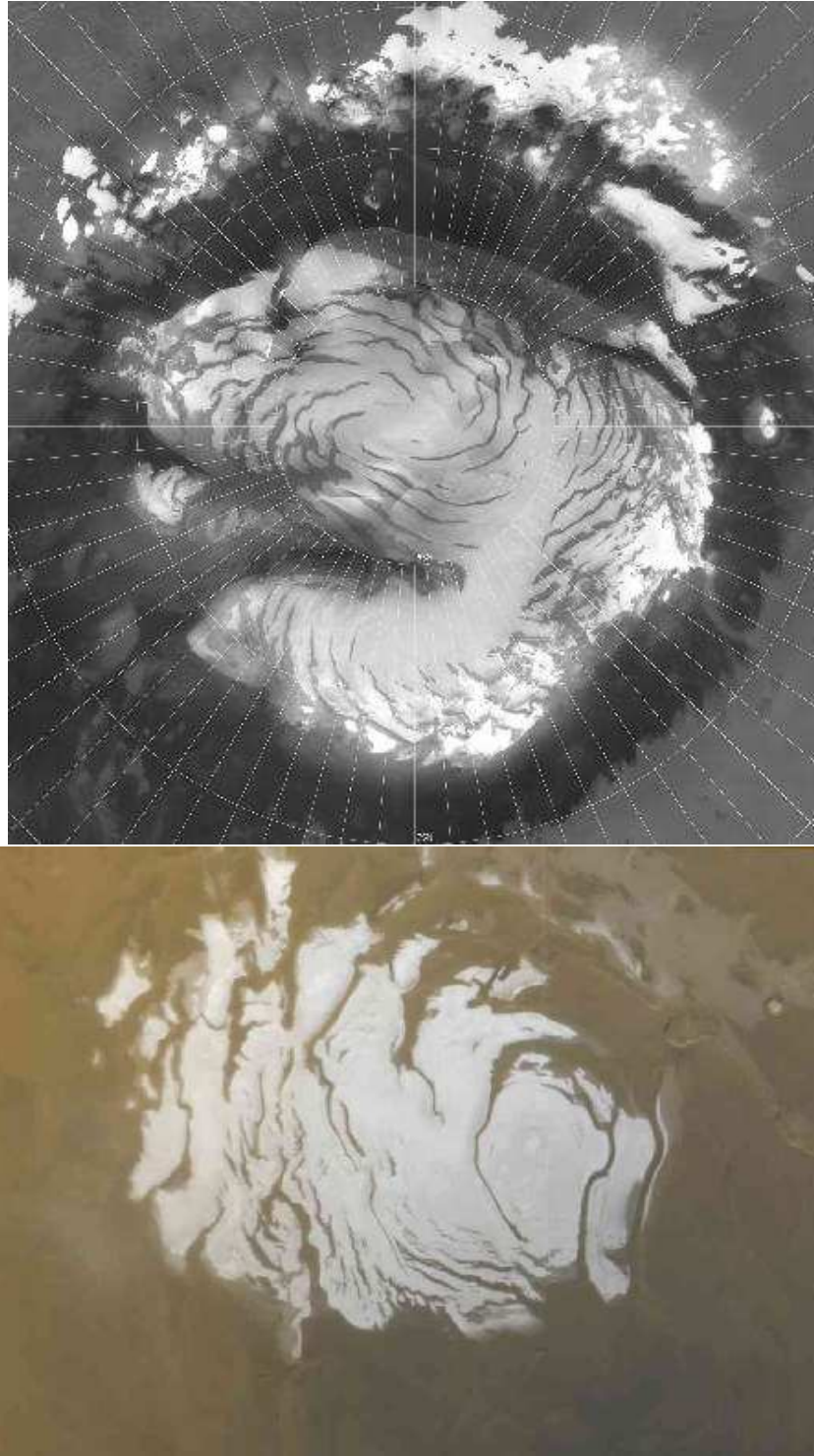


Figure 1.5 : Photos des calottes polaires résiduelles boréale (en haut : photo du Mars Obiter Camera) et australe (en bas). Le calotte de glace nord possède un diamètre d'environ 1000 km contre 300 km pour la calotte sud.

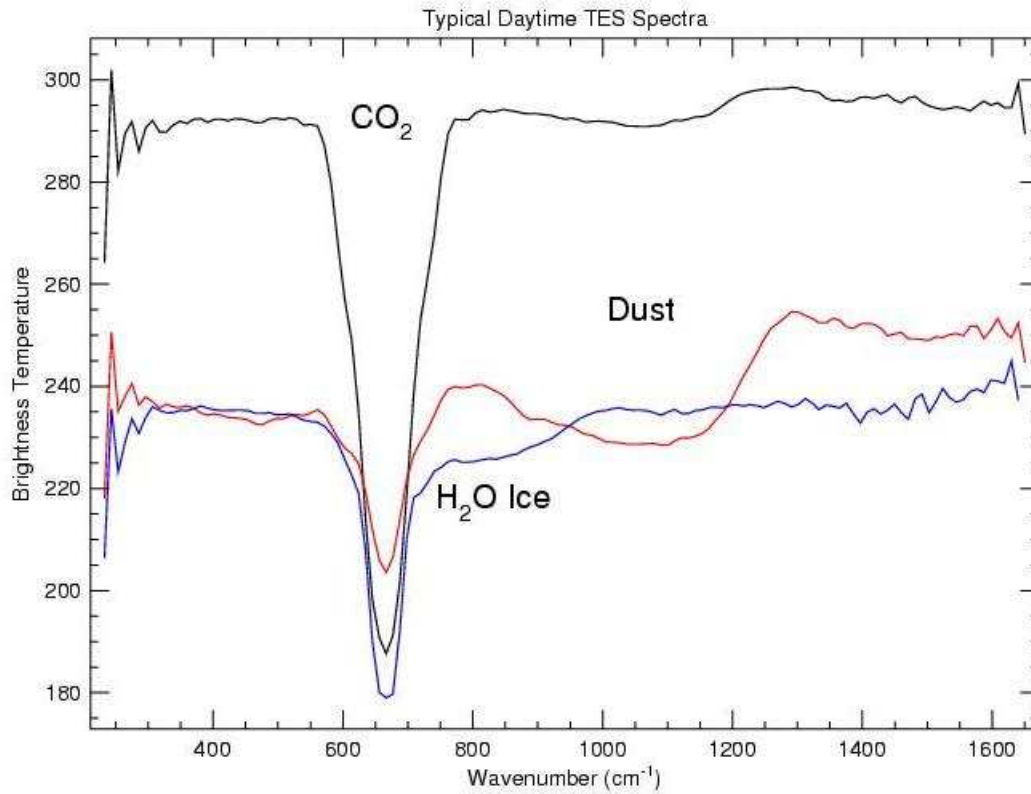


Figure 1.6 : Superposition de trois spectres infrarouges obtenus par le spectromètre TES (Thermal Emission Spectrometer) de la mission MGS et permettant d'identifier les signatures du CO₂, de la poussière en suspension et d'un nuage de glace d'eau . D'après Smith et al. [2000].

au rayonnement solaire, l'atmosphère est essentiellement chauffée par le sol. Seulement 15% du rayonnement thermique émis par la surface sont absorbés par la raie principale du CO_2 à $15 \mu\text{m}$.

La faible épaisseur de l'atmosphère la rend extrêmement sensible à la présence de corps solides telles les très fines particules qui peuplent en permanence et à toute les latitudes ses basses couches. Cette poussière, issue du soulèvement par les vents, modifie les propriétés radiatives de l'atmosphère en augmentant considérablement son pouvoir absorbant du flux solaire visible. De la même manière, la condensation de la vapeur d'eau, dans une gamme de températures comprises entre 140 et 220 K (représentatives de conditions martiennes typiques), aboutit à la formation de brumes qui peuvent changer l'équilibre radiatif. Poussières et nuages sont fréquemment observés et apparaissent régulièrement dans les sondages infrarouges (Figure 1.6).

L'effet de la poussière sur la structure thermique de l'atmosphère a rapidement été mis en évidence [Gierasch et Goody, 1972]. La Figure 1.7 rend compte de cette sensibilité. Différents modèles ont été proposés afin de contraindre la composition de la poussière. Toon et al. [1977] ont élaboré un modèle basé sur une argile, la montmorillonite, mais qui s'est avéré incapable de reproduire correctement le spectre infrarouge au-delà d'une longueur d'onde λ de $20 \mu\text{m}$. Plus tard, Clancy et al. [1995] ont cherché un compromis entre différents types d'observations, suggérant l'utilisation d'une roche basaltique, la palagonite, mais dont les propriétés à $\lambda=9 \mu\text{m}$ dégradent considérablement la qualité des spectres simulés. Aujourd'hui encore, la composition de la poussière reste une énigme. A défaut, la méthode actuelle s'attache plutôt à concevoir un type de roche composite dont les propriétés sont ajustées pour satisfaire les observations [Forget, 1998a]. Cet artifice est une nécessité pour les modélisateurs de la météorologie martienne qui ne peuvent attendre qu'un consensus s'établisse autour de la minéralogie de ces particules.

Les propriétés microphysiques de la poussière ont été déduites de différents types de sondage [Toon et al., 1977; Chylek et Grams, 1978; Korablev et al., 1993; Pollack et al., 1995; Tomasko et al., 1999; Markiewicz et al., 1999] et dans l'ensemble, la majorité des observateurs s'accordent autour d'un rayon effectif (le rayon moyen de la distribution en taille pondéré par la surface des particules) entre 1 et $2 \mu\text{m}$.

Structure thermique

La Figure 1.8 reproduit les sondages de température effectués *in situ* par les atterrisseurs Pathfinder et Viking au cours de leur descente. Ces mesures ont été publiées par Schofield et al. [1997] et Seiff et Kirk [1977]. La structure thermique martienne ne comporte pas, comme sur Terre, de démarcation nette liée à l'absorption du rayonnement ultraviolet par la couche d'ozone. En somme, il n'existe pas d'équivalent martien à la stratosphère terrestre.

Entre la surface et 40 km, le profil décroît quasi-linéairement tout en étant stabilisé par la présence de la poussière. Les fluctuations observées témoignent d'une activité ondulatoire très forte qui dicte le comportement du profil à partir de 40-50 km. On peut voir que le profil Viking se stabilise autour de 140-150 K ce que l'on explique par une absorption du rayonnement ultraviolet par le CO_2 . Le profil Pathfinder est intéressant à bien des égards. Il indique que l'atmosphère est sursaturée vers 80 km donnant lieu potentiellement à une condensation du CO_2 à cette altitude. D'autre part, on peut observer une inversion du profil vers 15 km s'opposant aux prédictions théoriques. Cette altitude est en effet trop élevée pour que la cause puisse être attribuée au refroidissement nocturne de la couche limite. Schofield et al. [1997] ont suggéré que ce refroidissement local était dû à la présence d'un nuage de glace d'eau, ce que des études théoriques ont confirmé par la suite [Haberle et al., 1999; Colaprete et Toon, 2000].

Le cycle diurne est un élément prépondérant de la météorologie martienne. La faible inertie du sol engendre des oscillations quotidiennes de température en surface pouvant atteindre près de 80 K aux latitudes sub-solaires. Pour la couche limite atmosphérique, cela signifie que des différences de plusieurs dizaines de Kelvins peuvent séparer les températures diurnes des températures nocturnes. Au-dessus de cette couche, le profil peut subir l'influence de l'activité ondulatoire, notamment celle des marées thermiques, mais aussi celle de la poussière ; le tout générant des fluctuations journalières de plusieurs Kelvins.

Si la présence des océans sur Terre permet de limiter l'excursion en latitude du point le plus chaud, sur Mars,

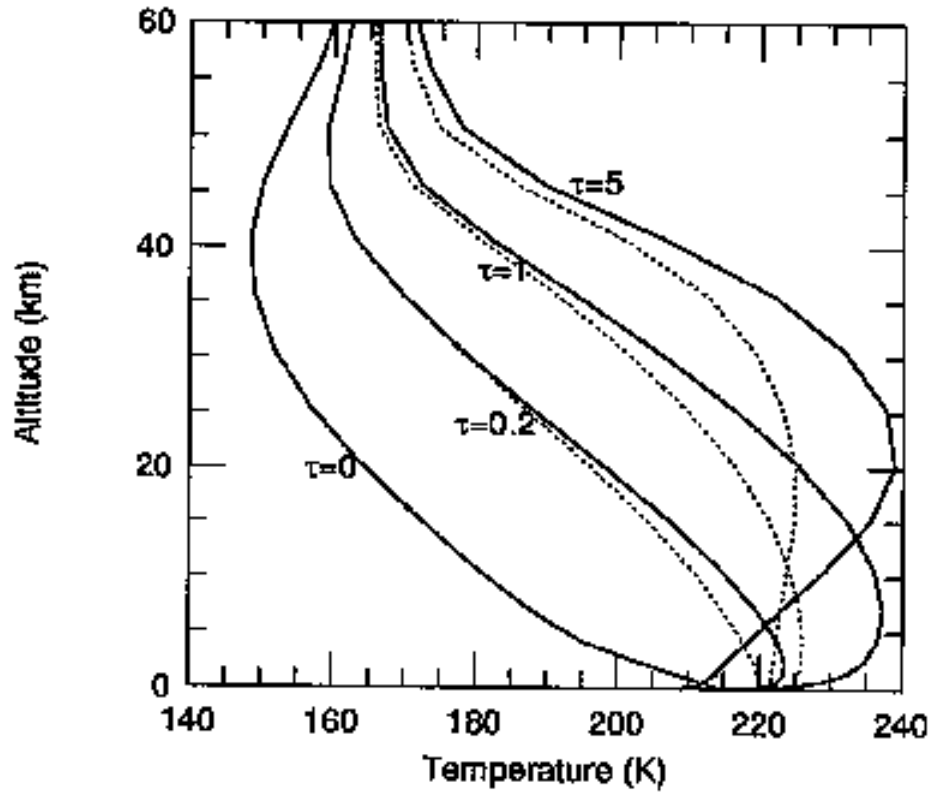


Figure 1.7 : Profils de température d'équilibre convectif-radiatif pour différentes valeurs de τ , l'épaisseur optique de la poussière dans le visible. Deux types de comportement optique sont envisagés : une poussière deux fois et demi plus opaque dans le visible que dans l'infrarouge (trait plein) et une poussière ayant sensiblement la même opacité dans les deux intervalles spectraux (pointillés). Dans les deux cas, la poussière est supposée uniformément mélangée jusqu'à 25 km. A partir de 25 km, le rapport de mélange décroît pour être nul à 55 km. D'après Forget [1996].

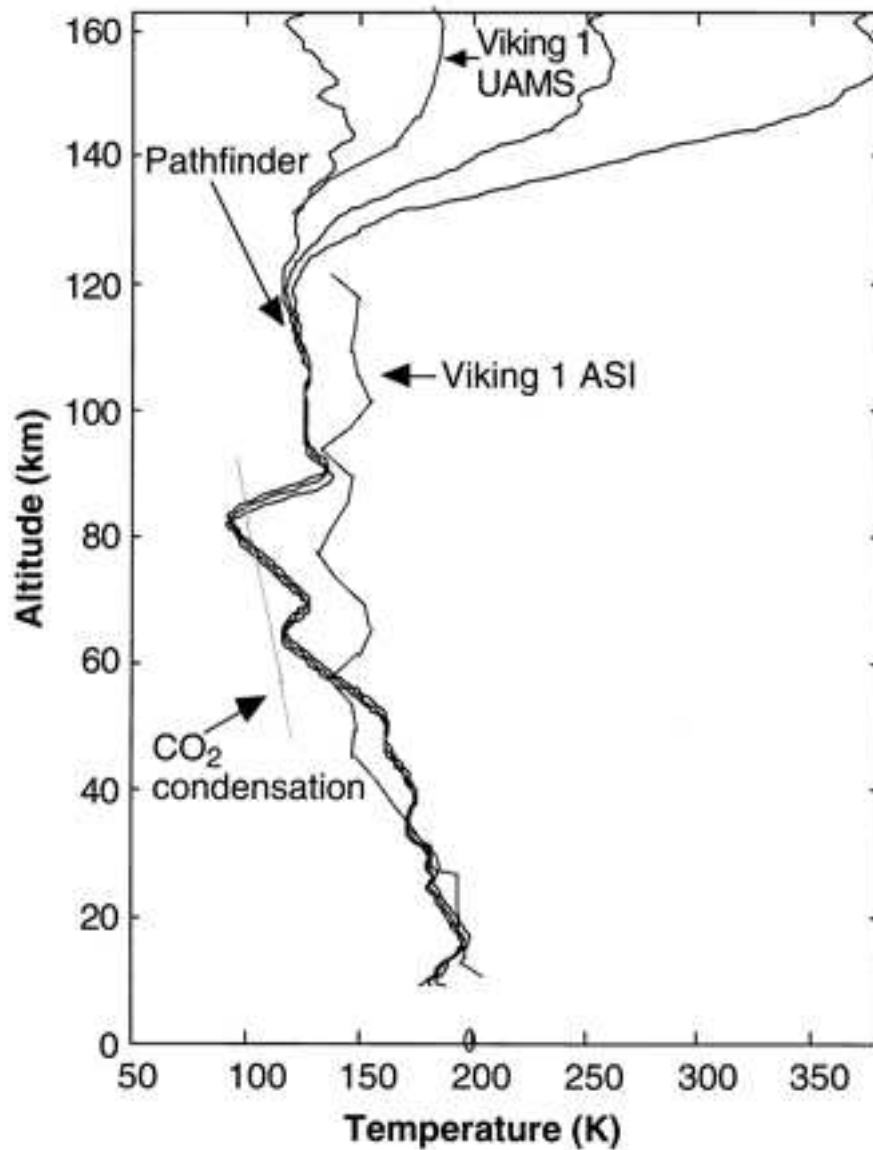


Figure 1.8 : Comparaisons des profils thermiques réalisés durant les phases d'entrée dans l'atmosphère de Viking 1 et de Pathfinder. Les deux atterrisseurs se sont posés dans des régions proches (plaine de Chryse pour Viking 1, vallée d'Ares pour Pathfinder à 19°N et 33°W) et approximativement à la même époque, mi-été pour Viking 1 ($L_s=98^{\circ}$) et fin de l'été pour Pathfinder ($L_s=142^{\circ}$). D'après Schofield et al. [1997].

la réponse du sol est tellement rapide au forçage radiatif que ce point suit quasiment le point sub-solaire. Cela explique que les régions polaires d'été soient les plus chaudes de la planète à cette saison.

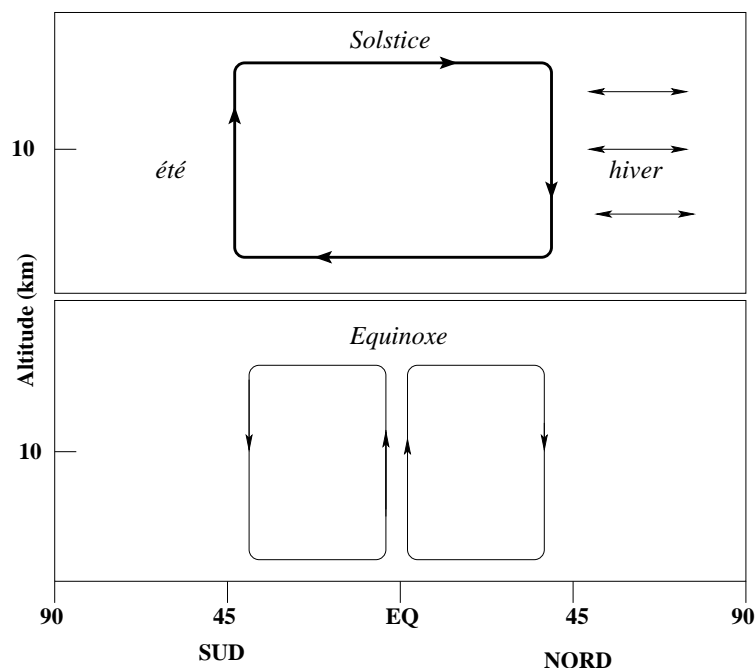


Figure 1.9 : Modes de redistribution schématiques de l'énergie aux solstices et aux équinoxes prédits par les modèles de circulation générale [Haberle et al., 1993; Forget et al., 1999]. La circulation au solstice est en théorie caractérisée par la présence d'une cellule principale dont la branche ascendante prend naissance dans les tropiques d'été. Dans l'hémisphère d'hiver, la redistribution est assurée par les ondes planétaires (doubles flèches horizontales). Les équinoxes voient la formation de deux cellules de faibles intensités caractéristiques d'une circulation transitoire.

3 Éléments saillants du climat martien

La forte excentricité de l'orbite martienne implique que les deux hémisphères ne reçoivent pas la même quantité d'énergie à saisons équivalentes. Le solstice d'été sud étant synchronisé au périhélie, l'insolation de l'hémisphère austral est environ une fois et demi supérieure à l'insolation estivale de l'hémisphère boréal (sur Terre, cette différence n'est que de 3%). Il en résulte une très forte asymétrie climatique se traduisant non seulement par une différence très marquée dans la durée des saisons mais aussi dans les températures.

3.1 Circulation moyenne

Nous l'avons dit, la différence évidente entre Mars et la Terre concerne l'absence d'océans. La circulation moyenne subit donc l'influence de contrastes thermiques très marqués qui entraînent un mode de redistribution de l'énergie original aux solstices alors que l'on retrouve un mode ■ plus terrestre ■ aux équinoxes, comme le schématise la Figure 1.9.

Aux solstices, une cellule convective dite ■ de Hadley ■ s'installe entre les moyennes latitudes des deux hémisphères. Dans les latitudes estivales, l'air chaud s'élève vers les couches supérieures de l'atmosphère, se dirige vers les latitudes froides, et enfin plonge dans les tropiques d'hiver. Au delà des tropiques, la circulation moyenne devenant instable, elle laisse place à un régime dynamique dominé par des instabilités baroclines : un système dépressionnaire s'installe pour assurer la redistribution méridienne de la chaleur.

3.2 Les principaux cycles

Schématiquement, nous pouvons caractériser le climat martien par trois cycles principaux :

- celui du CO_2 ;
- celui de la poussière ;
- celui de l'eau.

Cycle du CO_2

Ce cycle est à l'origine des **calottes saisonnières de CO_2** dont la formation entraîne une chute considérable de la pression atmosphérique. Dans les nuits polaires, la température tombe en-dessous du point de condensation du dioxyde de carbone qui est d'environ 145 K à 6 mbar. Un dépôt de neige carbonique se forme alors en surface et vient recouvrir les hautes latitudes d'automne et d'hiver. Près de 30% de la masse atmosphérique se retrouvent ainsi impliqués dans un cycle de condensation/sublimation se produisant à chaque pôle. Bien qu'il soit actuellement difficile de définir une latitude frontalière pour le givre carbonique, les mesures suggèrent que l'étendue des calottes saisonnières atteint 50° en moyenne. La Figure 1.10 traduit ce cycle en terme d'épaisseur de givre saisonnier que les mesures MOLA ont pu quantifier indirectement. On peut constater que les pôles enregistrent chaque année une variation d'altitude de près d'un mètre. L'amplitude de cette variation saisonnière diminue graduellement vers les plus basses latitudes mais se situe en moyenne autour de quelques dizaines de centimètres.

L'autre conséquence de cette condensation alternée touche la dynamique atmosphérique. Les flux de condensation de CO_2 affectent notablement l'intensité des vents en surface des calottes saisonnières [Haberle et al., 1993]. De plus, les zones de dépression/surpression qui en découlent génèrent une composante non négligeable de la circulation méridienne [James, 1985; Pollack et al., 1990].

Cycle des poussières

Depuis les années 70, on sait que l'atmosphère est chargée de particules issues du régolite donnant aux cieux martiens cette teinte caractéristique rouge/orange. Le cycle des poussières est fascinant à plus d'un titre et son influence sur l'équilibre radiatif justifie les nombreux travaux d'observations qui lui ont été consacrés. Le spectromètre IRIS de la mission Mariner 9 [Santee et Crisp, 1993; Fenton et al., 1997] ainsi que les radiomètres IRTM de Viking [Martin, 1986] ont ainsi mesuré l'épaisseur optique de la poussière dans l'infrarouge depuis l'espace. Depuis la mission Mariner 9, on observe périodiquement le déclenchement de tempêtes globales caractérisées par une brume de poussière très épaisse venant recouvrir la totalité du globe. Au cours de la deuxième année de survol de MGS, une tempête de ce type a focalisé l'attention des scientifiques (Figure 1.11). De tels phénomènes météorologiques résultent en une hausse globale des températures et peuvent intensifier la circulation moyenne [Haberle et al., 1982]. Deux questions se posent encore : quels sont les facteurs permettant à une tempête d'envergure régionale d'atteindre une telle extension géographique, pourquoi ces tempêtes globales sont-elles sujet à une telle variabilité interannuelle ? Néanmoins, ce type d'évènements ne constitue pas l'essentiel du cycle de la poussière qui reçoit l'apport beaucoup plus régulier de tempêtes de moindre ampleur comme celle montrée sur la Figure 1.12.

La grandeur habituellement employée pour quantifier la charge en particules de l'atmosphère est la profondeur optique intégrée sur la verticale. Le cycle se caractérise par une atmosphère relativement claire aux printemps/été nord et par une charge accrue en automne/hiver. Les mesures *in situ* de Viking, publiées par Colburn et al. [1989], permettent d'associer les périodes claires à une opacité visible d'environ 0.4-0.5 pouvant dépasser des valeurs de 4 ou 5 au moment des grandes tempêtes. Bien que les causes de cette variation spatio-temporelle soient pressenties, l'automne et l'hiver correspondant aux positions orbitales les plus proches du soleil, la difficulté pour reproduire les mécanismes de soulèvement de la poussière s'oppose à une meilleure compréhension. En pratique, le soulèvement des particules nécessite la présence de vents violents pouvant être provoqués soit par

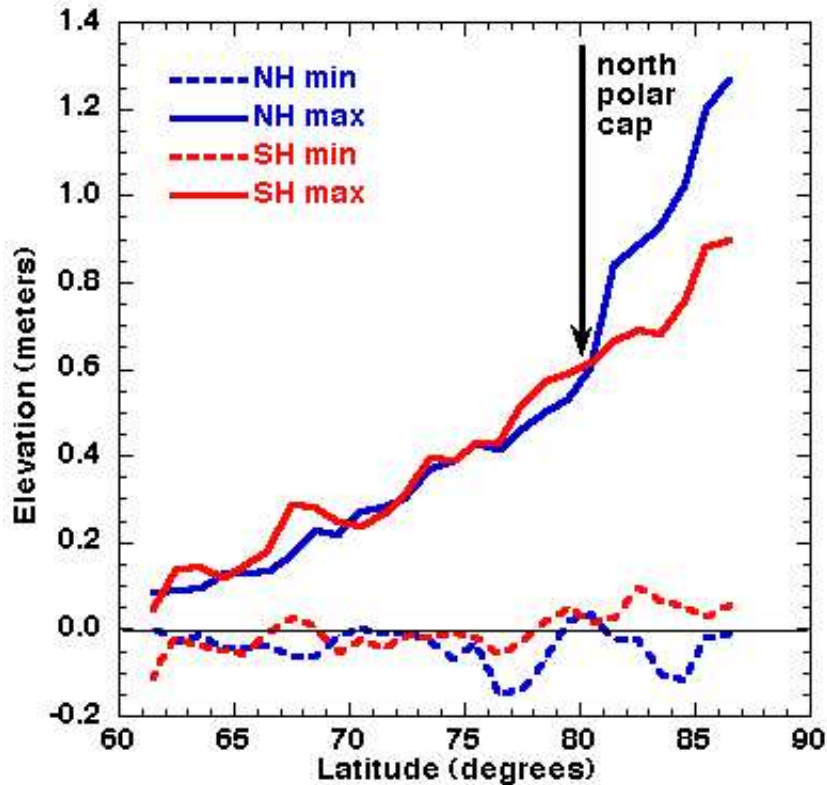


Figure 1.10 : Variation d'altitude causée par la condensation saisonnière du CO_2 en surface. D'après Smith et al. [2001a]

la circulation générale ou locale soit par des structures tourbillonnaires de faibles échelles : les ■ dust devils ■. La structure verticale des brumes de poussière est relativement bien connue depuis la cartographie de clichés au limbe opérée par Viking [Jaquin et al., 1986] et plus tôt par Mariner 9 [Anderson et al., 1978]. Les occultations solaires de l'instrument Auguste, embarqué sur Phobos, sont régulièrement citées en référence car elles seules ont permis, à ce jour, une inversion simultanée de la structure et de la granulométrie des brumes martiennes [Korablev et al., 1993; Chassefière et al., 1995a]. En règle générale, la brume de poussière est assez bien mélangée dans les premières échelles de hauteur (20-30 km). Le plafond maximal est variable (il dépend aussi de l'altitude où la vapeur d'eau est susceptible de condenser) mais peut facilement atteindre plus de 60 km aux époques chargées.

En combinant les relevés effectués par les atterrisseurs Viking [Colburn et al., 1989] aux sondages simultanés d'IRTM, Martin [1986] définit ce qu'il est encore coutume d'appeler le rapport standard d'opacité visible/infrarouge de la poussière ($\sim 2-2.5$). Ce rapport caractérise sommairement l'influence de la poussière sur le profil thermique en situant ses capacités de chauffage (par absorption du flux visible) relativement à celles de refroidissement (par émission dans l'infrarouge). Cette valeur de 2-2.5 pose néanmoins problème à différents niveaux car aucun des modèles de poussière dérivés des photographies Viking ne parvenait à recréer en théorie un tel contraste visible-infrarouge. Bien que Toigo et Richardson [2000] aient utilisé la variation saisonnière de ce rapport pour estimer la contribution des nuages de glace d'eau durant l'ère Viking¹, il est assez peu probable que le ratio d'opacité visible/infrarouge de la poussière ne dévie jamais de sa valeur standard comme le suggèrent ces auteurs. Des fluctuations notables du rayon moyen des particules pourraient être la cause d'une variabilité

¹L'augmentation du rapport est interprétée comme résultant d'une présence accrue de nébulosité quasiment transparente dans la bande d'absorption de la poussière à $9 \mu\text{m}$.

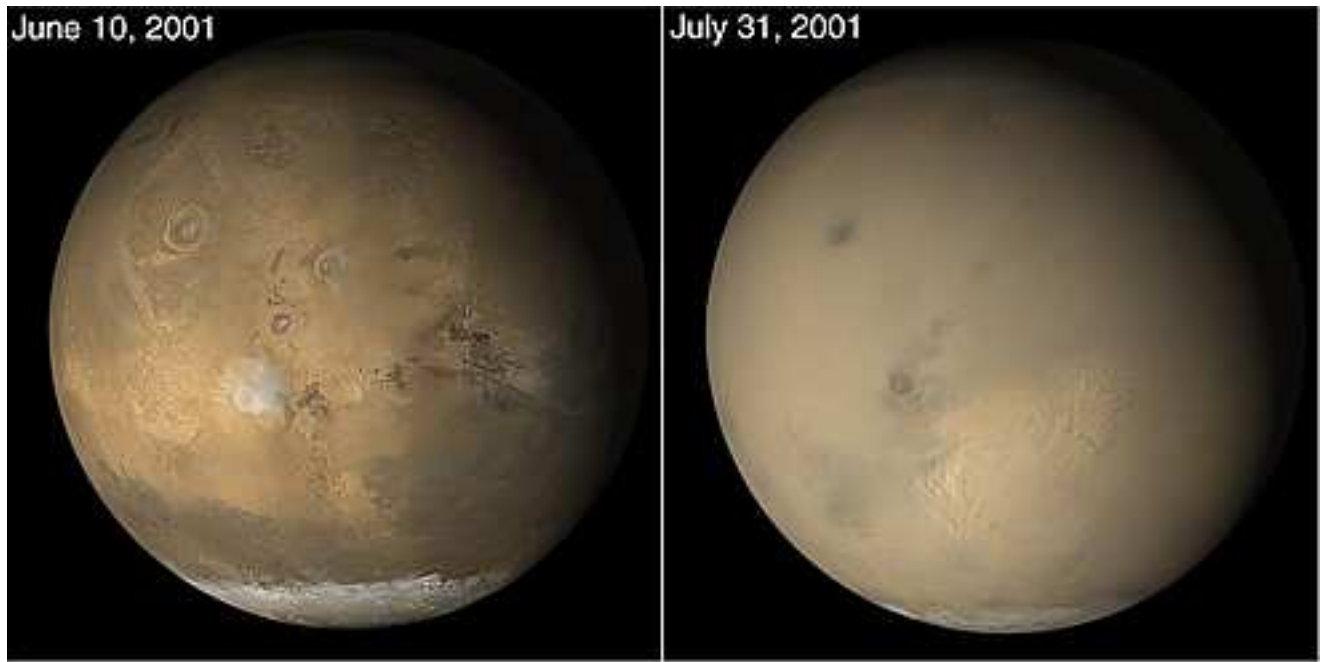


Figure 1.11 : *En 2001, la caméra MOC a pu suivre l'évolution d'une tempête de poussière d'envergure planétaire. La comparaison des deux clichés (à gauche : avant la tempête, à droite : tempête en pleine activité) illustre bien l'intensité du phénomène qui a voilé totalement la surface martienne (source NASA/JPL/Malin Space Science Systems).*

intrinsèque. C'est ce qui ressort de l'interprétation des mesures TES effectuées par Clancy et al. [2002] qui ont déterminé une gamme de valeurs (comprises entre 1.5 à 4 environ - cf. Figure 1.13) dans laquelle le rapport semble osciller. Notre méconnaissance à ce sujet est préjudiciable aux prédictions climatiques dont les résultats de simulation sont extrêmement sensibles à ce paramètre (Figure 1.7) .

Cycle de l'eau

Nous ne détaillerons pas cette partie qui fait l'objet d'une étude conséquente dans le chapitre 6. Néanmoins, la présence en arctique d'un réservoir permanent en surface constitue une source importante pour l'atmosphère. Les mesures effectuées par le Mars Atmospheric Water vapor Detector (MAWD) de la mission Viking ont permis de connaître l'évolution saisonnière de la vapeur d'eau [Jakosky et Farmer, 1982]. De fortes concentrations furent observées au-dessus du pôle nord en été (plus de 90 μm pr., soit neuf fois la valeur moyenne), sans que l'on ait détecté un phénomène similaire au pôle sud à la saison correspondante. En automne et en hiver, les faibles températures polaires annihilent la capacité de contenance humide de l'atmosphère. Il en résulte des variations saisonnières d'abondance extrêmement importantes dans les régions comprises entre les pôles et les tropiques qui font de la vapeur d'eau le constituant le plus variable de l'atmosphère [Titov, 2002]. Grâce à l'instrument TES de MGS, ce cycle est dorénavant mieux contraint [Smith, 2002]. Même si son évolution saisonnière fait preuve d'une relative constance, des indices de variabilité interannuelle viennent toutefois s'intercaler.

4 Les nuages de glace d'eau

Nous ne ferons pas cas dans notre manuscrit des brumes issues de la condensation du CO_2 dans l'atmosphère à qui il faudrait consacrer une étude spécifique. Celles-ci ont néanmoins été directement observées dans la haute atmosphère tropicale ainsi que dans l'atmosphère polaire d'automne/hiver. Néanmoins, leur fréquence d'apparition reste marginale en comparaison des nuages de glace d'eau qui bénéficient d'une plus ample documentation.

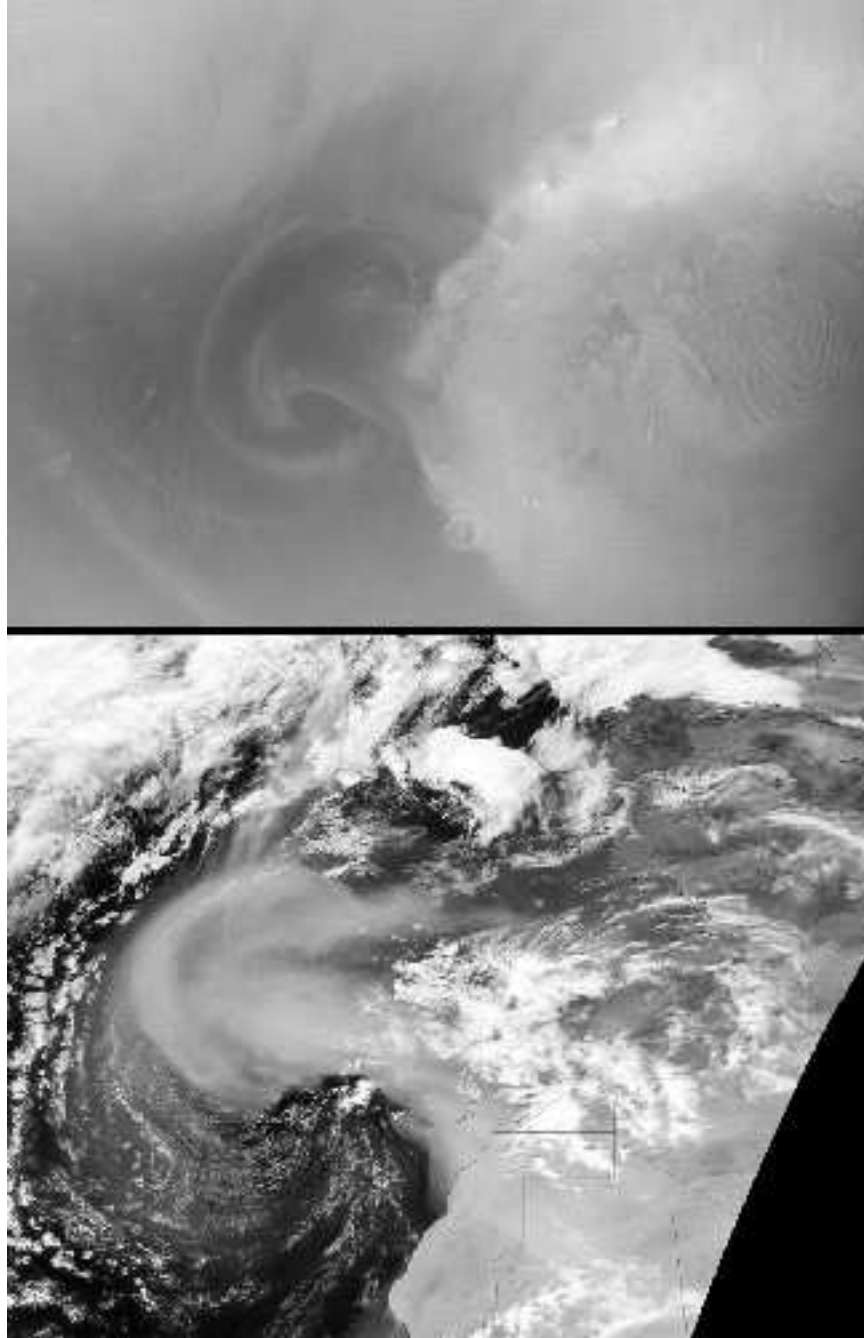


Figure 1.12 : *Un exemple de phénomène météorologique similaire entre Mars et la Terre. En haut : Tempête de poussière en arctique au printemps. On reconnaît sur la droite la calotte permanente. En bas : Tempête de sable s'échappant de la côte africaine. (source Malin/JPL)*

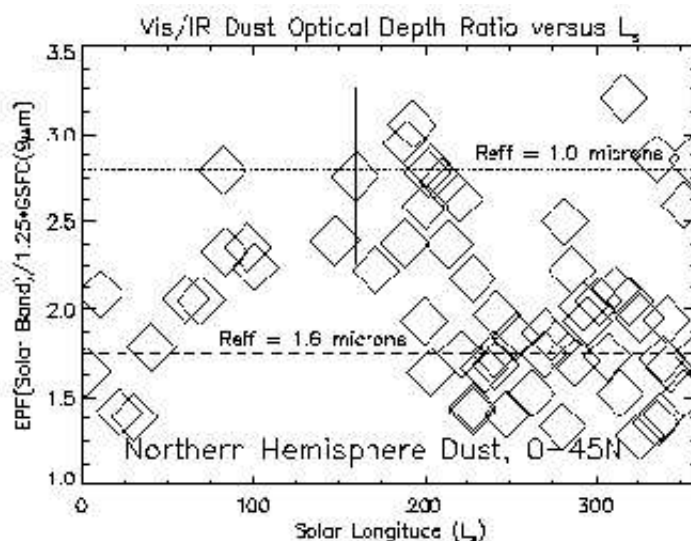


Figure 1.13 : Variation saisonnière du rapport d’opacité visible/infrarouge de la poussière obtenue grâce aux mesures TES (ce spectromètre infrarouge est équipé d’un canal à bande large mesurant le flux visible réfléchi par l’atmosphère). Ces données ont été filtrées afin d’éliminer la contribution de la glace d’eau. De plus, elles se restreignent à la région située entre l’équateur et 45°N . Les deux droites horizontales encadrent une gamme de particules de poussière ayant un rayon effectif compris entre 1 et $1.6\ \mu\text{m}$. D’après Clancy et al. [2002].

Bien que la vapeur d’eau soit extrêmement raréfiée dans l’atmosphère martienne (quelques dizaines de ppm en rapport de mélange), les températures qu’elle rencontre la force néanmoins à franchir le seuil de saturation. Sans la présence de particules de poussière pour leur fournir des noyaux de condensation, l’apparition des nuages serait fortement compromise.

Sur Terre, la libération de chaleur latente permet à certains nuages en formation d’entretenir une instabilité convective amplifiant leur propagation verticale. Les nuages martiens ne peuvent bénéficier de ce mécanisme, ceci en raison du trop faible rapport de mélange de la vapeur d’eau. Zurek et al. [1992] et Richardson et Wilson [2002b] ont calculé que le dégagement de chaleur latente associé à ce rapport de mélange ne provoque au mieux qu’une hausse de température inférieure à un ou deux dixièmes de Kelvin (négligeable en comparaison des variations causées par le forçage radiatif). Bien que des structures cumuliformes soient observées sur Mars, elles ne sont en rien comparables à leurs équivalents terrestres. La nébulosité martienne ne présente d’ailleurs pas la même diversité que celle que nous avons l’habitude de contempler sous nos cieux.

4.1 Observations

Manifestations majeures

Localement, les nuages peuvent apparaître de façon sporadique. Cependant, nous retiendrons deux formations principales qui se caractérisent par leur récurrence saisonnière et leur ampleur géographique conséquente.

- Récemment, Tamppari et al. [2000] ont pu dresser une cartographie globale et saisonnière de la nébulosité à partir des sondages IRTM de la mission Viking. Un travail similaire a été réalisé avec les données TES [Pearl et al., 2001; Smith et al., 2001b]. Ces études mettent en évidence un phénomène nuageux portant le nom de **■ ceinture intertropicale ■** s’établissant entre le printemps et l’été de l’hémisphère nord. La Figure 1.1 illustre parfaitement l’étendue de cette ceinture dont la présence est avant tout liée à la réduction du flux solaire à cette époque (Mars étant à l’aphélie). Clancy et al. [1996] furent les premiers à élever cette ceinture au rang d’évènement saisonnier majeur de la nébulosité martienne qui a depuis fait l’objet d’observations télescopiques systématiques [James et al., 1996; Wolff et al., 1999].

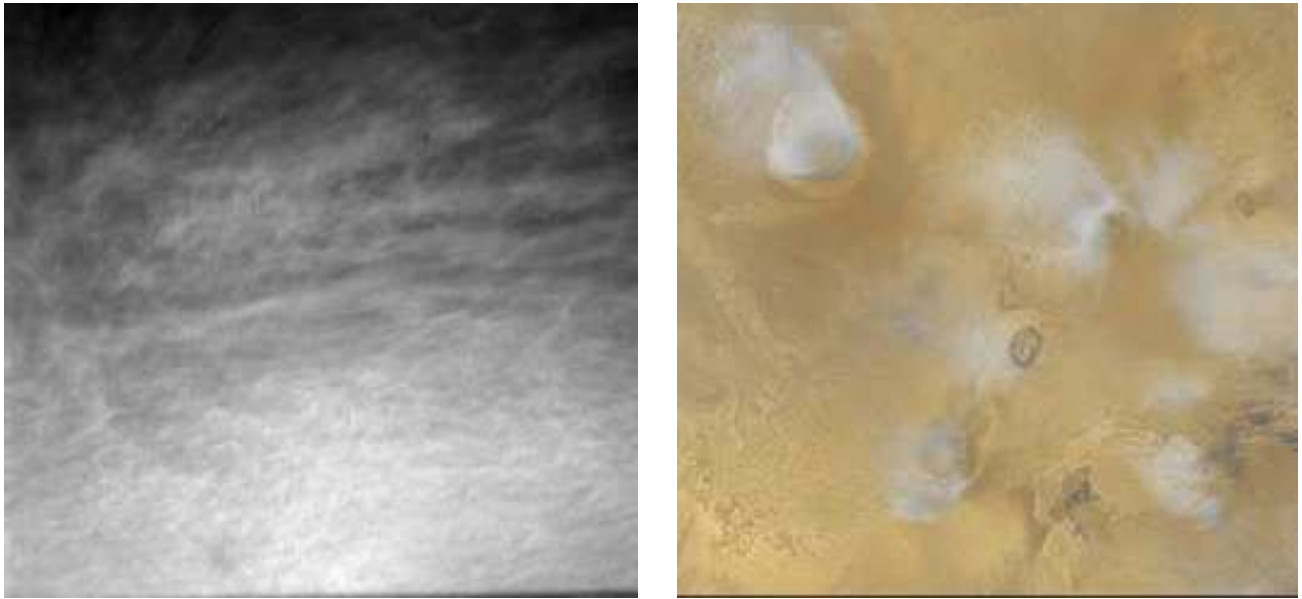


Figure 1.14 : **A gauche :** Nuages stratiformes aperçus par Pathfinder une heure avant l'aube (source M. Lemmon-Université D'Arizona). Avis aux yeux de lynx, le centre de la photo était pointé en direction de la Terre lorsqu'elle a été prise. **A droite :** Le plateau de Tharsis photographié par MGS. Chaque crête de volcan (Olympus Mons en haut à gauche) est coiffée d'une brume de glace d'eau. En journée, l'air chaud s'élève le long des flancs en se refroidissant et donne lieu à la formation de cristaux (source NASA/JPL/Malin Space Science Systems).

- Le dépôt saisonnier de givre de CO_2 aux hautes latitudes hivernales crée des zones froides propices à la condensation de la vapeur d'eau provenant des régions plus humides. Les **■ capuches polaires ■**, sortes de coiffes brumeuses très épaisses qui recouvrent le pôle jusqu'en bordure de calotte saisonnière, ont été identifiées grâce aux sondages infrarouge IRTM [Christensen et Zurek, 1984] mais aussi depuis la Terre [Slipher, 1962; Akabane, 1993, 1995]. D'après les sondages infrarouges Mariner 9, les capuches polaires s'étendent verticalement jusqu'à la surface [Zasova et al., 2002].

Structure verticale

L'interprétation des profils verticaux de lumière diffusée au limbe de la planète a permis à Jaquin et al. [1986] et Anderson et al. [1978] de mettre en évidence la structure des brumes de condensation. Elles se distinguent en général de la brume **■ continue ■** de poussière (qui s'étend sur toute la verticale) par leur forme typique de couche supérieure détachée et par leur confinement vertical². Plus de 100 profils répartis assez uniformément dans le temps et l'espace ont ainsi été analysés par Jaquin et al. [1986]. Ces auteurs indiquent que le profil standard se caractérise par la présence d'une voire plusieurs couches détachées. Leur épaisseur est assez variable mais reste cependant inférieure à une dizaine de kilomètres. Dans leur grande majorité, ces nuages n'apparaissent pas dans la première échelle de hauteur atmosphérique mais peuvent se trouver dans la partie haute des profils; i.e. à plus de 60 km.

Les occultations Phobos ont permis d'étudier d'autres structures verticales de brumes de poussière coiffée par une couche de condensats [Chassefière et al., 1992; Rodin et al., 1997]. Là encore, l'épaisseur des nuages observés est restreinte à quelques kilomètres seulement. L'étude de Chassefière et al. [1992] a d'ailleurs révélé la présence simultanée de deux nuages sur un même profil d'occultation, l'un à plus de 50 km et l'autre vers 25 km. L'analyse *a posteriori* de Chassefière et Blamont [1992] s'est focalisée sur le mécanisme permettant à ces

²La hauteur d'échelle qui les caractérise tourne généralement autour d'une valeur de 3-4 km, soit un facteur 2 à 3 fois plus faible que celle de la brume continue.

deux nuages de se superposer³.

Ce qu'il faut surtout retenir de ces études, c'est le recouvrement systématique de la brume principale de poussière par les nuages. En somme, ils créent une sorte de frontière verticale infranchissable pour les aérosols. Indirectement, cela constitue la preuve que les particules de poussière servent bien de noyaux de condensation et que la nucléation de ces noyaux est suffisamment efficace pour signifier leur disparition au-dessus de la couche de condensation.

Épaisseur optique des nuages

Les différentes estimations qui ont pu être faites indiquent une épaisseur optique relativement faible. Les plus épais sont en général ceux de la capuche polaire et les nuages orographiques, notamment sur les crêtes des volcans de Tharsis. Pour ces cas spécifiquement, il n'est pas rare que la profondeur optique dans le visible excède largement l'unité [Christensen et Zurek, 1984; Akabane, 1995; Zasova et al., 2002]. Pour la ceinture intertropicale, on trouvera des valeurs inférieures à 0.5 [James et al., 1996; Wolff et al., 1999; Pearl et al., 2001], valeurs sensiblement identiques pour la nébulosité observée au-dessus du site Viking [Colburn et al., 1989].

Les nuages étudiés via leur structure verticale sont encore plus fins ; leur opacité ne dépassant généralement pas 0.1 [Jaquin et al., 1986; Chassefière et al., 1992; Rodin et al., 1997]. Mais comme l'ont montré Colburn et al. [1989], les variations d'opacité imposées par le cycle diurne de température sont suffisamment importantes pour que ces estimations obtenues à heure fixe ne soient pas représentatives du nuage ■ moyen ■.

4.2 Morphologies-type de la nébulosité martienne

Étant des indicateurs pertinents de la direction des vents et des phénomènes météorologiques en général, les nuages ont fait l'objet d'un classement minutieux à partir des clichés de Mariner 9, de Viking et plus récemment de MGS. Trois équipes de scientifiques se sont consacrées à cette tâche au cours des vingt dernières années [French et al., 1981; Kahn, 1984; Wang et Ingersoll, 2002]. Malheureusement, ce type d'analyse est handicapée par la méconnaissance de l'altitude où les nuages sont observés. Ces travaux font toutefois apparaître l'existence des nuages sous plusieurs formes.

Les brumes de surface sont, en théorie, causées par le refroidissement nocturne du profil thermique de la couche limite. French et al. [1981] font état d'une concentration de brumes dans l'hémisphère sud, plus précisément dans les bassins d'Argyre et d'Hellas. Ces auteurs précisent néanmoins que la distinction entre une brume de poussière et une brume de condensats est rendue difficile par l'utilisation d'un filtre de couleur unique au moment de l'observation. En outre, aucune corrélation ne semble exister localement entre ces brouillards et les propriétés de surface ou la concentration de vapeur d'eau.

Les nuages stratiformes sont très présents au printemps et en été dans la région intertropicale (où l'on a identifié la ceinture) et plus régulièrement dans les moyennes latitudes australes. Un bel exemple de ce type de nuages est donné dans la Figure 1.14 (photo de gauche) mais aussi en Figure 1.16. D'apparence filandreuse et spatialement assez uniformes, ces nuages sont le résultat probable d'une baisse de température d'origine radiative [Kahn, 1984]. D'après French et al. [1981] et Kahn [1984], ces nuages sont relativement absents des clichés pris à l'automne boréal.

Des nuages d'origine convective se forment principalement sur les flancs des volcans de Tharsis durant les journées estivales (Figure 1.14-photo de droite) mais aussi dans la région polaire où ils s'agencent en ■ champs ■ de petits cumuli.

Les nuages d'origine ondulatoire ont été observés à de très nombreuses reprises à toutes les saisons et toutes les latitudes (mais en plus faible nombre dans la bande équatoriale). Ce type de nuages a souvent pour

³Ces auteurs ont suggéré la nécessité d'une inversion du profil thermique entre les deux couches de condensation mais aussi la présence d'un vent ascendant.



Figure 1.15 : Nuages orographiques formés en aval d'un cratère. D'après French et al. [1981].

origine des ondes de lee ; des ondes stationnaires générées par le relief se traduisant par des variations locales de température très importantes (Figure 1.15). D'autres formations d'origine ondulatoire ont pu être identifiées sans qu'un obstacle topographique ne leur soit associé ; ce type de nuages s'organise en une succession de bandes rectilignes généralement perpendiculaires à l'écoulement.

Les spirales d'origine cyclonique représentent un phénomène assez rare mais néanmoins très intéressant et que l'on peut observer en Figure 1.17. Hunt et James [1979] ainsi que Gierasch et al. [1979] furent les premiers à identifier ces nuages en spirale qui doivent leur forme caractéristique à la présence d'un front dépressionnaire. Grâce à la caméra MOC de la mission MGS, Wang et Ingersoll [2002] ont étudié ces formations afin d'identifier les cyclogénèses martiennes. Toutes ces études concordent sur le fait que les spirales se concentrent dans la région arctique au printemps/été de l'hémisphère nord.

4.3 Propriétés microphysiques des nuages

Taille des cristaux

Un consensus s'est peu à peu établi autour de la taille des cristaux de glace d'eau. Un rayon équivalent d'environ $2 \mu\text{m}$ est en effet communément rencontré dans la littérature. Cette valeur reprend d'ailleurs la toute première estimation réalisée par Curran et al. [1973] à partir des sondages infrarouges de Mariner 9 au-dessus du volcan d'Olympus Mons.

La gamme dans laquelle varie le rayon des cristaux semble assez restreinte, celle-ci étant comprise entre 0.1 et $4 \mu\text{m}$. La compilation des données TES effectuée par Pearl et al. [2001] est assez éloquent à ce sujet : la morphologie des spectres infrarouges semble exclure des variations de plus d'un facteur 2 autour de $2 \mu\text{m}$. D'autres mesures font cependant état de cristaux plus petits, typiquement inférieurs à $1 \mu\text{m}$ tels ceux constituant

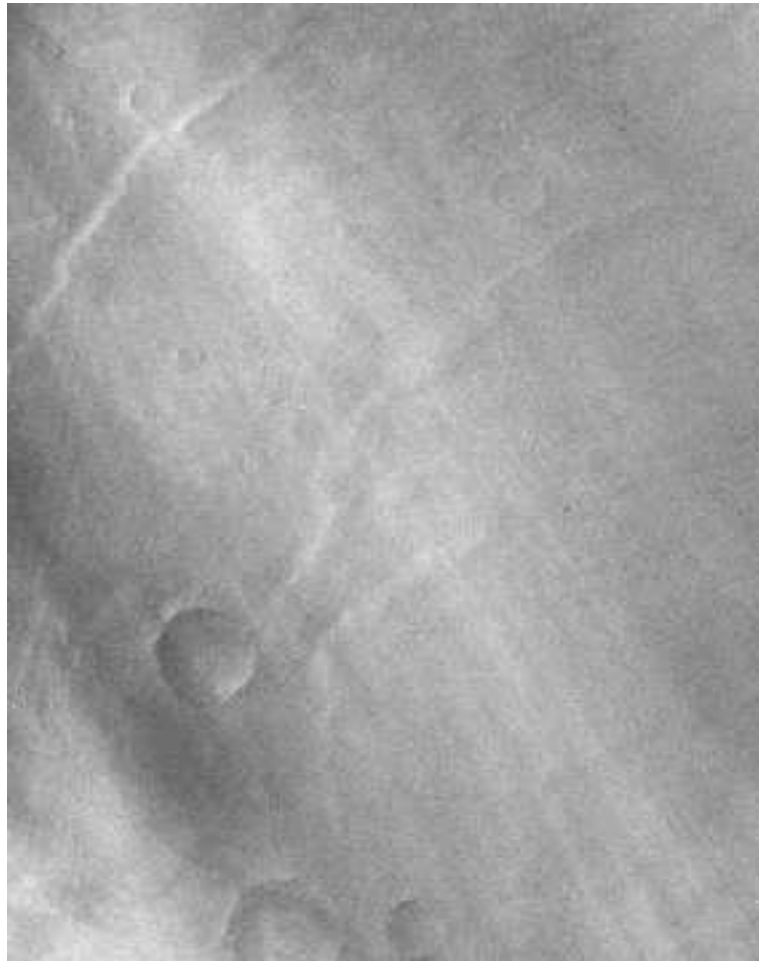


Figure 1.16 : *Strate de nuages. D'après French et al. [1981].*

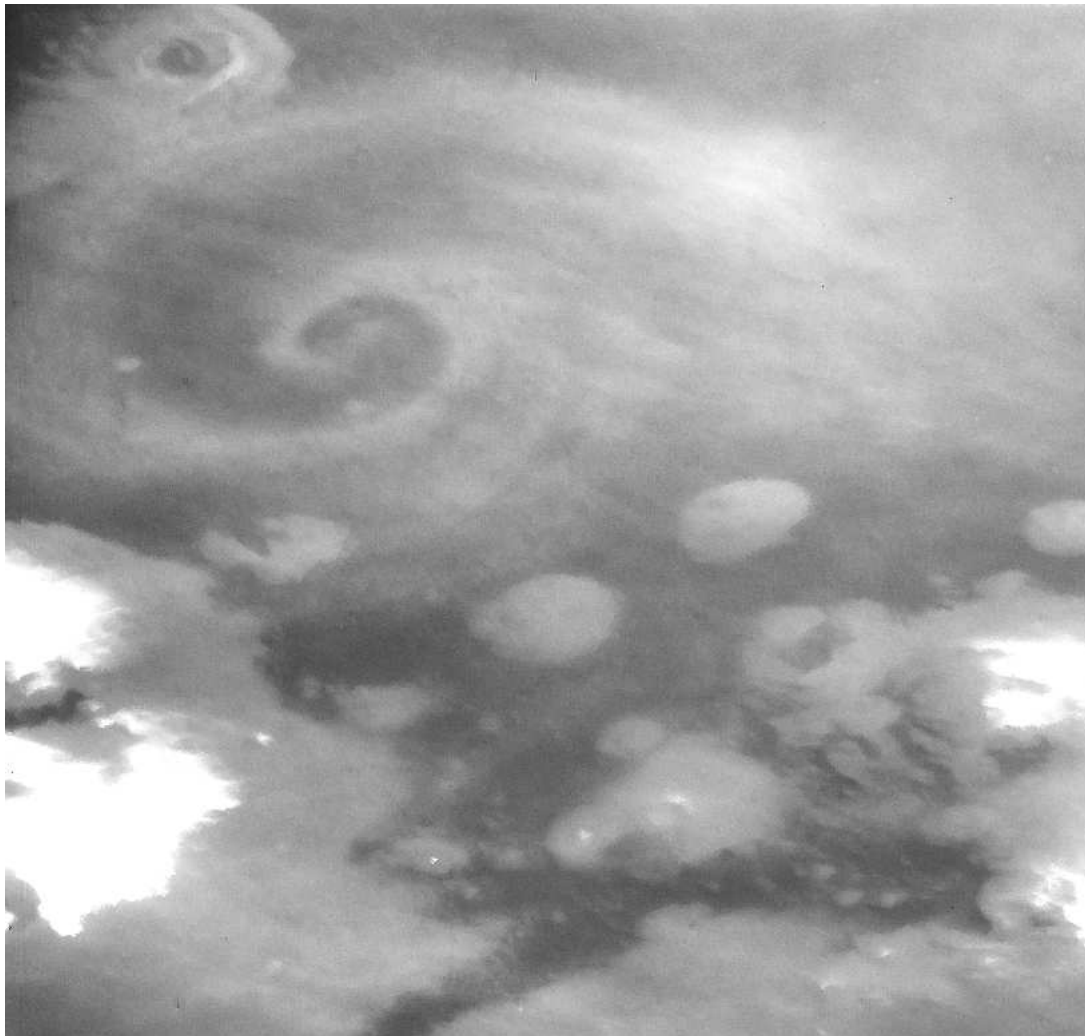


Figure 1.17 : *Cyclone polaire en été d'un diamètre de 100 km environ. D'après Hunt et James [1979].*

les cirrus équatoriaux analysés par Chassefière et al. [1992]. Ces valeurs s'accordent avec celle de Petrova et al. [1996] pour des nuages observés vers Tharsis au printemps et celle de Zasova et al. [2002] pour les cristaux de la capuche polaire. Au cours de cette thèse, nous avons pu dériver un rayon de cet ordre à partir d'un profil d'intensité au limbe de Viking (cf. chapitre 4).

La Figure 1.18 indique la gamme de taille définie à partir d'une climatologie des données TES. Clancy et al. [2002] ont d'ailleurs pu distinguer deux types majoritaires grâce à ces données :

- Le type I : Nuages composés de cristaux ayant un rayon effectif compris entre 1 et 2 μm et rencontrés principalement dans l'hémisphère sud ou plus généralement à haute altitude ($z > 20$ km) ;
- Le type II : Nuages composés de cristaux de 3 à 4 μm et observés uniquement dans la ceinture intertropicale.

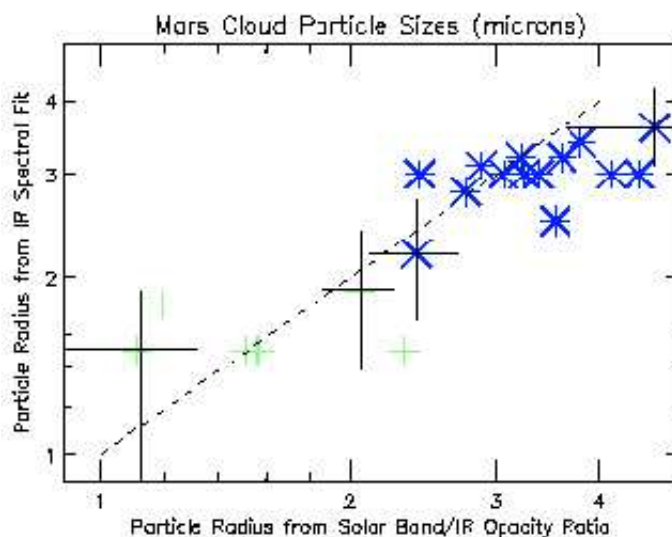


Figure 1.18 : Plage de variation observée des rayons effectifs des cristaux de glace d'eau (sondages TES compilés sur une année complète). Ce graphique corrèle les valeurs obtenues par deux techniques d'estimation différentes : en abscisse, sont représentées celles dérivées du rapport d'opacité visible/infrarouge et en ordonnées, celles dérivées de la structure du spectre infrarouge uniquement. D'après Clancy et al. [2002].

Notons que la climatologie réalisée par Clancy et al. [2002] ne concerne pas les hautes latitudes et qu'elle ne peut donc inclure les brumes des capuches polaires.

Forme des cristaux

Le type cristallin des cristaux de glace d'eau martiens est à ce jour très peu contraint. Exceptée l'étude de Petrova et al. [1996], indiquant ■ seulement ■ que leur méthode d'inversion est sensible à la forme supposée des particules, aucune information sur ce sujet ne ressort des travaux passés. En se basant sur les températures typiques de l'atmosphère, Gooding [1986] a néanmoins suggéré que la forme la plus probable serait cubique (type cristallin $\text{H}_2\text{O-Ic}$) et plus rarement hexagonale ($\text{H}_2\text{O-Ih}$). Comme cet auteur le signale, la minéralogie du support de condensation rentre aussi en ligne de compte.

Toutefois, l'utilisation du canal ■ solaire ■ de l'instrument TES a permis de reconstruire partiellement l'indicatrice de diffusion des cristaux sur un grand intervalle d'angles de phase [Clancy et al., 2002]. La sophistication des modèles théoriques permet à présent de déterminer les propriétés optiques de particules possédant des formes géométriques complexes [Muinonen, 1989; Mishchenko et al., 1997]. Ces modèles ont été utilisés notamment pour caractériser les cirrus terrestres constitués essentiellement de particules hexagonales [Chepfer et al., 1999; Labonnote et al., 2000] et trouvent maintenant une nouvelle application sur Mars. Bien qu'aucune conclusion définitive ne puisse encore être apportée, la classification donnée précédemment, i.e. nuages de type I et de type II, s'étend aussi à la structure cristalline. Clancy et al. [2002] signalent en effet que les cristaux des nuages

de type II concordent en théorie avec une forme sphéroïdale dépourvue d'angles vifs, tandis que les cristaux des nuages de type I paraissent caractéristiques de structures cristallines tétraédrique ou octaédrique (type cristallin H₂O-Ic).

4.4 Travaux théoriques

La première étude dédiée aux mécanismes contrôlant la formation des nuages dans l'atmosphère de Mars fut réalisée par Rossow [1978] dont le raisonnement est élargi à Venus, Jupiter mais aussi la Terre. Les conclusions de ce scientifique font encore référence. Pronostiquant une absence de précipitation excepté dans le cas des brumes de surface, il classa les nuages martiens dans la catégorie **cirrus** et suggéra que leurs caractéristiques microphysiques étaient avant tout contraintes par la concentration de poussières. Nous le verrons, notre analyse théorique du problème (présentée dans le chapitre 2) arrive à une conclusion similaire.

Depuis, Kahn [1990] et Chassefière et al. [1992] ont également introduit ce type de considérations dans leur interprétation des données Viking et Phobos mais le premier travail de modélisation spécifiquement microphysique fut accompli par Michelangeli et al. [1993]. Ces auteurs ont en effet adapté un modèle théorique développé initialement pour les nuages stratosphériques polaires de la Terre. Un modèle identique servit par la suite à Colaprete et al. [1999] pour analyser des données d'opacité atmosphérique produites par l'atterrisseur Pathfinder. Rodin et al. [1999] ont inclus l'effet radiatif des nuages pour étudier la non-linéarité des interactions cristaux-poussière.

Récemment, l'étude des nuages martiens a pris une nouvelle ampleur grâce à leur prise en compte dans des modèles de circulation générale [Rodin et al., 2001; Richardson et Wilson, 2002c].

5 Organisation de la thèse

Comme nous l'avons signalé en introduction, les travaux présentés dans ce manuscrit sont le résultat d'une étude microphysique approfondie des brumes martiennes.

- Dans le chapitre suivant, nous détaillons les éléments théoriques permettant d'estimer *a priori* les vitesses relatives de chacun des mécanismes physiques impliqués dans la formation d'un nuage de glace d'eau. Les processus de nucléation, de condensation, d'accrétion, et de sédimentation y sont donc formalisés. De plus, leur efficacité respective est analysée sous l'angle particulier de l'environnement atmosphérique martien. Cette partie du manuscrit reflète l'importante étude menée en amont du développement du modèle microphysique présenté dans le chapitre 3.
- Ce modèle unidimensionnel, nous le verrons, est dérivé d'une version autrefois conçue pour le satellite de Saturne : Titan. Le chapitre 3 consiste essentiellement en une étude de sensibilité où est explorée l'influence de différents paramètres sur la formation et l'évolution diurne d'un nuage. Nous mettons en évidence les sources d'incertitude liées à la méconnaissance de l'efficacité de la nucléation et de la granulométrie de la poussière en suspension.
- Le chapitre 4 reprend un article que nous avons rédigé durant cette thèse. Un profil vertical de la brume obtenu durant la mission Viking y reçoit une interprétation approfondie grâce à l'utilisation combinée de notre code microphysique et d'un modèle de transfert radiatif. Ce travail a permis d'aboutir sur l'estimation de la taille des cristaux composant la couche détachée du profil. En outre, nous suggérons la possibilité d'une distribution en taille bimodale pour la poussière.
- Le thème du chapitre 5 se démarque sensiblement des précédents puisque nous y discutons l'effet de fractionnement isotopique rencontré par l'eau lourde (HDO) lors des phases de condensation atmosphérique et donc lors de la formation des nuages de glace d'eau. Inspirés par les travaux de Fouchet et Lellouch [2000], nous basons cette fois notre argumentation sur l'emploi du modèle microphysique. Cette étude s'inscrit dans la problématique du deutérium dont la teneur actuelle suggère un échappement massif d'une partie de l'eau autrefois abritée par Mars.

- Le dernier chapitre présente les résultats obtenus dans le cadre de la modélisation tridimensionnelle du cycle de l'eau martien. Après une description des observations et des travaux théoriques qui lui ont été consacrés par le passé, nous tentons de faire apparaître le rôle joué par les nuages dans la distribution géographique de l'eau grâce à leur représentation simplifiée dans un modèle de circulation générale.

- Chapitre 2 -

**Théorie microphysique appliquée aux
brumes martiennes**

Notations

Variables et paramètres utilisés dans ce chapitre

k	constante de Boltzmann ($\sim 1.38 \cdot 10^{-23} \text{ J.K}^{-1}$)
p	pression partielle d'une espèce gazeuse donnée (Pa)
n	concentration moléculaire d'une espèce donnée (m^{-3})
p_a	pression totale (Pa)
ρ_a	densité atmosphérique (kg.m^{-3})
T	température (K)
\dot{m}	masse moléculaire d'une espèce donnée (kg)
λ	libre parcours moyen en m d'une molécule d'air de rayon a ($\sim 2\text{Å}$ pour le CO_2) $\lambda = \frac{kT}{p_a 4\pi\sqrt{2}a^2}$
\bar{v}_t	vitesse d'agitation thermique d'une particule de masse m (m.s^{-1}) $\bar{v}_t = \sqrt{\frac{8kT}{\pi m}}$
η_a	viscosité dynamique de l'air (N.s.m^{-2}) — d'après Fuchs [1964] $\eta_a = 0.5\rho_a\lambda\bar{v}_t$
r	rayon d'une particule (m)
Kn	nombre de Knudsen $Kn = \lambda/r$
D	coefficient de diffusion d'une particule de rayon r ($\text{m}^2.\text{s}^{-1}$) — d'après Pruppacher et Klett [1978] $D = \frac{kT(1+\alpha Kn)}{6\pi\eta_a r}$ (cf. §3.1 pour α)
σ	tension de surface d'une espèce en phase condensée (N.m^{-1})
ΔF	énergie de formation d'une goutte à un rayon donné
Z	Facteur de Zeldovitch $Z = [\Delta F^*/(3\pi kT i^{*2})]^{1/2}$ (où i^* est le nombre de molécules formant l'embryon)

A l'instar des brumes d'aérosols ou de condensats dans l'atmosphère terrestre, les brumes martiennes répondent à l'influence de nombreux processus physiques dont l'étude se range dans la discipline de la microphysique. D'un point de vue eulérien, la dérivée temporelle d'une population n de particules en suspension dans l'atmosphère de Mars à un rayon donné r et une altitude donnée z peut s'écrire de la manière suivante :

$$\frac{\partial n}{\partial t} = \left(\frac{\partial n}{\partial t}\right)_{\text{source}} + \left(\frac{\partial n}{\partial t}\right)_{\text{puits}} + \left(\frac{\partial n}{\partial t}\right)_{\text{transport}} + \left(\frac{\partial n}{\partial t}\right)_{\text{accretion}} + \left(\frac{\partial n}{\partial t}\right)_{\text{nucleation}} + \left(\frac{\partial n}{\partial t}\right)_{\text{cond/subl}}$$

Aucune source photochimique n'est à envisager ici, le terme source s'applique exclusivement à la poussière minérale dont la mise en suspension par saltation est initiée par les vents en surface.

- Le dépôt au sol par sédimentation ou par mélange turbulent constitue l'unique terme puits.
- Le terme de transport comprend aussi bien la chute gravitationnelle qui affecte toute particule en suspension que le transport atmosphérique. Ce dernier vient en sus des processus microphysiques à proprement parler, mais son action est déterminante dans la formation et l'évolution des brumes. Ce transport s'effectue grâce aux phénomènes de convection (à toutes les échelles), la circulation générale, la turbulence; en bref par la dynamique atmosphérique. La compétition entre transport vertical et sédimentation détermine à la fois l'extension verticale des brumes mais aussi la taille des particules qui la composent.
- L'accrétion des particules entre elles (coagulation par mouvement brownien, coalescence) est, on le verra, théoriquement le moins efficace de tous les processus.
- Finalement, la formation des cristaux de glace d'eau aura pour origine la nucléation suivie des processus de condensation et de sublimation.

Ce chapitre présente les développements théoriques associés à l'ensemble de ces phénomènes afin de saisir les processus gouvernant le devenir des brumes martiennes.

1 Le soulèvement des poussières

Nous ne rentrerons pas trop dans le détail théorique (la référence majeure à ce sujet étant l'ouvrage de Bagnold [1941]); nous nous limiterons à quelques aspects qualitatifs. La réalisation d'un processus éolien nécessite l'existence de vents d'intensité suffisantes pour assurer la mobilisation en surface de particules "libres". Une variété de phénomènes comme la fragmentation du régolite par des événements cométaires ou volcaniques, l'érosion chimique et physique, peut expliquer la provenance de particules à la surface de Mars.

La vitesse seuil du vent en surface, à partir de laquelle les particules sont entraînées, est donnée dans Bagnold [1941] comme étant :

$$U_{*t} = A \left(\frac{\rho_d - \rho_a}{\rho_a} g D_p \right)^{-2}$$

où A est un coefficient empirique, ρ_d la densité des particules, et D_p leur diamètre. D'après la Figure 2.1, U_{*t} doit être en théorie supérieur à plusieurs dizaines de mètres par secondes pour mobiliser des grains d'environ 100 μm . En supposant que ces grains se présentent sous la forme d'agrégats constitués de particules plus fines, le processus de saltation peut alors être initié. C'est en effet par impaction avec d'autres agrégats que ces grains permettront la libération de particules plus fines dont la faible masse leur garantit une durée de vie conséquente en suspension. En outre, plusieurs types d'évènements météorologiques sont susceptibles de transmettre l'énergie mécanique suffisante au sol pour déclencher la saltation : tempêtes locales ou à plus grandes échelles (dites saisonnières), vents locaux cycloniques encore appelés *dust devils*.

2 Nucléation

Il est courant de penser que la transformation d'une phase vapeur en phase condensée se produit sitôt un échantillon d'air amené à des conditions de saturation de l'un de ses composants. Cette vision n'est pas

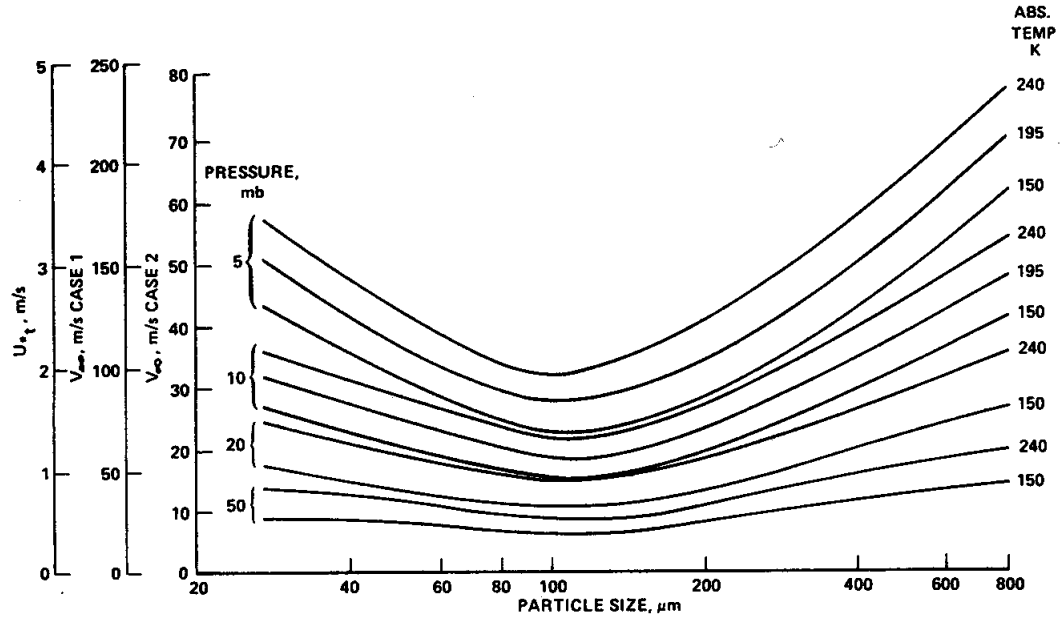


Figure 2.1 : Courbes des vents seuils en fonction du rayon de la particule à mobiliser pour des conditions "martiennes" de pression-température (figure reprise de Greeley et al. [1992]). CASE 1 donne la vitesse seuil du vent au-dessus d'une surface plane. CASE 2 se réfère à une surface pourvue d'obstacles (par exemple, une surface rocailleuse).

exacte. Le fait que cette transformation se manifeste par l'apparition de gouttelettes implique la considération de l'équilibre thermodynamique de celles-ci dans leur environnement

2.1 Energie de formation d'une goutte

Pour l'étude de la formation nuageuse, il est nécessaire de prendre en compte la variation d'énergie du système liée au passage phase gazeuse/phase condensée, mais aussi l'énergie requise pour maintenir une tension superficielle assurant la cohésion d'un condensat dans un milieu gazeux. En effet, lorsqu'une surface sépare un liquide à pression p_l d'un gaz à pression totale p_g^t , la formule de Laplace stipule que l'équilibre mécanique est réalisé pour

$$p_l - p_g^t = \frac{2\sigma}{r}$$

où r est le rayon du condensat liquide que l'on peut supposer sphérique et σ sa tension superficielle. Implicitement, il apparaît qu'une goutte de rayon infini se ramenant à une surface plane aura pour pression intérieure la pression de son environnement gazeux. Ainsi, plus une goutte sera fine, plus sa pression interne devra être surélevée pour rester en équilibre. Cette relation n'est pourtant pas suffisante pour prédire l'apparition ou non de gouttes dans un milieu donné.

Pour ce faire, introduisons la notion d'énergie libre de Helmholtz définie par $F = U - TS$ où U , S , T sont respectivement l'énergie interne, l'entropie et la température du système. Notons que le signe de la variation de F liée à la fluctuation d'un des paramètres du système (dans des conditions de température et pression constantes) permettra (variation négative) ou non (variation positive) une évolution spontanée et indépendante de tout apport d'énergie externe. Sans entrer trop loin dans le détail de la théorie, on peut montrer qu'il existe une relation stricte reliant la taille d'un agglomérat de molécules en équilibre (on parle alors d'embryon) au

degré de saturation de la vapeur dont l'agglomérat est issu, c'est la loi de Kelvin qui donne en effet :

$$r^* = \frac{2\sigma\dot{m}}{\rho kT \ln S} \quad (2.1)$$

où r^* est le rayon de l'embryon (par la suite, la valeur d'une quantité à l'équilibre sera repérée par un astérisque), \dot{m} la masse d'une molécule, ρ la densité de la phase condensée, S le rapport de saturation entre la pression partielle de vapeur p et la pression de vapeur saturante p_{sat} , et enfin k la constante de Boltzmann. Il existe une relation donnant la variation d'énergie libre ΔF d'un agglomérat de molécules passant d'un rayon nul à un rayon r . Pour constituer une goutte de taille r , il faut apporter une énergie superficielle $4\pi r^2\sigma$ et une énergie volumique consécutive au passage gaz-solide tel que :

$$\Delta F = \int_0^r dF = 4\pi r^2\sigma - \frac{4}{3}\pi r^3 \frac{\rho kT \ln S}{\dot{m}} \quad (2.2)$$

Si l'on suppose que le rayon d'équilibre (et donc un embryon) est obtenu pour une énergie seuil ΔF^* correspondant à $(d\Delta F/dr) = 0$, on obtient

$$\Delta F^* = \frac{4}{3}\pi r^{*2}\sigma$$

où l'on a supposé qu'aucun élément hétérogène n'entre dans le mode de formation d'un embryon à partir de la vapeur elle-même. Le processus est dit de manière générique *homogène*. En traçant ΔF en fonction de r , on s'aperçoit que la valeur r^* correspond au maximum de ΔF . Ainsi, tout agglomérat de rayon r^* est en équilibre instable. Sans apport d'énergie externe, l'agglomérat évolue selon $(d\Delta F/dr) < 0$. Ce qui, en amont de r^* , implique que l'agglomérat va se désagréger, et en aval qu'il va croître spontanément.

2.2 L'approche à l'équilibre

Maintenant que l'on s'est intéressé au cas d'une goutte seule, élargissons le point de vue à une population. La relation (2.2) a permis de relier taille et énergie, ce qui en thermodynamique peut être traduit en terme de population par niveau d'énergie et donc de probabilité d'existence. Il faut pour cela considérer que les agglomérats se présentent comme une distribution de Boltzmann à l'équilibre, c'est à dire :

$$N(r) = n \exp\left(\frac{-\Delta F}{kT}\right) \quad (2.3)$$

qui donne le nombre d'agglomérats de taille r dans un milieu où la concentration en molécules de l'espèce gazeuse considérée est $n = p/kT$. Et puisque ΔF^* est la valeur maximale de ΔF , le nombre d'embryons $N(r^*)$ correspondant sera le minimum de la distribution $N(r)$. De cette expression, il est donc possible de déduire le nombre d'embryons qui passeront d'un état d'équilibre instable à celui de croissance spontanée grâce à l'apport d'une des molécules de vapeur environnantes. Ce passage correspond au phénomène de la *nucléation* et s'exprime par la fréquence (ou taux) J d'apparition d'embryons ayant franchi le rayon critique r^* par unité de temps et de volume. Notons β^\downarrow le flux de molécules animées d'une vitesse thermique \bar{v}_t et susceptibles de percuter un embryon de surface $4\pi r^{*2}$ par unité de temps

$$\beta^\downarrow = 4\pi r^{*2} \frac{1}{4} n \bar{v}_t = \pi r^{*2} n \bar{v}_t$$

On obtient J telle que

$$J_{eq} = \beta^\downarrow N(r^*) = \pi r^{*2} n^2 \bar{v}_t \exp\left(\frac{-\Delta F^*}{kT}\right) \propto \exp\left(-\frac{1}{T^3(\ln S)^2}\right) \quad (2.4)$$

Soulignons la dépendance exponentielle de J_{eq} en S et T . Il va sans dire qu'à la fois température et rapport de saturation ont une influence dramatique sur la formation homogène d'embryons. Malgré tout, cette relation n'est pas satisfaisante en l'état.

2.3 L'approche stationnaire

L'approche employée jusqu'alors se base sur quelques incohérences. En premier lieu, (2.3)+(2.2) implique que les agglomérats infiniment grands sont infiniment nombreux. En second lieu, le flux β^\downarrow de molécules rejoignant l'embryon peut être compensé en partie par un flux s'en évaporant simultanément. Finalement, l'approche à l'équilibre est en contradiction avec la nature dynamique de la nucléation, le franchissement de la taille critique impliquant un flux de masse sur l'ensemble du spectre en taille des agglomérats. Une approche plus rigoureuse nécessite que l'on change la manière d'aborder le problème. Soit un agglomérat constitué de i molécules et f_i sa concentration dynamique (par opposition à sa concentration à l'équilibre N_i indépendante du temps et donnée par la distribution de Boltzmann). Par ailleurs, les exposants \uparrow et \downarrow seront appliqués respectivement au nombre β_i de molécules quittant et joignant la surface d'un agglomérat de taille i . Le courant d'agglomérats entrant dans la catégorie i par unité de volume et de temps est simplement

$$J_i = f_{i-1}\beta_{i-1}^\downarrow - f_i\beta_i^\uparrow$$

A l'équilibre, J_i s'annule et f_i devient N_i . On en déduit alors

$$J_i = N_{i-1}\beta_{i-1}^\downarrow \left(\frac{f_{i-1}}{N_{i-1}} - \frac{f_i}{N_i} \right) \quad (2.5)$$

De plus, la variation temporelle de f_i est donnée par

$$\frac{\partial f_i}{\partial t} = J_i - J_{i+1}$$

A l'état stationnaire, on a $(\partial f_i/\partial t) = 0$ et $J_i = \text{courant constant} = J$. Une contrainte physique raisonnable est de supposer que pour une taille d'agglomérat $i = G$ suffisamment grande, f_G s'annule (la théorie montre que le choix de G est secondaire). Sachant que la nucléation n'affectera quasiment pas la très nombreuse population de molécules seules, leur concentration dynamique sera celle obtenue par l'approche à l'équilibre. On peut dès lors poser la contrainte $f_1/N_1 = 1$. En sommant (2.5) sur i , il vient

$$\sum_{i=1}^{G-1} \frac{J}{N_i\beta_i^\uparrow} = \sum_{i=1}^{G-1} \left(\frac{f_i}{N_i} - \frac{f_{i+1}}{N_{i+1}} \right) = \frac{f_1}{N_1} = 1$$

Ce qui revient à

$$J = \frac{1}{\sum_{i=1}^{G-1} \frac{1}{N_i\beta_i^\uparrow}} \quad (2.6)$$

Cette dernière relation permet de déterminer la fréquence de nucléation en lui imposant des contraintes physiques que l'approche à l'équilibre négligeait. L'approche stationnaire consiste alors à approximer le terme de sommation par une intégrale, ceci permettant de remplacer (2.6) par la formulation suivante

$$J = \mathcal{Z}\beta^\downarrow N(r^*) = \mathcal{Z}\pi r^{*2} n^2 \bar{v}_t \exp\left(\frac{-\Delta F^*}{kT}\right) = \mathcal{Z}J_{eq} \quad (2.7)$$

similaire à (2.4) au facteur près de Zeldovitch \mathcal{Z} (cf. tableau 2.1).

Le développement théorique précédent a permis de mettre en valeur les contraintes s'appliquant à toute phase vapeur susceptible de se condenser. Cette théorie n'a de signification que si celle-ci s'interprète expérimentalement. De fait, il est assez classique dans la littérature de faire correspondre à une apparition détectable de gouttes la fréquence de nucléation d'un embryon par seconde et par cm^3 . Il est à noter que les relations (2.4) et (2.7) sont essentiellement fonction du rapport de saturation S , le seul paramètre intrinsèquement lié au changement de phase. C'est pourquoi on associe généralement une valeur de saturation dite *critique* à $J = 1 \text{ s}^{-1} \cdot \text{cm}^{-3}$. J variant exponentiellement avec S , le choix de $J = 1 \text{ s}^{-1} \cdot \text{cm}^{-3}$ est assez secondaire¹.

¹On pourrait tout aussi bien prendre $10^3 \text{ s}^{-1} \cdot \text{cm}^{-3}$ ou $10^{-3} \text{ s}^{-1} \cdot \text{cm}^{-3}$ sans que cela ne change notablement la valeur de saturation critique.

Cependant, si l'on s'en tenait à cette seule description, la vapeur d'eau dans l'atmosphère terrestre ne pourrait nucléer que pour un rapport de saturation de l'ordre de 4 ou 5. Dans l'atmosphère martienne celui-ci devrait franchement excéder plusieurs centaines. Mais jusqu'à maintenant, nous nous sommes placés dans la situation où la vapeur se condense sur elle-même, c'est à dire où le processus de nucléation est homogène. Celui-ci se limite donc à toute atmosphère pure (sans noyaux de condensation), ce qui n'est pas le cas de l'atmosphère de Mars ou de la Terre.

2.4 Nucléation hétérogène

La présence d'éléments solubles (sels marins, nitrates... pour la Terre) ou insolubles (poussières) offre aux embryons la possibilité d'abaisser substantiellement leur seuil critique d'énergie de formation ΔF^* , on parle alors de *nucléation hétérogène*. Limitant mon propos à la seule formation de nuages de glace d'eau dans l'atmosphère martienne, les quantités physiques indicées w se référeront donc à l'eau par la suite.

Nucléation en présence d'éléments solubles

Nous ne nous attarderons pas trop sur ce cas qui s'oriente plus spécifiquement à la formation de nuages sur Terre où aussi bien la présence d'océans que l'activité anthropique sont à la source des noyaux solubles en suspension dans l'air. D'après la loi de Raoult, la pression de vapeur saturante d'une solution est égale à celle du solvant volatil pur au facteur a_w près (fraction molaire du solvant dans la solution). Si l'on considère que l'eau est ce solvant, la présence d'un soluté est en mesure de favoriser chimiquement la saturation de l'eau. Dans ce cas, l'expression du rayon d'équilibre d'un embryon et par réciprocity le rapport de saturation associé est semblable à (1), à savoir

$$S^* = a_w \exp\left(\frac{2\sigma\dot{m}_w}{kT\rho_w r^*}\right) \quad (2.8)$$

La limite supérieure de a_w étant 1, la loi de Kelvin (aussi appelée effet de courbure) est un cas limite de la relation précédente. Plus généralement, a_w sera compris entre 0.2 et 1 pour une gamme de cristaux de sel [Pruppacher et Klett, 1978]. La conséquence directe de cette condition est double. D'une part, il est envisageable pour une goutte en solution d'évoluer dans un environnement sous-saturé. D'autre part, l'énergie seuil ΔF^* pour la formation d'un embryon pourra être abaissée et favoriser ainsi la nucléation.

