

**THESE DE DOCTORAT DE
L'UNIVERSITE PIERRE ET MARIE CURIE**

Spécialité

Physique

École doctorale d'Astronomie et d'Astrophysique d'Ile de France (ED 127)

Présentée par

M. LISTOWSKI Constantino

Pour obtenir le grade de

DOCTEUR de l'UNIVERSITÉ PIERRE ET MARIE CURIE

Sujet de la thèse :

**Modélisation des nuages de dioxyde de carbone (CO₂) sur Mars :
application aux nuages mésosphériques.**

soutenue le 2 décembre 2013

devant le jury composé de :

M. FORGET François	Directeur de recherche CNRS (LMD)	Président
Mme. FLOSSMANN Andrea	Professeur, Université de Clermont-Ferrand (LaMP)	Rapporteuse
M. SOTIN Christophe	Directeur de recherche JPL/Caltech	Rapporteur
M. LAVVAS Panayotis	Chargé de recherche CNRS (GSMA)	Examineur
M. VINCENDON Mathieu	Maître de Conférence, Université Paris XI (IAS)	Examineur
M. MONTMESSIN Franck	Directeur de recherche CNRS (LATMOS)	Directeur
Mme MÄÄTTÄNEN Anni	Chargée de recherche CNRS (LATMOS) - invitée	Co-directrice
M. LEFEVRE Franck	Directeur de recherche CNRS (LATMOS) - invité	Co-directeur

préparée au LATMOS :

Laboratoire ATmosphères, Milieux, Observations Spatiales
Quartier des Garennes, 11 boulevard d'Alembert, 78280, Guyancourt

Modélisation des nuages de dioxyde de carbone (CO₂) sur Mars :

application aux nuages mésosphériques

Constantino LISTOWSKI

Résumé

Les nuages de cristaux CO₂ sur Mars sont issus de la condensation du constituant majoritaire de l'atmosphère (95% de CO₂). De nombreuses études théoriques suggèrent que ces nuages pourraient avoir une influence sur le climat martien actuel et qu'ils ont sans doute joué un rôle significatif au cours de son évolution passée. Seulement récemment, des contraintes précises sur la taille des cristaux qui les composent et leur opacité ont été obtenues après leur découverte dans la mésosphère. C'est dans ce cadre que nous nous sommes intéressés à la modélisation de ces nuages avec pour ambition de caractériser la microphysique de condensation d'un gaz majoritaire dans une atmosphère raréfiée. Nous avons mis au point un modèle de croissance des cristaux tenant compte de la différence de température entre la surface du cristal et son environnement, différence qui s'avère importante dans le cas d'une vapeur majoritaire. Un modèle de microphysique de ces nuages à une dimension a été ensuite développé pour simuler leur formation dans la mésosphère. Grâce à ce modèle, nous sommes maintenant en mesure d'expliquer les faibles durées de vie ces nuages ainsi que leur comportement diurne. Nous montrons qu'il est possible de reproduire la taille de leurs cristaux, mais pas leur opacité tant que ceux-ci sont supposés se former à partir des particules minérales issues du régolite. Des scénarios d'apport exogène de noyaux de condensation ont été étudiés et ont permis de simuler des nuages plus denses conformes aux observables. Ce nouveau modèle de microphysique est appelé à rejoindre des modèles de climat et de météorologie martiens actuellement en développement.

Mots-clés : Microphysique ; Nuage ; Mars ; dioxyde de carbone ; Gaz majoritaire ; Ondes atmosphériques

Abstract

Carbon dioxide (CO₂) ice clouds on Mars stem from the condensation of the main atmospheric component (95% CO₂). Numerous theoretical studies suggest that these clouds may have an influence on Mars' current climate, and that they have played a significant role in its past evolution. Only recently, observational constraints on crystal sizes and opacities of these clouds have been obtained after their discovery in the mesosphere. In this context, we have focused on the modeling of these clouds, with the aim of characterizing the microphysics of a near-pure vapor condensing in a rarefied atmosphere. We have developed a growth rate model for crystals, taking into account the potentially high temperature difference between the crystal surface and the environment, which appears to be important for a near-pure vapor. A one dimensional microphysical model has then been developed for these clouds to simulate their formation in the mesosphere. Thanks to this model, we can now explain their short lifetime and their diurnal behavior. We show that it is possible to reproduce the cloud crystal sizes, but not their opacities, as long as clouds are supposed to form onto dust particles (regolith) lifted from the ground by storms. A meteoritic input has been used to simulate denser clouds, in agreement with observations. The new microphysical model is intended to be coupled to Mars' climate and meteorological models.