Nucléation ionique

Pour une planète comme Mars qui ne possède qu'un très faible champ magnétique pour la protéger du vent solaire, ce type de nucléation est théoriquement envisageable. Les travaux de Zhang et al. [1990] sur l'ionosphère martienne montrent pourtant que la densité électronique chute brutalement en-dessous de 100 km. Malheureusement, la quasi-absence de données en basse atmosphère ne nous permet pas de situer la place qu'occupe ce procédé dans la formation des nuages martiens. Nous avons choisi, peut-être à tort, de la négliger dans l'ensemble de nos études.

Nucléation en présence d'éléments insolubles

Dans l'atmosphère martienne, le rôle de noyaux de condensation (dorénavant CCN²) revient aux poussières en suspension [Gooding, 1986] qui sont, elles, insolubles. La théorie précédemment introduite pour la nucléation homogène doit être revue afin d'y intégrer le mécanisme spécifique de la nucléation à la surface d'un support. L'équilibre mécanique pour une goutte ou plus exactement un cristal formé dans de telles conditions est modifié par la composante CCN/embryon. L'énergie nécessaire à la constitution de la surface du cristal fait alors apparaître tensions interfaciales entre embryon et surface mais aussi entre surface et vapeur. Pour un noyau supposé sphérique, il faut aussi prendre en compte la déformation de l'embryon au contact du CCN pour obtenir finalement :

$$\Delta F^* = \frac{4}{3}\pi r^{*2}\sigma_w f(m, x) \quad (2.9)$$

²Contraction de l'anglais *Cloud Condensation Nuclei*

Variable	Description	Unité	Valeur ou formule
p_w^{sat}	Pression de saturation de la glace d'eau	mbar	$\log_{10} p_w^{sat} = 2.07 - 0.00321 \times T - 24845 \times T^{-1} + 3.6 \log_{10}(T)$
L_w	Chaleur latente de sublimation de l'eau	kJ.kg^{-1}	$2834,3 - 0.28 \times (T - 273.15) - 0.004 \times (T - 273.15)^2$
σ_w	Tension de surface de la glace d'eau	N.m	0.12
γ_{co_2}	Conductivité thermique du CO ₂		$7.5 \cdot 10^{-5} \times T - 5.8 \cdot 10^{-3}$
ρ_w	Densité de la glace d'eau	kg.m^{-3}	~ 1000
ρ_d	Densité estimée de la poussière martienne	kg.m^{-3}	2500
ΔF_{des}	Energie de désorption	J	6.10^{-20}
ΔF_{sd}	Energie de diffusion en surface	J	6.10^{-21}
\dot{m}_w	Masse moléculaire de l'eau	kg	3.10^{-23}
ν_s	Fréquence de vibration moléculaire	s^{-1}	10^{13}

Tableau 2.1 : Ensemble des paramètres physiques utilisés pour la microphysique.

Dans cette relation, m se réfère à la mouillabilité du support, en pratique $m = \cos \theta$, θ étant l'angle de raccordement entre le cristal et son support (cf. Figure 2.2). Cette mouillabilité dépend donc avant tout des propriétés intrinsèques³ de la surface vis-à-vis de l'espèce condensée. Le paramètre x est simplement le rapport r_{ccn}/r^* entre le rayon de l'embryon et le rayon r_{ccn} de la particule insoluble. $f(m, x)$ est donné par

$$f(m, x) = \frac{1}{2} \left\{ 1 + \left(\frac{1 - mx}{\phi} \right)^3 + x^3 \left[2 - 3 \left(\frac{x - m}{\phi} \right) + \left(\frac{x - m^3}{\phi} \right) \right] + 3mx^2 \left(\frac{x - m}{\phi} - 1 \right) \right\} \quad (2.10)$$

et où $\phi = \sqrt{1 - 2mx + x^2}$. Là aussi, $f(m, x)$ tend vers 1 lorsque m tend vers -1 ou lorsque x tend vers 0. On comprend intuitivement que les deux cas ($m = -1$ signifiant que $\theta = \pi$ et qu'il n'y a donc plus de raccordement alors que x nul suppose que l'embryon ne "voit" plus son CCN) se ramènent à l'expression de ΔF^* pour la nucléation homogène.

Avant de revenir à une expression du taux de nucléation hétérogène J_{het} du type 2.7, certains termes sont à reconsidérer. D'une part, la concentration d'embryons $N(r^*)$ doit être déterminée en surface du CCN et non plus dans le milieu gazeux. On introduit alors l'énergie d'activation ΔF_{des} pour l'adsorption ou la désorption (indifféremment) d'une molécule d'eau à la surface d'un CCN. ΔF_{des} est spécifique à la nature du CCN et se détermine expérimentalement. De sorte que si n_w^{ads} est la concentration de molécules adsorbées sur le CCN, alors

$$N(r^*) = n_w^{ads} \exp\left(\frac{-\Delta F^*}{kT}\right) = \frac{n_w \bar{v}_t}{\nu_s} \exp\left(\frac{\Delta F_{des} - \Delta F^*}{kT}\right)$$

où n_w^{ads} s'obtient en supposant un équilibre entre le flux de molécules adsorbées quittant le CCN à la fréquence $\nu_s \exp(-\Delta F_{des}/kT)$ (ν_s est la fréquence de vibration moléculaire) et le flux de molécules reçu $n_w \bar{v}_t/4$ sur le CCN par unité de surface.

Pour obtenir la molécule d'eau nécessaire au franchissement de la taille critique, un embryon dispose de deux mécanismes (cf. Figure 2.2). Comme on l'a vu pour la nucléation homogène, cette molécule est issue du flux β^l dont l'expression dépend du mécanisme choisi. Soit la vapeur d'eau environnante fournit ce flux, soit celui-ci provient des molécules adsorbées n_w^{ads} et qui, par diffusion, rejoignent l'embryon à la fréquence $\nu_s \exp(-\Delta F_{sd}/kT)$ (où l'on introduit l'énergie d'activation pour la diffusion en surface ΔF_{sd}). Dans le premier cas, la surface de l'embryon en mesure d'intercepter le flux $n_w \bar{v}_t/4$ est πr^{*2} (on suppose l'embryon suffisamment étalé sur le support pour s'assimiler à un disque). Dans le deuxième cas, c'est sur le pourtour de l'embryon $2\pi r^* \sin \theta$ que viendront impacter les molécules adsorbées qui en sont distantes d'un libre parcours de diffusion

³L'angle de raccordement θ est déterminé en considérant l'équilibre mécanique du contact cristal/support. Au final, m est un rapport des tensions de surface cristal/vapeur, support/vapeur et cristal/support.

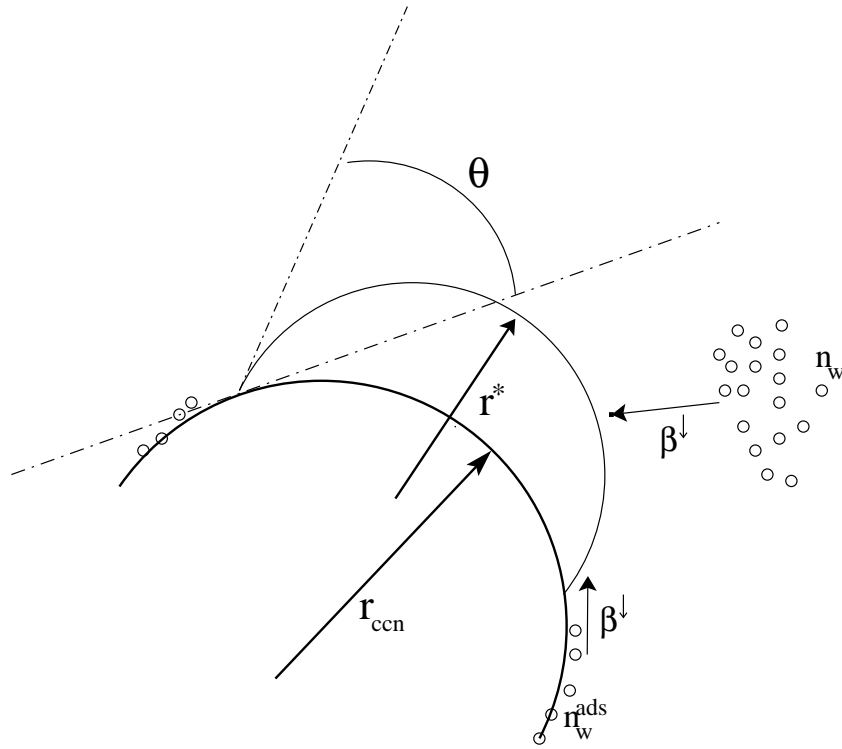


Figure 2.2 : Schéma décrivant le contact entre un embryon et son CCN. On peut y discerner les deux provenances possibles de la molécule d'eau permettant à l'embryon de franchir sa taille critique; soit du milieu gazeux à concentration en vapeur d'eau n_w ou de la surface même du CCN à concentration n_w^{ads} .

$\bar{\delta}$. De cette distinction, on retire deux expressions pour β^\downarrow , à savoir

$$\beta^\downarrow = \begin{cases} \pi r^{*2} n_w \bar{v}_t / 4 & \text{si le flux de molécules provient du milieu gazeux,} \\ 2\pi r^* \sin \theta \bar{\delta} n_w^{ads} \nu_s \exp(-\Delta F_{sd} / kT) & \text{si le flux de molécules provient de la surface du CCN} \end{cases}$$

Afin de discerner lequel des deux mécanismes sera le plus rapide pour permettre la nucléation, il suffit de considérer le rapport des deux expressions de β^\downarrow . Celui-ci étant égal à $\exp[(\Delta F_{des} - \Delta F_{sd}) / kT]$, le mode par diffusion moléculaire en surface sera privilégié dans le cas où $\Delta F_{des} > \Delta F_{sd}$ et réciproquement. D'après *Seki et Hasegawa* [1983], $\Delta F_{sd} \sim \Delta F_{des} / 10$ pour la nucléation de la glace d'eau sur silicate (un matériau sans doute analogue aux aérosols martiens). On peut donc supposer que c'est grâce à la diffusion moléculaire en surface que se produit la nucléation. Si l'on pose $\bar{\delta} \sin \theta \sim r^*$, on obtient donc l'expression pour le taux de nucléation hétérogène J_{het} en $\text{m}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$:

$$J_{het} = Z \frac{n_w^2 r^{*2} kT}{\dot{m}_w \nu_s} \exp\left(-\frac{\Delta F^* + \Delta F_{sd} - 2\Delta F_{des}}{kT}\right) \quad (2.11)$$

qui peut s'écrire sous la forme

$$J_{het} = A \exp\left(\frac{-\Delta F^*}{kT}\right)$$

Compte-tenu des valeurs choisies pour les différents paramètres apparaissant dans (2.11) ainsi que de la concentration moyenne de vapeur d'eau n_w , A est de l'ordre de $10^{18} \text{ m}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$. La Figure 2.3 permet de situer la saturation critique nécessaire à la nucléation sur des noyaux de taille variable et ce pour quelques valeurs de m (à une température de 180 K représentative de l'atmosphère martienne vers 20 km). L'examen de cette

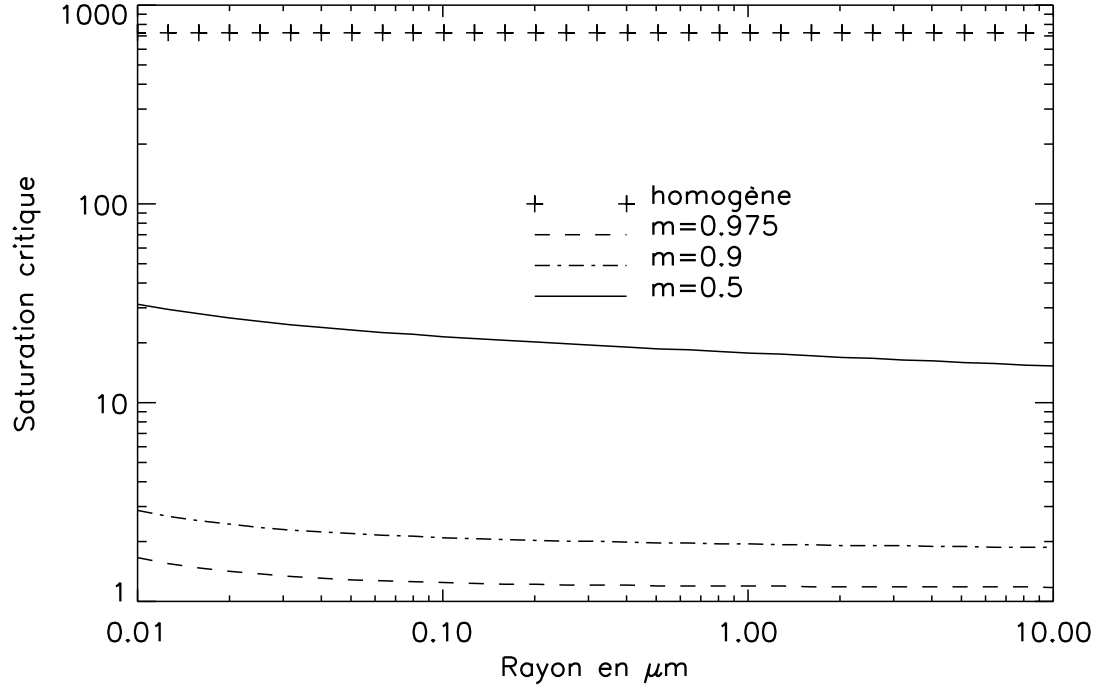


Figure 2.3 : Courbes de saturations critiques théoriques (correspondant à $J_{het}=10^4 \text{ m}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$) en fonction du rayon de la particule sur laquelle la nucléation se produit (dans une atmosphère à 180 K). La dépendance au coefficient de mouillabilité est reproduite pour trois valeurs de m (0.5, 0.9, 0.975). A titre d'indication, la saturation critique pour la nucléation homogène à 180 K est indiquée par les symboles +.

figure confirme la relative inefficacité de la nucléation homogène à cette température. L'apport d'un support pour la nucléation permet de désensibiliser fortement le phénomène de la température. La sensibilité est en fait transférée sur le facteur $f(m, x)$ et donc sur les propriétés en taille mais surtout en "mouillabilité" du noyau de condensation. La gamme de rayons significatifs des poussières martiennes s'étalant de 0.1 μm à 10 μm , le rapport $x = r_{ccn}/r^*$ est suffisamment important (entre 10 et 1000 avec r^* aux alentours de 0.01 μm) pour que le contact CCN/embryon ne souffre pas d'un effet de courbure. Toutefois, J_{het} étant donné par unité de temps et de surface, le taux de nucléation réel (par unité de temps et de volume) est $J = 4\pi r_{ccn}^2 N_{ccn} J_{het}$ (où N_{ccn} est le nombre de CCN par unité de volume). Le rayon des noyaux est donc une variable intensive et extensive de la nucléation. L'abondance de noyaux ainsi que leur nature est bien un aspect critique de la formation nuageuse sur Mars.

Concernant m , les travaux menés par Gooding [1986] s'orientent spécifiquement sur la compatibilité cristallographique entre la glace d'eau (à structure hexagonale ou cubique) et des échantillons de minéraux supposés analogues à la poussière martienne. Wood [1999] a exprimé les défauts de raccordement (entre réseaux cristallins) obtenus par Gooding [1986] en terme de "mouillabilité". Cet auteur trouve une équivalence pour m de l'ordre de 0.95-0.98, valeurs que nous utiliserons comme références par la suite. Puisqu'initiant la formation nuageuse, le processus de nucléation a fait l'objet d'une attention particulière. Néanmoins, il apparaît assez clairement à travers l'expression (2.11) que le taux de nucléation dépend d'un grand nombre de paramètres.

Quelques remarques cependant :

- $m, \sigma, \Delta F_{des}$ sont des paramètres qui, pour la plupart, ont été déterminés expérimentalement ou grossièrement estimés dans des conditions données alors qu'ils sont sans doute sujet à des variations selon l'environnement thermodynamique;

- aussi complète soit-elle dans sa description des mécanismes à l'échelle de la molécule, la théorie de la nucléation hétérogène repose de façon contradictoire sur des points de vue macroscopiques (par exemple, la schématisation du raccordement d'un embryon sur un support ou même la notion de tension de surface pour un embryon constitué de quelques centaines de molécules) ;
- aucune considération n'est faite vis-à-vis des inhomogénéités à la surface du CCN, celui-ci pouvant receler des concavités offrant des sites privilégiés pour la nucléation. L'effet de courbure y est alors inversé, l'expression de $f(m, x)$ s'en trouve modifiée.

Il serait assez vain de tirer des conclusions définitives sur la manière exacte avec laquelle les cristaux de glace nucléent dans l'atmosphère martienne. Le calcul théorique indique néanmoins qu'une humidité relative de 110 % ($S=1.1$) précède toute formation nuageuse quelle que soit son altitude.

3 Condensation

La barrière critique de la nucléation franchie, le cristal nouvellement formé est alors libre de croître librement. Mais encore faut-il savoir à quelle vitesse. La croissance est la conséquence d'une variation de masse dm générée par le flux de vapeur diffusant jusqu'au cristal (de rayon r) et que l'on intègre sur la surface de celui-ci. Ce flux est forcé par le gradient de concentration entre la surface du cristal (à n_r) et son environnement (à n_w) :

$$\left(\frac{dm}{dt}\right)_o = 4\pi r D \dot{m}_w (n_w - n_r)$$

où D est le coefficient de diffusion de la vapeur dans son milieu. L'hypothèse de symétrie sphérique nous permet de ne considérer que l'axe radial. Une formulation simple de la vitesse de croissance stationnaire pour des cristaux de glace immobiles est donnée par MacKenzie et Haynes [1992], similaire à la loi d'Ohm ($i=V/R$) :

$$\left(\frac{dr}{dt}\right)_o = \frac{1}{r} \left(\frac{S - S^*}{R_d + R_c + R_s} \right) \quad (3.12)$$

Ainsi exprimée, la vitesse de croissance $(dr/dt)_o$ met en évidence la "force" exercée par un environnement sursaturé (par rapport à la saturation critique S^*) sur le flux de condensation, mais que les termes de résistance (R_d , R_c et R_s) vont en partie contrebalancer. Ces résistances représentent l'inertie des processus physiques mis en jeu pour que la fraction d'eau en sursaturation soit incorporée au cristal sous forme de glace. Précisons que (3.12) est valable aussi bien pour la condensation ($dr/dt > 0$) que pour la sublimation ($dr/dt < 0$).

En théorie, la chute des cristaux entraîne une convection mécanique forcée par la vitesse relative ω de la particule par rapport à son milieu. Cet effet de ventilation de la surface des cristaux, que l'on peut paramétriser par un facteur $\bar{f}_\omega = (dr/dt)_\omega / (dr/dt)_o$, est essentiellement fonction du nombre de Reynolds [Pruppacher et Klett, 1978]. Pour la majorité des conditions martiennes, cet effet est négligeable, en effet $\bar{f}_\omega = 1 + \epsilon$ où ϵ est de l'ordre de 10^{-6} . Un résultat attendu du fait de la faible taille des particules et de la très faible densité de l'atmosphère.

Si l'on pousse le détail théorique plus avant encore, la symétrie sphérique ne paraît pas adéquate pour décrire la forme des cristaux. Un facteur C (encore appelé *capacité*, héritage de l'électrostatique) devrait être appliqué à l'expression de la vitesse. La non sphéricité des cristaux martiens est loin d'être établie. Par ailleurs, nos estimations de C ne justifient pas de l'introduire dans (3.12).

3.1 La résistance de diffusion R_d

Procédons par étape chronologique (même si cela n'a pas de sens en régime stationnaire...). Pour rejoindre le cristal, la vapeur est "guidée" par son gradient de concentration moléculaire entre le milieu gazeux à n_w et le cristal où la saturation impose une concentration n_w^{sat} . Cependant, le flux de molécules vapeur en direction

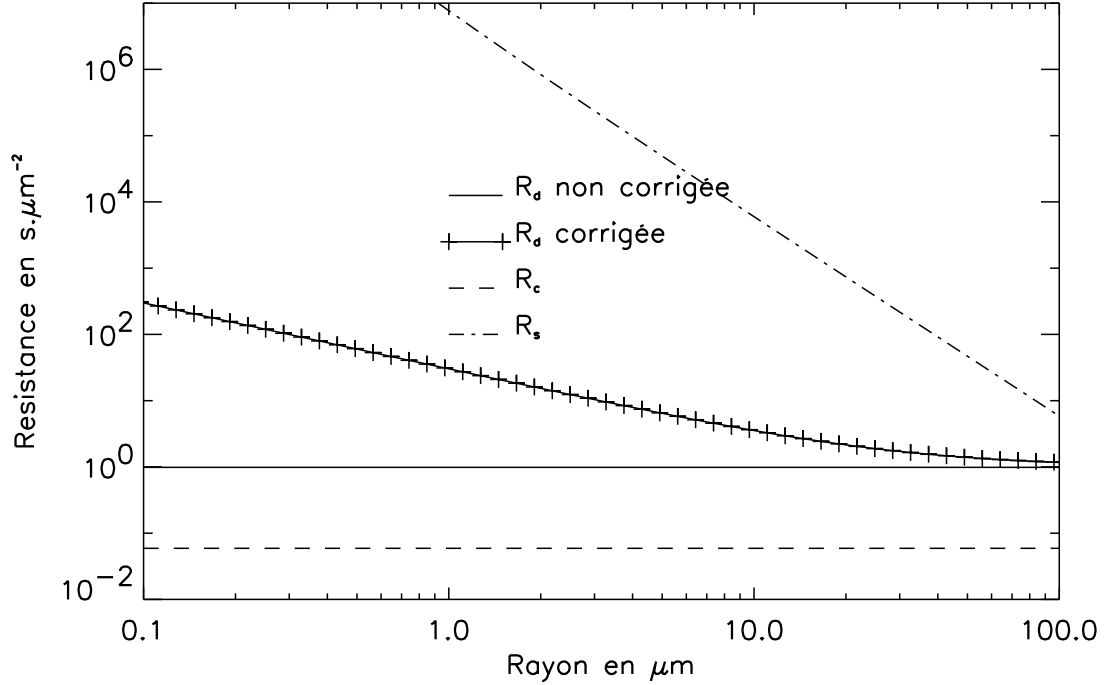


Figure 2.4 : Résistances à la condensation en fonction de la taille du cristal. La cinétique de surface contrôle théoriquement la condensation pour la gamme de taille de cristal qui nous intéresse. L'effet de la diffusion corrigée sur R_d y est montré comme indiqué sur la figure. On voit que l'utilité de celle-ci s'avérée nécessaire pour toute particule dont le rayon est inférieur à $10 \mu\text{m}$.

de la surface du cristal et provenant de sa périphérie (c'est à dire à une distance moyenne d'un libre parcours moyen λ) obéit à la théorie cinétique des gaz. La rencontre entre ce flux et la surface devient un problème purement balistique. La taille relative du cristal par rapport à λ , représentée par le nombre de Knudsen Kn , devient donc un paramètre important pour le calcul du flux de condensation ou d'évaporation. R_d est alors issu du temps caractéristique que mettent les molécules d'eau à entrer en contact avec le cristal, il constitue le "premier" obstacle à la condensation.

$$R_d = \frac{\rho_w k T}{\mathcal{D} \dot{m}_w p_w^{\text{sat}}(T)}$$

\mathcal{D} , la diffusivité moléculaire corrigée de la vapeur d'eau, permet d'assurer la validité de R_d que ce soit en régime moléculaire ou en régime continu ainsi qu'à la transition entre les deux. Le nombre de Knudsen Kn situe les frontières entre ces différents régimes (avec $Kn = \lambda/r$). Fuchs et Sutugin [1971] donnent

$$\mathcal{D} = \frac{D}{1 + \mathcal{A}_{Kn}}$$

où \mathcal{A}_{Kn} est donné par

$$\mathcal{A}_{Kn} = Kn \frac{1.333 + 0.71 Kn^{-1}}{1 + Kn^{-1}}$$

Deux cas limites se présentent :

- Pour $Kn \ll 1$, \mathcal{A}_{Kn} tend vers 0 et \mathcal{D} vers D , la diffusivité en régime continu ($\sim \bar{v}_t \lambda$, [Hidy, 1984]). Dans ce cas, le rayon du cristal est très grand devant le libre parcours moyen des molécules, et son périmètre lui permet d'intercepter l'intégralité du flux de condensation. Ce dernier s'obtient à partir de la formule de Laplace en régime continu ($\partial n / \partial t = D \Delta n = 0$);

- Pour $Kn \gg 1$, les molécules de vapeur ne "voient" plus la particule, \mathcal{D} diminue fortement, les cristaux dont la taille est trop faible seront freinés dans leur croissance.

Le régime transitoire est restitué par la dépendance en Kn de \mathcal{A}_{Kn} qui permet de raccorder les régimes extrêmes. La Figure 2.4 illustre l'effet de la diffusivité corrigée dans le calcul de R_d et justifie donc sa prise en compte théorique. Néanmoins, une bonne moyenne de R_d la situe aux alentours de 1 à 100 $s.\mu^{-2}$.

3.2 La résistance de chaleur R_c

En surface, le flux de condensation génère une libération de chaleur latente augmentant localement la température. L'inertie avec laquelle le gradient de chaleur entre la goutte et son environnement est relaxé par conduction va surélever la température en surface par rapport à celle du milieu. La pression de saturation résultante, qui réagit exponentiellement à cette élévation de température, excédera donc sensiblement celle de son environnement. C'est donc à travers la conductibilité thermique du milieu gazeux que se constituera le "deuxième" obstacle à la condensation et que l'on exprime par R_c .

$$R_c = \frac{L_w \rho_w}{kT} \left(\frac{L_w \dot{m}_w}{\gamma_{CO_2} T} - 1 \right)$$

avec L_w , la chaleur latente de sublimation de l'eau, γ_{CO_2} la conductibilité thermique du CO_2 espèce majoritaire de l'atmosphère martienne (cf. tableau 2.1). Pour autant, comme R_c est de l'ordre de 0.01 $s.\mu m^{-2}$, il reste donc généralement négligeable devant R_d .

3.3 La résistance de cinétique de surface R_s

R_s est, quant à lui, directement lié au mécanisme spécifique de la condensation vers une phase solide. Quelques études [Kuroda, 1984; Yokohama et Kuroda, 1988] se consacrent à l'estimation de celui-ci, les résultats n'ont permis malheureusement que de souligner la complexité du phénomène sans pouvoir obtenir de confirmation expérimentale. Le problème sous-jacent est de savoir à quel degré la croissance d'une structure cristalline se différencie-t-elle d'un liquide. A l'échelle microscopique, toute molécule vapeur percutant une masse condensée liquide trouve instantanément un site où elle peut établir des liaisons l'incorporant à la surface. Dans le cas du cristal, cette molécule incidente devra d'abord diffuser en surface avant de trouver un site de liaison lui donnant une position définitive. Ce temps de parcours peut éventuellement excéder son temps de résidence moyen et la molécule retourner dans son environnement gazeux initial. Or, une fraction du flux de condensation s'agence sous la forme de couches successives se déposant en surface mais ne la recouvrant que partiellement. Cette fraction fournit alors en bordure de ces couches des sites de liaison que des molécules isolées vont pouvoir s'approprier, achevant ainsi le recouvrement initié par la couche. Se dessine alors le mécanisme de cinétique de surface valant à R_s sa présence dans (3.12).

Qualitativement, R_s est fondamentalement dépendant du rapport entre le parcours moyen x_s de la molécule en surface et la distance moyenne y_0 entre deux bordures de couches successives. En annexe, se trouve le détail de la théorie actuelle utilisée pour déterminer R_s ainsi qu'une application pratique au cas martien. Si les résultats obtenus s'avéraient exacts, le rapport de saturation de la vapeur d'eau dans l'atmosphère martienne ne descendrait jamais en dessous de 5. S'appuyant sur les contraintes dérivées de cette théorie pour les cristaux de glace dans l'atmosphère terrestre, des saturations minimales de 6 ou 7 seraient requises pour autoriser leur croissance quand des valeurs de l'ordre de 1,01 sont régulièrement observées [Nelson et Knight, 1998]. De leur côté, MacKenzie et Haynes [1992] suggèrent que la cinétique de surface devrait être le processus dominant la formation des cristaux de la stratosphère polaire. Il apparaît tout de même qu'un fossé important sépare la réalité de ces considérations théoriques. Pour autant, ce type de recherche s'avère fondamental, la forme non sphérique des cristaux est en effet issue des mécanismes hétérogènes de croissance cristalline. Pour ce qui concerne les cristaux de glace martiens, nous n'avons eu aucun a priori à négliger le terme R_s . D'une part,

les calculs itératifs que ce terme nécessite sont extrêmement coûteux sans que le gain en réalisme soit garanti par la théorie actuelle. D'autre part, l'erreur commise par cette approximation est compensée par le nombre considérable d'incertitudes parallèles.

Finalement, le temps caractéristique de la condensation/sublimation est donné par

$$\tau_{cond} \sim r^2 (R_d + R_c) \quad (3.13)$$

ce qu'illustre la Figure 2.5. Pour une gamme raisonnable de taille de cristaux, ce temps n'excédera pas 10^6 s (environ 10 jours), et sera plus généralement compris entre quelques minutes et quelques heures. Il faut noter le fort accroissement de ce temps caractéristique avec la taille du cristal.

En conséquence, si aucun autre processus ne domine la condensation en rapidité, celle-ci va générer des spectres de taille beaucoup plus étroits que ceux issus de la nucléation des CCN. En pratique, les estimations sur les écart-types des distributions en taille de cristaux martiens concordent toutes sur ce dernier point [Pearl et al., 2001; Chassefière et al., 1992; Curran et al., 1973].

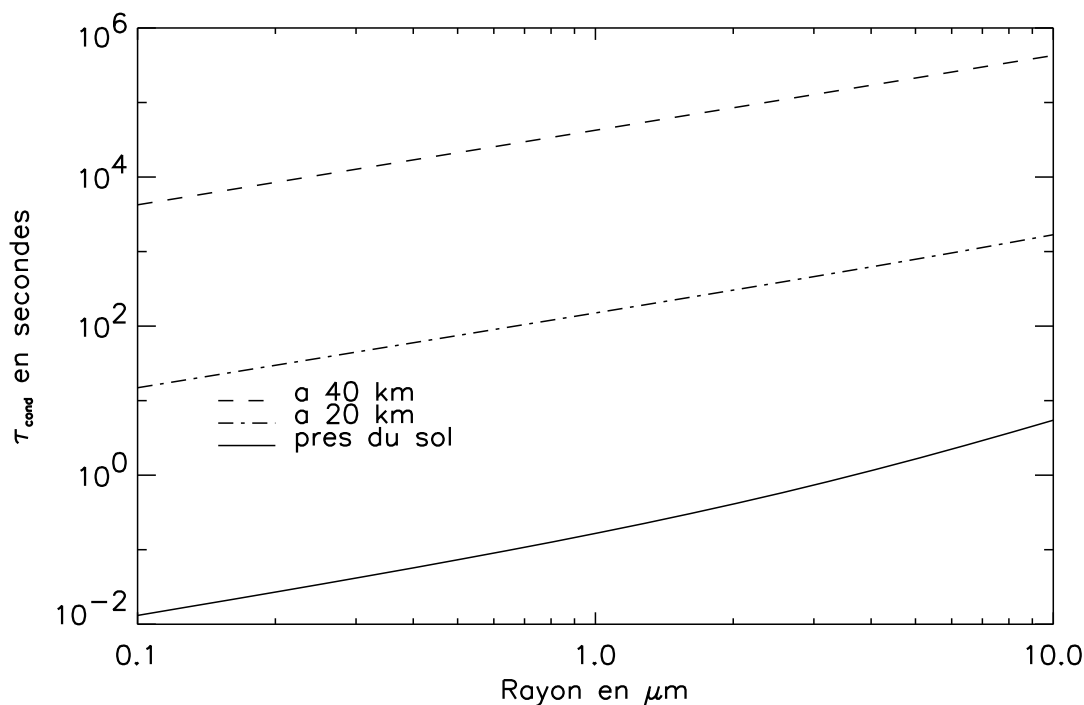


Figure 2.5 : τ_{cond} en fonction de la taille du cristal (en abscisse) et à trois altitudes différentes. Pour ce calcul, un profil thermodynamique typique des conditions martiennes a été utilisé, donnant 200 K à 10 km, 180 K à 20 km, et 150 K à 40 km. La dépendance de τ_{cond} avec z est avant tout pilotée par la variation accentuée de p_{sat} par rapport à la variation de la température avec l'altitude. On peut facilement montrer que $\tau_{cond} \propto r^2/p_{sat}(T)$.

4 Le transport vertical

4.1 La sédimentation

Sous l'effet de leur propre poids, les particules atteignent quasi-instantanément une vitesse de chute terminale ω :

$$\omega = \frac{2}{9} \frac{r^2 \rho g}{\eta_a} (1 + \alpha Kn) \quad (4.14)$$

où $\alpha = 1.246 + 0.42 \exp\left(\frac{-0.87}{Kn}\right)$

avec ρ leur densité. Cette formule, due à *Cunningham* et donnée dans Fuchs [1964], est requise pour traiter la chute des particules aussi bien en régime moléculaire qu'en régime continu.

- Dans le premier cas ($Kn \gg 1$, $r \ll \lambda$), le mouvement de la particule ne modifie pas la distribution maxwellienne des vitesses moléculaires du gaz environnant. La force s'opposant à la chute est générée par la différence de flux moléculaire impactant la surface de la particule face au mouvement et la surface en arrière de celui-ci, dès lors $\omega \sim (r/\rho_a)$. Turco et al. [1982] montre néanmoins que la vitesse terminale dans ce régime se décline en deux classes distinctes selon que la surface de la particule renvoie les molécules de manière spéculaire ou purement diffuse.
- Dans le second cas ($Kn \ll 1$, $r \gg \lambda$), des lignes de courant se forment autour de la particule et la résistance de l'air est créée par les forces hydrodynamiques : c'est le régime de Stokes où $\omega \sim (r^2/\rho_a)$.
- En régime transitoire, il n'existe pas de théorie explicite. Seul l'ajustement empirique des constantes dans l'expression de α a permis de coller à la réalité "terrestre".

En "moyenne martienne", le régime moléculaire est dominant. En théorie, il faudrait aussi tenir compte de la forme non-sphérique des poussières et des cristaux. L'ensemble des travaux menés pour déterminer les propriétés optiques des poussières rejettent l'hypothèse de sphères pour les poussières [Pollack et al., 1995; Tomasko et al., 1999]. Pourtant, dans l'étude de Murphy et al. [1990] consacrée à la phase de déclin des tempêtes de poussière sur Mars, il semble difficile de statuer en faveur d'une telle option. Pour satisfaire la décroissance observée de l'opacité atmosphérique après l'avènement des tempêtes, le modèle 2D-axisymétrique de Murphy et al. [1990] doit supposer des particules sphériques. En version 1D, la conclusion est différente, pour obtenir un résultat identique, un facteur 1/3 environ devait être appliqué à la vitesse de chute alors justifié par la non-sphéricité des particules. Cette ambiguïté reflète sans doute l'impossibilité de reproduire correctement la dynamique en 1D.

Là encore, on peut associer un temps caractéristique τ_{sed} à la sédimentation tel que

$$\tau_{sed} = \frac{H_a}{\omega} \propto \frac{\rho_a}{r}$$

où H_a est la hauteur d'échelle atmosphérique (~ 10 km). La Figure 2.6 nous indique que dans la plupart des cas, ce temps s'échelonne de quelques heures à un an.

4.2 Le transport atmosphérique

Il ne s'agit pas ici de survoler les lois de la mécanique des fluides. Nous l'avons signalé précédemment ; convection, activité ondulatoire, phénomènes tridimensionnels provoquent des mouvements de masse d'air. S'il est assez peu pertinent de les regrouper sous le seul terme de diffusion k_d , cela permet en revanche de situer l'effet du transport atmosphérique dans la hiérarchie des processus intervenant dans l'étude des aérosols martiens. k_d a pour avantage d'être un simple paramètre de l'équation de continuité s'appliquant à tout volatile, à savoir :

$$\frac{\partial n}{\partial t} = k_d \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{1}{\rho} \frac{\partial n}{\partial z} \right)$$

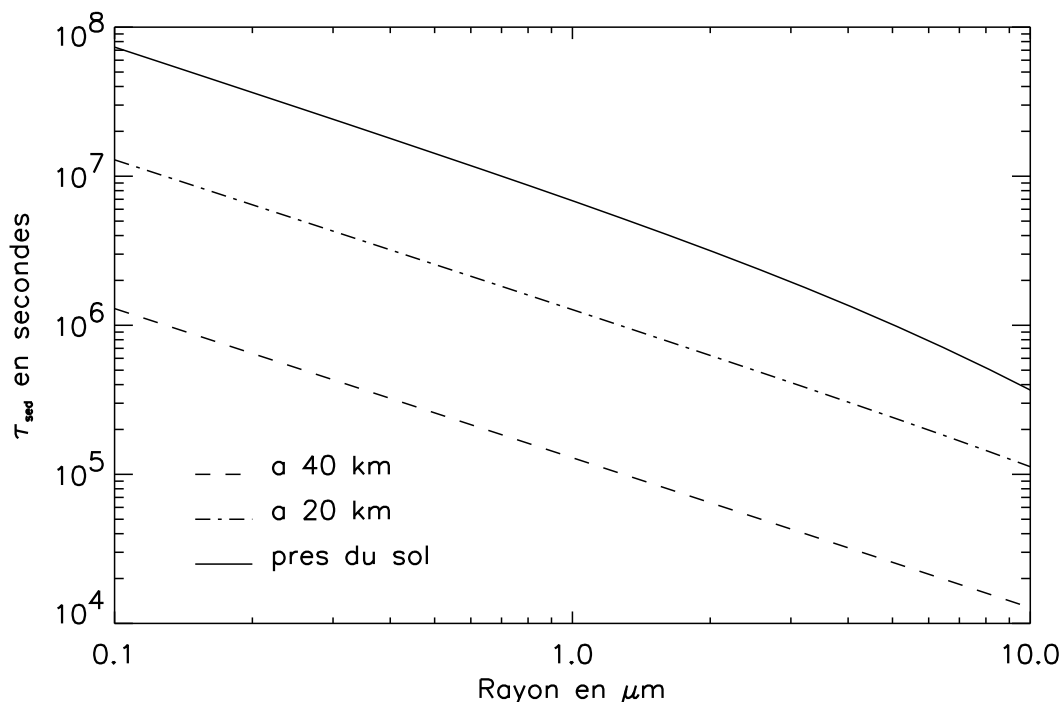


Figure 2.6 : τ_{sed} en fonction de la taille d'une particule (de la poussière à densité ρ_d). La variation avec la densité atmosphérique ρ_a du temps de chute est indiquée par les trois courbes.

Une telle simplicité permet son utilisation courante dans de nombreux modèles 1D dont la vocation première est avant tout de discerner les tendances fortes de l'activité atmosphérique. Citons par exemple les observations de Rosenqvist et Chassefière [1995] caractérisant les abondances d'espèces chimiques traces comme l'ozone de l'atmosphère martienne. Ce travail a débouché sur des valeurs de k_d de l'ordre de 100 à 1000 m^2s^{-1} à 50 km. McElroy et Donahue [1972], à l'occasion d'une modélisation photochimique des espèces O et CO, stipulent des valeurs supérieures d'un ordre de grandeur à altitudes comparables pour satisfaire les données d'observation. Plus récemment, Korabev et al. [1993] situe k_d vers 100 m^2s^{-1} entre 15 et 25 km. Dans l'ensemble, un coefficient de diffusion de 100 m^2s^{-1} en basse atmosphère mais croissant avec l'altitude jusqu'à environ 5 000 m^2s^{-1} vers 60 km semble assez récurrent dans la littérature. De sorte qu'il est possible de lui affecter un temps caractéristique τ_{kd} tel que

$$\tau_{kd} = \frac{H_a^2}{k_d}$$

dont une valeur moyenne satisfaisante se situe vers 10^6 s soit près d'une dizaine de jours.

5 L'accrétion de particules

Lorsque deux particules entrent en contact, elles ont une probabilité α_c de rester collées l'une à l'autre. Une particule isolée possède à la fois une "marche aléatoire" résultant de sa vitesse d'agitation thermique, une vitesse de chute sous l'effet de son propre poids et une vitesse d'entraînement par le gaz environnant. D'après Pruppacher et Klett [1978], la détermination de α_c nécessite la connaissance de multiples facteurs (forme des particules, rugosité, humidité relative...). En première approche, l'énergie cinétique des particules peut être considérée comme suffisamment faible pour éviter tout "rebond", et donc à α_c peut être attribuée une valeur de 1. Conformément à Pruppacher et Klett [1978], tout processus faisant apparaître une interaction entre une

particule i et une particule j peut être représenté par un coefficient de collection K_{ij} . Ainsi, le taux de perte sur un intervalle de temps dt pour les particules de type i ou j peut s'écrire :

$$\frac{dn_i}{n_i} = dt \int_j -K_{ij} n_j d\epsilon_j$$

et réciproquement

$$\frac{dn_j}{n_j} = dt \int_i -K_{ji} n_i d\epsilon_i \quad (5.15)$$

Pour i et j donnés, $K_{ij} = K_{ji}$. Dans la plupart des cas de coagulation, la dispersion en taille des particules constitue la distinction entre i et j et la variable ϵ devient donc le rayon r . Même si la nature des particules rentre en ligne de compte, ce critère a un impact secondaire pour les cas de coagulation qui nous intéressent.

5.1 La coagulation par mouvement brownien

Ce mécanisme spécifique concerne l'agrégation de particules entrant en collision du fait de leur agitation thermique. Prenons un référentiel ayant pour origine le centre d'une particule sphérique de rayon r_i . On conçoit aisément que le reste de la population est animé d'un mouvement relatif autour de cette particule. Toute particule de rayon r_j dans un voisinage $r_i + r_j$ autour du centre de la particule i se trouve alors captée par celle-ci. On peut dès lors approximer le coefficient de coagulation K_{ij}^t de la façon suivante :

$$K_{ij}^t = 4\pi(r_i + r_j)(D_i + D_j)$$

où D_i et D_j sont les coefficients de diffusion des particules i et j respectivement et n_i , n_j leur concentration. Dans le régime moléculaire, c'est-à-dire pour $Kn \gg 1$, $D_i \propto 1/\rho_a r_i^2$ et l'on a

$$K_{ij}^t \propto \frac{r_i + r_j}{\rho_a} \left(\frac{1}{r_i^2} + \frac{1}{r_j^2} \right)$$

si l'on pose $\chi = r_i/r_j$, alors

$$K_{ij}^t \propto \frac{\chi + \chi^{-1} + \chi^2 + \chi^{-2}}{\rho_a} \quad (5.16)$$

et dans le régime continu

$$K_{ij}^t \propto \frac{2 + \chi + \chi^{-1}}{\rho_a} \quad (5.17)$$

Apparaissent pour K_{ij}^t les particularités suivantes (valables uniquement dans l'un ou l'autre des régimes) :

- K_{ij}^t est constant si $i = j$ quelque-soit i
- K_{ij}^t est logarithmiquement symétrique autour de r_i lorsque l'on fait varier r_j et est minimal en $j = i$

Une illustration de ces propriétés est donnée par la Figure 2.7.

5.2 La coagulation en régime laminaire et turbulent

Ces cas font l'objet de quelques paragraphes dans Pruppacher et Klett [1978]. En laminaire, le cisaillement créé par un gradient de vitesse engendre des mouvements relatifs entre particules. A priori, cela ne concerne pas les aérosols qui rencontrent en majorité des régimes turbulents. Le caractère stochastique de ces derniers les rendent difficiles à appréhender du point de vue de la coagulation. Pourtant, à l'aide d'analyses dimensionnelles,

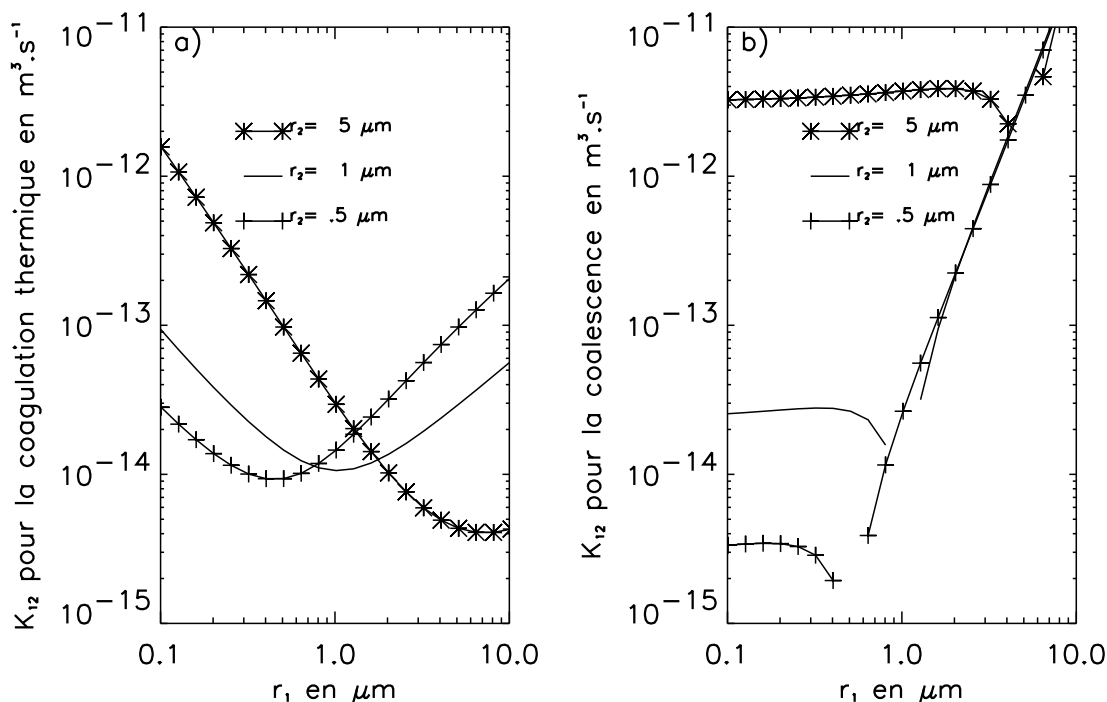


Figure 2.7 : a) K_{12}^t estimé de la poussière martienne à une altitude de 20 km. r_1 et r_2 sont les rayons respectifs d'une particule 1 entrant en contact avec une particule 2. D'une manière analogue à la condensation, une correction sur la diffusion est apportée et tenant compte du caractère balistique de la rencontre entre deux objets de très faibles dimensions [Fuchs, 1964]; b) K_{12}^g pour la coalescence, dans une configuration identique à a).

Pruppacher et Klett [1978] parvient à estimer l'efficacité de la coagulation en régime turbulent en utilisant la longueur d'échelle moyenne des tourbillons d'après les observations. Celle-ci se situant à l'ordre du cm, et donc bien supérieure à la taille moyenne des aérosols, Pruppacher et Klett [1978] concluent que ce type de coagulation ne mérite pas d'être prise en compte. Les atmosphéristes martiens ne bénéficient évidemment pas de telles mesures, mais prend-on réellement un risque en la négligeant ?

5.3 La coagulation gravitationnelle

Le moteur essentiel de la coagulation étant bien la vitesse relative entre deux particules, la sédimentation doit donc rentrer en considération. Sur Terre, la coagulation gravitationnelle est déterminante pour permettre aux gouttelettes des nuages de poursuivre la croissance initiée par la condensation mais qui, on l'a vu, est limitée par un comportement asymptotique vers les grandes tailles (cette caractéristique n'est évidemment pas dépendante de la planète...). En tombant, les plus grosses gouttes vont collecter sur leur passage celles de petite dimension et donc de moindre vitesse. On voit bien se dessiner là un processus non-linéaire permettant aux gouttelettes d'atteindre des tailles suffisamment importantes pour éventuellement sortir du nuage sans évaporer et finalement précipiter. A cela s'ajoute l'effet des courants ascendants permettant de conserver les vitesses relatives tout en diminuant les vitesses absolues, l'efficacité de la coalescence s'en trouve alors accentuée.

Dans l'atmosphère martienne, le régime moléculaire prévaut. Cette condition nous permet de ne pas considérer les déformations hydrodynamiques induites par une particule s'approchant de celle qu'elle va collecter. Le

coefficient K_{ij}^g représentatif de la coalescence est donné par [Pruppacher et Klett, 1978] :

$$K_{ij}^g = \pi(r_i + r_j)^2 |\omega_i - \omega_j| \quad (5.18)$$

si $r_i/r_j \gg 1$, comme $\omega \propto r/\rho_a$, alors on a

$$K_{ij}^g \propto \frac{r_i^3}{\rho_a}$$

si $r_i/r_j \ll 1$, alors

$$K_{ij}^g \propto \frac{r_j^3}{\rho_a}$$

Contrairement à K_{ij}^t , K_{ij}^g n'affiche pas les mêmes singularités, en effet :

- deux particules identiques ne se rencontrent jamais, $K^g = 0$ dans ce cas
- K_{ij}^g est constant quand on fait varier r_j dans une gamme de rayons très inférieure à r_i
- K_{ij}^g est identique pour tout r_i quand on fait varier r_j dans une gamme de rayons très supérieure à r_i

5.4 Temps caractéristique

Le problème que l'on rencontre pour associer à la coagulation une échelle de temps provient du terme de concentration n dans l'intégrale de (5.15). Contrairement à la sédimentation où à la condensation, on doit connaître a priori la population de particules pour laquelle on souhaite quantifier l'effet de la coagulation. Si l'on définit le temps de survie τ_{coag} d'une particule i comme le temps mis pour qu'elle double son volume par coagulation avec des particules j , l'évaluation de τ_{coag} nécessite l'intégration du produit du coefficient K avec le spectre en taille de la population. En effet,

$$\tau_{coag}^{-1} = \int_0^\infty \delta_{ij} \frac{v_j}{v_i} (K_{ij}^t + K_{ij}^g) n_j dr_j + \int_0^\infty (1 - \delta_{ij}) (K_{ij}^t + K_{ij}^g) n_j dr_j$$

$$\delta_{ij} = \begin{cases} 1 & \text{si } r_j < r_i \\ 0 & \text{si } r_j > r_i \end{cases}$$

où v_j/v_i est le rapport du volume de la particule j sur celui de la particule i . On peut néanmoins pressentir que ce phénomène tendant à amortir la dispersion en taille des particules, il affectera préférentiellement les spectres les plus larges et les populations les plus denses. S'agissant de la poussière martienne, de nombreuses distributions en taille ont été déduites d'observations. La Figure 2.8 examine l'effet de la coagulation pour trois spectres de référence [Pollack et al., 1995; Toon et al., 1977; Clancy et al., 1995]. Même si le consensus actuel s'accorde autour d'un rayon moyen d'environ $1 \mu\text{m}$, la disparité notable des paramètres de distribution entre les différents auteurs implique une efficacité de coagulation variable. On peut voir par exemple qu'une distribution du type Clancy et al. [1995], dont la variance est la plus grande des trois, possède une très large fraction de poussières très fines ($r < 0.1 \mu\text{m}$) dont le temps de vie n'excède pas la journée. Cette distribution sera bien plus affectée par l'accrétion que les deux autres distributions et sera dans l'absolu extrêmement instable d'un point de vue microphysique. Cet exemple situe bien les contraintes apportées par ce genre de considérations, contraintes que les scientifiques ne prennent pas forcément en compte pour tirer des conclusions de leurs travaux d'observations. Toutefois, on voit d'après la Figure 2.8 que pour la majorité des tailles significatives, τ_{coag} descend rarement en-dessous de 10^7 s. Par conséquent, ce phénomène ne peut, en moyenne, intervenir que sur des périodes de l'ordre de 100 jours.

Mais on l'a dit précédemment, un mouvement d'air ascendant peut éventuellement accentuer l'efficacité de la coalescence. Sur Mars, les mouvements convectifs sont légers. Localement, ils sont provoqués par les fortes variations diurnes de température en surface et se propagent le jour dans la couche limite. Aux solstices, la cellule de Hadley possède une branche ascendante très active dans les moyennes latitudes de l'hémisphère d'été. Enfin, ils sont aussi très présents pendant les tempêtes de poussière globales de l'hémisphère sud. Pour une particule de $1 \mu\text{m}$ à une altitude de 20 km, il faudrait un courant ascendant d'environ 1 cm.s^{-1} pour contenir sa chute. De tels vents ne peuvent être directement observés, mais ils sont simulés par des modèles de circulation générale. Les résultats produits par Murphy et al. [1990] (utilisant un modèle 2D-axisymétrique) indiquent que ces vents peuvent atteindre voire dépasser une valeur de 1 cm.s^{-1} aux solstices. Dans le contexte martien, la coalescence ne semble pouvoir intervenir sur une moyenne globale et annuelle pour la poussière. Par contre, il serait intéressant d'évaluer son efficacité lors des tempêtes saisonnières lorsque l'abondance des poussières est décuplée.

Du point de vue des nuages de glace, la faible dispersion des distributions en taille tend à neutraliser l'accrétion des cristaux (dans la mesure où coagulations brownienne et gravitationnelle sont le moins efficaces lorsque deux particules sont de taille identique). On peut estimer que τ_{coag} relatif aux particules de glace d'eau est de l'ordre de 10^8 s et donc reste bien en-deçà des échelles de temps de condensation ou de sédimentation.

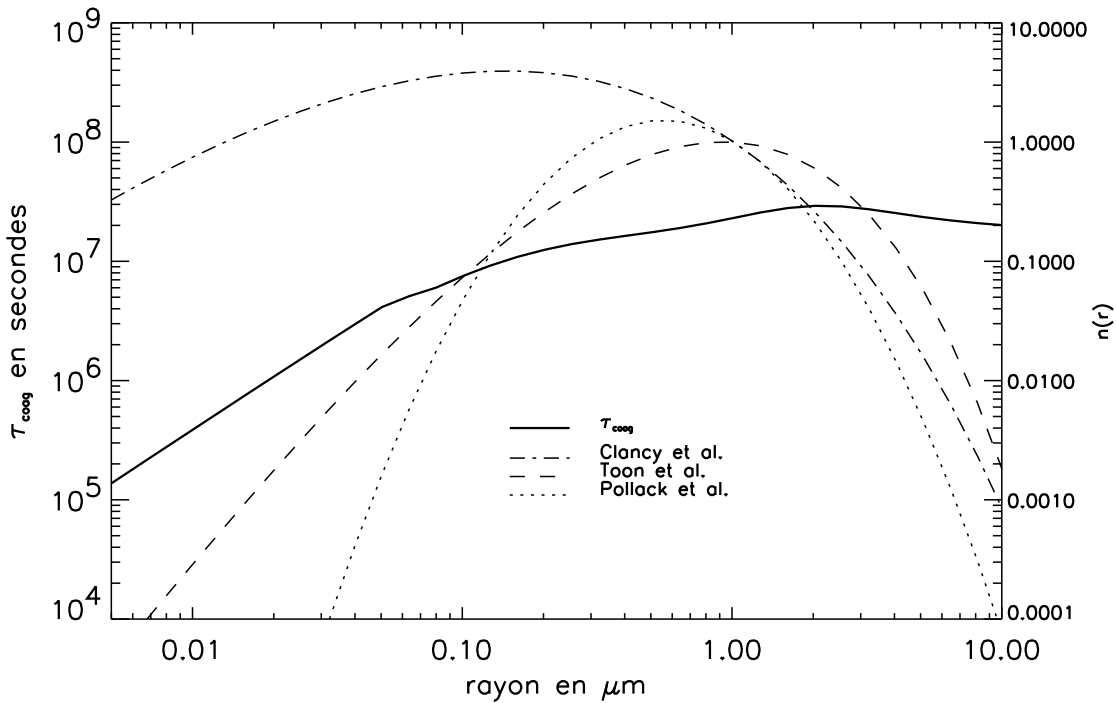


Figure 2.8 : τ_{coag} estimé de la poussière martienne en fonction de son rayon. Trois distributions en taille ont été superposées (normalisées à leur densité numérique à $1 \mu\text{m}$) afin d'illustrer la réponse de l'accrétion à un spectre donné. Sans commettre d'erreur notable, on peut supposer les particules uniformément mélangées ($n \propto \rho_a$). Puisque (5.16) et (5.18) donnent une dépendance de K en ρ_a^{-1} , le terme $\int nK$ ne dépend pas, en première approximation, de l'altitude.

Phénomène	échelle de temps	dépendance majoritaire
nucléation	<i>la seconde</i>	Sursaturation et Taille des noyaux
condensation	<i>de la seconde au jour</i>	Température et Taille des cristaux
sédimentation	<i>de l'heure à l'année</i>	Altitude et Taille des particules
mélange turbulent	<i>de l'heure à 100 jours</i>	Altitude
coagulation	<i>de 1 à 100 jours</i>	Taille et Nombre de particules

Tableau 2.2 : Résumé des temps caractéristiques des processus microphysiques.

6 Ce qu'il faut retenir...

Cette partie s'est consacrée à l'estimation du temps caractéristique de chaque processus intervenant dans le devenir des brumes martiennes qu'elles soient faites de poussières ou de cristaux de glace d'eau. Un récapitulatif de ces temps est donné dans le tableau 2.2. Une hiérarchisation des processus apparaît assez naturellement à sa lecture. Précisons que la nucléation est un phénomène marginalisé par son mode opératoire. Agissant ponctuellement dans la formation nuageuse, son extrême sensibilité au rapport de saturation lui confère une réaction quasi-binaire; tel un interrupteur autorisant ou non la nucléation de l'ensemble des noyaux de condensation présents. Toutefois, on peut trouver matière à satisfaction à voir la théorie conforter la possibilité qu'ont les nuages (qui sont observés) à se former dans l'atmosphère martienne.

Dans l'ensemble, la condensation se détache par sa rapidité d'action. Celle-ci semble donc en mesure d'assurer le maintien permanent du profil vertical de vapeur d'eau proche de la saturation. De fait, la taille des cristaux dans un nuage sera d'abord contrainte par la masse d'eau condensable, c'est-à-dire en sursaturation, et par le nombre de CCN disponibles pour la nucléation, c'est-à-dire la concentration numérique de poussières en suspension. L'autre conséquence importante de l'efficacité de la condensation est de rendre les nuages de glace d'eau martiens non précipitants (en théorie...), nuages que l'on peut donc ranger dans la classe *cirrus*. Toute particule de glace amenée à sédimenter dans une région sous-saturée en vapeur d'eau va sublimer avant de pouvoir rejoindre le sol (excepté dans le cas des brumes de surface, bien entendu). Ceci est d'autant plus vérifiable que les différents processus d'accrétion ne peuvent entraîner, comme c'est le cas sur Terre, d'accroissement de taille significatif permettant les précipitations.

Cette particularité typiquement martienne présente l'avantage de réduire fortement la complexité de l'étude des brumes. Ajouté à la faible diversité d'aérosols qui y sont observés, la microphysique sur Mars possède un champ d'action relativement restreint. Mais de par l'envergure géographique et temporelle de la présence des brumes, faisant d'elles l'un des premiers acteurs du climat, la toute relative simplicité microphysique a sans doute accéléré les progrès réalisés pour les prédictions climatiques.

- Chapitre 3 -

Modélisation numérique 1D des nuages

Cette partie décrit la base de travail qu'a constitué la réalisation et l'utilisation du modèle microphysique simulant formation et évolution des nuages de glace d'eau en conditions atmosphériques martiennes. Le développement du code de nuages martiens a occupé près d'un quart de la durée de cette thèse. Une fois le programme finalisé, il a pu servir de base pour des études liées directement ou indirectement aux nuages martiens.

Une description de ce modèle est donnée dans la première partie, éclairant les différentes contraintes qui sont intervenues dans la modélisation. La validité de notre modèle a pu être établie en le confrontant à un modèle américain sur la base d'un cas type. C'est le thème de la deuxième partie qui détaille les résultats obtenus dans le cas d'un nuage fin se formant à 25 km d'altitude, son évolution journalière y est décrite ainsi que différents phénomènes accompagnant sa présence (confinement vertical de la poussière et de l'eau). Les nuages sont la résultante d'une combinaison complexe de processus, dont les rôles respectifs ont pu être quantifiés au travers d'une étude de sensibilité présentée dans la dernière partie. On peut y discerner l'importance prépondérante de la nucléation, du cycle diurne de température, de la poussière... Les enseignements de cette étude indiquent qu'en théorie, la formation nuageuse possède une sensibilité équivalente à de nombreux paramètres. Par conséquent, un nombre important de contraintes observationnelles est requis pour améliorer la modélisation microphysique actuelle.

1 Description du modèle

1.1 Un modèle pour Titan

A l'origine, le modèle microphysique avait été conçu au Service d'Aéronomie pour l'étude des aérosols du satellite de Saturne, *Titan*. Ce modèle eulérien à une dimension selon la verticale, était assez largement inspiré des travaux de Toon et al. [1988]. L'objectif était de pouvoir suivre l'évolution de la distribution des particules dans l'atmosphère du satellite. Contrairement à Mars, l'accent y est donné sur les processus de collection (par mouvement brownien et coalescence) et qui, à partir d'un niveau de production photochimique de macromolécules (comprenant quelques dizaines d'atomes), permettent la formation de particules plus volumineuses. Celles-ci sont soumises à la sédimentation et la diffusion turbulente et sont donc redistribuées selon la verticale pour former une brume s'étalant sur plusieurs centaines de kilomètres depuis la surface. La simulation numérique de ces processus a permis la réalisation d'un certain nombre d'études [Cabane et al., 1992; Rannou et al., 1997] dédiées à la description phénoménologique de la constitution d'une brume dans l'atmosphère de Titan ainsi qu'à l'interprétation des mesures d'intensité aux limbes réalisées par la sonde Voyager.

1.2 Le modèle martien

Dire que le modèle ■Titan■ a constitué un héritage pour le code de microphysique martien n'est pas un vain mot. Une partie des processus nécessaires pour notre étude se trouvait déjà représentée initialement. Un gros effort de programmation s'est néanmoins avéré nécessaire pour assurer la transition vers la planète rouge. Le détail du travail sur les schémas numériques ne sera pas discuté ici, ceci est fait en annexe B. Nous nous limiterons à une description sommaire du code, de la représentation des particules et de la colonne atmosphérique.

Discrétisation de la colonne

La colonne atmosphérique représentée est découpée en 30 intervalles d'égale épaisseur ~ 2 km. Deux couches supplémentaires beaucoup plus fines sont utilisées près de la surface où les fortes fluctuations diurnes de température dans les premières centaines de mètres peuvent engendrer l'apparition de brumes matinales. Nous conserverons donc cette résolution en l'état pour l'ensemble de nos calculs. La grille verticale se compose de deux grilles imbriquées :

- une grille pour les milieux des intervalles ;
- une grille pour les frontières entre les intervalles.

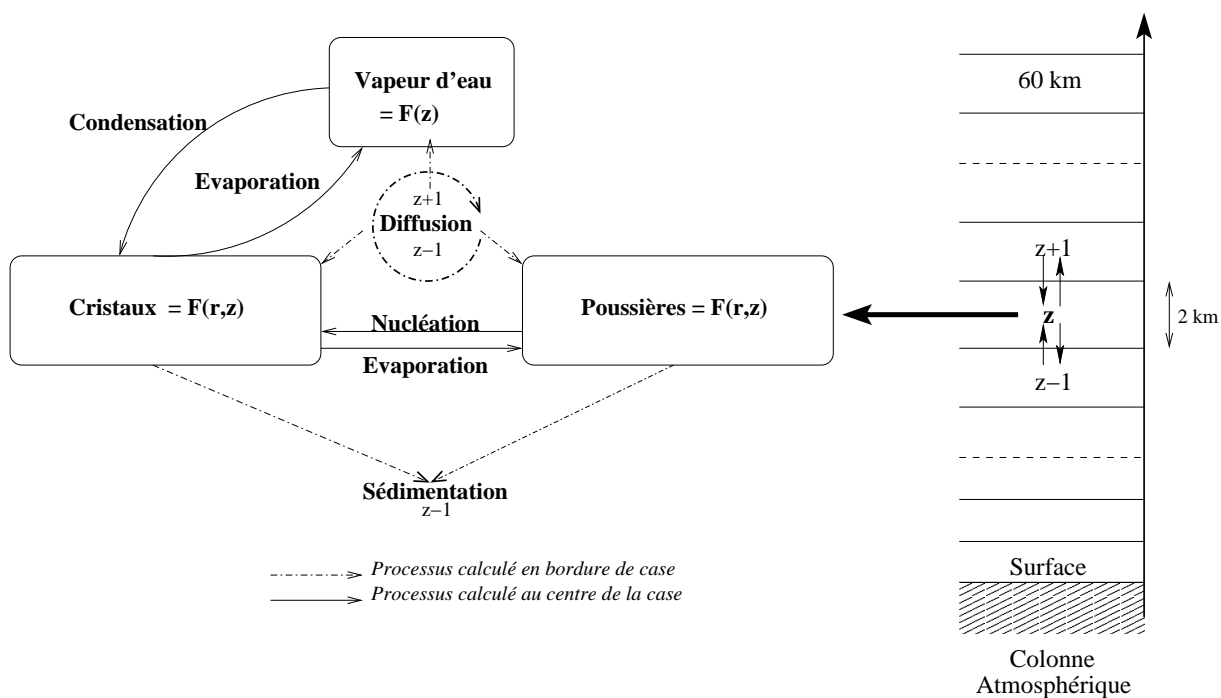


Figure 3.1 : Schéma décrivant les interactions physiques simulées par le modèle entre les différentes espèces représentées.

L'emploi de ces deux grilles se justifie par la nature différente des processus.

- En frontières, sont calculés les flux d'espèces dus au phénomènes de transport (sédimentation, diffusion) ;
- Aux centres, sont calculés les termes source et puits impliqués par tous les autres processus (nucléation, condensation, coagulation).

La formation des nuages de glace résulte de l'interaction physique entre deux espèces : gaz (la vapeur d'eau) et particules (poussières et cristaux). Ce sont donc l'évolution de ces trois quantités dans chaque case de la colonne qui est modélisée par notre code grâce à la simulation de tous les processus mis en jeu (cf. Figure 3.1).

Représentation des particules

Ainsi que nous l'avons établi dans le chapitre 2, la totalité des processus représentés (exceptée la diffusion turbulente) est extrêmement sensible au rayon des particules. La modélisation microphysique nécessite donc une représentation fine de la taille des particules.

Le principe d'un code eulérien réside dans le calcul d'un flux de particules entre mailles adjacentes. Dans le modèle présenté, la notion de maille n'a pas cours, les seules dimensions étant l'altitude et le rayon des particules, nous lui préférons le terme de case. Soit $N(r, z)$ la fonction de distribution des particules atmosphériques (poussières et cristaux) en fonction du rayon r et de l'altitude z . Le nombre de particules contenues dans un volume unité dont le rayon est compris entre r et $r + dr$, et qui se trouvent à z s'écrit alors :

$$dC(r, z) = N(r, z)dr$$

En discrétisant le problème, on a :

$$C(r, z) = N(r, z)\Delta r$$

où les variables informatiques associées aux poussières ou aux cristaux de glace sont $C_p(z, r)$ et $C_g(z, r)$ respectivement. Ces variables donnent une concentration de particules par m^3 pour chaque case d'altitude z et

chacune des cinquante cases de rayon r . Afin de tenir compte de la présence d'un noyau de poussière de taille r_n dans un cristal, de la libération éventuelle de celui-ci lorsque le cristal sublime, un tableau spécifique s'écrivant $C_n(z, r, r_i)$ est alloué aux noyaux. Ce tableau donne pour chaque altitude et pour chaque taille de cristal une concentration en noyaux en fonction de leur rayon r_i . Une simple relation donne

$$C_g(z, r) = \sum_{i=1, nrad} C_n(z, r, r_i)$$

où $nrad(=50)$ est le nombre de cases de la grille de rayon. Deux cases de rayon consécutives i et $i+1$ sont reliées entre elles par la relation suivante :

$$r_{i+1} = V_{rat}^{1/3} r_i$$

où V_{rat} est le rapport du volume d'une particule de la case $i+1$ sur celui de la case i . Ce paramètre est ajustable en fonction de l'espacement dont on souhaite disposer entre chaque rayon, mais que l'on a fixé à 2 pour l'ensemble de nos calculs. Les distributions observées dans la nature sont majoritairement décrites par des fonctions logarithmiques du rayon. La gamme de taille significative des aérosols observés couvre donc plusieurs magnitudes, justifiant le choix d'un accroissement géométrique pour notre grille de rayon (allant de quelques nanomètres à quelques centaines de microns).

Conditions aux limites

Dans tout modèle se pose la question des conditions aux limites. La colonne atmosphérique représentée, dont la limite supérieure est fixée à 60-70 km, couvre environ six hauteurs d'échelle depuis la surface (où se trouve la limite inférieure) et donc soit près de 99 % de la masse d'une colonne. Une condition de flux nul est appliquée aux interfaces supérieure et inférieure du modèle, ce qui mérite d'être justifié :

(1) La mise en suspension des poussières dans l'air s'effectue par saltation ; processus suffisamment complexe pour mériter une modélisation spécifique [Alfaro et Gomes, 2001]. Néanmoins, à la lecture des enregistrements d'opacité atmosphérique aux emplacements des atterrisseurs de *Viking*, on s'aperçoit que l'opacité attribuable aux poussières ne subit que de faibles fluctuations à l'échelle saisonnière [Colburn et al., 1989] (excepté au moment des tempêtes de l'été de l'hémisphère Sud qui donnent naissance à des pics, cf. Figure 3.2). Il semble donc qu'une forme d'équilibre se crée ; le dépôt sec en surface étant quasiment compensé par l'injection dans l'atmosphère. Numériquement, nous interpréterons cet équilibre par un flux nul entre la surface et le premier niveau du modèle.

(2) La condition de flux nul en limite supérieure s'assimile à un plafond infranchissable pour les particules. Cette condition a un effet négligeable sur la structure verticale des aérosols. A cette altitude, les particules ont, de toutes façons, des vitesses de chute très élevées, la sédimentation constitue donc une barrière physique que le transport atmosphérique par diffusion ne peut surmonter.

Si aucune source photochimique d'aérosols n'est à envisager dans l'atmosphère de Mars, un flux externe de débris météoritiques est en revanche tout à fait probable. Sur Terre, un tel flux fournit des supports de nucléation pour la formation des nuages noctiluscents de la mésosphère, ainsi que l'ont modélisé Turco et al. [1982]. Pour Mars, aucune détection ne permet de contraindre réellement le problème. Les estimations de Flynn et McKay [1988] donnent néanmoins un flux environ trois fois inférieur à celui capté par la Terre. Ces estimations tiennent compte de la gravité réduite de Mars et d'une densité de poussière interplanétaire diminuant lorsque l'on s'éloigne du soleil. Ces estimations ont permis à Michelangeli et al. [1993] de cerner leur effet dans une modélisation des nuages martiens. Leurs résultats montrent un impact tout à fait significatif dans la région surplombant le nuage où l'afflux de noyaux de condensation par le haut de l'atmosphère permet à la vapeur d'eau de condenser. Ce cas test contraste avec une simulation sans débris météoritiques où la vapeur d'eau peut se retrouver sursaturée au-dessus du nuage principal par l'absence de noyaux qui inhibe totalement la nucléation. Néanmoins, en comparaison des nombreuses observations qui sont faites de la poussière en provenance du régolite martien, la source météoritique est extrêmement hypothétique. Afin de limiter le nombre déjà important d'inconnues, nous ne l'incluons pas dans cette partie de notre étude.

(3) Le dernier point concerne la vapeur d'eau et la modélisation de sa source en surface. Deux types de source peuvent être envisagés mais que nous n'avons pas représenté dans notre modèle :

- Le régolite, dont on suppose qu'il échange de la vapeur avec l'atmosphère par adsorption et diffusion dans la sub-surface. Un certain nombre d'études se sont penchées sur cette problématique [Zent et al., 1993; Jakosky et al., 1997; Zent et Quinn, 1997] afin de déterminer ces échanges. En théorie, un très fort transfert de vapeur entre la couche limite (dont la hauteur caractéristique s'élève à quelques km en journée) et le régolite devrait avoir lieu à l'échelle journalière. Pourtant, un nombre trop important d'inconnues n'ont pas permis de donner une issue définitive au problème. Pour notre modèle, cela suggère d'éviter les études où le nuage se forme dans, ou au voisinage immédiat de la couche limite ;
- Les hautes latitudes des deux hémisphères au printemps/été relâchent de très fortes quantités de vapeur en raison de la sublimation en surface du dépôt de givre saisonnier mais aussi de la calotte permanente au pôle Nord. Néanmoins, ces sources sont fortement limitées géographiquement et temporellement, elles ne constituent qu'un faible échantillon (mais certainement pas le moins intéressant) de l'ensemble des études qui peuvent être menées.

Limitations du modèle

La limitation spatiale imposée par la seule considération de la verticale ne permet pas de traiter explicitement les contributions horizontales. Il semble néanmoins, d'après A. V. Rodin (qui a intégré un module de microphysique à un modèle de circulation générale martien du laboratoire américain GFDL), que la formation des nuages relève beaucoup plus du transport vertical, justifiant l'intérêt de leur étude par modèle 1D. Cependant, la circu-

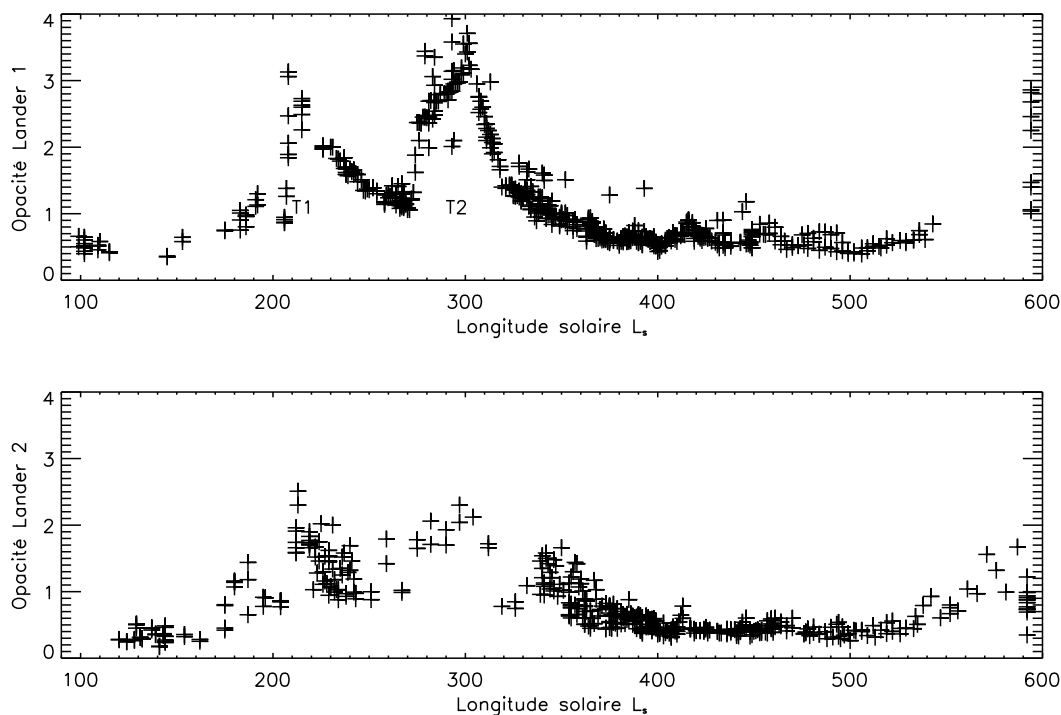


Figure 3.2 : Opacités atmosphériques mesurées par les Lander 1 (situé à 22° N, 48° W) et 2 (situé à 47.6° N, 225.7° W) de la mission Viking. La longueur d'onde utilisée pour le sondage est $0.67 \mu\text{m}$. La période d'observation chevauche deux années martiennes successives, d'où les valeurs de L_s supérieures à 360° . Nous avons indiqué dans le graphe supérieur les deux tempêtes de poussière majeures T1 et T2 qui prennent naissance dans l'hémisphère sud et se propagent sur l'ensemble du globe. On remarquera que les mesures du Lander 2 (plus au Nord) sont en décalage systématique avec celles du Lander 1.

lation générale, à travers la cellule de Hadley, crée des zones de forte ascendance et de forte subsidence. De tels phénomènes sont surtout perceptibles aux solstices, alors qu'une cellule unique se forme et permet l'échange de masse entre hémisphères. Les mesures aux limbes de TES sont, à ce titre, un excellent indicateur (cf. Figure 3.3). On peut y voir le rôle joué par la circulation générale sur le transport des espèces, notamment sur la poussière et la vapeur d'eau. A cette époque de l'année, leurs sources se situent aux hautes latitudes de l'hémisphère sud. Par le biais de la cellule de Hadley, vapeur et poussière sont advectées puis confinées dans une région assez localisée de l'hémisphère nord. Une telle dynamique tridimensionnelle est évidemment hors de portée de notre modèle atmosphérique 1D, et la traduction en termes de conditions aux limites est assez aléatoire. Considérer un nuage comme le produit de processus agissant dans une colonne isolée de son environnement ne permet pas de cerner le rôle des échanges de matière en bordure de domaine. En contrepartie, les contraintes physiques majeures de la formation du nuage sont, elles, précisément représentées. Ceci n'élimine pas le besoin d'une étude plus complète à l'aide d'un modèle de circulation générale, étude qui sera le thème du dernier chapitre.

La réalisation d'un couplage avec un module de transfert radiatif sera nécessaire à l'avenir. La dynamique d'un nuage ne peut être réellement expliquée qu'en incluant l'interaction du nuage avec le transfert radiatif [Houze, 1993; Rodin et al., 1999; Boehm et al., 1999; Colaprete et Toon, 2000] et son effet direct sur le gradient

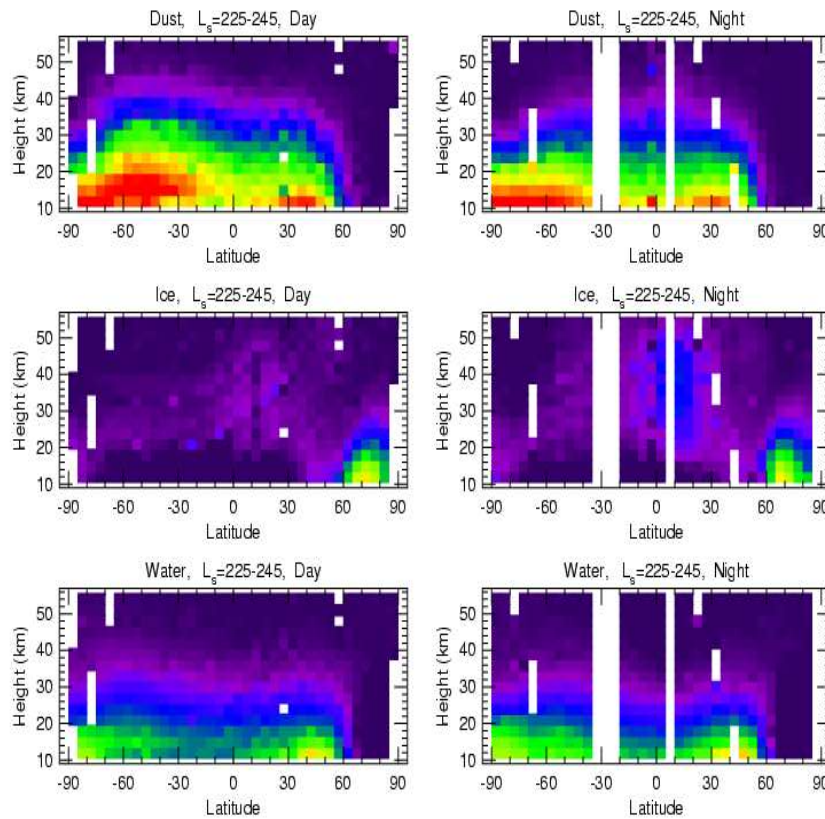


Figure 3.3 : Coupes méridiennes et verticales d'émissions infrarouges de l'atmosphère mesurées par le spectromètre TES aux limbes de Mars. Trois bandes spectrales ont été séparées afin d'évaluer les abondances de poussière (en haut), de glace d'eau (au milieu) et de vapeur d'eau (en bas). La transition de couleurs du violet vers le rouge indique un accroissement de concentration des espèces. A l'époque de l'observation $L_s = 240^\circ$ (près du solstice d'été sud), une cellule de Hadley centrée sur l'équateur engendre une zone de forte ascendance dans l'hémisphère sud avec transport méridien vers les moyennes latitudes de l'hémisphère nord où se trouve la zone de subsidence.

de température, l'activité turbulente... Sur Mars, cette dynamique a un intérêt tout particulier lorsque l'on considère un effet majeur mais indirect du nuage : le confinement vertical de la poussière en suspension dont l'influence sur le profil thermique est déterminante. L'objectif à terme sera de pouvoir représenter l'ensemble de ces processus. Ce travail a été initié dans le cadre de la modélisation des nuages à l'aide d'un Modèle de Circulation Générale (cf le chapitre 6), il sera poursuivi par la suite.

Signalons aussi que le principe eulérien repose sur un flux de matière d'une case verticale du modèle vers une autre. Imaginons une parcelle d'air sous-maille s'élevant depuis la région sous-saturée de l'atmosphère (sous l'hygropause d'altitude z_s) vers la zone du nuage ($z \geq z_s$). Le refroidissement adiabatique de cette ascension peut éventuellement provoquer une sursaturation à l'intérieur de la parcelle, la nucléation des noyaux qu'elle contient et donc l'apparition de cristaux. Notre modèle ne peut reproduire un tel phénomène. Le flux provenant de la case directement inférieure à l'altitude de saturation z_s est instantanément mélangé à la case supérieure. L'apport de vapeur d'eau correspondant à ce flux ne permet pas une élévation significative du rapport de saturation à z_s où la nucléation est donc neutralisée. La poussière peut alors plus facilement se propager verticalement par diffusion turbulente tant qu'elle ne rencontre pas une altitude où le rapport de saturation autorisera la nucléation. Il semble que seuls un raffinement poussé de la résolution verticale ou une astuce numérique puissent atténuer ce biais éventuel. Ce défaut ayant émergé tardivement de notre réflexion, nous n'avons pas eu le temps de réaliser une quelconque correction.

État initial et convergence du modèle

À l'état initial, aucun cristal n'est présent dans la colonne ($C_g(r, z) = 0$). Les abondances de vapeur d'eau et de poussières sont ajustées via leur contenu intégré. Pour la vapeur d'eau, nous exprimons cette abondance en $\mu\text{m pr.}$ (micromètres précipitables) ; c'est à dire l'épaisseur formée au sol par la condensation de toute la vapeur présente dans la colonne. Pour la poussière, nous fixons à la fois l'abondance (que l'on exprime en terme d'épaisseur optique dans le visible τ_d) mais aussi la fonction de distribution en taille (suggérée par les observations). De plus, on suppose un rapport de mélange constant dans toute la colonne pour la poussière ($C_p(r, z) \propto \rho_a(z)$) et pour la vapeur d'eau.

La première journée de simulation sert à effectuer une décroissance progressive et artificielle de 30 K du profil thermique vers le profil utilisé pour le reste de la simulation. On évite ainsi une entrée en matière trop brutale pouvant générer des instabilités pour la condensation¹. Cette étape d'initiation peut s'apparenter dans une certaine mesure au trajet méridien d'une colonne d'air depuis des latitudes plus chaudes.

En règle générale, le modèle nécessite plusieurs dizaines de jours simulés pour atteindre un état où les fluctuations deviennent peu significatives. Ceci correspond au temps mis par une particule pour parcourir la totalité de la colonne compte-tenu du temps caractéristique de transport vertical par diffusion. La mise en équilibre variera donc selon le coefficient de diffusion turbulente k_d prescrit en entrée.

2 Simulation de référence

Le suivi quotidien des opacités atmosphériques réalisé par le capteur optique équipant l'atterrisseur a fait apparaître une variation assez régulière² de plusieurs dizaines de % entre les mesures obtenues le matin et celles obtenues l'après-midi [Colburn et al., 1989]. L'hypothèse avancée par ces auteurs attribuait cette variation d'opacité à un cycle journalier de formation et de disparition de nuages de glace. En effet, les fluctuations du profil thermique sont en grande partie dictées par les poussières qui absorbent la lumière dans le visible et donc réchauffent l'atmosphère en journée tout en émettant dans l'infrarouge avec effet de refroidissement la nuit. De ce point de vue, il est envisageable que le profil de saturation de la vapeur d'eau suive lui aussi un cycle diurne accentué et entraîne de fortes variations de formation de glace d'eau atmosphérique. Partant d'un

¹Le rapport de mélange constant de la vapeur d'eau dans toute la colonne implique des rapports de saturation extrêmement importants à haute altitude où la température est la plus faible.

²L'amplitude de variation était très dépendante de la saison.

Paramètre	Valeur
Latitude	22° N
L_s	270°
τ_d	0.3
Contenu intégré en vapeur d'eau	11 pr. μm
k_d	100 m^2s^{-1}
m	0.945

Tableau 3.1 : Ensemble des conditions et des paramètres microphysiques utilisés pour la simulation de référence (τ_d est l'épaisseur optique des poussières dans la colonne). La distribution en taille initiale de poussières est reprise des travaux de Toon et al. [1977].

modèle simple d'équilibre radiatif-convectif, Colburn et al. [1989] ont pu corrélérer à l'échelle annuelle la différence observée d'opacité entre le matin et l'après-midi avec la différence théorique de masse d'eau condensée. Le cycle diurne des nuages de glace fut ainsi mis en évidence et son étude fut relayée par Michelangeli et al. [1993] à l'aide de simulations microphysiques d'une plus grande rigueur scientifique.

C'est sur les bases de ces résultats que nous allons évaluer la cohérence de notre modèle. Celui-ci adopte une philosophie identique à celui de Michelangeli et al. [1993], tous deux étant basés sur le principe conceptuel de Toon et al. [1989a]. Nous aurons ainsi le moyen de valider notre modèle en comparant nos résultats à ceux du modèle microphysique de Michelangeli et al. [1993] (que nous raccourcirons par M93 pour plus de commodités). Dans un premier temps, nous nous placerons dans des conditions météorologiques telles que rencontrées par l'atterrisseur 1 de Viking en employant une série de paramètres listée dans le tableau 3.1 et en tout point similaires à ceux utilisés par M93 .

Afin de suivre le protocole donné dans M93, le calcul du profil thermique et ses fluctuations diurnes sont obtenus par une version 1D du Modèle de Circulation Générale (MCG) du Laboratoire de Météorologie Dynamique [Forget et al., 1999] et donc très proche du modèle convectif-radiatif de Colburn et al. [1989] utilisé par M93 dans la première partie de leur étude. L'évolution du profil thermique est donc calculé avant le début de la simulation microphysique, les modèles étant découplés. Le calcul du transfert radiatif prend en compte toutes les espèces, exceptée l'eau au sens large (et donc pas les nuages), susceptibles d'interférer avec le rayonnement ; à savoir l'impact des poussières en suspension et le CO_2 . Les conditions à prescrire dans ce modèle convectif-radiatif concernent la position en latitude, la période de l'année, et la quantité d'aérosols (i.e. la poussière) qui est supposée uniformément mélangée. Le profil thermique et ses variations sont reproduits sur la Figure 3.4. La partie physique du MCG est présentée en annexe C.

Avant de décrire les résultats de cette première simulation, soulignons dès à présent que notre modèle reproduit de façon extrêmement fidèle les résultats de M93. Cette validation préliminaire nous assure du bon comportement de notre modèle en comparaison de celui de M93 qui reste à ce jour une référence pour l'étude de la microphysique dans l'atmosphère martienne. Nous pourrions donc poursuivre notre étude sur des bases ■ saines ■.

Dans la suite de cette étude, l'évaluation de l'opacité du nuage modélisé est obtenue grâce à la théorie de Mie. A cette occasion, nous avons utilisé les indices de réfraction pour la glace d'eau publiés par Warren [1984].

2.1 Déroulement du cycle

L'abondance de vapeur d'eau dans la colonne, combinée au profil thermique, donne une altitude de saturation unité vers 20 km. Cette altitude ne correspond pas au maximum d'extinction du nuage qui se situe, lui, à 25 km. Grâce à la Figure 3.6, nous pouvons suivre le nuage dans sa période ■ active ■, c'est à dire de 4 h à 14 h.

Ce premier cas de modélisation nuageuse est adéquat pour illustrer le cycle de variations diurnes du nuage.

Au bout de quelques jours de simulations, un état stationnaire est apparent comme l'indique la Figure 3.5. Le nuage commence à se former dès 4 h du matin, et s'épaissit tel que son opacité maximale intervient en début de matinée, vers 8 h, puis celle-ci décroît impliquant une dissipation totale du nuage vers 14 h. Ainsi qu'établi dans le précédent chapitre, la rapidité des processus de condensation et de sublimation permettent au nuage de répondre très rapidement aux fluctuations thermiques. C'est donc bien ces deux processus physiques qui permettent qu'un tel cycle diurne puisse se mettre en place .

- Vers 4 h du matin, le refroidissement nocturne de l'atmosphère a permis l'augmentation du rapport de saturation entre 20 et 40 km. Cependant, compte-tenu du coefficient de mouillabilité employé ($m=0.945$), un rapport de saturation minimal de 1.4-1.5 s'avère nécessaire pour que le phénomène de nucléation se déclenche. Cette condition restreint la formation du nuage à la fois dans l'espace et dans le temps. Dans notre cas, la nucléation s'est produite entre 27 et 33 km peu avant 4h du matin, comme l'attestent l'apparition des cristaux et la disparition des poussières dans cette tranche d'altitude. La condensation ayant déjà démarré, les cristaux ont pu croître et atteindre un rayon de 4 μm environ, et sont donc à l'origine de l'affaissement de la sursaturation dans la zone 27-33 km.
- A 6 h du matin, le refroidissement de l'atmosphère s'est poursuivi tandis que la formation du nuage s'est étendue à 37 km. Les poussières qui étaient encore à cette altitude vers 4 h du matin sont nucléées grâce au franchissement de la valeur seuil de saturation. Pendant les deux dernières heures, la condensation a consommé l'excédent de vapeur d'eau en sursaturation entre 25 et 33 km où l'on constate que $S=1$. Ce point est confirmé par l'accroissement simultané du rayon moyen des cristaux. Un autre point intéressant concerne l'extension de la zone nuageuse jusqu'à 23 km. La concentration des poussières n'ayant pas été modifiée -aucune nucléation ne s'est donc produite entre 25 et 20 km- les cristaux ont été transportés depuis leur altitude de formation. En effet, sur une distance de 2 km, diffusion et sédimentation ont des

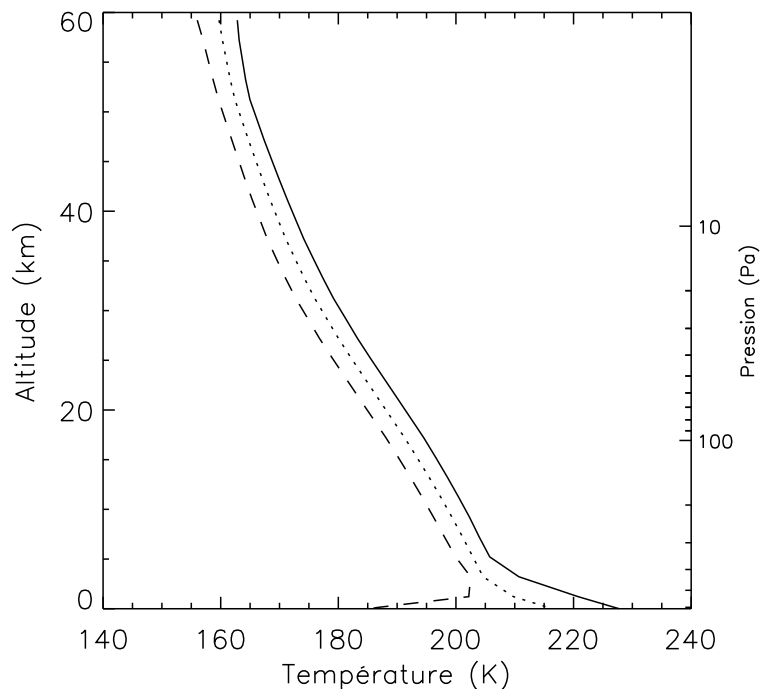


Figure 3.4 : Profils thermiques employés pour la simulation de référence. Les différents styles de courbes indiquent les extrema diurnes de la température atmosphérique ainsi que le profil obtenu à midi (courbe en pointillés), Les variations simulées impliquent des fluctuations de près de 5-6 K au cours de la journée .

- temps caractéristiques de l'ordre de quelques heures et permettent donc l'épaississement du nuage.
- Vers 8 h du matin, l'opacité du nuage est maximale (~ 0.06 à une longueur d'onde de $0.67 \mu\text{m}$). Ce pic d'opacité est synchronisé avec le minimum diurne de température atmosphérique comme le montre la Figure 3.5. Le transport a accentué l'extension du nuage jusqu'à 21-22 km. Ceci s'est évidemment accompagné de l'augmentation de la zone d'influence de la condensation qui impose un profil de $S=1$ jusqu'à 22 km. Le nombre de cristaux allant décroissant de 27 à 21 km, la masse d'eau condensée se répartit sur un plus faible nombre de noyaux. Le profil du rayon moyen subit donc une forte augmentation entre 27 et 21 km, passant de 6 à $18 \mu\text{m}$. Si l'on considère en parallèle le profil vertical de glace atmosphérique donné par la Figure 3.7, on voit qu'en passant de 27 à 20 km, le rapport de masse de glace diminue d'un facteur 4, alors que le nombre de cristaux a, lui, diminué d'un facteur 100. La masse d'eau allouée à chaque noyau est donc 25 fois grande à 20 km, ceci correspondant à un rayon moyen environ 3 fois plus important.
 - A 10 h, le soleil a déjà refait son apparition. Le réchauffement de l'atmosphère s'est amorcé depuis deux heures. La glace commence à sublimer, ce que l'on peut voir sur la Figure 3.7 qui indique un transfert du rapport de masse de la glace à la vapeur. La vapeur d'eau relâchée suffit à maintenir le profil de saturation à $S=1$, ce qui n'a nécessité qu'une fonte partielle des cristaux puisque ceux-ci ont conservé leur densité numérique entre 20 et 40 km depuis 8 h. Le nuage reste donc en état d'équilibre thermodynamique.
 - A midi, le processus de sublimation est en phase terminale. Le surcroît de vapeur d'eau issu de la sublimation ne parvient plus à conserver la profil à saturation. Un nombre important de cristaux ont perdu leur gangue de glace et ont relâché leur noyau ainsi que le montrent les profils verticaux de poussières et de cristaux. La réponse du nuage au réchauffement n'est pas instantanée. L'inertie de la sublimation induit

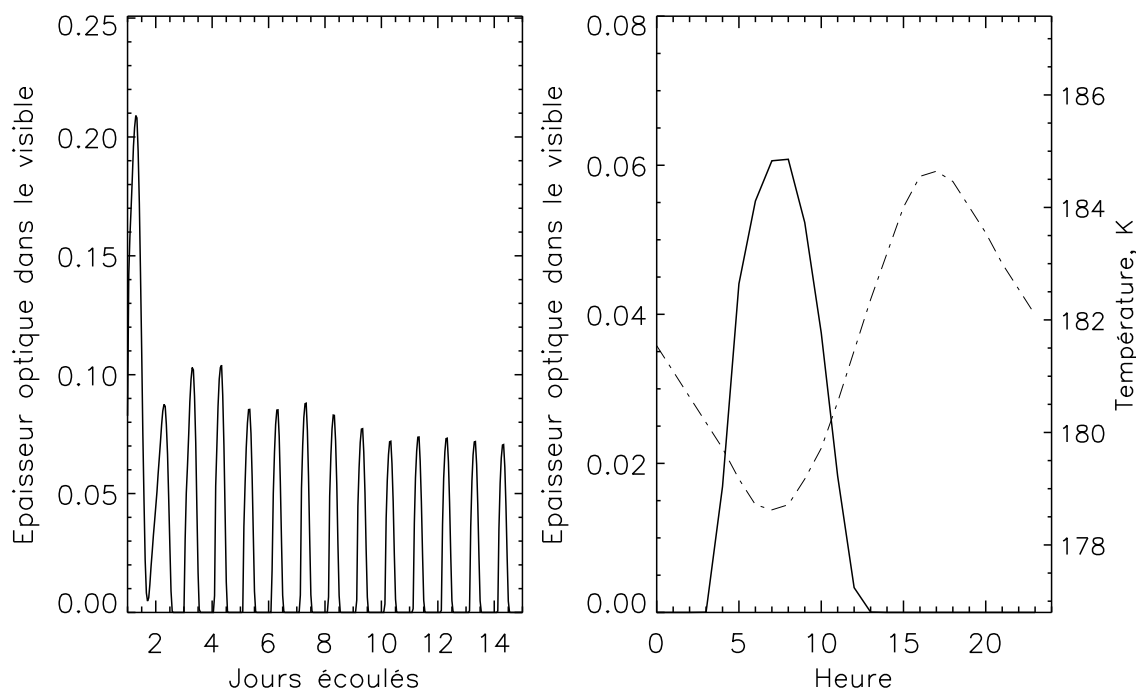


Figure 3.5 : **A gauche :** Evolution temporelle de l'épaisseur optique du nuage à une longueur d'onde de $0.67 \mu\text{m}$. Le modèle converge rapidement, comme le montre la figure de gauche. **A droite :** Cette figure est un zoom de la dernière journée de simulation. Les fortes amplitudes illustrent parfaitement les apparition et disparition successives du nuage au cours de la journée (30^{ème} jour). La courbe tiretée donne l'évolution de la température à 25 km, l'altitude du nuage. On peut constater comment le cycle du nuage se corrèle au cycle thermique.

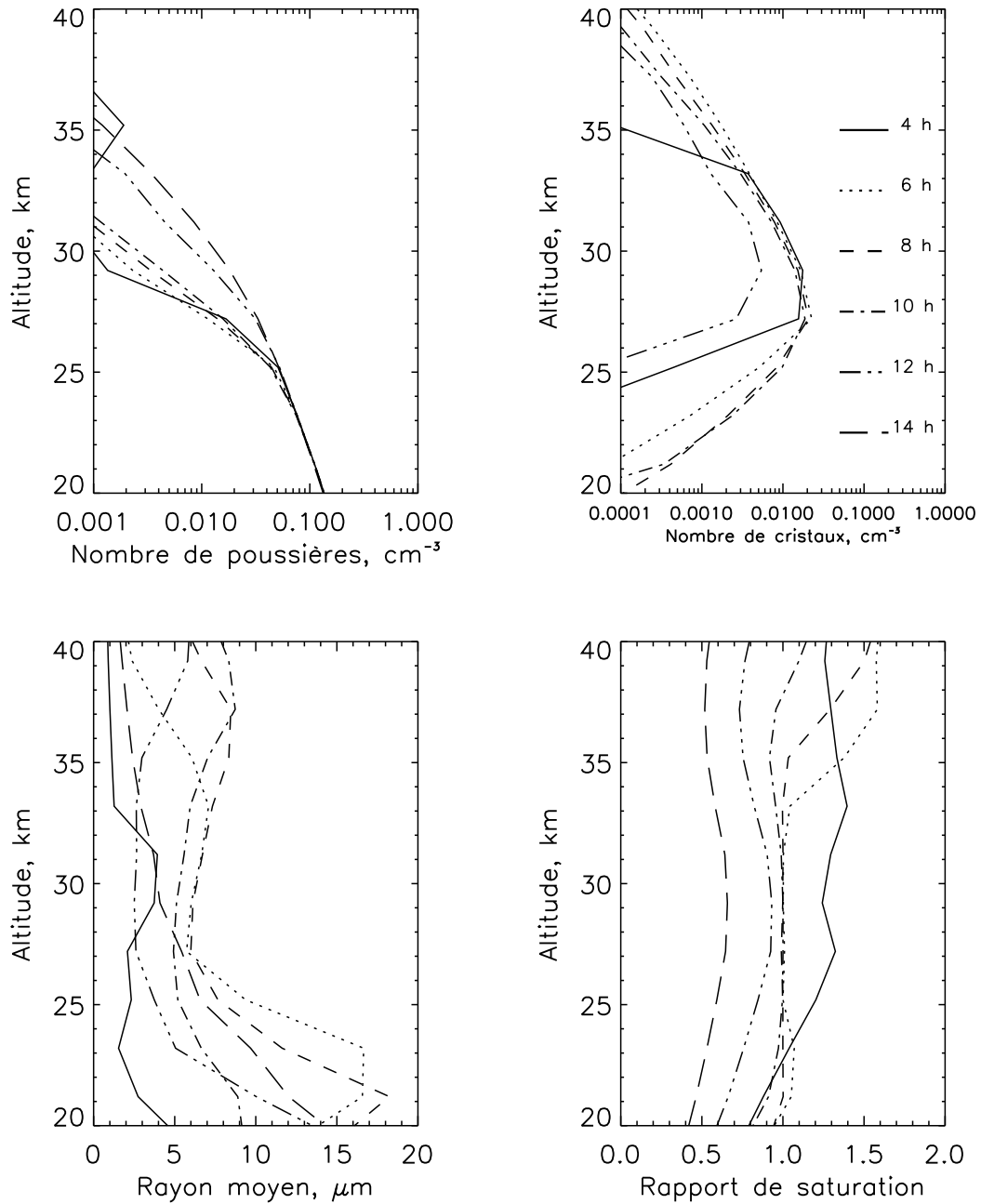


Figure 3.6 : Profils verticaux du nombre de poussières (haut-gauche), de cristaux de glace (haut-gauche), du rayon moyen des cristaux (bas-gauche), et du rapport de saturation (bas-droite). Afin de bien circonscrire la période et la zone où le nuage évolue dans la journée, nous avons reproduit ces profils de 4 h à 14 h toutes les deux heures (comme indiqué dans la figure) et limité la tranche d'altitude de 20 à 40 km.

en fait un léger déphasage (d'une heure tout au plus) mais le nuage résiduel est à ce moment fortement instable.

- À 14 h, le nuage a totalement disparu. Poussières et vapeur d'eau ne sont alors plus gouvernées que par les processus de transport. Cependant, la diffusion turbulente de la vapeur d'eau, dont le temps

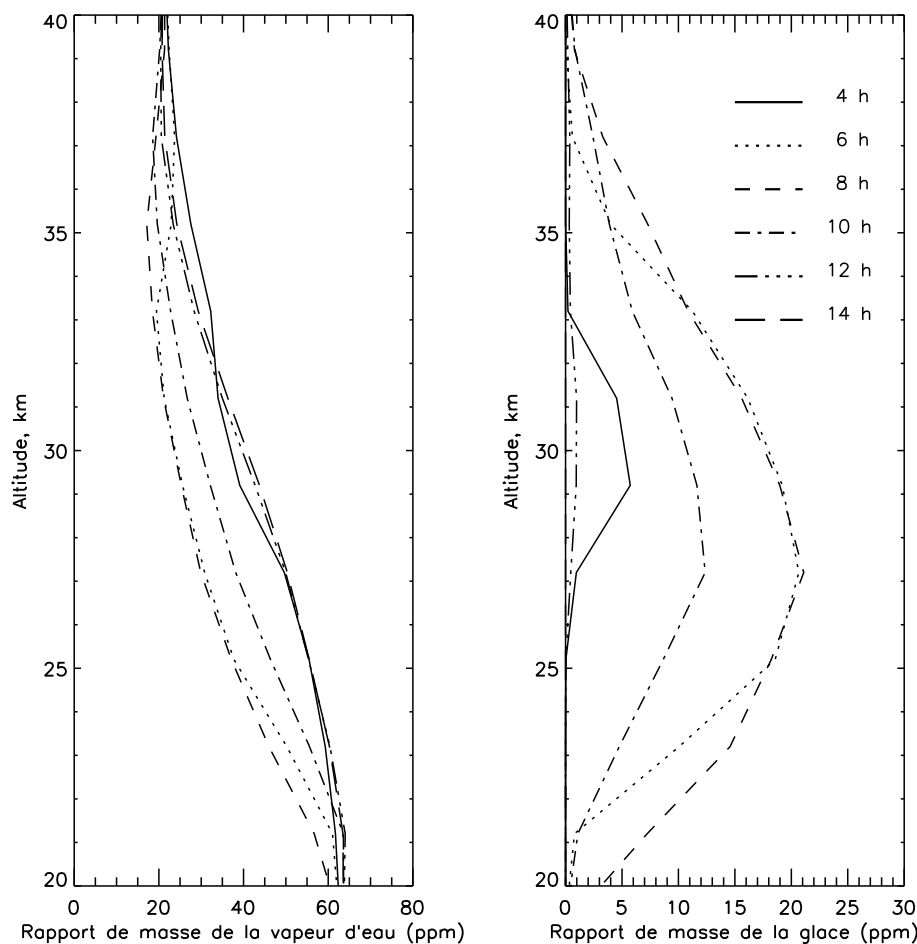


Figure 3.7 : La figure reprend la même logique de présentation que la Figure 3.6 à savoir le suivi des profils verticaux de vapeur d'eau et de glace d'eau entre 4 h et 14 h. On notera les fluctuations journalières de près d'un facteur 2 du profil de vapeur d'eau entre 27 et 31 km.

caractéristique est d'environ 10 jours, ne perturbera que très faiblement le profil vertical de vapeur d'eau jusqu'à la prochaine formation (seulement 2-3 ppm de variation entre 14 h et 2 h du matin dans la tranche 20 à 40 km).

L'un des intérêts de ce modèle est de pouvoir obtenir une information sur les distributions en taille des particules. Sur la Figure 3.9, sont reportées les évolutions horaires des distributions en taille et en altitude des cristaux de glace d'eau et des poussières. Il apparaît clairement que ce processus discrimine la taille des noyaux de condensation mais aussi la portion d'atmosphère franchissant le rapport de saturation critique (un bon exemple de la restriction verticale est visible à 4 h du matin). Les poussières dont le rayon est inférieur à une valeur de ■ coupure ■ d'environ $0.02 \mu\text{m}$ sont épargnées par la nucléation entre 35 et 50 km. C'est l'effet de courbure prescrit par loi de Kelvin qui fixe cette valeur³. Entre 25 et 35 km, le rayon de ■ coupure ■ diminue progressivement comme le montre la Figure 3.8 (à 25 km, ce rayon est de $0.09 \mu\text{m}$ contre $0.06 \mu\text{m}$ à 27 km) mais aussi la distribution taille-altitude des poussières (Figure 3.9) dont les isocontours marquent une légère inclinaison à 4 h. Ceci met en valeur la dépendance du rayon de ■ coupure ■ à la sursaturation, qui était croissante entre 25 et 30 km lorsque la nucléation s'est produite vers 3-4 h du matin (cf. Figure 3.6 pour 4 h du

³Effet qui dépend du rapport x entre la taille du noyau et de l'embryon de glace. Ce dernier, on l'a vu dans le chapitre précédent, se situe aux alentours de $0.01 \mu\text{m}$ mais diminue lorsque le rapport de saturation augmente.

matin). La Figure 3.9 illustre très bien l'effet de la condensation et de la sublimation sur les spectres en taille des cristaux. On peut constater l'effet de resserrement induit par la condensation sur les distributions entre 4 h et 8 h (entre temps, la nucléation a entraîné l'apparition de cristaux entre 35 et 45 km). A l'inverse, le réchauffement atmosphérique entre 8 h et 12 h provoque un étalement des spectres vers les plus petites tailles et une libération des noyaux dans la partie inférieure du nuage.

2.2 Le mécanisme de confinement : impact du nuage sur les profils verticaux

Nous avons donc vu que le nuage se trouve confiné entre 20 et 40 km. La limite inférieure à 20 km correspond bien à la frontière sursaturation/sous-saturation, confirmant le caractère non précipitant du nuage. Toute particule de glace quittant le nuage soit par sédimentation soit par mélange turbulent est condamnée à disparaître en laissant sublimer sa gangue de glace et en libérant son noyau. En bref, la vitesse de la sublimation relative à celle des processus de transport rend toute précipitation impossible. Concernant la limite supérieure, elle sera déterminée par la compétition entre diffusion turbulente et sédimentation (elle-même dépendante du rayon moyen des particules).

Sur la Figure 3.10, nous avons reporté l'évolution des profils verticaux des différentes espèces modélisées au cours de la simulation, les sorties sont celles obtenues pour 8 h du matin. Si l'on s'attarde sur les profils de poussières, on se rend compte de l'effet de confinement subi par ces particules. Cet effet s'accroît au fur et à mesure de la simulation tel que le plafond de la brume de poussière s'établit vers 30 km à 8 h et vers 35 km à 20 h alors qu'il se trouvait à près de 40 km au début de la simulation (Figure 3.10). Bien que le nuage soit partiellement actif sur une journée, il imprime un effet permanent sur la distribution en altitude de l'eau, le fort gradient du profil vertical de l'eau est maintenu même lorsque le nuage est absent. En effet, vers 20 h, les profils verticaux de vapeur d'eau et d'eau totale (glace et vapeur) sont confondus, tandis qu'à 8 h, la différence entre les deux reflète simplement la présence de glace atmosphérique entre 20 et 40 km (avec un pic de rapport de masse d'environ 20 ppm vers 25 km correspondant au pic d'extinction du nuage, cf. Figure 3.7).

Dès le premier jour de la simulation, la masse de glace formée est à son maximum. Ce résultat est une conséquence des conditions initiales qui supposent un rapport de mélange constant de vapeur d'eau dans toute

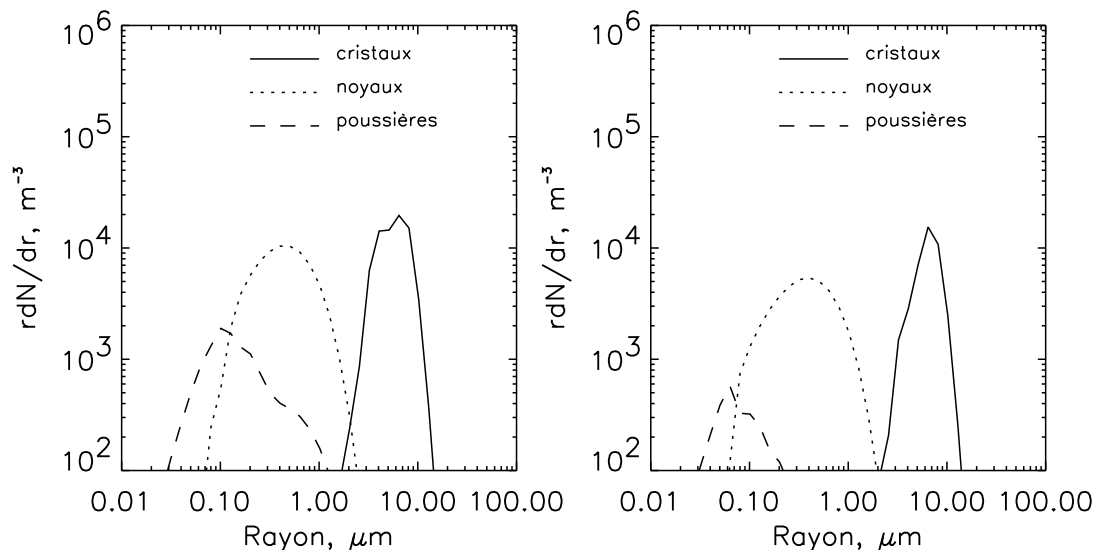


Figure 3.8 : Distributions en taille de la poussière, des cristaux et de leurs noyaux à 25 km (graphe de gauche) et 27 km (graphe de droite). Sorties à 8 h du matin.

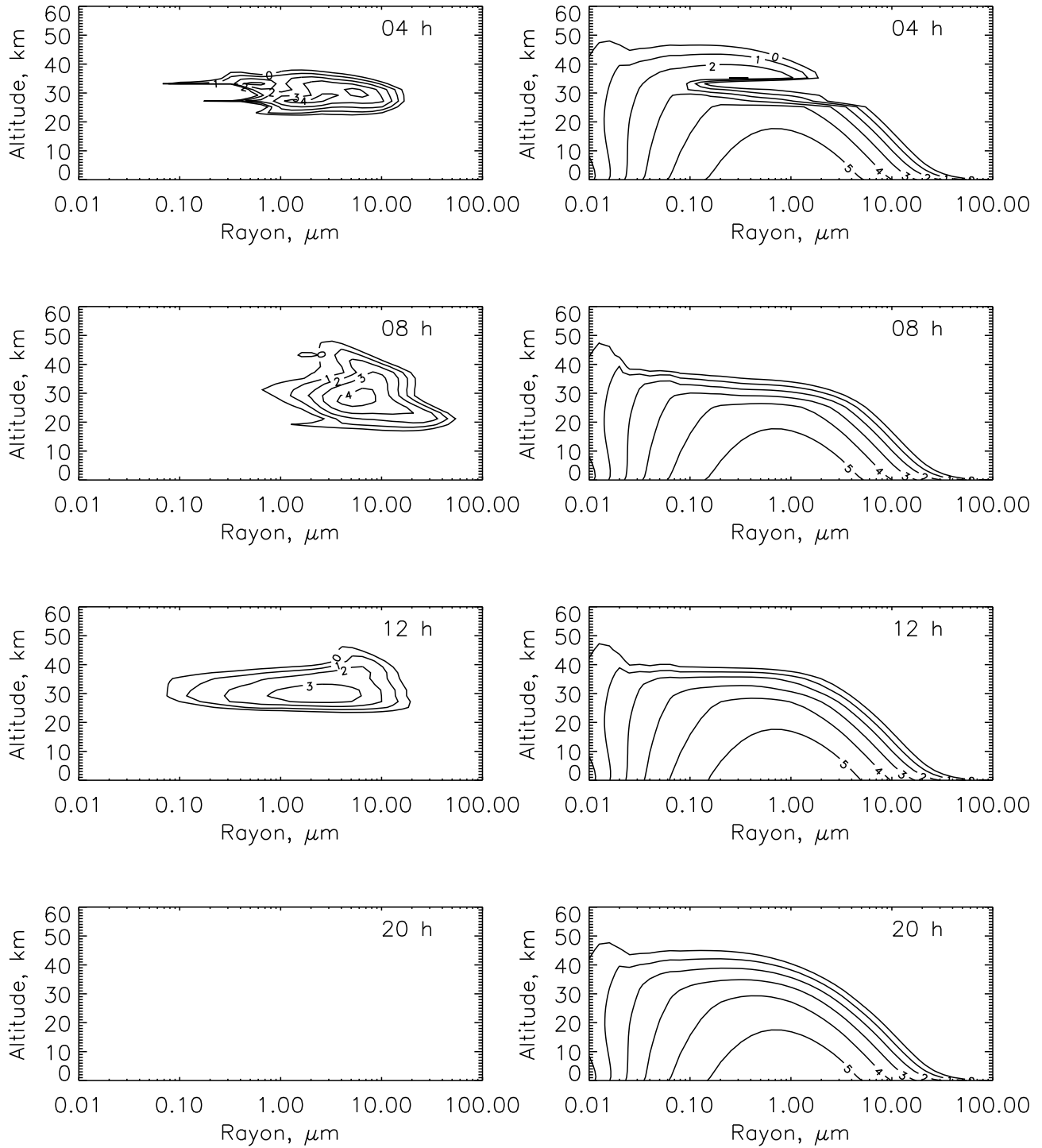


Figure 3.9 : Distributions numériques en altitude et en taille des cristaux (à gauche) et des poussières (à droite) à plusieurs heures du jour, les contours sont exprimés en $\log_{10}(rdN/dr)$.

la colonne. Cet état initial de l'eau n'est pas à l'équilibre d'un point de vue microphysique, et notamment du point de vue de la sédimentation. Ainsi, une grande partie de l'eau en sursaturation est advectée le jour même

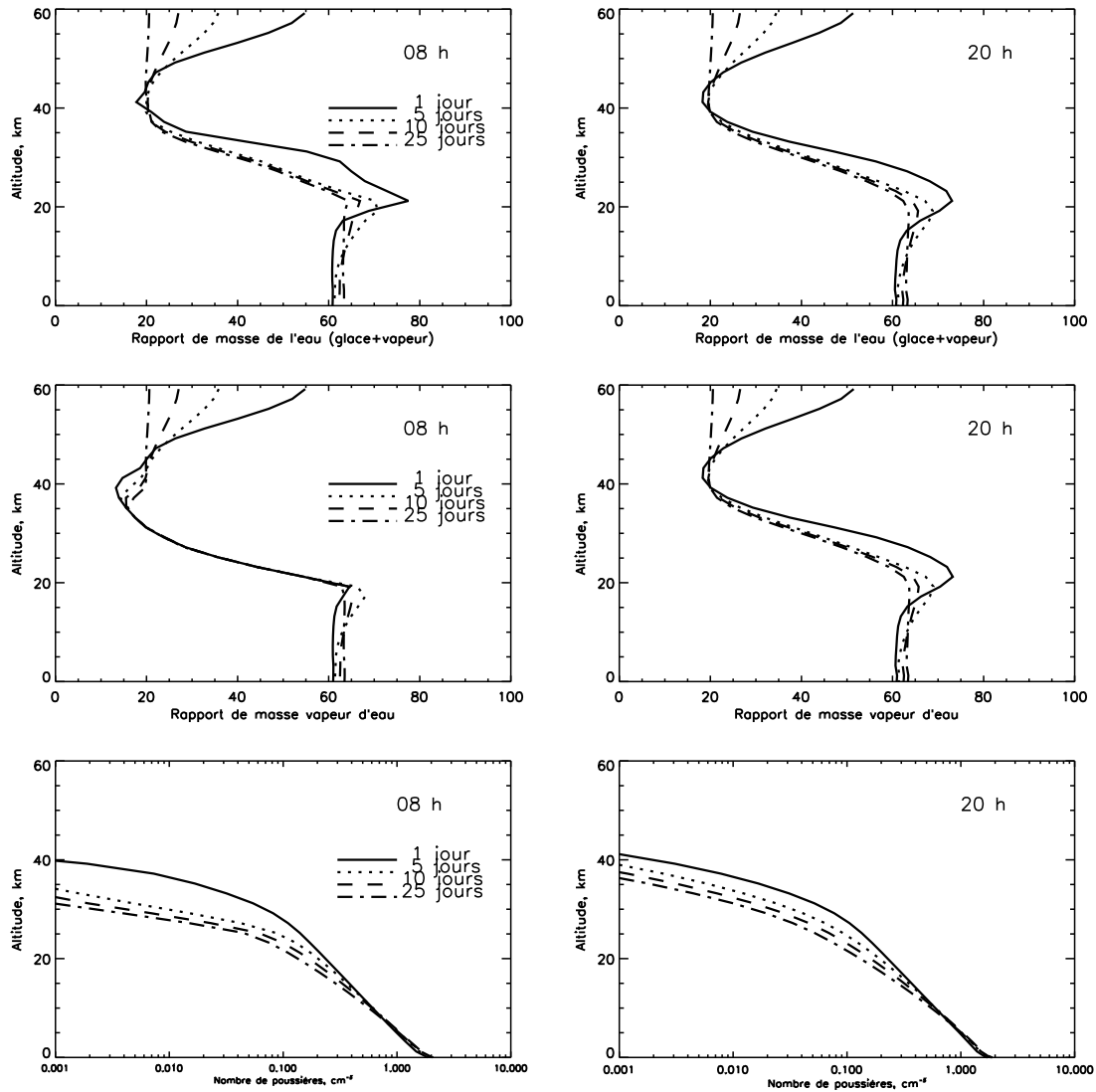


Figure 3.10 : Les rapports de masse sont donnés en ppm. Evolution des sorties du modèle à 8 h au cours de la simulation (au 1^{er}, 5^{ème}, 10^{ème} et 25^{ème} jour). Le graphique supérieur gauche reporte le profil vertical d'eau (vapeur et glace), celui de droite n'inclut pas la glace. On voit que l'eau (au sens large) est rapidement confinée sous l'hygropause. Le profil d'eau glace et vapeur au premier jour indique une zone de très fort enrichissement entre 15 et 22 km mais bien moins marqué sur le profil vapeur. Cette glace va sublimer dans l'après-midi du premier jour. La vapeur relâchée sera par la suite transférée dans la partie inférieure du profil; c'est le mécanisme du confinement de l'eau. Les graphes inférieurs donnent l'évolution des concentrations de cristaux de glace (à gauche) et de poussières.

sous l'hygropause à l'état de glace. En sublimant, cette quantité de glace génère un confinement important et très localisé (près de l'hygropause) de la vapeur d'eau. Le fort gradient résultant va être progressivement relaxé par la diffusion turbulente qui transfère en le diluant l'excédent de vapeur vers la surface. Ce mécanisme explique l'accroissement progressif en vapeur d'eau que l'on peut observer entre la surface et 12 km (cf. Figure 3.10, graphes du haut).

Ce type de confinement peut-il amplifier les échanges de vapeur d'eau entre le régolite et l'atmosphère, comme l'a suggéré Kahn [1990]? L'hypothèse avancée par Kahn [1990] s'intéresse spécifiquement à l'automne de l'hémisphère Nord où des nuages sont présents aux moyennes latitudes. Le confinement de vapeur d'eau

associé à cette couverture nuageuse pourrait engendrer un surcroît de stockage de vapeur d'eau par le régolite, surcroît qui serait ensuite relâché au printemps. Cette hypothèse était avancée pour expliquer l'augmentation en vapeur d'eau observée à ces latitudes au printemps, anticipant la sublimation de la calotte permanente Nord vers la fin de la saison. Un tel problème ne trouverait de réponse qu'avec un MCG incluant l'adsorption par le régolite. De tels modèles existent [Houben et al., 1997; Richardson et Wilson, 2002b], mais montrent avant tout la difficulté pour représenter les échanges subsurface/atmosphère sans pouvoir tirer de conclusions définitives sur leur rôle dans le cycle de l'eau.

Le mécanisme de formation et d'évolution du nuage se dessine donc. Deux conditions sont à remplir simultanément : à une altitude donnée, la saturation doit franchir un seuil imposé par le coefficient de mouillabilité m pour déclencher la nucléation des poussières qui, elles, doivent être présentes au même moment. Ces conditions, combinées au confinement vertical des noyaux, expliquent que la région surplombant le nuage, c'est à dire au-dessus de 35 km dans notre cas où la poussière est quasi-inexistante, évolue indépendamment du reste de la colonne. De fait, celle-ci rencontre (dans notre modèle. . .) des rapports de saturation proches de 1.8 entre 4 h et 8 h du matin. Ce résultat reflète-t'il pour autant la réalité? Il est fort probable que celui-ci soit seulement une conséquence des conditions aux limites employées, à savoir aucun apport de matière en bordure latérale ou supérieure du modèle.

3 Sensibilité du modèle

Cette première simulation a permis de mieux saisir comment agissent les processus impliqués dans la formation du nuage. A travers l'étude qui suit, nous allons nous concentrer sur la sensibilité du modèle à quelques paramètres afin de quantifier leur rôle dans la formation et l'évolution du nuage. Bien qu'une telle étude ait déjà été abordée par M93, nous tenterons de discerner plus en détail les causes de sensibilité. De plus, nous élargirons cette étude à d'autres paramètres qui n'apparaissent pas dans M93.

3.1 L'importance du cycle diurne

Nous abordons un aspect crucial du problème de la formation des nuages. Afin de mettre en évidence l'importance du cycle journalier du profil thermique pour l'évolution et les propriétés du nuage, nous avons effectué une simulation en supprimant les variations diurnes de température. Le profil est calé sur son extremum froid (vers 8 h) tout au long du *run*. Le suivi de l'opacité optique du nuage est reporté sur la Figure 3.11. La différence avec un cycle thermique actif apparaît nettement. D'une part, l'épaisseur optique perd plus d'un ordre de grandeur par rapport au *run* de référence; celle-ci décroît fortement durant les 10 premiers jours de la simulation puis finit par osciller autour d'une valeur de 0.03.

Dans le cas du cycle thermique inactif, le mécanisme de condensation-sédimentation est en activité constante. L'eau est perpétuellement pompée du haut vers le bas. Grâce aux variations de température, ce mécanisme est neutralisé une grande partie de la journée. L'eau est piégée dans la zone du nuage par la succession de condensation et de sublimation. La quantité d'eau disponible pour la formation du nuage est alors démultipliée et l'on obtient un nuage bien plus épais optiquement qu'avec un profil thermique constant.

Il est intéressant de noter qu'un cycle d'opacité apparaît sur la Figure 3.11. Ce cycle ne correspond évidemment pas au cycle diurne mais au mode propre du système. La période de 5 jours correspond au temps de transport de la vapeur d'eau nécessaire pour que la nucléation puisse être déclenchée. Lorsque celle-ci a lieu, la condensation engendre une augmentation brutale d'opacité jusqu'à ce que l'excédent en sursaturation soit consommé. La décroissance progressive est associée au temps mis pour que la glace sédimente et/ou soit diffusée sous le niveau de saturation où elle peut alors sublimer et relâcher la vapeur. La décroissance s'arrête lorsque la masse d'eau sublimée et rediffusée a permis le redémarrage d'un nouveau cycle. En conséquence, ce genre de cycle est extrêmement dépendant du coefficient de mouillabilité qui va fixer la masse de vapeur nécessaire à transporter pour déclencher la nucléation et du coefficient de diffusion k_d qui déterminera la vitesse à laquelle

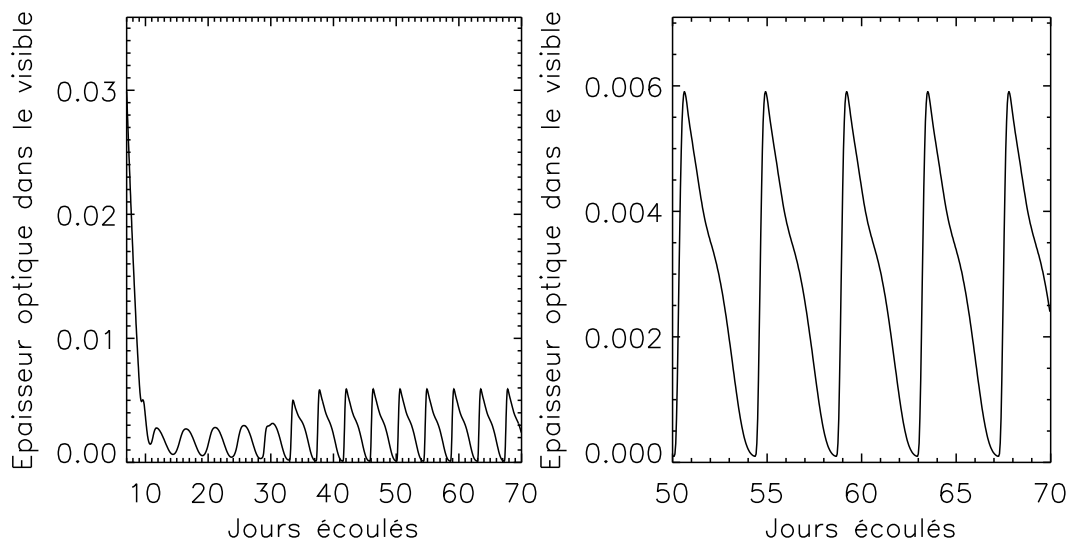


Figure 3.11 : Variations d'opacité du nuage dans le cas d'une simulation sans variations diurnes de température. L'action de pompage continu induit un transfert d'eau plus important vers les basses couches de l'atmosphère et s'accompagne d'une décroissance forte de l'opacité dans les dix premiers jours de la simulation. Le temps de convergence est fortement accru et nécessite près de 40 jours avant que le système ne se stabilise. Le graphe de droite zoome les derniers jours de simulation pour mettre en évidence l'apparition des oscillations du système ayant une période 5 jours.

s'effectue ce transport. On peut montrer en effet que pour $m=0.985$, ces oscillations disparaissent totalement, ou sont fortement amorties pour une valeur k_d de $1\,000\text{ m}^2\text{s}^{-1}$ (soit 10 fois plus élevée que dans le run référence). Ce résultat reste cependant purement informatique, la réalité ne permettant sans doute pas un tel cycle de se stabiliser.

3.2 La nucléation

Parce-qu'elle autorise la formation du nuage et détermine son ampleur, la nucléation est à la base de notre raisonnement microphysique. Dans l'hypothèse faite pour Mars, ce processus est directement relié au coefficient de mouillabilité m . M93 situe ce coefficient dans un intervalle allant de 0.925 et 0.975 selon que le noyau de condensation ait été ou non préactivé par des filaments de glace résiduels à une précédente nucléation⁴. Sur la Figure 3.12, nous avons reporté le cycle journalier de l'opacité du nuage pour cinq valeurs de m : 0.945 la valeur utilisée précédemment, 0.925, 0.975, 0.985 et 0.995 soit un coefficient optimal. La Figure 3.13 (graphe du centre) donne le profil vertical du nombre de cristaux pour chaque valeur de m à 8h, heure à laquelle l'opacité est maximale. La lecture de ces graphes inspire deux commentaires principaux. D'une part, on voit que le temps de présence du nuage augmente avec m , ce dernier se formant plus tôt. Ceci est un résultat attendu puisque la valeur de saturation seuil diminue lorsque m s'approche de 1 (voir le tableau 3.2). La période 16 h à 8 h du matin correspondant au refroidissement nocturne, l'atmosphère accroît son rapport de saturation tout au long de la nuit. Plus la valeur seuil sera basse, plus elle sera atteinte tôt.

La formation du nuage est soumise à la fois à une restriction temporelle mais aussi à une restriction spatiale que décide seule la valeur de m employée pour la simulation. Selon le profil vertical du rapport de saturation, la portion d'atmosphère concernée par la nucléation augmentera plus ou moins fortement avec une diminution

⁴Contrairement au coefficient moyen de 0.95 qu'ils préconisent, M93 ont pourtant été contraints d'utiliser une valeur de 0.999 pour reproduire des profils verticaux de nuages issus des données *Viking* [Kahn, 1990] .

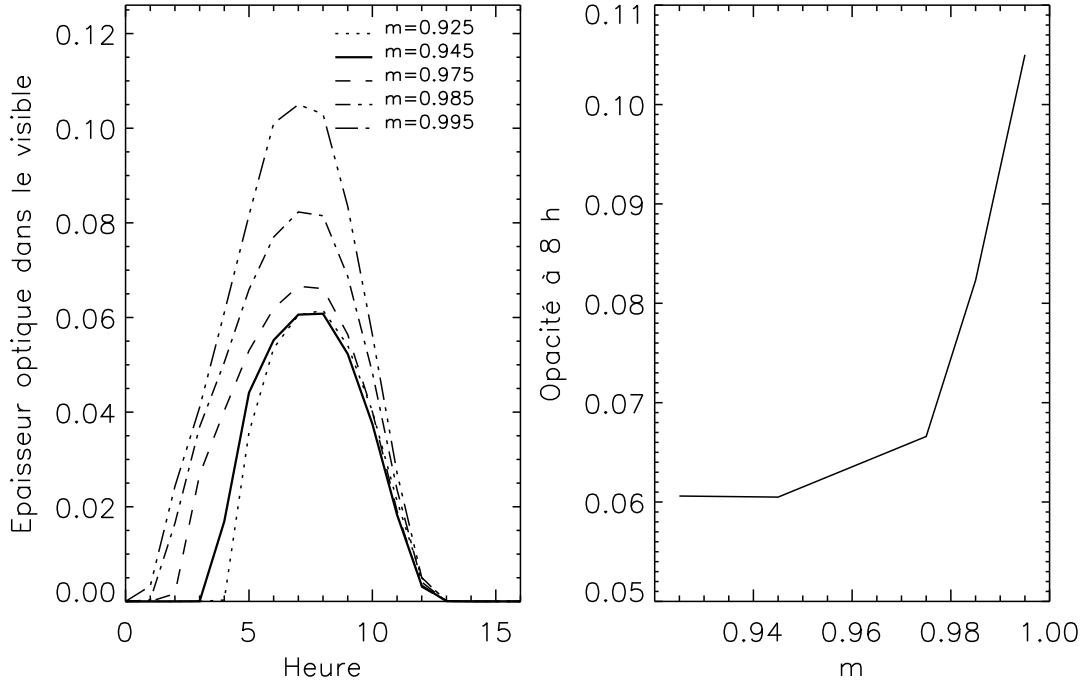


Figure 3.12 : **A gauche :** Comparaison des variations diurnes de l'épaisseur optique du nuage en fonction du coefficient de mouillabilité au 30^{ème} jour de simulation. **A droite :** Opacité du nuage à 8 h en fonction de m .

de la saturation critique; i.e. une augmentation de m . Les limites de cette portion seront étendues dans les deux directions (haute et basse), ce qui se traduira par un accroissement exponentiel du nombre de poussières nucléées et finalement du nombre de cristaux. La croissance d'opacité observée sur la Figure 3.12 en fonction de m (cf. Figure 3.12) rend bien compte de cette relation.

La variation du coefficient de mouillabilité ne s'accompagne pas d'un changement notable du contenu en eau glace du nuage. Pour une masse de glace M_{glace} donnée, il est facile de montrer que l'opacité augmente avec le nombre de particules. En effet, si τ est l'opacité du nuage, ρ la densité de la glace et \mathcal{N} le nombre de cristaux et r leur rayon moyen on a (en prenant l'efficacité d'extinction Q_{ext} à 2 pour toutes les tailles) :

$$M = \mathcal{N} \frac{4}{3} \pi r^3 \rho$$

$$\tau \sim \mathcal{N} 2 \pi r^2 \propto \mathcal{N}^{1/3}$$

La puissance 1/3 amortit fortement la dépendance de τ en \mathcal{N} . Le tableau 3.2 indique que pour $m=0.995$, la densité numérique de cristaux dans la colonne est 3.5 fois plus importante que pour les cas $m=0.945$ et $m=0.975$, ce qui correspond à une élévation de τ à un facteur $\sqrt[3]{3.5} \sim 1.5$. Un raisonnement similaire pour $m=0.985$ nous permet de retrouver quasiment les rapports d'opacité maximale de la Figure 3.12. La différence provient de notre approximation sur Q_{ext} qui n'est pas faite dans le calcul de τ mais que nous déterminons explicitement par la théorie de Mie.

En somme, la nucléation est en mesure de modifier considérablement la structure verticale du nuage, la taille des cristaux qui le composent et son cycle diurne. 5% d'incertitude sur le coefficient de mouillabilité se traduit pour le nuage par une variation de près d'un facteur 2 de son opacité, d'un facteur 4 du nombre de cristaux, d'un déplacement de quelques kilomètres de son pic d'extinction et d'une variation de sa présence quotidienne de plusieurs heures. Rien n'indique que ce coefficient ne subisse pas des fluctuations selon l'environnement

m	S_{crit} (pour un CCN de $0.5 \mu\text{m}$)	τ nuage	\mathcal{N} (nombre de cristaux au cm^2)	M (pr. $\cdot \mu\text{m}$)
0.925	1.6-1.7	0.06	12 400	0.323
0.945	1.4-1.5	0.06	12 600	0.316
0.975	1.2	0.065	13 100	0.319
0.985	1.1	0.083	19 500	0.335
0.995	1.04	0.11	40 000	0.34

Tableau 3.2 : Résultats de l'étude de sensibilité au coefficient de mouillabilité. Sorties à 8 h. La variable M correspond à la quantité de glace atmosphérique intégrée sur toute la colonne, comme l'est le nombre \mathcal{N} de cristaux. Sont données aussi les valeurs seuil de saturation S_{crit} pour chaque coefficient m testé.

thermodynamique. m est un rapport de tensions de surface, une quantité physique que l'on peut supposer dépendante de la température.

Impact de m sur le confinement

La Figure 3.14 indique que le profil de vapeur d'eau est relativement peu sensible à une modification du coefficient m . Tout au plus 3 ppm (vers 25 km) à comparer avec les 30 ppm qui s'y trouvent en moyenne, l'écart relatif entre les différents profils dus à m n'excède pas 6%. Pourtant, ces faibles différences témoignent de l'influence de certains éléments importants dans la dynamique microphysique du nuage. De plus, ces différences peuvent avoir une toute autre ampleur lorsque le niveau de saturation est plus bas (vers 10 km, par exemple).

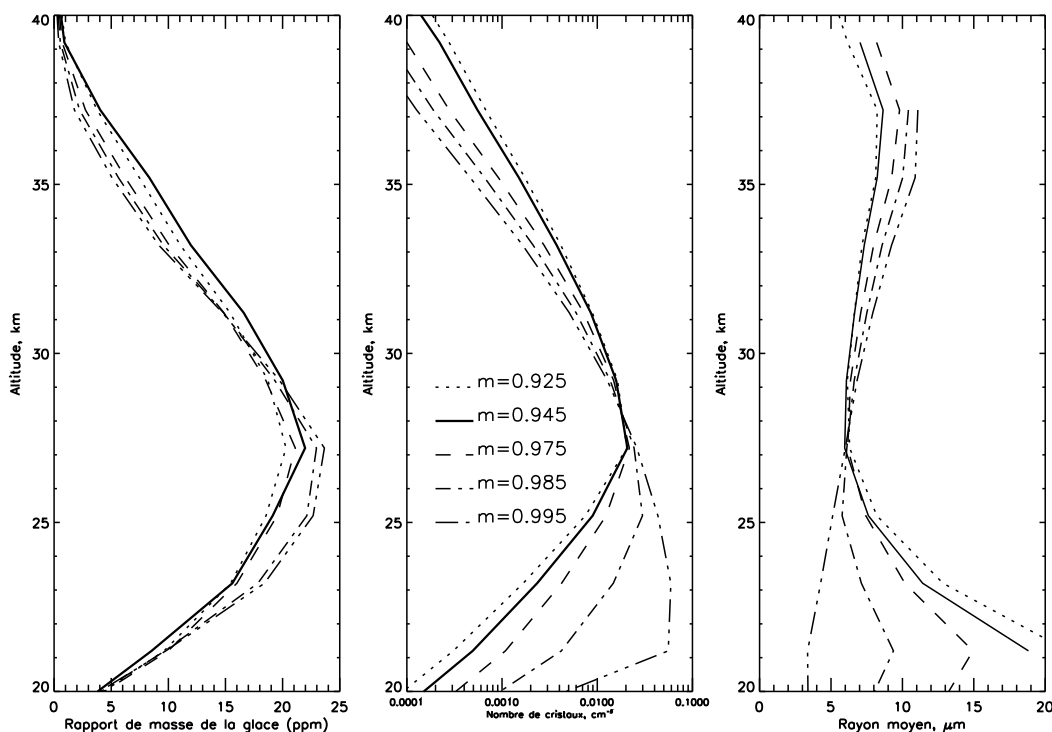


Figure 3.13 : A gauche : Profils verticaux du rapport de masse de glace en fonction de m . Au centre : Profils verticaux du nombre de cristaux (en cm^{-3}) en fonction de m . A droite : Profils verticaux du rayon moyen des cristaux en fonction de m . La variation du coefficient m a un effet dramatique sur la structure du nuage mais aussi sur la taille des cristaux.

Dans ce cas, l'écart relatif maximal s'élève à 50% et peut réduire d'un tiers l'enrichissement en vapeur d'eau près du sol. Précisons-le d'emblée, une telle sensibilité du profil de vapeur d'eau à m est difficilement extrapolable à la réalité. Le nombre important de processus négligés et la simplification de ceux qui sont inclus limite notre discussion aux résultats de simulations. Il est tout de même instructif de tenter de comprendre leur origine.

La partie (3.1) a mis en évidence l'impact de la présence épisodique du nuage sur le confinement de la vapeur d'eau et de la poussière. Par extension, la répartition quotidienne des périodes avec et sans nuage est un facteur influant sur le confinement. En fixant l'heure de déclenchement du nuage, la nucléation module sa durée d'apparition et donc cette répartition. A cette occasion, on peut représenter grossièrement le confinement de l'eau causé par le flux de glace sédimentant F (on ne s'intéresse pas au confinement généré par la diffusion) en le corrélant au temps de présence quotidien du nuage Δt et au rayon moyen \bar{r} des cristaux de la base du nuage où s'effectue le transfert de glace vers les niveaux sous-saturés :

$$C^{\downarrow} = \int_0^{\Delta t} F(\bar{\omega}) dt \propto \bar{r} \Delta t$$

où $\bar{\omega}$ est la vitesse de sédimentation moyenne des cristaux. Cette relation montre que C^{\downarrow} et donc que le confinement sont proportionnels à Δt et \bar{r} . Par le biais de m , ces deux variables varient de manière antagoniste comme l'indiquent les Figure 3.12 et Figure 3.13. En effet, si l'on se situe par rapport à la valeur référence de m , nous pouvons observer que :

- Quand m décroît, le déclenchement du nuage est plus tardif et Δt diminue. L'intervalle de temps quotidien où l'eau est à l'état de glace, et donc soumise à la sédimentation, est diminué. En contrepartie, \bar{r} augmente à la base du nuage ;

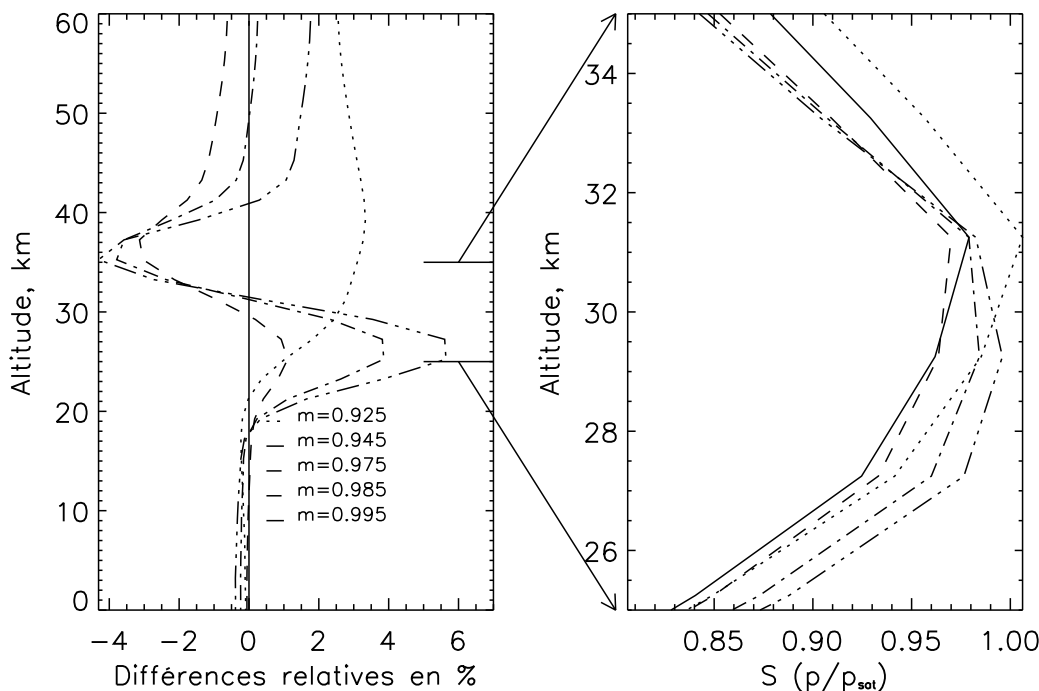


Figure 3.14 : **A gauche :** Différences relatives (exprimées en %) entre les profils verticaux du rapport de mélange de la vapeur d'eau à minuit (à cette heure, aucun des profils n'est encore affecté par la condensation). Pour chaque profil à m donné, la différence est calculée à partir du profil de référence à $m=0.945$. **A droite :** Toujours à minuit, profils de rapport de saturation à chaque m entre 25 et 35 km. Les différences relatives du graphe de gauche sont traduites en terme d'humidité relative.

- Quand m augmente, le pic du nuage se rapproche du niveau de saturation. Le rayon moyen des cristaux à la base du nuage est diminué par la répartition d'une même quantité de glace sur un plus grand nombre de cristaux (voir le profil vertical de la glace de la Figure 3.13). La sédimentation y est moins efficace, le transfert de glace vers le bas moins important. Le piégeage de l'eau est alors amplifié dans la portion même du nuage (cf. graphe gauche de la Figure 3.14 entre 20 et 30 km). Par contre, Δt augmente car le nuage est déclenché plus tôt.

D'après la Figure 3.14, la gamme de m choisie pour cette étude permet de distinguer le cas où le confinement est le plus sensible à une diminution de Δt et un autre où la sensibilité est reportée sur de \bar{r} . C'est un hasard, mais la valeur référence de m (0.945) constitue un pivot autour duquel émergent l'un et l'autre de ces deux régimes. Il est intéressant de noter que l'eau non transférée dans les basses couches permet de maintenir l'atmosphère au-dessus de l'hygropause dans un état plus saturé en moyenne (graphe droite de la Figure 3.14). Les écarts de S entre profils peuvent aller jusqu'à plus de 0.05. Cette valeur correspond à la vitesse horaire d'accroissement de S consécutive à la baisse de température pendant la nuit. L'heure à laquelle se déclenche la formation du nuage s'en trouve donc affectée. Cette valeur de 0.05 est aussi du même ordre que l'écart de saturation critique entre deux valeurs successives de m . De cette manière, le cas $m=0.925$ parvient à combler partiellement son handicap de saturation critique sur le cas $m=0.945$. La réduction du confinement agit donc comme un *feedback* positif pour la formation du nuage.

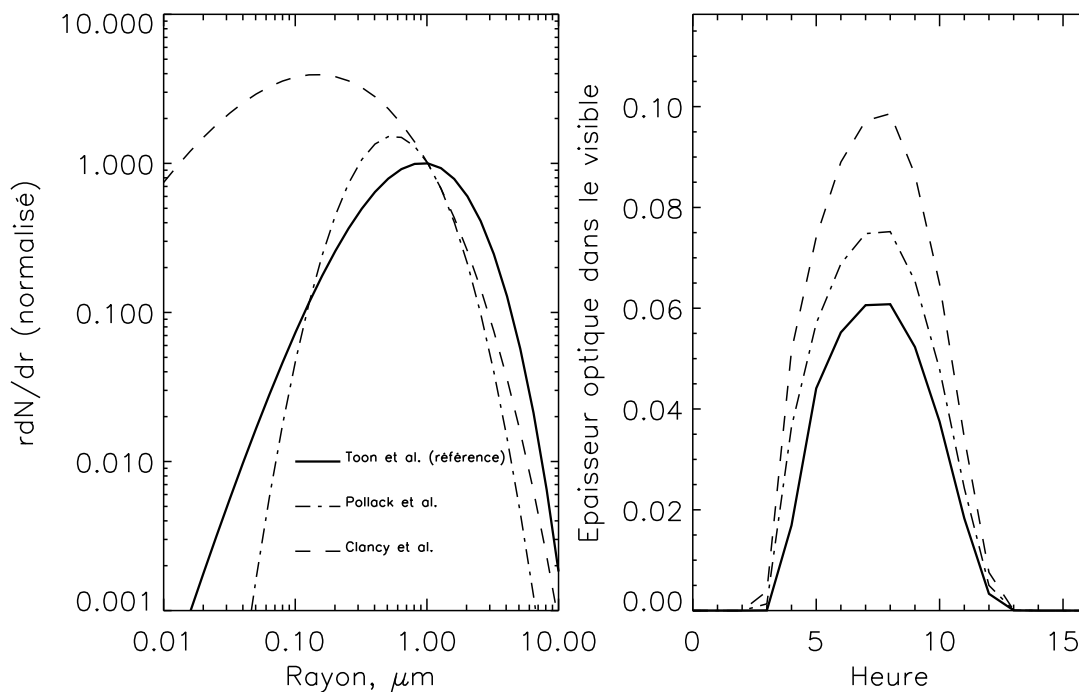


Figure 3.15 : **A gauche :** Distributions en taille des trois modèles de poussière utilisés pour cette étude. Les densités numériques rdN/dr ont été normalisées par leur valeur en $r=1 \mu m$ afin de comparer les dispersions relatives de chaque distribution. **A droite :** Comparaison des évolutions diurnes d'opacité du nuage induites par l'utilisation des différents modèles de poussières.

3.3 La poussière

La variabilité spatiale et/ou saisonnière de la poussière peut apporter de fortes modifications sur la structure des nuages formés. Dans cette partie, nous nous intéressons à l'impact de la distribution en taille des poussières, dont le rôle de noyau de condensation est suffisamment important pour qu'on s'y attarde. Caractériser une distribution en taille nécessite un nombre important de paramètres. Rayon moyen, écart-type et forme de la distribution (log-normale, gamma-modifiée) ; le champ d'investigation semble trop vaste pour être exploré. En se limitant aux observations disponibles, nous simplifions la démarche tout en nous appuyant sur des différences constatées du type de poussière.

Pour ce faire, nous utiliserons deux types de poussière supplémentaires à celle de Toon et al. [1977] pour effectuer deux nouvelles simulations :

- la distribution en taille de Pollack et al. [1995] - caractérisée par une fonction log-normale de rayon effectif $r_{eff}=1.85 \mu\text{m}$ et de variance effective $\nu_{eff}=0.5$. Modèle de poussière dérivé des images prises par un atterrisseur *Viking* ;
- la distribution en taille de Clancy et al. [1995] - caractérisée par une fonction gamma-modifiée de rayon effectif $r_{eff}=1.8 \mu\text{m}$ et de variance effective $\nu_{eff}=0.8$. Modèle de poussière issu d'un ■ compromis ■ entre des données infrarouges (spectres IRIS de *Mariner 9*) et le rapport d'opacité visible/infrarouge de la poussière (obtenu par les mesures des atterrisseurs et des orbiteurs *Viking*).

Ces deux distributions sont à comparer avec celle de Toon et al. [1977] que nous avons utilisée pour le *run* référence ; c'est-à-dire une fonction gamma-modifiée de rayon effectif $r_{eff}=2.5 \mu\text{m}$ et de variance effective $\nu_{eff}=0.4$ (dérivée des spectres IRIS de *Mariner 9*). Une comparaison des trois spectres en taille est donnée dans la Figure 3.15. Le modèle de Clancy et al. [1995] semble en marge des deux autres par sa forte contribution en poussières très fines. A titre d'indication, le rayon modal de cette distribution est 30 fois à 40 fois plus petit que celui du

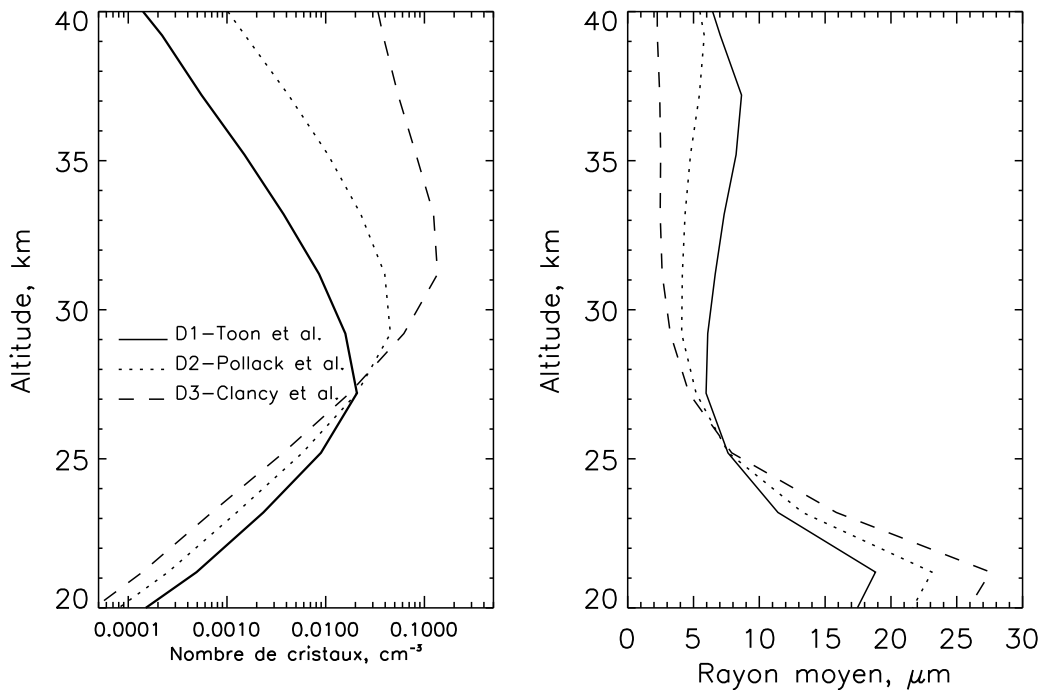


Figure 3.16 : Sorties à 8 h (au moment du pic d'opacité). **A gauche** : Profils verticaux du nombre de cristaux de glace pour les trois types de poussière. **A droite** : Profils verticaux du rayon moyen des cristaux.

modèle de Toon et al. [1977] et de Pollack et al. [1995]. Dorénavant, nous emploierons les abréviations D1 pour le modèle de Toon et al. [1977], D2 pour le modèle de Pollack et al. [1995] et enfin D3 pour le modèle de Clancy et al. [1995].

La quantité initiale de poussières dans la colonne est ajustée par le biais de son épaisseur optique totale τ_d à $0.67 \mu\text{m}$. Les trois simulations sont initialisées avec $\tau_d=0.3$ (comme dans le *run* référence). Toutefois, pour que ces trois types de poussière génèrent une opacité identique, il faut 2.8 fois plus de particules pour D2 par rapport à D1 et sept fois plus pour D3. Si les propriétés optiques de ces deux distributions sont légèrement différentes, leurs différences de propriétés microphysiques sont encore plus marquées. Un premier élément de comparaison apparaît à la lecture de la Figure 3.15. La variation d’opacité du nuage induite par l’utilisation de l’une ou l’autre de ces distributions est notable. Ces différences d’opacité sont à mettre sur le compte des écarts initiaux du nombre de noyaux en suspension et donc de cristaux formés. En effet, $\mathcal{N}=12\,600 \text{ cm}^{-2}$ pour D1, 2.4 fois plus pour D2 et 8.5 fois plus pour D3 (rappelons que pour M identique, $\tau \propto \mathcal{N}^{1/3}$). En première approximation, le rapport du nombre de poussières initial entre les différents modèles se reporte directement sur le nombre de cristaux formés.

D’autre part, la structure verticale du nuage change selon les modèles (cd. Figure 3.16). L’accroissement du nombre de cristaux lorsque l’on passe de D1 à D2 et à D3 s’accompagne d’une réduction importante de leur rayon moyen. En conséquence, le nuage est moins apte à sédimenter. Cette caractéristique se retrouve sur la Figure 3.16 qui indique une translation vers le haut du pic de cristaux pour D2 et D3 par rapport à D1. En terme de transfert radiatif, ce phénomène a son importance. Nous avons reporté sur la Figure 3.17 les profils d’extinction à $12 \mu\text{m}$ des différents nuages. Puisque dans notre configuration, le nuage ne persiste pas en journée, il est plus pertinent de s’intéresser au transfert radiatif dans l’infrarouge dans une bande spectrale majeure d’absorption/émission de la glace d’eau. Le pic d’extinction du nuage donné par D3 est surélevé de 5 km par rapport à D1. La température d’émission entre ces deux pics diffère alors de 5 K. Le flux émis serait donc inférieur de 10% dans le cas de D3 et pourrait intensifier l’effet de serre. Un couplage avec un modèle de transfert radiatif serait nécessaire pour obtenir une information plus précise sur les impacts radiatifs de ces nuages. Cette approche simplifiée du problème permet pourtant de cerner un effet climatique indirect qu’entraîne le type de distribution envisagé. Un autre point concerne la capacité du nuage à moduler le confinement de la poussière. Selon l’altitude où se forme le nuage et donc selon le modèle de poussière, ce confinement peut varier. Dans la mesure où la poussière est un élément essentiel du chauffage atmosphérique par sa capacité à absorber le flux solaire, toute modification de sa distribution verticale affecte directement le profil thermique.

Les conséquences sur la distribution verticale de l’eau sont beaucoup plus prononcées que dans le cadre de l’étude de sensibilité à la nucléation (cf. le graphe gauche de la Figure 3.17). On peut observer un confinement de vapeur d’eau très faiblement amplifié par l’emploi des distributions D2 et D3. Ce constat semble confirmer l’analyse précédente basée sur la variable C^1 et sa dépendance au rayon moyen r des cristaux à la base du nuage. Les nuages générés par D2 et D3 sont moins sensibles à la sédimentation au-dessus de 25 km où les tailles de cristaux sont plus faibles que pour D1, ce point a été éclairci précédemment. Cela explique leur plus faible capacité à se propager vers l’hygropause et par conséquent les valeurs de r supérieures à celles obtenues entre 20 et 25 km par D1 (voir la Figure 3.16).

Au nombre déjà important d’inconnues vient s’ajouter ce que l’on peut considérer comme une incertitude sur les distributions en taille de poussières. Le nuage s’avère pourtant y être aussi sensible qu’à l’incertitude sur le coefficient de mouillabilité. Ce constat fait l’objet d’une analyse plus poussée dans le Chapitre 4. Il serait assez peu probable de rencontrer une poussière *universelle* dans l’atmosphère de Mars, avec des propriétés invariantes dans le temps et dans l’espace. Lors de la dernière conférence du Division for Planetary Sciences (novembre 2001), *Wolff et al.* ont présenté les mesures de sondage atmosphérique par le spectromètre TES. Leurs conclusions insistent sur la variabilité saisonnière et géographique significative des grandeurs optiques de la poussière, et qui en toute probabilité témoigne d’une variabilité de la distribution en taille.

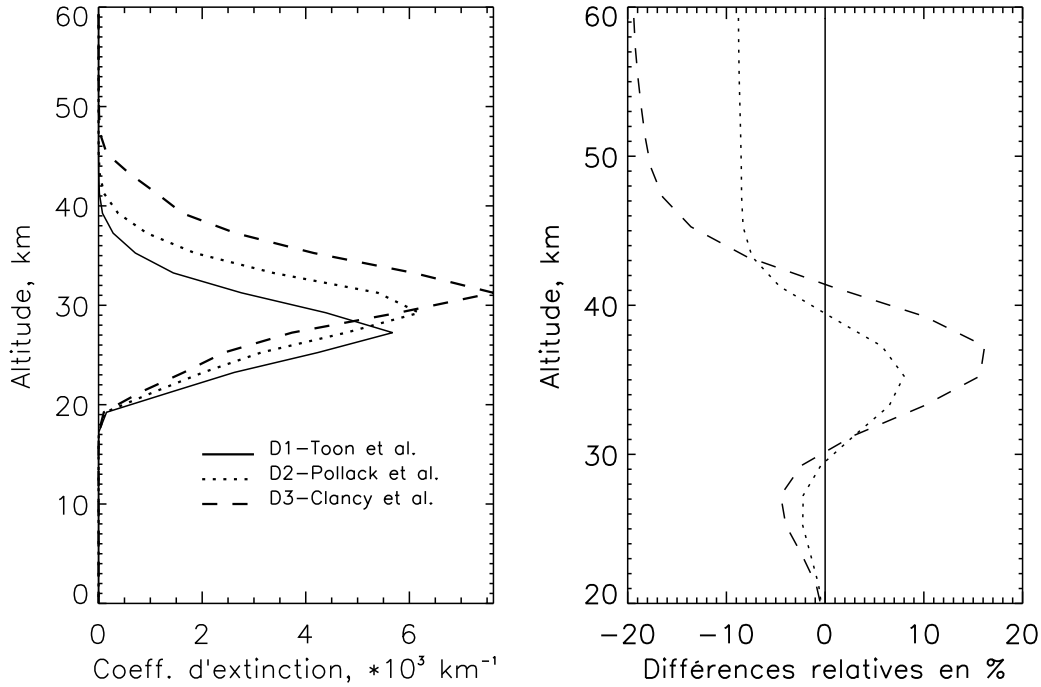


Figure 3.17 : **A gauche :** Profils verticaux d'extinction (à $\lambda=12 \mu\text{m}$) des nuages pour les trois types de poussière. Sorties à 8 h. **A droite :** Profils de vapeur d'eau relatifs (même présentation que sur la Figure 3.14, la référence étant la simulation avec D1). Sorties à minuit (avant le démarrage de la condensation).

3.4 Les conditions météorologiques

Jusqu'ici, nous nous sommes intéressés aux variations et incertitudes associées aux paramètres microphysiques de la modélisation. Nous nous tournons maintenant vers la sensibilité aux conditions atmosphériques. La condition de saturation fait appel à deux variables principales : profil de température et humidité. Ces deux quantités peuvent être regroupées sous le terme générique de **■ conditions météorologiques ■** pour la formation du nuage et chacune pourrait faire l'objet d'une étude propre. Pourtant, l'une et l'autre ont pour effet commun de fixer l'altitude de l'hygropause, c'est à dire la masse d'eau potentiellement condensable. Dans cette partie, nous nous attachons à donner un référentiel commun pour étudier la sensibilité du modèle à ces deux variables. Ainsi, nous ferons varier l'une et l'autre de manière à obtenir une variation identique de l'altitude de l'hygropause (dans le *run* référence, celle-ci est située à 20 km).

Deux cas de figure seront envisagés. Dans le premier, l'hygropause se trouvera à une altitude de 30 km. Dans le deuxième, celle-ci sera à 10 km. Ces deux cas sont réalisables en ajoutant/retranchant 5 K au profil thermique de référence, ou bien en diminuant/augmentant d'un facteur 2 le contenu en eau référence de 11 μm précipitables. Nous obtenons ainsi deux couples de simulations ayant chacun pour caractéristique d'avoir une même altitude d'hygropause z_s :

- **Couple 1 :** une simulation à $T(z) + 5\text{K}$ avec une simulation à 5 μm précipitables (z_s à ~ 30 km)
- **Couple 2 :** une simulation à $T(z) - 5\text{K}$ avec une simulation à 20 μm précipitables (z_s à ~ 10 km)

A titre d'indication, on observe au niveau de l'équateur des variations saisonnières de 20 K de la température moyenne [Clancy et al., 1996] ainsi qu'un contenu en eau fluctuant entre 10 et 20 μm précipitable [Smith, 2002]. Le sens **■ climatique ■** qui pourrait être donné à cette partie repose sur la question suivante : Comment réagit la nébulosité martienne aux variations météorologiques ?

Le suivi des variations diurnes des opacités pour ces quatre nouvelles simulations est retracé dans la Figure 3.18. Bien qu'une telle figure masque une quantité d'effets, elle est assez riche en informations. Un lien fort apparaît nettement entre l'opacité du nuage et l'altitude où la vapeur d'eau sature. Les profils d'extinction donnés par le Figure 3.19 semblent confirmer cette relation. Dans le contexte météorologique martien actuel, la contrainte majeure pour la structure verticale et l'épaisseur optique du nuage est donnée avant tout par l'altitude où il se forme.

On pourra noter que la différence d'opacité entre la simulation référence (où $z_s=20$ km) et les simulations à $z_s=10$ km est bien moins marquée que la différence entre la simulation référence et les simulations à $z_s=30$ km. Dans les deux cas, près d'une échelle de hauteur sépare les niveaux d'hygropause et l'on pourrait s'attendre à ce que ces différences soient du même ordre. Pour le couple 2, le pic d'extinction du nuage est situé vers 25 km comme dans la simulation de référence. La variation de z_s de 20 à 10 km (référence versus couple 2) ne correspond qu'à un accroissement d'un facteur 2 de la masse de glace d'eau formée, alors que le nombre de poussières nucléées est sensiblement le même dans les deux cas. Ce constat contraste avec la variation de z_s de 20 à 30 km (référence versus couple 1) où la réduction de la masse de glace d'eau et de poussières nucléées est proche d'un facteur 5. La configuration à $z_s=10$ km est extrêmement contrainte par la valeur du coefficient de mouillabilité m . La restriction spatiale qu'impose la nucléation limite la formation de cristaux aux altitudes supérieures à 20-25 km (et reste donc proche de celle de la simulation référence). L'extension du nuage jusqu'à l'hygropause s'effectue par sédimentation et mélange vertical des cristaux. Cependant, la distance séparant $z_s=10$ km de la zone de nucléation est trop importante pour que le transport puisse approvisionner en cristaux la portion comprise entre 10 et 20 km. Cette portion atmosphérique n'ayant pas de supports disponibles, près de la moitié de la quantité de vapeur d'eau potentiellement condensable reste à l'état de vapeur en sursaturation.

Soulignons à nouveau la contrainte liée à la nucléation dans la formation des nuages : deux simulation additionnelles toujours à $z_s=10$ km montrent en effet que l'emploi d'un coefficient de mouillabilité m fixé à

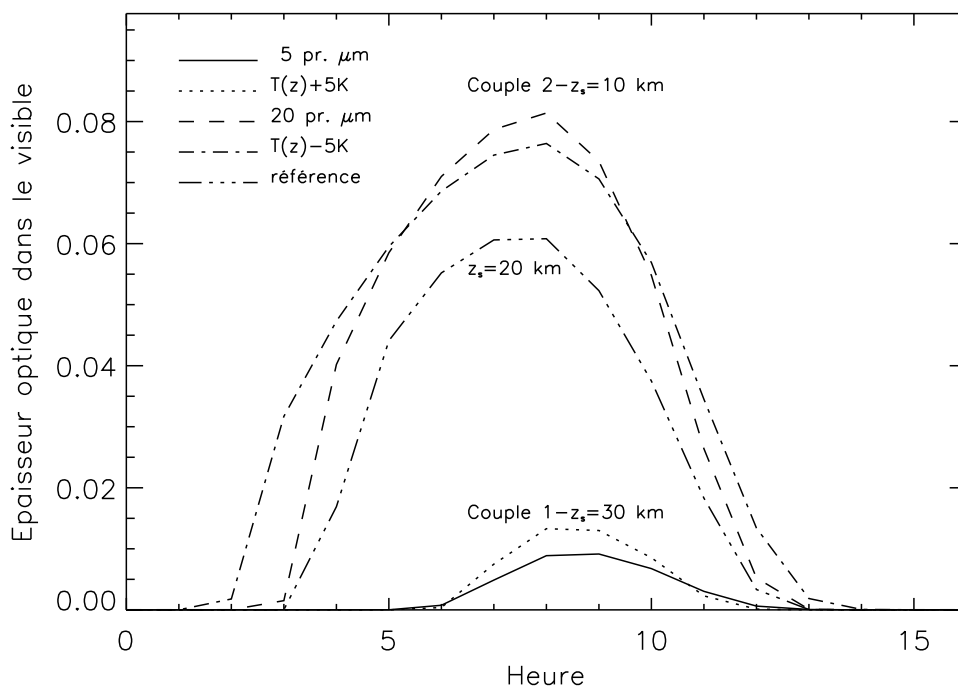


Figure 3.18 : Evolution diurne de l'opacité des nuages pour chacune des quatre configurations météorologiques. Le tracé du run référence est aussi reporté

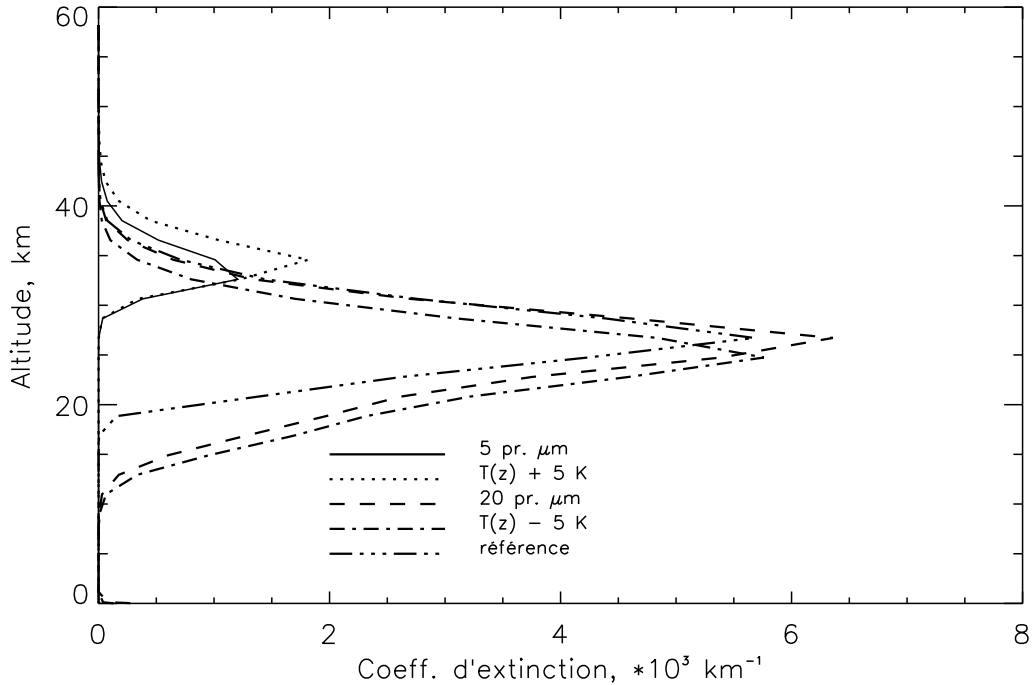


Figure 3.19 : Profils d'extinction des nuages à $\lambda=12 \mu\text{m}$ à 8 h.

0.995 engendrent des opacités 4 à 5 fois plus fortes que celle obtenue en moyenne par le couple 2 (où $m=0.945$). Dans ce cas, la vapeur d'eau en sursaturation se condense sur les poussières qui ne nucléaient pas précédemment.

Mais d'un point de vue climatique, le facteur essentiel pour les nuages est connecté à l'altitude de l'hygro-pause. La réponse de la nébulosité martienne à un climat plus chaud et plus humide pourrait donc être sensiblement la même que la réponse à un climat plus froid et plus sec. Cette constatation, bien que très partielle en l'absence d'une modélisation globale, peut avoir son intérêt pour l'étude de la variabilité interannuelle du climat martien. En supposant qu'à une élévation globale de la température correspond une sublimation plus forte de la calotte d'eau permanente Nord et inversement, l'information apportée par l'observation de la nébulosité ne serait pas forcément la plus pertinente.

3.5 Le coefficient k_d

La paramétrisation employée pour simuler le transport vertical par l'atmosphère se substitue à un ensemble de phénomènes dynamiques complexes tels que les ondes de gravité, les mouvements ascendants à grande échelle, la convection... La vocation de ces derniers ne réside pas forcément dans l'homogénéisation des rapports de mélange des espèces transportées. Notre paramétrisation est en plus très rudimentaire (pas de calcul explicite) et sa nature est sans doute un peu trop restrictive pour établir avec précision la sensibilité des nuages à la dynamique atmosphérique.

Néanmoins, la sensibilité du nuage à l'intensité du mélange peut être estimée en faisant varier le coefficient k_d , ce qui a été effectué dans une série de simulations supplémentaires. Nous en avons tiré le graphe 3.20 donnant l'opacité du nuage à 8 h, heure la plus froide, en fonction de la valeur du coefficient de mélange.

La forme de la courbe indique qu'il existe une valeur maximale de τ (d'un facteur 2 supérieure à celle obtenue pour le *run* référence) pour k_d situé vers $1\,000 \text{ m}^2 \cdot \text{s}^{-1}$. Le transport vertical permet d'approvisionner le nuage en noyaux de condensation et en vapeur d'eau, il favorise donc sa formation. La valeur seuil que l'on obtient

k_d $\text{m}^2.\text{s}^{-1}$	τ nuage	\mathcal{N} (nombre de cristaux au cm^2)	M (pr . μm)
10	0.016	2 300	0.1
100	0.06	12 600	0.319
500	0.093	16 500	0.49
1000	0.11	18 000	0.55
2500	0.1	13 200	0.61
5000	0.08	5 800	0.63

Tableau 3.3 : Résultats de l'étude de sensibilité au coefficient de mélange. Résultats obtenus pour 8 h. La variable M correspond à la quantité de glace atmosphérique intégrée sur toute la colonne, comme l'est le nombre \mathcal{N} de cristaux.

pour k_d suggère que la diffusion favorise également d'autres processus s'opposant à l'approvisionnement. La lecture du tableau 3.3 permet de saisir l'origine de cette valeur seuil. On peut s'apercevoir que si l'augmentation de k_d s'accompagne d'un accroissement monotone de la masse de glace formée, le nombre de cristaux subit un fléchissement lorsque k_d dépasse 1 000 $\text{m}^2.\text{s}^{-1}$.

Les temps caractéristiques de transport associés aux différentes valeurs de k_d sont de 2-3 h pour $k_d=10\ 000$ $\text{m}^2.\text{s}^{-1}$, une journée pour $k_d=1\ 000$ $\text{m}^2.\text{s}^{-1}$ et enfin 10 jours pour $k_d=100$ $\text{m}^2.\text{s}^{-1}$. Cette valeur seuil correspond donc à l'échelle de temps du cycle diurne du nuage, limite au-delà de laquelle la diffusion est capable d'agir pendant la période où le nuage est présent. L'intensification du mélange affecte le nuage en propageant plus rapidement les cristaux sous l'hygropause. De cette manière, le nuage perd de façon continue un nombre important de noyaux de condensation. Cette perte ne peut être compensée par l'apparition de nouveaux cristaux, la

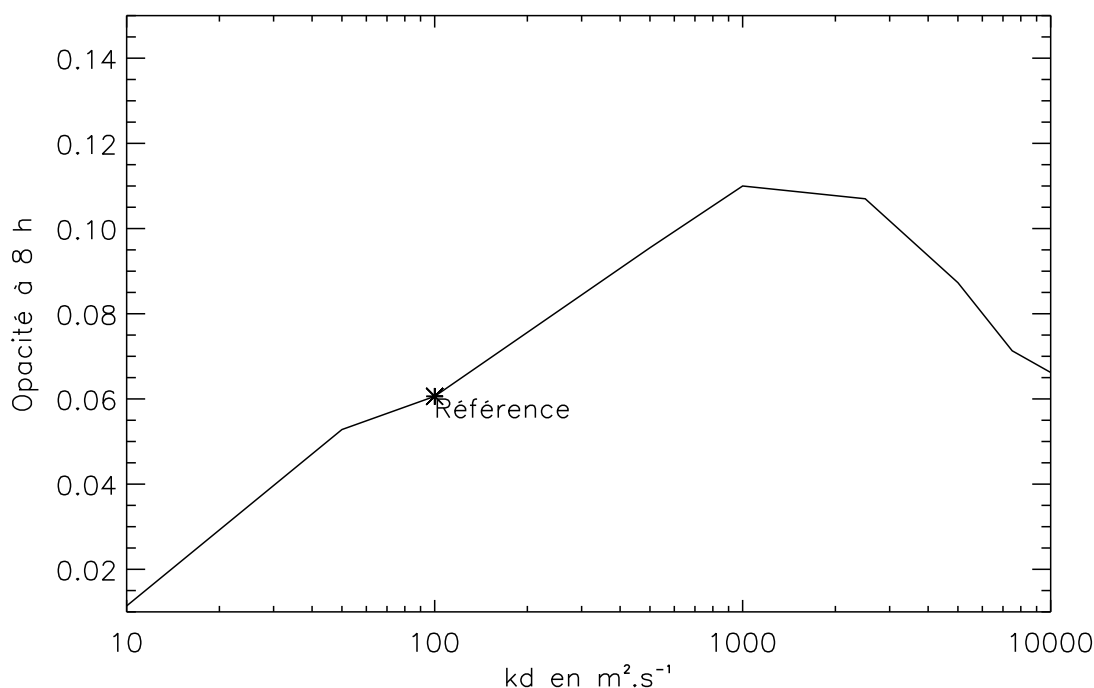


Figure 3.20 : Opacité du nuage à 8 h en fonction du coefficient de mélange. La valeur employée pour le run référence est de 100 $\text{m}^2.\text{s}^{-1}$.

nucléation étant restreinte à un très court intervalle au moment où le nuage se forme. Ainsi, bien qu'un acheminement plus rapide de vapeur d'eau permette une formation de glace plus importante, celle-ci est contrebalancée par un flux accru de cristaux sous l'hygropause. C'est ce mécanisme qui contraint la relation entre l'opacité du nuage et la vigueur du mélange.

Cette dernière étude met en relief l'influence du transport vertical sur le comportement nuageux. On notera que si ce transport se ramène à un processus de mélange (comme dans notre modèle), son principe diffusif génère une compétition entre deux effets antagonistes. Dans ce contexte, une paramétrisation du transport de type convectif s'avérerait beaucoup plus favorable à la formation du nuage.