Keywords : Microphysics ; Cloud ; Mars ; carbon dioxide ; Near-pure vapor ; Atmospheric Waves

Remerciements

Je souhaite tout d'abord remercier Anni Määttänen et Franck Montmessin de m'avoir accueilli au sein du département IMPEC du LATMOS déjà bien avant ma thèse, et de m'avoir accordé leur confiance depuis lors, même lorsque je m'aventurai hors des sentiers de la planétologie pour découvrir le monde étoilé du cinéma, tout en gardant un pied dans le laboratoire, avant de commencer mon doctorat. Et alors, une belle aventure a commencé, au cours de laquelle Anni m'aura accompagné de façon exemplaire, toujours prête à discuter et à me conseiller, ou à me ré-orienter, toujours présente et disponible avec son optimisme communicatif, merci Anni. Merci à Franck de m'avoir aidé à mettre en forme mon travail et à l'orienter à des moments décisifs ; il m'aura aidé à comprendre ce que signifie aller à l'essentiel et être pragmatique, même si j'en ai conscience il reste un peu de route à faire. Je suis encore un peu trop bavard, mais paraît-il un « bavard pertinent ». Merci donc à tous les deux de m'avoir guidé tout en me laissant la tête dans les nuages, à défaut de l'avoir dans les étoiles.

Merci à Franck Lefèvre qui malgré son intérêt un peu plus lointain pour les nuages de CO₂ et leur microphysique aura toujours répondu présent pour donner son avis et enrichir nos réunions.

Merci à Andrea Flossmann et Christophe Sotin d'avoir accepté d'être les rapporteurs de mon travail de thèse. Merci également aux autres membres du jury d'avoir accepté de prendre le temps de s'intéresser à mon travail : François Forget, Panayotis Lavvas, Mathieu Vincendon.

Merci à Danièle Hauser, directrice du LATMOS, pour sa disponibilité et sa sympathie, à Brigitte Fromager pour sa réactivité et son amabilité, et plus généralement aux personnels administratifs du LATMOS avec lesquels j'ai eu à échanger, toujours avenants et prêts à aider ou expliquer les démarches à suivre dans la vie du laboratoire au quotidien (notamment : Irina Tchoumakova, Kounvary Thuon, Nouria Derouiche, Sabrina Ndoumou Maitre, Maryse Grenier partie depuis du laboratoire).

Merci à Yann Delcambre et Olivier Thauvin pour leur réactivité face aux pépins informatiques et leur disponibilité, ainsi qu'à Jean-Luc Engler.

Merci à Caroline Guérin, bibliothécaire d'une efficacité redoutable, au réseau tentaculaire capable d'excaver n'importe quel article des greniers nationaux de la recherche, pour le livrer en des temps records. La recherche ne serait rien sans les garants de sa transmission au sein de la communauté des chercheurs. Caroline contribue au mieux à ce partage des connaissances. Ma progression dans mon travail lui doit beaucoup. Merci à Caroline et aussi à Cécile Takacs pour leur soin apporter au bon fonctionnement de la bibliothèque du laboratoire.

Merci à Ilona Riipinen, de m'avoir accueilli à l'Université de Stockholm pour un séjour enrichissant qui m'aura permis de faire le point sur mon travail, et d'avoir toujours trouvé le temps pour me prodiguer ses conseils, même à distance. Merci aussi à Eric Hébrard pour notre travail en commun sur la carte de rugosité martienne, travail que j'aurais débuté encore avant mon doctorat : la mécanique aura bien fonctionné, sans aucun grain de sable. Merci à Emmanuel Marcq pour ses conseils lorsque je le sollicitais et pour son aptitude à toujours trouver les remarques pertinentes qui permettent d'améliorer un travail de recherche quel qu'il soit. Merci à Anny-Chantal Levasseur-Regourd pour sa disponibilité, concernant nos échanges sur les enseignements durant ma première année de monitorat, mais aussi pour ses connaissances et ses conseils au sujet des particules météoritiques.