4 Ce qu'il faut retenir...

Dans ce chapitre, nous avons présenté les résultats obtenus dans le cadre d'une modélisation microphysique 1D des nuages de glace d'eau martiens. Une simulation type, s'appuyant sur des conditions météorologiques rencontrées par l'atterrisseur 1 de la mission Viking, a permis d'étalonner notre modèle à celui réalisé par Michelangeli et al. [1993], constituant une référence pour la microphysique martienne. Dans le cadre de cette simulation, nous avons pu décrire le déroulement d'un cycle diurne de formation et de disparition d'un nuage se formant vers 25 km. Il apparaît que les processus de condensation/sublimation sont suffisamment rapides pour qu'un tel cycle puisse engendrer des variations significatives d'opacité atmosphérique à l'échelle de la journée. De plus, la sédimentation des cristaux de glace est à l'origine d'un confinement important de la vapeur d'eau et de la poussière sous l'hygropause.

Les variations diurnes de température ont un effet majeur sur la formation du nuage. La période de sublimation quotidienne permet de limiter l'effet du confinement et de retenir une quantité plus importante d'eau et de CCN disponibles pour le cycle de condensation suivant.

A partir de la simulation de référence, une étude de sensibilité portant sur les différents paramètres du modèle a été effectuée. L'objectif de cette étude est multiple :

- Evaluer le rôle respectif des différents processus impliqués ;
- Analyser le comportement du nuage selon différentes configurations météorologiques (humidité, température, dynamique atmosphérique) ;
- Evaluer l'impact des différentes sources d'incertitude qu'elles soient inhérentes à la modélisation (coefficient de mouillabilité pour la nucléation) ou liées aux observations (distribution en taille de la poussière).

La variation des différents paramètres ou des conditions initiales ne débouche pas sur une hiérarchie claire des acteurs de la microphysique, le nuage possédant une sensibilité équivalente à de nombreux éléments. En somme, l'utilisation de données pour contraindre et parfaire la modélisation des nuages de glace d'eau nécessite un nombre important d'observations simultanées (particules en suspension, température et vapeur d'eau), espacées d'intervalles courts (quelques heures, étant donné le cycle diurne) et offrant une bonne résolution verticale (quelques kilomètres afin de distinguer une variation verticale de la taille des cristaux).

A l'heure actuelle, ce type de sondage n'a jamais été réalisé. Ceux déjà effectués et utilisés par les modélisateurs [Michelangeli et al., 1993; Colaprete et al., 1999; Colaprete et Toon, 2000; Montmessin et al., 2002] ont toutefois permis d'établir la validité du mécanisme physique supposé conduire aux nuages. Les incertitudes restent grandes et il semble difficile d'exiger des prédictions théoriques meilleures que l'ordre de grandeur.

- Chapitre 4 -

Etudes des images aux limbes de Mars

Les chapitres 2 et 3 l'ont montré, la formation des nuages de glace d'eau est le résultat d'un mécanisme physique complexe où la poussière en suspension, qui fournit les noyaux de condensation, tient un rôle clé. La poussière est sans aucun doute l'espèce qui a attiré le plus l'attention des observateurs en raison de son impact direct sur la structure thermique de l'atmosphère.

L'objectif de notre code microphysique ne pouvant se restreindre à la seule compréhension phénoménologique des brumes martiennes, nous l'avons utilisé à une fin observationnelle. En le couplant à un modèle de transfert radiatif dans le visible (développé dans le cadre des études dédiées à Titan), nous avons tenté de reproduire des profils verticaux de la lumière diffusée par les brumes de particules aux limbes de Mars et publiés par Jaquin et al. [1986]. Notre étude a fait l'objet d'un article [Montmessin et al., 2002] et ce chapitre n'est qu'une reproduction du manuscrit publié.

Des profils verticaux d'intensité à plusieurs longueurs d'onde comme ceux déduits des images Viking (cf. Figure 4.1) témoignent de la structure verticale, de l'abondance et de la taille des particules composant les brumes. L'intérêt de notre méthode directe réside dans sa capacité à intégrer explicitement des considérations microphysiques dans l'analyse des mesures. Cette étude nous a conduits à soumettre une alternative aux fonctions monomodales systématiquement utilisées pour décrire la distribution en taille de la poussière. Appuyée par des analogies terrestres, notre hypothèse de distribution bimodale semble la mieux adaptée pour répondre aux contraintes dérivées d'observations.

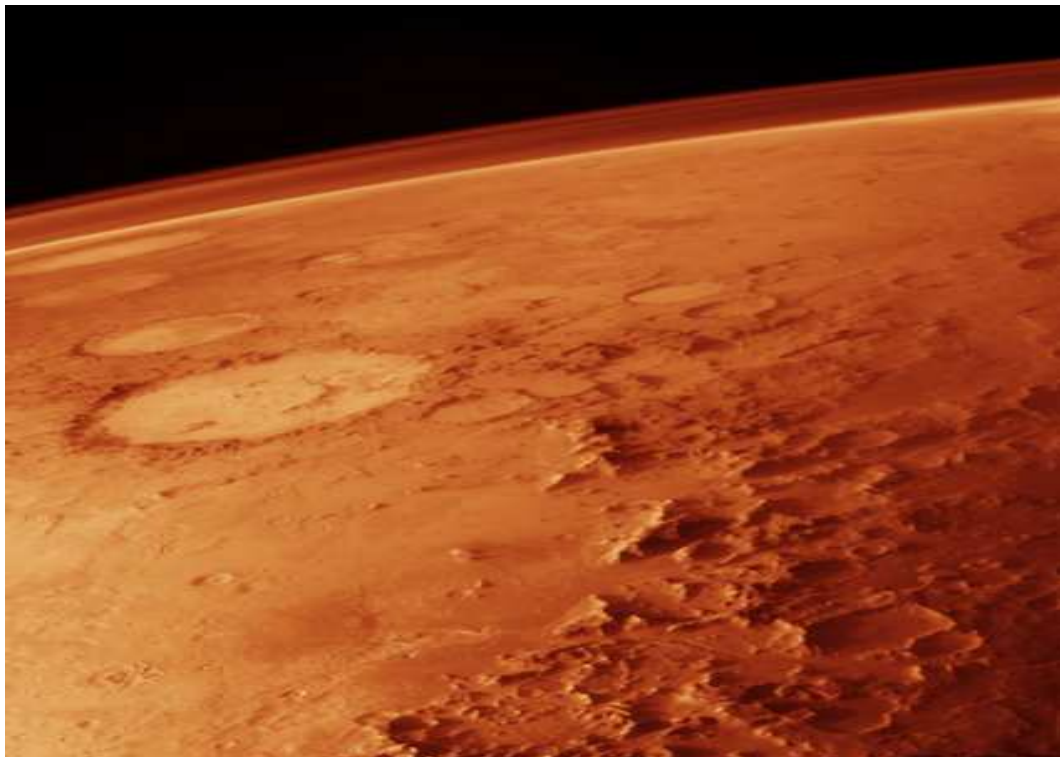


Figure 4.1 : Mars prise aux limbes par un orbiteur Viking (utilisation d'un filtre rouge), où l'on peut discerner les brumes. C'est le traitement de ce type d'images qui a donné les profils verticaux d'intensité diffusée par les particules en suspension [Jaquin et al., 1986].

1 Introduction

The study of airborne dust is of prime importance when one's interest centers on Martian climate. Dust particles absorb solar radiations in the visible wavelengths while emitting in the infrared. Thus the thermal structure of the thin Martian atmosphere is significantly affected by the presence of suspended dust particles [Gierasch et Goody, 1972].

A variety of observational techniques has been employed to determine dust optical properties. Significant improvements have been made with regard to the knowledge of the dust seasonal cycle [Fenton et al., 1997; Martin, 1986; ?]. Few measurements are available to accurately describe vertical structure of dust hazes. Infrared occultation spectrometers during the Phobos mission [Korablev et al., 1993; Chassefière et al., 1995a] sounded vertical portions of the atmosphere, providing the first information about the altitude distribution of aerosols. This allowed a quantitative study of the strength of dynamical processes which counteract particle sedimentation. Unfortunately, the short life time of the mission meant that it was not possible to obtain a set of data covering a significant period of time and a broad latitudinal range. *Jaquin et al.* [1986] reduced the Viking orbiter images of the Martian limb into scattered light versus height profiles. This observation yielded the greatest number of observations concerning the vertical structure of haze. Dusty haze was tracked during more than one Martian year and at practically all latitudes. These data showed the orbital dependence of haze vertical extent. On the other hand, the vertical portion useful for data inversion does not include the lower atmosphere where hazes are optically saturated. Thus only upper portions of scattered light profiles were used to derive extinction coefficient of aerosols *Jaquin et al.* [1986]; *Kahn* [1990]. In addition, as condensate clouds were observed in the Martian atmosphere, a number of microphysical models were developed to assess the physical mechanisms governing Martian aerosols [Michelangeli et al., 1993; Colaprete et al., 1999]. Such models highlighted the interactions existing between dust and water ice particles. These models were successful in simulating the formation of water ice clouds, showing several features similar to observations. Good values were obtained for the average size of ice particles, cloud opacity, and water vapor profile [Rodin et al., 1997; Pearl et al., 2001]. Furthermore, whilst investigating cloud radiative effects, *Colaprete and Toon* [2000] were able to explain the temperature inversions observed by Mars Pathfinder and Mars Global Surveyor. On Earth, such models were also useful to simulate Polar Stratospheric Clouds [Toon et al., 1989a]. In the present paper, we extend the field of comparison between these models and the data. To do so, we have developed a microphysical code dedicated to the Martian atmosphere. This code was briefly described in *Bertaux and Montmessin* [2001]. Concurrently, we have also modified the photometric model of *Rannou et al.* [1997]. The combination of the two codes offers a direct method allowing to simulate limb images like those obtained by Viking orbiter and reported by [Jaquin et al., 1986]. Such approach is used for the first time in the case of Martian aerosols. This study is motivated by the will to highlight the constraints supplied by microphysics when deriving aerosol characteristics. The first section of this work introduces the theoretical developments that underlie microphysical mechanisms. Section 2 presents a brief description of the models employed for this study. In section 3, we present results of microphysics/photometry simulations. The purpose is to determine the best size distribution of dust which gives a modeled haze profile matching data. We discuss the relevance of the widely accepted size distributions for dust. Since a condensate cloud can be identified in the multiple-color of *Jaquin et al.* [1986], estimations of cloud particle size as well as visible opacity are given by our analysis.

2 Dust distribution

In this study, the generic term of “dust model” is defined by the average size distribution of dust aerosols in an atmospheric column. A dust model is represented by the first two moments of the corresponding size distribution, namely the geometric cross-section weighted mean particle radius (the effective radius r_{eff}) and the effective width of the distribution (ν_{eff}). Previous studies chose various types of function to derive size distributions. *Toon et al.* [1977], *Clancy et al.* [1995] employed gamma modified functions, while *Pollack et al.*

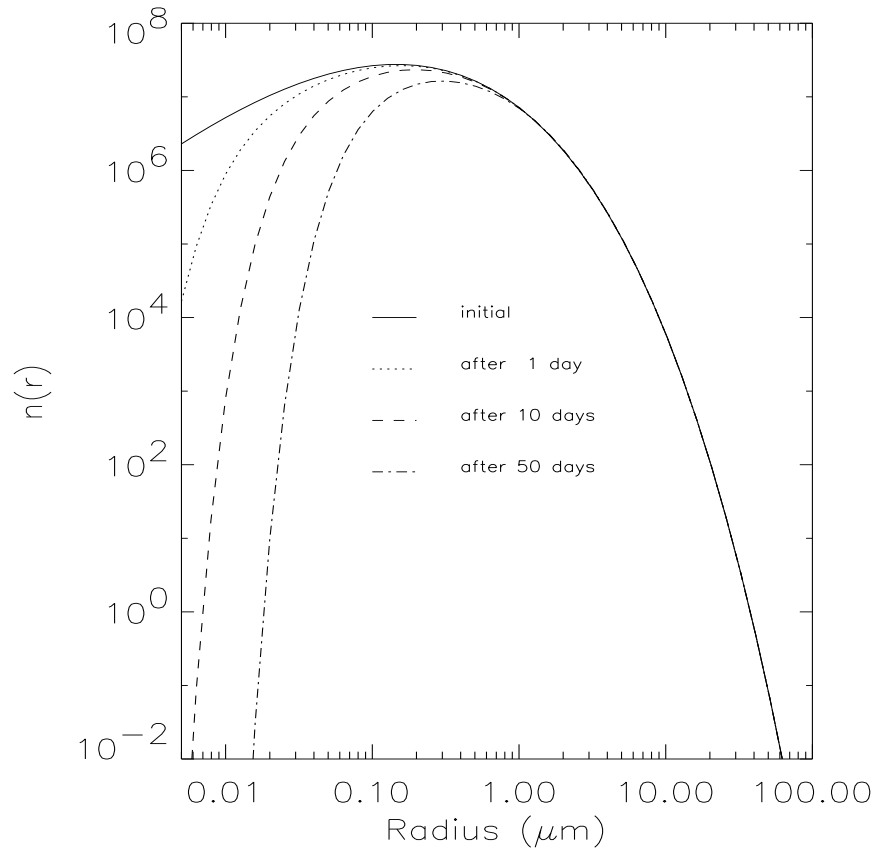


Figure 4.2 : Modeled evolution of the gamma modified size function of dust particles reported by Clancy et al. [1995] ($r_{eff}=1.8 \mu m$, $\nu_{eff}=0.8$) under the only influence of Brownian coagulation.

[1995] chose the lognormal form to extract a dust model. However, *Hansen and Travis* [1974] have shown that different forms of functions having the same first two moments (r_{eff} and ν_{eff}) lead to the same single scattering properties. Thus these authors define a size function derived from the gamma modified formulation, where the effective radius and width are the only parameters. Recently *Tomasko et al.* [1999] and *Markiewicz et al.* [1999] adopted this function. Whereas this size function is particularly convenient for optical data retrievals, its use is not appropriate for microphysical simulations. As stated by *Tomasko et al.* [1999], this simplified gamma function leads to unphysically large amount of small particles for effective widths larger than 1/3. Furthermore, it can be demonstrated that different form of functions having identical first two moments do not induce the same altitude distribution of aerosols.

With regard to the problem of choosing a consistent form of function, it is not possible to specify size distribution parameters without accounting for some elementary physical constraints. As explained previously, dust particles larger than $0.1 \mu\text{m}$ are essentially not affected by coagulation process. The dust model advocated by *Clancy et al* [1995] is highly unstable from this point of view. Figure 2 reports the temporal evolution of this size distribution experiencing the only effect of coagulation under Martian-like conditions. After 10 days of simulation, the smallest particles have collided with larger ones. The function almost loses its initial asymmetrical shape as it tends naturally towards a lognormal form. This result is in agreement with *Friedlander* [1977]. This author found that the “self-preserving” size distribution, i.e. the asymptotic form approached after long times, of particles under the process of Brownian coagulation is approximately lognormal. Furthermore, a lognormal function is also the asymptotic solution of particle size distribution for the breakage mechanism *Epstein* [1947] which is a basis process for sandblasting. Because of these considerations, we assumed a lognormal distribution for Martian dust throughout this study.

3 Description of models

3.1 Microphysics model

The microphysical model is derived from the Titan aerosol formation model engineered by *Cabane et al.* [1992], and based on that of *Toon et al.* [1988]. The atmospheric column is divided in 32 vertical layers of equal thickness (2 km), except near the ground where the grid is further refined. Thermal profiles and their related diurnal variations, which are the most constraining inputs for water-ice cloud formation, are provided by the Viking scenario of the European Martian Climate Database (EMCD) [Lewis et al., 1999]. The particle radius grid (dust particles and ice crystals) is based on 50 size bins, using a volume ratio of 2 between two adjacent bins. All microphysical processes described in the previous section, except coagulation, are represented in the model. Iterative computations are then performed until a steady state is obtained. In this way number densities of aerosols are obtained for all particle size bins and for all atmospheric layers. These quantities are stored in a two dimensional array dedicated to a given type of aerosol (dust or water ice). A specific array was also included to account for the presence of dust core within ice crystals.

The model does not allow particles to reach the ground, keeping them confined in the lowest layer of the model. These particles are then redistributed by eddy mixing. This could be interpreted as a rough representation of particle lifting as suggested by *Colaprete et al.* [1999].

3.2 Photometry model

Vertical resolutions of aerosols have already been retrieved from observations at the Martian limb [Anderson et Leovy, 1978; Jaquin et al., 1986] providing some information about hazes and clouds. On the other hand, a direct step based on the combination of a 1D microphysical model along with a radiative transfer model allows to simulate the observation of a limb haze. Such a method offers strong constraints since modeled haze structures explicitly include microphysics constraints.

Rannou et al. [1997] have synthetically reproduced several limb observations of Titan hazes. Using a code of microphysics [Cabane et al., 1992] to simulate haze structure and optical properties, they deduced intensity profiles by adding a light scattering model at the limb inspired from the work of *Rages and Pollack* [1983]. For a detailed description of the photometric code, the reader is referred to *Rannou et al.* [1997].

In our study, we follow an identical procedure to reproduce one of the limb profiles reported by *Jaquin et al.* [1986] (henceforth *J86*). Synthetic profiles result from the use of our microphysical code combined with the photometric code presented below.

Any incident solar ray traveling through atmospheric slabs towards the ground experiences extinction mostly due to scattering (in the visible) by particles. The portion of flux which is scattered with an angle θ towards the observer along its line of sight encounters additional extinction when it emerges from the atmosphere. Consequently, a measured flux at a given altitude integrates light intensity originating from each of all the slabs that the slant path goes through. Reproducing an emergent flux as a function of elevation requires many physical quantities of the particles distributed among the sounded portion of atmosphere. These quantities are the optical depth τ_0 and τ_1 along the incident and emergent path respectively, both deduced from the extinction coefficient β computed for each slab. Also needed is the value of $\bar{\omega}P(\theta)$, the product of the single scattering albedo $\bar{\omega}$ by the phase function P at the scattering angle θ .

Once microphysics computations are carried out, subsequent aerosol distributions are reduced in order to obtain the optical properties of interest. Mie theory is used for water ice particles and for dust particles having a size parameter x ($x = 2\pi r/\lambda$) lower than 5 as suggested by *Tomasko et al.* [1999]. Following these authors, the scattering cross-section of larger dust particles were enhanced by a factor of 1.3 to account for the assumed non-spherical shape of dust within this size range. Refractive indices were taken as in *Warren et al.* [1984] for ice, and as in *Ockert-Bell et al.* [1997] were used for dust.

Finally, I/F(z) is computed at the n^{th} line of sight by combining the contributions mentioned above, i.e. :

$$I/F_n = \sum_{i=1}^{2n} \int_{x_{i-1}}^{x_i} 0.25(\bar{\omega}P(\theta))_j \exp(-\tau_{0i} - \tau_{1i})\beta_j dx$$

$$j=i \text{ if } i < n+1 \text{ (j from 1 to n)}$$

$$j=2n+1-i \text{ if } i > n \text{ (j from n to 1)}$$

Multiple scattering is also taken into account as a factor in enhancing intensity in each slab by using the two-stream approximation of *Toon et al.* [1989b].

4 Observational data and results

4.1 Data description

The radiometric calibration of Viking cameras provided reflectance accuracies to 7 % absolute, allowing meaningful data analysis (*J86*). Only one multiple-color image of the limb was reported by *J86* (their Figure 6, our Figure 3). This figure illustrates a haze extending up to an altitude of 60 km where the presence of a detached layer is well pronounced. *J86* supposed this detached layer to be the result of a condensate cloud. This observation was performed in the Southern hemisphere (15° S) before the first planet-encircling dust storm ($L_s=176^\circ$). Simultaneous soundings of the same limb at several wavelengths make it possible to obtain a more accurate estimation of the type of aerosol from which the probed haze is composed. Using the color ratio, one is able to go back to the size of the particle assumed to scatter light at a given elevation as explained later in this section. To do so, one must account for the scattering properties of aerosols (see section 3.2 for details). This method is less straightforward than that used for solar occultation data retrieval. The latter is indeed much less sensitive to the shape of the considered particle since the extinction efficiency Q_{ext} is the only property

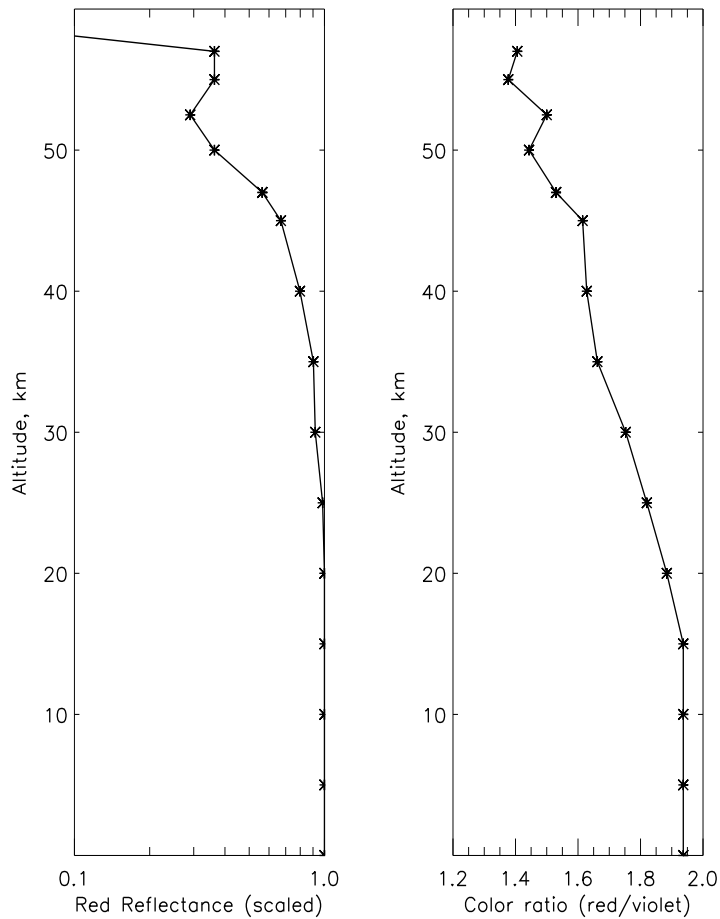


Figure 4.3 : Limb data taken from Jaquin et al. [1986] (their Fig. 6). The left panel shows the scattered light intensity profile for the red channel (scaled by its value near the ground). Right panel shows the ratio of red onto violet reflectance as a function of height. Observations were made in the southern hemisphere ($\sim 15^\circ$ S) during winter ($L_s=176^\circ$). The detached layer above 50 km is probably the cause of a water ice cloud.

of interest [Korablev et al., 1993]. This explains why the limb data of *J86* did not give the same amount of information about Martian dust distribution as the Phobos data did.

As raised by Forget et al. [1999], the calculation of atmospheric heating rates for Mars is highly sensitive to even small uncertainties in the radiative properties of airborne dust. The work carried out here adds to the ongoing efforts focusing on the determination of the single scattering properties of airborne dust. In the remainder of this study, we concentrate our discussion on the multiple-color image of *J86* (Figure 3).

It is instructive to consider the basic morphology of a scattered light versus height profile like the one displayed in Figure 3. Near the top of the reflectance profile, tangential optical depth is small enough to allow direct inversion of the extinction coefficient $\beta(z)$ (where z is the altitude of sounding). By extension, a profile morphology approximately follows the associated vertical distribution of particle concentration, provided that both particle size r_{eff} and the product $Q_{ext}\bar{\omega}P(\theta)$ do not vary significantly with height. According to the strength of the mechanism counteracting sedimentation, particles are more or less present higher in the atmosphere, restricting the extent of the scattered light profile. As outlined in section 3.1, any flux measured at a given height z is the result of light scattered by the aerosols encountered along the line of sight. When the tangential optical depth exceeds some critical value (~ 4), the amount of light scattered by the deepest region of the slant path has been largely extinguished along its emergent path, therefore not contributing to the flux

received by orbiter camera. A tangential optical depth of about 4 corresponds approximately to a normal optical depth of 0.1. Thus a scattered light profile might feature a constant flux portion (referred to as the asymptotic portion) in its lower part where dust is more confined. It turns out that changes in the width of the asymptotic portion of a profile provide an efficient gauge of dust loading variations with time. This property is particularly useful for monitoring the onset and the decay of dust storms, as reported by *J86*. Concerning the multiple-color profile considered in this study, we estimate the normal optical depth of dust to be around unity (consistent with the data of *Colburn et al.* [1988] at the same period over the Viking Lander site).

Multispectral measurements are necessary to derive single scattering properties of particles forming a haze. The incoming solar flux over a particle is indeed scattered in a way depending on the spectral behavior of the quantity $Q_{ext}\bar{\omega}P(\theta)$. For a given phase angle θ , the red to violet ratio of $Q_{ext}\bar{\omega}P(\theta)$ is simply a function of the particle size parameters (see upper graph of Figure 4). The principal characteristic of this ratio is to increase with increasing particle size. In keeping with that fact, particle size could be straightforwardly inferred from the observed color ratio at the elevation of measurement. On the other hand, as this incoming flux penetrates through layers of particles, it possibly suffers contrasted extinction with regards to its spectral pattern. The extinction efficiency Q_{ext} of particles depends essentially on the value of $x = 2\pi r/\lambda$. For large values of x , i.e. the limit of geometrical optics, Q_{ext} is almost constant. There is a range of x values for which Q_{ext} increases rapidly (Rayleigh extinction) with increasing radius or/and decreasing wavelength λ , as illustrated by the bottom graph

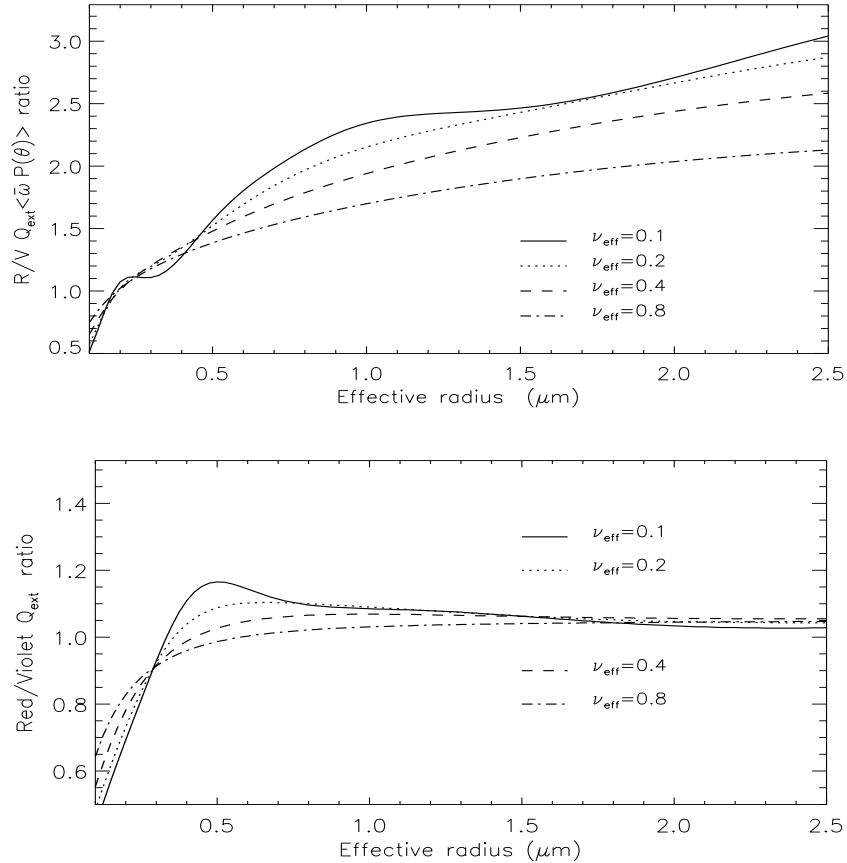


Figure 4.4 : Single scattering properties of dust for a variety of effective radii and variances. The red to violet ratio of the product $Q_{ext}\bar{\omega}P(\theta)$ (where θ , the phase angle, is taken at 100°) as a function of r_{eff} is shown in the upper graph. The sensitivity to several values of ν_{eff} is shown by different curves, as labeled. The red to violet ratio of the efficiency parameter Q_{ext} is shown in the lower graph.

of Figure 4. Theoretically, particles smaller than $0.4 \mu\text{m}$ extinguish preferentially bluer wavelengths whereas larger particles are almost neutral within the range of visible wavelengths.

The inspection of the *J86* data indicates a constant color ratio of about 1.9 between the ground and 15 km and a decrease in ratio towards a value of 1.4 at 50 km. As water ice is essentially non-absorbing in the wavelength range of the investigations, its color ratio is expected to be lower than dust for an identical particle size (compare Figure 5 to Figure 4). This property is balanced by the fact that condensed water adds mass to the dust nuclei which it nucleates onto, therefore enlarging the mean size and the corresponding color ratio of local particles. A significant variation of color ratio is thus not a systematic signature of condensate cloud. One must recall that color ratio variation with height can be also caused by vertical variations of dust particle effective size. Figure 3 shows that color ratio increases somewhat in the vicinity of the detached layer ($z \sim 50$ km) but not at a noticeably larger rate than the observed decrease in the continuous portion of the profile (between 15 and 50 km). Thus the basic assumption that water ice cloud are bluer than the underlying dust haze might be too rough to describe properly the vertical structure of Martian hazes. Dust particle size variation with height participates just as much to the vertical behavior of color ratio. The latter is not systematically indicative of changes in particle composition. For instance, a deeper inspection of Figure 3 reveals a bump in the color ratio profile above 35 km. A similar trend is observed though less discernable in the intensity profile. There is no clear interpretation for such a rupture in the color ratio structure. Several causes could provide potential explanations : horizontal transport contributions, condensate particles implying the presence of a secondary water-ice cloud, dynamical effects such as updraft winds creating departures from the more gradual morphology of mixed hazes.

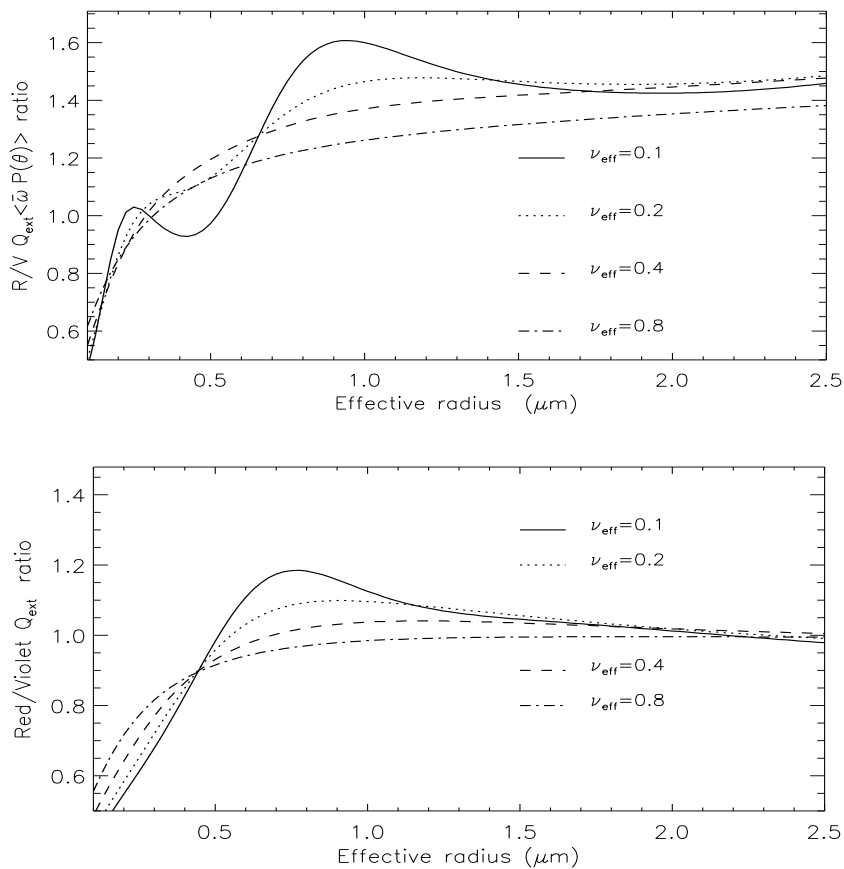


Figure 4.5 : Same as Fig. 4 but for the single scattering properties of ice.

The principal aim of our work consists in deriving parameters of a dust model able to fit the observation of *J86*. The classical task of intensity data inversion is rarely constrained by physical mechanisms such as vertical redistribution of particles or by the interactions between different kind of particles (nucleation of ice upon dust cores, dust removal through ice particle sedimentation). Hence when we test the size parameters (r_{eff} and ν_{eff}) of a dust model, the corresponding modeled haze structure we use for comparison with data explicitly accounts for microphysical constraints. By adding cloud simulation, we allow further comparisons of the corresponding modeled cloud to the detached layer shown in data (Figure 3). To do so, we explore in a space of effective radii, bounded by a lower value of $0.1 \mu\text{m}$ and a higher value of $2.5 \mu\text{m}$. In a same way, we allow effective width to vary between 0.03 and 1.

Due to the very low time scales of nucleation or condensation, cloud simulation is highly computer-time consuming. Hence a consistent search within the parameter space we adopted is not suitable to simulations enabling the whole microphysics package. Thus we first restricted our analysis to the color behavior and the morphology of the continuous portion of the haze of *J86*, i.e. the region between the ground and 50 km, while neglecting nucleation/condensation processes.

4.2 Simulations without water-ice cloud

A preliminary estimation of the best fitting dust model is performed using a simplified microphysical scheme where cloud formation is disabled. Assuming no updraft wind, we conducted simulations within the context of three mixing scenarios displayed in Figure 6. The standard one employs a constant mixing coefficient ($100 \text{ m}^2\text{s}^{-1}$) between the ground and 25 km which increases inversely with density towards the top of the atmosphere where its value is approximately $6000 \text{ m}^2\text{s}^{-1}$ at 60 km. An intermediate scenario is added, identical to the first one except for mixing values enhanced by a factor of 2. As for the last scenario, the enhancement factor is of 5. These mixing values were inspired by several works [Michelangeli et al., 1993; Colaprete et al., 1999], indeed they are recurrent in many studies. Martian atmospheric dynamics is assumed to feature strong updrafts, especially in the tropical band where the Hadley circulation should be prevalent. Describing the three-dimensional subtleties of dynamics is a task beyond the capabilities of a 1D model. For the current study, we expect that our crude dynamics representation remains at a satisfactory level of sophistication.

As alluded to earlier, our interest centers on the continuous portion of the *J86* profile. The protocol of modeling was presented in Section 3. For each dust model tested, we compare the resulting reflectance profile to the profile of *J86*. A major advantage of our method stems from its ability to place physical constraints on the effective variance ν_{eff} . The effective variance defines the way particles are distributed among radii smaller and larger than the effective radius. ν_{eff} exerts a large influence on the way dust particles are vertically distributed, as depicted by Figure 7 (where the size at a given height is represented by r_{eff}). We previously discussed the importance of choosing a consistent size function type for dust aerosols, concluding that the lognormal form is the most appropriate and thus would be the one to adopt for the present study. A questionable point concerns the fact of systematically assuming monomodal functions when extracting dust models from observations. We emphasize this topic later in this paper.

Selected monomodal distribution

Figure 8 displays the results of the selected dust model ensuing from this analysis (hereafter referred to as DM 1). This model is a narrow distribution of submicron particles ($r_{eff}=0.2 \mu\text{m}$, $\nu_{eff} = 0.03$), for which best results were obtained for the intermediate mixing scenario. Due to their low settling velocity, such small particles are easily maintained high in the atmosphere. As shown by Figure (8-a), particle size is constant throughout the column. The morphology of the color ratio profile is indeed solely governed by the preferred extinction of blue. Scattered light has an initial color ratio value of 1.3 at $z=50 \text{ km}$ as imposed by the ratio of the quantity $Q_{ext}\bar{\omega}P(\theta)$. As it penetrates through the layer of these submicron particles, light becomes less “bluer” due to the depletion from the bluer part of its spectrum. These best fit values of effective radius and width are extremely sensitive to the variation of one of these two parameters. For instance, the effect of changing ν_{eff} to 0.1 while

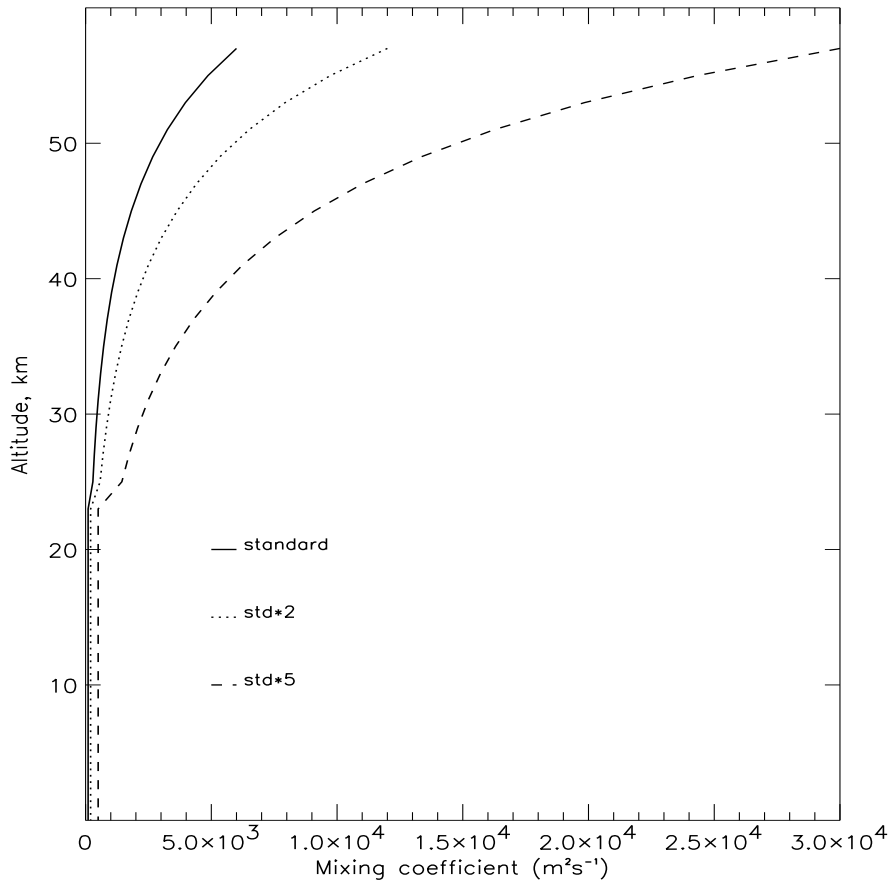


Figure 4.6 : A summary of the three mixing scenarios used in this work, differing by their strength. Eddy mixing coefficients are plotted versus height.

having the same r_{eff} results in an offset of -15 % for the whole color ratio profile. In a same way setting r_{eff} at 0.1 while unchanging ν_{eff} leads to an offset of -50 %. On the other hand, these best fitting values are much more robust to changing the mixing scenario. It is somewhat suspicious to find such a lack of robustness and thus having a narrow range of fitting values. This latter point can be explained by the abrupt increase in the Q_{ext} red/violet ratio within this particle size range (see Figure 4).

However, according to *J86*, a gradual decrease of the color ratio from 2 to 1.5 between the ground and the top of the atmosphere is rather typical in the multiple-color images of the Martian limb. Such a color behavior was also reported by *Anderson and Leovy* [1978]. Although not specified by these authors, this aspect of the Martian limb hazes is apparently independent of the location of sounding and moreover of the observation angle. Whereas $Q_{ext}\bar{\omega}P(\theta)$ ratio is also a function of the scattering angle θ , observations of an unchanging color ratio pattern would provide strong evidences of such submicron particles.

The “classical” dust model

Our results are in keeping with the Emission Phase Function sequences from Viking IRTM observations derived by *Clancy and Lee* [1991]. Specifically, these authors reported dust effective radii five to ten times smaller than previous analyses. As argued by *Pollack et al.* [1995], the range of scattering angles ($> 60^\circ$) employed for the *Clancy and Lee* retrieval is highly sensitive to particle shape. This comment is also true for our study of the Viking limb images. Even if current developments of optics allow the treatment of irregular

particle shapes, no precise shape can be attributed to Martian aerosols. In addition, the semi-empirical theory of *Pollack and Cuzzi* [1980], which offers a convenient design for simultaneous observations over a wide range of angles, requires intrinsic parameter adjustments incompatible with vertical profiling of particle size.

However, a submicron dust issue contrasts strongly with the most widely accepted dust models to date [Tomasko et al., 1999; Pollack et al., 1995; Clancy et al., 1995; Korablev et al., 1993] which effective radius systematically exceeds $1 \mu\text{m}$. Figure 9 presents simulation results while using the dust model inferred by *Pollack et al.* [1995] (referred to as DM 2). It is typical of the kind of fit obtained by dust models having effective size in the micron range ($r_{eff} > 1 \mu\text{m}$). Both modeled haze and color ratio profile do not match data. Due to a larger average size relative to our selected model (DM 1), populations of particles centered on $\sim 1 \mu\text{m}$ are confined at lower heights, lacking the cross-section area to fit the intensity profile at higher altitude. When applying enhanced eddy mixing coefficients to counteract dust settling, sufficient particle amount is available to enhance scattering at the desired elevations. On the other hand, this case approaches a uniformly mixed dust case where particle size is almost invariant with height. Such dust particles do not create contrasted extinction in the visible range (red to violet ratio of $Q_{ext} \sim 1$). As their color ratio profile follows the one of particle size it largely deviates from observations. In short, attempts to simultaneously fit the red and blue channels of Viking orbiter camera lead to mutually rejecting constraints. Although microphysically unstable, we tentatively assessed the behavior of the gamma-modified distribution of *Clancy et al.* [1995]. Such a model induces larger population of submicron particles, and thus is expected to give better fit than DM 2 does. Subsequent results (not shown), though slightly better, are much poorer than those of DM 1, leading to a similar statement as for the case of DM 2.

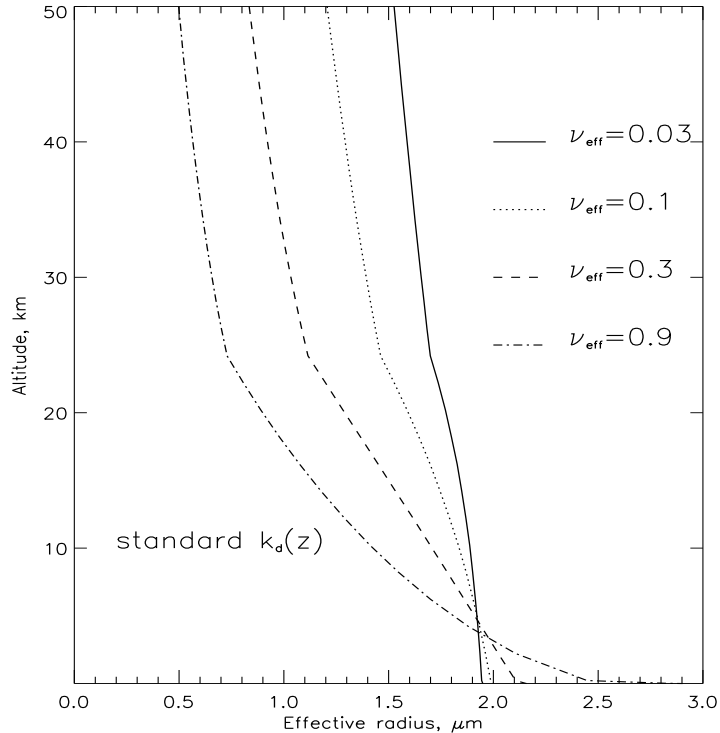


Figure 4.7 : The effect of varying the effective variance ν_{eff} for a dust model. At the initial state (not shown), all dust models have the same effective radius ($r_{eff}=1.8 \mu\text{m}$) and a given ν_{eff} (as labeled) everywhere in the column. After convergence, particles are vertically redistributed by sedimentation and mixing (standard scenario).

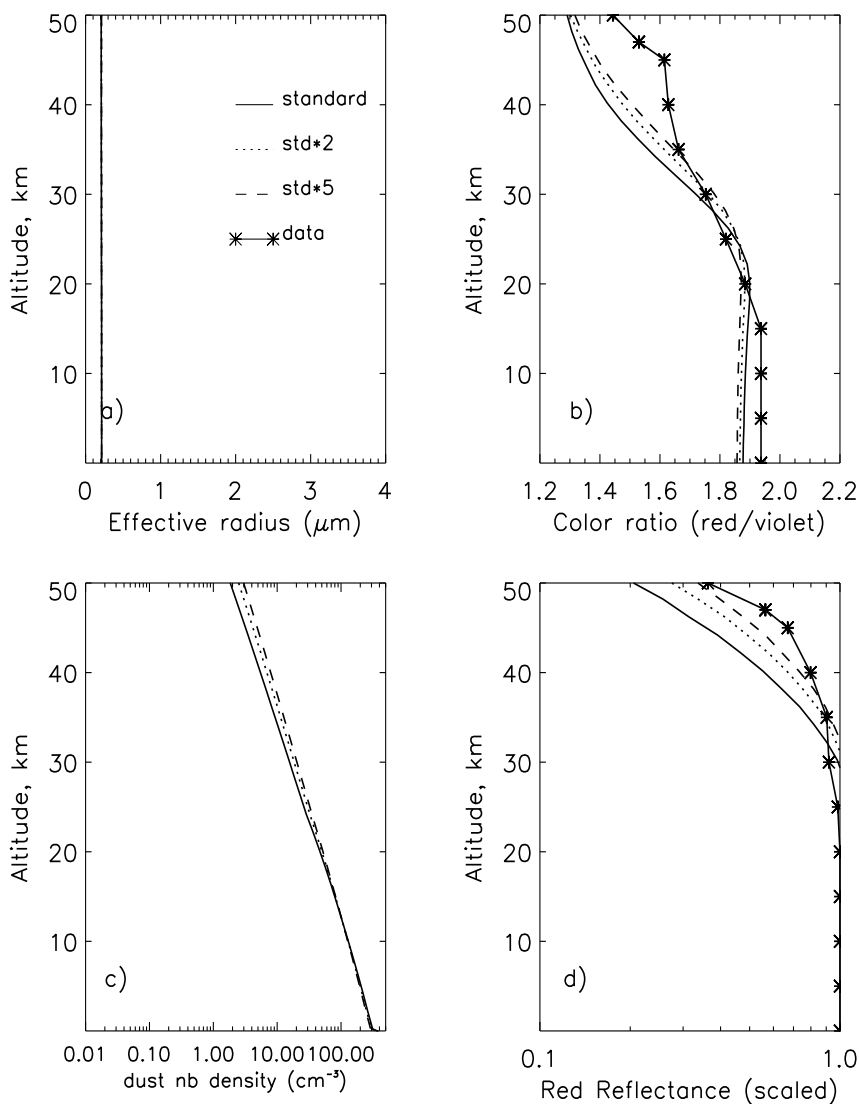


Figure 4.8 : Results yielded by the preferred dust model (DM 1) defined by $r_{eff}=0.2 \mu\text{m}$ and $v_{eff}=0.03$, in the case of simplified microphysical computations (no cloud scheme included). The three mixing scenarios used in this study are illustrated by different styles of curve (as labeled). Limb data points are reported in graph (b) and (d). (a) Vertical profile of r_{eff} . (b) Red to violet reflectance ratio versus height. (c) Plot of the dust particle number density as a function of height. (d) Reflectance profile for the red wavelength, where values are scaled by the one found near the ground, allowing a more convenient comparison with data.

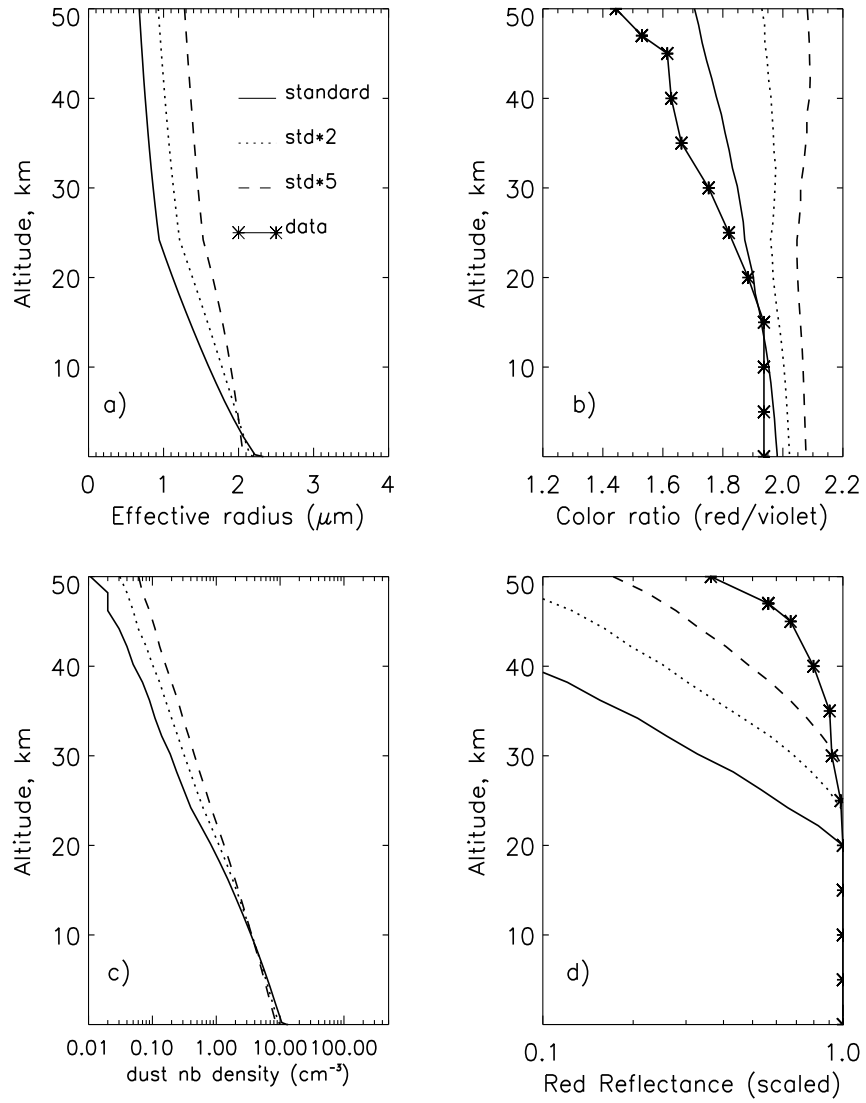


Figure 4.9 : Same as Fig. 8 but for the dust model (DM 2) inferred by Pollack et al. [1995] ($r_{eff}=1.8 \mu\text{m}$ and $\nu_{eff}=0.5$).

The bimodal hypothesis

Our selected monomodal model is not necessarily incompatible with the classical picture of Martian dust. We must propose a dust model which both explains the limb observations and is however consistent with previous estimates of r_{eff} . To do so, we undertook to test an alternative case consisting of a bimodal size distribution for Martian dust. Adding three parameters (effective radius and width of the additional peak, relative population of one mode to the other) appears to prevent accurate extraction of the dust model when considering the amount of unknowns of the problem. The preliminary study helped us to formulate reasonable guess of a relevant mode combination. Thus we formed our bimodal distribution (DM 3) by setting the main mode to the model of *Pollack et al.* [1995] (DM 2) and by adjusting an additional mode we supposed to be made of much smaller particles. It turns out that the best additional mode is identical to DM 1, while the population ratio of small to large particle is around 25 (Figure 13). Whereas the finer, easily lifted particles induce good structure of color ratio as well as consistent intensity profiles above 20 km, large particles enhance somewhat color ratio below this height (Figure 10).

4.3 Simulations with water-ice cloud

Considering a haze obtained while simulating water-ice cloud formation provides additional constraints for the selection of a dust model. The preliminary assessment detailed in the previous section raised crucial requirements from the *J86* multiple-color observations. The following analysis complements the previous one which solely focused on the dusty portion of the *J86* haze. The present part highlights the constraints yielded by the observed condensate layer (see Figure 3).

The current knowledge about Martian water-ice clouds assumes that ice particles form onto airborne dust nuclei. Thus complex interactions exist between these two types of aerosols. Moreover the formation and the evolution of a condensate cloud depend on the initial amount and on the supply of dust nuclei to the cloud level. As color ratios were also observed at the cloud elevation, we have precise constraints for the cloud pattern. For the present analysis, it helps us to indirectly verify the choice of our preferred dust model —i.e. the bimodal one— through the subsequent modeled cloud. Again with the observed color ratio and intensity profile, we can determine whether modeled profiles associated to any dust model are able to give a satisfactory fit.

Using the EMCD database to get the likely temperature profile for the location and time of interest, we find a cloud forming at a much lower height than was observed by *J86*. Therefore an offset of 60° in time was taken to obtain the desired water-ice cloud elevation. We assume an integrated water vapor content of 10 pr. μm similar to MAWD data at a period ($L_s=176^\circ$) preceding dust storm seasons during which MAWD detector was probably biased by shielding of dust (*Smith* [2001b]).

In order to emphasize the sensitivity of condensate cloud properties to varying dust models, we employed three different samples, i.e. DM 1, DM 2 and DM 3 (our preferred model). The presence of a cloud is likely to affect the photometric analysis of the haze below it. A condensate cloud may produce both significant spectral contrast and/or significant extinction before incident solar flux penetrates deeper in the atmosphere. This effect is strongly dependent on cloud opacity and cloud particle size. Consequently, it may more or less modify the interpretation of the portion of the profile assumed to be the result of scattering by dust. Fortunately, the *J86* profile (Figure 3) appears to be mainly continuous while capped by a small detached layer at around 50 km, the likely signature of a thin condensate cloud. To the first order, neglecting cloud constraints did not mislead the photometric analysis made in the previous section. In Figure 11 we show a comparison of results for DM 1 obtained in cases of “cloud” and “no cloud” modeling. DM 1 was chosen since it yielded the largest condensate cloud opacity and the smallest ice particles of all chosen samples, thus generating the largest extinction and spectral contrast. It shall be considered as an optimum case for analyzing a condensate cloud impact on the underlying scattered light profile. Departure of “cloud” from the “no cloud” case is most significant at the cloud elevation. Surrounding elevations are not affected photometrically by the cloud presence unless within a range

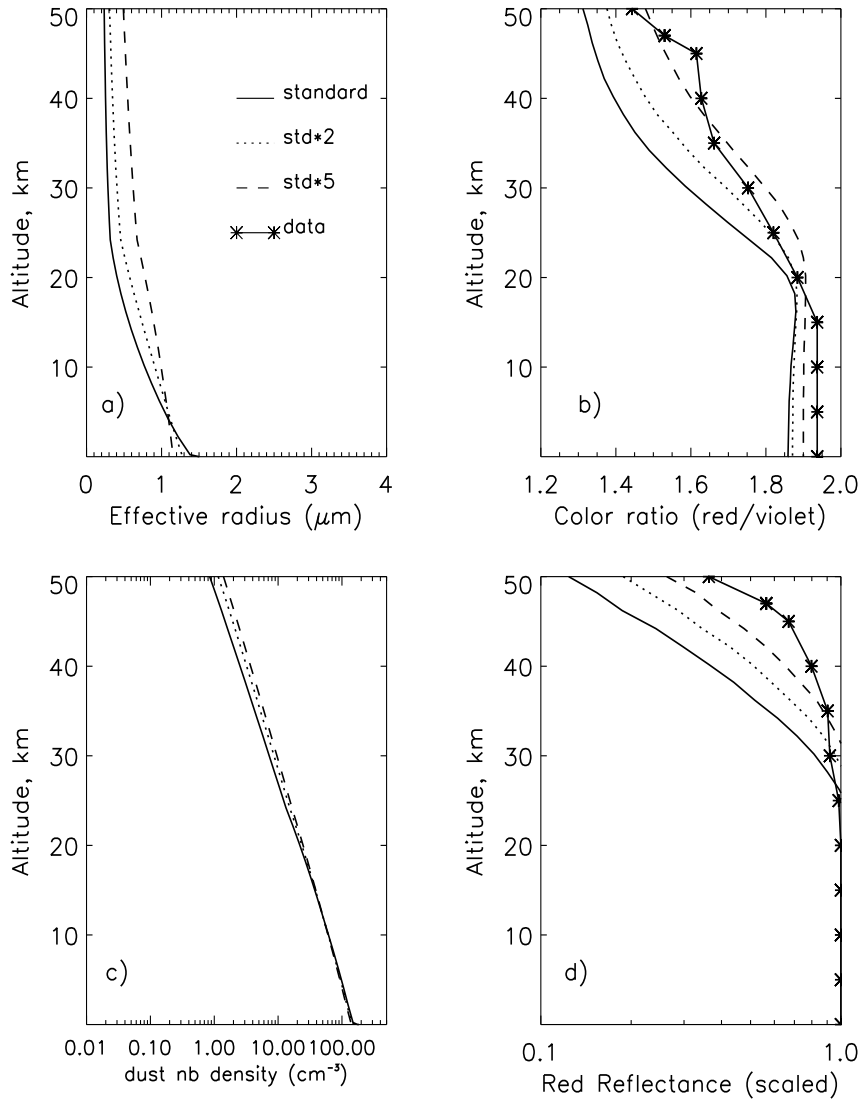


Figure 4.10 : Same as Fig. 8 but for the dust model (DM 2) inferred by Pollack et al. [1995] ($r_{eff}=1.8 \mu\text{m}$ and $\nu_{eff}=0.5$).

Dust Model type	$r_{eff}^{ice}, \mu\text{m}$	ν_{eff}^{ice}	n_{part}, cm^{-3}	Cloud opacity at $\lambda=0.6 \mu\text{m}$	Color ratio
DM 1	1.25	0.08	1.	0.023	1.42
DM 2	4.1	0.27	0.01	0.0023	1.67
DM 3	1.8	0.05	0.6	0.012	1.52

Tableau 4.1 : Modeled cloud characteristics, all values are given for $z=55$ km except for the opacity (total cloud extinction).

of 5 km, specifically between 45 and 60 km.

In all the cases of simulation, diurnal variations of temperature did not allow cloud opacity to fluctuate by more than a factor of 2 (not shown). All modeled clouds remain present throughout the day, exhibiting a peak of opacity at 6 h. At the local time of observations (~ 10 h), the morning increase of temperature forces saturation to drop to a lower ratio but still to remain larger than unity. As argued by *Chassefiere et al.* [1992], a steady state model is therefore appropriate to study such clouds formed at high altitudes.

Table 1 summarizes several cloud characteristics for the three cases of simulation. Simulations with DM 2 exhibit the largest differences from the *J86* data (Figure 12). The subsequent modeled cloud does not lead to a consistent reflectance curve, namely ten times less brighter than the one yielded by data. Similarly, the modeled color ratio profile exhibits much greater values than the data, suggesting that modeled ice particles are too large. DM 2 results contrast with DM 1 and DM 3 which compare better with the cloud data, suggesting more realistic condensate cloud properties. Thus particles of the Viking cloud likely have an effective radius lying between 1.3 and $1.8 \mu\text{m}$ at 55 km, while the cloud opacity in the visible can be approximated by a value of 0.02. A slight difference between DM 1/DM 3 and data is observed however at the top of the color ratio profile. DM 1 and DM 3 have their ratio constant above 55 km whereas observations show an inversion above this height, suggesting a decrease of the water ice particle size. It is the likely consequence of an inappropriate mixing strength in this part of the atmosphere. Since it has no consequence for the remainder of the analysis, we do not give further attention to this point. DM 1 and DM 3 results provide strong evidence that a large amount of dust nuclei is necessary for water vapor to condense, in order that modeled clouds agree with the detached layer of the observation. For an equivalent volume of water ice, the associated cross-section area of condensate particles is inversely proportional to their mean radius. The latter can be roughly viewed as inversely proportional to the cubic root of the dust nucleus number density. Again DM 2 suffers from the problem of dust confinement within lower layers. In comparison, dust models of finer particles require more important amount of particles in order to obtain the same visible opacity. Since their size favors their lifting toward higher altitude where condensation occurs, such dust models supply larger amounts of nuclei for nucleation process. This provides a straightforward explanation to the fact that larger condensate cloud opacities are found for DM 1 and DM 3 relative to DM 2.

The results of this section confirm the conclusion we drew in previous section although in this section only the vertical structure analysis of the dust haze was used. Extended microphysical modeling requires a small dust particle population in the higher region of the atmosphere in order to form a condensate cloud agreeing with data. Our results can be compared with those of the Phobos clouds studied by *Chassefiere et al.* [1992]. These authors derived similar values of cloud particle number density ($\sim 1 \text{cm}^{-3}$) from solar occultation at elevations higher than 40 km. This also implies that a large amount of dust nuclei was present to allow the formation of these clouds and thus confirms the present analysis of the cloud of *J86*. On the other hand, particles had smaller sizes, typically below $1 \mu\text{m}$. However, these facts added together provide additional arguments to support our hypothesis that the Martian dust distribution is most likely to be bimodal.

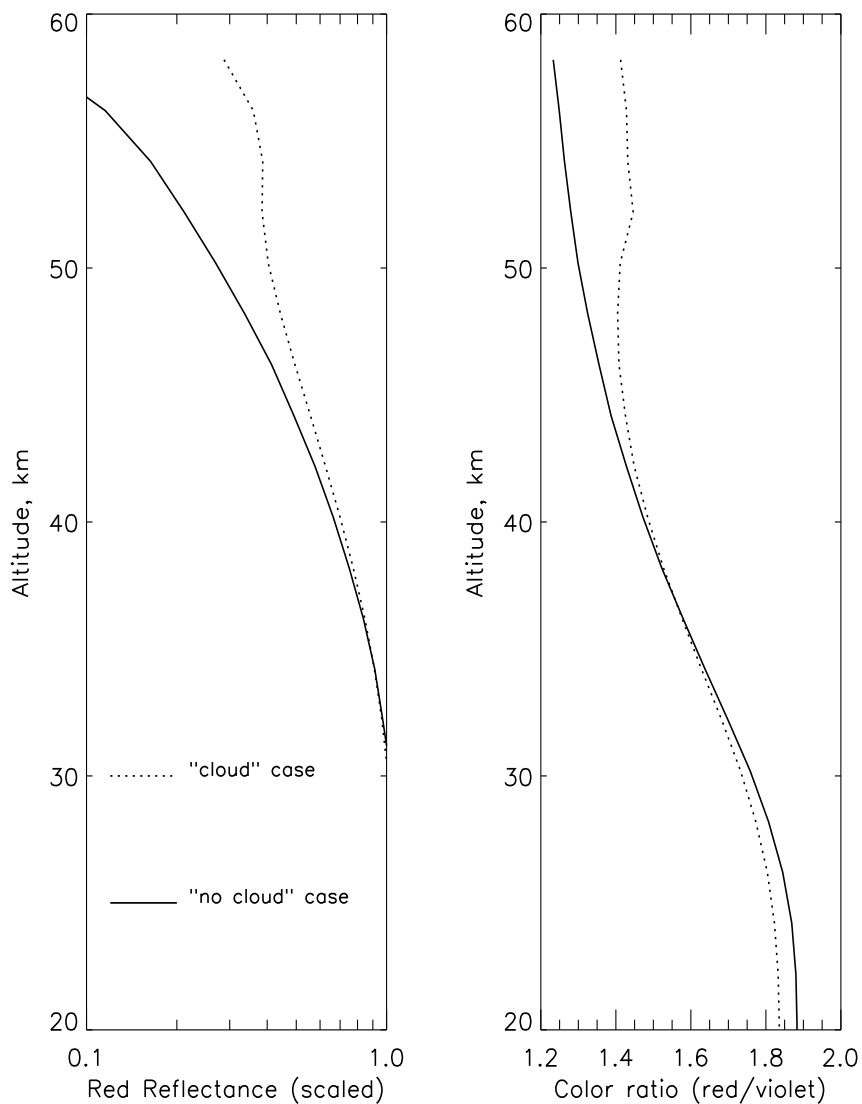


Figure 4.11 : Comparison between photometric simulations based on the simplified microphysical scheme, the "no cloud case", and on the complete microphysical simulation, the "cloud case", including mixing and sedimentation but also nucleation and condensational growth of ice particles. Results for Dust Model #1 (DM 1) were taken for illustration. Ice particles allow larger geometric cross-section area and thus enhance light scattering (left panel) while changing color ratio (right panel). For the full microphysical scheme, the subsequent presence of a condensate cloud at 50 km creates photometric deviations relative to the simplified scheme above 40 km. Differences between two cases become significant for elevations greater than 45 km.

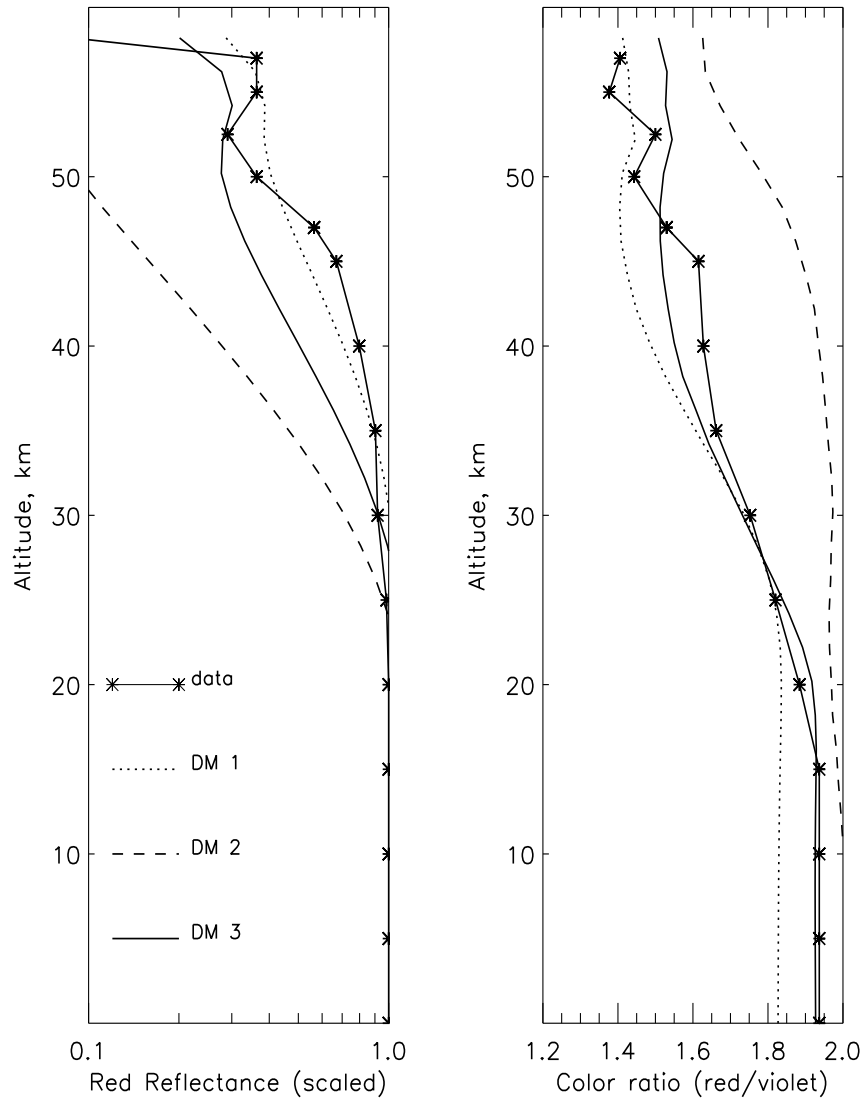


Figure 4.12 : Summary of the cloud simulations. The same presentation is used as Fig. 11. Results for DM 1, 2 and 3 are compared to limb data.

5 Discussion

A new perspective has been given to the Viking limb images of the Martian limb. Despite the limited set of images investigated in this study (only one pair), several implications were drawn from the simultaneous analysis of the same limb using two visible wavelengths (red and blue). Having many parameters to deal with complicates the task of limb data derivation. From a technical point of view, we are now able to give more accurate interpretations of the observed profile of color ratio. A color ratio difference between the ground haze and the higher altitude is commonly attributed to the presence of “bluer” condensate particles. We demonstrated that dust particles play a key role in the color ratio pattern exhibited by the observations of *J86*. Our study favored some elementary physical constraints in order to satisfy observational requirements. We are drawn to the conclusion that small dust particles dominate the upper atmospheric region (> 15 km) seen by Viking. Such type of dust ($r_{eff} > 0.2 \mu\text{m}$) is necessary not only to match the observed color ratio behavior in the dusty portion, but to obtain consistent condensate cloud properties too. In this way, we estimate the particle effective radius of the cloud seen by Viking to be around $1.5 \mu\text{m}$ with an effective width of 0.03. Cloud opacity should slightly exceed 0.02 in the visible range. The values obtained here are in remarkable agreement with the most recent observations of water ice clouds of *Pearl et al.* [2001]. Spectral signatures of clouds are found to be surprisingly invariant with seasons, implying unchanged particle size ($r_{eff} \sim 2 \mu\text{m}$).

However, while accounting for other observation retrievals [Korablev et al., 1993; Pollack et al., 1995; Tomasko et al., 1999], we postulated that Martian dust distribution was potentially bimodal. Indeed, the simultaneous presence of two peaks in the size spectrum provided significant improvements to modeled reflectance profiles. This hypothesis has already been formulated in previous studies [Chassefière et al., 1992; Markiewicz et al., 1999]. *Markiewicz et al.* [1999] reported an increasing effective dust radius with wavelength strongly suggesting an unaccounted contribution of Rayleigh scatterers, namely small particles. *Wolff et al.* (American Astronomical Society, DPS meeting #33, 2001) presented recent observations from the Emission Phase Function of the Thermal Emission Spectrometer onboard Mars Global Surveyor. Their results give similar values for the size parameter of dust as the common insight does. They also detected substantial seasonal and spatial changes of dust single scattering properties. Specifically, they found an increase of the visible to infrared ratio, implying a significant drop of particle effective size.

Based on our own analysis, together with the studies mentioned above, we feel that the “classical” picture of Martian dust should be revised. It makes sense to address the issue of the dust size function in this case. Our investigations of a bimodal form led us to conclude that it potentially had the best scattering properties to match series of observations. Measurements performed in arid regions of Africa are of great interest to investigate soil-derived aerosol behavior within environments resembling those of the Martian surface [d’Almeida, 1987]. It is interesting to find that Earth desert aerosols exhibit striking similarities to Martian species. A first point concerns the classification of weather conditions made by this author; fair weather, sandstorm episodes are also found to occur in the Martian atmosphere. All size distributions derived by *D’Almeida* [1987] yield strong absorption peaks at $10 \mu\text{m}$, clogging the atmospheric window as does Martian airborne dust in this spectral region. Siliceous clay component is assumed to induce such radiative properties in both cases. More striking is the visible to infrared ratio of about 2 one can readily infer from the work of *D’Almeida* [1987]. This ratio is found to decrease somewhat during sandstorm episodes. Its Martian counterpart has been widely documented and a canonical value for this ratio has been adopted, namely 2.5 [Martin, 1986; Toigo et Richardson, 2000]. *Toigo and Richardson* [2000] specifically focused on the ratio changes with season, arguing that a previous underestimate of water ice cloud contribution explained these changes.

Obviously, sandblasting is the common source process for both Martian and Earth desert soil-derived aerosols. Whereas it is not clear how this process could generate simultaneously more than one size mode, size functions of Saharan levitated dust exhibit separate peaks. Figure 13 shows a comparison between a sand size spectrum derived by *D’Almeida* [1987] and several models of Martian dust including the one we extracted in our analysis of the Viking limb images. It strongly supports the bimodal hypothesis for Martian dust. The terrestrial coarse

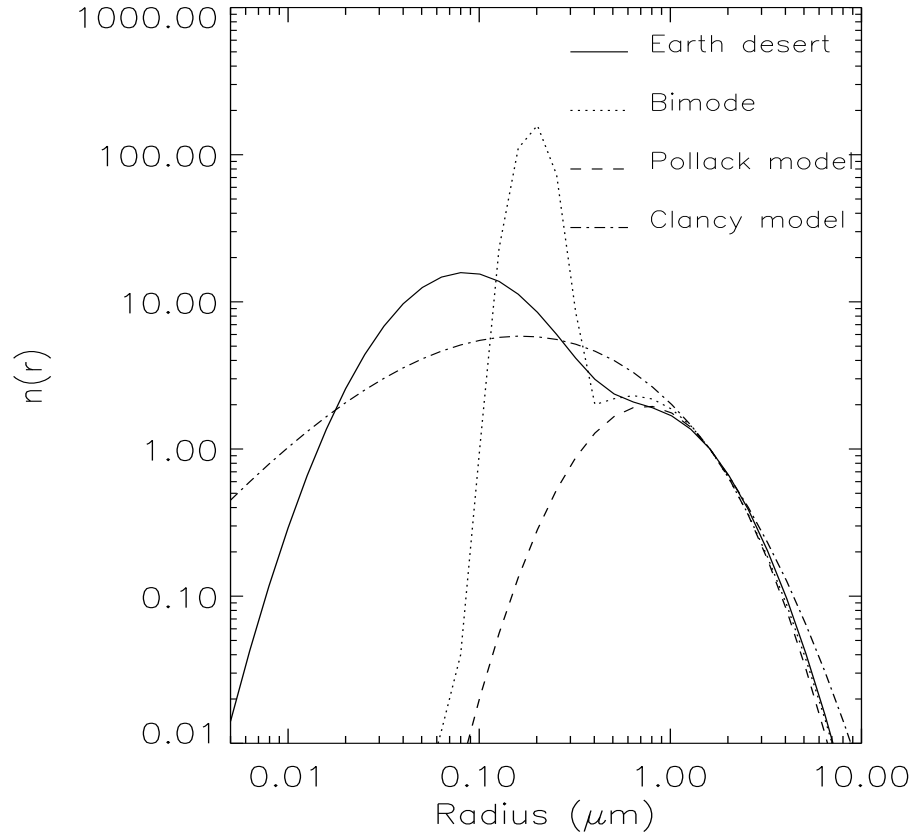


Figure 4.13 : A variety of dust size distributions derived from observations of the Martian atmosphere, including the one resulting from this work. In order to make a more convenient comparison, each distribution is normalized to the value found at a radius of $1.6 \mu\text{m}$. A dust distribution of the Saharan desert is also reported to show the strong similarities existing between the two species of aerosols in terms of granulometry. One can notice the difference in width of the small particle mode between our bimodal distribution and the terrestrial sample. It can be shown however that the strength of coagulation process on Mars prevents the stability of such broad submicron mode. On Earth, this effect is found to exert a lower influence.

mode (right peak of the spectrum) is identical to those inferred by Martian atmosphere soundings. Another insight has been given by *Gomes et al.* [1990] through their experiments in the Saharan desert using a cascade impactor. These experiments allowed to derive airborne dust size functions. Similar function shapes to those of *D’Almeida* [1987] were obtained, namely multimodal. These authors inquired into the origins of the submicron peak. By means of scanning electron micrographs, *Gomes et al.* [1990] were able to show that the mode of submicron particles had the same mineralogical composition than the coarse mode. Furthermore, given the dramatical increase of the submicron particle population during sandstorm episodes, the bimodal form of the size function became more apparent. Thus wind stress increases correspond to larger injections of submicron dusts into the atmosphere. Therefore they had irrefutable evidences that these submicron particles were the result of sandblasting process. Multimodal distributions for soil-derived aerosols are a potential consequence of lifting by winds and thus are a likely alternative for the Martian dust distribution.

6 Ce qu’il faut retenir...(abstract)

In this paper, we use a direct method which combines microphysics and photometric simulations of the Martian atmosphere. This approach allows to reproduce vertical profiles of the light scattered by the haze at the limb of Mars. Subsequent results are compared to a multiple-color image provided by the Viking orbiter camera. The “free parameters” of our study are related to vertical transport and dust size distribution. A sensitivity study has been conducted, encompassing a relevant range of parameters, in order to obtain the most satisfying multispectral modeled profile with respect to the one inferred from data. Except for an unlikely distribution of submicron particles ($r_{eff} \sim 0.2 \mu\text{m}$), no consistent fit can be obtained. This implies that size distributions of dust suggested by previous studies are not in agreement with the present analysis. This apparent discrepancy can be resolved by adding a separate peak of submicron particles to the size distribution previously extracted from Viking Lander images. Only in that case, can spectral and vertical structures of haze be successfully matched. Whilst a bimodal distribution would change the current picture of Martian dust, such distribution is a common representation of soil-derived aerosol size function in Earth deserts. We also attempted to derive information from the cloud shown in the Viking limb image. Our estimates suggest that cloud particle effective radius is around 1.2-1.8 μm while the cloud visible opacity is of 0.02.

- Chapitre 5 -

**le CEFE : Fractionnement isotopique
de l'eau lourde à la condensation**

L'étude théorique de l'apparition des nuages de glace d'eau dans l'atmosphère martienne constitue un sujet d'étude à part entière. C'est ce qui a motivé la réalisation du code de microphysique et c'est à cette fin qu'il a d'abord été utilisé. Pourtant, la vocation de cet outil numérique ne se limite pas uniquement à ce type d'étude. Parce que les nuages de glace d'eau constituent un cadre où opèrent une série de processus physiques, d'autres thèmes de recherche sont envisageables. Parmi ceux-ci, le devenir du HDO, un isotope de l'eau, est un exemple d'extension scientifique qui a pu être réalisée au cours de cette thèse. L'abondance relative de HDO/H₂O dans l'atmosphère martienne indique fortement que Mars a abrité une quantité plus importante d'eau par le passé; une grande partie s'étant échappée dans l'espace.

L'histoire du HDO est parallèle à celle de l'eau. Cependant, le HDO subit de multiples effets de fractionnement lui faisant emprunter une trajectoire sensiblement différente. C'est dans cette différence que pourrait s'être inscrite l'évolution de l'eau sur Mars depuis les grands bombardements météoritiques. L'intérêt scientifique du HDO s'avère donc considérable. Dans ce contexte, les nuages de glace d'eau tiennent un rôle particulier. Ils se situent au coeur d'un effet de fractionnement consécutif à la condensation et qui peut donc être étudié à l'aide du code microphysique; c'est le thème de ce chapitre.

La première partie établit la connexion entre le deutérium de la basse atmosphère (sous la forme de HDO) et le deutérium atomique de la haute atmosphère. L'accent est mis sur la nécessité de connaître précisément le cycle de processus menant de l'un à l'autre pour déterminer la quantité d'eau effectivement échappée vers l'espace. La deuxième partie décrit comment le traitement du HDO a été réalisé dans le code microphysique. Une synthèse des résultats obtenus est donnée dans la dernière partie. L'effet du fractionnement à la condensation y est établi et discuté.

1 Problématique du HDO dans l'atmosphère martienne

1.1 L'échappement vers l'espace

Il semble acquis que Mars n'a pas toujours été la planète sèche que l'on connaît aujourd'hui. La surface de Mars est couverte de traces d'anciens réseaux fluviaux. La présence d'un liquide, sans doute de l'eau, capable de modifier le terrain martien à l'échelle de la planète ne s'accorde qu'avec l'image d'un climat plus chaud et nécessairement beaucoup plus humide. Ces témoignages géologiques mis à part, l'enseignement isotopique est actuellement l'un des seuls éléments ayant conservé l'enregistrement d'une évolution importante du climat martien. L'ensemble des études liées à ce sujet se fonde sur les mesures en spectrométrie infrarouge effectuées par Owen et al. [1988] depuis la Terre. La détection des raies fondamentales de HDO et de H₂O a rendu possible la détermination du ratio d'abondances HDO/H₂O et par conséquent le ratio D/H. Ce dernier se situant à $(9 \pm 4) \times 10^{-4}$, l'abondance relative de deutérium sur Mars est supérieure d'un facteur 6 ± 3 à celle observée dans les océans terrestres (le Standard Mean Ocean Water, SMOW). Un ratio identique fut obtenu près de dix ans plus tard par Krasnopolsky et al. [1997]. En supposant qu'à la fois la Terre et Mars furent constituées de la même nébuleuse primitive et donc que les rapports isotopiques étaient initialement les mêmes sur les deux planètes, le rapport actuel D/H sur Mars peut être interprété comme résultant d'un enrichissement progressif en deutérium comparativement à la Terre.

L'échappement vers l'espace depuis la haute atmosphère des atomes D et H constitue une perte indirecte de molécules d'eau et d'eau lourde. Intégré sur des périodes géologiques, ce phénomène peut avoir vidé Mars d'une partie de son contenu initial en eau (lourde ou non). Le rapport D/H actuel semble s'expliquer par un échappement moindre du deutérium comparé à celui de l'hydrogène.

Etant deux fois plus lourd que H, D sera moins affecté par un échappement de type thermique¹. Il faut noter cependant que l'examen de la météorite QUE94201 par Leshin [2000] remet en cause l'hypothèse d'un rapport D/H initial identique à celui de la Terre. Un échappement de type hydrodynamique durant l'ère noachienne

¹L'agitation moléculaire s'assimilant à un mouvement aléatoire des molécules, la mécanique maxwellienne stipule qu'une partie d'entre elles atteignent une vitesse suffisante pour se libérer du champ gravitationnel

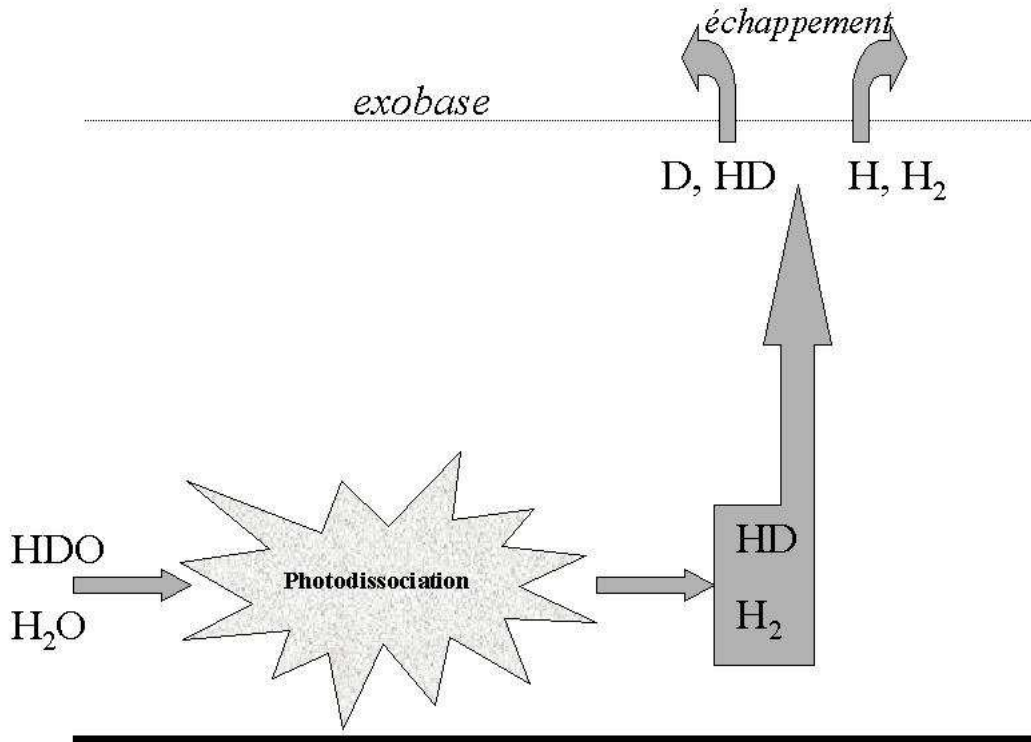


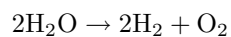
Figure 5.1 : Cycle des processus menant à l'échappement. Dans la basse atmosphère, HD et H₂ sont obtenus par une série de réactions photochimiques (cf. Nair et al. [1994] et Yung et al. [1988] pour la modélisation de la photochimie sur Mars) avec à la base la photodissociation de HDO et H₂O. HD et H₂ diffusent ensuite vers la haute atmosphère où ils donnent à la fois le deutérium et l'hydrogène atomique (réaction se produisant dans l'ionosphère). In fine, cet enchaînement de processus implique que le peuplement en atomes D et H de la haute atmosphère est intimement lié au devenir de HDO et H₂O dans la basse atmosphère.

(4 milliards d'années avant notre ère), où l'augmentation sensible de flux UV solaire aurait chauffé suffisamment l'exosphère pour produire un échappement thermique en masse, pourrait être à l'origine du rapport D/H (SMOW×2) trouvé sur la météorite. Mais qu'il soit thermique (*Jeans*) ou non, le taux d'échappement reste tributaire de la densité numérique des atomes de D et H dans l'exosphère. C'est à ce niveau que s'insère le lien entre le deutérium-hydrogène et HDO-H₂O. La Figure 5.1 retrace schématiquement les événements qui mènent de HDO et H₂O dans la basse atmosphère aux atomes D et H (ainsi que HD et H₂) de la haute atmosphère.

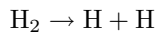
Trois étapes principales interviennent dans le peuplement de l'exosphère par les atomes D et H qui pourront ensuite s'échapper vers l'espace :

1. Production photochimique de H₂ et HD depuis HDO et H₂O
2. Transport de H₂ et HD jusqu'à la haute atmosphère
3. Dissociation de H₂ et HD en H et D dans l'ionosphère

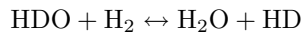
Dans la basse atmosphère ($z < 30$ km), l'équation bilan pour H₂O s'écrit :



Dans l'ionosphère ($z \sim 140$ km), H_2 est décomposé en H selon des réactions ioniques donnant au final :



Des bilans similaires peuvent être écrits pour HDO, HD et D ; dans ce cas la répartition du deutérium entre HDO et HD est contrôlée cinétiquement. Ceci peut être opposé à un contrôle de type thermodynamique basé sur la relation :



Néanmoins, la constante de réaction dictant l'équilibre thermodynamique est bien trop faible pour interférer sur le contrôle cinétique (suggéré par Yung et Kass [1998] sur la base de mesures en laboratoire et confirmé par la suite par Krasnopolsky [2000]). D'après les résultats du modèle photochimique de ces auteurs, la variable R – donnée par $(HD/H_2)/(HDO/H_2O)$ et caractérisant la répartition du deutérium entre les molécules HDO et HD – vaut 1.6.

De cette valeur, Yung et al. [1988] ont déduit le rapport F des échappements du deutérium sur celui de l'hydrogène. Pour $F=0$, le deutérium est totalement retenu par l'atmosphère, alors que pour $F=1$, il s'échappe aussi facilement que l'hydrogène. La valeur de 0.32 obtenue pour F se base sur un calcul ne faisant intervenir que l'échappement thermique. La perte d'eau attribuable à ce processus intégrée sur les dernières 3.6 milliards d'années se situe aux alentours de 3.6 m (en supposant que cette eau, une fois condensée, recouvre la totalité de la planète).

1.2 Réconcilier mesures et théorie

Il a fallu attendre les mesures en spectroscopie haute résolution du Hubble Space Telescope [Krasnopolsky et al., 1998] pour obtenir les premières détections du deutérium atomique en haute atmosphère ($z > 100$ km). La valeur théorique de $R=1.6$ donnée par Yung et al. [1988] se trouvant être plus grande d'un facteur 20 que celle déduite des mesures HST donnant 0.09, tout le cycle théorique du deutérium dans l'atmosphère martienne fut remis en cause. Méconnaissance des processus photochimiques, sous-estimation de l'influence de l'équilibre thermodynamique (possible catalyse de la réaction), processus inconnu entrant dans le cycle, les hypothèses avancées ne manquaient alors pas pour tenter d'expliquer le désaccord modèle/observation. L'avènement d'une telle énigme stoppait net toute tentative d'estimation de la quantité d'eau échappée [Yung et Kass, 1998].

Pourtant, c'est à travers l'étude d'un précurseur du deutérium atomique, le HDO, que s'est éclairci le mystère entourant le deutérium de la haute atmosphère. Grâce aux expériences en laboratoire de Cheng et al. [1999], il fut mis en évidence que le HDO subit un effet de fractionnement lors de sa photodissociation. La section efficace d'absorption de l'UV pour le HDO est plus importante que celle de H_2O à une longueur d'onde λ inférieure à 170 nm mais plus faible à λ supérieur. Cheng et al. [1999] utilisèrent un modèle pour déterminer les profils verticaux des taux de photolyse des isotopes de l'eau dans l'atmosphère martienne. Le CO_2 appauvrit en grande partie le spectre solaire de sa composante UV (notamment à $\lambda < 170$ nm) dans les basses couches de l'atmosphère. Il en résulte un pic de photolyse proche de 25 km pour HDO- H_2O et une production relative de HD inférieure à celle de H_2 d'un facteur 2.5 une fois intégrée sur toute la colonne. Bien entendu, un tel fractionnement n'avait pas été pris en compte dans les calculs de Yung et al. [1988]. Grâce à la découverte de cet effet, la valeur théorique de R se rapproche de celle mesurée (le facteur 20 les séparant initialement tombe en dessous de 10).