Merci à Francis Dalaudier, Julien Delanoë, Arianna Piccialli, Emmanuel Marcq, Luca Maltagliati, Jean-François Rysman, d'avoir assisté aux répétitions de soutenance, et de m'avoir prodigué leurs conseils. Merci à Samira Benatallah pour sa réactivité et son aide lorsqu'il s'est agi de trouver un endroit adéquat pour ma soutenance.

Merci à l'équipe « planéto » du Laboratoire de Météorologie Dynamique avec qui j'ai eu l'occasion d'échanger au cours de mes années de thèse, et notamment François Forget, Aymeric Spiga, Ehouarn Millour. François m'aura donné envie de connaître Mars au cours d'une conférence donnée à la Cité des Sciences, encore avant mon stage de Master 2. Il aura été quelques années plus tard le président de mon jury de thèse. On se dit parfois que le monde est bien fait. J'entends par là le monde martien évidemment. Merci à Ehouarn pour sa réactivité et son aide avec Fortran et la Mars Climate Database. Merci à Aymeric pour les nombreux échanges, aussi bien dans le cadre des enseignements à l'Université que dans celui de la recherche et de notre collaboration sur les nuages. Il m'aura beaucoup aidé. Nos discussions étaient toujours enrichissantes et très agréables, même sur des sujets aussi sérieux que les ondes de gravité. Je lui souhaite les plus grandes joies, professionnelles et familiales.

Merci aux doctorants que j'ai côtoyés durant mes années de thèse, partis depuis, pour certains, vers d'autres horizons post-doctoraux, terrestres ou extra-terrestres : Emilie, Maud, Sahra, Christophe, Thomas, Marie, Kristell, Jennyfer, Audrey. Une très chouette bande de collègues que j'espère recroiser régulièrement. Merci également à Nahoudha, Christophe B., Arianna, Davide, Gaëlle, Farida, Nathalie, Cyril pour leur sympathie. Merci à Laurent, collègue de bureau lors de mon arrivée au laboratoire en stage de Master, encore à Verrières, qui m'aura beaucoup aidé avec IDL à mes débuts. Je leur souhaite à tous le meilleur pour la suite. Bon courage aux doctorants du LATMOS que j'ai côtoyés au cours de ces années, pour les mois ou années restants avant le jour J. Pour finir, une dédicace à mes co-bureaux : Luca, transféré depuis de Mars à Titan, et Loïc, arrivé ensuite sur Vénus (Loïc, la réponse n'est pas 42 mais 1309).

Enfin :

Je ne remercierai jamais assez mes parents pour leur soutien au cours de mes études et notamment durant ce travail d'un peu plus de trois ans. Entre le pragmatisme maternel grec et le romantisme paternel polonais, le scientifique rêveur que je suis s'y retrouve à merveille. Je vous remercie infiniment pour votre oreille attentive et vos encouragements depuis toutes ces années.

Merci à Raf et Frédérique (n'oubliez pas que Mars est excentrique), Alice et Mattia, d'avoir été présents le jour de ma soutenance et de s'être enquis régulièrement du bon déroulement de mon travail.

Merci à Clotilde, pour son soutien, ses encouragements, sa présence attentionnée, et sa joie de vivre permanente.

Merci enfin à mes amis en dehors du laboratoire : mes amis de science ou d'ailleurs.

“Essentially, all models are wrong, but some are useful”

(George E. P. Box)

Les nuages sont une composante essentielle du climat d'une planète, influençant son bilan énergétique et la structure thermique de son atmosphère. Ils sont par ailleurs des indicateurs des processus de dynamique atmosphérique, qui conditionnent leur formation. Leur interaction permanente avec le système climatique d'une planète exige une compréhension de leur formation et de leur évolution au sein de l'atmosphère. Sur Mars, en plus des nuages de cristaux d'eau qui se forment à partir de vapeur à l'état de trace, il existe des nuages de dioxyde de carbone (CO_2) qui ont récemment été identifiés par spectroscopie dans la mésosphère (*Montmessin et al.*, 2007). L'atmosphère de Mars étant composée à 95% de CO_2 , les nuages de cristaux qui se forment à partir de ce gaz sont donc issus de la condensation du composant atmosphérique principal. A ce jour, c'est l'unique planète sur laquelle de telles formations ont été détectées. La formation des nuages communément rencontrés implique la condensation d'un composant minoritaire de l'atmosphère. Il en va ainsi pour les nuages terrestres formés à partir de vapeur d'eau à l'état de trace dans l'atmosphère, ou pour les nuages de cristaux d'eau martiens.