Cette différenciation HDO- H_2O à la photolyse se combine à un effet de fractionnement additionnel déjà connu sur Terre : le fractionnement à la condensation (le CEFE, contraction faite par Bertaux et Montmessin [2001] pour *Condensation Evaporation Fractionation Effect*). Les travaux récents de Fouchet et Lellouch [2000] se sont orientés sur le biais observationnel que pourraient créer les condensations différenciées de H_2O et de HDO dans l'atmosphère de Mars. L'hypothèse s'appuie sur un constat simple : la pression de vapeur saturante de HDO est inférieure à celle de H_2O . Les expériences en laboratoire de Merlivat et Nief [1967] ont permis de quantifier l'appauvrissement relatif en deutérium dans la phase vapeur de l'eau lorsque celle-ci est soumise à la condensation, l'isotope lourd tendant à se concentrer dans la phase condensée. Dansgaard [1964] fut le premier

à donner à cet effet un aspect météorologique en lui dédiant un modèle de précipitation dans l'atmosphère terrestre. En théorie, l'hygropause est le siège d'un fractionnement suffisamment important pour générer en parallèle une deutéropause : un niveau au-delà duquel l'atmosphère est fortement appauvrie en deutérium. Sur Terre, la comparaison des mesures du rapport HDO/H₂O dans l'océan et juste au-dessus de la tropopause [Moyer et al., 1996] est venue confirmer la réalité d'un tel effet (à la tropopause, HDO/H₂O=SMOW/3). Cependant, le méthane et son isotope deutéré CH₃D peuvent s'élever au-dessus de l'hygropause sans rencontrer de niveau de condensation. En subissant une série de réactions, CH₃D permet la recombinaison de HDO et HD à une altitude où le HDO ne peut être transporté directement. Ce transport vertical de deutérium par le méthane contrebalance l'effet du piège froid au niveau de l'hygropause. Le rapport D/H égal au SMOW observé par Bertaux et al. [1993] dans la haute atmosphère terrestre (100 km d'altitude) est une conséquence directe de cet apport parallèle de deutérium. Ramené au cas spécifique de l'atmosphère martienne, le fractionnement du HDO à la condensation pourrait limiter la production de HD en réduisant fortement la teneur en HDO d'une parcelle d'air humide qui s'élèverait jusqu'à l'altitude de photolyse.

Sur Mars, l'impact de la deutéropause n'est pas contrecarré par le méthane (en trop faible concentration). Puisque ce phénomène de piège froid n'avait pas été envisagé par Yung et al. [1988], il a motivé l'étude de Bertaux et Montmessin [2001] sur la base de notre code de microphysique afin de donner un support théorique solide au fractionnement du HDO durant la condensation. Les résultats de Bertaux et Montmessin [2001] suggèrent clairement que l'addition des différenciations à la photolyse et à la condensation est en mesure de retenir le deutérium sous forme de HDO dans les basses couches de l'atmosphère et d'expliquer la faible valeur de R déduite des mesures. Krasnopolsky [2000] a, de son côté, réactualisé l'étude de Yung et al. [1988] en tenant compte des deux effets de fractionnement, celui du CEFÉ étant grossièrement estimé. Un accord acceptable a été obtenu entre les observations du deutérium atmosphérique (que lui-même avait effectuées) et son modèle photochimique.

2 Modélisation du CEFÉ

2.1 Fractionnement isotopique lors du changement solide-vapeur de l'eau

La convention usuelle pour exprimer la concentration d'un isotope, en l'occurrence HDO, dans une masse d'air est d'utiliser la variable δ_v :

$$\delta_v = \frac{(\text{HDO}/\text{H}_2\text{O})_{\text{vapeur}} - (\text{HDO}/\text{H}_2\text{O})_o}{(\text{HDO}/\text{H}_2\text{O})_o} \quad (2.1)$$

où $(\text{HDO}/\text{H}_2\text{O})_o = (\text{D}/\text{H})_o \times 2 = 1.7 \times 10^{-3}$, concentration standard du HDO dans l'atmosphère martienne telle que l'a dérivée [Owen et al., 1988]. δ_v indique simplement l'écart relatif entre la concentration en HDO vapeur d'une parcelle d'air et la concentration standard.

Les expériences en laboratoire de Merlivat et Nief [1967] ont été consacrées au fractionnement isotopique du deutérium lors des changements de phase de l'eau. Ils ont ainsi pu mesurer le rapport de concentrations α de l'isotope HDO défini par :

$$\alpha = \frac{(\text{HDO}/\text{H}_2\text{O})_{\text{phase solide}}}{(\text{HDO}/\text{H}_2\text{O})_{\text{phase vapeur}}} = \frac{1 + \delta_s}{1 + \delta_v}$$

où δ_s est l'écart de concentration de HDO dans la glace d'eau par rapport à la valeur standard. Dans le cas de la condensation, le fractionnement entre deux isotopes tels que ¹H²D¹⁶O et ¹H₂¹⁶O s'explique par leur différence de poids moléculaire, un poids supérieur conférant une pression de vapeur saturante légèrement plus faible. Cela implique qu'un isotope lourd comme le HDO soit relativement plus concentré dans la phase condensée. En faisant varier expérimentalement la température T entre 240 K et 270 K, Merlivat et Nief [1967] ont pu tirer

une relation pour le coefficient de fractionnement α s'écrivant

$$\ln \alpha = \frac{16288}{T^2} - 9.34 \times 10^{-2} \quad (2.2)$$

Malgré l'absence de mesures à des températures suffisamment basses pour être représentatives des conditions martiennes, il nous a semblé justifié d'extrapoler (2.2) à la gamme de températures envisagée pour notre étude (typiquement autour de 180 K). En effet, la relation (2.2) vient confirmer les calculs théoriques issus de la mécanique quantique qui prévoient une expression du type :

$$\ln \alpha = f(1/T^2)$$

Par la suite, nous emploierons le terme d'équilibre isotopique pour caractériser l'absence d'échanges isotopiques entre une phase gazeuse et sa phase condensée. Cette notion nécessite d'ailleurs d'être précisée dans le cas de la transformation vapeur-glace car, comme le signalent Merlivat et Nief [1967] : le coefficient de diffusion des molécules HDO dans la glace étant très petit ($10^{-14} \text{ m}^2.\text{s}^{-1}$), il n'est pas possible de réaliser un équilibre isotopique entre un bloc de solide et la vapeur l'entourant. La phase gazeuse au contact de la glace est en équilibre isotopique uniquement avec la surface de celle-ci. Par conséquent, un échantillon de glace comportera un gradient de concentrations d'eau lourde généré par la variation éventuelle de température (et donc de α) au cours de sa formation mais aussi par appauvrissement croissant de la phase gazeuse en eau lourde durant la condensation (effet de distillation). De cette manière, flocons de neige et grêlons parviennent à conserver l'enregistrement des différentes étapes de leur croissance, au contraire des gouttes de pluie dont le contenu isotopique s'homogénéise très rapidement (la diffusion moléculaire dans l'eau liquide étant 100 000 fois plus rapide que dans la glace) [Jouzel, 1984].

Le fractionnement à la condensation est compliqué par la cinétique du processus de condensation. En effet, le poids supérieur de l'isotope lourd (le HDO) restreint sa mobilité moléculaire et donc sa capacité à diffuser dans un environnement gazeux par rapport à celles de l'isotope léger (H_2O). Or, le coefficient de diffusion est un paramètre clé du flux de condensation. Si la condensation n'est pas assez prompte pour maintenir un équilibre entre les phases, i.e. pour rester en permanence à sursaturation négligeable, la composante cinétique affecte significativement le fractionnement. Dans le cadre expérimental décrit par Merlivat et Nief [1967], la conversion vapeur-glace est suffisamment lente pour que le système reste en permanence proche de l'équilibre entre phases et donc de l'équilibre isotopique. Cependant, la formation de la glace dans la nature s'effectue rarement en équilibre isotopique avec l'environnement. Par exemple, les nuages de glace polaires terrestres rencontrent des conditions dans lesquelles la vapeur qui se condense doit diffuser dans un air fortement sursaturé (120% d'humidité relative, [Jouzel et Merlivat, 1984]). Les titrages *in situ* en deutérium de la glace ont clairement montré que l'effet de fractionnement réel n'était pas celui de la relation (2.2) [Jouzel et Merlivat, 1984]. Il s'est donc avéré nécessaire à ces auteurs de reconsidérer cette formulation afin de lui inclure l'effet de la cinétique. Une fois prise en compte, leur correction a permis d'obtenir une relation valable en conditions ■ réelles ■. Pour comprendre leur démarche, nous rappelons ici l'expression de la croissance par condensation vue dans le paragraphe 3.1 du chapitre 2 :

$$\frac{dm}{dt} = 4\pi r D \dot{m}_w (n_v - n_s) \quad (2.3)$$

où dm/dt est la masse d'eau se condensant par unité de temps, \dot{m}_w la masse d'une molécule d'eau, r le rayon du cristal, $(n_v - n_s)$ le gradient de molécules d'eau à l'état vapeur entre l'environnement (indice v) et la surface du cristal (indice s) et D le coefficient de diffusion de la vapeur d'eau dans l'air. Cette expression peut s'appliquer à l'eau lourde :

$$\frac{dm'}{dt} = 4\pi r D' \dot{m}'_w (n'_v - n'_s) \quad (2.4)$$

où les quantités associées au HDO sont cette fois reperées par un prime. Les relations (2.4) et (2.3) sont liées entre elles de la manière suivante :

$$\left(\frac{1}{\dot{m}_w} \right) \times \frac{dm}{dt} = \left(\frac{1}{\alpha_c R_v \dot{m}'_w} \right) \times \frac{dm'}{dt}$$

où R_v la concentration de HDO dans l'eau à l'état vapeur et α_c est le rapport de concentrations du HDO dans le flux de condensation. α_c est donc le coefficient de fractionnement ■réel■, il diffère de α tant que le processus est de condensation se trouve hors équilibre ($dm/dt \neq 0$). Par contre, la surface du cristal est bien en équilibre isotopique avec la vapeur immédiatement en contact, on a donc :

$$n'_s = \frac{R_s}{\alpha} n_s$$

où α est le coefficient de fractionnement à l'équilibre isotopique donné en (2.2) et R_s la concentration de HDO dans l'eau solide en surface du cristal. (2.4) peut donc s'écrire

$$(\alpha_c R_v \frac{\dot{m}'_w}{\dot{m}_w}) \times \frac{dm}{dt} = 4\pi r D' \dot{m}'_w (R_v n_v - \frac{R_s}{\alpha} n_s)$$

α_c étant égal à R_s/R_v , on obtient :

$$\alpha_c R_v = \frac{D'(R_v n_v - R_s \alpha^{-1} n_s)}{D(n_v - n_s)}$$

Le rapport de saturation ambiant S de la vapeur d'eau étant donné par n_v/n_s , nous obtenons une expression de α_c identique à celle de Jouzel et Merlivat [1984], à savoir :

$$\alpha_c = \frac{\alpha S}{\alpha(D/D')(S-1) + 1} \quad (2.5)$$

A l'équilibre, $S = 1$ et (2.5) se ramène à (2.2), pour $S > 1$ α_c décroît. La Figure 5.2 permet de visualiser la gamme de valeurs que couvre α_c . Précisons qu'aucun fractionnement n'intervient durant la sublimation en raison de la diffusivité négligeable du HDO dans la glace. HDO et H₂O sont donc relâchés dans les proportions qui étaient les leurs dans la phase condensée.

2.2 Le HDO dans le code microphysique

L'objet de notre étude s'appuie sur la capacité de notre code microphysique à simuler les multiples processus impliqués dans la formation et de l'évolution des nuages de glace d'eau. Notre code a reçu les modifications nécessaires afin de le rendre apte à modéliser le devenir du HDO en phase glace et vapeur. Ainsi, ce dernier est traité comme une espèce trace soumise aux processus de diffusion turbulente, de condensation (et donc de fractionnement), de sédimentation. . . Dans notre modèle, l'information relative au HDO est inscrite dans le titrage en deutérium à toutes les altitudes de la vapeur et des cristaux de glace (pour chaque taille).

Le modèle de précipitation de Dansgaard [1964] et par extension celui de Fouchet et Lellouch [2000] différencie deux modes de fractionnement : nuage ouvert et nuage fermé. Si cette nuance est justifiée dans le cas des nuages terrestres, elle ne l'est pas dans le cas des nuages martiens. L'élaboration de ces deux types de modèle où les conditions régnant dans les nuages autorisent un échange isotopique entre phase vapeur et phase condensée. les différents environnements dans lesquels peuvent se produire le fractionnement au sein des nuages (des expériences ont montré par exemple que le modèle fermé convenait mieux aux cas de fractionnement dans des conditions orageuses). Dans le premier cas (nuage ouvert aussi appelé modèle de Rayleigh), seul le flux de condensation de HDO est en équilibre isotopique avec la vapeur ; la masse condensée déjà présente n'a pas le temps physique de se mettre elle aussi en équilibre car elle est supposée quitter le nuage par précipitation immédiatement après sa formation. Dans l'autre cas, le nuage est dit ■ fermé ■, la proportion de HDO dans le flux de condensation est telle que l'ensemble masse condensée (qui cette fois n'a pas quitté le nuage par précipitation) et masse condensant est en équilibre isotopique avec la vapeur. L'étude de Fouchet et Lellouch [2000] ne dispose pas de critère leur permettant de favoriser une des deux approches en particulier.

Cependant, dans le cas de la conversion vapeur-glace, une telle distinction n'a en fait pas lieu d'être car comme le signalent Merlivat et Nief [1967] : ■ Le coefficient de diffusion des molécules HDO dans la glace étant

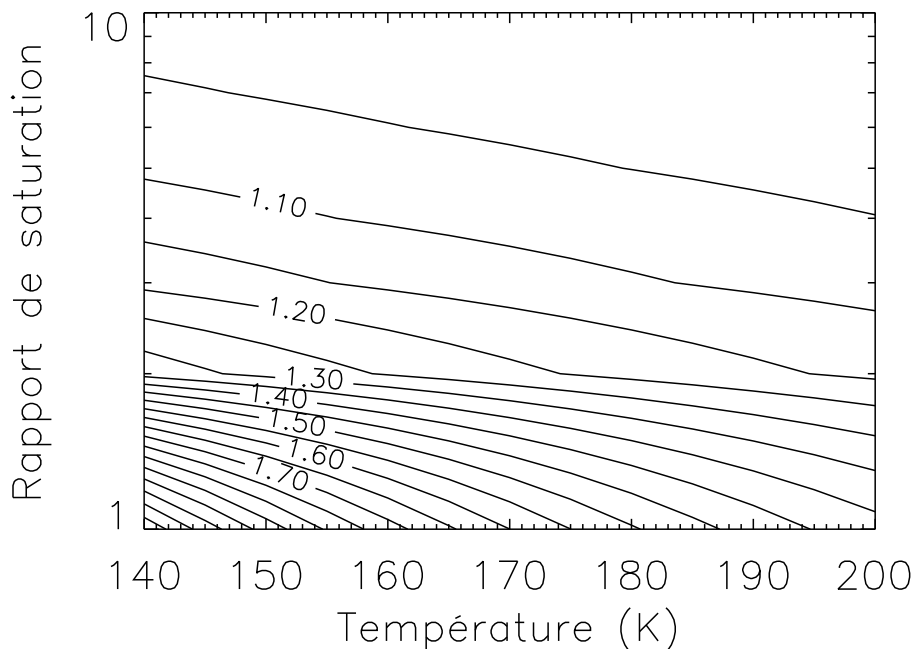


Figure 5.2 : Isocontours de α_c donnés en fonction de la température et du rapport de saturation. Aux températures martiennes, les valeurs de α_c s'échelonnent entre 1.2 et 2 (dans le cas de l'équilibre isotopique). A noter que l'effet de distillation perd très rapidement de son efficacité entre $S=1$ et $S=2$.

très petit ($10^{-14} \text{ m}^2 \cdot \text{s}^{-1}$), il n'est pas possible de réaliser un équilibre isotopique entre un bloc de solide et la vapeur l'entourant ■. La phase gazeuse au contact de la glace est en équilibre isotopique uniquement avec la surface de celle-ci. Si le modèle fermé est, dans certains cas, le mieux adapté aux nuages de gouttes liquides où l'échange isotopique entre phases est à prendre en considération ; seul le modèle ouvert représente correctement le fractionnement à l'intérieur des nuages constitués de cristaux (c'est l'approche employée par Jouzel et Merlivat [1984] pour étudier les nuages polaires terrestres). Ce choix s'effectue simplement en considérant que l'ensemble masse condensée+masse condensant ne peut pas, physiquement, se mettre en équilibre isotopique avec la vapeur environnante.

Suivant cette idée, on peut imaginer qu'un même cristal est constitué d'une superposition de couches de glace de natures isotopiques différentes. Ainsi, sa coupe radiale devrait faire apparaître un gradient du rapport D/H. L'état actuel du code ne permet pas de disposer de cette information en sortie. Le coût de développement est trop grand comparé à l'importance physique d'un gradient de D/H dans les cristaux. En effet, dans une majorité de cas, la sublimation est suffisamment rapide pour signifier la disparition quasi-immédiate de la totalité de la glace d'eau dans un milieu sous-saturé. En conséquence, seul le contenu total en HDO est connu pour un cristal à une taille et à une altitude données.

3 Résultats

Le but de notre modélisation est d'obtenir des profils verticaux de δ_v dans des conditions météorologiques spécifiées en entrée de code. A défaut de pouvoir dresser une véritable climatologie du CEFE, nous passerons en revue une série de conditions reflétant la variabilité saisonnière de la température et de l'abondance de vapeur d'eau dans l'atmosphère de Mars. Cette approche reprend celle employée par Fouchet et Lellouch [2000] qui a

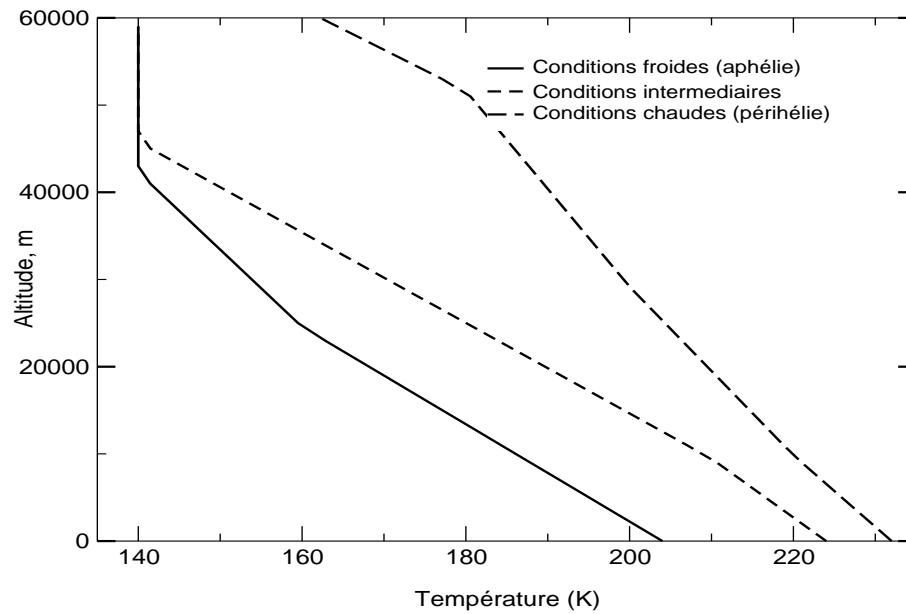


Figure 5.3 : Profils verticaux de température utilisés pour les trois cas type de simulation.

l'intérêt de faire varier significativement l'altitude de l'hygropause et donc de tester l'efficacité du CEFE dans des environnements qui sont plus ou moins favorables à son action.

3.1 le CEFE à différentes saisons

En suivant le protocole observé par Fouchet et Lellouch [2000], nous avons l'occasion de confronter notre version du code aménagée pour le HDO avec un outil dont la pertinence scientifique a déjà été établie lors d'études de cas terrestres. En conséquence, nous reprendrons les différents profils thermiques utilisés par ces auteurs pour simuler différentes saisons à l'équateur :

- Lors de l'**aphélie**, c'est à dire au printemps Nord, où la planète est sur le point le plus éloigné du soleil sur sa trajectoire orbitale. Réduction du flux reçu, baisse sensible des températures, nous assimilons ce cas à des conditions froides. Le profil thermique est issu des mesures HST effectuées par Clancy et al. [1996] ;
- Des conditions chaudes du printemps/été Sud, c'est à dire la **périhélie**. Le profil est, une fois encore, donné par les observations HST de Clancy et al. [1996]. La différence avec les conditions de l'aphélie peuvent se résumer par un écart de près de 20 K ;
- Des conditions **intermédiaires**, à mi-chemin entre les conditions précédentes. Ces conditions ne sont pas celles d'une réalité ■ terrain ■, mais celles obtenues par le Modèle de Circulation Générale du LMD pour la période de la périhélie sur la base d'une charge en poussière faible.

Ces trois profils thermiques sont tracés sur la Figure 5.3. Les résultats de cette partie sont issus de *run* à profils de températures stationnaires. Les mesures de Clancy et al. [1996] ne pouvant produire de suivi journalier, elles correspondent à un état moyen quotidien de l'atmosphère. Le chapitre 3 a clairement établi l'importance du cycle quotidien de condensation/sublimation. Une simulation supplémentaire, présentée dans une partie suivante, a permis d'évaluer l'impact de ce cycle sur le comportement du CEFE. Néanmoins, négliger cet aspect de la météorologie ne modifie pas fondamentalement les enseignements qui peuvent être tirés de la présente étude.

En parallèle aux différents profils thermiques employés, le contenu intégré en vapeur d'eau est lui aussi soumis à variation. Trois contenus sont envisagés (3, 10 et 30 pr. μm) pour chaque condition. Nous disposons donc d'un panel de neuf simulations au total. Contrairement au modèle simplifié de précipitation de Dansgaard

[1964], le code de microphysique nécessite l'emploi de paramètres tels que k_d (pour représenter le transport atmosphérique), le coefficient m pour la nucléation, et la charge en poussière (autrement dit le nombre de noyaux de condensation). Pour k_d , nous nous appuyons sur la valeur préconisée par Clancy et al. [1996], à savoir une valeur de $100 \text{ m}^2 \cdot \text{s}^{-1}$ dans toute la colonne. m est fixé à 0.945 conformément au ■ consensus microphysique ■ [Michelangeli et al., 1993; Colaprete et al., 1999]. Concernant la poussière, la distribution en taille utilisée est celle de Pollack et al. [1995] ($r_{eff}=1.8 \mu\text{m}$). La charge en poussières, ajustée par l'intermédiaire de l'épaisseur optique, est fixée en fonction des conditions thermiques. Des charges de 0.1 et de 2 sont attribuées respectivement aux simulations froides et chaudes (ces valeurs sont tirées de Clancy et al. [1996]), une charge de 0.1 est employée pour le *run* intermédiaire.

Simulations en conditions froides

Nous l'avons signalé précédemment, le printemps Nord coïncide avec le minimum d'ensoleillement. Pour l'équateur, cela se traduit par un minimum saisonnier de températures. La ceinture équatoriale de nuages qui se développe à cette époque est un témoignage direct de ces conditions relativement froides. Dans la configuration que nous lui avons donnée, le code est en mesure de produire les résultats de la Figure 5.4 pour δ_v . Ces profils se comparent très bien avec ceux obtenus par Fouchet et Lellouch [2000]. Ils se caractérisent par un appauvrissement très important de HDO vapeur au-dessus de l'hygropause. A plus de 40 km, le rapport D/H dans les molécules d'eau n'est seulement qu'à un dixième (voire à un cinquième) de sa valeur près du sol. L'effet du confinement du deutérium est perceptible par les valeurs de δ_v positives sous l'hygropause. Le surcroît de concentration de HDO dans les cristaux est transféré vers le bas par sédimentation puis relâché par sublimation. La basse atmosphère est donc enrichie du deutérium qui a été prélevé des niveaux supérieurs à l'hygropause. Ainsi, l'effet de pompage déjà mentionné pour l'eau est accentué dans le cas du HDO en raison du fractionnement.

La structure verticale des profils de δ_v est dictée par les profils de température et de rapport de saturation de la vapeur d'eau. La décroissance en température s'accompagne d'une élévation du coefficient de fractionnement α_c ainsi qu'indiquée par la Figure 5.2. De plus, la pression de vapeur saturante décroît plus vite avec l'altitude que la pression partielle de vapeur d'eau si celle-ci était uniformément mélangée. La combinaison de ces deux effets implique que le fractionnement se fait de plus en plus sentir à mesure que l'on s'élève dans l'atmosphère. Pour la simulation la plus humide (30 pr. μm), il n'y a pas d'hygropause, l'atmosphère étant saturée juste au-dessus de la surface. Il en résulte un fractionnement opérant sur l'ensemble de la colonne. Ce cas semble néanmoins peu représentatif, il n'a d'ailleurs jamais été observé d'hygropause si basse à l'équateur Smith [2002].

Simulations en conditions intermédiaires

En comparaison des simulations précédentes, les simulations de type intermédiaire se caractérisent par une élévation sensible de l'altitude de l'hygropause (au dessus de 20 km versus moins de 10 km précédemment). L'impact du fractionnement sur les profils de δ_v reste notable mais une tendance déjà amorcée dans les *run* précédents se confirme au vue de la Figure 5.4 : l'augmentation du niveau de l'hygropause se corrèle à une diminution de l'effet de fractionnement. Près de 15% séparent les simulations à 30 et 3 pr. μm et plus de 30% si l'on considère la simulation la plus humide des conditions à l'aphélie. C'est à ce niveau qu'interviennent les contraintes physiques liées à l'utilisation de notre code microphysique pour simuler le CEFÉ. En effet, nos résultats contrastent avec ceux de Fouchet et Lellouch [2000]. Dans le cas de leur modèle de nuage ouvert à α variable², leurs résultats indiquent une disparition totale de HDO ($\delta_v=-100\%$) quelques kilomètres au-dessus de l'hygropause. Quels que soient l'abondance de vapeur d'eau et le profil thermique employés pour leurs simulations, cette disparition caractérise leurs profils verticaux de δ_v (cf. Figure 5.5). Ce contraste, en terme de résultats, entre notre modèle et le leur est dû à nos représentations différentes de la formation nuageuse sur Mars. Dans le modèle de Fouchet et Lellouch [2000], il est supposé que la convection à grande échelle est à l'origine du refroidissement d'une masse d'air humide par élévation de celle-ci. Dans ce cas, le trajet ascendant d'une parcelle dans la zone de condensation s'assimile à un appauvrissement permanent de sa vapeur

²Les données expérimentales sur α , valides entre 230 K et 270 K, ont incité Fouchet et Lellouch [2000] à traiter un cas où α reste constant en-dessous de 240 K.

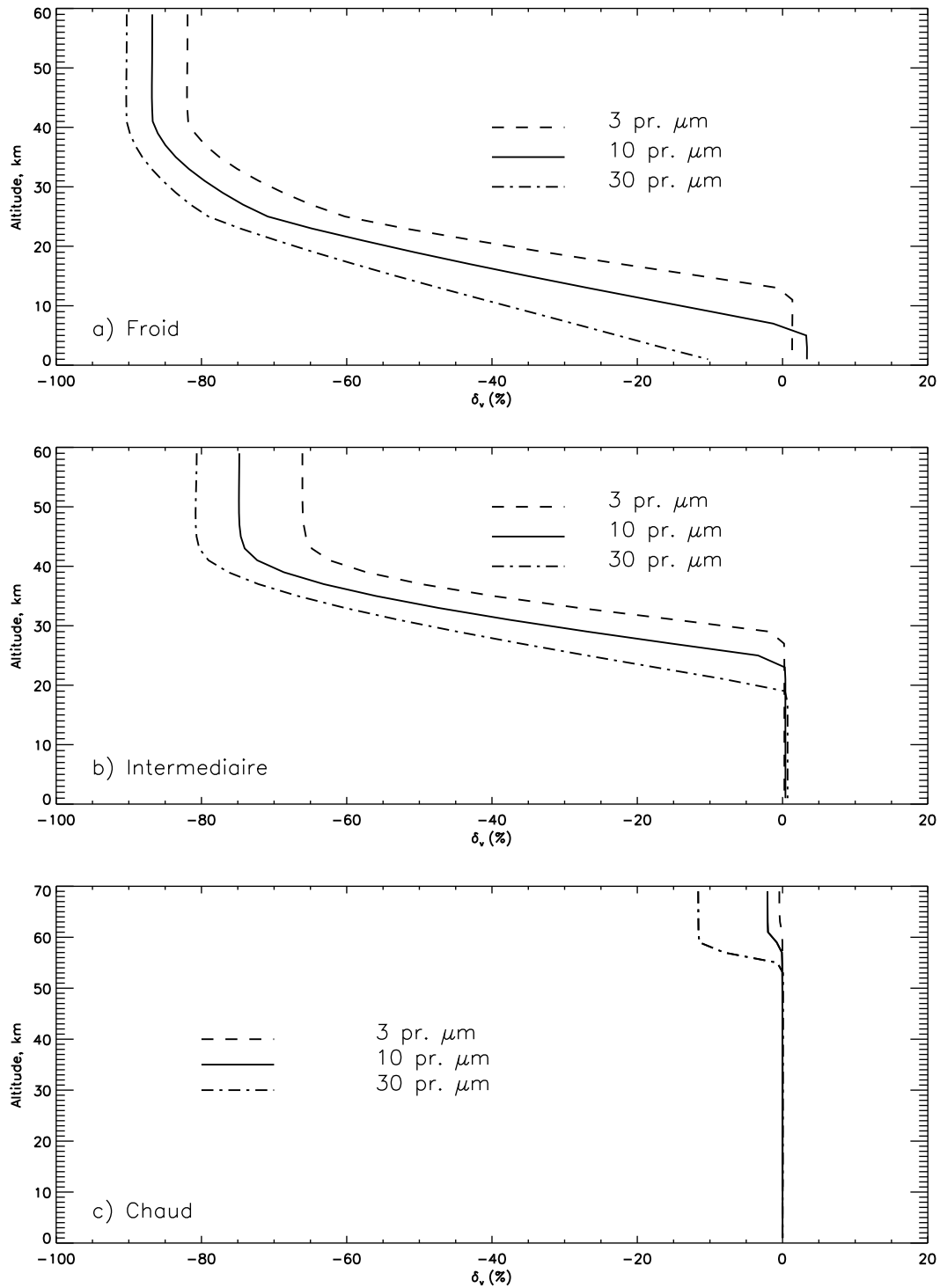


Figure 5.4 : Profils verticaux de δ_v pour les trois contenus en vapeur d'eau : **a)** Conditions froides (aphélie), **b)** Conditions intermédiaires, et **c)** Conditions chaudes (périhélie).

d'eau en deutérium. Dans notre modèle, le mélange des masses d'air est seul responsable du transport vertical. Une communication s'établit donc entre masses d'air situées au-dessous et au-dessus de l'hygropause. Le HDO vapeur, confiné sous ce niveau, peut diffuser et réapprovisionner les niveaux supérieurs appauvris en deutérium. Le mélange est d'autant plus apte à limiter l'appauvrissement de la colonne (en uniformisant le gradient vertical de concentration de HDO) que la portion d'atmosphère sous-saturée, et donc non soumise au CEFE, est plus importante. Ce dernier point explique la tendance affichée par notre modèle à diminuer l'effet de fractionnement lorsque l'hygropause s'élève.

Ascendance ou/et mélange, il est difficile d'évaluer la contribution respective de ces processus dans la formation des nuages. Dans certains cas, le transport vertical par ■ eddy ■ diffusion ne peut satisfaire le type de transport d'une zone de forte ascendance [Chassefière et Blamont, 1992]. On peut finalement conclure que, comparés au modèle de Fouchet et Lellouch [2000], nos résultats constituent une limite inférieure de l'efficacité du CEFE.

Simulations en conditions chaudes

Ces simulations nous donnent l'occasion de discuter de l'impact de certains processus sur le comportement du fractionnement. Dans les conditions météorologiques de la périhélie à l'équateur, les températures mesurées sont environ 20 K plus élevées que celles obtenues à l'aphélie. L'hygropause suit une élévation conséquente à ce réchauffement et se situe au-dessus de 55 km. La faible portion d'atmosphère affectée par la condensation limite plus encore les valeurs de δ_v conformément à ce qui a été évoqué dans la partie précédente. La Figure

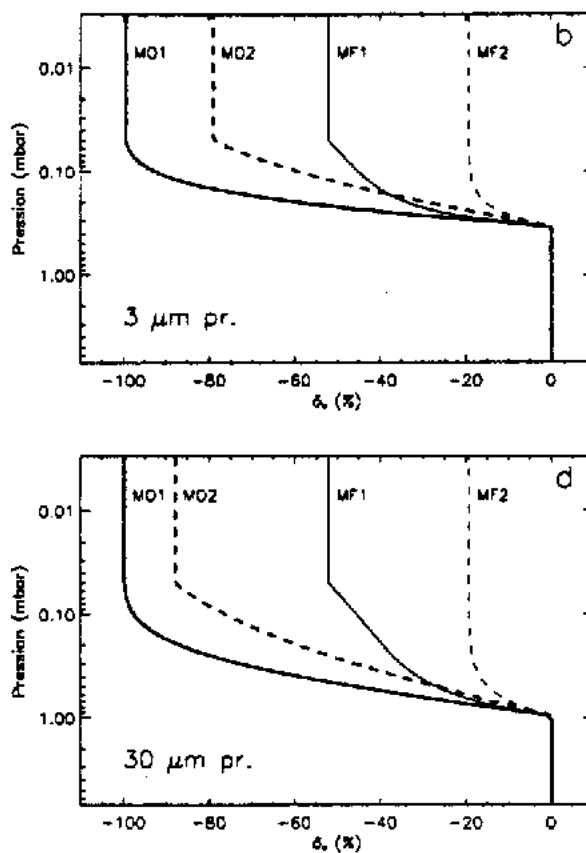


Figure 5.5 : Profils verticaux de δ_v extraits de Fouchet [2000b] dans les conditions intermédiaires pour des contenus en vapeur d'eau de 3 et 30 μm . La courbe annotée MO1 (modèle ouvert à α variable) est à comparer directement avec nos profils b) de la Figure 5.4.

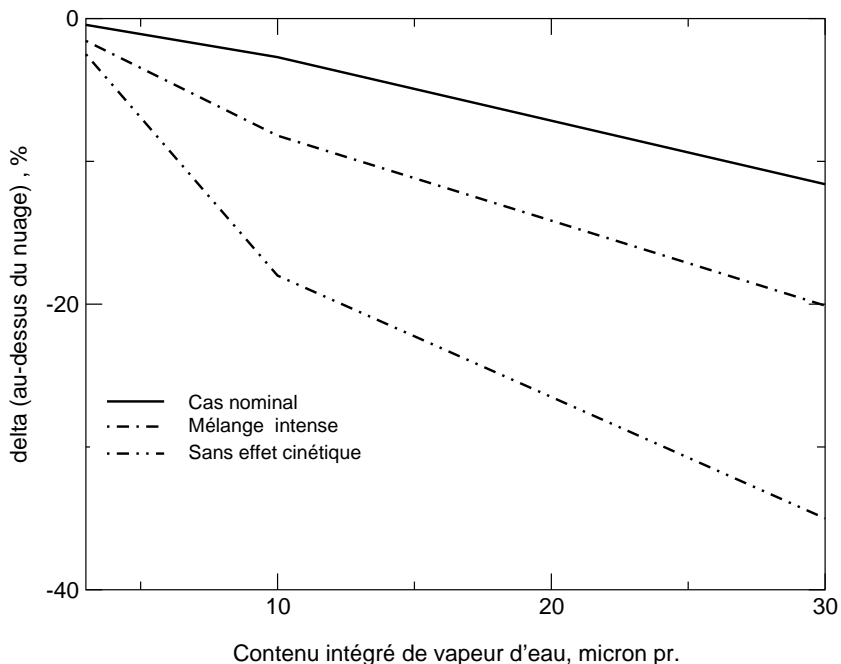


Figure 5.6 : Graphe récapitulant l'étude menée en conditions chaudes. En abscisse, nous avons fait varier le contenu en eau. En ordonnée, est reportée la valeur de δ_v caractéristique des couches situées au-dessus de l'hygropause. Trois cas sont envisagés : le cas nominal (la valeur de δ_v est celle de la Figure 5.4-graphe c, partie supérieure à 55 km), un cas où le mélange est intensifié et un dernier cas où l'effet cinétique n'est pas pris en compte.

5.4 indique que les valeurs de δ_v dans la partie surplombant le nuage ne descendent pas sous les -10% (dans le cas le plus humide). Si le phénomène de dilution des masses d'air riches en HDO dans les masses d'air pauvres amortit l'impact du fractionnement, d'autres effets viennent se superposer.

Nous l'avons souligné dans la partie consacrée à la théorie, l'efficacité du processus de condensation diminue avec la température et donc, dans la plupart des cas, lorsque l'altitude augmente. Ce processus n'est plus, hiérarchiquement, dominant. Son temps caractéristique est comparable à celui du mélange des espèces gazeuses, la dilution est encore plus favorisée dans ce contexte. La valeur de k_d utilisée dans nos simulations n'est pas suffisante pour contenir la chute des particules. Les couches supérieures de l'atmosphère ne sont que faiblement peuplées en noyaux de condensation. L'efficacité de la condensation s'en trouve réduite, le profil de vapeur d'eau ne peut être maintenu à saturation. Pour le fractionnement, cela a deux conséquences :

1. La masse de glace est comparativement moindre que celle qui serait formée si la condensation convertissait l'excédent de vapeur en sursaturation. L'appauvrissement du HDO à un niveau donné étant fonction du rapport $M(\text{glace formée})/M(\text{vapeur})$, le HDO dispose d'un volume de glace réduit pour se concentrer.
2. La sursaturation déclenche l'effet de la cinétique et limite donc les valeurs de α_c .

L'efficacité de la condensation peut être accentuée si celle-ci dispose d'un nombre accru de CCN. Pour favoriser la suspension des poussières, il suffit d'intensifier le mélange turbulent. Des valeurs supérieures à plusieurs milliers de $\text{m}^2.\text{s}^{-1}$ ont été obtenues pour k_d [Rosenqvist et Chassefière, 1995; Jaquin et al., 1986]. Sur la base de ces observations, nous fixons le coefficient de mélange k_d à une valeur de $6\,000\text{ m}^2.\text{s}^{-1}$ pour une nouvelle simulation. Le résultat est donné dans la Figure 5.6. L'abondance de poussières dans la zone du nuage permet à la condensation d'opérer plus efficacement, et par conséquent favorise le fractionnement. Cependant, l'amplification du mélange n'a aucune incidence sur l'efficacité intrinsèque de la condensation à basse température et l'atmosphère évolue toujours dans un état sursaturé.

Ceci nous amène à envisager la part prise par la cinétique dans le fractionnement isotopique. Dans les conditions précédentes, l'équilibre isotopique était toujours réalisé au niveau du nuage, la condensation étant

suffisamment prompte pour que le profil reste à saturation. Une nouvelle simulation est réalisée (à $k_d=100 \text{ m}^2.\text{s}^{-1}$) où l'effet cinétique est neutralisé (cf. Figure 5.6). Le coefficient de fractionnement n'est déterminé que par la relation (2.2). Ces résultats nous permettent de situer l'importance de la cinétique qui réduit d'au moins un facteur 3 l'effet du fractionnement.

3.2 Simulation en cycle diurne

Les données utilisées ne nous ont pas permis d'inclure les variations thermiques diurnes dans les simulations précédentes. Omettre un facteur favorisant la formation des nuages n'est pas sans conséquence sur le fractionnement. Pour se former une idée plus juste de ce que pourrait donner le CEFE dans des conditions plus réalistes de fluctuations thermiques, nous avons utilisé les variations journalières d'un profil de température issues du modèle de circulation générale. Le scénario de poussières Mars Global Surveyor a été élaboré par François Forget pour que le MCG reproduise au mieux les observations de la structure thermique martienne. Il nous assure un support extrêmement pertinent pour réaliser une simulation microphysique dans des conditions observées à l'équateur près de l'aphélie ($L_s \sim 60-90^\circ$). Nous conservons un mélange de $100 \text{ m}^2.\text{s}^{-1}$, et un contenu en vapeur d'eau de 10 pr. μm donnant une hygropause à basse altitude (vers 10-15 km) comme il l'a été observé à cette époque [Smith, 2002].

A la lecture de la Figure 5.7, nous pouvons constater que la différence jour-nuit du profil vertical de δ_v est notable; 15 % au maximum vers 25 km. Cette variation diurne de δ_v correspond à un changement du rapport de masse de HDO vapeur de près de 50%. La portion d'atmosphère comprise entre 12 et 30 km est la plus affectée par les variations d'abondance du HDO vapeur. Dans cette couche atmosphérique, le cycle de condensation/sublimation est actif (absence de cristaux au-dessus de 30 km). Une fraction importante de la glace d'eau où le HDO se concentre est relâchée en journée. Même si le cycle journalier se répercute de façon significative sur l'effet de fractionnement, la tendance globale reste extrêmement prononcée. On peut supposer

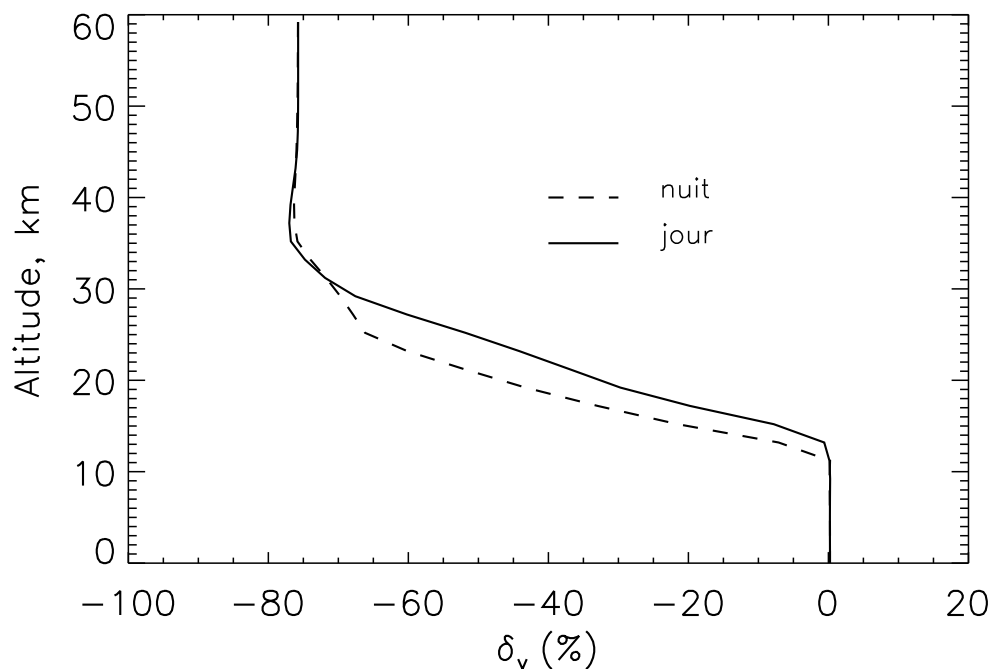


Figure 5.7 : Effet de la variation diurne du profil thermique sur le profil de δ_v .

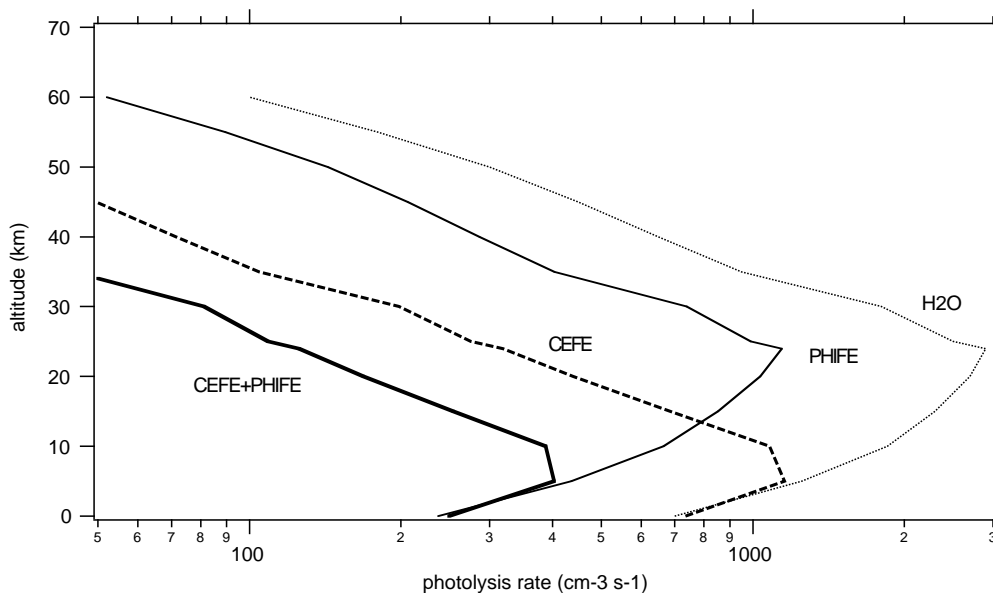


Figure 5.8 : Figure reprise de Bertaux et Montmessin [2001]. La courbe annotée H₂O représente le profil vertical du taux de photolyse de la vapeur d'eau (en mol.cm³.s⁻¹) calculée à partir des données de Cheng et al. [1999]. La courbe PHIFE donne le taux de photolyse du HDO si celui-ci avait le même rapport de mélange que la vapeur d'eau. La différence entre ces deux courbes illustre le fractionnement du HDO à la photolyse, celui-ci possédant une section efficace d'absorption plus faible dans la gamme spectrale responsable de la photolyse. La courbe CEFE est obtenue en appliquant à la vapeur d'eau la variation verticale du rapport de mélange du HDO. Cette courbe met en évidence l'effet plus prononcé de l'appauvrissement du HDO comparé à celui de H₂O. La combinaison des deux effets de fractionnement est donnée par la courbe CEFE+PHIFE.

que la viabilité de la deutéropause n'est pas conditionnée par un tel cycle. Le pompage du HDO vers la basse atmosphère par sédimentation de la glace assure un appauvrissement robuste aux fluctuations diurnes tant que le mélange s'effectue sur un temps bien supérieur à la journée.

3.3 Impact du CEFE sur la photolyse

Le travail de Fouchet et Lellouch [2000] était destiné à la quantification du biais créé par le fractionnement sur les mesures de HDO atmosphérique. Inspirés par cette étude, Bertaux et Montmessin [2001] ont vu dans le CEFE un candidat potentiel pour expliquer la faible concentration en deutérium à 100 km [Krasnopolsky et al., 1998]. Ce phénomène s'insère en amont de toute considération photochimique, avant même la production de HD qui véhicule le deutérium vers la haute atmosphère. L'étude de ces auteurs se base sur les résultats de notre code microphysique (dans sa version HDO) pour les conditions particulières de l'aphélie. Comme cela est indiqué dans la Figure 5.4 (simulation à 10 pr. μm), le piège froid associé à l'hygropause implique une diminution en deutérium très rapide lorsque l'altitude croît. Le facteur d'appauvrissement atteint une valeur de 10 ($\delta_v = -90\%$) au-dessus de 20 km, soit en-dessous des 25 km du pic de photolyse obtenu par Cheng et al. [1999]. Un cas favorable au CEFE (profil thermique de Clancy et al. [1996], la condition froide à 10 pr. μm) est discuté dans l'article de Bertaux et Montmessin [2001] afin d'illustrer au mieux le couplage possible entre le fractionnement à la condensation et le fractionnement du HDO à la photo-dissociation mis en évidence par Cheng et al. [1999].

Les profils de H₂O et HDO vapeur résultant de la modélisation microphysique ont été utilisés pour établir une simulation comparative de la photolyse des deux espèces (Figure 5.8). Les effets dissociés du fractionnement à la condensation et à la photolyse (PHIFE : PHoto-Induced Fractionation Effect) sont quantifiés dans la Figure 5.8. La photolyse totale de la vapeur d'eau (courbe H₂O) donne $9 \times 10 \text{ mol.cm}^2.\text{s}^{-1}$. Si le HDO avait le même

profil de mélange que H_2O (et donc la même abondance), sa photolyse totale serait 2.5 fois plus faible. C'est le résultat que donne l'intégration de la courbe PHIFE sur toute la colonne Cheng et al. [1999]. Finalement, l'association PHIFE+CEFE indique une photolyse totale du HDO plus faible d'un facteur 9.5 relativement à H_2O . Le facteur de répartition R ne serait donc plus en théorie de 1.6 comme le trouve Yung et al. [1988] mais de 0.17, ce qui rejoint les mesures HST ($R=0.09$). Ces résultats indiquent comment la photo-dissociation dans une masse d'air appauvrie en deutérium sous l'effet du CEFE est déterminante dans l'une des étapes de la production des molécules HD.

Ce cas d'étude ne permet pas d'élaborer un scénario général sur la manière exacte dont est retenu le deutérium dans la basse atmosphère. Une contrainte majeure s'oppose au schéma proposé par Bertaux et Montmessin [2001]. La robustesse du couplage des deux fractionnements (CEFE+PHIFE) repose sur la nécessité d'une hygropause située sous le pic de photolyse. Ces deux niveaux sont des variables fortes de la saison et de la géographie (angle d'incidence solaire pour le pic de photolyse, profil de température et abondance de vapeur d'eau pour l'hygropause). Si cette condition n'est pas réalisée, la production totale de HD à partir de la photochimie ne sera pas sensible à l'appauvrissement en deutérium dû au CEFE. L'intégration de cet effet sur toutes les latitudes et sur une année complète pourrait réduire notablement son rôle. Malgré l'absence d'une climatologie (par l'intermédiaire d'une modélisation 3D de circulation générale+microphysique+photochimie), le CEFE reste un effet à fort potentiel.

4 Ce qu'il faut retenir...

L'énigme de l'eau sur Mars a conduit les scientifiques à se tourner vers des mesures indirectes de la quantité qui s'est échappée vers l'espace durant les quatre milliards d'années passées. Comme le soulignent Bertaux et Montmessin [2001], la valeur du facteur F de fractionnement de $\text{HDO}/\text{H}_2\text{O}$ à l'échappement (~ 0.02 d'après Krasnopolsky et al. [1998]) se ramène presque au cas limite d'absence d'échappement du deutérium. En multipliant le facteur d'enrichissement du HDO ($\sim 5-6$ d'après Owen et al. [1988]; Krasnopolsky et al. [1997]) par le volume du réservoir actuel, nous pouvons en déduire la quantité d'eau initiale. Selon Zuber et al. [1998], l'estimation du volume de glace de la calotte polaire Nord est de 9 m (une fois répartie sur toute la planète), la calotte étant le seul réservoir d'eau ³ que l'on supposait impliqué dans l'échange isotopique. Ainsi calculé, le réservoir initial aurait été de 55 m, la différence de 46 m s'étant probablement échappée vers l'espace. Kass and Yung [1995] ont utilisé une méthode parallèle basée sur le calcul des échappements thermiques et non thermiques (criblage par le vent solaire...). La perte en eau déterminée par ces auteurs est de l'ordre de 80 m (valeur réactualisée à 50 m par Kass and Yung [1999]). Cette hypothèse pourrait être remise en cause par les mesures THEMIS de la mission Mars Odyssey qui ont détecté des émanations d'hydrogène atomique provenant du régolite. Selon les scientifiques, ces émanations pourraient être celles émises par la glace d'eau d'une permafrost affleurant à 50 cm-1 m de la surface. Bien entendu, le problème reste de savoir si cette glace joue un rôle important dans les échanges isotopiques avec l'atmosphère.

L'estimation de la quantité d'eau échappée se basant sur les mesures en deutérium est totalement dépendante de la valeur de F . Grâce aux mesures de Krasnopolsky et al. [1998], la valeur théorique de F établie par Yung et al. [1988] a pu être corrigée et a mis en évidence la méconnaissance du cycle de production du deutérium parvenant dans la haute atmosphère. Cette production étant initiée par la photo-dissociation de HDO, deux effets de fractionnement combinés sont à présent invoqués pour expliquer la rétention de deutérium dans la basse atmosphère :

1. La pression de vapeur saturante du HDO, inférieure à celle H_2O , résulte en la création d'une deutéropause ; une altitude associée à celle de l'hygropause et au-delà de laquelle le HDO vapeur est quasi absent [Fouchet et Lellouch, 2000].

³L'inventaire dressé par Rossbacher et Judson [1981] indique que la calotte permanente contient la très large majorité de l'eau sur Mars.

2. Une production de deutérium atomique restreinte par la section efficace d'absorption dans l'UV du HDO plus faible que celle du H₂O [Cheng et al., 1999].

Le premier effet (le CEFÉ) a été étudié par Bertaux et Montmessin [2001] grâce à notre code microphysique. Dans ce chapitre, nous avons apporté une extension à cette étude. Nous avons fait apparaître la sensibilité du CEFÉ au profil de température (combiné à sa variation diurne et saisonnière), à la présence de noyaux, à la cinétique de la condensation et au transport (nature et intensité). Toutes ces contraintes peuvent altérer significativement l'efficacité du CEFÉ et donc son implication dans la rétention du deutérium. Ces résultats motivent la réalisation d'une étude plus complète couplant microphysique et photochimie afin d'évaluer la robustesse du CEFÉ à d'autres saisons que celle de l'aphélie. Par la suite, un modèle comprenant dynamique tridimensionnelle, microphysique et photochimie serait nécessaire pour suivre l'évolution du HDO dans l'atmosphère martienne. Ce modèle aurait pour vocation d'intégrer le CEFÉ sur l'ensemble de la planète et sur une année complète. Différents types d'investigations pourraient être menées. Le contenu total de la vapeur d'eau varie de plus d'un facteur deux durant l'année, victime de la formation et de la sublimation de calottes de glace saisonnières autour des pôles. Dans un tel contexte météorologique, le rapport (HDO/H₂O) semble appelé à fluctuer selon les saisons, ce que seul un modèle très élaboré est en mesure de restituer. La quantité de deutérium contenue par la calotte polaire Nord pourrait être contrainte de façon précise en étudiant le devenir de la calotte à différentes configurations orbitales. Ainsi, on pourrait cerner comment l'équilibre isotopique s'établit entre le réservoir atmosphérique et un réservoir 10⁶ fois plus important que lui.

Tout cela s'inscrit dans la préparation des missions futures. En effet, l'instrument Mambo devrait être embarqué sur la plateforme de la mission Premier prévue pour 2007. L'un des objectifs de ce sondeur atmosphérique dans le millimétrique est d'obtenir une climatologie très poussée du HDO.

- Chapitre 6 -

**Paramétrisation des nuages dans un
modèle de circulation générale martien**

Le thème du cycle de l'eau sur Mars mobilise l'attention des planétologues depuis plusieurs décennies. Les observations réalisées au cours des missions spatiales et plus particulièrement au cours de la mission Viking ont donné l'image d'un cycle extrêmement actif impliquant de vastes échanges entre plusieurs réservoirs. L'apport scientifique de ces observations a, par le biais de simulations numériques, permis de reconstruire partiellement le cheminement d'une molécule d'eau dans l'atmosphère martienne ; sa sublimation de la calotte saisonnière ou permanente, son transport par la dynamique, sa condensation dans l'atmosphère ou en surface, son adsorption par le régolite. . . En bref, l'étude de ce cycle requiert la connaissance d'un nombre important de processus en interaction mais sur lesquels règnent encore de très larges incertitudes. C'est en partie dans ce contexte que l'étude des nuages a trouvé son support. Dans quelles proportions les brumes de glace peuvent-elles modifier les échanges entre réservoirs ? Leur capacité restreinte à être transportés joue-t-elle un rôle dans la distribution géographique de l'eau ?

Cette question a motivé la réalisation de ce chapitre. Le lecteur y trouvera tout d'abord une présentation du thème central de ce travail : le cycle de l'eau martien. Une revue des différents travaux théoriques passés montrera les progrès réalisés depuis les vingt dernières années et notamment depuis l'utilisation des modèles de circulation générale (MCG). Ce type de modèle nous a été fourni par le Laboratoire de Météorologie Dynamique afin d'y inclure les nuages en tant que traceurs de la circulation. Les résultats du modèle originel, où seule la vapeur d'eau peut être transportée mais pas les nuages, seront présentés. Nous donnerons ensuite les paramétrisations effectuées dans le MCG pour simuler les principaux processus microphysiques et donc pour parvenir à une représentation simplifiée des nuages. Enfin, une comparaison des résultats obtenus avec les différentes versions de modèle et les observations mettra en évidence le gain significatif en réalisme qui a été réalisé au cours de cette étude. Elle montrera surtout le rôle notable du réservoir de glace atmosphérique dans la répartition spatiale de l'eau.

1 Le cycle de l'eau martien

Mars exercerait-elle la même attraction si l'on ne supposait pas qu'elle eut pu abriter une forme de vie par le passé ? Cette question soulève implicitement le problème des conditions nécessaires à son développement, et parmi elles la présence d'eau. Comme nous l'avions mentionné dans le chapitre précédent, le climat présent, sec, contraste sans doute avec les conditions climatiques passées dont les traces laissent supposer la présence d'eau à l'état liquide en grande quantité.

1.1 Observations

Un premier aperçu de l'aridité actuelle de Mars fut obtenu grâce aux observations télescopiques de Spinrad et al. [1963] qui indiquèrent une abondance moyenne de vapeur d'eau d'environ $10 \mu\text{m}$ pr. (quelques dizaines de ppm). Nous étions alors loin de l'hypothèse selon laquelle Mars serait recouverte d'un immense réseau fluvial (réalisée par une intelligence extraterrestre. . .), hypothèse formulée un siècle plus tôt par Schiaparelli. Plus tard, lorsque les missions spatiales purent obtenir un suivi poussé de la vapeur d'eau, on a pu s'apercevoir de la grande dynamique du cycle hydrologique martien, faisant de la vapeur d'eau le gaz trace soumis à la plus grande variabilité saisonnière [Titov, 2002]. Cette variabilité s'explique par les échanges intenses qui relient des réservoirs de différentes natures. On peut ainsi relever :

- Les réservoirs atmosphériques de glace et de vapeur.
- Le réservoir constitué par le dépôt de givre saisonnier en surface des moyennes et hautes latitudes des deux hémisphères¹.
- Le réservoir de glace "permanent" de la calotte polaire nord (que nous appellerons **CPN** par la suite) qui est environ 10^6 fois plus important en masse que les deux précédents).

¹Ce dépôt reste très mal contraint par les observations. Les mesures spectrométriques sont rendues délicates par la prédominance de la glace de CO₂, dont les propriétés en émission sont mal connues (inclusion de poussières, variation de la taille des grains. . .).

- Le "piège froid" de la calotte résiduelle de glace de CO₂ au pôle sud (que nous nommerons **CPS**). En surface, la température est constamment contrôlée par l'équilibre des phases du CO₂ (148 K environ à 6 hPa), ce qui correspond à une pression de vapeur saturante négligeable pour la vapeur d'eau. La CPS va donc capturer définitivement le contenu humide de toute masse d'air la surplombant. La CPS est donc considérée, à juste titre, comme un puits d'eau permanent.
- Le régolite, sur sa profondeur "accessible" par l'atmosphère (c'est-à-dire sur environ 1 m), est capable de stocker la vapeur d'eau par adsorption à la surface de ses grains.

Notons enfin la possibilité d'un réservoir de glace immense mais ■ inerte ■ en terme d'échange et situé en subsurface que les récentes mesures de la sonde Mars *Odyssey* ont pu révéler [Feldman et al., 2002; Boynton et al., 2002; Mitrofanov et al., 2002]).

Les mécanismes contrôlant les échanges d'eau entre réservoirs assurent au cycle hydrologique une répétitivité annuelle. En effet, les sondages effectués par le spectromètre TES, et entre-temps un certain nombre d'observations télescopiques, donnent une image semblable à celle qu'ont pu produire les observations de l'instrument MAWD de *Viking*² (cf. Figure 6.2). Bien entendu, des disparités existent. Encrenaz et al. [2001] ont pu observer Mars en 1997 depuis la Terre; une partie de leurs mesures se sont avérées discordantes avec celles de *Viking*, comme l'ont été certaines de Sprague et al. [1996]. Enfin, la comparaison entre les mesures télescopiques de Rizk et al. [1991] et celles de Clancy et al. [1992] donne une différence relative sur le contenu global de près d'un facteur 3 à une année martienne d'intervalle (Encrenaz et al. [1995] sont venus par la suite confirmer les résultats de Clancy et al. [1992]).

Néanmoins, les variations interannuelles ne modifient pas fondamentalement les tendances fortes du cycle saisonnier; celui-ci reste le mode dominant du cycle hydrologique global. La démarche scientifique conduit donc à s'intéresser principalement aux agents moteurs qui pilotent l'évolution annuelle de l'eau. Dans ce cadre, l'atmosphère qui ne représente pourtant qu'une partie infime du contenu global, joue un rôle de premier plan: en tant qu'unique convoyeur de l'eau, il est le responsable de sa répartition géographique.

1.2 Cycle de l'eau : Caractéristiques générales

Avant de présenter l'état des études théoriques actuelles, penchons-nous sur les figures 6.1 et 6.2 afin de discerner quelques éléments majeurs du cycle hydrologique annuel. Nous pourrions noter les points suivants :

- Un hémisphère nord en moyenne plus humide que l'hémisphère sud.
- Une injection massive dans les hautes latitudes nord à cheval entre le printemps et l'été (i.e. $L_s \sim 100^\circ$), et une autre de plus faible intensité près du pôle sud à deux saisons d'intervalle ($L_s \sim 270-300^\circ$).
- La forme des contours de la Figure 6.2 donne l'impression que l'eau injectée à sa source estivale se répand par la suite vers le reste de la planète.
- Des saisons d'automne/hiver très sèches dans les deux hémisphères.

Le relatif surcroît d'humidité observé dans l'hémisphère nord semble lié à la présence de la CPN (située approximativement entre le pôle et 80°N). La situation géographique de cette source quasi-inépuisable est-elle la cause ou la conséquence du gradient notable de vapeur d'eau entre le Nord et le Sud? On peut voir d'après la Figure 6.1 que l'hémisphère nord amorce son humidification au milieu du printemps. A cette époque, la calotte résiduelle est encore recouverte d'une couche de CO₂ et ne peut donc échanger avec l'atmosphère. Plusieurs raisons peuvent être invoquées pour expliquer cette humidification anticipée: dégazage par le régolite [Kahn, 1990], récession de la calotte saisonnière libérant le dépôt de glace d'eau fixé en surface. Nous le verrons, la deuxième hypothèse est actuellement la plus vraisemblable.

Vers la fin du printemps ($L_s \sim 90^\circ$), les fortes abondances en H₂O vapeur du pôle nord ($> 90 \mu\text{m pr.}$) s'expliquent par la sublimation terminale de la calotte saisonnière de CO₂. La température à la surface de la CPN passe

²L'instrument MAWD mesurait le flux proche-infrarouge réfléchi par l'atmosphère à une longueur d'onde d'environ $1.4 \mu\text{m}$, située dans une des raies d'absorption de la vapeur d'eau. L'inversion des abondances a sans doute été parasitée par de la réflexion atmosphérique additionnelle générée par la poussière en suspension.

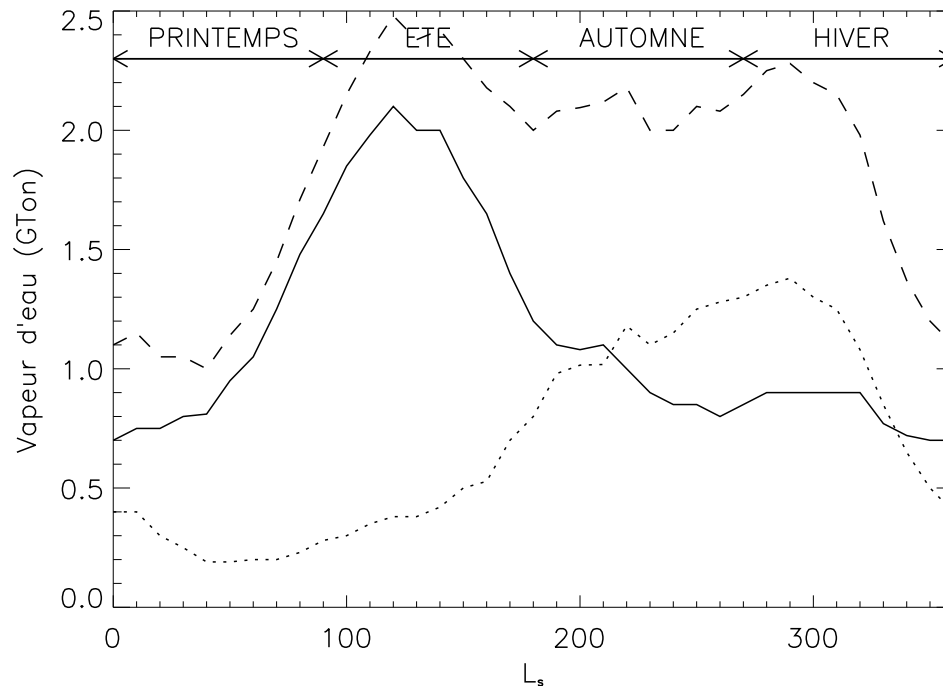


Figure 6.1 : Evolution annuelle du contenu intégré en vapeur d'eau (en gigatonnes) de chaque hémisphère (**trait plein** : hémisphère nord - **pointillés** : hémisphère sud - **tirets** : total des deux). Données reprises de Smith [2002] d'après les mesures TES. Les saisons indiquées sont celles de l'hémisphère nord.- **tirets** : total des deux). Données reprises de Smith [2002] d'après les mesures TES. Les saisons indiquées sont celles de l'hémisphère nord.

alors de près de 150 K (température de condensation du CO_2) à plus de 200 K. A ce moment, la CPN se retrouve exposée et relâche de grandes quantités de vapeur d'eau. Bass et al. [2000] notent cependant que la sublimation au-dessus du pôle ne devient intense qu'une fois que le centre de la calotte est élevé à plus de 200 K. L'absence d'une calotte de même nature au pôle sud (la CPS est faite de CO_2) où l'on observe pourtant une tendance similaire lors de l'été austral, suggère que les fortes concentrations de vapeur près des pôles en été ne sont pas uniquement conditionnées par l'apport local d'un réservoir permanent. Ce phénomène fait aussi appel à un mécanisme assez subtil que nous verrons plus en détail par la suite.

Un point intéressant apparaît à la lecture de la Figure 6.1 : à partir de $L_s \sim 75^\circ$, le contenu en vapeur d'eau de l'hémisphère sud suit une croissance parallèle, quoiqu'amortie, à l'hémisphère nord. La calotte saisonnière de CO_2 australe n'a pas entamé sa récession, la source ne peut être locale. Smith [2002] attribue ce phénomène à la circulation moyenne. La théorie montre qu'une cellule de Hadley unique se forme au-dessus de l'équateur à cette époque. Grâce à elle, le transport de masse entre hémisphères est assuré et l'eau serait ainsi transférée du Nord au Sud. Un procédé symétrique pourrait s'appliquer dès $L_s \sim 240^\circ$ du Sud vers le Nord lorsque la cellule est inversée. Notre étude théorique nous permettra de donner plus de clarté à cet impact de la circulation générale sur le cycle de l'eau. Aux alentours de $L_s \sim 110^\circ$, la concentration en vapeur d'eau au niveau du pôle Nord et plus généralement dans l'ensemble de l'hémisphère boréal commence à s'appauvrir. La diminution de température en surface de la calotte neutralise peu à peu la source alors que des éléments puits oeuvrent dans le même temps. Nous pouvons constater en étudiant la Figure 6.2 que la ceinture intertropicale est la partie de la planète subissant les plus faibles fluctuations saisonnières. Malgré la possibilité d'un échange avec le régolite, le contenu humide de cette région doit essentiellement dépendre de l'apport d'eau provenant des plus hautes latitudes. L'expansion des contours de fortes concentrations ($> 20 \mu\text{m pr.}$) vers l'équateur tout au long du printemps et

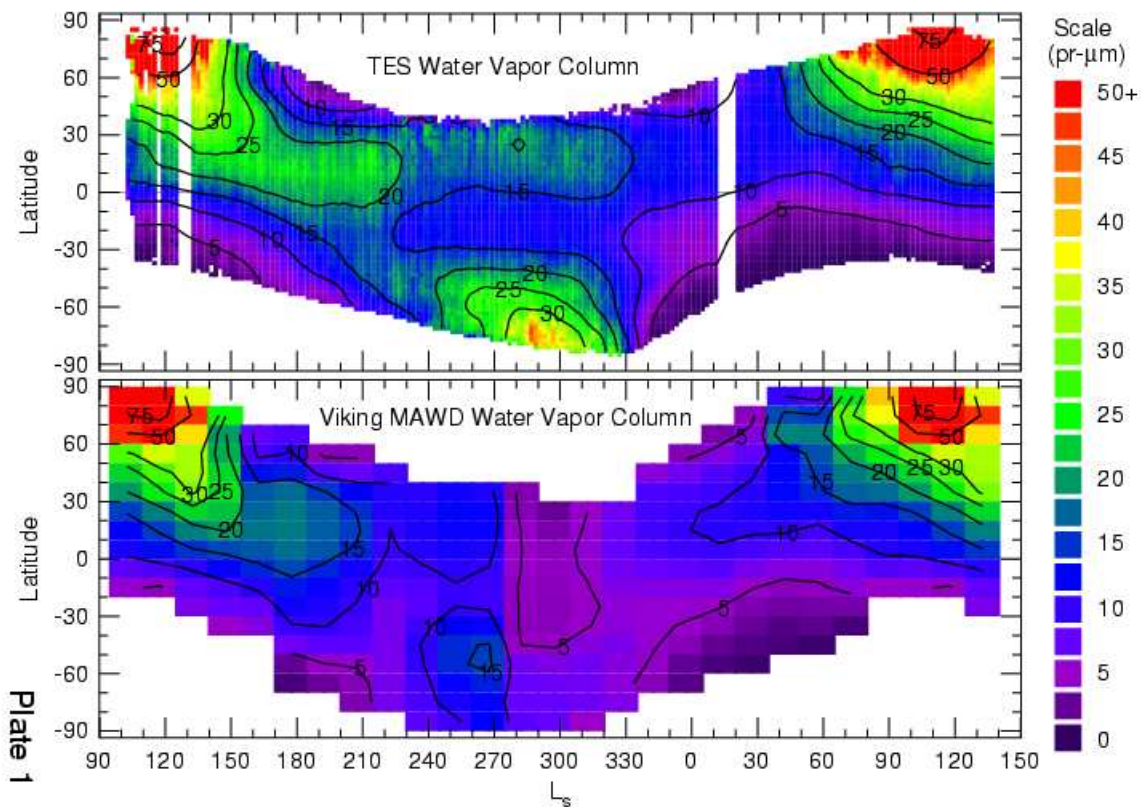


Figure 6.2 : Reprise de Smith [2002]. **Carte du haut :** Mesures TES de la distribution géographique et temporelle de la vapeur d'eau. Les concentrations sont intégrées sur la verticale et sont donc exprimées $\mu\text{m pr}$. La coordonnée temporelle est la longitude géocentrique L_s . **Carte du bas :** Mesures MAWD effectuées vingt ans plus tôt [Jakosky et Farmer, 1982]. On notera la grande similitude entre les deux cartes malgré l'absence de source au pôle d'été sud pour la carte MAWD. L'extension méridienne des calottes saisonnières est corrélée aux zones sans observation.

de l'été semble bien indiquer que l'eau est amenée depuis les latitudes polaires.

Aux saisons d'automne/hiver, la progression de la calotte saisonnière s'accompagne d'un assèchement progressif de l'hémisphère. Le même principe de piège froid que la CPS peut s'appliquer à cette calotte majoritairement composée de givre de CO_2 , elle est donc un puits de vapeur d'eau potentiellement fort .

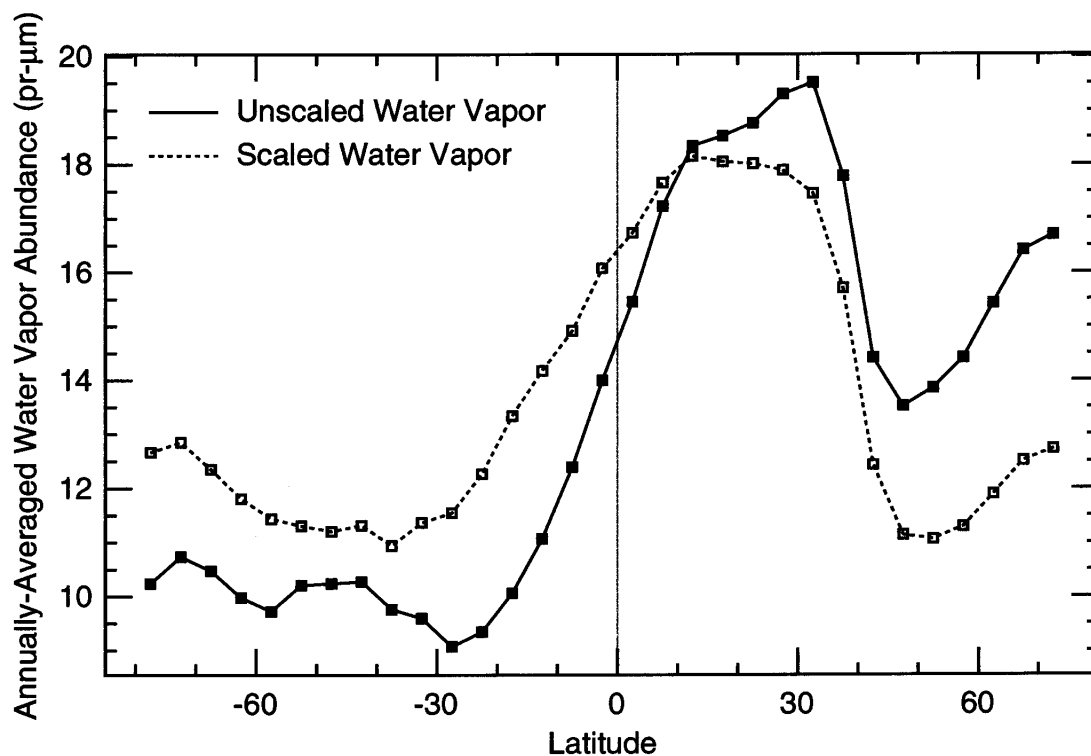


Figure 6.3 : Reprise de Smith [2002]. **Trait plein :** Moyenne annuelle de l'abondance de vapeur d'eau (en $\mu\text{m pr.}$) en fonction de la latitude. **Pointillés :** Moyenne annuelle ramenée à une topographie uniforme sur toute la planète. Les abondances sont multipliées un facteur $610/p_{\text{surf}}$ (où p_{surf} est la pression en surface locale exprimée en Pa, la valeur de 610 Pa étant prise comme pression de référence).

Concrètement, nous pouvons donc mieux apprécier la grande dynamique du cycle de l'eau martien. Le contenu global varie de plus d'un facteur 2 au cours de l'année (Figure 6.1) et des régions sources et puits chroniques apparaissent dans les deux hémisphères. Il reste à dégager les acteurs majeurs de ce cycle, c'est le rôle de la théorie et c'est ce que nous proposons dans la partie suivante.

2 Cycle de l'eau : questions et réponses...

Comprendre le cycle de l'eau actuel est une étape indispensable avant de pouvoir adapter un quelconque raisonnement aux temps passés. Sur la base des calculs de Laskar et Robutel [1993], les paramètres de l'orbite martienne peuvent varier fondamentalement sur une période de 10 millions d'années. L'obliquité, par exemple, devrait fluctuer entre 0° et une valeur proche de 60° (la valeur actuelle étant de $\sim 23^\circ$). Ce comportement chaotique a sans doute modulé les zones de stabilité de l'eau en surface et sub-surface, modifiant considérablement sa distribution géographique [Mellon et Jakosky, 1995].

Si l'interprétation des données récentes permet de tirer un certain nombre d'informations sur le cycle actuel, ce n'est qu'à travers les outils de modélisation que l'on peut espérer saisir la nature des forçages dont il est l'objet. Les mesures de l'instrument MAWD de *Viking* ont véritablement marqué les débuts de son étude théorique.

Grâce à sa résolution géographique et son suivi sur près de deux années successives, MAWD a donné une vision plus complète et plus fiable du cycle [Farmer et al., 1977; Jakosky et Farmer, 1982] et a mis à jour plusieurs énigmes. Par exemple, la communauté scientifique reste encore agitée par la problématique du fort gradient de vapeur d'eau entre le Nord et le Sud [Jakosky et Farmer, 1982]. L'eau serait-elle donc continuellement transférée vers le Sud, le mécanisme gouvernant cette asymétrie d'humidité est-il d'ordre climatique, le cycle actuel est-il à l'équilibre ou est-il transitoire ?

Près de 20 ans séparent les données MAWD des données TES qui ont l'avantage de ne pas souffrir de biais observationnel. Dans la bande spectrale utilisée (28-42 μm), la poussière en suspension est quasiment transparente. Cela explique en partie que les constats dérivés des deux jeux de données diffèrent notablement. Le gradient interhémisphérique est beaucoup moins prononcé pour TES [Smith, 2002]. La Figure 6.3 suggère clairement qu'en faisant abstraction de la topographie, deux zones se dégagent : une région intertropicale (20°S-40°N) beaucoup plus humide et le reste de la planète où l'humidité est sensiblement la même. Cette constatation pourrait changer notre façon d'appréhender le cycle de l'eau martien pour les études futures. Néanmoins, la totalité des travaux théoriques réalisés jusqu'à présent sont basés sur les mesures MAWD, en voici un rappel...

2.1 Une question d'équilibre

Davies [1981] fut le premier à enquêter sur la nature du cycle de l'eau martien en confrontant les observations MAWD aux résultats de son modèle unidimensionnel (selon le méridien) et de représentation physique simplifiée. Pour ce faire, Davies [1981] paramétrise le transport méridien par un coefficient de diffusion horizontale. Celui-ci est augmenté d'un facteur 50 lors des tempêtes de poussière observées par Viking durant le printemps et l'été austral³. Les échanges d'eau entre la surface et l'atmosphère sont modélisés en prescrivant aux colonnes d'air une contenance maximale de vapeur d'eau, l'excès étant précipité en surface. Il n'inclut aucune des deux calottes pérennes d'eau et de CO₂ ni l'adsorption par le régolite. La quantité de vapeur d'eau initiale est fixée partout à 40 pr. μm et les calculs sont effectués jusqu'à obtention d'un état stationnaire. Malgré ces simplifications, Davies [1981] parvient à reproduire l'essentiel de la carte MAWD de la Figure 6.2. De plus, une calotte de glace d'eau permanente se crée spontanément au niveau du pôle nord. Davies [1981] en conclut que le cycle hydrologique martien est à l'équilibre. Il conclut aussi que la configuration observée du cycle et que la situation géographique de la CPN résultent des conditions actuelles. Sur le long terme, le cycle s'ajustera toujours aux variations climatiques.

Les nombreux auteurs qui ont succédé à Davies dans l'étude du cycle de l'eau [James, 1985; Houben et al., 1997; Richardson et Wilson, 2002b] n'ont semble-t-il retenu que sa prescription ad hoc d'une diffusion amplifiée (d'une magnitude peu probable) lors des tempêtes de poussière. L'intensité de ces tempêtes saisonnières étant soumise à une forte variabilité interannuelle, ce point est effectivement critiquable. Ces auteurs ont donc émis de grandes réserves sur la validité des conclusions émises par Davies [1981]. Cependant, ce dernier montre clairement qu'une simulation sans tempête (où le coefficient de diffusion reste constant) ne change pas fondamentalement d'une simulation avec : seule la concentration de vapeur d'eau dans l'antarctique en été (où les données MAWD sont peu fiables) s'en trouve fortement augmentée. De fait, son artifice numérique ne conditionne absolument pas le gradient interhémisphérique de vapeur d'eau ni l'état d'équilibre qu'il parvient à obtenir dans les deux cas. En outre, ses résultats pour des simulations sans tempête s'accordent assez bien avec les données récentes fournies par TES.

Jakosky [1983b] applique la même démarche que Davies [1981] en incluant cette fois un échange entre l'atmosphère et le régolite (précédemment étudié dans Jakosky [1983a]) et la présence des calottes résiduelles aux deux pôles. Dans son cas standard de simulation (cf. Figure 6.4), Jakosky [1983a] ne fait pas varier le coefficient de diffusion mais signale tout de même qu'un meilleur *fit* des observations est obtenu lorsque le

³Haberle et al. [1982] montrent que ces phénomènes météorologiques amplifient la vigueur et l'extension de la cellule de Hadley et donc le transport méridien.

mélange horizontal est accentué durant l'été austral (le facteur d'amplification n'est que de 3-4). La prescription d'un ■ piège froid ■ dans l'antarctique implique nécessairement que le cycle ne peut arriver à un état d'équilibre [Jakosky et Farmer, 1982], une fraction de l'eau étant irrémédiablement et continuellement transférée de la CPN à la CPS. Richardson et Wilson [2002b] préfèrent d'ailleurs parler d'un état stationnaire ou quasi-équilibré. Deux conclusions majeures débouchent des travaux Jakosky [1983a]. D'une part, le régolite prend une part active dans le comportement hydrologique des régions extrapolaires. Il est la cause théorique de près de la moitié de la variation annuelle de leur humidité, l'autre moitié étant gouvernée par le transport. D'autre part, le système complet est régulé par l'échange entre calottes permanentes et l'atmosphère avoisinante. La raisonnement fait appel aux temps caractéristiques associés aux échanges entre les réservoirs. Jakosky [1983b] estime qu'il ne faut que quelques jours à la CPN, la source permanente du cycle, pour répondre à une variation d'insolation. Ce temps est bien inférieur aux quelques années dont le régolite a besoin pour répondre à un changement du contenu global en vapeur d'eau. Ce temps est aussi bien inférieur à celui que nécessite le transport atmosphérique pour s'équilibrer avec un gradient de vapeur d'eau entre pôles (de une quelques années en règle générale, mais beaucoup moins lors des tempêtes de poussière). Enfin, il est négligeable comparé à l'échelle de temps des variations orbitales, la cause première d'un changement d'insolation. Finalement, Jakosky [1983b] construit le raisonnement suivant : puisque le régolite se met en équilibre avec l'atmosphère, lui même en équilibre avec les calottes, ce sont bien les calottes permanentes qui gouvernent le comportement global du cycle. Bien que plus complète et plus détaillée, l'étude de Jakosky [1983b] arrive sensiblement à la même conclusion que Davies [1981].

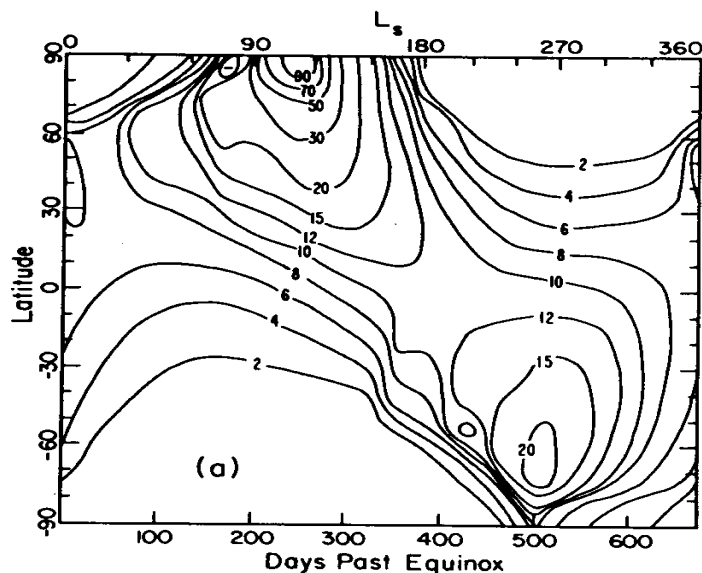


Figure 6.4 : Reprise de Jakosky [1983a]. Résultats de leur modèle couplant transport atmosphérique et adsorption par le régolite. Cette carte peut être directement comparée aux observations MAWD et TES de la Figure 6.2.

2.2 Une question d'asymétrie

Les travaux précédemment présentés ont permis de saisir la nature du cycle de l'eau martien (en quasi-équilibre) et d'en faire ressortir les acteurs principaux, c'est-à-dire les calottes polaires. Le pourquoi d'un gradient interhémisphérique d'humidité reste cependant posé.

Le flux de CO₂

James [1985] s'y intéresse en se focalisant sur l'effet généré par le cycle de condensation/sublimation annuel de près de 30% de l'atmosphère. Là encore, le modèle théorique employé s'apparente aux précédents. La formation des calottes saisonnières de CO₂ crée localement une dépression se traduisant par un flux méridien entre les deux pôles. Le vent associé, de l'ordre de 0.1 m/s (cf. Figure 6.5), est suffisamment important pour affecter le transport des traceurs atmosphériques. Contrairement aux modèles précédents, James [1985] tient compte de cette composante d'advection dans ses calculs en la superposant à la diffusion horizontale. La forte excentricité de l'orbite martienne implique une variation significative du flux solaire reçu par la planète (500 W/m² à l'aphélie et près de 730 W/m² au périhélie) mais aussi une différence notable dans la durée des saisons de chaque hémisphère. L'hémisphère austral connaît un hiver plus long que l'hémisphère boréal. Par conséquent, sa calotte saisonnière intègre pendant sa formation plus de masse de CO₂ que celle se formant au Nord. Le vent méridien produit par la sublimation du CO₂ condensé au Sud s'avère plus puissant que sa contrepartie au Nord. Le transport résultant se fait, en bilan net, au bénéfice de l'hémisphère boréal.

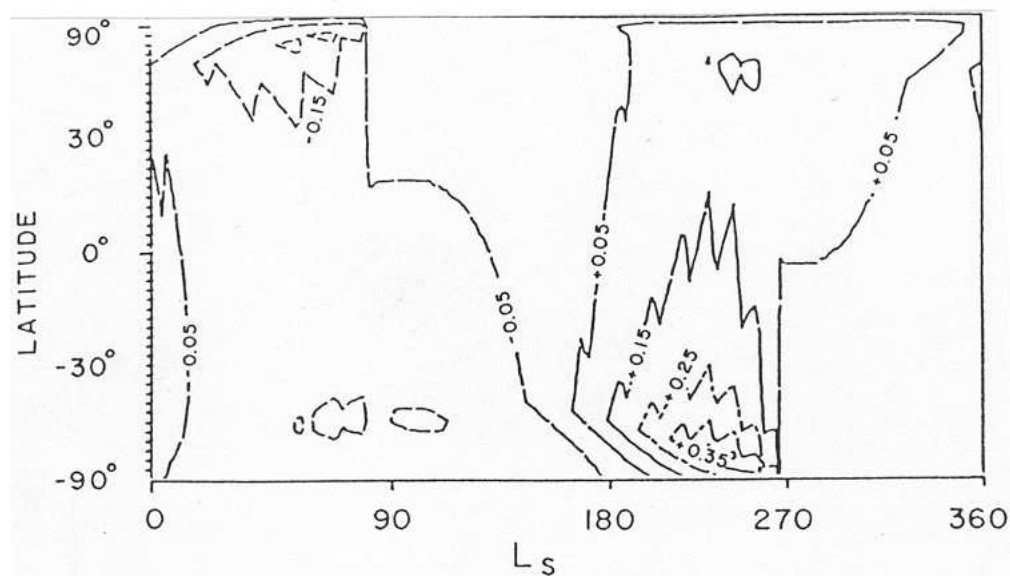


Figure 6.5 : Reprise de James [1985] d'après les résultats de son modèle. Variation saisonnière (en fonction de L_s) de la vitesse méridienne moyenne (en m/s) induite par le flux de masse de CO₂ (les valeurs positives indiquent un vent orienté Nord).

James [1985] met en évidence l'influence prononcée du flux méridien de CO₂ dans le transport et le situe au même niveau que la diffusion horizontale. Dans la configuration orbitale présente, James [1985] conclut que le flux de masse de CO₂ pourrait expliquer l'humidité moindre de l'hémisphère austral. Intégré sur l'échelle de temps caractéristique des variations orbitales, ce mécanisme pourrait conduire à la formation de la CPN. Cette explication n'est pas nécessairement en conflit avec celle de Davies [1981]. Dans les deux cas, la cause fondamentale reste d'ordre climatique.