L'enjeu présenté par la formation des nuages de cristaux de CO_2 tient à la fois de la physique de l'atmosphère et du climat de Mars. D'une part, il s'agit de comprendre comment modéliser la croissance de cristaux de CO_2 à partir d'une vapeur quasi-pure et d'établir les paramètres microphysiques déterminants qui pilotent leur formation. D'autre part et d'un point de vue climatique, ces cristaux sont connus pour rétro-diffuser les longueurs d'onde infrarouges. Ces nuages sont capables de réfléchir le rayonnement thermique provenant de la surface et de générer un effet de serre notable. Cette influence climatique a pu avoir une importance toute particulière dans le climat passé de Mars : l'atmosphère plus dense aurait pu maintenir à l'aide d'une abondante couverture nuageuse de cristaux de CO_2 des températures de surface supérieures à 0°C , permettant éventuellement à l'eau liquide de demeurer stable. Le rôle joué par les nuages de CO_2 dans l'évolution passée et présente du climat de Mars peut se déterminer par la modélisation. Celle-ci requiert une description microphysique précise et validée des nuages de CO_2 . La seule possibilité d'assurer une bonne représentation de ces nuages est de s'attacher à reproduire les observations dont nous disposons aujourd'hui.

Pour les nuages de CO_2 martiens, les contraintes les plus précises qui existent portent sur les nuages observés dans la mésosphère, les nuages polaires troposphériques de CO_2 identifiés indirectement présentant des contraintes observationnelles moins fortes. En plus des contraintes apportées sur les tailles et les opacités des nuages mésosphériques de CO_2 (*Montmessin et al.*, 2006a, 2007; *Määttänen et al.*, 2010; *Vincendon et al.*, 2011), les études observationnelles ont permis d'établir une première cartographie de ces nuages en fonction des saisons martiennes, en latitude et en longitude. Une telle cartographie des nuages a permis d'obtenir des contraintes, grâce à des modèles

de dynamique atmosphérique tridimensionnels, déterminant les conditions privilégiées d'apparition des nuages de CO_2 dans la mésosphère de Mars (*González-Galindo et al.*, 2011; *Spiga et al.*, 2012). Les ondes atmosphériques de grande échelle (ondes de marée thermique) et les ondes de gravité joueraient un rôle clé dans la formation des nuages mésosphériques, en aidant à l'apparition de minima de températures franchissant le point de condensation du CO_2 . D'importants rapports de saturation en CO_2 ont par ailleurs été mesurés dans la mésosphère martienne (*Montmessin et al.*, 2006a; *Forget et al.*, 2009; *Montmessin et al.*, 2011).

L'objectif de cette thèse a été de développer une théorie microphysique adaptée à l'environnement martien de la mésosphère où des contraintes précises existent pour les nuages de CO_2 , et de mettre en oeuvre une stratégie de modélisation 1D tenant compte des contraintes apportées par les modèles de dynamique atmosphérique sur les conditions de formation des nuages (ondes atmosphériques). Cette thèse s'articule donc principalement en deux volets : la théorie de la croissance des cristaux de CO_2 d'une part, et l'utilisation de cette théorie dans un modèle de microphysique de nuages d'autre part. Concernant le premier point, malgré de premières études de modélisation des nuages troposphériques dans la nuit polaire martienne (*Wood*, 1999; *Tobie et al.*, 2003; *Colaprete et al.*, 2008) ou des nuages sur une Mars primitive (*Colaprete and Toon*, 2003), les paramètres microphysiques clés intervenant dans la formation des cristaux de CO_2 sur Mars n'ont jamais été déterminés. C'est donc une question essentielle à laquelle il a fallu répondre. Concernant le second point, il n'avait encore jamais été entrepris de simuler les nuages mésosphériques dans un modèle 1D, en utilisant des ondes atmosphériques pour créer des couches sursaturées en CO_2 , afin de comparer les résultats aux observations.