De plus, il est intéressant de noter dans l'article de James [1985] la mention faite à l'influence des températures estivales sur le flux net de vapeur d'eau entre les hémisphères. Dans son cas standard, la température au pôle d'été est de 10° supérieure dans le Sud que dans le Nord en raison de la synchronisation du solstice d'été austral avec le périhélie. Ce cas standard résulte, on l'a dit, en un flux annuel net de vapeur d'eau dirigé vers l'hémisphère nord. James [1985] teste l'alternative de températures estivales identiques aux deux pôles, tous les autres paramètres restant inchangés. La sublimation de la glace d'eau aux pôles devient relativement plus intense dans l'hémisphère nord, où l'été est plus long, que dans l'hémisphère sud. Ce phénomène génère une inversion

du flux net : l'eau migre vers le Sud. Malgré l'influence du flux de masse de CO_2 , les conditions thermiques aux pôles, soit à peu de choses près le degré d'insolation, revêtent bien un aspect crucial dans le cycle hydrologique.

L'effet Clancy

Clancy et al. [1996] fournissent eux aussi une explication sur le gradient interhémisphérique et, par extension, sur la présence au Nord d'une couche de glace d'eau permanente. Cette explication coïncide avec l'identification par ces auteurs de la ceinture nuageuse tropicale à l'aphélie. Le mécanisme qu'ils proposent est un peu plus complexe que les précédents mais se base, lui aussi, sur la dichotomie climatique existant actuellement entre les deux hémisphères. Deux éléments déterminants sont à considérer pour comprendre le scénario de Clancy et al. [1996] (qui ne dispose pas de modèle pour appuyer son argumentation).

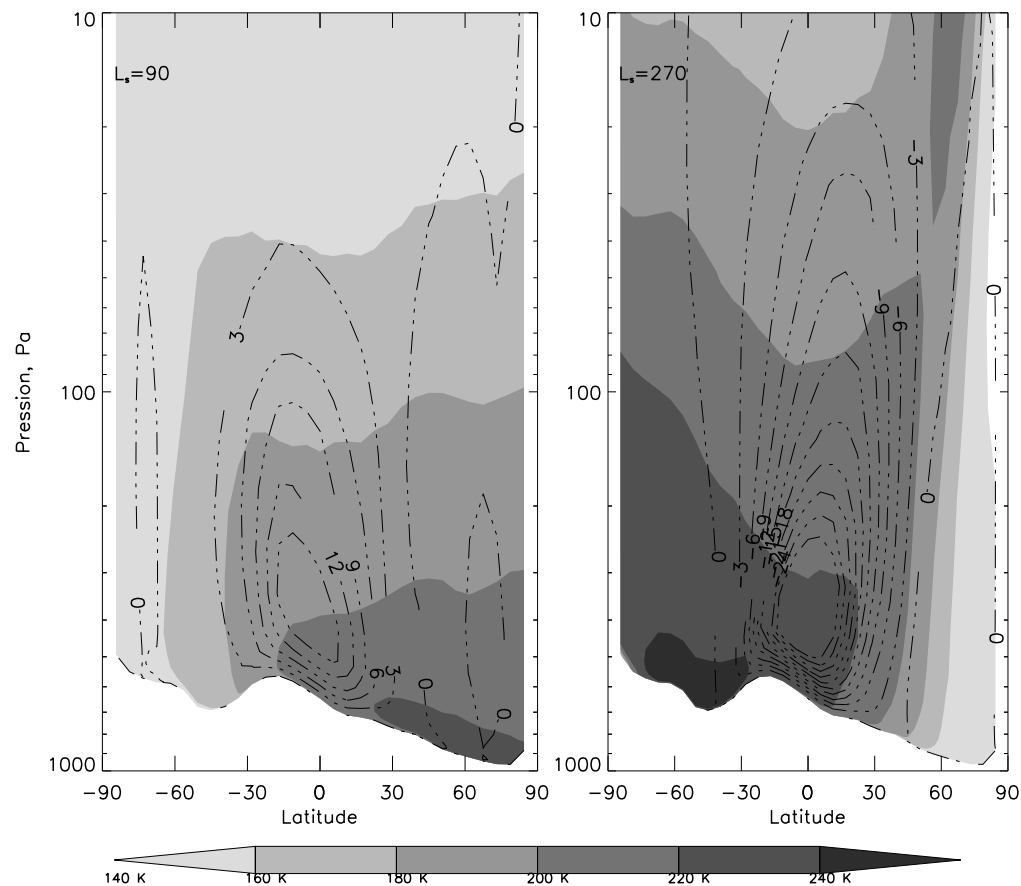


Figure 6.6 : Résultats de notre MCG illustrant les différents régimes de circulation aux solstices (à gauche : solstice d'été nord, à droite : solstice d'été sud) en moyennes zonales. Les contours de la fonction de courant méridienne (en 10^8 kg.s^{-1} , les valeurs négatives indiquent un transport dans le sens des aiguilles d'une montre) sont superposés aux différents niveaux de température (à titre de repère, 10 km d'altitude correspond à une pression de 200 Pa environ, 20 km à 80 Pa...). D'après les calculs, la cellule rencontrée au solstice d'été austral est beaucoup plus vigoureuse. La combinaison d'effets liés à la topographie et à la différence saisonnière d'insolation pourrait en être l'explication.

En premier lieu, l'échange de masse entre hémisphères s'effectue par la cellule de Hadley unique qui se forme aux solstices au-dessus de l'équateur. La branche ascendante prend naissance dans les tropiques d'été où les masses d'air soulevées sont refroidies adiabatiquement. La zone de subsidence se situe, elle, dans les tropiques d'hiver. C'est bien dans cette zone intertropicale que la ceinture nuageuse observée par Clancy apparaît. En second lieu s'ajoute la composante climatique. D'après les observations télescopiques de ces auteurs, la région

intertropicale rencontre un climat plus froid au solstice d'été nord, synchronisé avec l'aphélie, qu'au solstice d'été sud, synchronisé avec le périhélie. La différence observée de température atmosphérique entre ces deux saisons est de l'ordre de 20 K, ce que reproduisent parfaitement les MCG martiens. Cela explique aussi l'absence d'observation au périhélie d'une ceinture intertropicale nuageuse comme celle se produisant à l'aphélie.

Afin d'illustrer notre propos, nous avons utilisé le MCG martien du Laboratoire de Météorologie Dynamique (qui servira pour la suite de notre étude). La Figure 6.6 est une coupe méridienne superposant les contours de la fonction courant aux contours de la température atmosphérique pour les saisons de l'aphélie ($L_s \sim 70^\circ$) et du périhélie ($L_s \sim 250^\circ$). D'après cette figure, on peut constater que l'altitude moyenne de l'hygropause (~ 10 km) où se forme les nuages de l'aphélie correspond à la branche de retour de la cellule de Hadley. Pour Clancy et al. [1996], la sédimentation des cristaux de glace s'accompagne d'un confinement de l'eau suffisant pour que l'eau ne puisse être transportée vers l'hémisphère sud. En contrepartie, ce mécanisme a moins de chance d'opérer au périhélie, l'hygropause étant trop haute pour empêcher l'eau d'être transférée vers le nord. Rassemblant tous ces éléments, Clancy et al. [1996] postule que l'hémisphère d'été se synchronisant à l'aphélie possède un mécanisme puissant (nommé par la suite *effet Clancy*) pour ■ pomper ■ l'eau de l'autre hémisphère.

Le forçage topographique

Le terme d'asymétrie est vraiment adéquat pour illustrer le contraste des deux hémisphères martiens. A l'asymétrie actuelle du cycle saisonnier, Richardson et Wilson [2002a] ajoute un autre type d'asymétrie qui s'avère déterminant dans le transport méridien : l'asymétrie topographique nord-sud. Celle-ci se caractérise par une pente forte dirigée vers le pôle nord, et encore plus marquée à la frontière équatoriale. Cette singularité du relief martien fait encore l'objet de nombreuses interrogations. A l'aide d'un MCG, Richardson et Wilson [2002a] expertisent le type de circulation rencontré par l'atmosphère de Mars pour différentes configurations orbitales (cf. Figure 6.7). C'est de cette manière que les auteurs mettent en évidence la prédominance de la topographie sur la structure du courant des flux de masse. L'effet net de la topographie, en moyenne annuelle, privilégie le transport vers l'hémisphère nord. Richardson et Wilson [2002a] ne parviennent pas à en cerner les raisons profondes mais notent l'existence d'un phénomène similaire sur Terre avec l'influence du plateau tibétain sur la mousson indienne. Parce-qu'il ne dépend pas de la configuration orbitale, ce forçage topographique est une composante invariante du transport d'espèces. Faut-il en déduire pour autant que la topographie explique la distribution actuelle de l'eau et de ses réservoirs ? Pas encore, mais cet effet doit être vu comme un facteur favorable au stockage d'eau et de poussière dans l'hémisphère boréal. D'un point de vue statistique, il y aura nécessairement plus de configurations orbitales où une calotte permanente sera stable dans le Nord que dans le Sud.

2.3 Le recours aux MCG

Bien que les modèles simples aient apporté une grande partie de nos connaissances sur le cycle hydrologique martien, les MCG sont des outils théoriques beaucoup plus sûrs et beaucoup plus puissants et bénéficiant d'un potentiel explicatif plus important.

Le transport de l'eau sublimée aux pôles

Haberle et Jakosky [1990] furent les premiers à utiliser un modèle 2D axi-symétrique pour étudier la sublimation et le transport de la vapeur d'eau depuis la CPN. Leurs travaux ont apporté un certain nombre d'informations.

En été, le contraste de température entre la CPN et sa périphérie (forcé par à une différence d'albédo) génère une brise de terre. Cette circulation pourrait expliquer que le maximum de concentration de vapeur d'eau est observé, non pas au centre de la calotte, mais en bordure de celle-ci [Bass et Paige, 2000]. C'est l'endroit où l'eau est advectée depuis le pôle et où elle est entraînée dans la branche ascendante de la cellule créée localement (cf. Figure 6.8). Cependant, cette circulation polaire moyenne est trop peu vigoureuse pour réaliser le transport de l'eau sublimée de la calotte vers les moyennes latitudes. Ce constat força Haberle et Jakosky [1990] à invoquer

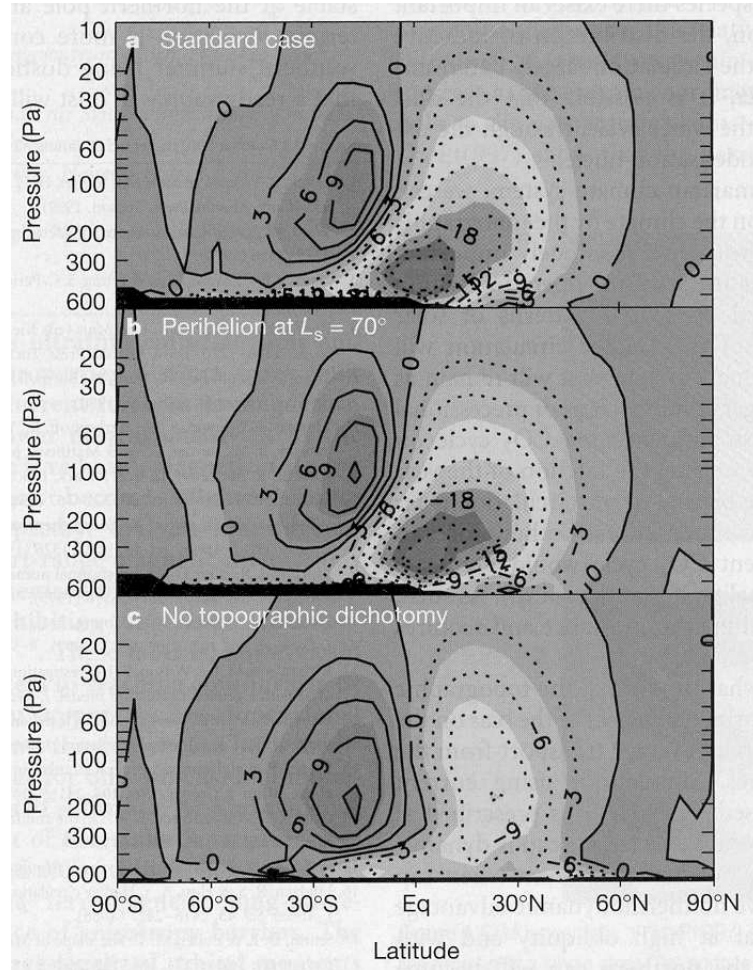


Figure 6.7 : Reprise de Richardson et Wilson [2002a]. Résultats issus de leur MCG donnant les contours de la fonction de courant méridienne en moyenne annuelle (donnée en 10^8 kg.s^{-1} , les valeurs négatives indiquent un transport dans le sens des aiguilles d’une montre). Différents cas sont étudiés : **a)** Configuration orbitale actuelle, le pôle d’été austral est alors plus chaud que le pôle d’été boréal. **b)** Cas où le périhélie est avancé de 180° , la situation aux pôles d’été est alors inversée. **c)** Configuration orbitale actuelle sans asymétrie de topographie. Les deux cellules distinctes qui apparaissent dans les trois cas sont les résidus de la circulation autour des solstices. D’après ces résultats, l’impact de l’asymétrie climatique (mis en évidence par la comparaison de a) avec b)) est bien moins flagrant que le forçage généré par la différence d’élévation entre les plateaux austral et boréal (comparaison de a) avec c)).

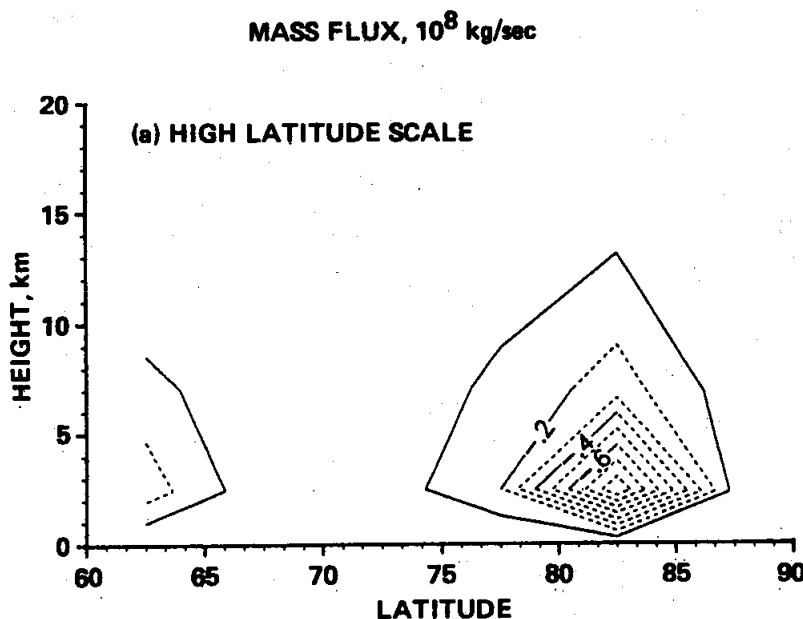


Figure 6.8 : Reprise de Haberle et Jakosky [1990] d'après les résultats de leur MCG 2D axi-symétrique. Zoom sur la circulation méridienne dans la région polaire nord en été lorsque l'eau sublime de la surface de la calotte. Les contours sont ceux de la fonction de courant méridienne (valeurs négatives=transport dans le sens des aiguilles d'une montre) indiquant l'existence théorique d'une cellule de faible intensité entre 75° N et le pôle en été.

le rôle probable du régolite pour expliquer l'augmentation de la vapeur d'eau dans la totalité de l'hémisphère nord en été. Cette conclusion est erronée car l'essentiel du transport est sans doute non axi-symétrique⁴. Des observations montrent le développement de nuages en spirales (faits de poussières et/ou de glace d'eau) en bordure de CPN au printemps et en été [Hunt et James, 1979; Gierasch et al., 1979; James et al., 1999; Cantor et al., 2002; Wang et Ingersoll, 2002]. Ces observations de structures zonales prononcées s'accordent bien avec l'étude de Barnes et al. [1993] indiquant que le gradient de température mentionné plus haut génère aussi des instabilités de type barocline. Selon Haberle et Jakosky [1990], ces ondes baroclines pourraient assurer une redistribution de l'eau beaucoup plus efficace que la circulation moyenne : le mécanisme de transport depuis le pôle d'été serait donc essentiellement diffusif.

Le retour de l'eau aux pôles

L'emploi de MCG 3D pour simuler le cycle de l'eau débuta avec Houben et al. [1997]. Le modèle de Houben et al. [1997] est une version simplifiée du MCG martien développé à NASA Ames. L'action du régolite y est prise en compte, de même qu'une paramétrisation abrupte des nuages est utilisée. Par contre, les variations diurnes de température ne sont pas représentées, le modèle fonctionne en moyenne journalière. Il apparaît aujourd'hui que les travaux de Houben et al. [1997] sont entachés d'un *bug* important qui avait conduit ces auteurs à conclure que, sans le régolite, l'atmosphère de Mars serait ■ submergée ■ d'eau.

Malgré cette erreur, Houben et al. [1997] décrivent le phénomène par lequel une grande majorité de l'eau sublimée en été retourne dans sa région polaire d'origine (Figure 6.9). Ce mécanisme se base sur les considérations météorologiques mentionnées précédemment, à savoir la présence en bordure de calotte d'instabilités baroclines. Cette fois, la calotte en question est la calotte saisonnière de CO₂ sur laquelle se dépose aussi du givre de glace d'eau (un des réservoirs saisonniers que nous avons présentés). Christensen et Zurek [1984] signale que

⁴Les études 3D suivantes le montreront.

de grosses quantités de vapeur d'eau sont relâchées lors de la récession de la calotte saisonnière. Cependant, sous l'action des ondes baroclines, une grande partie de cette eau est transférée en direction du pôle (c'est la direction des vents associés au front chaud) et reprécipite dans le front froid. De cette manière, la rétraction de la calotte temporaire de CO_2 entraîne avec elle le givre qui s'y était déposé pendant l'automne et l'hiver (voir le schéma en Figure 6.9). La répétition continue de ce cycle de sublimation/condensation fait que l'eau est transférée jusqu'au pôle dans un état *quasi-solide* et que la CPN retrouve en grande partie l'eau perdue l'été précédent. Ce mécanisme retarde donc la sublimation finale du dépôt de givre saisonnier en le confinant près du pôle⁵. D'un point de vue observationnel, ce scénario semble tout à fait valide [Bass et Paige, 2000]. De plus, ce principe permet de limiter la quantité d'eau réellement impliquée dans le cycle hydrologique, la fraction piégée par la CPS étant théoriquement faible.

Pour Houben et al. [1997], l'asymétrie du cycle hydrologique entre hémisphères (marquée par une calotte permanente au Nord) n'est que le reflet de l'asymétrie climatique engendrée par la forte excentricité de l'orbite.

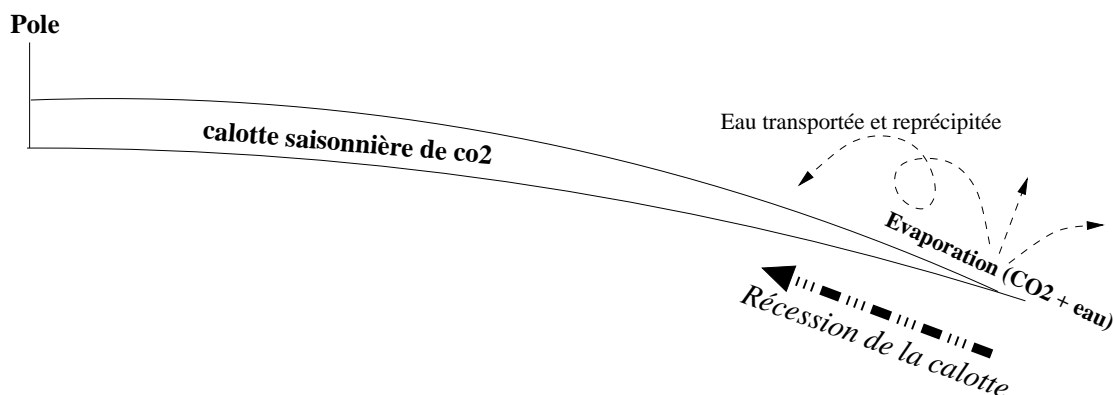


Figure 6.9 : Schéma explicatif du transport quasi-solide de l'eau lors de la récession de la calotte saisonnière de CO_2 (auquel s'ajoute une fraction de givre de glace d'eau). La récession de la calotte démarre en hiver et se poursuit jusqu'à la fin du printemps. Ce processus continu de sublimation/recondensation va finalement confiner le dépôt saisonnier de givre au pôle.

Une vision synthétique du cycle

A ce jour, l'étude la plus réaliste et la plus détaillée a sans aucun doute été réalisée par Richardson et Wilson [2002b]. L'objectif principal de ces auteurs est de discerner les mécanismes fondamentaux permettant au cycle de se stabiliser. De plus, ils effectuent une étude de sensibilité poussée afin de dégager l'importance relative des effets liés au régolite, au flux méridien de CO_2 , ou au changement des paramètres orbitaux. Ces auteurs disposent d'un MCG martien (plus sophistiqué que celui de Houben et al. [1997]) où les nuages sont introduits pour la première fois en tant que traceurs. Le schéma de condensation/sublimation dans l'atmosphère est rudimentaire, mais inclut la sédimentation des cristaux de glace.

D'après ces auteurs, les rôles séparés du flux méridien de CO_2 et de l'adsorption par le régolite sont notables mais pas fondamentaux. Leurs effets se superposent à ceux, dominants, de la dynamique et des conditions climatiques polaires. Cependant, la stabilité de la CPN est assurée par l'équilibre annuel entre les flux d'eau exporté et importé depuis et vers la région arctique comme l'avaient déjà suggéré de Houben et al. [1997]. Richardson et Wilson [2002b] donnent une description concise du cycle annuel de l'eau. Nous en reprenons les principaux éléments; l'explication qui suit sera facilitée par le schéma de la Figure 6.10.

Entre la fin du printemps et la mi-été (L_s de 60 à 140°), la vapeur d'eau se sublimant de la CPN et de ses environs diffuse ensuite vers les basses latitudes. La concentration au-dessus du pôle dépend essentielle-

⁵On peut penser que la source d'eau vue par TES et située dans les hautes latitudes de l'hémisphère sud (vers $L_s \sim 270^\circ$, cf. Figure 6.2) n'est que le résultat de ce transfert.

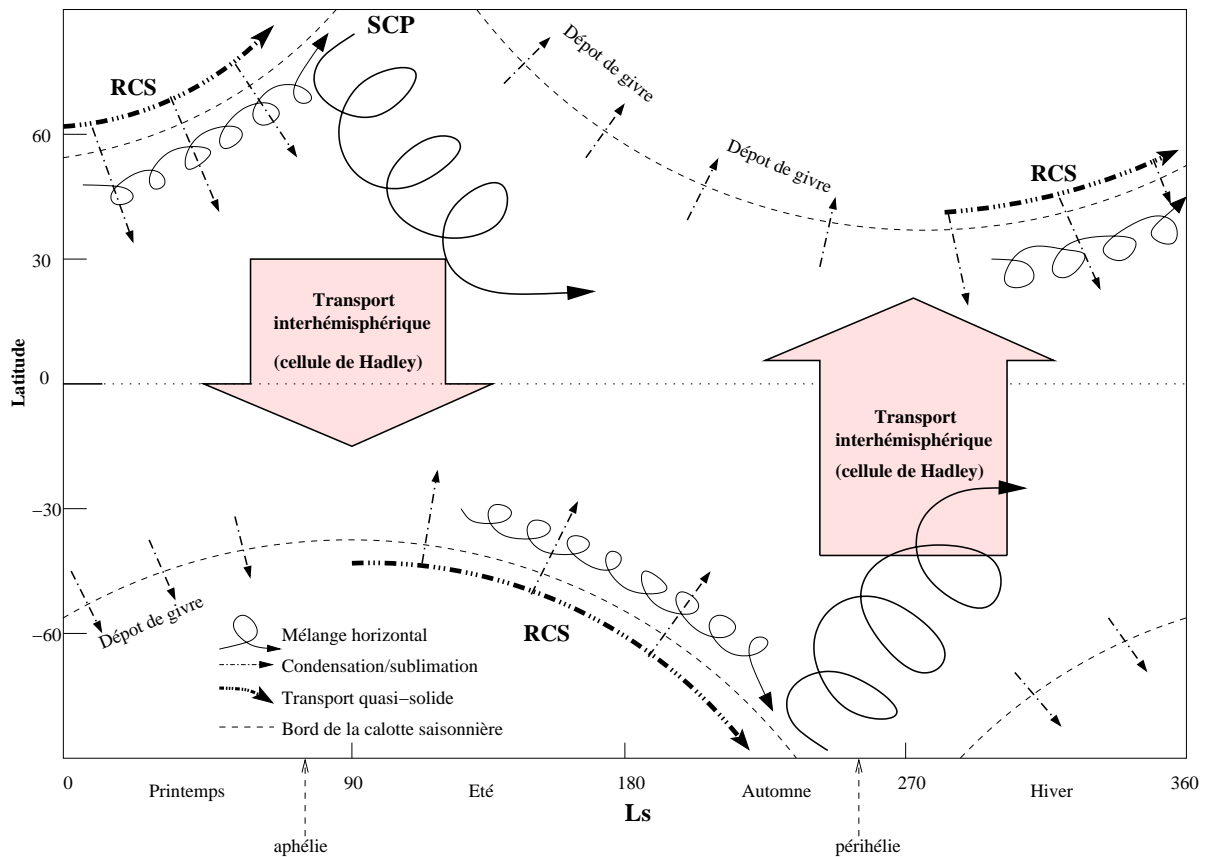


Figure 6.10 : Schéma descriptif du cycle annuel de l'eau. Les flèches indiquent la direction du transport de l'eau. (Abréviations : RCS=récession de la calotte saisonnière. SCP=sublimation de la calotte permanente)

ment de la température en surface et donc de l'insolation. Le transport méridien s'effectue, dans sa majorité, grâce à un mécanisme diffusif contraint par le fort gradient d'humidité existant entre l'arctique et l'équateur. D'après Richardson et Wilson [2002b], il faut un tel gradient pour compenser la faiblesse du mélange horizontal à cette saison⁶. On peut donc discerner les deux variables indépendantes forçant le gradient méridien en été : la température de surface du pôle et la concentration de vapeur d'eau des régions tropicales. Si, pour une raison quelconque, cette concentration varie d'une année sur l'autre, la quantité d'eau soustraite au pôle s'ajustera en réponse au changement de gradient.

A la fin de l'été, le refroidissement de l'atmosphère polaire piège sur place la vapeur d'eau présente. Cette époque marque aussi le rétablissement des vents d'ouest dans la région arctique ; i.e. la naissance du vortex polaire. Pendant les mois qui suivent (L_s de 120 à 280°), l'expansion méridienne de ce vortex s'accompagne, dans sa périphérie, d'une intense activité ondulatoire synonyme de fort mélange horizontal. A cette saison, le gradient de vapeur d'eau s'est inversé. L'eau diffuse des régions tropicales vers l'intérieur du vortex où les faibles températures qui y règnent force l'eau à précipiter rapidement. Cette glace déposée en surface ne s'enfoncera donc que peu dans les hautes latitudes.

A la fin de l'hiver ($L_s \sim 300^\circ$), la récession de la calotte de CO_2 entraîne ce givre d'eau saisonnier grâce au transport à l'état quasi-solide de Houben et al. [1997]. La CPN doit attendre la rétraction finale du vortex et de la calotte saisonnière (à la mi-printemps) pour que le givre accumulé soit amené au niveau du pôle. C'est ce principe qui permet à la CPN de regagner tout ou partie du flux qui lui a été retiré en été. A quelques exceptions

⁶De plus, si l'on prend le problème en moyenne zonale, une colonne d'air humide se déplaçant d'un pôle vers les basses latitudes va nécessairement être diluée. C'est le résultat de l'augmentation de la circonférence du cercle latitudinal entre le pôle et l'équateur.

près, la même description peut s'appliquer à l'hémisphère sud.

Richardson et Wilson [2002b] insistent sur la nature essentiellement diffusive du transport dans un même hémisphère. C'est donc grâce à la composante non axi-symétrique de la circulation que le cycle hydrologique peut se stabiliser. En un sens, ce constat valide la cohérence des études précédentes où le transport est paramétrisé par un coefficient de diffusion. Mais dans le cas de Richardson et Wilson [2002b], ceci est le résultat d'un modèle calculant explicitement les équations de la dynamique et diagnostiquant rigoureusement les échanges de masse entre hémisphères.

Le paléoclimat et l'énigme de la CPN

L'enquête de Richardson et Wilson [2002b] s'étend aussi aux questions d'ordre paléoclimatique. Une simulation est effectuée à forte obliquité (45° contre 23° actuellement). Dans ce contexte climatique particulier, la stabilité de la glace en surface des pôles n'est, à priori, pas favorisée : le flux solaire étant accru durant leur exposition. Ces conditions résultent en un cycle globalement plus humide (de 10 à 100 fois) où la glace reste stable à l'équateur tout au long de l'année. Pourtant, celle-ci continue de s'accumuler aux pôles d'hiver. En fait, elle semble attirée par les régions connaissant, à un moment de l'année, la plus faible température de tout le globe. Cependant, ces résultats ne permettent pas de conclure sur la position géographique éventuelle d'une calotte permanente d'eau.

Le dernier point concerne la stabilité d'une éventuelle calotte de glace d'eau permanente en antarctique dans les conditions climatiques actuelles. Richardson et Wilson [2002b] ont en point de mire le ■ pourquoi ■ d'une calotte permanente au Nord. Ils simulent donc un cas d'étude où une calotte permanente de glace d'eau est prescrite à chaque pôle, la CPS de CO_2 étant éliminée. D'un point de vue purement thermodynamique, l'été plus court mais plus chaud n'avantage pas le Sud pour que s'y maintienne une calotte d'eau. En conséquence, ils ajustent les propriétés de surface de la calotte australe afin que sa température soit moins élevée que celle du Nord au cours de leur été respectif. Malgré cet artifice, l'eau est continuellement transférée du pôle sud vers le pôle nord à une intensité telle que le réservoir d'eau de la calotte australe serait rapidement épuisé (à l'échelle de temps des variations orbitales).

S'étant affranchis du biais thermodynamique, Richardson et Wilson [2002b] voient dans ces résultats l'influence majeure du facteur topographique forçant l'orientation de la circulation méridienne vers le Nord en bilan annuel [Richardson et Wilson, 2002a]. N'ayant pas de simulation comparative, nous ne discuterons pas du bien-fondé de cette hypothèse. Pourtant, si l'argument dynamique paraît valide, Richardson et Wilson [2002b] ne mentionnent pas l'influence d'autres facteurs pouvant favoriser l'hémisphère nord. Le transport de vapeur d'eau entre le pôle et les moyennes latitudes étant assuré par le mélange horizontal, il serait intéressant d'étudier les différences éventuelles de conditions météorologiques durant l'été de chaque hémisphère et leur sensibilité à l'asymétrie saisonnière du climat. L'autre facteur est d'ordre thermodynamique. Même si Richardson et Wilson [2002b] imposent une température de calotte sud moins élevée que celle du nord en été, l'atmosphère de l'hémisphère d'été austral reste plus chaude que celle de l'hémisphère d'été boréal. La capacité à extraire l'eau du pôle d'été est donc supérieure dans le Sud. Suivant cette idée, l'*effet Clancy* conserve la même efficacité et est toujours susceptible d'agir sur le transport interhémisphérique. Une fois combinés, tous ces éléments pourraient fournir une explication plausible à l'instabilité actuelle d'un réservoir d'eau permanent au pôle sud.

2.4 Et les nuages ?

Jusqu'à présent, nous n'avons jamais mentionné l'effet supposé des nuages sur le cycle hydrologique. Les contraintes microphysiques auxquelles ils sont soumis biaisent-ils d'une façon ou d'une autre le transport de l'eau ?

Hormis les hypothèses formulées par Clancy et al. [1996] (qui concerne directement l'impact des nuages à l'aphélie) et celle formulée par Kahn [1990] (sur les échanges d'eau atmosphère/régolite amplifiés par les nuages), peu d'études ont été réalisées à leur sujet. La première fut celle de James [1990], utilisant son précédent modèle

dédié au flux méridien de CO₂ [James, 1985]. Les nuages ne sont pas explicitement représentés. Tout au plus, la sensibilité du cycle à leur action est simulée en modulant la température au-delà de laquelle l'excès de vapeur atmosphérique est précipité en surface. Les résultats de James [1990] sont ambigus et son modèle de nuage sans doute trop peu réaliste pour déboucher sur une information claire.

Les travaux de Richardson et Wilson [2002c] font apparaître plus clairement le rôle des nuages en tant que réservoir d'eau transportable. Le modèle est identique à celui de Richardson et Wilson [2002b] et bénéficie donc d'un schéma spécifique pour traiter la sédimentation de la glace d'eau. Richardson et Wilson [2002c] s'appuient sur les observations pour prescrire un rayon invariant aux cristaux ($\sim 2 \mu\text{m}$) et ainsi contraindre leur vitesse de chute dans le MCG. Ces auteurs notent que le cycle de l'eau simulé est globalement trop humide et que la comparaison entre observations de nuages et résultats de modèle s'avère mauvaise. Par contre, la prescription irréaliste de rayons dix fois plus grands permet de reproduire plus fidèlement la carte MAWD et des observations de la ceinture de nuages tropicale. Les travaux de Richardson et Wilson [2002c] confirment, en théorie, l'importance de l'*effet Clancy* dans le cycle hydrologique martien. En effet, l'augmentation du rayon des cristaux, dont l'effet majeur est d'amplifier le confinement de l'eau par les nuages, s'accompagne d'une diminution significative du flux d'eau transféré vers l'hémisphère sud durant le printemps et l'été boréal. Dans ce cas seulement, Richardson et Wilson [2002c] parviennent à maintenir un gradient d'humidité entre les deux hémisphères.

Tout serait-il déjà dit sur les nuages martiens ? Pas encore, les simulations de Richardson et Wilson [2002b] et de Richardson et Wilson [2002c] ne tiennent pas compte de l'effet radiatif des nuages. De plus, l'utilisation d'une taille de cristaux irréaliste pour s'accorder aux observations témoigne des progrès restant encore à réaliser.

3 Le MCG martien du LMD

Le MCG du Laboratoire de Météorologie Dynamique a été développé par Frédéric Hourdin lors de sa thèse [Hourdin, 1992a; Hourdin et al., 1992b, 1993, 1995a] en adaptant la version initialement conçue pour la Terre aux conditions spécifiques de Mars. L'évolution du modèle est actuellement assurée par François Forget [Forget, 1998a; Forget et al., 1998b, 1999]. L'idée conceptuelle des MCGs terrestres se retrouve, ici, appliquée à Mars : à partir d'un état initial (vents, pressions et températures), le modèle calcule l'évolution globale de l'atmosphère en fonction de lois physiques fondamentales (équations de la mécanique des fluides, du transfert radiatif. . .). Les équations primitives de la dynamique atmosphérique sont résolues en différences finies sur une grille longitude-latitude, en appliquant l'approximation hydrostatique. En règle générale, on préconise une résolution spatiale de $64 \times 48 \times 32$ (64 points en longitude, 48 en latitude et 32 en verticale) pour les simulations. Cette résolution donne à l'équateur des mailles d'environ 300 km x 200 km, et une altitude de plafond de modèle supérieure à 120 km⁷. Une description plus détaillée est donnée en annexe C.

Le relief est reproduit grâce au relevé topographique extrêmement précis⁸ réalisé par le lidar altimétrique MOLA de la mission Surveyor [Smith et al., 1999]. Les propriétés du sol martien proviennent des observations IRTM de Viking. Bien qu'anciennes, les données sur l'inertie thermique que nous utilisons [Palluconi et Kieffer, 1981] sont sensiblement les mêmes que les relevés récents effectués par TES [Jakosky et al., 2000]. Pour la carte d'albédo, nous utilisons les inversions de Pleskot et Miner [1982] ainsi que celles de Paige et al. [1994] pour les régions polaires. Néanmoins, lorsque le modèle diagnostique un dépôt de givre de CO₂ (celui de la calotte saisonnière), l'albédo de surface est prescrit à une valeur de 0.4 [James et al., 1992; Kieffer et al., 2000] (en fait, les mesures montrent que cette valeur est loin d'être universelle et qu'elle varie aussi suivant le degré d'insolation). Cette valeur est aussi celle que nous prescrivons lorsque le modèle diagnostique une épaisseur de glace d'eau supérieure à 5 μm . Cependant, il a été constaté au cours de notre étude que le cycle de l'eau est extrêmement sensible à cette modification des propriétés du sol martien par la glace en surface.

⁷A cette altitude, les faibles pressions rencontrées ne permettent pas toujours à l'atmosphère d'être en équilibre thermodynamique local, un phénomène pris en compte dans les calculs du transfert radiatif.

⁸A tel point que Mars est à présent la planète du système solaire dont on connaît le mieux la topographie.

3.1 Le transfert radiatif

Il est résolu selon la verticale en isolant la colonne considérée. Les flux radiatifs dans chaque bande spectrale sont calculés couche par couche en fonction des propriétés atmosphériques locales. La divergence des flux montant et descendant est convertie en chaleur échangée, c'est-à-dire en taux de chauffage/refroidissement atmosphérique. On prend en compte l'absorption de la poussière dans le visible et celle du CO_2 dans le proche-infrarouge. Les propriétés de l'atmosphère dans l'infrarouge sont représentées par la raie d'absorption du CO_2 vers $15 \mu\text{m}$ mais aussi par celle de la poussière (bande des silicates) vers $9 \mu\text{m}$. La faible concentration de la vapeur d'eau dans l'atmosphère permet, dans un premier temps, de s'affranchir de son effet radiatif. Il faudra pourtant envisager de la prendre en compte à l'avenir. Selon les premiers calculs de Richardson et Wilson [2002b], les simulations orientées paléoclimat à haute obliquité génèrent des humidités très importantes (100 fois plus qu'actuellement). On peut supposer que dans ce contexte, l'effet radiatif de la vapeur d'eau ne doit plus être négligé. Concernant la poussière, nous avons montré précédemment qu'elle dictait en grande partie la structure thermique de l'atmosphère. Par conséquent, l'épaisseur optique qu'elle engendre sert bien souvent de paramètre principal lorsqu'il s'agit de s'accorder aux observations. Récemment, Forget et al. [2001] ont élaboré le ■ scénario ■ de poussières MGS permettant de reproduire l'essentiel des profils thermiques obtenus par les derniers sondages atmosphériques de la mission Mars Global Surveyor (MGS). Un scénario se caractérise par la prescription de deux quantités distinctes variant avec le temps (sur une période de un an) et la latitude :

1. L'épaisseur optique intégrée sur la colonne atmosphérique.
2. L'altitude au-delà de laquelle la poussière est absente des considérations radiatives.

De ces quantités, on déduit l'opacité de chaque couche d'atmosphère en faisant une hypothèse sur la distribution verticale de la poussière. Parce-qu'il a été conçu dans cette optique, le ■ scénario MGS ■ de Forget et al. [2001] est, dans la majorité des cas, extrêmement fidèle aux observations. La contrainte thermique étant sans doute la contrainte majeure pour l'étude des nuages et du cycle de l'eau en général, nous disposons d'un outil réellement optimisé pour ce type de travaux.

Cependant (car il faut bien une contrepartie), la poussière n'est pas considérée comme un traceur dans la configuration de notre modèle, elle n'est donc soumise à aucun processus physique. Son action se limite aux calculs radiatifs où elle est traitée comme une substance radiativement active. Ceci ne témoigne pas d'une limitation conceptuelle, le MCG du LMD a déjà été utilisé pour étudier le transport de poussière. Mais pour le moment, nous préférons nous reposer sur la validité établie du scénario MGS, quitte à négliger certains aspects microphysiques liés aux interactions poussières-cristaux de glace.

3.2 Le transport d'espèces

Advection par la dynamique

Dans le modèle, la vapeur d'eau et la glace d'eau (lorsque celle-ci est représentée) sont considérés comme des traceurs atmosphériques distincts. Tous deux sont donc advectés par les vents résolus de la dynamique. Les flux de masse de traceurs entre mailles sont déterminés grâce à un schéma numérique de type Van-Leer.

Transport vertical et échange surface-atmosphère

En plus de l'advection associée à la dynamique, les traceurs (et donc l'eau) sont mélangés verticalement. Les échanges de traceurs entre couches se ramènent à une équation de diffusion (comme dans notre modèle microphysique) où le coefficient de diffusion est calculé, à chaque pas de temps, en fonction de l'évolution de l'énergie cinétique turbulente locale. C'est grâce à ce diagnostic que l'échange d'eau entre la surface et l'atmosphère est explicitement déterminé. Si une couche de glace d'eau existe en surface, le flux transmis à l'atmosphère est

obtenu selon le gradient de concentrations de vapeur entre le milieu de la première couche (à environ 3.6 m de la surface) et la surface elle-même (où la concentration est donnée par l'équilibre des phases solide-vapeur à la température du sol). L'échange d'eau entre le sol et l'atmosphère est, bien entendu, une étape clé dans le cycle hydrologique.

3.3 Le régolite

A l'heure actuelle, aucun échange n'est autorisé entre l'atmosphère et la sub-surface. Grâce à la coopération entre le LMD et l'université d'Oxford, la modélisation de l'adsorption par le régolite est une étape en cours de réalisation. C'est Henning Boettger, un thésitif de l'université anglaise, qui est chargé de la mise en oeuvre. Dans le futur, nous disposerons donc d'un modèle couplé au régolite martien. Mais pour le moment, nous devons négliger son action. Malgré tout, la cohérence d'ensemble du cycle n'est pas foncièrement dépendante de cet aspect [Richardson et Wilson, 2002b].

3.4 Représentation de la CPN et de la CPS

La résolution spatiale du modèle ne permet pas d'avoir une représentation géographique fine de la CPN et de la CPS. Nous avons tenté, néanmoins, d'obtenir le degré de réalisme le plus élevé possible compte-tenu des limitations imposées. Nous appuyant sur les clichés Viking, le ■ dessin ■ de la CPN est un disque de glace d'eau entre le pôle nord et 85°N. Plus au Sud, typiquement entre 85°N et 80°N, elle ne recouvre que 50% de la surface. Cette géométrie s'éloigne des études précédentes [Haberle et Jakosky, 1990; Houben et al., 1997; Richardson et Wilson, 2002b] qui imposent une surface de calotte recouvrant totalement le sol martien au Nord de 80°N. Pour la CPS, sa faible taille (avec un diamètre de quelques centaines de km) est du même ordre que celle d'une maille de modèle. Nous la modélisons en prescrivant une épaisse couche de glace de CO₂ au Sud de 85°S, ce qui impose une température d'équilibre de phases en surface et actionne le ■ piège froid ■.

4 Résultats des simulations

Trois parties successives ont été abordées au cours de notre étude des nuages à l'aide d'un MCG, elles suivent en gros un degré de réalisme croissant :

1. Obtenir un cycle de l'eau de base s'appuyant sur la configuration préexistante du MCG. C'est le degré zéro du développement où les nuages ne sont pas transportés.
2. Introduire la glace d'eau atmosphérique en tant que traceur transporté par les vents résolus de la dynamique et soumis aussi aux contraintes microphysiques fondamentales (sédimentation et condensation/sublimation). Cette étape correspond à l'■ évolution 1 ■ du modèle.
3. Rendre les nuages radiativement actifs en incluant leur effet dans les calculs du transfert radiatif. Nous nommerons cette étape ■ évolution 2 ■. Celle-ci est actuellement en cours de réalisation et les résultats sont encore trop partiels pour être discutés dans ce manuscrit.

En découpant notre travail de cette manière, nous pourrions nous rendre compte des progrès éventuellement réalisés à chaque étape, mais surtout nous pourrions étudier la sensibilité du MCG à différents effets générés par les nuages. On comprend aisément que les étapes 1 et 2 concernent exclusivement le cycle de l'eau, l'impact climatique n'intervenant qu'en troisième et dernière étape.

En raison de la dizaine d'années de simulation nécessaires pour parvenir à un état convergé, nous n'avons pu utiliser la résolution spatiale standard (64×48×32). Cette configuration nous impose de deux à trois mois de

calculs⁹. Afin de respecter les délais, nous avons donc adopté une résolution plus basse ($48 \times 32 \times 25$) nous permettant de réduire le temps CPU de plus d'un facteur 3 (une année martienne est simulée en deux jours environ). Comme nous le verrons, cette contrainte n'est sans doute pas sans incidence sur la qualité des résultats. Dans un futur proche, ce problème sera résolu, le modèle évoluant actuellement pour tourner sur supercalculateurs.

4.1 Configuration de base

Dans la version préexistante du MCG, des aménagements avaient été réalisés pour simuler le cycle de l'eau martien. En plus du processus de sublimation en surface, une paramétrisation de la condensation et de la sublimation atmosphérique avait déjà été introduite. C'est avec celle-ci que nous avons initié nos travaux dont les résultats sont présentés dans cette partie.

Dans cette configuration, l'approche de la condensation ne permet pas à un nuage d'être transporté. En effet, dans une couche d'atmosphère, tout l'excédent de vapeur d'eau en sursaturation est transmis à la couche inférieure. Ce procédé est appliqué sur l'ensemble de la colonne. Si la couche en question est la plus proche du sol, l'excédent est aussitôt transformé en dépôt de glace à la surface. Cette paramétrisation revient à supposer que le transport de la glace d'eau par la dynamique est beaucoup plus lent que la sédimentation et elle-même plus lente que la sublimation. De plus, on considère que sédimentation et sublimation se déroulent sur des temps très inférieurs au pas de temps du modèle (qui est de 30 minutes pour la partie physique). Ces hypothèses ne sont pas vérifiées microphysiquement, et cela justifie l'évolution que nous avons apportée par la suite. Néanmoins, cette base de travail présentera l'intérêt de faire apparaître l'effet brut des nuages en tant que réservoir atmosphérique mobile lorsque cette configuration sera comparée à l'■ évolution 1 ■ du modèle.

La simulation démarre avec une atmosphère totalement sèche. L'humidification se produit grâce à la sublimation et au transport de l'eau depuis la CPN (au Nord de 80°). Au bout de huit années martiennes, nous obtenons un état stationnaire; i.e. les fluctuations interannuelles des contenus hémisphériques de vapeur d'eau n'excèdent pas 1%.

4.2 Description des résultats de la configuration de base

La Figure 6.11 indique que le cycle modélisé est trop sec, le rapport d'humidité entre modèle et observations étant souvent proche de 2. Les tendances fortes de l'évolution de chaque hémisphère sont cependant bien reproduites, chacun possédant un pic bien distinct durant leur été respectif. La comparaison de la Figure 6.12 et de la Figure 6.2 confirme bien ce déficit de vapeur d'eau, mais c'est la région hors des pôles qui en est le plus affectée. La forme des contours est assez semblable à celle des cartes MAWD et TES malgré quelques différences notables. Globalement, l'évolution saisonnière en latitude reste satisfaisante. De plus, la variation du rapport d'humidité entre les deux hémisphère est assez bien rendue (cf. Figure 6.11). Durant l'automne et l'hiver boréal (L_s de 180° à 360°), le contenu de l'hémisphère nord diffère peu de celui de l'hémisphère sud tandis qu'au printemps et en hiver, une dichotomie très marquée apparaît entre les deux.

D'après la Figure 6.12, à la fin du printemps boréal et austral ($L_s=60^\circ$ et $L_s=240^\circ$ respectivement), les régions de fortes concentrations sont situées vers les pôles. Au Sud, cela résulte directement du mécanisme mis en évidence par Houben et al. [1997] qui force le dépôt de glace saisonnier des régions subpolaires à venir se concentrer près du pôle. La carte inférieure de la Figure 6.12 illustre bien ce processus. A partir de $L_s \sim 150^\circ$ (fin de l'hiver austral), le bord de la couche saisonnière de glace d'eau s'épaissit au fur et à mesure qu'elle se rétracte vers le pôle (le même procédé s'applique à la fin de l'hiver dans l'hémisphère nord vers $L_s \sim 300^\circ$). Après la disparition totale de la calotte saisonnière de CO_2 , la glace d'eau en surface peut alors sublimer en réponse à l'augmentation rapide de température (on passe d'une température du sol contrôlée par l'équilibre de phases du CO_2 à une température contrôlée par l'équilibre radiatif). C'est sans doute la raison pour laquelle les observations TES (Figure 6.2) donnent cette impression qu'une source d'eau existe aussi en antarctique. Les

⁹C'est un minimum ne tenant pas compte des autres utilisateurs.

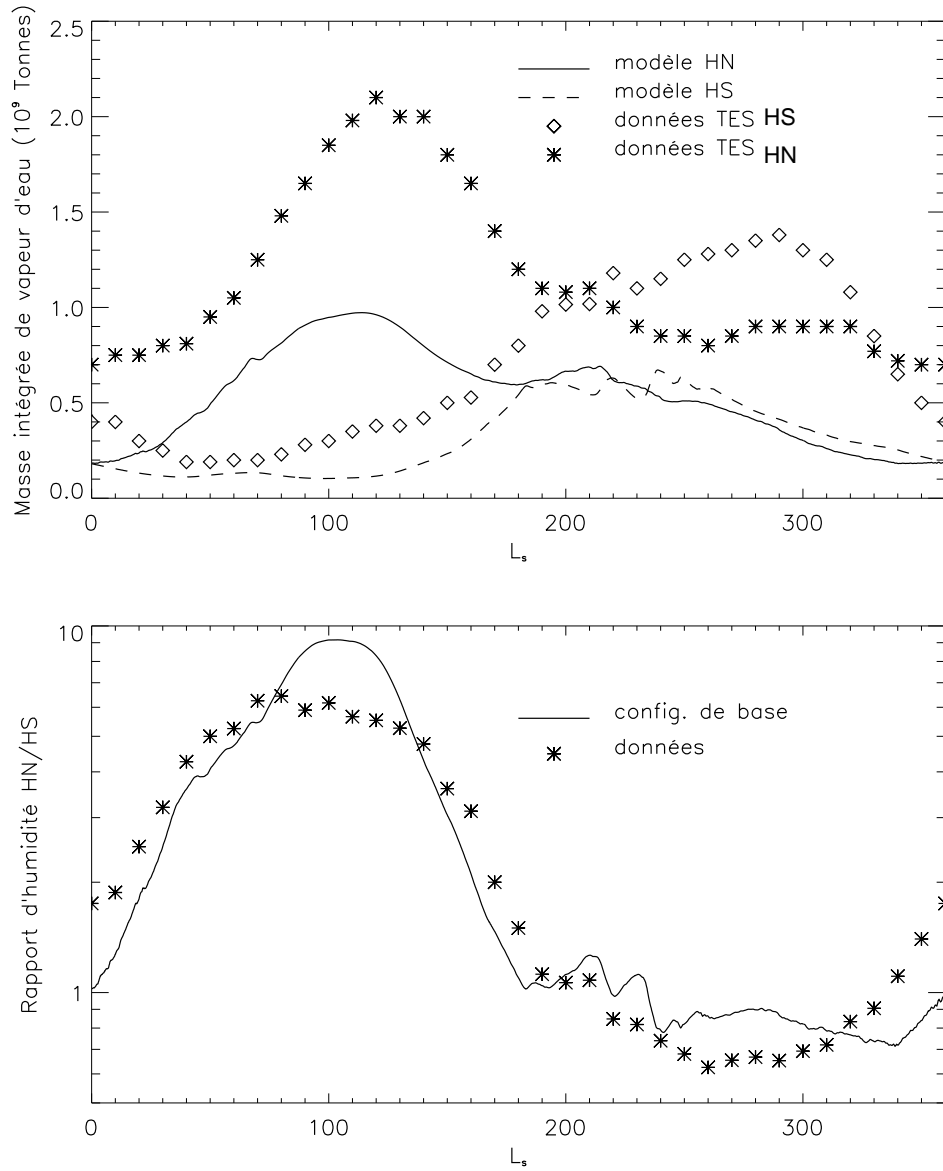


Figure 6.11 : **En haut :** Evolution des contenus intégrés de vapeur d'eau (en gigatonnes) dans chaque hémisphère (HN : hémisphère nord, HS : hémisphère sud). Comparaison entre le modèle (configuration de base) et les observations (données TES de Smith [2002]). **En bas :** Rapport d'abondance entre hémisphères.

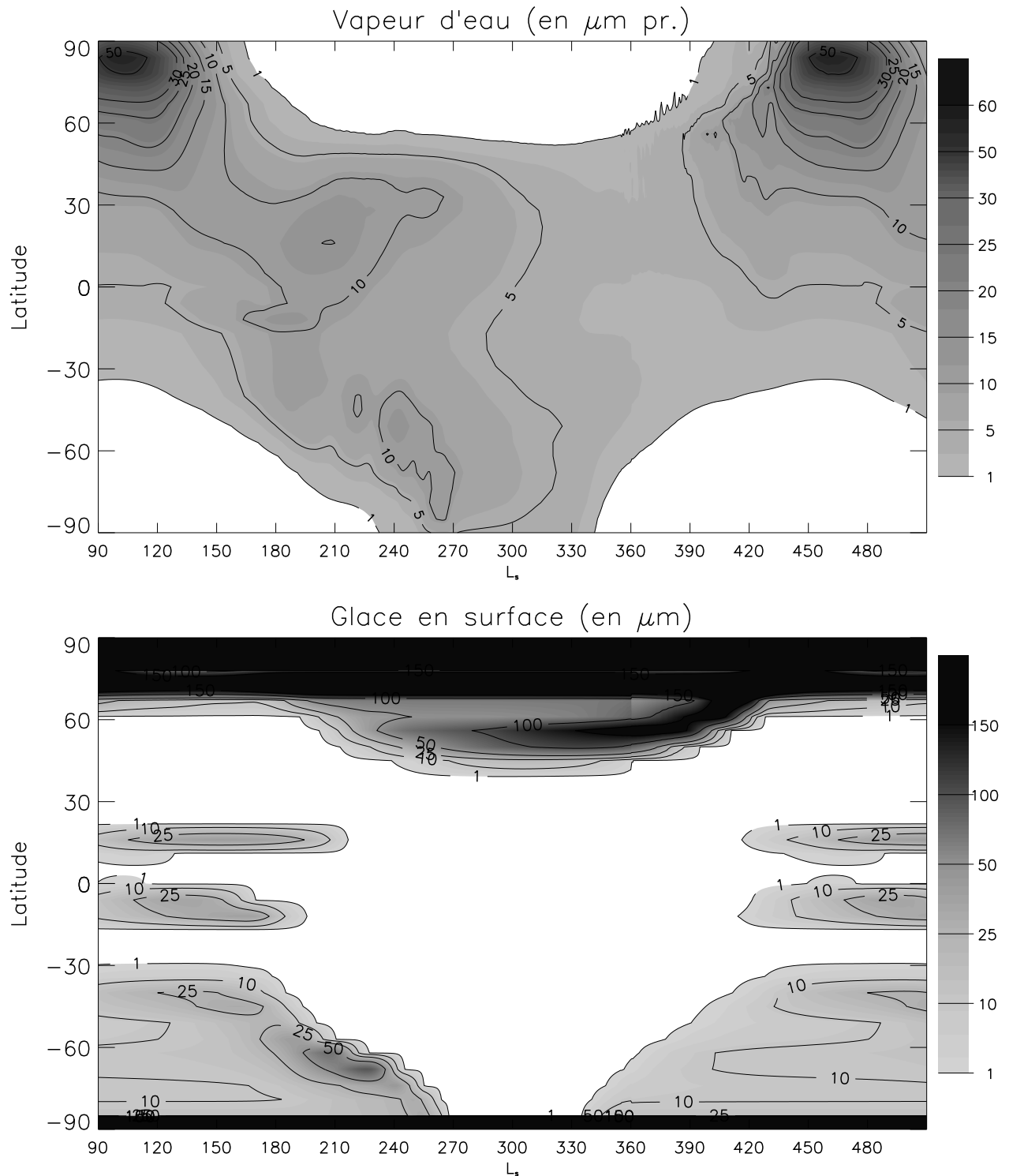


Figure 6.12 : Résultats du modèle dans sa configuration de base pour la neuvième année de simulation. **Figure du haut :** Distribution géographique et temporelle de la vapeur d'eau. A comparer directement avec les observations de la Figure 6.2 . **Figure du bas :** Evolution du dépôt de glace d'eau en surface.

deux bandes sombres dans le graphe inférieur de la Figure 6.12 indiquent qu'un dépôt permanent existe dans la région antarctique en plus de celle prescrite au pôle nord. Ce résultat était attendu, la CPS y joue son rôle de "piège froid".

Bilan au niveau des calottes permanentes

La situation des calottes est intéressante à analyser. Elle permet de cerner à quels moments et dans quelles proportions s'effectuent les mouvements d'eau. Le graphe de la Figure 6.13 donne la variation saisonnière du dépôt de glace moyen à la surface des calottes permanentes. On peut s'apercevoir que durant près des deux tiers de l'année, CPN et CPS sont isolées en terme d'échange. La CPN doit attendre jusqu'à la mi-printemps pour que le bord de la calotte saisonnière soit suffisamment proche du pôle. A ce moment, son épaisseur de glace augmente grâce à l'apport de l'eau récemment sublimée plus au Sud. Ce transfert s'arrête brutalement une fois la couche saisonnière de CO₂ totalement disparue. Une période de sublimation intense démarre, durant laquelle la calotte va libérer environ 350 μm . A la fin de l'été, la diminution de l'insolation refroidit l'atmosphère. L'atmosphère polaire est très vite saturée (car encore très humide) et la CPN récupère ainsi 60 μm . En conséquence, ce sont moins de 300 μm qui sont réellement extraits de la calotte en été.

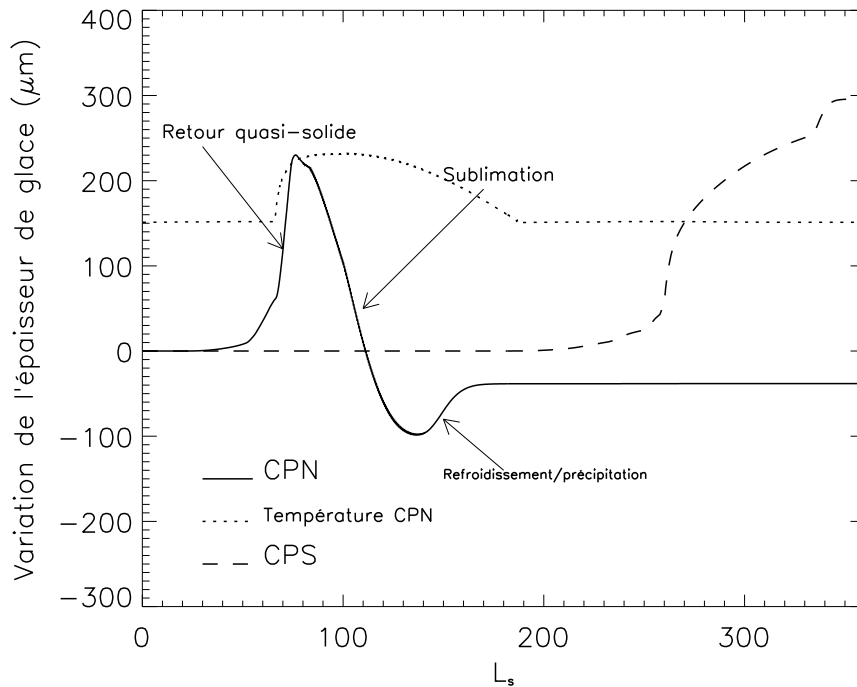


Figure 6.13 : Variations saisonnières de l'épaisseur de glace d'eau moyenne sur les calottes permanentes, résultats du modèle. La température en surface de la CPN (même échelle mais à substituer en K) est indiquée par la courbe en pointillée. La température de la CPS est quasi-constante à 145 K.

Jusqu'à la fin de l'année, l'épaisseur de la CPN ne variera plus. Les saisons d'automne et d'hiver voient se former la calotte saisonnière de CO₂. Selon la Figure 6.12, la bordure de cette calotte est le seul endroit sur lequel vient se déposer la glace d'eau. Les masses d'air humides des basses latitudes qui pénètrent à l'intérieur de la zone délimitée par la calotte (i.e. dans le vortex polaire) rencontrent une baisse brutale de température. Les pressions de vapeur saturante y sont si faibles que ces masses perdent la quasi-totalité de leur contenu humide par précipitation, l'eau se confine ainsi en périphérie de la calotte. En progressant, la nuit polaire va déplacer la frontière thermique vers l'équateur, la CPN est ainsi totalement isolée.

La Figure 6.13 indique que cette dernière perd environ 40 μm d'eau sur l'année. Le cycle étant à l'équilibre, ces

40 μm correspondent aux 300 μm gagnés par la CPS, sa superficie étant environ 8 fois moins grande que celle de la CPN (dans le modèle en tout cas). Les échanges entre la CPS et l’atmosphère sont, eux aussi, très restreints dans le temps et ne se produisent qu’après la mi-printemps. Grâce au mécanisme de Houben, le piégeage de l’eau intervient brusquement lorsque le bord de calotte saisonnière australe est à proximité du pôle (vers $L_s=220-240^\circ$). Le piégeage se prolonge encore après la sublimation finale du givre de CO_2 ($L_s > 250^\circ$). La glace d’eau déposée dans la périphérie de la CPS est alors exposée et finit par totalement sublimer. Une partie de cette eau est transportée au-dessus du pôle où elle est capturée. A la fin de l’été ($L_s > 330^\circ$), l’atmosphère se refroidit, la vapeur d’eau encore présente précipite en surface. Au final, le cycle s’est ajusté en ayant, en bilan net, transféré près de 50 méga-tonnes d’eau de la CPN à la CPS.

L’effet Clancy et l’effet Tharsis

Les résultats de cette simulation nous permettent de discuter de l’effet Clancy mentionné précédemment. Son principe, rappelons-le, repose sur l’asymétrie climatique : l’excentricité de l’orbite martienne impose un hémisphère d’été austral beaucoup plus chaud que l’hémisphère d’été boréal. Comme le montre la Figure 6.14, cette caractéristique orbitale se répercute sur le transport de l’eau entre hémisphères. Au solstice d’été nord (graphe de gauche), on discerne un fort gradient latitudinal (entre l’équateur et 30°N) de la concentration en vapeur d’eau. Ce gradient reflète simplement le gradient latitudinal de température de la Figure 6.6, le pôle d’été étant la région la plus chaude de la planète. Malgré l’abondance d’eau croissante vers le pôle nord, l’altitude de saturation diminue lorsque l’on se rapproche de l’équateur. On peut remarquer que pour une latitude donnée, le profil vertical de vapeur d’eau décroît systématiquement avant d’atteindre la branche de retour (orientée Nord-Sud) de la cellule de Hadley. L’eau reste bloquée dans les tropiques nord aux dépens de l’hémisphère sud. Au solstice d’été sud (graphe de droite), la situation est fondamentalement différente. Les températures plus élevées de l’hémisphère d’été austral repoussent l’altitude de saturation beaucoup plus haut (au-dessus de 40 km, confirmé par les observations [Smith, 2002]). Le transfert d’eau du Sud vers le Nord via la circulation moyenne n’est pas restreint par un confinement dans les tropiques d’été. La Figure 6.14 illustre cette libre circulation de l’eau entre hémisphères, les contours de concentration épousent parfaitement la forme des contours de la fonction courant.

L’effet Clancy apparaît clairement à travers cette analyse mais son effet brut reste encore difficilement quantifiable. Néanmoins, la Figure 6.12 donne un indice de son action. Entre $L_s=200^\circ$ et $L_s=270^\circ$ dans les moyennes latitudes boréales, les contours à 1,5 et 10 μm pr. se déplacent vers le Nord. La Figure 6.11 montre aussi que le contenu en eau de l’hémisphère nord se stabilise dans cette période. Quelques fluctuations sont même perceptibles et semblent légèrement déphasées par rapport aux fluctuations de l’hémisphère sud. Pourtant, à cette saison, le puits d’eau que constitue la calotte nord de CO_2 prend de l’ampleur en progressant vers l’équateur. En contrepartie, nous ne voyons pas un comportement identique de l’hémisphère sud en automne. Tous ces éléments plaident en faveur de l’effet Clancy, il reste encore à voir quelle sera son efficacité une fois les nuages transportés par la dynamique.

Une des caractéristiques intrigantes de la Figure 6.12 concerne les dépôts de glace autour de l’équateur entre $L_s=90^\circ$ et $L_s=120^\circ$ (et une année plus tard entre $L_s=420^\circ$ et $L_s=480^\circ$). Sur la même période, le contour à 10 μm pr. effectue un léger crochet vers le Nord. Ce comportement n’est pas en adéquation avec ce qui est observé à cette époque : la vapeur d’eau étant advectée de sa source en arctique, les contours devraient être inclinés vers le Sud. Il semble que ce phénomène soit le résultat d’un effet topographique lié à la présence des volcans sur la plateaux de Tharsis. Compte-tenu de la résolution utilisée qui ne permet pas de capturer toutes les subtilités du relief martien (et notamment le grand canyon de Valles Marineris), et compte-tenu du nombre important de phénomènes pouvant interagir, nous ne nous chercherons pas à déterminer la cause réelle. Néanmoins, les résultats du modèle indiquent que des dépôts de glace d’une épaisseur excédant 350 μm pr. se forment sur les flancs des volcans du plateau. Une hypothèse probable impliquerait la branche inférieure de la cellule de Hadley, la friction topographique et le refroidissement adiabatique des masses d’air. Sur la Figure 6.14 (graphe de gauche), on peut voir que la vapeur d’eau est concentrée très localement juste au Sud de l’équateur près de la surface. Il est possible qu’un freinage topographique des vents zonaux soit à l’origine de cette accumulation.

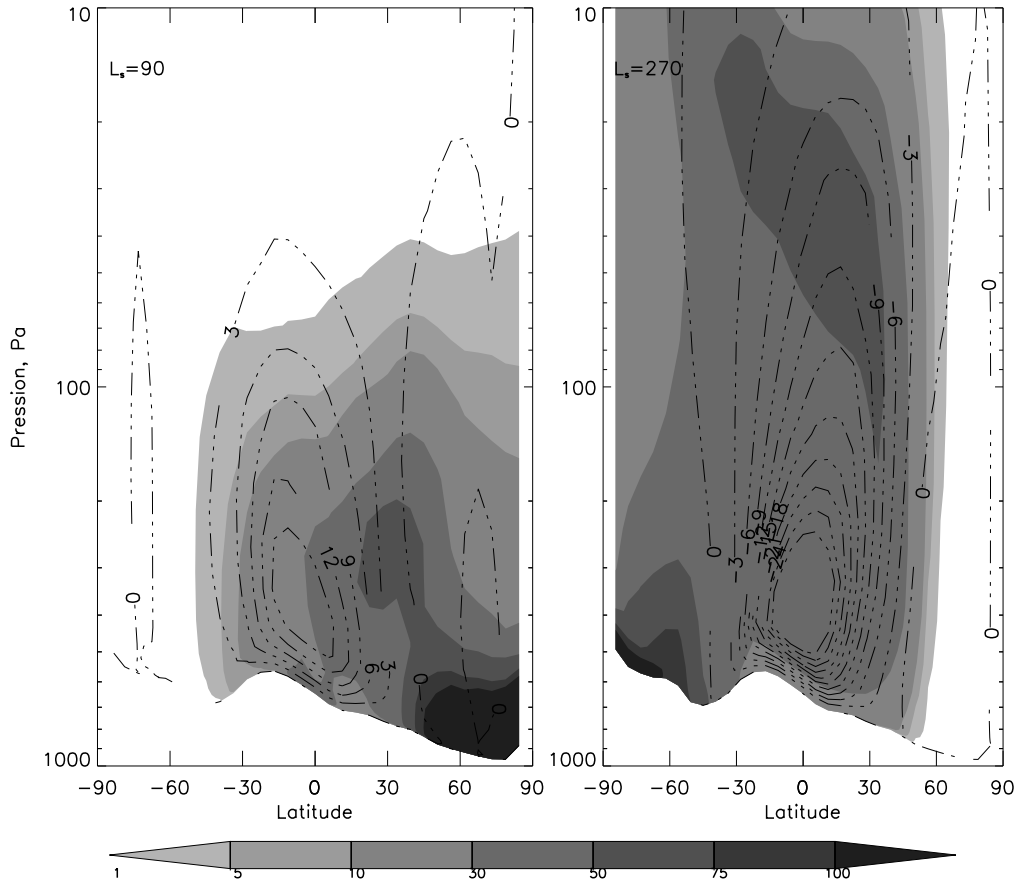


Figure 6.14 : Résultats du GCM illustrant l'effet Clancy sur le transport de l'eau entre hémisphères (à gauche : solstice d'été nord, à droite : solstice d'été sud). Les contours en pointillé expriment la moyenne zonale de la fonction courant de masse (en 10^8 kg.s^{-1}) tandis que les niveaux de gris indiquent les rapports de masse de la vapeur d'eau (en ppm) en moyenne zonale.

De même, la présence de la cellule de Hadley force un transport méridien à basse altitude orienté vers le Nord. Comme le montrent Haberle et al. [1993], la friction générée par la topographie freine considérablement la circulation méridienne de la basse atmosphère. Cela peut expliquer que l'eau s'accumule près de la barrière topographique des trois volcans (Pavonis, Ascreus et Arsia, cf. Figure 6.15). L'ascension et le refroidissement adiabatique de ces masses d'air très humides sur la face des volcans sont à l'origine du dépôt de givre. Ce mécanisme permet à l'hémisphère sud de retenir l'eau amenée du Nord et s'oppose donc à l'effet Clancy.

Des résultats biaisés par la résolution...

Au cours de notre étude, des différences significatives sont apparues entre modèle et observations. Ainsi, on pouvait constater qu'aussi bien dans l'hémisphère austral que dans l'hémisphère boréal, des pics locaux de vapeur d'eau très marqués se créaient au printemps en bordure de calottes saisonnières durant leur récession. Bien que partiellement comblées grâce à la prise en compte de la rétroaction de la glace d'eau en surface, ces disparités se signalent encore par les crêtes de la courbe de l'hémisphère sud entre $L_s=200^\circ$ et $L_s=240^\circ$. En toute probabilité, cela témoigne d'un problème de la représentation des calottes saisonnières en phase de sublimation et dont la cause est intrinsèquement liée au choix de la résolution. Plus celle-ci est élevée, moins ces maxima s'avèrent prononcés.

L'exposition du bord de la calotte saisonnière provoque une sublimation très rapide du CO_2 et de l'eau condensés

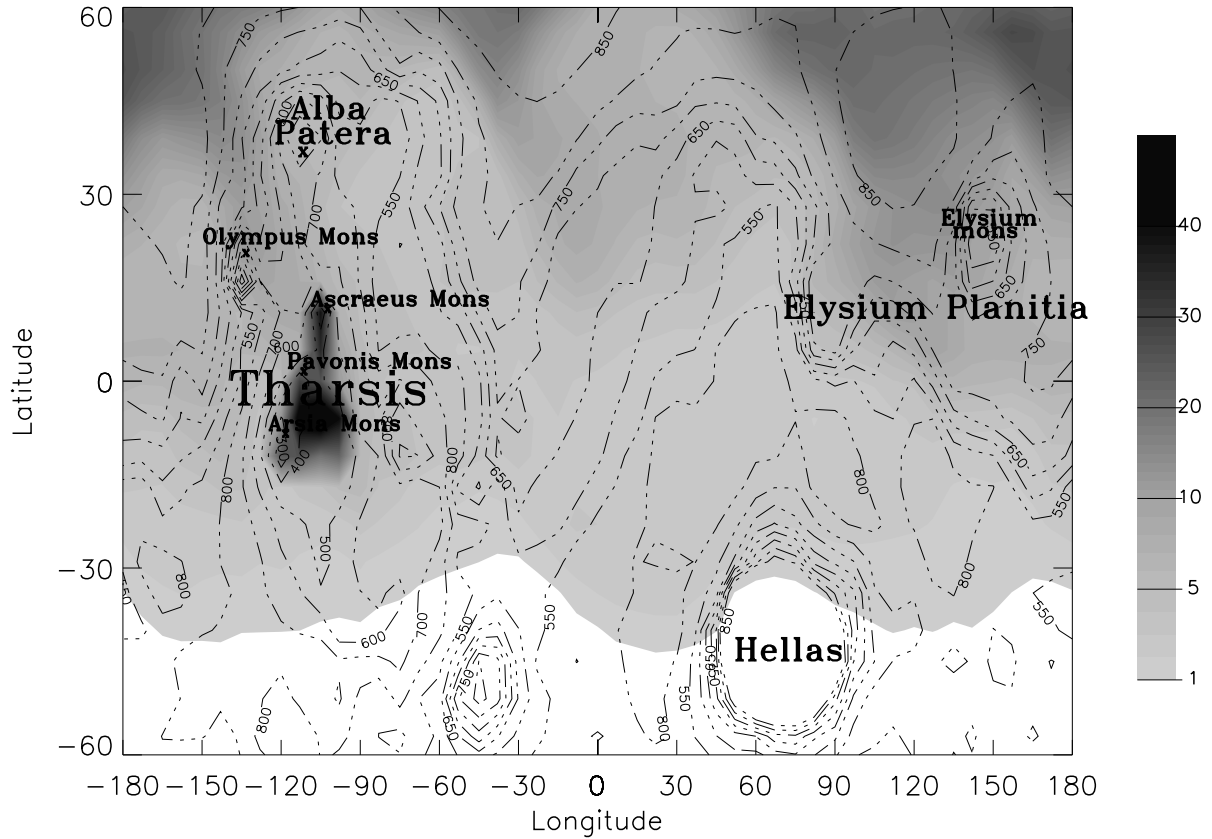


Figure 6.15 : Carte de l'abondance de vapeur d'eau donnée par le modèle et moyennée sur la période $L_s=110-130^\circ$. Les concentrations sont exprimées en $\mu\text{m pr.}$ et sont ramenées à une topographie uniforme afin d'accentuer les zones où l'eau s'accumule. La pression en surface (donnée en Pa), et donc le relief, est indiquée par les contours en pointillé.

en surface. Ce phénomène est incomparablement plus rapide que la vitesse à laquelle l’insolation progresse vers les pôles au printemps/été. En raison de leur extension méridienne (5.6°), les mailles sont soumises à de très forts gradients méridiens du forçage radiatif. Comme les changements de phase de l’eau et du CO_2 varient non-linéairement avec la température, CO_2 et eau condensés sont brusquement sublimés dans une maille récemment exposée. Cela explique pourquoi le graphe inférieur de la Figure 6.12 indique des contours de glace en forme d’escalier lors de la disparition du givre au printemps. Bien qu’une grande partie de cette eau sublimée va recondenser rapidement vers le pôle, une fraction non négligeable est artificiellement transportée vers l’équateur. La correction d’un tel défaut nécessite l’adoption d’une résolution encore plus fine ou bien d’un artifice retardant la sublimation sur la surface d’une maille partiellement exposée. En attendant d’y remédier, une partie de nos résultats est inévitablement biaisée. Il faut garder à l’esprit que cet effet s’oppose au retour quasi-solide de l’eau jusqu’au pôle et qu’il tend donc, en moyenne annuelle, à sur-humidifier l’atmosphère.

5 Nuages de glace dans le MCG : première évolution

Malgré l’extrême simplification de son schéma de condensation atmosphérique de l’eau, la configuration de base du modèle est à même de capturer l’essentiel des événements saisonniers du cycle hydrologique. Les différences notables qui existent avec les observations plaident cependant pour un degré de sophistication supplémentaire. Pour ce faire, nous avons procédé à une paramétrisation simplifiée mais réaliste des nuages de glace d’eau.

5.1 Description du schéma

Disposant du support assurant la cohérence physique des processus de transport et du transfert radiatif, il nous reste à nous concentrer sur la cohérence microphysique. L’expérience gagnée avec le modèle microphysique 1D nous a permis de hiérarchiser certains paramètres déterminants dans la formation et l’évolution du nuage. Nous l’avons signalé, le pari initial est de ne pas représenter les interactions poussières-cristaux (l’aspect radiatif des nuages constituant la prochaine étape). La nucléation et le lessivage ne seront donc pas simulés. La nucléation détermine le nombre et le calibre des poussières qui peuvent nucléer, elle dicte aussi la saturation minimale à franchir pour que les cristaux puissent se former. Malgré son importance, ce processus possède un très large degré d’incertitude. Quant au lessivage par sédimentation, il modifie le profil vertical de la poussière en la confinant sous l’hygropause. En d’autres termes, il restreint le nombre de noyaux de condensation disponibles pour le nuage.

Les autres processus microphysiques qui influencent la dynamique du nuage (sublimation et sédimentation, l’accrétion étant a priori négligeable) sont essentiellement dépendants du rayon des cristaux. Or, le rayon moyen r_c des cristaux formant un nuage est donné par :

$$r_c = \left(\frac{M_c}{(4/3)\pi\rho_i\mathcal{N}} + r_o^3 \right)^{1/3} \sim \left(\frac{M_c}{\mathcal{N}} \right)^{1/3} \quad (5.1)$$

où \mathcal{N} est le nombre de noyaux nucléés (et donc de cristaux) par unité de volume, r_o leur rayon moyen, M_c la masse d’eau condensée par unité de volume, et ρ_i la densité de la glace d’eau (on a suppose $M_c/\rho_i \gg r_o^3$). Sur un pas de temps élémentaire, la variation de M_c dépend du taux de condensation, i.e. des conditions météorologiques (température, pression et humidité relative qui sont calculés par le modèle) mais aussi du rayon des cristaux. La poussière n’étant pas représentée physiquement par le modèle, notre seule véritable inconnue est le nombre de noyaux de condensation.

Les erreurs d’estimation sur la variable \mathcal{N} sont amorties par la puissance 1/3. Ainsi, une incertitude d’un facteur 10 sur \mathcal{N} se traduit par un facteur 2 sur r_c . L’approche que nous avons retenue est basée sur la prescription de cette quantité. Si l’on fait une hypothèse sur le profil vertical du nombre et de la taille des noyaux (=poussières),

le paramètre restant à déterminer est le nombre total dans la colonne. Ce dernier est déduit de l'épaisseur optique de la poussière qui est prescrite par le scénario MGS. De cette manière, nous avons tiré une relation sur le nombre de poussières dans une maille :

$$\mathcal{N}(z) = \frac{\tau}{\tau_{ref}} \mathcal{N}_o \exp(-z/H)$$

où τ est l'épaisseur optique totale de la colonne (qui est prescrite par le scénario MGS et qui varie avec la saison et la latitude), τ_{ref} une épaisseur optique de référence pour laquelle correspond \mathcal{N}_o , la densité de poussière de référence près de la surface, et enfin H la hauteur d'échelle atmosphérique d'environ 10 km (la poussière est supposée uniformément mélangée en nombre selon la verticale). De plus, nous devons supposer aussi un rayon moyen initial r_o des noyaux sur lesquels l'eau vient se condenser. Pour cela, nous avons utilisé la relation suivante :

$$r_o(z) = r_{zo} \exp(-z/h)$$

où r_{zo} est le rayon moyen des poussières près du sol et h une hauteur d'échelle simulant la décroissance en taille de la poussières lorsque l'altitude augmente (sous l'effet de la sédimentation).

Traitement de la condensation

Toutes les hypothèses précédentes permettent de calculer la vitesse de croissance par condensation donnée par la relation (3.12) du chapitre 2 :

$$\frac{dr_c}{dt} = \frac{S - S_{eq}}{r_c(R_c + R_d)} \quad (5.2)$$

où r_c est le rayon moyen des cristaux dans la maille considérée, S le rapport de saturation de la vapeur d'eau dans la maille, S_{eq} le rapport de saturation à la surface d'un cristal de rayon r_c , R_c et R_d sont les résistances à la condensation (libération de chaleur latente en surface du cristal et diffusion de vapeur d'eau). Si aucune glace n'est présente dans la maille avant l'intégration temporelle, r_c est fixé à r_o . Dans le cas contraire, r_c est calculée selon la relation (5.1). Finalement, on retrouve la variation élémentaire dM_c

$$dM_c = 4\pi \mathcal{N} r_c^2 dr_c = 4\pi \mathcal{N} r_c^2 \frac{S - S_{eq}}{r_c(R_c + R_d)} dt$$

que l'on intègre sur le pas de temps physique du modèle. Ce dernier étant de 30 minutes, il peut dans certains cas excéder largement le temps caractéristique de la condensation. Nous avons donc placé des valeurs limites à l'intégration de dM_c ne permettant pas à la vapeur d'eau d'être sursaturée pour dM_c négatif et sous-saturée pour dM_c positif.

Ce traitement de la condensation nous a paru nécessaire afin de conserver les contraintes physiques de ce processus¹⁰ qui sont fortes en conditions de pression et/ou de température faibles mais aussi pour des tailles importantes de cristaux.

Traitement de la sédimentation

Concernant la sédimentation des cristaux, la relation employée est identique à la relation (4.14) du chapitre 2, à savoir :

$$\omega = \frac{2}{9} \frac{r_c^2 \rho_i g}{\eta_a} (1 + \alpha Kn)$$

où ω est la vitesse de chute des cristaux, g la constante gravitationnelle, α le facteur de correction de Cunningham, η_a la viscosité dynamique de l'air et enfin Kn le nombre de Knudsen. Le module de sédimentation était déjà inclus dans le MCG, François Forget l'ayant conçu pour étudier le transport des poussières. Dans ce module, les flux de particules entre mailles verticalement adjacentes sont calculés selon un schéma de type Van-Leer.

¹⁰et peut-être aussi notre identité microphysique.

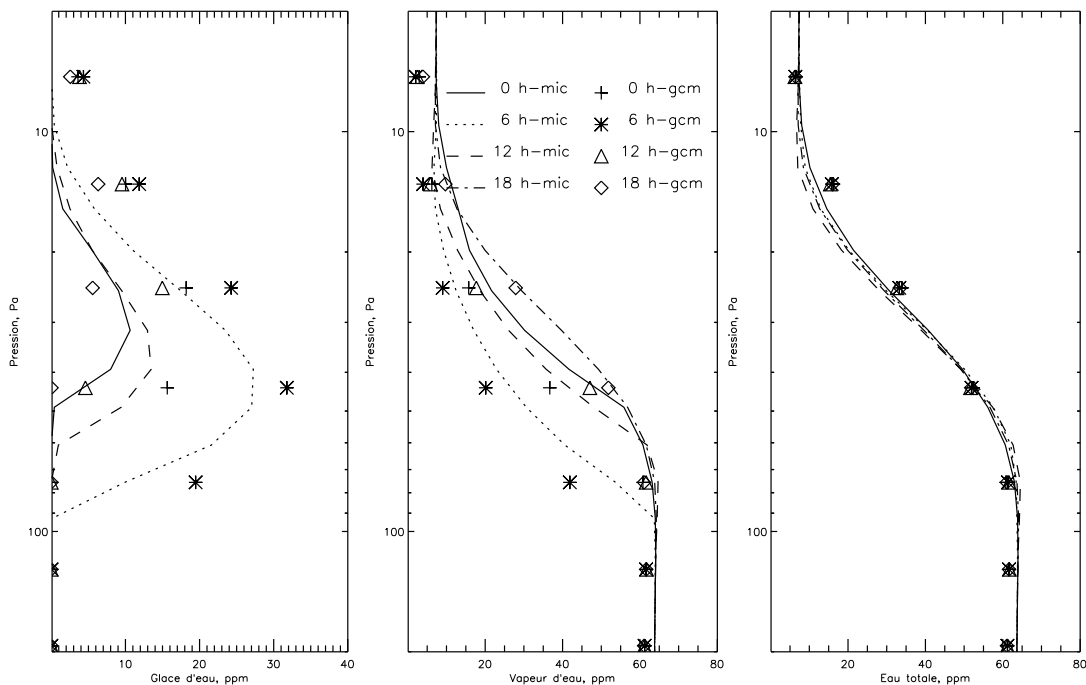


Figure 6.16 : Résultats d'une simulation comparative en cycle diurne : profils verticaux des rapports de masse d'eau (glace, vapeur et totale) à différentes heures (0 h, 6 h, 12 h, 18h) donnés par le modèle microphysique (mic) et le modèle de nuages du MCG en version 1d (gcm).

Étalonnage du modèle

Les paramètres nécessaires aux relations donnant $\mathcal{N}(z)$ et $r_o(z)$ ont été ajustés en étalonnant le modèle (dans une version unidimensionnelle selon la verticale) à notre modèle microphysique. La démarche a d'abord consisté à déterminer r_{zo} et h afin de fitter les résultats du modèle microphysique dans une configuration standard de mélange vertical (k_d à $100 \text{ m}^2 \cdot \text{s}^{-1}$). De cette manière, nous avons tiré $r_{zo} = 0.8 \mu\text{m}$ et $h = 18 \text{ km}$. Pour r_o , cela donne $0.3 \mu\text{m}$ à 20 km et $0.1 \mu\text{m}$ à 40 km . L'étape la plus importante fut d'effectuer quelques simulations comparatives de formation et d'évolution diurne de "nuages". L'exemple donné en Figure 6.16 montre que le modèle simplifié du MCG supporte la plupart du temps la comparaison avec notre modèle sophistiqué de microphysique¹¹. Au cours de cette étape, nous avons retenu une valeur de $2 \cdot 10^6$ noyaux/ m^3 pour \mathcal{N}_o correspondant à une épaisseur optique τ_{ref} de 0.1.

Malgré le nombre important d'approximations employées, cette nouvelle configuration "nuages" du MCG reste cohérente d'un point de vue microphysique. De plus, ce schéma simplifié a l'avantage d'être beaucoup plus rapide en temps de calcul qu'un "véritable" couplage de notre code microphysique et du MCG.

5.2 Comparaison ■ évolution 1 ■/configuration de base/données

Point de vue global

Comparée à la précédente, cette configuration est sensiblement plus couteuse en temps de calcul pour atteindre un état stationnaire. Il faut environ 12 années simulées pour que les fluctuations interannuelles n'excèdent pas plus de 2%. Le modèle démarrant avec une atmosphère totalement sèche, le nouveau cycle nécessite plus de temps pour atteindre un état d'équilibre beaucoup plus humide globalement que le précédent (nous allons le

¹¹Néanmoins, la comparaison de nuages simulés à haute altitude est assez mauvaise.

comprendre dans les lignes qui suivent).

Comme le montre le graphe supérieur de la Figure 6.17, le résultat flagrant de cette évolution est d'avoir réussi à humidifier le cycle simulé. Le pic estival de concentration est bien mieux reproduit pour chacun des hémisphères. Dans l'ensemble, les courbes d'humidité se sont significativement rapprochées des observations. On notera cependant la prédiction d'un hémisphère boréal trop humide en automne/hiver. En effet, les données montrent que l'hémisphère nord rencontre un assèchement sensiblement plus rapide que celui simulé entre $L_s=120^\circ$ et $L_s=180^\circ$. La même critique s'applique à l'hémisphère sud pour la période comprise entre $L_s=320^\circ$ et $L_s=100^\circ$. Cette sous-estimation de l'assèchement est à priori le défaut majeur du modèle car elle limite l'amplitude saisonnière de la variation de vapeur d'eau.

Le rôle des nuages sur la répartition interhémisphérique de vapeur d'eau apparaît clairement dans l'analyse du graphe du milieu de la Figure 6.17. En permettant à la glace d'eau d'être transportée, l'évolution 1 a sensiblement rééquilibré le gradient de vapeur d'eau nord-sud en faveur de l'hémisphère austral. C'est ce que montre la différence entre les courbes de rapport d'humidité. Une lecture parallèle du graphe inférieur de la Figure 6.17 permet de corrélérer directement l'évolution saisonnière de cette différence à celle de la proportion de glace dans le réservoir atmosphérique (donnée dans le graphe inférieur). L'écart est d'autant plus important que les nuages sont présents dans l'atmosphère. De fait, c'est durant la période du printemps/été boréal (L_s de 0° à 180°) que la différence de répartition nord-sud entre nos deux types de modèle est la plus marquée. Bien qu'aucun des deux modèles ne soit à même de reproduire fidèlement l'évolution observée de la répartition d'eau interhémisphérique, la configuration de base semble un peu plus proche de la réalité.