L'objectif des travaux présentés dans ce manuscrit est ainsi d'éclairer un processus de formation de nuages, de la théorie de croissance des cristaux, à l'application de cette théorie dans un modèle 1D. Cette thèse représente la première étude ayant abouti à la modélisation des nuages mésosphériques à l'aide d'une théorie microphysique adaptée.

Dans le chapitre I, nous présentons Mars, son climat, et revenons sur les éléments essentiels relevant de la formation des nuages mésosphériques de CO_2 . Nous présentons l'état des connaissances concernant les noyaux de condensation potentiels, nécessaires à la formation des cristaux dans la mésosphère, en insistant notamment sur l'apport météoritique. **Dans le chapitre II**, nous présentons l'établissement d'un modèle de croissance de cristaux notamment adapté aux grands rapports de saturation, tels que rencontrés dans la mésosphère. Nous montrons par ailleurs qu'il n'est pas possible de reprendre un taux de croissance hérité de travaux sur les nuages terrestres, déterminé pour un gaz trace. L'importance de processus additionnels doit être évaluée et le ou les paramètres microphysiques clés déterminés. **Dans le chapitre III**, nous présentons le modèle de microphysique 1D de nuages auquel est intégré le modèle de croissance développé au chapitre précédent. Nous présentons les différents processus intervenant dans la formation d'un nuage, avec leur échelle de temps respective, menant ainsi à de premières simulations de nuages idéalisées, servant comme tests de sensibilité. **Dans le chapitre IV**, nous utilisons des profils de températures perturbés par la propagation d'ondes de gravité, afin d'étudier la formation de nuages mésosphériques formés par des poches d'air saturé, créées par les ondes atmosphériques. Ces profils de température proviennent de champs de température 3D obtenus en sortie de modèle méso-échelle et rendant compte de l'ensemble de la dynamique atmosphérique. Il s'agit de la première tentative visant à expliquer les propriétés des nuages mésosphériques de CO_2 , à partir de scénarios simples prescrivant l'apport de noyaux de condensation. **Dans le chapitre V**, nous concluons sur les apports de cette thèse, qui permettent d'éclairer la microphysique de formation des nuages de CO_2 sur Mars, tant sur le modèle de croissance à utiliser pour les cristaux, que sur l'importance des ondes de gravité pour la formation des nuages mésosphériques. Nous présentons les perspectives de ce travail, dont une étape importante sera un couplage de la microphysique de croissance des cristaux développé durant la thèse, avec un modèle méso-échelle tridimensionnel.

I	Présentation de Mars : climat, nuages de CO₂ et noyaux de condensation	15
I.A	De la Terre à Mars : une autre climatologie	17
I.A.1	L'oeil des rovers : ciel et terrains martiens	17
I.A.2	Des conditions climatologiques extrêmes	22
I.A.3	Circulation moyenne	27
I.A.4	Cycle des poussières	28
I.A.5	Éléments d'explication aux panaches de poussières	31
I.A.6	Cycle de l'eau	32
I.B	Cycle du CO ₂	35
I.B.1	Calottes polaires et nuages troposphériques	35
I.B.2	Nuages mésosphériques	37
I.B.3	Focus sur la mésosphère martienne, ses températures et sursaturations en CO ₂ : des pistes à suivre	42
I.B.4	Nuages de CO ₂ , modèles paléoclimatiques martiens, et exoplanètes.	45
I.C	Précurseurs de nuages sur Mars : caractéristiques	46
I.C.1	Le soulèvement des poussières depuis la surface	46
I.C.2	La taille des poussières dans l'atmosphère : quelques ordres de grandeur	52
I.C.3	Poussières venues de l'espace	55
I.C.4	Ions métalliques	61
I.C.5	Ions gazeux	62
I.D	Points à retenir	64
I.E	Objectifs de la thèse	66
II	Théorie de la nucléation et de la condensation	67
II.A	Nucléations homogène et hétérogène	69
II.A.1	Nucléation homogène et barrière énergétique	69
II.A.2	Nucléation hétérogène : abaissement de la barrière énergétique	72
II.A.3	Taux de nucléation J et saturation critique S_c	77
II.A.4	La nucléation ionique	84
II.B	Modèle de croissance par condensation pour les cristaux de CO ₂	87
II.B.1	Deux modèles de croissance	87
II.B.2	L'approche de type Maxwell dans le cas d'une vapeur quasi-pure	91
II.B.3	Bilan énergétique : couplage des transferts de masse et de chaleur	99