Les nuages ne changent pas uniquement la répartition interhémisphérique, ils modulent fortement la répartition de la vapeur d'eau en latitude (cf. Figure 6.19). Grâce aux nuages, le cycle hydrologique enregistre un rééquilibrage de l'humidité en faveur de la bande tropicale aux dépens de la région arctique. La superposition des données TES et des résultats de la configuration de base indique que l'évolution 1 est beaucoup plus fidèle dans sa manière de distribuer l'eau géographiquement. Les deux versions modèle échouent néanmoins à prédire correctement le gradient de vapeur d'eau au sein de l'hémisphère sud.

Le réservoir d'eau mobile que constituent les nuages influe donc sur le cycle à différents niveaux :

- En moyenne, ils produisent un gain d'humidité de plus d'un facteur 2 sur l'ensemble du cycle.
- Ils diminuent le gradient de vapeur d'eau nord-sud en moyenne annuelle. Tandis que ce rapport est environ de 3 dans la configuration de base, il est proche de 2 pour l'évolution 1 du modèle.
- A une échelle plus fine, la distribution en latitude est fortement dépendante du transport de la glace d'eau. Ce transport s'avère même nécessaire pour respecter la distribution observée.
- La variation saisonnière du rapport d'humidité interhémisphérique étant intrinsèquement corrélée à celle de la proportion de glace d'eau atmosphérique, les nuages possèdent aussi un impact sur l'évolution saisonnière du cycle.

En somme, les nuages modifient l'état d'équilibre final du cycle et son déroulement saisonnier et ce constat va nous aider à orienter notre réflexion sur leur participation dans la répartition géographique de l'eau.

Point de vue local

Le modèle ■ évolution 1 ■ procure un meilleur accord avec les observations globales, mais aussi un meilleur accord au niveau local comme le montre la comparaison de la Figure 6.18 (graphe supérieur) avec la Figure 6.2. La carte simulée reproduit assez fidèlement la carte déduite des mesures. Certains points de désaccord subsistent, l'un d'entre eux concerne la source estivale de vapeur d'eau en antarctique. Sur la carte TES, cette source perdure jusqu'à $L_s=330^\circ$, soit près de 60 degrés de longitude solaire (100 jours martiens) plus tard que pour le modèle. Un désaccord assez net existe aussi pour la concentration de vapeur dans les tropiques nord. Le modèle prédit qu'elle ne descend jamais en dessous de $15 \mu\text{m pr.}$ tout au long de l'année. D'après les mesures, l'abondance descend à $10 \mu\text{m pr.}$ dans cette région entre la mi-hiver et la mi-printemps. Il est possible que ces deux désaccords aient une cause commune. Les échanges avec le régolite ou l'effet radiatif des nuages n'étant pas encore pris en compte, ces différences entre modèle et observations ne sont pas anormales.

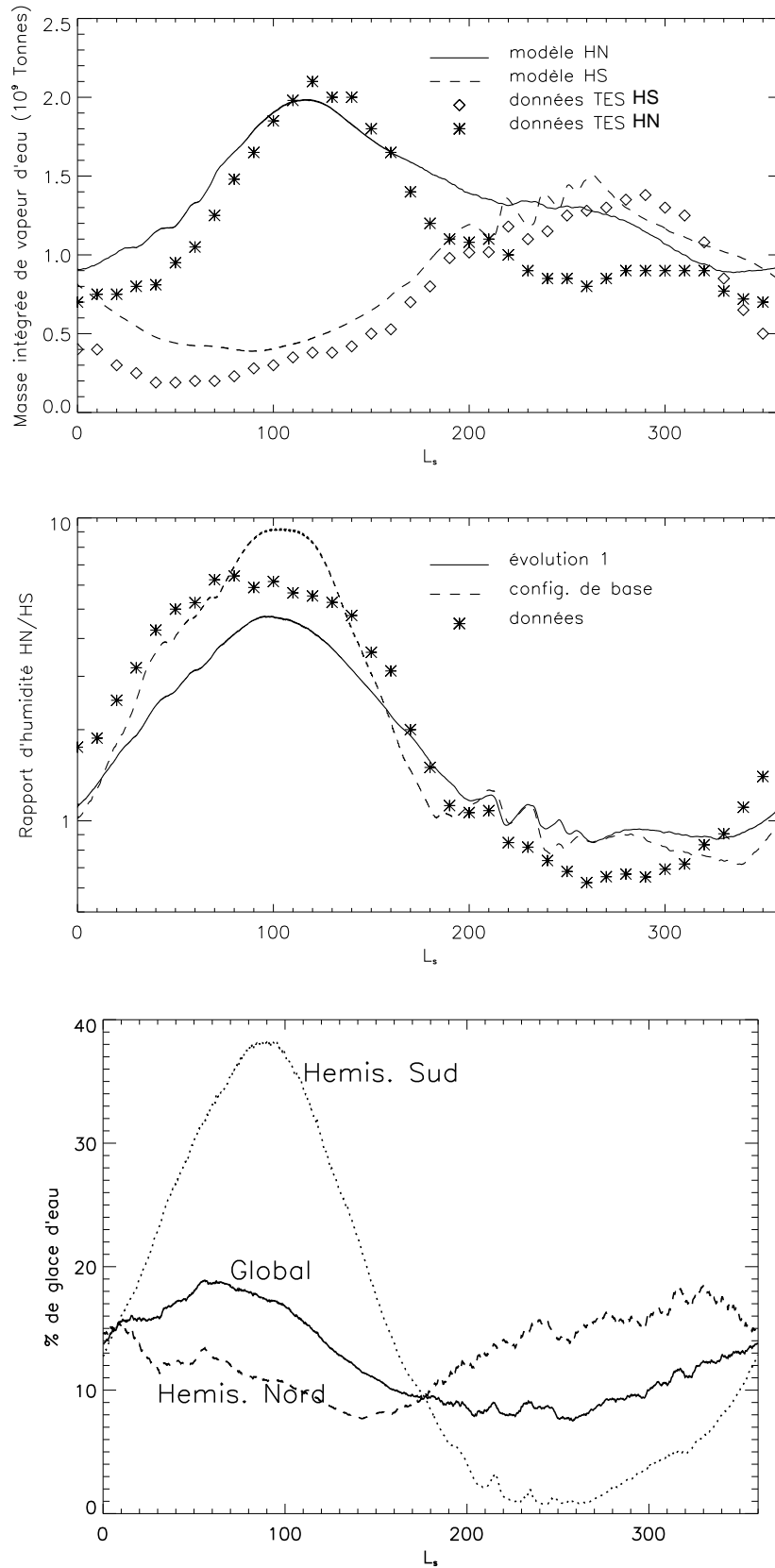


Figure 6.17 : Graphes haut et milieu : Identiques à la Figure 6.11 pour l'évolution 1 du modèle, douzième année de simulation. Graphe du bas : Evolutions saisonnières de la proportion de glace dans le réservoir d'eau atmosphérique pour chaque hémisphère et pour la totalité de la planète.

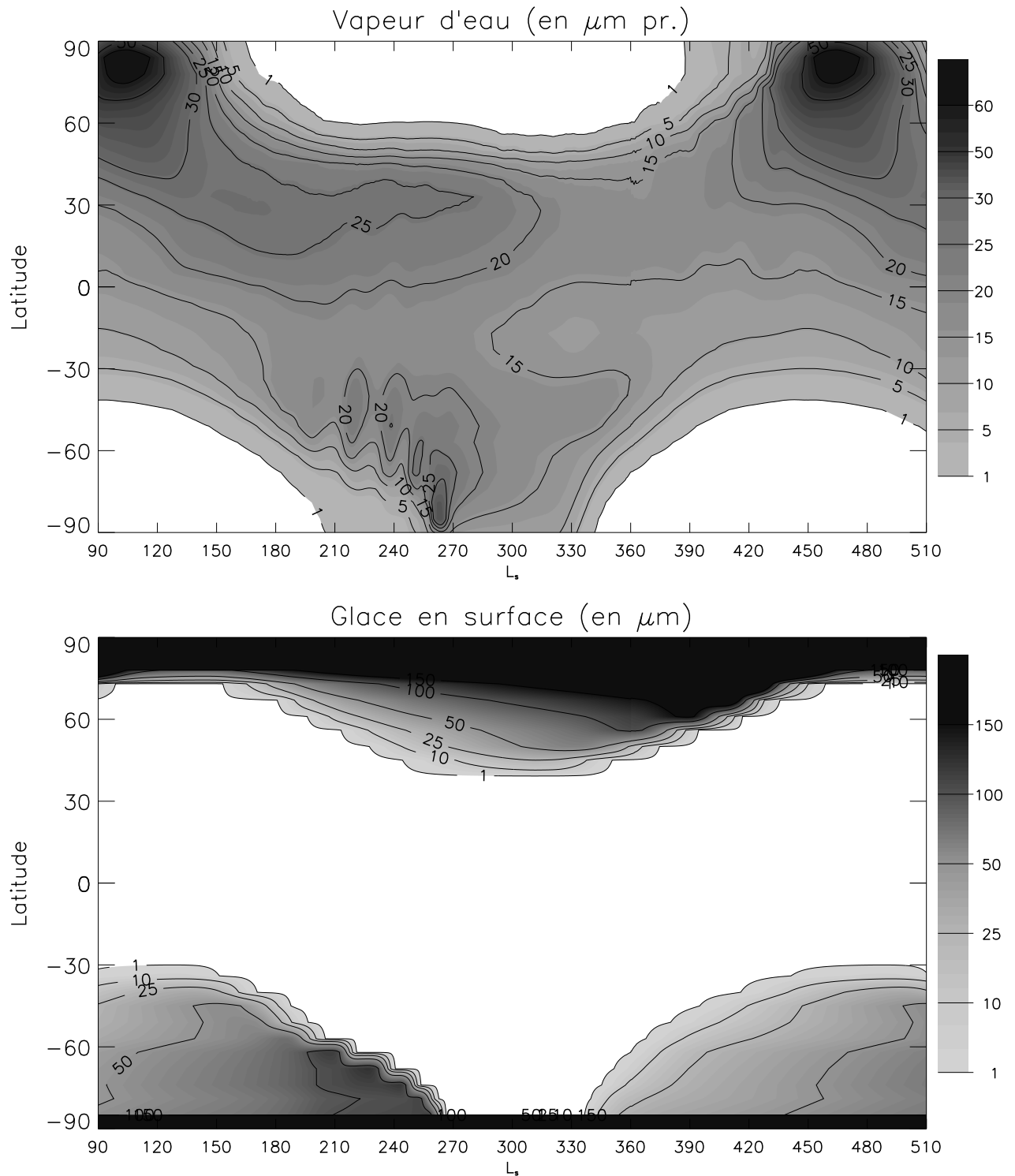


Figure 6.18 : Identique à la Figure 6.12 pour le modèle ■ évolution 1 ■ dans sa douzième année de simulation.

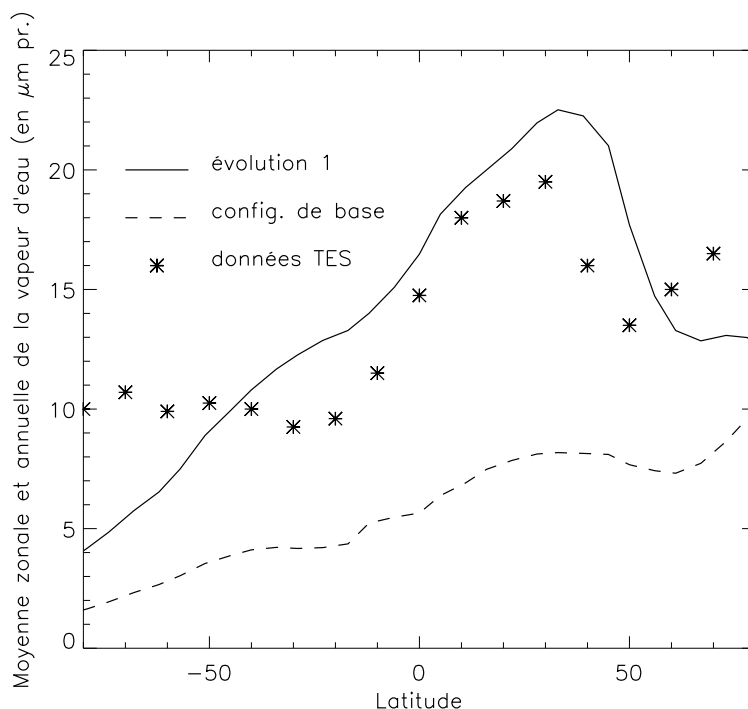


Figure 6.19 : Distribution en latitude de la vapeur d'eau moyennée sur l'année. Comparaison avec les données et avec la configuration de base du modèle.

La configuration actuelle du modèle ne doit pas nécessairement avoir comme objectif de reproduire exactement les mesures. Néanmoins, le problème de la résolution spatiale dont nous avons discuté précédemment et qui se manifeste surtout lors des rétractions de calottes saisonnières, n'est sans doute pas étranger à ces écarts modèle-observations.

La carte supérieure de la Figure 6.18 indique que la vapeur d'eau en bordure de la calotte saisonnière sud est relâchée sous forme de *pulses* intenses et répétitifs entre $L_s=200$ et $L_s=270^\circ$. On retrouve ce phénomène dans les oscillations du contenu humide de l'hémisphère sud à cette période (graphe supérieur de la Figure 6.17). Par opposition, les mesures suggèrent plutôt une injection moins intense et beaucoup plus progressive dans le temps (cf. Figure 6.2). Le problème majeur de ces *pulses* apparaît lorsqu'ils sont considérés dans la perspective du transport interhémisphérique. A cette saison, la branche ascendante de la cellule de Hadley prend naissance dans les tropiques sud, c'est-à-dire non loin du bord de la calotte saisonnière où la vapeur d'eau est relâchée. Cette proximité permet sans doute à une quantité d'eau trop importante d'être transférée à l'hémisphère nord. Nous pouvons d'ailleurs apprécier la répercussion de ces sublimations discontinues sur les concentrations de vapeur d'eau des tropiques nord (cf. les perturbations notables qui affectent les contours à 20 et 25 $\mu\text{m pr.}$ la carte de vapeur d'eau simulée). Si l'on résume, le modèle redirige vers l'hémisphère boréal (et plus particulièrement dans les tropiques nord) un flux d'eau en principe contraint à suivre la récession de la calotte saisonnière et donc destiné au pôle sud.

Dépôt de glace en surface

L'accumulation de glace en surface autour de l'équateur au printemps/été nord, phénomène qui caractérisait les résultats de la configuration basique du modèle a, ici, totalement disparu (graphes inférieurs des Figure 6.12 et Figure 6.18). Le dépôt de glace ne franchit pas les limites des calottes saisonnières ou permanentes. Ces nouveaux résultats s'opposent aux précédents où l'on pouvait constater que l'extension géographique de la CPN augmentait spontanément jusqu'à ce que le cycle atteigne un état stationnaire, fixant ainsi le bord austral de

la CPN à 60°N (comme l'indique la Figure 6.12).

Le mécanisme générateur de cette couche permanente supplémentaire résulte d'une combinaison assez subtile d'effets simulés par le modèle. Le premier est lié au principe de *Houben* qui impose une augmentation de l'épaisseur du givre d'eau au bord de la calotte saisonnière lors de sa rétraction vers le pôle. Ce cette manière, plus de 150 μm se retrouvent déposées dans les hautes latitudes boréales à la fin du printemps. En parallèle, Haberle et Jakosky [1990] notent la formation d'un dépôt de glace au sud de la CPN durant l'été de leur première (et unique) année de simulation¹². Ces auteurs l'ont montré : la circulation polaire provoque une zone de convergence de vapeur d'eau hors de la CPN, de sorte que l'humidité vient stagner en périphérie de la calotte où les masses d'air se retrouvent en permanence saturées. De plus, la présence de glace d'eau en surface génère une rétroaction positive grâce à l'augmentation d'albédo qu'elle induit (cet effet radiatif est d'ailleurs déterminant dans le cadre de nos simulations). D'après Haberle et Jakosky [1990], c'est le contraste d'albédo entre les régions recouvertes du Nord et le sol nu plus au Sud qui génère ce type de circulation. La combinaison de ces facteurs crée un mécanisme dont le but est d'augmenter la zone de stabilité du givre et qui s'oppose au forçage radiatif intense de l'été. En somme, la CPN cherche naturellement à s'étendre géographiquement. Mais cela n'explique pas pourquoi un résidu de glace d'eau s'étendant jusqu'à 60°N est observé dans les résultats de la configuration de base et seulement à 75deg N dans ceux de l'évolution 1 du modèle.

La raison fondamentale tient dans la capacité d'une colonne atmosphérique à extraire l'eau d'une surface où une couche de glace sublime (ce qui est le cas lorsque la bordure est exposée). Cette capacité dépend de la façon de considérer la glace atmosphérique dans notre étude. Si celle-ci n'est pas transportable sur la verticale (config. de base) et si l'on considère que le profil thermique est –en moyenne– croissant jusqu'à la surface, l'extraction d'eau est en principe contrôlée par l'humidité relative de la toute première couche. Si l'on considère que la glace peut être transportée, le flux vertical n'est alors plus limité de cette manière. Lorsque le flux de sublimation issu de la surface est suffisamment important pour sursaturer la première couche, l'excédent est aussitôt converti en glace et ce phénomène se propagera vers les couches supérieures. L'état d'équilibre final, et donc la masse d'eau totale soustraite en surface, sera alors modulé par le flux descendant de sédimentation de la glace et par les flux montant et descendant de mélange. Nous ne rentrerons pas trop dans les détails de ce problème qui dépend aussi du gradient de température, mais en pratique, on rencontre ce phénomène lorsque l'on fait bouillir une casserole d'eau et que l'on voit apparaître une légère brume en surface. En conséquence, la capacité d'extraction d'une colonne peut-être amplifiée grâce au transport simultané de la phase condensée, i.e. dans notre cas grâce à la représentation physique des brumes de glace.

Concernant l'absence de glace autour de l'équateur (dû au supposé effet Tharsis), le problème du transport n'est plus vertical mais horizontal. Les vents horizontaux sont suffisamment puissants pour transporter les cristaux hors de la région des volcans du plateau. Bien que cette zone soit propice à précipitation, ces nuages orographiques étant en contact avec le relief, les cristaux n'ont simplement pas le temps d'atteindre la surface.

5.3 Prédiction saisonnière des nuages : description et validité

Sur le graphe inférieur Figure 6.17, on peut facilement reconnaître le signal du forçage orbital sur le climat martien. Le pourcentage global de glace décrit une sinusoïde que l'on peut supposer en opposition de phase avec celle du flux solaire au sommet de l'atmosphère. En outre, les positions temporelles de ses extrema, maximum pour $L_s=60^\circ$ et minimum pour $L_s=250^\circ$, sont indubitablement contraintes par les dates de l'aphélie et du périhélie. La variation saisonnière de la distance mars-soleil étant à l'origine de l'asymétrie climatique entre les deux hémisphères, l'hémisphère austral dont le solstice d'hiver est synchronisé à l'aphélie est soumis à une amplitude thermique plus importante à l'échelle de l'année. Son contenu relatif de glace atmosphérique, dont les fluctuations sont bien plus marquées que celui de l'hémisphère boréal, est un indicateur pertinent de l'impact théorique de cette asymétrie.

Sur l'année, la proportion moyenne de glace dans le réservoir d'eau atmosphérique sera de près de 13% sur

¹²Leur modèle utilise un traitement des nuages identique à notre version de base.

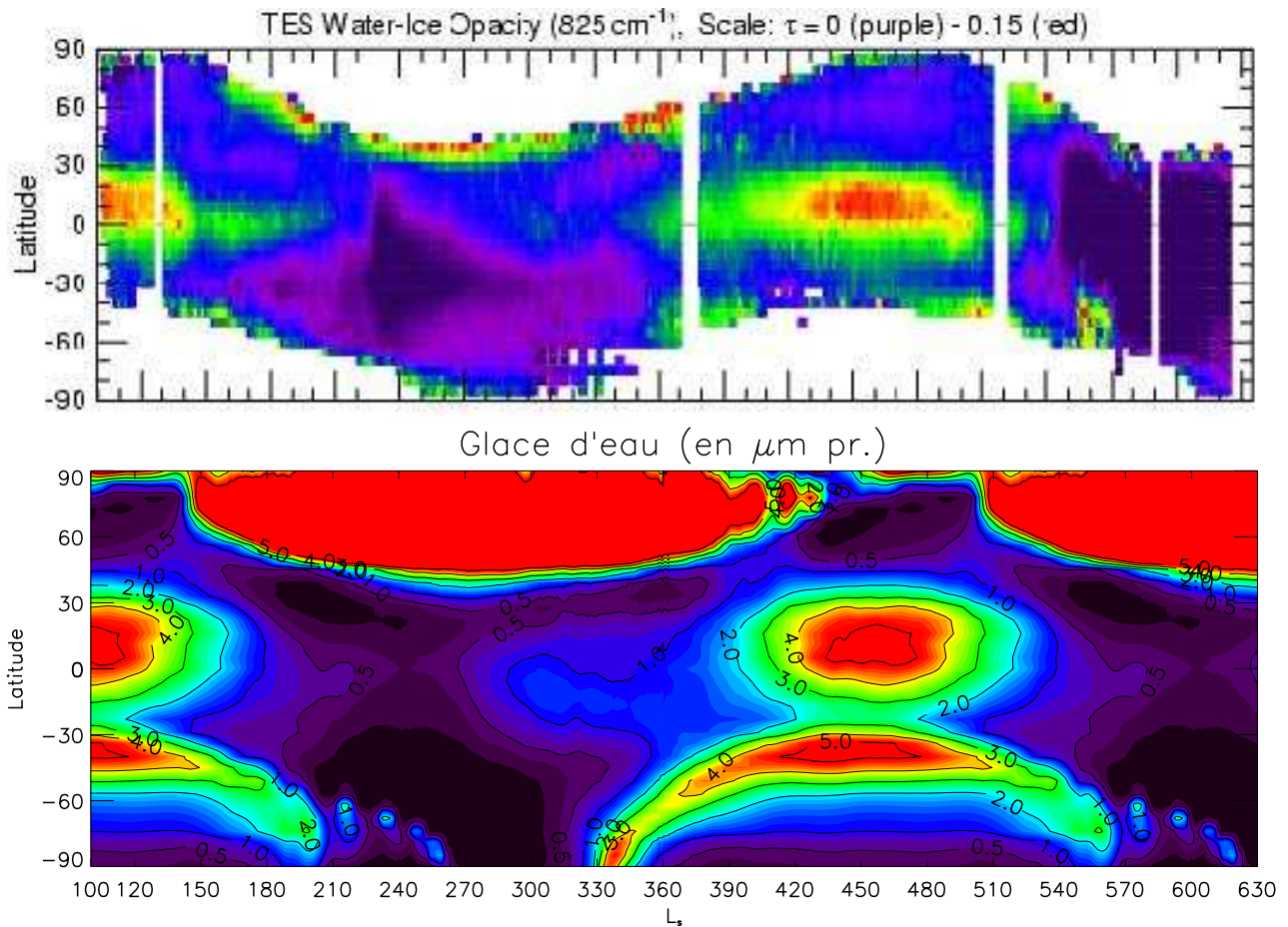


Figure 6.20 : **Figure du haut :** Variation temporelle et géographique de l'épaisseur optique des nuages de glace d'eau telle que déduite des mesures infrarouge TES (figure récupérée d'une présentation faite par M. Smith du Goddard Space Flight Center). **Figure du bas :** Distribution spatiale et saisonnière de la glace d'eau atmosphérique prédite par le modèle.

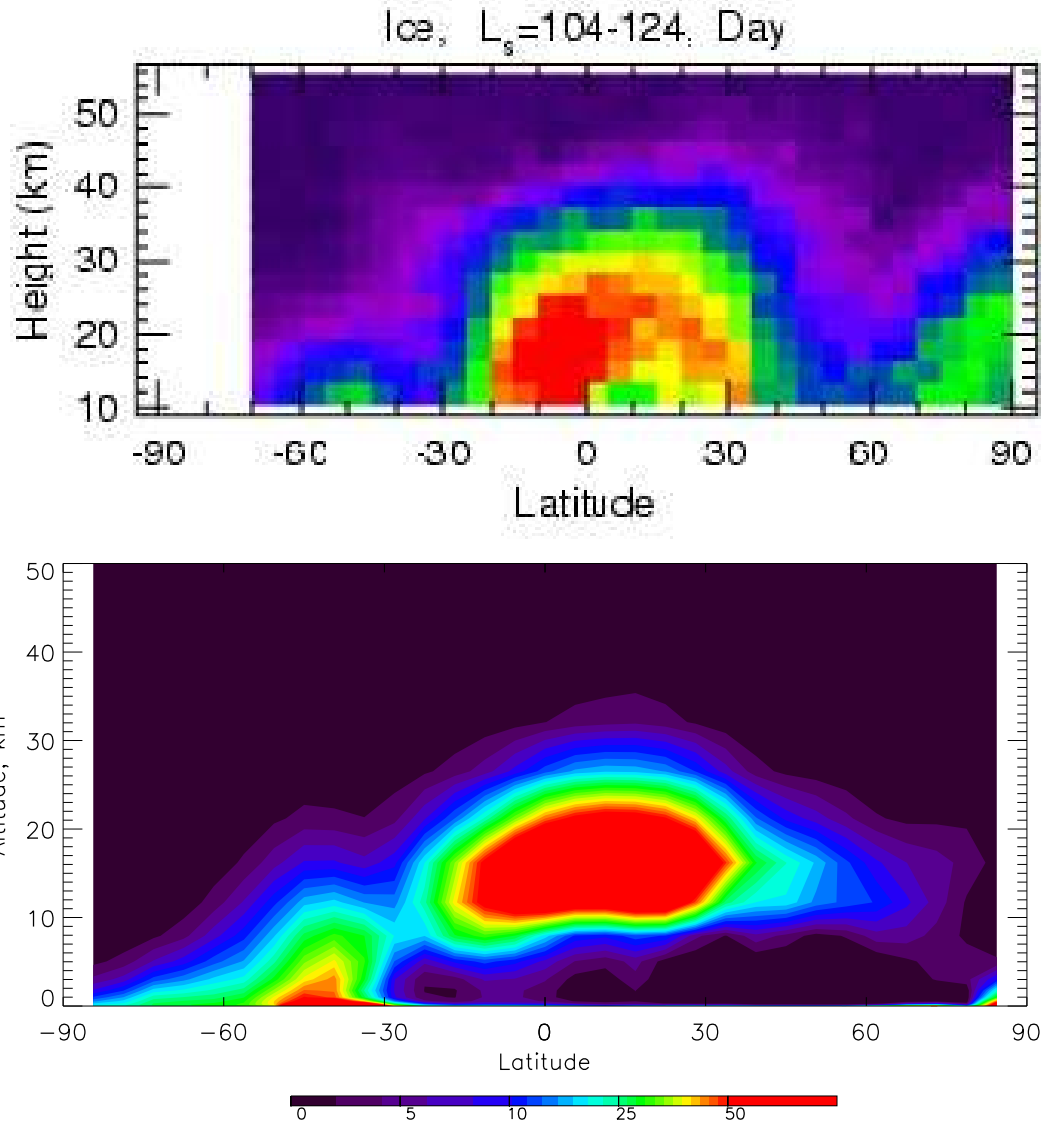


Figure 6.21 : **Figure du haut :** Observation de la glace d'eau atmosphérique en coupe méridienne issue des sondages aux limbes de TES (provenance : M. Smith du GSFC) à $L_s=100^\circ$. On peut discerner la signature très prononcée de la ceinture de nuages mais aussi celle de nuages dans la région arctique. Cette dernière n'est pas reproduite par le modèle (figure du dessous). **Figure du bas :** Concentration de glace d'eau (exprimée en ppm) simulée par le modèle à la même époque en moyenne journalière.

l'ensemble de la planète, pourcentage identique pour l'hémisphère nord, et environ 16% pour l'hémisphère sud.

Le spectromètre infrarouge TES embarqué sur l'orbiteur de la mission Mars Global Surveyor (MGS) a réalisé une collecte considérable d'informations sur les nuages de glace d'eau dans l'atmosphère martienne. L'inversion des sondages étant basée sur la raie d'absorption de la glace d'eau à $12 \mu\text{m}$, la détection des nuages est faite sans ambiguïté. L'orbite héliosynchrone implique qu'un point est observé à heure fixe deux fois par jour à 12 heures d'intervalle (à 2 h et 14 h). Cependant, les limitations de l'instrument (en visée nadir) excluent toute mesure d'aérosols au-dessus d'une surface dont la température est inférieure à 220 K, i.e. elles excluent les sondages nocturnes de nuages (seulement à 14 h) et tous ceux effectués au-dessus des calottes saisonnières de CO_2 . Restreindre l'observation des nuages à l'après-midi revient à filtrer les causes de leur formation. De sorte que les nuages générés par refroidissement nocturne ne seront pas vus. De plus, la méthode d'inversion actuelle se base sur l'hypothèse que la glace est uniformément mélangée selon la verticale. Les nuages étant la plupart du temps fortement stratifiés, ces mesures possèdent une incertitude extrêmement importante (du même ordre que l'estimation elle-même). Dans le futur, l'efficacité de la méthode sera largement améliorée en la contraignant par la structure verticale déduite des mesures aux limbes. Des informations quantitatives précises ne pouvant encore être obtenue des données TES, notre comparaison avec le modèle restera à un niveau essentiellement qualitatif.

Mais grâce à la mission MGS, un premier suivi spatial et saisonnier similaire à celui de la vapeur d'eau a pu être mené pour les nuages sur quasiment deux années consécutives. Cette nouvelle carte des nuages est reportée dans la Figure 6.20 à laquelle nous avons ajouté celle simulée par le modèle (où la grandeur utilisée pour les nuages est identique à celle de la vapeur d'eau; c'est-à-dire l'épaisseur de glace précipitable). L'absence de données au-dessus des calottes saisonnières restreint quelque peu notre discussion. Néanmoins, la capacité du modèle à décrire les tendances fortes de formation nuageuse est assez remarquable. Dans les paragraphes suivants, nous discuterons des événements majeurs du cycle saisonnier de la nébulosité sur la base de cette figure.

La ceinture intertropicale à l'aphélie (printemps-été nord)

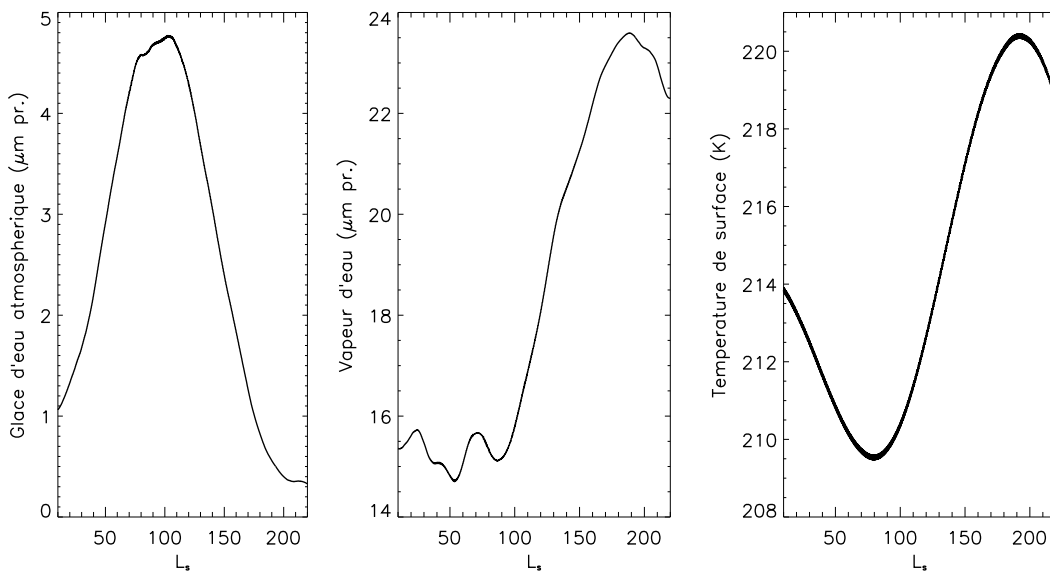


Figure 6.22 : Evolution globale de la ceinture intertropicale au printemps/été. Les grandeurs représentées sont moyennées sur la bande de latitudes -10° à $+30^\circ$ où la ceinture a été identifiée [James et al., 1996; Wolff et al., 1999]. On peut apprécier la corrélation forte entre la diminution de glace et l'augmentation de la température de surface (et donc l'insolation) malgré la présence croissante de vapeur d'eau.

La ceinture intertropicale, dont la récurrence interannuelle est clairement établie par les observations, est un

phénomène majeur du cycle saisonnier des nuages. Les frontières en latitude de la ceinture sont bien reproduites par la simulation : mesures et résultats de modèle s'accordent sur une limite nord à 30°N (où se situe la zone d'ascendance de la cellule de Hadley) et sur un "coeur" géographique légèrement décentré au-dessus de l'équateur. L'altitude moyenne des nuages de la ceinture est d'environ 15 km comme le montre Figure 6.21 avec un plafond situé entre 30 et 40 km. Cette figure montre aussi que la structure verticale du nuage est correctement rendue. Ce point est important car il atteste d'une représentation saine de tous les phénomènes impliqués dans sa formation.

La structure longitudinale de cette ceinture, telle que simulée par le modèle, apparaît très marquée (graphe supérieur de la Figure 6.23). Différents clichés peuvent confirmer cette variation en longitude de la nébulosité [Wang et Ingersoll, 2002], bien que ceux-ci puissent être biaisés par l'heure locale d'observation (nous allons le comprendre). Le contrôle exercé par le relief sur la nébulosité apparaît surtout vers les grands volcans (Olympus, Pavonis, Arsia, Ascraeus et Elysium mons-graphe du milieu de la Figure 6.23), c'est à dire dans les zones à très fort dénivelé. Excepté ces zones, la corrélation topographie-nuages n'est pas claire. Une analyse complémentaire sera utile pour identifier d'autres facteurs de forçage local (carte des vents, albédo de surface). En raison de la résolution spatiale employée, le canyon de Valles Marineris situé à l'est de Tharsis et près de l'équateur ne peut être représenté. Il est pourtant reconnu que ce canyon est le siège d'une forte concentration nuageuse à cette époque. Sa proximité d'avec Tharsis est même à l'origine d'une singularité de la météorologie martienne, les nuages dessinant un "W" entre les volcans et le canyon [James et al., 1996].

Débutant à l'horizon du printemps boréal ($L_s \sim 330^\circ$), la ceinture se dissipe seulement vers la fin de l'été. Cette époque coïncide avec l'augmentation des températures à l'équateur, la diminution de la phase de sublimation de la CPN, et enfin avec la transition vers un régime dynamique de type équinoxe où deux cellules distinctes se forment de part et d'autre de l'équateur. D'après Richardson et Wilson [2002c], le déclin est fondamentalement piloté par le réchauffement atmosphérique. Notre analyse, illustrée par la Figure 6.22, aboutit à la même conclusion.

Un élément que l'étude de Richardson et Wilson [2002c] a mis en valeur concerne la variation diurne des nuages de la ceinture. Les observations faites par Wolff et al. [1999] depuis le Hubble Space Telescope confirment la variabilité très prononcée de l'opacité des nuages à l'échelle de la journée. Richardson et Wilson [2002c] ont pu mettre en évidence les facteurs primordiaux à l'origine du cycle journalier : l'activité convective et/ou le refroidissement nocturne. Nos résultats étant comparables de ce point de vue, nous reprendrons leurs arguments.

Nous pouvons ainsi faire ressortir trois types de nuage différant par leur mode de formation :

- Ceux se formant la nuit à la faveur de la baisse des températures (nuages anti-corrélés à la température de surface).
- Ceux forcés en journée par une amplification du mouvement convectif par le chauffage en surface (nuages corrélés à la température de surface).
- Ceux dont la variation journalière fait apparaître deux pics distincts causés par la combinaison des deux facteurs à la fois.

Malgré l'importance de la convection, une analyse globale statue en faveur du forçage radiatif comme cause première du cycle journalier. Grâce à la Figure 6.23, nous pouvons nous faire une idée de l'amplitude de variation diurne des nuages à l'intérieur de la ceinture, la moyenne pour la bande intertropicale étant de près de 50%. Ce résultat n'est pas anodin à deux points de vue. D'une part, comme l'indiquent Richardson et Wilson [2002c], l'intercomparaison d'observations ne sera pertinente que si elle est effectuée à heures locales identiques. Ces auteurs mettent d'ailleurs en garde les observateurs à ne pas confondre une disparité causée par une variabilité interannuelle de la ceinture avec une disparité causée par des heures locales d'observations différentes. Cette précaution devra aussi être prise pour évaluer la cohérence des prédictions effectuées par des modèle comme le notre. Finalement, cet effet diurne doit être inclus dans toute estimation de l'impact des nuages sur le transfert d'eau entre hémisphères ; i.e. dans l'estimation de l'effet Clancy.

L'analyse faite par James et al. [1996] des images HST de la ceinture suggère un contenu de glace atmosphérique

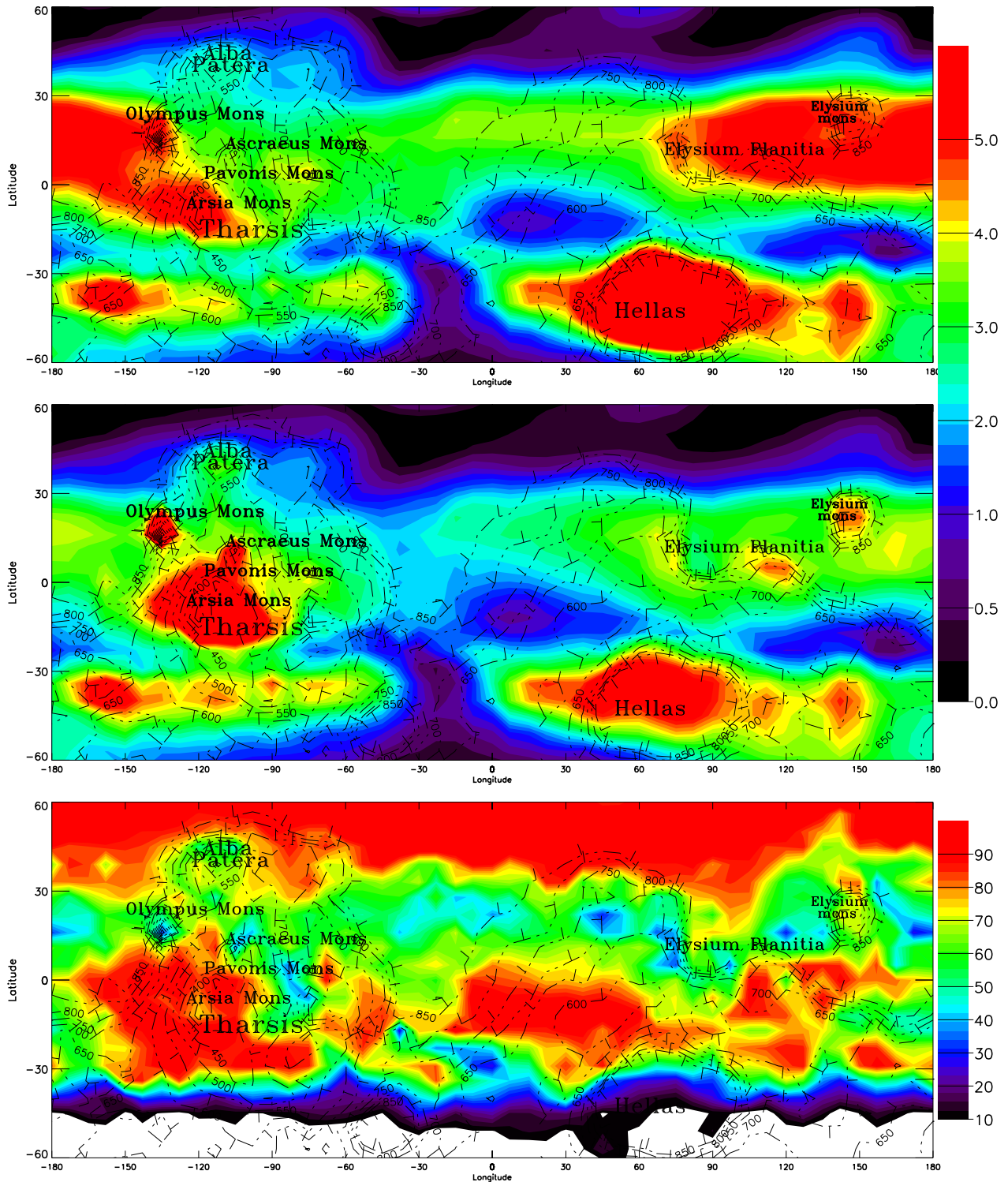


Figure 6.23 : Figure du haut : Carte de la moyenne journalière de glace d'eau atmosphérique (en $\mu\text{m pr.}$), $L_s=60^\circ$. Figure du centre : Glace d'eau atmosphérique corrigée de l'effet topographique (abondance ramenée à une pression de surface uniforme). Figure du bas : Variation diurne maximale de glace d'eau atmosphérique (variation locale exprimée en %). Les contours en pointillé indiquent les niveaux de pression en Pa.

proche de $1 \mu\text{m}$ pr. à $L_s=63^\circ$. Cette valeur est près d'un facteur 3 inférieure à celle obtenue par le modèle (Figure 6.22). Cette surestimation est à mettre en parallèle avec celle du contenu humide dans les tropiques ($15 \mu\text{m}$ pr. simulés contre $10 \mu\text{m}$ pr. observés). De plus, l'estimation effectuée par James et al. [1996] possède un degré d'incertitude d'au moins un facteur 2 [Christensen et Zurek, 1984] (leur hypothèse de $2 \mu\text{m}$ pour le rayon des cristaux est deux fois plus faible que celle observée [Wolff et al., 2001]). De plus, leur calcul ne fait pas apparaître l'incertitude sur l'inversion de l'opacité des nuages. Dans ces conditions, il est encore délicat de situer l'écart mesures-prédictions.

Les "capuches polaires"

D'après le modèle, les deux hémisphères connaissent, durant l'automne/hiver, un épisode marqué par la présence d'épais nuages au-dessus des calottes saisonnières de CO_2 (Figure 6.20) et que la mission *Viking* avait déjà pu révéler [Christensen et Zurek, 1984]. Malgré son incapacité à détecter les nuages dans ces régions trop froides, TES conforte leur existence au moins en bordure de ses zones inobservables (Figure 6.20). Ces nuages constituent les "capuches polaires" (traduction du terme "Polar Hood" rencontré dans la littérature); l'autre phénomène nuageux de grande ampleur de la nébulosité martienne. Le type de ces nuages se rapproche du brouillard, le modèle suggérant une extension verticale comprise entre le sol et les 5-10 premiers kilomètres de l'atmosphère (Figure 6.27). Pourtant, une asymétrie nette distingue la capuche polaire nord de la capuche polaire sud. D'une part, la masse d'eau condensée s'avère près d'un facteur 2 supérieure au nord. D'autre part, la capuche polaire australe est en théorie confinée à la frontière de la calotte saisonnière. Cet écart peut être expliqué par la différence d'humidité des deux hémisphères à ces saisons, l'hémisphère d'hiver austral étant beaucoup plus sec que l'hémisphère d'hiver boréal (cf. Figure 6.17). Une différence de régime dynamique dans les vortex polaires n'est pas à écarter non plus, un complément d'analyse sera nécessaire pour statuer sur cette possibilité. En tout cas, cette asymétrie est confirmée par les images de la caméra embarquée sur MGS [Wang et Ingersoll, 2002] qui indiquent des nuages beaucoup plus épais au nord.

Ces auteurs décrivent le type majoritaire de nuages rencontré dans la capuche nord : les "streak clouds" (ou bandes de nuages) dominant la capuche dès la moitié de l'automne jusqu'à la moitié de l'hiver. Dans la capuche boréale, ces bandes adoptent une morphologie assez remarquable puisqu'elles s'enroulent en forme de spirales depuis les moyennes latitude jusqu'au pôle. Cette morphologie reflète sans doute la structure éolienne théorique du vortex à cette saison [Haberle et al., 1993], à savoir une circulation méridienne à basse altitude convergent vers le pôle.

Prenant naissance sur le bord de la calotte saisonnière¹³, les spirales sont formées par advection de la glace vers le pôle tout en subissant l'influence des forts vents zonaux du vortex. De telles structures nuageuses sont effectivement reproduites par le modèle (Figure 6.25).

Vue sous l'angle du cycle hydrologique, la capuche boréale joue un rôle essentiel que la Figure 6.24 met en évidence. Comparée à la Figure 6.13, on peut se rendre compte que le passage à l'évolution 1 a brisé l'isolement de la CPN pendant l'automne et l'hiver. L'advection jusqu'en arctique de nuages formés en bordure de capuche s'accompagne de précipitations tout au long de leur trajet. C'est ce phénomène qui explique que les contours de la glace de surface (Figure 6.18) ne décrivent pas une "langue" de givre le long de la calotte comme dans la Figure 6.12 (contour à $100 \mu\text{m}$). Quantitativement, ce retour de l'eau jusqu'au pôle nord est sans doute équivalent à celui effectué par le retour quasi-solide au printemps, les deux provoquant une augmentation de l'épaisseur de CPN d'environ $150 \mu\text{m}$. Les nuages favoriseraient-ils donc le retour de l'eau jusqu'à la CPN ? En apparence seulement. . .

Propriétés microphysiques

Le schéma de nuage actuel faisant appel à une large part d'approximation et de prescription, nous ne ferons pas une analyse profonde de ces résultats. Cependant, les rayons de cristaux diagnostiqués tournent autour

¹³A ce sujet, le relief est sans doute un élément déterminant dans la fabrication des spirales [Wang et Ingersoll, 2002]. La structure nuageuse longitudinale reflète la structure topographique sur laquelle les nuages prennent naissance, ce qui permet de discerner visuellement les spirales.

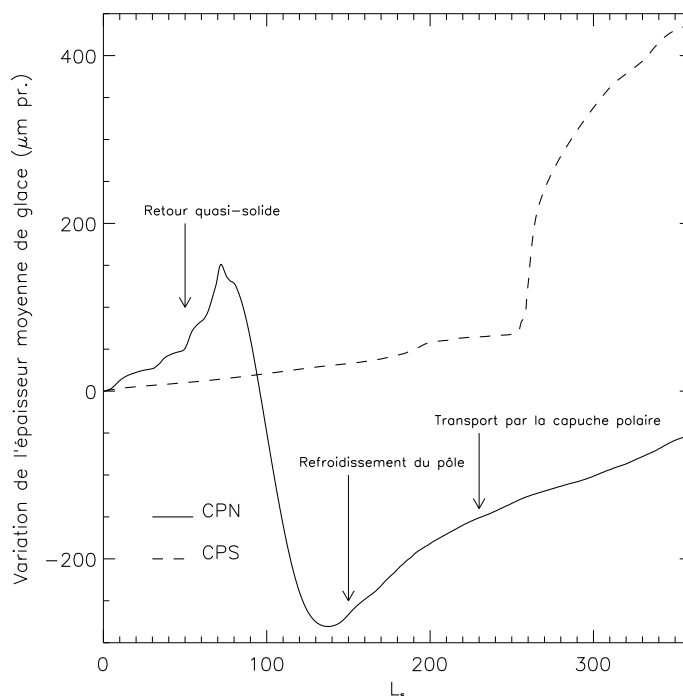


Figure 6.24 : Variations saisonnières de l'épaisseur de glace d'eau moyenne sur les calottes permanentes (résultats ■ évolution 1 ■).

d'une valeur de 4-5 microns. Pour la ceinture intertropicale, celle-ci est plutôt de 3-4 microns et de 5 à 7 dans la capuche nord. La réduction de données MGS¹⁴ aboutit sur des valeurs tout fait semblables [Wolff et al., 2001]. De même, les estimations de Pearl et al. [2001] basées sur les spectres infrarouges de TES concordent parfaitement avec cette gamme de taille. De fait, les propriétés microphysiques obtenues par le modèle paraissent tout à fait cohérentes.

5.4 Le rôle des nuages sur le cycle hydrologique martien : analyse préliminaire

Comprendre pourquoi un écart aussi flagrant sépare les résultats de la configuration de base de ceux de l'évolution 1 nécessitera une analyse plus profonde que celle présentée dans ces lignes. Nous tenterons néanmoins de cerner les facteurs essentiels qui permettent aux nuages de générer une différence aussi forte lorsque leur capacité à être transportés est prise en compte. Même si les tendances fondamentales du cycle ne sont pas remises en cause, la configuration initiale fournissant déjà des résultats cohérents, cette disparité entre modèles existe tout autant d'un point de vue qualitatif que quantitatif. Les premières réflexions faites à la vue des figures 6.17 et 6.19 nous ont amenés à la conclusion que le transport de la glace change non seulement l'humidité globale de l'atmosphère martienne mais qu'en plus l'effet de ce transport varie selon la saison. Dès lors, demandons-nous où et quand les nuages agissent sur le cycle. Pour nous aider dans notre démarche, nous nous appuyerons sur la Figure 6.26. Cette carte trace les contours du rapport de l'abondance de vapeur d'eau de l'évolution 1 sur celle de la configuration initiale. L'idée est de pouvoir identifier les régions et/ou les périodes où les différences constatées sont les plus franches.

Nous pouvons voir que des zones comme les calottes saisonnières ou la CPN (en été) ne sont pas affectées. Dans un cas comme dans l'autre, la cause est purement thermodynamique : la pression de vapeur saturante des

¹⁴sur le flux visible réfléchi par l'atmosphère à différents angles de phase et mesuré par le canal visible de TES

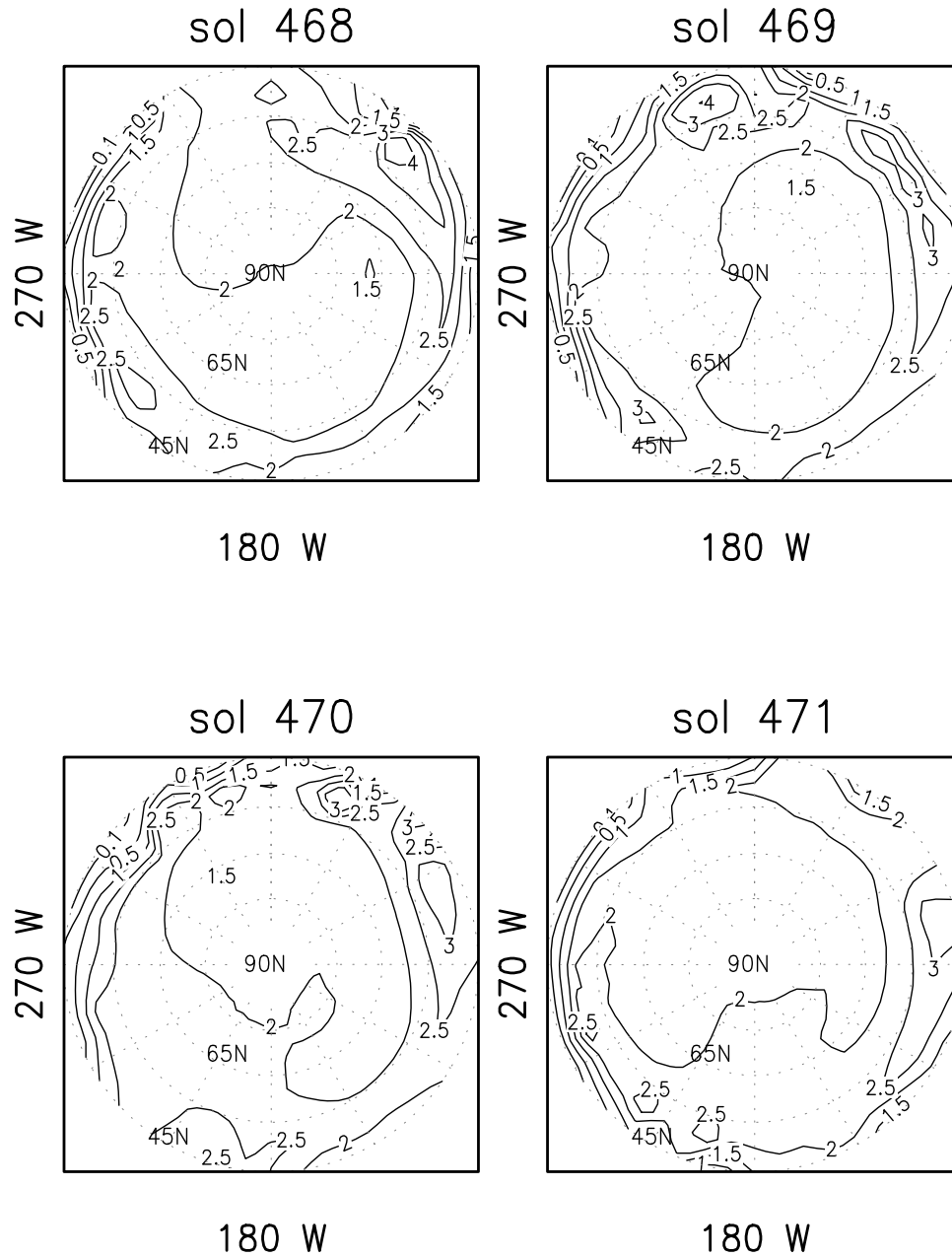


Figure 6.25 : Carte de l'opacité des nuages (en projection stéréographique) prédite par le modèle sur quatre jours consécutifs (vers $L_s \sim 240^\circ$). L'enroulement autour du pôle décrit par la nébulosité y apparaît clairement. L'épaisseur optique τ est approximée par la relation : $\tau = A \times M/r$ où A est une constante, M et r sont respectivement la masse de glace intégrée sur la colonne atmosphérique et le rayon moyen des cristaux (grandeurs diagnostiquées par le modèle).

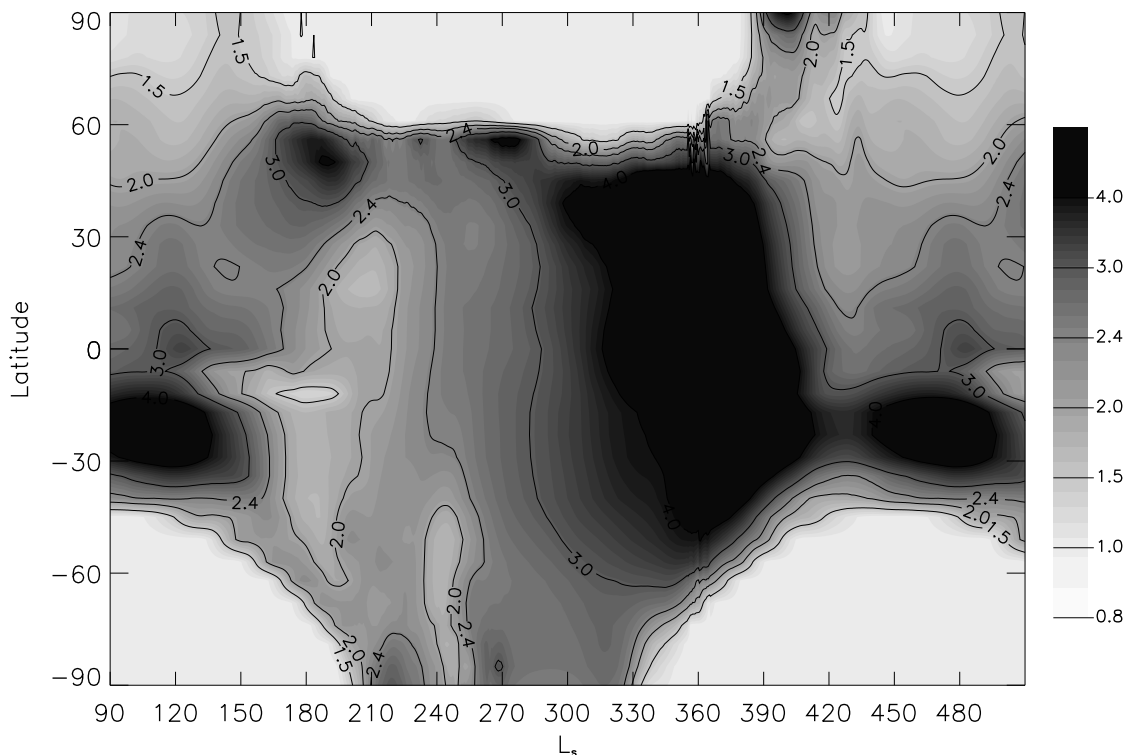


Figure 6.26 : Comparaison des résultats entre les deux versions de modèle exprimée par le rapport d'abondance de la vapeur d'eau de l'évolution 1 sur celle de la configuration de base. A titre d'indication, la moyenne globale et annuelle du rapport est de 2.4.

masses d'air surplombant les calottes saisonnières est, en raison des températures très basses, quasi-nulle tandis que l'atmosphère polaire en été est totalement saturée par la vapeur d'eau récemment sublimée.

Pour L_s compris entre 150 et 210°, la bande latitudinale située entre -60 et +30° semble, elle aussi, faiblement affectée. La sublimation des dépôts de glace équatoriaux présents uniquement dans la configuration initiale génère une source de vapeur d'eau très localisée et dont la durée de vie est relativement brève. Cela permet néanmoins à la configuration de base d'abaisser substantiellement le rapport d'abondances dans cette période.

Les nuages et l'effet Clancy

La Figure 6.27 illustre la présence des nuages dans la perspective de l'échange d'eau entre hémisphères aux solstices. Le passage à l'évolution 1 s'est accompagné d'une diminution d'un facteur 2 du gradient de vapeur d'eau nord-sud vers le solstice d'été nord (Figure 6.17, graphe du milieu). La Figure 6.26 nous montre que cet enrichissement relatif du contenu humide austral est dû à une présence de vapeur d'eau plus forte dans les tropiques sud (entre $L_s=90^\circ$ et $L_s=150^\circ$ et pour L_s compris entre 420° et 510°). De toute évidence, la cellule de Hadley, dont la branche subsidente est localisée dans cette région, en est responsable.

En première approche, nous pourrions émettre l'hypothèse que les nuages sont transportés horizontalement du Nord vers le Sud et que le réchauffement adiabatique des masses d'air subsidentes génère cette humidification locale (Figure 6.27). Le temps caractéristique du transport peut-être calculé en prenant la vitesse moyenne v du vent méridien dans la branche de retour de la cellule : $\tau_v = L/v$.

v étant en moyenne de $3 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$, il faut environ 10^6 secondes (de l'ordre de la semaine) pour qu'une masse d'air couvre une distance L de 1000 km (échelle de distance tropiques-équateur). Ce temps intersecte celui de la

sédimentation d'une particule de quelques microns à une altitude de 10 km (Figure 2.6). En conclusion : d'une part la glace est potentiellement déplaçable, d'autre part la sédimentation module la distance parcourue.

Pourtant, et c'est sans doute l'argument fondamental, ce raisonnement fait abstraction du cycle diurne. Nous l'avons vu, la variation journalière de la ceinture intertropicale est réellement significative (puisque confirmée par les observations). Le cycle de formation/dissipation du nuage implique une alternance quotidienne de glace et de vapeur au niveau même de la branche de retour. Il ne faut donc plus considérer uniquement la compétition entre l'advection horizontale et la sédimentation de la glace puisque la vapeur issue du nuage peut être directement transportée par la circulation méridienne. De plus, ce cycle thermique, qui a fait l'objet d'une étude approfondie dans le chapitre 3, limite significativement le confinement vertical de la vapeur d'eau.

Sans cycle diurne, le transfert d'eau vers l'hémisphère austral serait donc beaucoup moins efficace. Dans le cas de la configuration initiale, ce cycle ne peut pas favoriser le transport. Le transport vertical étant trop lent (le modèle diagnostique un temps caractéristique de l'ordre de la semaine), le profil vertical de la vapeur d'eau dans les tropiques nord reste en permanence câlé sur le profil obtenu à l'heure la plus froide : l'effet de confinement est optimal.

Quoiqu'il en soit, le problème du transfert d'eau nord-sud dépend de la façon dont l'eau est séquestrée dans les basses couches des tropiques nord. Ce mécanisme est donc fondamentalement lié au flux de sédimentation de la glace. Une étude de sensibilité (en prescrivant par exemple un rayon de cristal beaucoup plus faible) permettra de définir un cas limite de confinement quasi-nul et donc de situer plus précisément l'effet Clancy actuel dans la gamme de modulation possible du gradient interhémisphérique. Il apparaît tout de même que son impact sur le cycle est potentiellement fort.

Les tropiques en hiver : une destination attractive pour l'eau

La Figure 6.19 suggère que le transport de la glace débouche sur une concentration accrue de vapeur d'eau dans la région comprise entre les moyennes latitudes des deux hémisphères. Nous pouvons identifier depuis la Figure 6.26 que cet enrichissement est principalement réalisé durant les saisons d'automne/hiver (L_s compris entre 240 et 360°). Deux hypothèses s'offrent à nous :

- Soit ce comportement est la conséquence directe du transfert relativement plus humide vers l'hémisphère austral à l'aphélie. Ce surcroît de vapeur d'eau est par la suite redistribuée vers l'hémisphère nord grâce à la circulation méridienne inversée du solstice d'hiver. A cette époque, les nuages ne peuvent retenir l'eau dans les tropiques sud (Figure 6.27).
- Soit ce comportement est lié à l'échange d'eau entre la capuche polaire et les moyennes latitudes.

Il est aussi possible que ces deux facteurs agissent simultanément. L'argument qui nous oriente sur la deuxième possibilité est lié au fait que l'augmentation du rapport d'abondance dans la zone [60°S-60°N] ne prend pas naissance dans la région arctique en été. C'est pourtant dans cette région, ou au moins dans les hautes latitudes australes, que le surcroît de vapeur amené depuis l'hémisphère nord à l'aphélie va sublimer. On notera que ce surcroît existe pourtant bel et bien (contour à 2.4 entre 210 et 240° de longitude aérocentrique) mais il reste insuffisant et trop isolé géographiquement.

La viabilité de la deuxième solution n'est pas vraiment établie. Elle est cependant motivée par l'idée que l'on peut se faire des échanges en bordure de calotte saisonnière. La présence d'instabilités baroclines dans les moyennes latitudes hivernales assure un mélange horizontal fort s'organisant en succession de fronts chauds humides poussés vers le pôle et de fronts froids très secs poussés vers le sud. Cette redistribution des masses humides est responsable du dépôt de givre allant croissant en surface des calottes saisonnières. Lorsque les nuages sont transportés, ces fronts froids peuvent néanmoins entraîner la nébulosité issue de la capuche polaire vers les plus basses latitudes où la glace pourra sublimer. Cette hypothèse est relayée par l'analyse des données météorologiques du deuxième atterrisseur Viking [Tillman et al., 1979] et par les observations télescopiques terrestres [Akabane, 1995]. Dans la configuration de base, ces fronts ne transportent qu'un très faible résidu humide, le piégeage de l'eau sur les calottes saisonnières est alors renforcé.

Cette communication entre la capuche polaire boréale et les moyennes latitudes peut ensuite se répandre jusque dans l'hémisphère sud en empruntant la branche méridienne inférieure de la cellule de Hadley. La Figure 6.27

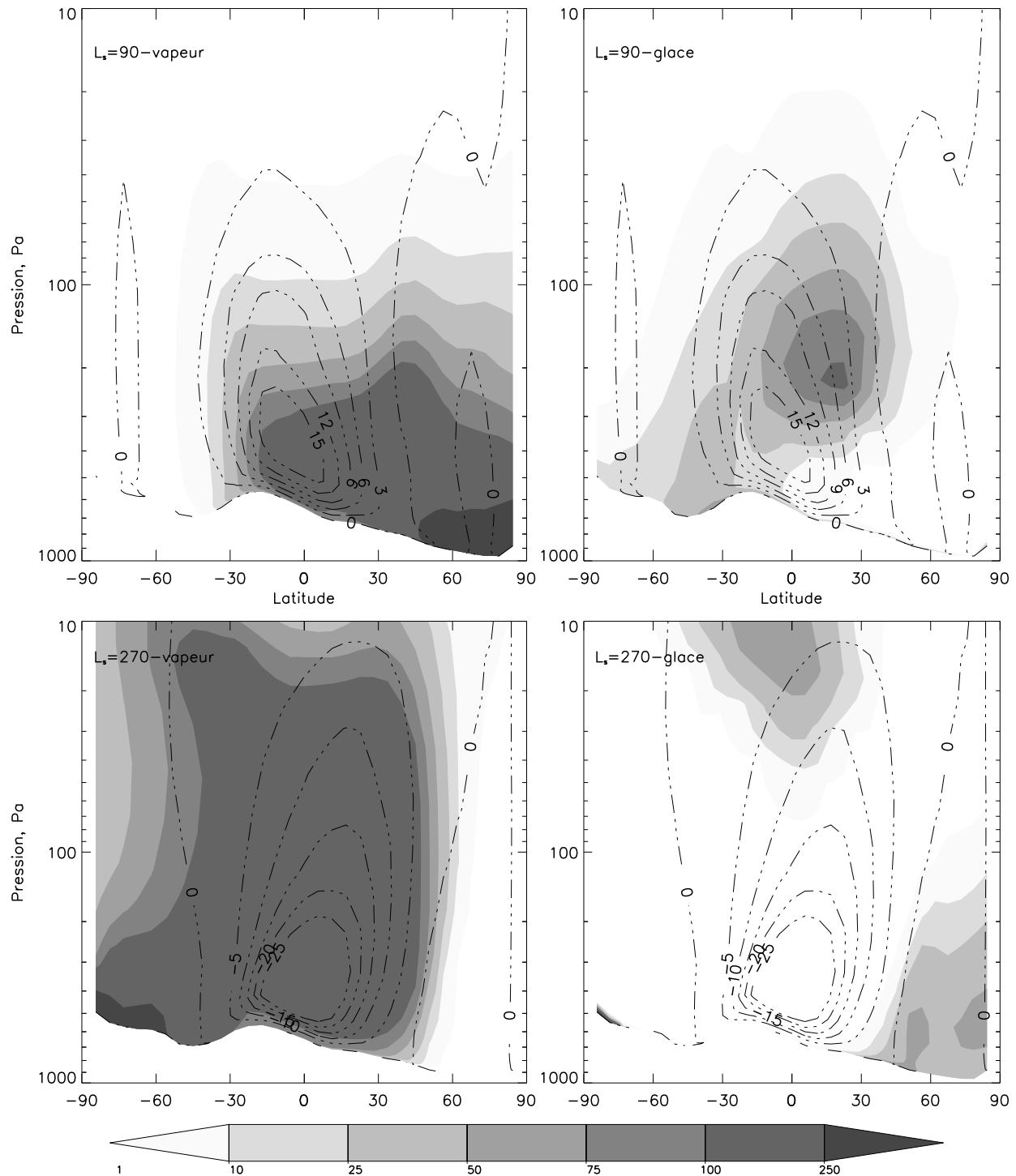


Figure 6.27 : Comparaison identique à la Figure 6.14, cette fois pour l'évolution 1 du modèle. Les coupes méridiennes de la concentration de glace d'eau atmosphérique (graphes de droite) ont été ajoutées. On notera la présence des capuches polaires en hiver aux hautes latitudes. La présence des nuages au périhélie ($L_s = 270^\circ$), de 2 à 3 hauteurs d'échelle plus hauts qu'à l'aphélie, n'a pas d'incidence sur le transfert d'eau vers l'hémisphère nord. Cela explique que les deux version de modèle prédisent un gradient interhémisphérique équivalent à cette époque (Figure 6.17).

(graphe inférieur droit) indique que le bord austral de la capuche est vraisemblablement entraîné vers le Sud par la cellule.

Pourquoi les nuages humidifient-ils le cycle ?

La question peut paraître paradoxale et prêter à confusion. Mais la correction de la version initiale du modèle pour tenir compte du déplacement possible de la glace d'eau atmosphérique a révélé que le transport des nuages est un agent humidifiant du cycle hydrologique martien.

Nous avons vu que le transport vertical de la glace favorisait l'extraction de l'eau en surface : en été, le flux émergeant de la CPN est alors amplifié. La suspension de la glace au niveau de la branche supérieure de la cellule de Hadley à l'aphélie s'avère déterminante dans le contrôle saisonnier du gradient d'eau interhémisphérique. Enfin, les brumes qui se détachent de la capuche polaire en automne/hiver semblent expliquer une distribution moyenne de vapeur d'eau en faveur des moyennes latitudes (Figure 6.19). Ce mécanisme s'oppose au piégeage en surface des calottes saisonnières.

Finalement, les arguments présentés ci-dessus reposent sur un principe commun. En retardant la précipitation de la glace d'eau, i.e. en passant de la configuration initiale à l'évolution 1, nous avons permis à l'eau de voyager plus loin et en plus grande quantité. En résumé, nous avons permis à l'eau de s'éloigner de sa seule source : la CPN. C'est pour cette raison que nous avons signalé que le retour de l'eau jusqu'en arctique n'est qu'en apparence favorisée par les nuages de la capuche polaire. Le mécanisme qui gère l'équilibre du cycle, nous l'avons vu [Richardson et Wilson, 2002b], permet néanmoins d'obtenir un état stationnaire. L'humidification des tropiques (réalisée en automne/hiver) est compensée par une diminution du gradient de vapeur d'eau pôle-équateur en été. Le mélange horizontal s'adapte à cette nouvelle donne en limitant le flux méridien net de vapeur d'eau en provenance de la CPN .

6 Nuages : Le point de vue climatique

Cette partie n'est malheureusement pas étayée de résultats de modélisation. La mise en place des nuages en tant que substance radiativement active dans notre MCG est en cours de développement. Si le travail de fond est techniquement réalisé, les résultats obtenus ne sont pas satisfaisants. L'effet radiatif des nuages de glace d'eau est très largement surestimé en comparaison des observations. Nous ne discuterons donc pas des résultats partiels qui, s'ils indiquent des régions et des saisons sensibles à la présence des nuages, peuvent être biaisés par une erreur de programmation importante.

Nous avons d'ailleurs relevé certaines incohérences dans le calcul du transfert radiatif de la bande solaire. Un diffuseur parfait comme le nuage est considéré comme une substance absorbante et engendre des taux de chauffage irréalistes. Il est possible que la très forte stratification des nuages crée des discontinuités nuisibles au calcul des flux radiatifs montant et descendant. Ce problème a déjà été rencontrée par d'autres modélisateurs (*A. Colaprete*, communication personnelle) et n'est toujours pas résolu. Nous suspectons que la routine employée (une delta-eddington modifiée) ne soit pas adaptée dans ce contexte (c'est ce que semblent montrer les études comparatives de Meador et Weaver [1980] et King et Harshvardhan [1986]).

A défaut de discuter de nos résultats, nous vous présentons néanmoins une série d'arguments justifiant nos travaux actuels (et nos poignées de cheveux arrachés) et qui seront poursuivis à l'issue de cette thèse.

Sur Terre, les nuages couvrent près de 60 % de la surface [Seinfeld et Pandis, 1998] et prennent nécessairement une part non négligeable dans le bilan énergétique de la planète. Sur Mars, une telle statistique n'existe pas encore. Le phénomène nuageux semble marginal en comparaison de l'impact radiatif de la poussière qui affecte la totalité du globe martien tout au long de l'année. Pour cette raison, climatologues et météorologues ont d'abord développé des MCG en ne prenant en compte que l'effet de la poussière dans le transfert radiatif. Longtemps mis au second plan, les nuages ont peu à peu émergé dans les considérations climatiques. Les progrès de la modélisation aidant, les scientifiques se tournent progressivement vers des éléments plus subtils de

la météorologie martienne que des observations récentes ont pu révéler. La Figure 6.28 rappelle certaines des difficultés rencontrées par les modélisateurs du climat martien pour reproduire des phénomènes météorologiques prononcés.

L'étude de l'impact climatique des nuages fut réellement entreprise avec *Pathfinder*. En effet, le profil d'entrée de l'atterrisseur indiqua une inversion de température dans les dix derniers kilomètres de sa descente que *Schofield et al.* [1997] supposèrent causée à la présence d'un nuage à la même altitude. Cette hypothèse fut confirmée par la suite grâce aux travaux de Haberle et al. [1999] et de Colaprete et Toon [2000].

Dans la bande solaire, les nuages se comportent comme de simples diffuseurs et ne font que modifier l'albédo en surface. Dans l'infrarouge, la forte bande d'absorption de la glace d'eau vers $12 \mu\text{m}$ altère sensiblement l'émissivité de la couche d'atmosphère dans laquelle le nuage se trouve. En bilan net, un nuage peut refroidir significativement l'atmosphère et créer les inversions constatées. L'étude de Colaprete et Toon [2000], basée sur un couplage microphysique-transfert radiatif, s'étend à d'autres types d'observations (profils thermiques obtenus par occultations radio et par sondages spectrométriques aux limbes) indiquant sinon des inversions en tout cas des irrégularités notables dans les profils thermiques.

Clancy et al. [1996] ont sans aucun doute fourni le plus grand nombre d'arguments motivant l'étude des nuages de glace d'eau. Ces auteurs se sont plus particulièrement penchés sur la période de l'aphélie marquée par la ceinture nuageuse opaque de la bande intertropicale. L'effet radiatif direct des nuages s'accompagne d'un effet indirect. En confinant la poussière verticalement, les nuages restreignent la portion d'atmosphère chauffée en journée par l'absorption du flux solaire. Ce couplage poussière-nuages-température, fortement non linéaire par la nature des processus mis en jeu, s'insère dans l'analyse des causes de variabilité interannuelle du climat martien. L'étude de [Rodin et al., 1999] est dédiée à cette problématique, elle indique clairement que le système climatique peut prendre différents états d'équilibre final lors de la dissipation de la ceinture équatoriale.

Clancy et al. [1996] mentionnent aussi l'importance probable du lessivage de la poussière par les nuages. L'observation par Paige et Ingersoll [1985] d'une différence importante d'albédo entre les calottes saisonnières des deux hémisphères pourrait s'expliquer par un lessivage plus intense dans le Nord que dans le Sud. Ce faisant, la calotte saisonnière boréale deviendrait une surface comparativement plus sombre. Ce phénomène a son importance dans le bilan énergétique aux pôles car cette asymétrie d'albédos est peut-être à l'origine de la CPS. L'utilisation du conditionnel reste de mise. A l'heure actuelle, aucune étude solide n'est venue étayer les hypothèses de Clancy et al. [1996].

L'autre phénomène nuageux d'envergure reconnu mais encore peu étudié [Christensen et Zurek, 1984; Zasova et al., 2002; Wang et Ingersoll, 2002], la "capuche polaire", se distingue pourtant par des nuages très épais ($\tau > 1$) et par une large couverture spatiale. La perturbation radiative de ces nuages peut modifier le profil thermique local, une conséquence importante dans une zone où l'atmosphère flirte régulièrement avec son niveau saturation. On peut aussi prévoir que la présence de nuages au-dessus du bord d'une calotte en pleine récession puisse moduler la température de surface (extinction du flux solaire et effet de serre) et ainsi jouer sur le rythme de sublimation du CO_2 . Ajouté à cela, la présence de cristaux de glace d'eau fournit d'excellents noyaux de condensation pour la formation de cristaux de CO_2 dans la nuit polaire [Pearl et al., 2001; Wood, 1999; Forget et al., 1998b].

En bref, si l'effet climatique des nuages manque encore de support théorique, il ne manque pas de raisons d'être étudié. Son implication probable dans des secteurs clé du climat martien rend nécessaire leur prise en compte future dans les MCG.

7 Ce qu'il faut retenir...

Le cycle hydrologique martien révèle peu à peu ses mystères. Caractérisé par la présence d'un réservoir permanent dans la région arctique qui fournit l'essentiel de la vapeur d'eau à l'atmosphère, ce cycle reste marqué par un signal saisonnier dominant. Le bénéfice scientifique retiré des observations et des études théoriques a permis de décomposer les mécanismes physiques majeurs donnant au cycle son allure actuelle. A l'aide d'un modèle de

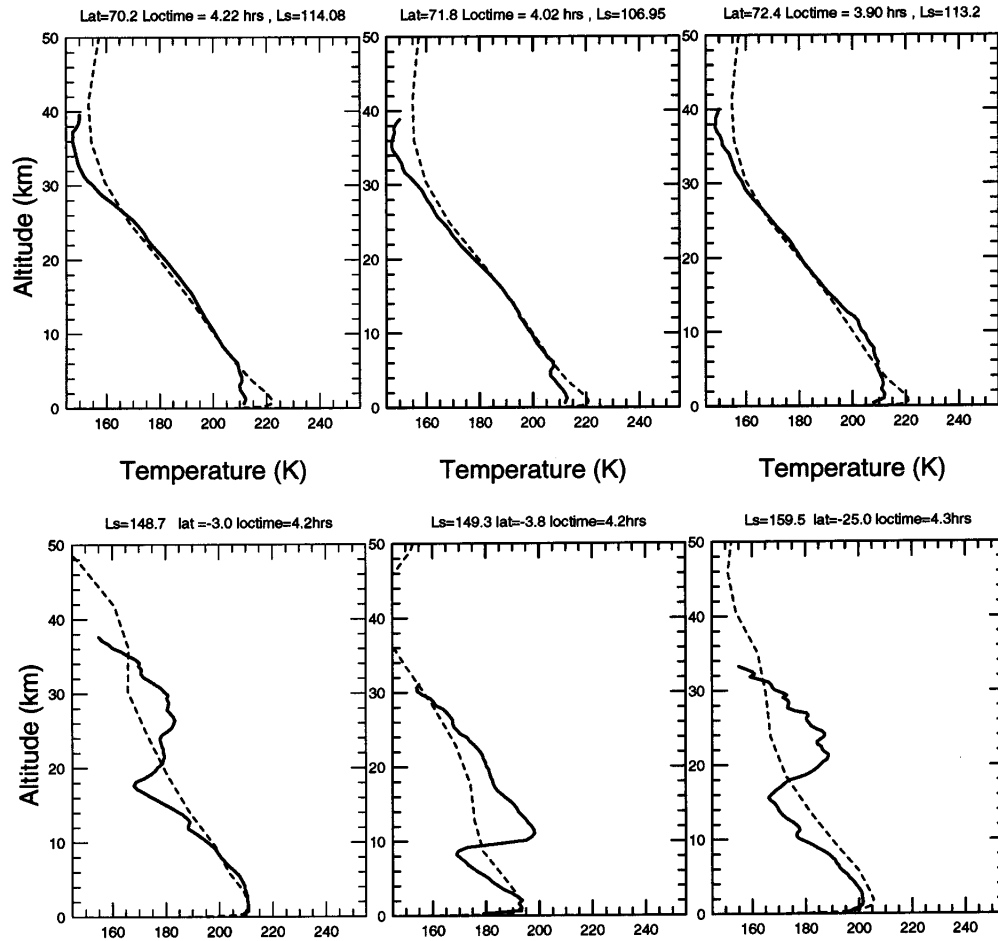


Figure 6.28 : Graphes supérieurs : Repris de Forget et al. [2001] (basés sur des résultats du MCG développé au Laboratoire de Météorologie Dynamique de Jussieu). Comparaison de profils (Observations : Traits pleins ; MCG : tirets) dans la région polaire en été. On notera le désaccord systématique dans la basse atmosphère. **Graphes inférieurs :** Région tropicale nord en été. Les très fortes inversions ne sont pas prédites par le modèle. Leurs causes ne sont pas déterminées ; nuages, phénomènes ondulatoires ?

circulation générale auquel nous avons joint un schéma simplifié de nuages, nous avons spécifiquement étudié l'importance de la nébulosité martienne sur la distribution géographique de l'eau. La confrontation des résultats du modèle aux mesures existantes valide la grande majorité de nos prédictions sur la formation nuageuse.

Cette étude permet de mesurer l'impact significatif de la mobilité du réservoir de glace atmosphérique. Son effet brut a pu être quantifié grâce à la comparaison avec une version du modèle ne bénéficiant pas du schéma de nuages. De cette étude, il ressort que le transport de la nébulosité module considérablement le taux d'humidité global de l'atmosphère, les échanges interhémisphériques, et l'amplitude des flux entrant et sortant de la calotte permanente nord.

L'intérêt de l'évolution apportée au modèle est clairement établie puisqu'elle débouche sur un meilleur accord avec les observations. Une analyse plus approfondie devra être réalisée afin de mieux quantifier les échanges d'eau saisonniers entre hémisphères mais aussi entre les capuches polaires et les moyennes latitudes.

Dans un futur proche, le modèle gagnera vraisemblablement en qualité de prédiction en utilisant une résolution spatiale plus fine lors de son passage sur supercalculateurs (on peut d'ores et déjà envisager un facteur 2 d'augmentation du point de grilles en longitude et latitudes). Ajouté à cela, l'impact radiatif des nuages est l'objectif qui motive notre effort de développement actuel. En parallèle, la représentation des échanges d'eau entre l'atmosphère et le régolite fournira prochainement un outil d'analyse pertinent de l'hydrologie martienne extrapolable à d'autres configurations orbitales en vue d'études paléoclimatiques.

- Chapitre 7 -

Conclusion générale

Dans ce manuscrit, le lecteur aura pu discerner trois thèmes principaux reliés entre eux par un dénominateur commun : les nuages de glace d'eau. Ces thèmes, nous les rappelons ici :

1. L'étude théorique et la modélisation unidimensionnelle de la formation des brumes de condensation martiennes que l'on a pu confronter aux observations grâce à l'interprétation de données photométriques.
2. L'implication des nuages dans le cycle de fabrication du deutérium atomique.
3. Enfin, le rôle de la nébulosité dans le cycle hydrologique martien, l'introduction d'un schéma de nuages dans un modèle de circulation générale ayant permis de mieux l'apprécier.

Ces sujets ont permis 1) d'approfondir des sujets déjà défrichés par le passé 2) d'aboutir à de nouveaux résultats qui intéressent aussi bien le problème des propriétés microphysiques des particules de l'atmosphère martienne que celui de l'eau.

1 Le contexte des missions spatiales

A l'époque de la rédaction de ce manuscrit, un voile assez opaque recouvre le programme des missions à moyen terme. Au Service d'Aéronomie néanmoins, deux équipes sont impliquées dans l'instrumentation des missions Netlander en 2007 (instrument ODS, P.I. : J.P. Pommereau) et, à l'horizon 2004, Mars Express (instrument SPICAM, P.I. : J.L. Bertaux) qui est la seule assurée de son départ vers la planète rouge. Pour ODS (Optical Depth Sensor), il s'agirait de mesurer *in situ* l'épaisseur optique de l'atmosphère (et donc nuages et poussière) à différents endroits de la planète. Pour SPICAM, embarqué sur un orbiteur, il s'agira d'effectuer des profils verticaux de vapeur d'eau, d'ozone, de poussière et de nuages grâce à la technique d'occultation stellaire. La mission PREMIER (2007) pourrait contenir à son bord le projet MAMBO (P.I. : F. Forget, Laboratoire de Météorologie Dynamique), un sondeur millimétrique, qui permettrait d'effectuer des cartographies météorologiques d'une résolution spatiale unique. De plus, des mesures de vapeur d'eau et du rapport HDO/H₂O seraient aussi au programme. Enfin, citons la proposition TIRAS pour PREMIER, un spectromètre infrarouge dédié au sondage poussières-nuages, qui est né du pont franco-russe entre le Service d'Aéronomie et l'IKI de Moscou. L'objectif de ces missions tombe évidemment dans le champ scientifique des travaux que nous avons menés. La préparation de celles-ci suppose la mise à disposition d'outils d'inversion mais aussi d'analyse comme le modèle microphysique ou le modèle de circulation générale.

2 Microphysique 1D

L'élaboration du modèle de microphysique a nécessité un effort conceptuel préalable (aussi bien théorique qu'informatique). Par la suite, ce modèle a été employé pour déceler les principes dominant la formation des nuages de glace et l'effet de ces derniers sur le confinement vertical de la vapeur et de la poussière. Ainsi, nous avons pu identifier les sources d'incertitude principales affectant la modélisation de la nébulosité. La cohérence de ce type d'étude repose sur une bonne représentation des interactions entre poussières et cristaux. En amont, cela implique de connaître assez précisément les caractéristiques microphysiques de la poussière mais aussi de contraindre le mieux possible la nucléation. Cependant, l'absence d'expérience en laboratoires ne permet pas de situer correctement l'efficacité de ce processus en conditions martiennes.

A ce sujet, les observation de la structure verticale des brumes sont sans aucun doute les plus riches d'informations en terme de contraintes microphysiques. Ce point de vue nous a incités à exploiter un profil vertical d'intensité lumineuse (à deux longueurs d'onde) dérivé d'une photographie Viking au limbe de la planète. La méthode employée, combinant microphysique et transfert radiatif, débouche sur une interprétation plus précise du comportement optique de la brume. Nous avons ainsi mis en relief l'incapacité des modèles de poussière actuels à satisfaire ces observations. Cette conclusion nous a amenés à proposer un modèle alternatif, basé sur une structure bimodale du spectre en taille de la poussière. Son action globale sur le climat martien ayant rapidement

été mis en évidence, la poussière en suspension a très vite drainé un intérêt fort de la part de la communauté scientifique. Il reste encore un certain flou sur la composition de la poussière, flou nuisant nécessairement à la détermination de son comportement optique. Cette étude photométrique se situe dans cette thématique. Les suggestions que nous avons émises sur le spectre en taille de la poussière peuvent aider à mieux contraindre ses propriétés optiques mais aussi sa capacité à être transportée.

Nous avons aussi tenté de dériver le rayon moyen des cristaux du nuage apparaissant dans le profil. La valeur obtenue, environ $\sim 1 \mu\text{m}$, concorde avec celles généralement trouvées pour des nuages situés à cette altitude ($z > 20 \text{ km}$). A court terme, l'utilisation des données TES fournira une climatologie approfondie de la distribution géographique et des propriétés microphysiques des brumes martiennes. Dans cet esprit, le spectromètre proche-infrarouge OMEGA, embarqué sur Mars Express (départ en 2003), sera mis à contribution pour étudier poussières et cristaux de glace. Cet afflux de données offrira la possibilité de parfaire la modélisation microphysique.

Sous l'impulsion de J. L. Bertaux (Service d'Aéronomie), le modèle de microphysique a été adapté pour étudier le fractionnement isotopique de l'eau lourde au sein des nuages. L'idée sous-jacente était de comprendre pourquoi une si faible proportion en deutérium avait été détectée en haute altitude en comparaison des prédictions théoriques. Le mécanisme proposé superpose deux effets de fractionnement intervenant lors des phases de condensation et de photolyse, et dont le résultat est de réduire la production du deutérium atteignant la haute atmosphère. Même si ce mécanisme parvient à combler en grande partie l'écart observation-théorie, sa viabilité est soumise à des contraintes fortes que seule une étude plus globale pourra estimer.

Quelles évolutions peut-on espérer pour notre modèle microphysique ? L'observation du plus gros satellite de Saturne suggère la présence de nuages dans la basse atmosphère. Le développement du modèle était initialement motivé par l'étude des particules solides évoluant dans l'atmosphère du satellite. Aujourd'hui, il pourrait bénéficier de son adaptation martienne pour être utilisé à l'étude de la condensation dans l'atmosphère de Titan. D'autre part, les principes microphysiques introduits sont tout à fait pertinents pour simuler la formation des nuages stratosphériques polaires terrestres moyennant quelques modifications indispensables. Ce modèle 1D gagnera toutefois en réalisme en le couplant à un module de transfert radiatif. Malgré tout, nous disposons d'un outil qui ne doit pas se limiter aux seules investigations martiennes.

En résumé, bien que l'on puisse critiquer la faible représentativité d'un modèle unidimensionnel, c'est de son élaboration qu'a découlé l'ensemble de nos études y compris celle basée sur le modèle de circulation générale.

3 Modélisation 3D : nuages et cycle de l'eau

Nos travaux de modélisation de la nébulosité martienne ont acquis une ampleur globale par le biais du Modèle de Circulation Générale développé au Laboratoire de Météorologie Dynamique. L'objectif à atteindre concerne la représentation des nuages de glace d'eau non seulement comme une espèce transportable mais aussi comme une espèce radiativement active. La première partie a pu être réalisée durant cette thèse. Le schéma simplifié de nuages que nous avons introduit était prévu pour améliorer une version précédente du MCG. Cette évolution permet de reproduire plus fidèlement les mesures de concentration de la vapeur d'eau tout en étant pertinente dans ses prédictions de la nébulosité. Ce travail fut l'occasion de mettre en évidence le rôle significatif des nuages en tant que réservoir mobile dans le cycle hydrologique martien. L'étude en cours (faisant l'objet d'un contrat d'embauche à durée déterminée) est consacrée à la prise en compte de l'effet radiatif des nuages. Ce travail doit pouvoir déboucher, sinon sur la prédiction des inversions dans les profils de température, en tout cas sur un degré de réalisme accru de la modélisation climatique.