II.C	Propriétés de la vapeur de CO ₂ et de N ₂	101
II.C.1	Le traitement en gaz parfait	101
II.C.2	La pression de vapeur saturante du CO ₂ , p_{sat}	102
II.C.3	Le coefficient de diffusion moléculaire D pour CO ₂ /N ₂	102
II.C.4	La conductivité thermique du mélange CO ₂ /N ₂	103
II.D	Résultats et choix du modèle CLASSIC de croissance	106
II.E	De la Terre à Mars : s'adapter aux grandes sursaturations de CO ₂	109
II.E.1	Croissance des cristaux pour les nuages terrestres : des modèles linéarisés	109
II.E.2	Ecart entre notre modèle CLASSIC et le modèle linéarisé (LIN)	111
II.E.3	Comparaison au taux de croissance de C2003	115
II.E.4	L'expérience de <i>Glandorf et al.</i> (2002)	116
II.E.5	Comparaison aux taux de croissance de W1999 (approche de Langmuir)	117
II.E.6	Limitations dans le cadre d'une application à une Mars primitive	120
II.F	Effets non pris en compte dans la croissance du cristal	122
II.F.1	Le coefficient de ventilation (sédimentation)	122
II.F.2	Forme du cristal	122
II.F.3	Cinétique de surface	123
II.F.4	Transfer radiatif	124
II.G	Conclusions du chapitre	126
III Modèle microphysique 1D et premières simulations de nuages de CO₂		129
III.A	Schéma général	131
III.B	D'une couche atmosphérique à l'autre	135
III.B.1	Sédimentation	135
III.B.2	Transport atmosphérique de type k -diffusion	137
III.B.3	Limitations du modèle de transport	139
III.C	Au sein d'une couche atmosphérique	140
III.C.1	Nucléation	140
III.C.2	Croissance et évaporation des cristaux	141
III.C.3	Les processus de coagulation (non-inclus)	143
III.D	Initialisations et utilisation du modèle	145
III.D.1	Choix de la distribution de poussière	145
III.D.2	Obtention de profils de poussières à l'équilibre	147
III.D.3	Le traitement numérique de la condensation en gaz-trace	150
III.E	Condensation du CO ₂ à l'aide de « poches froides » idéalisées	151
III.E.1	Températures et condensation du CO ₂	151
III.E.2	Exemples de nuages	153
III.E.3	Rayons des cristaux, concentration des noyaux et sursaturations : tendances	157
III.F	Points à retenir	162
IV Nuages mésosphériques de CO₂ et ondes de gravité		167
IV.A	Températures et ondes de gravité : méthode	169
IV.B	Taux de croissance : modèle CLASSIC et effets radiatifs	173
IV.C	Les nuages mésosphériques de CO ₂ en conditions moyennes	176
IV.C.1	Nuages de jour avec le modèle CLASSIC	176
IV.C.2	Nuages de nuit avec le modèle CLASSIC	178
IV.C.3	L'effet du transfert radiatif	180
IV.C.4	Importance du modèle CLASSIC pour la modélisation des nuages de CO ₂ mésosphériques	182