L'utilisation des MCG ont pris une ampleur exceptionnelle dans la recherche climatique martienne. Cet outil est devenu incontournable pour qui souhaite obtenir une réponse fiable aux nombreuses questions qui agitent encore les scientifiques. Grâce au schéma de nuages, le MCG dispose à présent d'une amélioration très nette pour la simulation du cycle de l'eau. L'oscillation des paramètres orbitaux de Mars l'ont sans doute forcé à subir l'influence de différents types de climats et l'ont donc amené à adopter différents comportements hydrologiques.

Le MCG est conçu pour simuler ce genre de configurations. En toile de fond, se cachent différentes énigmes comme la position géographique des calottes permanentes, voire même leur curieuse morphologie.

De plus, un grand nombre d'activités s'articulent déjà autour du MCG. Le problème du cycle de la poussière est actuellement traité par C. Newman (univ. d'Oxford). Des questions comme celles du lessivage, ou la variabilité interannuelle des tempêtes de poussière peuvent motiver une étroite collaboration.

- Annexe A -

La cinétique en surface des cristaux de
glace d'eau

La croissance des cristaux se compose de trois étapes distinctes. Nous avons discuté dans la partie condensation du chapitre théorique de processus associés à ces trois étapes. Le premier est la diffusion des molécules d'eau dans l'air jusqu'à la surface du cristal. Le second est la conduction de la chaleur latente libérée à la surface de ce même cristal. La dernière, la cinétique de surface, est détaillée ici afin d'en cerner sa nature. Ce processus consiste en l'incorporation des molécules d'eau à l'intérieur de la structure cristalline. Cela inclut l'adsorption de ces molécules à la surface du cristal, leur diffusion en surface pour atteindre un site de liaison. Deux phénomènes sont en mesure de fournir ces sites : la nucléation en surface de couches d'épaisseur moléculaire (nucléation 2D) et les défauts structurels (dislocations). De nombreux travaux [Yokohama et Kuroda, 1988; MacKenzie et Haynes, 1992; Kuroda, 1984; Kuroda and Lacmann, 1982; Burton et al., 1951] ont tenté d'établir une théorie de la cinétique fiable pour expliquer les variations de forme des cristaux selon leur environnement (saturation et température). L'objet de cette annexe ne concerne pas la forme des cristaux mais tente de quantifier la barrière que constitue la cinétique de surface pour la condensation dans le cas des cristaux de glace martiens.

1 Le coefficient cinétique

La vitesse de croissance $\dot{r} = dr/dt$ d'un cristal peut être écrite :

$$\dot{r} = \beta(s_s) s_s \beta^\perp \dot{v}_w$$

où \dot{v}_w est le volume d'une molécule d'eau, s_s est la sursaturation à la surface du cristal, β^\perp est le flux moléculaire atteignant le cristal et $\beta(s_s)$ le facteur de cinétique pris à la sursaturation s_s . Le coefficient $\beta(s_s)$ est défini comme étant le rapport de la vitesse de croissance \dot{r} sur la vitesse de croissance maximale (où la cinétique de surface n'intervient pas). Ce coefficient permet de rendre compte directement de l'effet de la cinétique sur la croissance du cristal. D'après Burton et al. [1951], \dot{r} dépend du rapport de la distance de diffusion moyenne x_s parcourue par une molécule adsorbée sur la distance y_0 séparant deux saillies de surface¹. Burton et al. [1951] ont énoncé une formulation théorique du facteur de cinétique β telle que :

$$\beta = \left(\frac{2x_s}{y_0} \right) \tanh \left(\frac{y_0}{2x_s} \right)$$

x_s est approximativement donné par

$$x_s \sim d \exp \left(\frac{\Delta F_{ads} - \Delta F_{sd}}{2kT} \right)$$

où ΔF_{ads} est l'énergie moléculaire d'adsorption et ΔF_{sd} est la barrière énergétique entre deux positions d'équilibre à la surface du cristal séparées par une distance $d \sim 4.5 \times 10^{-10}$ m (les valeurs de ΔF_{ads} et de ΔF_{sd} sont données dans le tableau 2.1). Selon que le processus repose sur la nucléation 2D ou sur la dislocation, le terme y_0 sera différent.

Cependant, la simultanéité des trois processus (diffusion, chaleur, cinétique) ne permet plus de calculer analytiquement la vitesse de croissance (et bien sûr le facteur de cinétique). Les deux inconnues clé à déterminer numériquement sont la température T_s et la sursaturation s_s à la surface du cristal. Dans ce cadre, nous avons développé un modèle résolvant les équations liées aux différents processus et dont l'objectif est de calculer la vitesse de croissance en tenant compte de la cinétique de surface. Ce modèle n'a pu être couplé au modèle microphysique global dans la mesure où la résolution numérique est couteuse en temps de calcul. Les deux cas de cinétique discutés ici se révèlent soit négligeable (dislocation) soit totalement prépondérant (nucléation 2D). Dans le cas de la nucléation 2D, les résultats obtenus semblent trop improbables.

¹traduit de l'anglais *ledge* pour signifier les rebords créés par les couches de condensation où se trouvent les sites de liaison

2 La nucléation 2D

L'étude de Nelson et Knight [1998] indique que ce type de croissance semble le plus approprié pour expliquer les transitions de forme à certaines températures. De la même façon qu'il existe une barrière énergétique à la création d'embryons de glace précédant les cristaux, la formation de couches moléculaires sur la surface parfaite d'un cristal nécessite elle aussi le franchissement d'une énergie seuil. Ces couches se présentent sous la forme de disques (d'où l'appellation 2D par opposition aux embryons qui sont 3D) dont l'énergie libre sert à former le contour de ceux-ci. Le paramètre physique limitant dans ce cas est ϵ , l'énergie libre de formation d'une bordure qui vaut $2 \times 10^{-11} \text{ J.m}^{-1}$ [Yokohama et Kuroda, 1988]. La théorie utilisée pour déterminer le rayon γ^* de ces embryons 2D reprend les fondamentaux de Gibbs-Thompson employés par Lord Kelvin dans le cas d'une goutte :

$$\gamma^* = \frac{\epsilon f_o}{kT_s \ln(S_s)}$$

où l'indice $_s$ indique que la grandeur est prise en surface, f_o est l'aire d'une molécule dans le réseau cristallin ($8.3 \times 10^{-20} \text{ m}^2$), S et T sont respectivement le rapport de saturation et la température. L'énergie libre ΔF_{2D}^* associée à la création d'un disque de rayon critique γ^* est

$$\Delta F_{2D}^* = \frac{\pi f_o \epsilon^2}{kT_s \ln(S_s)}$$

A partir de ΔF_{2D}^* , on peut déterminer le taux de nucléation J_{2D} (en $\text{m}^2.\text{s}^{-1}$) de disques au sein d'un flux de molécules joignant la surface du cristal :

$$J_{2D} = (\beta^\dagger x_s)^2 \frac{1}{\nu_s} \sqrt{\ln S_s} \exp\left(\frac{\Delta F_{ads} - \Delta F_{2D}^*}{kT_s}\right)$$

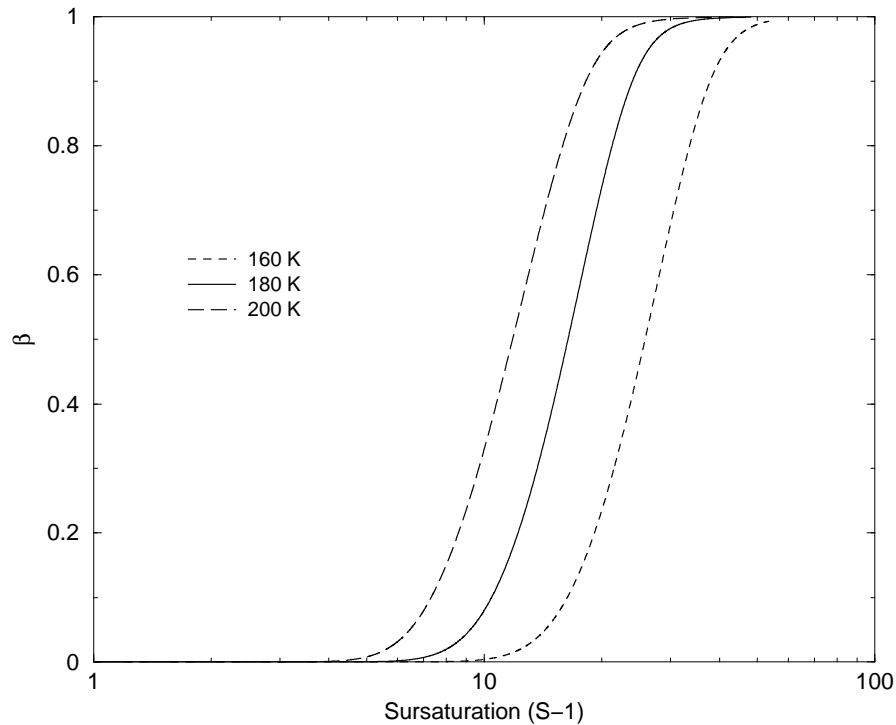


Figure A.1 : Coefficients β en fonction de la sursaturation ambiante, pour trois températures différentes et sur un cristal d' $1 \mu\text{m}$. Le cas représenté est celui de la nucléation 2D.

La distance y_0 séparant deux saillies peut être calculée en considérant qu'elle est le produit $\tau_0 \times v_l$ du temps τ_0 pour qu'un disque nucléé sur un autre avec la vitesse v_l de progression d'une saillie sur la surface. Au final, y_0 est donné par

$$y_0 = d \left(\frac{\pi J_{2D}}{3 v_l} \right)^{1/3}$$

où v_l vaut $(2x_s f_o s_s \beta^\dagger)$.

La Figure A.1 reproduit les valeurs du coefficient β pour la nucléation 2D. On remarque deux points importants; d'une part β possède une transition extrêmement brusque de telle sorte qu'on peut lui associer une saturation critique. Cette transition est la conséquence de la nature explosive de la nucléation (par son terme exponentiel fonction de S). Ces saturations critiques impliquent que pour des rapports inférieurs à 6, la condensation est totalement inhibée par la cinétique de surface.

3 La dislocation

Les cristaux rencontrés dans la réalité contiennent des imperfections structurales, des anomalies ou des dislocations qui peuvent grandement faciliter la croissance. Dans ce cas précis, il n'est nul besoin qu'une superposition de couches nucléent pour créer des saillies, la surface d'une dislocation peut prendre la forme d'une spirale pouvant fournir une source continue de saillies (cf. Figure A.2). Le calcul de β s'avère plus rapide, y_0 s'écrivant :

$$y_0 = \frac{d}{19\gamma^*}$$

où γ^* est le rayon d'un disque nucléant dont l'expression a été donnée précédemment. Dans ce cas, y_0 n'est plus dépendant du taux de nucléation, le développement en spirale d'une seule couche offrant un contour bien plus important que la somme des contours de plusieurs couches successives. La Figure A.3 montre bien que la cinétique n'est plus un facteur limitant la croissance, les sursaturations critiques étant négligeables.

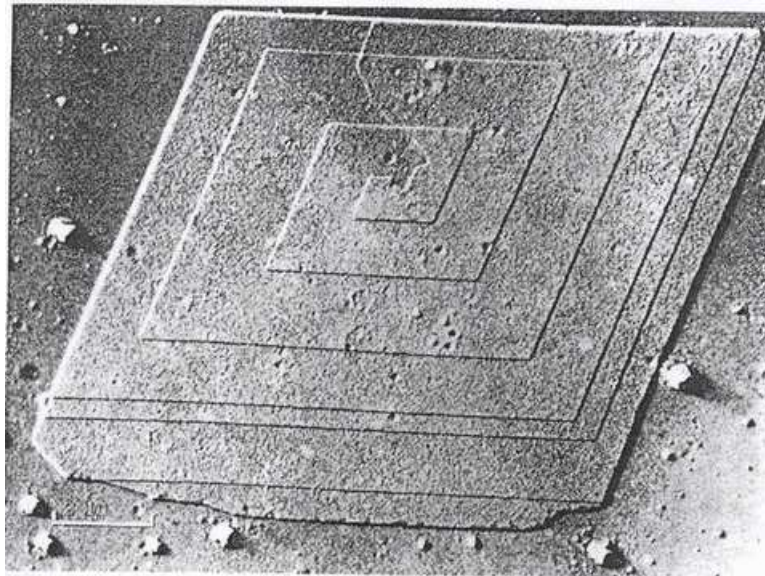


Figure A.2 : Un exemple de dislocation en spirale repris de Wood [1999]. La barre inférieure gauche représente une échelle d'1 μm .

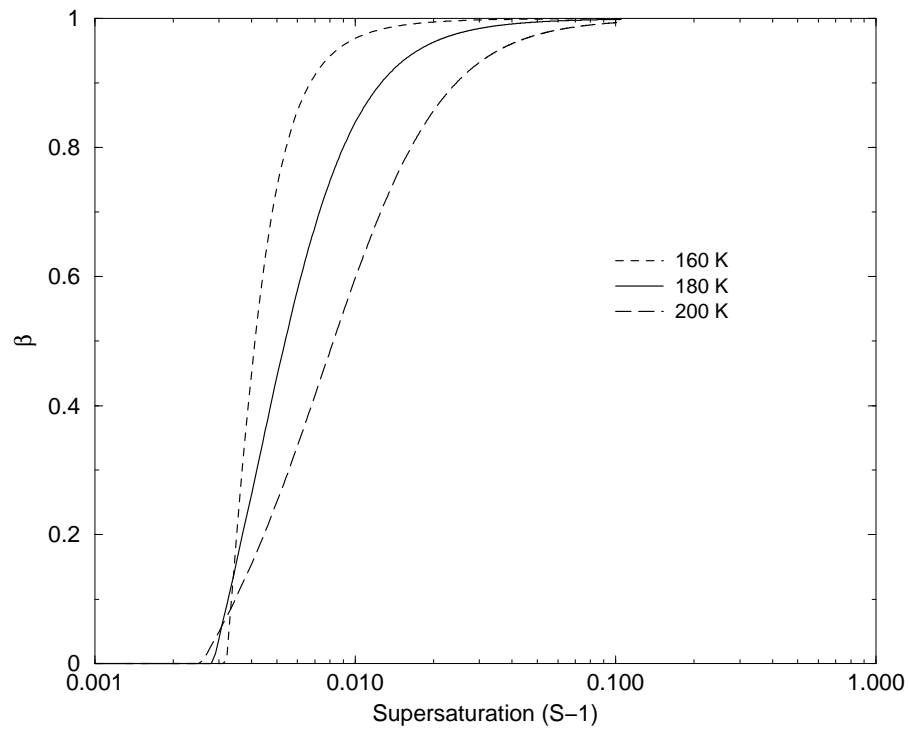


Figure A.3 : Coefficients β en fonction de la sursaturation ambiante, pour trois températures différentes sur un cristal d' $1 \mu\text{m}$. Le cas représenté est celui de la dislocation en spirale.

- Annexe B -

Schémas numériques du code microphysique

1 L'équation de continuité

Dans le chapitre 2, nous avons introduit l'équation de continuité régissant le devenir d'une population de particules à une taille et pour une altitude données. Nous la rappelons ici en utilisant cette fois la variable informatique C (nombre de particules par unité de volume) :

$$\frac{\partial C}{\partial t} = \left(\frac{\partial C}{\partial t}\right)_{transport} + \left(\frac{\partial C}{\partial t}\right)_{accretion} + \left(\frac{\partial C}{\partial t}\right)_{nucleation} + \left(\frac{\partial C}{\partial t}\right)_{cond/subl}$$

Numériquement, le taux de variation de la concentration est calculé comme étant la somme des taux de variation de chaque processus pris individuellement.

Le terme $(\partial C/\partial t)_{accretion}$ est un terme de croissance des particules par accrétion. Il renferme les phénomènes de collection par mouvement brownien et par mouvement gravitationnel.

Le terme $(\partial C/\partial t)_{nucleation}$ est un terme de production de cristaux et de perte pour les poussières.

Le terme $(\partial C/\partial t)_{cond/subl}$ est un terme de croissance des particules par les phénomènes de condensation et de sublimation de l'eau. Dans le cas où la sublimation implique la disparition totale de la gangue de glace entourant le noyau, la poussière est libérée ce qui suppose une production de poussières.

Le terme $(\partial C/\partial t)_{transport}$ est un terme de déplacement des particules suivant l'axe z . Il renferme les phénomènes de sédimentation et de diffusion turbulente (encore appelé *eddy diffusion*).

2 Le schéma temporel

L'équation de continuité renfermant des phénomènes de nature très différente, le programme fait appel à deux types de schémas numériques :

- Le phénomène de transport est discrétisé selon une méthode de type "flux"
- Les phénomènes de nucléation, condensation et accrétion sont discrétisés par une méthode de type "sources-puits"

La méthode utilisée est une méthode dite de "splitting" ou de désintégration [Yanenko, 1968] qui a été utilisée avec succès par Toon et al. [1988]. L'équation de continuité est décomposée en un système de deux équations, chacune régie soit par la méthode "flux" ou par la méthode "sources-puits". Les équations discrétisées en "sources-puits" sont d'abord intégrées. Le résultat est repris pour intégrer les équations de transport. Ainsi, l'on a avancé d'un pas de temps. Pour le pas de temps suivant, le même processus est reproduit mais en sens inverse (transport avant "sources-puits").

Le pas de temps Δt

Comme cela est décrit dans la partie consacrée au schéma numérique de la condensation, la disparité des temps caractéristiques des processus entraîne l'utilisation d'un pas de temps spécifique pour la nucléation et la condensation. Hormis ces deux processus, tous les autres (transport et coagulation) fonctionnent sur un pas de temps identique Δt dont l'estimation a été faite de la manière suivante.

Le critère de Courant-Friedrich-Lewy permet de fixer une limite supérieure au pas de temps à prescrire. Ce critère compare la vitesse théorique du phénomène représenté avec la discrétisation employée pour la dimension dans laquelle ce phénomène fait évoluer la particule (la verticale pour le transport, la taille pour la coagulation et la condensation). Des processus d'accrétion et de transport, la sédimentation est potentiellement la plus rapide (cf. chapitre 2). C'est donc à travers la vitesse de chute maximale des particules que nous avons fixé le pas de temps Δt . Pour que le nombre de Courant $N_c = \omega \Delta t / dz^1$ n'exécède pas une valeur de 1, il faut considérer le cas de grosse particules (les plus lourdes et donc le plus rapides) ayant une concentration significative dans l'atmosphère de Mars et se trouvant à l'altitude maximale du modèle (où les vitesses de chute sont les plus

¹où ω est la vitesse de chute des particules et dz l'épaisseur d'une case en altitude ~ 2 km.

élevées). De fait, un pas de temps de 600 secondes (10 minutes) est adopté. Ce choix correspond au temps mis par une particule de 3 μm située à 60 km pour parcourir une maille de modèle de 2 km dans sa chute.

3 Schéma numérique du transport

La tendance due au transport se résout numériquement en séparant les flux de mélange (Φ_d) et de sédimentation (Φ_s) :

$$(\partial C/\partial t)_{transport} = -\partial/\partial z(\Phi_s + \Phi_d)$$

$$\Phi_d = -k_d \rho_a \partial/\partial z(C/\rho_a)$$

$$\Phi_s = C\omega$$

où ω est la vitesse de chute des particules, k_d le coefficient de mélange turbulent et ρ_a la densité atmosphérique. On obtient donc :

$$(\partial C/\partial t)_{transport} = \frac{\partial(C\omega)}{\partial z} + \frac{\partial}{\partial z} \left(k_d \rho_a \frac{\partial(C/\rho_a)}{\partial z} \right)$$

La discrétisation est basée sur un schéma aux différences finies [Toon et al., 1988]. Le détail du développement algorithmique peut être trouvé dans Fiadero et Veronis [1977]. Pour résoudre cette équation, nous faisons l'hypothèse que la densité atmosphérique ρ_a varie de façon exponentielle (avec une échelle de hauteur H_ρ) au niveau où l'on calcule $\frac{\partial C/\rho_a}{\partial z}$. L'équation de transport se simplifie alors en :

$$(\partial C/\partial t)_{transport} = \frac{\partial}{\partial z} \left((\omega + \frac{k_d}{H_\rho}) C \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(k_d \frac{\partial C}{\partial z} \right)$$

L'équation se sépare en deux termes, l'un purement advectif (avec une vitesse virtuelle d'advection égale à $\omega + k_d/H_\rho$) et l'autre purement diffusif.

Discrétisation de la dérivée temporelle

La discrétisation de $\partial/\partial t$ adopte la notation de Crank-Nicholson, à savoir :

$$(C_z^{t+1} - C_z^t)/\Delta t + \mu A(z)^{t+1} + (1 - \mu)A(z)^t = 0$$

où $A(z)$ représente le second membre de l'équation, μ est un paramètre ajustable en fonction du schéma employé (vaut 1 en implicite et 0 en explicite) et Δt le pas de temps.

Discrétisation de la dérivée d'espace

Le second membre $A(z)$ est exprimé en fonction des flux traversant les interfaces (les interfaces sont notées $z + 1/2$ pour l'interface inférieure de la couche z et $z - 1/2$ pour l'interface inférieure).

Soit :

$$\frac{\partial}{\partial z} \left((\omega + \frac{k_d}{H_\rho}) C \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(k_d \frac{\partial C}{\partial z} \right) = \frac{F_{z+1/2} - F_{z-1/2}}{dz}$$

où $F_{z\pm 1/2}$ représente le flux traversant l'interface $z \pm 1/2$. Les termes advectif et diffusif du membre de gauche reçoivent chacun un traitement spécifique [Fiadero et Veronis, 1977]. Au final, l'équation discrétisée se résume à :

$$LC_{z-1}^{t+1} + MC_z^{t+1} + NC_{z+1}^{t+1} = OC_{z-1}^t + PC_z^t + QC_{z+1}^t$$

où L, M, N, O, P et Q sont des termes de flux.

4 Schéma numérique de l'accrétion

Vu les difficultés qui apparaissent pour préciser de manière exacte la position ou le mouvement de particules soumises à des collisions, on décrit de manière générale ces collisions par une équation stochastique. Cette équation donne le taux de variation en fonction du temps d'une fonction de densité de probabilité $\mathcal{F}(z, v, t)$ définie comme la probabilité de trouver une particule de volume compris entre v et $v + dv$ à l'altitude z entre les instants t et $t + dt$. A une altitude donnée, l'équation de collection (ou d'accrétion) prend la forme [?] :

$$\partial\mathcal{F}(v, t)/\partial t = 1/2 \times \int_0^v K(u, v-u)\mathcal{F}(u, t)\mathcal{F}(v-u, t)du - \mathcal{F}(v, t) \times \int_0^\infty K(u, v)\mathcal{F}(u, t)$$

K étant le coefficient de la coagulation (la somme des deux types de coagulation envisagées ; brownienne et gravitationnelle). La première intégrale de cette équation représente la production de particules de volume v due à la collision entre deux particules plus petites de volumes u et $v-u$ (le facteur $1/2$ prenant en compte le fait que chaque collision est comptée deux fois). La deuxième intégrale représente les pertes de particules de volume v dues à leur collision avec d'autres particules de volume u .

Il n'existe pas de solution analytique de l'équation stochastique de coagulation. Pour la résoudre, celle-ci est linéarisée de manière implicite. Nous écrirons donc les intégrales comme des sommes sur les différents intervalles de la grille de rayon. Pour un intervalle i donnée, on aura :

$$\partial C_i/\partial t = 1/2 \times \sum_{j+k=i} K_{jk}C_jC_k - C_i \sum_j K_{ij}C_j$$

On exprime ensuite les termes de collection en termes de perte et de production. Les pertes L_i de l'intervalle i sont dues à la collection de particules de taille i avec des particules de toute autre taille. Les gains P_i de l'intervalle i sont dus à la collection de particules plus petites. On obtient finalement :

$$\frac{C_i^{t+1} - C_i^t}{\Delta t} = P_i - L_i C_i^{t+1}$$

Pertes et productions s'écrivent de la manière suivante :

- Pour L_i

$$L_i = \sum_{j=1, nrad} K_{ij}C_j^t \alpha_{ij}$$

avec

$$\alpha_{ij} = \begin{cases} v_i/v_j & \text{si } j \leq i \\ 1 & \text{si } j > i \end{cases}$$

où v_i et v_j sont les volumes associés aux intervalles de rayon i et j et $nrad$ est le nombre d'intervalles que compte la grille de rayon.

- Pour P_i

$$P_i = C_{i-1}^{t+1} \left(\sum_{j=1}^{i-1} \frac{v_j}{v_{i-1}} \delta_{i-1,j} K_{i-1,j} C_j^t \right) + C_{i-1}^t \left(\sum_{j=1}^{i-1} \frac{v_j}{v_{i-1}} \delta_{i-1,j} K_{i-1,j} C_j^{t+1} \right)$$

avec

$$\delta_{ij} = \begin{cases} 1 & \text{si } j \neq i \\ \frac{1}{2} & \text{si } j=i \end{cases}$$

On suppose de plus qu'il ne peut y avoir de production de particules dans le premier intervalle de la grille de rayon et qu'il ne peut y avoir de pertes dans le dernier intervalle. Néanmoins, la grille couvre une gamme de taille suffisamment large (concentrations négligeables aux frontières du domaine) pour que ces conditions aux limites ne génèrent pas d'effet de bord.

5 Schéma numérique de la nucléation

Ce processus s'exprime par le taux J_i de poussières nucléées (dans l'intervalle de rayon i) par seconde dans un volume unité (cf. chapitre 2). Sur un pas de temps Δt , la perte en poussières (de concentration initiale C_i^t) est déterminée de manière implicite :

$$\begin{aligned} \frac{C_i^{t+1} - C_i^t}{\Delta t} &= -L_i \\ L_i &= J_i C_i^{t+1} \end{aligned}$$

Bien entendu, ce terme de pertes L_i pour les poussières est strictement égal au terme de production pour les cristaux (mais de sens opposé).

6 Schéma numérique de la condensation/sublimation

Le pas de temps spécifique Δt_μ

La rapidité de la nucléation et de la condensation marginalise des autres phénomènes. Le pas de temps global de 600 secondes peut s'avérer être jusqu'à 100 fois supérieur au temps caractéristique de la condensation (voir tableau 2.2). En contrepartie, on ne peut adopter un pas de temps global en fonction de ce processus sans risquer de rendre le code trop lent. Une autre approche a été employée ; tandis que sédimentation, diffusion et coagulation sont intégrées sur un même pas de temps global d'environ 10 minutes (obtenu par un calcul théorique du nombre de Courant), nucléation et condensation fonctionnent avec un pas de temps variable Δt_μ dit de *microitération*. La considération qui prime concerne le rapport de saturation. Le rapport unité constitue un pivot autour duquel est activée condensation ou sublimation, deux processus générant des échanges d'eau entre vapeur et cristaux de sens opposés. De fait, Δt_μ est ajusté afin que la condensation ou la sublimation n'induisse pas une variation du rapport de mélange de vapeur d'eau (à une altitude donnée) excédant un taux fixé au préalable (de 5% en règle générale). La routine couplant nucléation et condensation est ainsi soumise à un nombre de microitérations jusqu'à ce que la somme des Δt_μ successifs soit égale à Δt . Contrairement à la sédimentation qui agit sur toute particule de l'atmosphère, l'action de la nucléation et de la condensation se restreint aux régions où la glace est présente ou susceptible de se former. De plus la rapidité de la condensation décroît lorsque l'altitude augmente (cf. Figure 2.5). Numériquement, cela se traduira par un nombre de microitérations variant lui aussi avec l'altitude.

Un nouveau schéma numérique

Les schémas numériques présentés jusqu'à maintenant reprennent ceux décrits par Toon et al. [1988]. Cependant, nous avons effectué une révision complète du schéma gérant condensation et sublimation. Initialement, celui-ci était basé sur un calcul des flux de particules entre cases de rayons adjacentes. Dans le cas d'une vitesse de croissance très rapide, le flux provenant d'une case pouvait être largement supérieur à la quantité de particules se trouvant dans la case elle-même. Dans ce cas, le critère du nombre de Courant n'est pas respecté. Ce problème affecte notamment les petites tailles dont la croissance est la plus rapide et dont les cases de rayon sont les plus étroites (en moyenne la largeur de case est du même ordre que le rayon lui-même).

La nouvelle méthode que nous avons développée est basée sur la détermination d'une grille de rayon (indiquée j') obtenue par déformation de la grille initiale (indiquée j). Chaque frontière de case étant associée à un rayon et donc à une croissance $(dr/dt)_o$ donnée, on calcule le déplacement de cette frontière en intégrant sa vitesse de croissance correspondante sur un pas de temps de microitération. Le nombre de particules compris entre chaque frontière (i.e. dans une case de rayon) étant conservé, on obtient donc un spectre en taille que l'on peut à nouveau discrétiser selon la grille initiale (un schéma de cette méthode est représenté dans Figure B.1).

On sait d'après la relation (3.12) que $(dr/dt)_o = A/r$ où A est une constante d'intégration. D'où $r dr = \sqrt{A dt}$, dr peut être intégré sur Δt_μ pour donner : $r^{t+dt} = \sqrt{(r^t)^2 + 2A\Delta t_\mu}$, et ainsi $\Delta r = \sqrt{(r^t)^2 + 2A\Delta t_\mu} - r^t$.

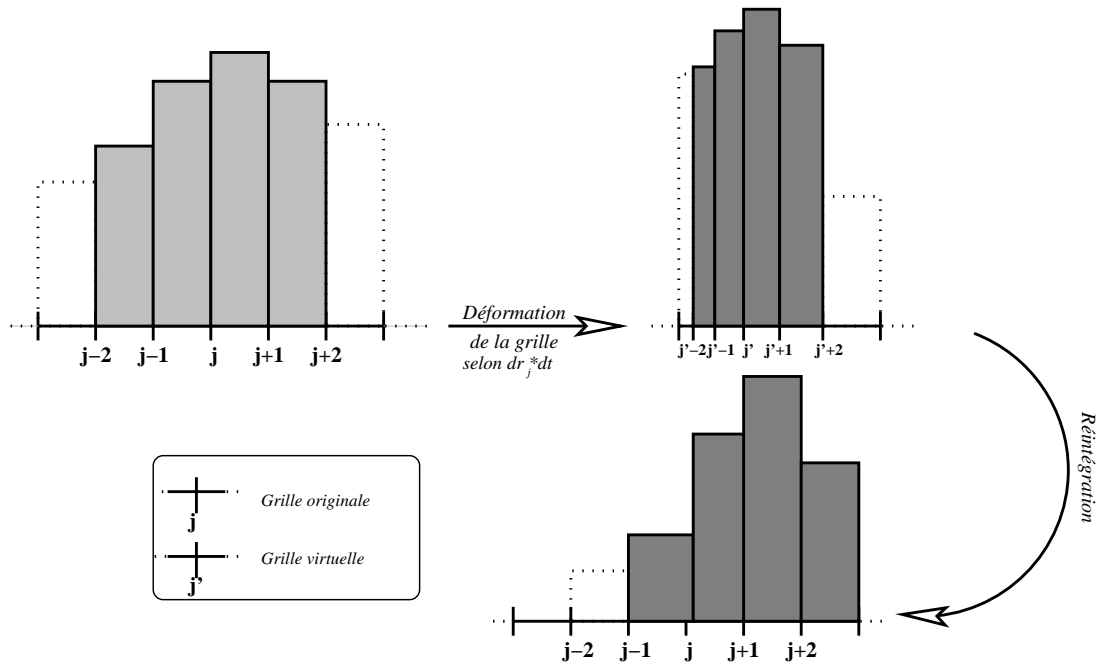


Figure B.1 :

En notation numérique, la méthode s'écrit de la façon suivante (où les exposants + et - indiquent que la valeur du rayon est prise en bordure supérieure et inférieure de sa case).

$$\begin{cases} r_{j'}^- = r_j^- + \Delta r_j^- \\ r_{j'}^+ = r_j^+ + \Delta r_j^+ \end{cases}$$

$$C_j^{t+1} = \sum_{j'=1, nrad} \delta_{jj'} C_{j'}^t \text{ avec } C_{j'}^t = C_i^t \text{ pour tout } j' = i$$

On a

$$\begin{cases} \delta_{jj'} = 0 \text{ si } r_{j'}^- > r_j^+ \text{ ou si } r_{j'}^+ < r_j^- \\ \delta_{jj'} = 1 \text{ si } r_{j'}^- \geq r_j^- \text{ et si } r_{j'}^+ \leq r_j^+ \\ 0 < \delta_{jj'} < 1 \text{ dans tous les autres cas} \end{cases}$$

Cette méthode présente l'avantage de ne pas nécessiter le calcul de flux entre cases et donc de s'affranchir de la contrainte du nombre de Courant. Différents tests ont montré que ce schéma autorisait l'utilisation de pas de temps plus importants pour la condensation qu'un schéma basé sur le calcul de flux entre cases de rayon comme décrit dans Toon et al. [1988].

- Annexe C -

Présentation du modèle de circulation générale martien

1 Description générale

Le modèle de circulation générale est un modèle global qui calcule sur toute la planète l'évolution de quelques variables caractéristiques de l'atmosphère et de la surface (température, pression, vent, etc...). Le modèle martien est basé sur une forme récente du modèle de circulation générale terrestre développé au LMD pour des travaux de recherche en climatologie (variabilité et prévisibilité du climat, simulation des effets de l'augmentation des gaz à effet de serre et des aérosols, paléoclimatologie, conséquence de la déforestation, etc...). Le modèle terrestre a été adapté à la planète Mars¹ par Frédéric Hourdin [Hourdin, 1992a]. Cette première version martienne a été utilisée pour divers travaux de recherche [Hourdin et al., 1993, 1995a]. Dans le cadre de l'établissement d'une base de données climatiques pour l'Agence Spatiale Européenne effectuée en collaboration avec une équipe anglaise de l'université d'Oxford, de nombreux aspects du modèle ont été améliorés par Richard Fournier, Frédéric Hourdin, Matt Collins et François Forget [Lewis et al., 1999; Forget et al., 1999]. C'est cette nouvelle version qui est décrite ci-dessous.

Le modèle est structuré en deux parties, distinctes du point de vue informatique :

- La partie **dynamique** qui consiste en la discrétisation spatiale et temporelle des équations hydrodynamiques qui régissent l'écoulement de l'atmosphère autour de la planète. A quelques paramètres planétaires près (rayon, vitesse de rotation, gravité, relief de la planète, masse molaire de son atmosphère), cette partie est identique sur Terre et sur Mars.
- La partie **physique** qui simule des échanges de deux types : d'une part les échanges physiques réels entre l'atmosphère et le monde extérieur (interaction atmosphère-rayonnement, échanges thermiques avec le sol, condensation, etc...), et d'autre part les échanges entre les échelles effectivement traitées par les équations discrétisées et les échelles inférieures (principalement la diffusion verticale turbulente qui a lieu notamment dans la couche limite et la convection). Tous ces échanges ont un point commun important : ils ne font interagir que des points situés dans une même maille horizontale, sur une même verticale du modèle.

La dissipation horizontale, qui représente l'interaction de l'écoulement résolu par la dynamique avec la circulation horizontale non résolu spatialement (dite "sous-maille") est intégrée dans la partie dynamique.

2 Partie dynamique

La modélisation de la circulation générale à proprement parlé est basée sur l'intégration des équations primitives qui sont une simplification des équations générales de la thermodynamique et de la dynamique des fluides. On considère d'une part que la hauteur de l'atmosphère est négligeable devant le rayon de la planète (approximation "des couches minces"), ce qui permet de négliger certains termes. D'autre part, l'atmosphère est supposée en équilibre hydrostatique : la composante verticale de l'équation du mouvement se réduit à un équilibre entre la force de gravitation ρg et le gradient de pression dp sur la verticale : $dp = -\rho g dz$. On trouvera les équations primitives dans les systèmes de coordonnées (x, y, p) et (x, y, σ) dans l'ouvrage de Holton [1992] ou la thèse de Frédéric Hourdin [Hourdin, 1992a]. Le système d'équations primitives comprend les deux équations du mouvement horizontal, l'équilibre hydrostatique, l'équation de continuité et l'équation thermodynamique. Les inconnues sont au nombre de 6 : les deux composantes horizontales du vent, la vitesse verticale, la température potentielle, le géopotential (gz) et la pression au sol. Cette dernière inconnue est obtenue par intégration verticale de l'équation de continuité, ce qui ramène les équations au même nombre que les inconnues.

Pratiquement, pour intégrer ces équations numériquement, on effectue une double discrétisation spatiale et temporelle.

¹Le modèle a aussi été adapté à l'étude de la circulation atmosphérique sur Titan [Hourdin et al., 1995b]. Une version simplifiée dite "à 25 paramètres" a par ailleurs été exploitée pour étudier des aspects théoriques de la circulation sur Vénus (superrotation) et sur d'éventuelles planètes extrasolaires.

Le modèle du LMD a été formulé en différences finies sur une grille Arakawa C (grille décalée, cf. [Arakawa et Lamb, 1977]) et en coordonnée verticale $\sigma = p/p_s$, la pression normalisée par sa valeur au sol. Le modèle martien utilise la nouvelle version de la dynamique écrite par Phu le Van (1989) sur une formulation de Robert Sadourny. Dans cette version, le pôle est un point où les variables scalaires (température, pression) sont calculées, mais pas les vents. A part cela, la répartition des points de grille en longitude et en latitude peut être fixée arbitrairement. Cela permet par exemple d’effectuer un “zoom” sur n’importe quelle région du globe pour affiner localement la résolution du modèle. On utilise plus généralement une grille régulière, typiquement 64×48 mailles horizontales, soit 3.75° en latitude pour 5.625° en longitude, ce qui correspond à des mailles de côté ~ 220 km aux moyennes latitude².

La discrétisation temporelle est effectuée, selon un schéma à trois pas de temps “saute-mouton” (Leapfrog) : l’état au pas suivant est calculé à partir de l’état précédent en ajoutant deux fois la variation calculée à l’état présent. Ce schéma est entrecoupé régulièrement d’un pas en avant et d’un pas en arrière (Matsuno) pour éviter toute divergence entre les pas pairs ou impairs. Le choix du pas de temps d’intégration est délicat. Si le pas de temps est trop court, le modèle sera instable numériquement. S’il est trop long, le temps de calcul devient trop important. Il existe une limite théorique à ce pas de temps : il doit être inférieur au temps nécessaire à une onde de gravité pour ce déplacer entre les deux points les plus proche de la grille horizontale (critère de Courant-Friedrich-Lewy). En résolution 64×48 , le pas de temps est d’environ 4 minutes. Il doit être divisé par deux pour une résolution deux fois plus fine dans chaque direction. Pour éviter de 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 un filtrage longitudinal approprié.

La dissipation horizontale est basée sur les résultats classiques de la turbulence bidimensionnelle incompressible (applicable dans la mesure où l’on considère des échelles relativement grandes pour lesquelles l’atmosphère est fortement stratifiée) : Il y a cascade d’énstrophie des grandes échelles résolues aux échelles inférieures, jusqu’à dissipation par viscosité moléculaire. Des paramétrisations sophistiquées ont été développées, et leur application fut le sujet de la thèse de Karine Meynard au LMD. Dans le modèle Martien, l’opérateur de dissipation de la circulation est un simple laplacien itéré deux fois.

3 Partie physique

La partie physique n’est pas soumise au critère de Courant-Friedrich-Lewy. Afin de limiter le temps de calcul, le pas de temps des différentes paramétrisations décrites ci-dessous est fixé à environ 30 minutes.

3.1 Transfert radiatif

Les calculs de transfert radiatif (chauffage et refroidissement radiatif dans l’atmosphère et au sol) peuvent, comme sur Terre, être séparés en deux domaines spectraux distincts : solaire et infrarouge thermique.

Pour le rayonnement solaire, le transfert radiatif dans les poussières (absorption et diffusion) est basé sur le modèle développé au LOA à Lille par Y. Fouquart et B. Bonnel. [1980]. Le domaine spectrale est divisé en deux bandes (séparation à $0.5 \mu\text{m}$). Les propriétés optiques des poussières utilisés sont celles de Clancy et Lee [1991] dans la bande solaire et celles de Forget [1998a] pour l’infrarouge. Une simple paramétrisation de l’absorption par le gaz CO_2 dans le proche infrarouge a récemment été incluse par Frédéric Hourdin, sur la base des travaux de Lopez-Puertas et Lopez-Valverde [1995].

Le rayonnement infrarouge thermique est contrôlé par l’absorption-émission du gaz CO_2 dans la bande à $15 \mu\text{m}$, et par l’absorption-émission-diffusion des poussières à toutes les longueurs d’ondes. Le transfert radiatif dans la bande à $15 \mu\text{m}$ est basé sur le code de ?. Son adaptation aux conditions martiennes (introduction

²La base de données pour l’agence spatiale européenne sera établie avec une résolution plus fine ($96 \times 48 \times 25$). Des expériences ont été effectuées jusqu’à la résolution $120 \times 90 \times 50$.

de l'élargissement Doppler des raies, validation à partir d'un modèle raie-par-raie) a fait l'objet d'un travail spécifique décrit dans Hourdin et al. [1992b]. Dans cette bande (11.6 -20 μm), le rayonnement thermique est considéré comme isotrope et la diffusion par la poussière négligée. Le reste du spectre est divisé en deux bandes (5 -11.6 μm) et (20 - 200 μm) ou la prise en compte de la diffusion par les poussières a été ajoutée par Richard Fournier à partir du modèle de Toon et al. [1989b], basé sur les approximations deux flux et moyenne hémisphérique. Les propriétés optiques utilisées pour les poussières sont données dans Forget et al. [1999].

Distribution des poussières.

Dans le cadre du projet de base de données climatiques pour l'Agence Spatiale Européenne, F. Forget a mis au point le scénario de poussières ■ MGS ■ caractérisé par la prescription dans le temps et dans l'espace (la latitude) d'une profondeur optique de poussières $q_0(L_s, \phi)$ (où L_s est la longitude solaire en degrés, et ϕ la latitude). L'élaboration de ce scénario a pour origine l'ajustement de cette quantité afin de reproduire les nombreux profils thermiques fournis par la mission Mars Global Surveyor. Ce scénario est, par principe, valide puisqu'il est supposé rendre compte de l'effet radiatif direct de la poussière à différentes saisons et dans différentes régions.

Pour une profondeur optique donnée, la quantité de poussières en suspension décroît avec l'altitude. La formule utilisée est dérivée de celle déduite par Conrath (1975) des observations de Mariner 9 à l'aide d'un modèle de sédimentation et mélange turbulent. Ainsi, le rapport de mélange décroît avec le niveau de pression p selon :

$$q = q_0 \exp[0.007(1 - p_0/p)^{(70/z_{max})}] \quad (3.1)$$

avec q_0 la valeur de q au niveau de référence $p_0 = 700$ Pa, la constante 0.007 détermine le niveau de pression au dessus duquel le rapport de mélange décroît rapidement, et enfin z_{max} l'altitude du sommet de la couche de poussière (km) qui varie selon l'équation :

$$z_{max} = 60 + 18L_s - (32 + 18L_s) \times (\sin \phi)^4 - 8L_s \times (\sin \phi)^5 \quad (3.2)$$

Là encore, cette prescription pour z_{max} est une des caractéristiques du scénario ■ MGS ■.

3.2 Diffusion verticale turbulente et couche limite

Un nouveau modèle de couche limite a récemment été inclu dans le modèle par R. Fournier et F. Hourdin afin de mieux représenter la friction de la surface sur la circulation générale, et de pouvoir simuler le vent et la température près du sol. Il s'agit d'un modèle relativement sophistiqué basé sur le calcul de l'évolution locale de l'énergie cinétique turbulente. Le modèle est proche de la fermeture 2.5 de Mellor et Yamada [1982]. L'utilisation de cette fermeture s'est toutefois révélée incompatible avec le pas de temps (~ 30 minutes) et le faible nombre de couches verticales d'un modèle de circulation générale : il s'ensuit des instabilités numériques, surtout dans les conditions hyper-stratifiées de la nuit martienne qui correspondent à de très forts gradients de vent et de température. Le schéma a donc été spécialement adapté en limitant l'évolution couplée de l'énergie cinétique turbulente avec les gradients verticaux de vents. Afin d'améliorer la représentation spatiale de la couche limite, une résolution verticale particulièrement fine (pour un modèle de circulation générale) a par ailleurs été adopté. Dans le modèle à 25 niveaux, le milieu de la première couche est à environ 3.6 m, puis 16 m, 40 m, 80 m, 160 m, 300 m, etc...

Ce modèle s'est montré capable de bien simuler les variations temporelles du vent mesuré à 1.6 m par les Landers Viking.

3.3 Convection

L'utilisation d'un schéma de diffusion turbulente sophistiqué ne suffit pas pour éviter l'apparition de profil de température instable. Ces instabilités sont 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. La quantité de mouvement est plus ou moins mélangée selon l'importance de l'instabilité initiale [Hourdin, 1992a].

3.4 Friction due aux relief et aux ondes de gravité

Les variations "sous-maille" de la topographie sont ignorées dans le modèle, alors qu'elles peuvent avoir un impact non négligeable sur la circulation générale. D'autre part, ces reliefs peuvent exciter des ondes de gravités susceptibles de se propager verticalement, de déferler et de freiner les vents en altitude. Pour prendre en compte ces effets dans le modèle Martien, Matt Collins, de l'université d'Oxford, a récemment adapté les schémas de Miller et al. [1989] et Lott et Miller [1997] actuellement utilisés au Centre Européen de prévision à moyen terme [Collins et al., 1996]. Cette paramétrisation a été utilisée dans les travaux décrits dans cette thèse.

3.5 Les processus de surface

La température à la surface de la planète évolue sous l'effet des flux incidents (flux solaire direct ou diffusé, flux thermique infrarouge, 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 fixée à 0.95 sauf en présence de neige CO_2) et enfin sous l'effet de la conduction de chaleur dans le sol. Ce dernier processus a été particulièrement traité par Hourdin [1992a] avec un modèle de sol intégrant l'équation de conduction de la chaleur par différences finis avec 11 couches sous la surface. L'inertie thermique de chaque couche est fixée à la valeur de l'inertie thermique du cycle diurne donnée par Palluconi et Kieffer [1981].

3.6 Condensation et sublimation du CO_2

Le schéma de condensation et sublimation du CO_2 dans les calottes polaires est entièrement décrit dans Forget et al. [1998b].

- Bibliographie -

- Abraham, F. F., Homogeneous nucleation theory, Academic Press, New York, 1974.
- Akabane, T., K. Iwasaki, Y. Saito, et Y. Narumi, Martian late-northern-winter polar HOOD opacities and non-visibility of a surface cap : 1975 and 1990 observations, *Aston. Astrophys.*, **277**, 302, 1993.
- Akabane, T., Y. Saito, K. Iwasaki, et L.J. Martin, The north polar hood in early autumn on Mars, *Aston. Astrophys.*, **304**, 595-601, 1995.
- Alfaro, S.C. and L. Gomes, Modeling mineral aerosol production by wind erosion : Emission intensities and aerosol size distributions in source areas, *Journal of Geophysical Research*, **106**,18075-18084,2001.
- Anderson, D. W., M. J. Schwarz, et A. R. Tice, Water vapor adsorption by sodium montmorillonite at -5°C, *Icarus*, **34**, 638-644, 1978.
- Anderson, E., et C. Leovy, Mariner 9 television limb observations of dust and ice hazes on Mars, *J. Atmos. Sci.*, **35**, 723-734, 1978.
- Antoniadi, E.M., La planète Mars, Hermann, Paris, 1930.
- Arakawa, A. et V.R. Lamb, Computational design of the basic dynamical processes of the UCLA general circulation model, *Methods in Computational Physics*, **17**, 173-265, 1977.
- Bagnold, R.A., The physics of blown sand and desert dunes, London : Methuen, 1941.
- Barnes, J.R., J.B. Pollack, R.M. Haberle, C.B. Leovy, R.W. Zurek, H. Lee, et J. Schaeffer, Mars atmospheric dynamics as simulated by the NASA Ames general circulation model, 2. Transient baroclinic eddies, *Journal of Geophysical Research*, **98**, 3125-3148, 1993.
- Barnes, J.R., R.M. Haberle, J.B. Pollack, H. Lee, et J. Schaeffer, Mars atmospheric dynamics as simulated by the NASA Ames general circulation model, 3. Winter quasi-stationary eddies, *Journal of Geophysical Research*, **101**, 3125-3148, 1996.
- Bass, D.S., K. Herkenhoff, et D.A. Paige, Variability of Mars' North polar water ice cap. I. Analysis of Mariner 9 and Viking Orbiter imaging data, *Icarus*, **144**, 382-396, 2000.
- Bass, D.S., et D.A. Paige, Variability of Mars' North polar water ice cap. II. Analysis of Viking IRTM and MAWD data, *Icarus*, **144**, 397-409, 2000.
- Bertaux, J. L., E. Quemerais, F. Goutail, G. Kockarts, and B. R. Sandel, Observations of atomic Deuterium in the mesosphere from Atlas-1 with ALAE instrument, *Geophys. Res. Let.*, **20**, 507- 510, 1993.

- Bertaux, J. L., et F. Montmessin, Isotopic fractionation through water vapor condensation : The Deuteropause, a cold trap for Deuterium in the atmosphere of Mars, *Journal of Geophysical Research*, **106**, 32879-32884, 2001.
- Boehm, M. T., J. Verlinde, et T. P. Ackerman, On the maintenance of high tropical cirrus, *Journal of Geophysical Research*, **104**, 24423-24434, 1999.
- Boynton, W.V., et 24 coauteurs, Distribution of hydrogen in the near surface of Mars : Evidence for subsurface ice deposits, *Science*, **297**, 81-85, 2002.
- Burton, W.K., N. Cabrera, et F.C. Frank, The growth of crystals and the equilibrium structure of their surface, *Phil. Trans. Roy. Soc.*, **A243**, 299-358, 1951.
- Cabane, M., E. Chassefière, et G. Israel, Formation and growth of photochemical aerosols in Titan's atmosphere, *Icarus*, **96**, 176-189, 1992.
- Cantor, B., M. Malin, et K.S. Edgett, Multiyear Mars Orbiter Camera (MOC) observations of repeated Martian weather phenomena during the northern summer season, *Journal of Geophysical Research*, **107**, 10.129/2001JE001588, 2002.
- Chassefière, E., J. E. Blamont, V. A. Krasnopolsky, O. I. Korablev, S. K. Atreya, et R. A. West, Vertical structure and size distributions of Martian aerosols from solar occultation measurements, *Icarus*, **97**, 46-69, 1992.
- Chassefière, E. and J. E. Blamont, Vertical transport of water ice at low altitudes in the Martian atmosphere, *Geophys. Res. Let.*, **19**, no 9, 945-948, 1992.
- Chassefière, E., P. Drossart, et O. Korablev, Post-Phobos model for the altitude and size distribution of dust in the low atmosphere, *Journal of Geophysical Research*, **100**, 5525-5539, 1995.
- Chassefière, E., Mars, définition donnée dans l'Encyclopaedia Universalis, **corpus 14**, 1995.
- Chepfer, H., J. Pelon, G. Brogniez, C. Flamant, V. Trouillet, et P. H. Flamant, Impact of cirrus cloud ice crystal shape and size on multiple scattering effects : application to spaceborne and airborne backscatter lidar measurements during LITE mission and E LITE campaign, *Geophys. Res. Let.*, **26**, 2203-2206, 1999.
- Cheng, et al., Photo-Induced Fractionation of Water Isotopomers in the Martian Atmosphere, *Geophys. Res. Let.*, **26**, 3657-3660, 1999.
- Christensen, P. R., et R. W. Zurek, Martian North polar hazes and surface ice : results from the Viking survey/completion mission, *Journal of Geophysical Research*, **89**, 4587-4596, 1984.
- Chylek, P., et G. W. Grams, Scattering by nonspherical particles and optical properties of Martian dust, *Icarus*, **36**, 198-203, 1978.
- Clancy, R. T., et S. W. Lee, A new look of emission-phase-function sequences from global Viking IRTM observations, *Icarus*, **93**, 135-158, 1991.
- Clancy, R. T., A. W. Grossman, et D. O. Muhleman, Mapping Mars water vapor with the Very Large Array, *Icarus*, **100**, 48-59, 1992.
- Clancy, R. T., S. W. Lee, G. R. Gladstone, W. W. McMillan, et T. Rousch, A new model for Mars atmospheric dust based upon analysis of ultraviolet through infrared observations from Mariner 9, Viking, and Phobos, *Journal of Geophysical Research*, **100**, 5251-5263, 1995.

- Clancy, R. T., et al., Water vapor saturation at low latitudes around aphelion : A key to Mars climate ?, *Icarus*, **122**, 36-62, 1996.
- Clancy, R. T., M.J. Wolff, et P.R. Christensen, Mars aerosol studies with the MGS TES Emission Phase Function observations : Optical depths, particle sizes, and ice cloud types versus latitude and solar longitude, *article soumis à Journal of Geophysical Research*, , 2002.
- Colaprete, A., O. B. Toon, et J. A. Magalhães, Cloud formation under Mars Pathfinder conditions, *Journal of Geophysical Research*, **104**, 9043-9053, 1999.
- Colaprete, A., et O. B. Toon, The radiative effects of Martian water ice clouds on the local atmospheric temperature profile, *Icarus*, **145**, 524-532, 2000.
- Colburn, D. S., J. B. Pollack, et R. M. Haberle, Diurnal variations in optical depth at Mars, *Icarus*, **79**, 159-189, 1989.
- Collins, M., S.R. Lewis, et P.L. Read, Gravity wave drag in a global circulation model of the martian atmosphere : parameterisation and validation, *Adv. Space Res.*, **19**, 1245-1254, 1996.
- Curran, R.J., B.J. Conrath, A. Hanel, V.G. Kunde, et J.C. Pearl, Mars : Mariner 9 spectroscopic evidence for H₂O ice clouds, *Science*, **182**, 381-383, 1973.
- d'Almeida, G.A., On the variability of desert aerosols radiative characteristics, *Journal of Geophysical Research*, , **92**, 3017-3026, 1987.
- Dansgaard, W., Stable isotopes in precipitation, *Tellus*, **16**, 436-468, 1964.
- Davies, D.W., The Mars water cycle, *Icarus*, **45**, 398-414, 1981.
- Encrenaz, Th., E. Lellouch, J. Cernicharo, G. Paubert, et S. Gulikis, A tentative detection of the 183-GHz water vapor line in the Martian atmosphere : Constraints upon the H₂O abundance and vertical distribution, *Icarus*, **113**, 110-118, 1995.
- Encrenaz, Th., E. Lellouch, G. Paubert, et S. Gulikis, The water vapor vertical distribution on Mars from millimeter transitions of HDO and H₂¹⁸O, *Plan. and Space Sciences*, **49**, 731-741, 2001.
- Farmer, C.B., D.W. Davies, A.L. Holland, D.D. LaPorte, et P.E. Doms, Mars : Water vapor observations from the Viking Orbiters, *Journal of Geophysical Research*, **82**, 4225-4248, 1977.
- Feldman, W.C., W.V. Boynton, R.L. Tokar, T.H. Prettyman, O. Gasnault, S.W. Squyres, R.C. Elphic, D.J. Lawrence, S.L. Lawson, S. Maurice, G.W. McKinney, K.R. Moore, R.C. Reedy, Global distribution of neutrons from Mars : Results from Mars odyssey, *Science*, **297**, 75-78, 2002.
- Fenton, L. K., J. C. Pearl, et T. Z. Martin, Mapping Mariner 9 dust opacities, *Icarus*, **130**, 115-125, 1997.
- Fiadero, F.E., et G. Veronis, On weighted mean schemes for the finite-difference approximation to the advection-diffusion equation, *Tellus*, **29**, 512-522, 1977.
- Flynn, G.J. et D.S. McKay, Workshop on Mars Sample Return Science, 77-78, 1988.
- Forget, F., Y. Wannherdrick, S.R. Lewis, Validation of the Mars General Circulation Model and Climate Database with new spacecraft observations, *Technical note for ESA, Work Package 7*, 2001.
- Forget, F., F.Hourdin, R. Fournier, C. Hourdin, O. Talagrand, M. Collins, S.R. Lewis, P.L. Read, et J.P. Huot, Improved general circulation models of the Martian atmosphere from the surface to above 80 km, *Journal of Geophysical Research*, **104**, 24155-24176, 1999.

- Forget, F., Improved optical properties of the Martian atmospheric dust for radiative transfer calculations in the infrared, *Geophys. Res. Let.*, **25**, 1105-1109, 1998a.
- Forget, F., F. Hourdin, et O. Talagrand, CO₂ snow fall on Mars : Simulation with a general circulation model, *Icarus*, **131**, 302-316, 1998b.
- Forget, F. et J. Pollack, Thermal infrared observations of the condensing Martian polar caps : CO₂ ice temperatures and radiative budget, *Journal of Geophysical Research*, **101**, 16865-16880, 1996.
- Forget, F., Le climat de la planète Mars : de l'importance des poussières et des régions polaires, thèse de doctorat de l'univ. Paris 6, 1996.
- Fouchet, T., et E. Lellouch, Vapor pressure isotope fractionation effects in planetary atmospheres : application to Deuterium, *Icarus*, **144**, 114-123, 2000.
- Fouchet, T., Physico-chimie de l'atmosphère jovienne à partir de l'analyse des données du satellite infrarouge ISO, *Mémoire de thèse*, Université Paris 6, 2000.
- Fouquart, Y. and B. Bonnel., Computations of solar heating of the Earth's atmosphere : A new parametrization., *Contrib. Atmos. Phys.*, **53**, 35-62, 1980.
- Franch, R.J., P.J. Gierasch, B.D. Popp, et R.J. Yerdon, Global patterns in cloud forms on Mars, *Icarus*, **45**, 468-493, 1981.
- Fuchs, N., The mechanics of aerosols, Pergamon Press, New York, 1964.
- Fuchs, N.A., et A.G. Sutugin, Highly dispersed aerosols, in *Topics in current aerosol research*, vol. 2, édité par G.M. Hidy and J. R. Brock, 1-60, New-York, 1971.
- Gierasch, P., P. Thomas, R. French, J. Veverka, Spiral clouds on Mars : A new atmospheric phenomenon, *Geophys. Res. Let.*, **6**, 405-408, 1979.
- Gierasch, P. J. and R. M. Goody, The effect of dust on the temperature of the Martian atmosphere, *J. Atmos. Sci.*, **29**, 400-402, 1972.
- Gooding, J. L., Martian dust as condensation nuclei : A preliminary assessment of mineralogical factors, *Icarus*, **66**, 55-74, 1986.
- Greeley, R., N. Lancaster, S. Lee and P. Thomas, Aerial processes, sediments and features, dans *Mars*, The university of Arizona press, 730-766, 1992.
- Haberle, R.M., M. M. Joshi, J.R. Murphy, J.R. Barnes, J.T. Schofield, G. Wilson, M. Lopez-Valverde, J.L. Hollingsworth, A.F.C. Bridger, et J. Schaeffer, General circulation model simulations of the Mars Pathfinder atmospheric structure investigation/meteorology data, *Journal of Geophysical Research*, **104**, 8957-8974, 1999.
- Haberle, R.M., J. B. Pollack, J.R. Barnes, R. W. Zurek, C. B. Leovy, J.R. Murphy, H. Lee, et J. Schaeffer, Mars atmospheric dynamics as simulated by the Nasa Ames General Circulation Model -1. The zonal-mean circulation, *Journal of Geophysical Research*, **98**, 3093-3123, 1993.
- Haberle, R.M., et B.M. Jakosky, Sublimation and transport of water from the North residual polar cap on Mars, *Journal of Geophysical Research*, **95**, 1423-1437, 1990.
- Haberle, R. M., C. B. Leovy, et J. B. Pollack, Some effects of global dust storms on the atmospheric circulation of Mars, *Icarus*, **50**, 322-367, 1982.

- Hansen, J. E., et L. D. Travis, Light scattering in planetary atmospheres, *Space Sci. Rev.*, **16**, 527-560, 1974.
- Herschel, W., On the remarkable appearance of the polar regions of the planet Mars, the inclination of its axis, the position of its poles, and its spheroidal figure; with a few hints relating to its real diameter and its atmosphere, *Philos. Trans. R. Soc. London*, **24**, 233-273, 1784.
- Hidy, G. M., Aerosols : An industrial and environmental science, *Academic Press*, London, 1984.
- Holton, J.R., An introduction to dynamic meteorology, *vol. 48 of Internal Geophysics Series*, Academic press, Third edition.
- Houben, H., R. M. Haberle, R. E. Young, et A. P. Zent, Modeling the Martian seasonal water cycle, *Journal of Geophysical Research*, **102**, 9069-9083, 1997.
- Hourdin, F., Etude et modélisation numérique de la circulation générale des atmosphères planétaires, *thèse de l'Université Paris VII*, 1992a.
- Hourdin, F., A new representation of the CO₂ 15 μ m band for a Martian general circulation model, *Journal of Geophysical Research*, **97**, 18319-18335, 1992b.
- Hourdin, F., P. Le Van, F. Forget, et O. Talagrand., Meteorological variability and the annual surface pressure cycle on Mars., *J. Atmos. Sci.*, **50**, 3625-3640, 1993.
- Hourdin, F., F. Forget and O. Talagrand, The sensitivity of the Martian pressure to various parameters : A comparison between numerical simulations and Viking observations, *Journal of Geophysical Research*, **100**, 5501-5523, 1995a.
- Hourdin, F., O. Talagrand, R. Sadourny, R. Régis, C. Gautier, et C.P. McKay, General circulation of the atmosphere of Titan, *Icarus*, **117**, 358-374, 1995b.
- Houze, Robert A., Jr., Cloud dynamics, *Academic Press*, 174-179, 1993.
- Huffman, D. R., et J. L. Stapp, Optical measurements on solids of possible interstellar importance. In *Interstellar Dust and Related Topics* (Greenberg and Van de Hulst, Eds.) , 297-301, 1973.
- Hunt, G.E., et P.B. James, Martian extratropical cyclones, *Nature*, **278**, 531-532, 1979.
- Jakosky, B.M., et R.J. Phillips, Mars'volatile and climate history, *Nature*, **412**, 237-243, 2001.
- Jakosky, B. M., M. T. Mellon, H. H. Kieffer, P. R. Christensen, E. S. Varnes, et S. W. Lee, The thermal inertia of Mars from the Mars Global Surveyor Thermal Emission Spectrometer, *Journal of Geophysical Research*, **105**, 9643-9652, 2000.
- Jakosky, B.M., A.P. Zent, et R.W. Zurek, The Mars water cycle : Determining the role of exchange with the regolith, *Icarus*, **130**, 87-95, 1997.
- Jakosky, B.M., The role of seasonal reservoirs in the Mars water cycle - I. Seasonal exchange of water with the regolith, *Icarus*, **55**, 1-18, 1983a.
- Jakosky, B.M., The role of seasonal reservoirs in the Mars water cycle - II. Coupled models of the regolith, the polar caps, and atmospheric transport, *Icarus*, **55**, 19-39, 1983b.
- Jakosky, B.M., et C.B. Farmer, The seasonal and global behavior of water vapor in the Mars atmosphere : Complete global results of the Viking Atmospheric Water Detector experiment, *Journal of Geophysical Research*, **87**, 2999-3019, 1982.

- James, P.B., Cantor, B., Atmospheric monitoring of Mars by the Mars Orbiter Camera on Mars global surveyor, *Adv. Space Res.*, **29**, 121-129, 2002.
- James, P. B., J.L. Hollingsworth, M.J. Wolff, et S.W. Lee, North polar dust storms in early spring on Mars, *Icarus*, **138**, 64-73, 1999.
- James, P. B., J. F. Bell III, R. T. Clancy, S. W. Lee, L. J. Martin, et M. J. Wolff, Global imaging of Mars by Hubble space telescope during the 1995 opposition, *Journal of Geophysical Research*, **101**, 18883-18890, 1996.
- James, P B., H. H. Kieffer, et D. A. Paige, The seasonal cycle of carbon dioxide on Mars, dans *Mars*, The university of Arizona press, 935-968, 1992.
- James, P B., The role of water ice clouds in the Martian hydrological cycle, *Journal of Geophysical Research*, **95**, 1439-1445, 1990.
- James, P B., The Martian hydrologic cycle : Effects of CO₂ mass flux on global water distribution, *Icarus*, **64**, 249-264, 1985.
- Jaquin, F., P. Gierasch, et R. Kahn, The vertical structure of limb hazes in the Martian atmosphere, *Icarus*, **68**, 442-461, 1986.
- Jouzel, J., et L. Merlivat, Deuterium and Oxygen 18 in precipitation : Modeling of the isotopic effects during snow formation, *Journal of Geophysical Research*, **89**, 11749-11757, 1984.
- Jouzel, J., Isotopes in cloud physics : multiphase and multistage condensation processes, Chapitre 2 du *Handbook of Environmental Isotope Geochemistry*, vol. 2, *The Terrestrial Environment*, édité par P. Fritz et J.C. Fontes, Elsevier, New-York, 1984.
- Kahn, R., Ice haze, snow, and the Mars water cycle, *Journal of Geophysical Research*, **95**, 14677-14693, 1990.
- Kahn, R., The spatial and seasonal distribution of Martian clouds and some meteorological implications, *Journal of Geophysical Research*, **89**, 6671-6688, 1984.
- Kass, D.M., et Y.L. Yung, Loss of atmosphere from Mars due to solar wind-induced sputtering, *Science*, , **268**, 697-699, 1995.
- Kass, D.M., et Y.L. Yung, Water on Mars : Isotopic constraints on exchange between the atmosphere and surface, *Geophys. Res. Let.*, **26**, no 24, 3653-3656, 1999.
- Keese, R. G., Nucleation and particle formation in the upper atmosphere, *Journal of Geophysical Research*, **94**, 14683-14692, 1989.
- Kieffer, H. H., T. N. Titus, K. F. Mullins, et P. R. Christensen, Mars south polar spring and summer behavior observed by TES : Seasonal cap evolution controlled by frost grain, *Journal of Geophysical Research*, **105**, 9653-9699, 2000.
- King, M. D., et Harshvardhan, Comparative accuracy of selected multiple scattering approximations, *J. Atm. Sci.*, **43**, 784-801.
- Kobayashi, T., The growth of snow crystals at low supersaturations, *Philos. Mag.*, **6**, 1363-1370 1961.
- Kondratyev, K. Ya., R. M. Welch, S. K. Cox, V. S. Grishechkin, V. A. Ivanov, M. A. Prokofyev, V. F. Zhavalev, et O. B. Vasilyev, Determination of vertical profiles of aerosol size spectra from aircraft radiative flux measurements — 1. Retrieval of spherical particle size distributions, *Journal of Geophysical Research*, **86**, 9783-9793, 1981.

- Korablev, O. I., V. A. Krasnopolsky, A. Rodin, et E. Chassefiere, Vertical structure of Martian Dust measured by solar infrared occultations from the *Phobos* spacecraft, *Icarus*, **102**, 76-87, 1993.
- Krasnopolsky, V. A., On the deuterium abundance on Mars and some related problems, *Icarus*, **148**, 597-602, 1998.
- Krasnopolsky, V. A., M. J. Mumma, et G. R. Gladstone, Detection of Atomic Deuterium in the Upper Atmosphere of Mars, *Science*, **280**, 1576-1580, 2000.
- Krasnopolsky, V. A., G. L. Bjoraker, M. J. Mumma, and D. E. Jennings, High-resolution spectroscopy of Mars at 3.7 and 8 mm : A sensitive search for H₂O₂, H₂CO, HCL, and CH₄, and detection of HDO, *Journal of Geophysical Research*, **102**, 6525-6534, 1997.
- Kuroda, T., et R. Lacmann, Growth kinetics of ice from the vapour phase and its growth forms, *J. of Crystal Growth*, **56**, 189-201, 1982.
- Kuroda, T., Rate determining process of growth of ice crystals from the vapour phase. Part I : Theoretical consideration, *J. Meteor. Soc. Japan*, **62**, 552-561, 1984.
- Labonnote, L.-C. ; G. Brogniez, M. Doutriaux-Boucher, J.-C. Buriez, J.-F. Gayet et H. Chepfer, Modeling of light scattering in cirrus clouds with inhomogeneous hexagonal monocrystals : Comparison with in-situ and ADEOS-POLDER measurements, *Geophys. Res. Let.*, **27**, 113, 2000.
- Laskar, J., et P. Robutel, The chaotic obliquity of the planets, *Nature*, **361**, 608-612, 1993.
- Lellouch, E., Rosenqvist, J., Goldstein, J.J., et G. Paubert, First absolute wind measurements in the middle atmosphere of Mars, *Astrophys. J.*, **383**, 401-406.
- Leshin, A.L., Insights into martian water reservoir from analyses of martian meteorite QUE94201, *Geophys. Res. Let.*, **27**, no 14, 2017-2020, 2000.
- Lewis, S. R., M. Collins, P. L. Read, F. Forget, F. Hourdin, R. Fournier, C. Hourdin, O. Talagrand, et J. P. Huot, A climate database for Mars, *Journal of Geophysical Research*, **104**, 24177-24194, 1999.
- Lopez-Puertas, M. et M. Lopez-Valverde, Radiative energy balance of CO₂ non-LTE infrared emissions in the Martian atmosphere, *Icarus*, **114**, 113-129, 1995.
- Lott, F. and M. Miller., A new sub-grid scale orographic drag parametrization : its formulation and testing., *Q. J. R. Meteorol. Soc.*, **123**, 101-128, 1997.
- McElroy, M. B. and T. M. Donahue, Stability of the martian atmosphere, *Science*, **177**, 986-988, 1972.
- MacKenzie, A. R., et P. H. Haynes, The influence of surface kinetics on the growth of stratospheric ice crystals, *Journal of Geophysical Research*, **97**, 8057-8064, 1992.
- Markiewicz, W. J., R. M. Sablotny, H. U. Keller, et N. Thomas, Optical properties of the Martian aerosols as derived from Imager for Mars Pathfinder midday sky brightness data, *Journal of Geophysical Research*, **104**, 9009-9017, 1999.
- Martin, Terry Z., Thermal infrared opacity of the Mars atmosphere, *Icarus*, **66**, 2-21, 1986.
- Masson, P., Mars, définition donnée dans l'Encyclopaedia Universalis, **corpus 14**, 1995.
- Two-stream approximations to radiative transfer in planetary atmospheres : A unified description of existing methods and a new improvement, *J. Atm. Sci.*, **37**, 630-643, 1980.

- Mellon, M.T., et B.M. Jakosky, The distribution and behavior of Martian ground ice during past and present epochs, *Journal of Geophysical Research*, **100**, 11781-11799, 1995.
- Mellor, G.L., et T. Yamada, Development of a turbulence closure model for geophysical fluid problems, *Review of Geophys. and Space Phys.*, **20**, 851-875, 1982.
- Merlivat L., et G. Nief, Fractionnement isotopique lors des changements d'état solide-vapeur et liquide-vapeur de l'eau à des températures inférieures à 0°C, *Tellus*, **19**, 1, 122-127, 1967.
- Merlivat L., Molecular diffusivities of water H₂¹⁶O, HD¹⁶O, and H₁¹⁸O in gases, *J. Chim. Phys.*, **69**, 2864-2871, 1978.
- Michelangeli, D. V., O. B. Toon, R. B. Haberle, et J. B. Pollack, Numerical simulations of the formation and Evolution of water ice clouds in the Martian atmosphere, *Icarus*, **100**, 261-285, 1993.
- Miller, M.J., P.M. Palmer, R. Swinbank, Parametrisation and influence of sub-grid scale orography in general circulation and numerical weather prediction models, *Meteor. & Atmos. Phys.*, **40**, 84-109, 1989.
- Mishchenko, M.I., L.D. Travis, R.A. Kahn, et R.A. West, Modeling phase functions for dust-like tropospheric aerosols using a shape mixture of randomly oriented polydisperse spheroids, *Journal of Geophysical Research*, **102**, 16831-16847, 1997
- Mitrofanov, I., D. Anfimov, A. Kozyrev, M. Litvak, A. Sanin, V. Tret'yakov, A. Krylov, V. Shvetsov, W. Boynton, C. Shonohara, D. Hamara, R.S. Saunders, Maps of subsurface hydrogen from the High Energy Neutron Detector, Mars Odyssey, *Science*, **297**, 78-81, 2002.
- Montmessin, F., P. Rannou and M. Cabane, New insights into Martian dust distribution and water-ice cloud microphysics, *Journal of Geophysical Research*, **107**, E6, 10.1029/2001JE001520, 2002.
- Mooney, R. W., A. G. Keenan, et L. A. Wood, Adsorption of water vapor by montmorillonite. I. Heat of desorption and application of BET theory, *J. Amer. Chem. Soc.*, **74**, 1367-1371, 1952.
- Morris, R. V., D. G. Agresti, H. V. Lauer, Jr., J. A. Newcomb, T. D. Shelfer, et A. V. Murali, Evidence for pigmentary hematite on Mars based on optical, magnetic, and Mossbauer studies of superparamagnetic (nanocrystalline) hematite, *Journal of Geophysical Research*, **94**, 2760-2778, 1989.
- Moyer, E. J., F. W. Irion, Y. L. Yung, et M. R. Gunson, ATMOS stratospheric deuterated water and implications for troposphere- stratosphere transport, *Geophys. Res. Let.*, **23**, 2385-2388, 1996.
- Muinonen, K., Scattering of light by crystals : A modified Kirchhof approximation, *Appl. Opt.*, **28**, 3044-3050, 1989.
- Murphy, J. R., Toon, O. B., Haberle, R. M., & Pollack, J. B., Numerical simulations of the decay of Martian global dust storms, *Journal of Geophysical Research*, , **95**, p. 14629-14648, 1990.
- Nair, H., et al., A photochemical model of the Martian atmosphere, *Icarus*, **111**, 124-150, 1994.
- Nelson, J., et C. Knight, Snow crystal habit changes explained by layer nucleation, *J. Atm. Sci.*, **55**, 152-1465, 1998.
- Ockert-Bell, M. E., J. F. Bell III, J. P. Pollack, C. P. McKay, et F. Forget, Absorption and scattering properties of the Martian dust in the solar wavelength, *Journal of Geophysical Research*, **102**, 9039-9050, 1997.
- Orenberg, J., et J. Handy, Reflectance spectroscopy of palagonite and iron-rich montmorillonite clay mixtures : Implications for the surface composition of Mars, *Icarus*, **96**, 219-225, 1992.

- Owen, T., J. P. Maillard, C. de Bergh, et B. L. Lutz, Deuterium on Mars : the abundance of HDO and the value of D/H, *Science*, **240**, 1767-1770, 1988.
- Paige, D. A., J. E. Bachman, et K. D. Keegan, Thermal and albedo mapping of the polar regions of Mars using Viking thermal mapper observations -1. North polar regions, *Journal of Geophysical Research*, **99**, 25959-25991, 1994.
- Paige, D. A., et A. P. Ingersoll, Annual heat balance of Martian caps : Viking observations, *Science*, **228**, 1160-1168, 1985.
- Palluconi, F. D., et H. H. Kieffer, Thermal inertia mapping of Mars from 60°S to 60°N, *Icarus*, **45**, 415-426, 1981.
- Patterson, E. M., et D. A. Gillette, Commonalities in measured size distributions for aerosols having a soil-derived component, *Journal of Geophysical Research*, , **82**, 2074-2082, 1977.
- Pearl, J. C., B. J. Conrath, M. D. Smith, J. L. Bandfield, and P. R. Christensen, Mars water-ice clouds : Observations by Thermal Emission Spectrometer (TES) during the first Martian Year, *Journal of Geophysical Research*, (in press), 2000.
- Petrova, E., H. U. Keller, W. J. Markiewicz, N. Thomas and M. W. Wutke, Ice hazes and clouds in the Martian atmosphere as derived from the Phobos/KRFM data, *Planet. Space Sci.*, **44**, 1163-1176, 1996.
- Pleskot, L. K., et E. D. Miner, Time variability of Martian bolometric albedo, *Icarus*, **50**, 259-287, 1982.
- Pollack, J. B., et J. N. Cuzzi, Scattering by nonspherical particles of size comparable to a wavelength : A new semi-empirical theory and its application to tropospheric aerosols, *J. Atmos. Sci.*, **37**, 868-881, 1980.
- Pollack, J. B., R.M. Haberle, R.M. Schaeffer, et H. Lee, Simulation of the general circulation of the Martian atmosphere - 1. Polar processes, *Journal of Geophysical Research*, **95**, 1447-1473, 1990.
- Pollack, J. B., M. E. Ockert-Bell, et M. K. Shepard, Viking Lander analysis of Martian atmospheric dust, *Journal of Geophysical Research*, **100**, 5235-5250, 1995.
- Pruppacher, H. R., et J. D. Klett, *Microphysics of clouds and precipitation*, D. Reidel, Boston, 1978.
- Queney, P., *Eléments de météorologie*, Masson et Cie, Paris, 1974.
- Rages, K., J. B. Pollack, Vertical distribution of scattering hazes in Titan's upper atmosphere, *Icarus*, **55**, 50-62, 1983.
- Rannou, P., M. Cabane, R. Botet, et E. Chassefière, A new interpretation of scattered light measurements at Titan's limb, *Journal of Geophysical Research*, **102**, 10997-11013, 1997.
- Read, P. L., M. Collins, F. Forget, R. Fournier, F. Hourdin, S. R. Lewis, O. Talagrand, F. W. Taylor, et N.P.J. Thomas, A GCM climate database for Mars : For mission planning and for scientific studies, *Adv. Space Res.*, **19**, 1213-1222, 1997.
- Richardson, M. I., Comparison of microwave and infrared measurements of Martian atmospheric temperatures : Implications for short-term climate variability, *Journal of Geophysical Research*, **103**, 5911-5918, 1998.
- Richardson, M. I. and R. J. Wilson, A topographically forced asymmetry in the martian circulation and climate, *Nature*, **416**, 298-301, 2002a.
- Richardson, M. I. and R. J. Wilson, Investigation of the nature and stability of the Martian seasonal water cycle with a general circulation model, *Journal of Geophysical Research*, 107, 10.1029/2001JE001536, 2002b.

- Richardson, M. I. and R. J. Wilson, Water ice clouds in the Martian atmosphere : General Circulation Model experiments with a simple cloud scheme, *Journal of Geophysical Research*, *sous presse*, 2002c.
- Rossow, W.B, Cloud microphysics : Analysis of the clouds of Earth, Venus, Mars, and Jupiter. *Icarus*, **36**, 1-50, 1978.
- Rizk, B., W.K. Wells, D.M. Hunten, C.R. Stoker, R.S. Freedman, T. Roush, J.B. Pollack, et R.M. Haberle, Meridional Martian water abundance profiles during the 1988-1989 season, *Icarus*, **90**, 205-213, 1991.
- Rodin, A. V., O. I. Korablev, et V. I. Moroz, Vertical distribution of water in the near-equatorial troposphere of Mars : Water vapor and clouds, *Icarus*, **125**, 212-229, 1997.
- Rodin, A. V. and Clancy, R. T. and R. J. Wilson, Dynamical properties of Mars water ice clouds and their interactions with atmospheric dust and radiation, *Adv. Spc. Res.*, **23**, 1577-1585, 1999.
- Rodin, A. V., R. J. Wilson, et M.I. Richardson, GCM simulations of the current Martian water cycle : clouds and dynamical leverage, abstract de l'*American Astronomical Society-DPS meeting* **33**, 27.04, 2001.
- Rosenqvist, J., et E. Chassefière, A reexamination of the relationship between eddy mixing and O₂ in the Martian middle atmosphere, *Journal of Geophysical Research*, **100**, 5541, 1995.
- Rossbacher, L.A., et S. Judson, Ground ice on Mars : Inventory, distribution, and relative landforms, *Icarus*, **45**, 39-59, 1981.
- Santee, M., et D. Crisp, Thermal structure and dust loading of the Martian atmosphere during late southern summer : Mariner 9 revisited, *Journal of Geophysical Research*, **98**, 3261-3279, 1993.
- Schofield, J. T. ; Barnes, J. R. ; Crisp, D. ; Haberle, R. M. ; Larsen, S. ; Magalhaes, J. A. ; Murphy, J. R. ; Seiff, A. ; et G. Wilson, The Mars Pathfinder atmospheric structure investigation/meteorology (ASI/MET) experiment, *Science*, **278**, 1752-1757, 1997.
- Seiff, A. et D.B. Kirk, Structure of the atmosphere of Mars in summer mid-latitudes, *Journal of Geophysical Research*, **82**, 4364-4378, 1977.
- Seinfeld, J.H., et S.N. Pandis, Atmospheric chemistry and physics, *John Wiley & Sons*, New-York, 1998.
- Seki, J., et H. Hasegawa, The heterogeneous condensation of interstellar ice-grains, *Astrophys. Space Sci.*, **94**, 177-189, 1983.
- Slipher, E.C., A photographic history of Mars 1905-1961, Northland, Flagstaff, Ariz., 1962.
- Smith, P. H., et M. Lemmon, Opacity of the Martian atmosphere measured by the Imager for Mars Pathfinder, *Journal of Geophysical Research*, **104**, 8975-8985, 1999.
- Smith, D.E., et al., The global topography of Mars and implications for surface evolution, *Science*, **284**, 1495-1503, 1999.
- Smith, M. D., J. C. Pearl, B. J. Conrath, P. R. Christensen, Mars global Surveyor Thermal Emission Spectrometer (TES) observations of dust opacity during aerobraking and science phasing *Journal of Geophysical Research*, **105**, 9539-9552, 2000.
- Smith, D.E., M. Zuber, et G. E. Neumann, Seasonal variations of snow depth on Mars, *Science*, **294**, 2141-2144, 2001a.
- Smith, M. D., J. C. Pearl, B. J. Conrath, P. R. Christensen, One Martian year of atmospheric observations by the Thermal Emission Spectrometer, *Geophys. Res. Let.*, **28**, 4263-4266, 2001b.

- Smith, M. D., Conrath, B. J., Pearl, J. C., & Christensen, P. R., NOTE : Thermal Emission Spectrometer Observations of Martian Planet-Encircling Dust Storm 2001A, *Icarus*, **157**, 259-263, 2002.
- Smith, M. D., The annual cycle of water vapor on Mars as observed by the Thermal Emission Spectrometer, *Journal of Geophysical Research*, **107**, 10.1029/2001JE001522, *sous presse*, 2002.
- Spinrad, H., G. Munch, et L.D. Kaplan, The detection of water vapor on Mars, *Astrophys. J.*, **137**, 1319-1321, 1963.
- Sprague, A. L., D. M. Hunten, R. E. Hill, B. Rizk, et W. K. Wells, Martian water vapor, 1988-1995, *Journal of Geophysical Research*, **101**, 23229-23241, 1996.
- Tamppari, L. K., R. W. Zurek, et D. A. Paige, Viking era water ice clouds, *Journal of Geophysical Research*, **105**, 4087-4107, 2000.
- Tanré, D., C. Devaux, M. Herman, et R. Santer, Radiative properties of desert aerosols by optical ground-based measurements at solar wavelengths, *Journal of Geophysical Research*, **93**, 14223-14231, 1988.
- Tillman, J. E., Henry, R. M., et Hess, S. L., Frontal systems during passage of the Martian north polar HOOD over the Viking Lander 2 site prior to the first 1977 dust storm, *Journal of Geophysical Research*, **84**, 2947-2955, 1979.
- Titov, D.V., Water vapour in the atmosphere of Mars, *Adv. Space Res.*, **29 :2**, 183-191, 2002.
- Toigo, D. A., et M. I. Richardson, Seasonal variation of aerosols in the Martian atmosphere, *Journal of Geophysical Research*, **105**, 4109-4121, 2000.
- Tomasko, M. G., L. R. doose, M. Lemmon, P. H. Smith, et E. Wegryn, Properties of dust in the Martian atmosphere from the Imager on Mars Pathfinder, *Journal of Geophysical Research*, **104**, 8987-9007, 1999.
- Toon, O. B., J. B. Pollack and C. Sagan, Physical properties composing of the particles properties composing the Martian dust storm 1971-1972, *Icarus*, **30**, 663-696.
- Toon, O. B., R. P. Turco, D. Westphal, R. Malone and M. S. Liu, A multidimensional model for aerosol : Description of computational analogs, *J. Atm. Sci.*, **45**, 2123-2143, 1988.
- Toon, O. B., R. P. Turco, J. Jordan, J. Goodman and G. Ferry, Physical processes in polar stratospheric ice clouds, *Journal of Geophysical Research*, **94**, 11359-11380, 1989.
- Toon, O. B., C. P. McKay, et T. P. Ackerman, Rapid calculation of radiative heating rates and photodissociation rates in inhomogeneous multiple scattering atmospheres, *Journal of Geophysical Research*, **94**, 16287-16301, 1989b.
- Turco, R. P., Toon, O. B., Whitten, R. C., Keesee, R. G., & Hollenbach, D., Noctilucent clouds - Simulation studies of their genesis, properties and global influences, *Plan. and Space Sciences*, , **30**, 1147-1181, 1982.
- Wang, H., et A.P. Ingersoll, Martian clouds observed by Mars Global Surveyor Mars Orbiter Camera, *soumis à Journal of Geophysical Research*, 2002.
- Warren, S. G., Optical constants of ice from the ultraviolet to the microwave, *Appl. Opt.*, **23**, 1206-1225, 1984.
- Whalley, E., Cubic ice in nature, *J. Phys. Chem*, **87**, 4174-4179, 1983.
- Wilson, R. J., et M. I. Richardson, The Martian atmosphere during the Viking mission, I- infrared measurements of atmospheric temperatures revisited, *Icarus*, **145**, 555-579, 2000.

- Wolff, M. J., J. F. Bell III, P. B. James, R. T. Clancy, and S. W. Lee, Hubble Space Telescope observations of the Martian aphelion cloud belt prior to the Pathfinder mission : Seasonal and interannual variations, *Journal of Geophysical Research*, **104**, 9027-9041, 1999.
- Wolff, M. J., R. T. Clancy, K.M. Pitman, P.R. Christensen, et B.A. Whitney, Mars aerosol studies with the MGS TES Emission Phase Function observations : Opacities, particle sizes, and ice cloud types, abstract du 33^{eme} congrès de la Division of Planetary Sciences, Nouvelle-Orléans, 2001.
- Wood, S.E., Nucleation and growth of CO₂ ice crystals in the Martian atmosphere, *Mémoire de thèse*, Univ. of California, Los Angeles, 1999.
- Yanenko, N.N, Methode à pas fractionnaires, traduit par P.A. Nepomiastchy, Armand Colin, Collection inter-sciences, 1968.
- Yokohama, E., et T. Kuroda, Quantitative investigation of rate determining process of growth of snow crystals - Two-dimensional nucleation growth and spiral growth -, *J. Meteor. Soc. Japan*, **66**, 927-935, 1988.
- Yung, Y. L., J. S. Wen, J. P. Pinto, M. Allen, K. K. Pierce, and S. Paulson, HDO in the Martian Atmosphere : implications for the abundance of crustal water, *Icarus*, **76**, 146-159, 1988.
- Yung, Y. L., et D. Kass, Deuteronomy ? : A puzzle of Deuterium and Oxygen on Mars, *Science*, **280**, 1545-1546, 1998.
- Zasova, L., V. Formisano, D. Grassi, N. Ignatiev, A. Maturilli, Martian winter atmosphere at North high latitudes : Mariner 9 IRIS data revisited, *Adv. Space Res.*, **29**, 151-156, 2002.
- Zent, A. P., R. M. Haberle, H. C. Houben, et B. M. Jakosky, A coupled subsurface-boundary layer model of water on Mars, *Journal of Geophysical Research*, **98**, 3319-3337, 1993.
- Zent, A. P., et R. C. Quinn, Measurements of H₂O adsorption under Mars-like conditions : Effects of adsorbent heterogeneity, *Journal of Geophysical Research*, **102**, 9085-9095, 1997.
- Zhang, M. H. G., J. G. Luhmann, A. J. Kliore, et J. Kim, A post-Pioneer Venus reassessment of the Martian dayside ionosphere as observed by radio occultation method, *Journal of Geophysical Research*, **95**, 14829-14839, 1990.
- Zuber, M. T., et al., Observations of the North Polar Region of Mars from the Mars Orbiter Laser Altimeter, *Science*, **282**, 2053, 1998.
- Zurek, R.W., J.R. Barnes, R.M. Haberle, J.B. Pollack, J.E. Tillman, Dynamics of the atmosphere of Mars, dans *Mars*, The university of Arizona press, 835-933, 1992.