IV.D	Reproduire les opacités mesurées des nuages mésosphériques de CO ₂	183
IV.D.1	Sources de noyaux	183
IV.D.2	L'opacité des nuages de jour	185
IV.D.3	L'opacité des nuages de nuit	188
IV.E	Récapitulatif des simulations et discussions	192
IV.E.1	Commentaires généraux : résultats et processus négligés	192
IV.E.2	Rôle des ondes de gravité dans la formation des nuages de CO ₂	194
IV.E.3	Les précurseurs de nuages	195
V	Conclusion générale et perspectives	199
V.A	Le modèle de croissance des cristaux de CO ₂	199
V.B	Le modèle de microphysique 1D : limitations et hypothèses fortes	200
V.C	Tailles de cristaux et opacités dans la mésosphère	201
V.D	Les noyaux de condensation	202
V.E	Les nuages et les ondes de gravité	202
V.F	Sur la nature des nuages	203
V.G	Perspectives	203
	Bibliographie	205
	Annexe A Modification de la théorie de nucléation : introduction du « misfit » ε	225
	Annexe B Thermodiffusion : coefficient et calculs	227
B.A	Calcul du terme de thermodiffusion avec Stefan Flow	227
B.B	Coefficient de thermodiffusion	228
	Annexe C Fonctions utilisées pour la résolution itérative des trois modèles CLASSIC, SF, et SFTHDUF	229
C.A	Modèle CLASSIC	229
C.B	Modèle SF	230
C.C	Modèle SFTHDUF	230
	Annexe D Taux de croissance du modèle LIN : linéarisation du modèle CLASSIC	233
	Annexe E Sur le modèle de <i>Young</i> (1993) (et l' « effet Schrage »)	237
	Annexe F Détermination des lois de puissance pour les termes de transfert radiatif introduits dans le bilan énergétique du cristal.	239
	Annexe G Noyaux de condensation sur Mars : des processus plus « exotiques »	245
G.A	Un rôle des aérosols chargés ?	245
G.B	Un rôle du champ magnétique ?	245

Présentation de Mars : climat, nuages de CO₂ et noyaux de condensation

Mars est une planète rocheuse du système solaire interne qui regroupe également Mercure, Vénus et la Terre. Formées à partir d'une même matière issue du disque protosolaire il y a 4,5 milliards d'années, ces planètes ont connu une évolution différente, notamment déterminée par leur distance au Soleil (énergie reçue) et par leur masse respective (gravité de surface). Les histoires respectives de ces planètes, du moins pour ce qui concerne Vénus, la Terre, et Mars, se rejoignent notamment dans l'atmosphère primitive de chacun de ces objets, faite de dioxyde de carbone (CO₂) (voir par ex. *Kasting*, 1993). A peine formée Mercure a perdu son enveloppe de gaz, trop exposée au vent solaire et possédant une gravité très faible. Vénus l'a conservée avec l'important effet de serre qui la caractérise. La Terre a vu son atmosphère primitive précipiter dans les océans et se diversifier après l'apparition de la vie. Quant à Mars, son atmosphère aurait perdu 99% de sa masse avant 3,8 milliards d'années et continué à se raréfier depuis (*Catling*, 2009), probablement érodée (ionisée) sous l'action du vent solaire, à cause de l'absence d'un champ magnétique pérenne et protecteur (mais d'autres scénarios existent, voir *Catling*, 2009). Ce qu'il reste de l'enveloppe de gaz qui entoure Mars aujourd'hui est néanmoins suffisant pour en faire une atmosphère où pression et températures y sont connues¹. Dans ce manteau gazeux composé à 95% de CO₂, les températures très basses permettent l'apparition de formations nuageuses inédites sur Terre, composées de son principal composant atmosphérique.

Nous rappelons dans ce chapitre les caractéristiques principales du climat martien et nous attardons plus longuement sur les points qui ont servi à guider l'orientation de ce travail de thèse sur les nuages de CO₂, et plus particulièrement sur leurs manifestations mésosphériques. Ces points concernent tant les contraintes observationnelles relatives à ces nuages que les indices sur leur conditions de formation, apportés par les modèles tridimensionnels de climat martien. Nous présentons également l'ensemble des connaissances permettant de contraindre la nature et la quantité des noyaux de condensation potentiels. Pour finir nous présentons les questions qui se posent concernant la formation des nuages de CO₂ et les noyaux de condensation dans la mésosphère.

1. Notamment, l'échelle de hauteur caractéristique de l'atmosphère est bien plus grande que le libre parcours moyen des molécules du mélange gazeux composant l'atmosphère. Dans le cas contraire nous parlerions d'exosphère (comme sur Mercure aujourd'hui).

Sommaire

I.A	De la Terre à Mars : une autre climatologie	17
I.A.1	L'oeil des rovers : ciel et terrains martiens	17
I.A.2	Des conditions climatologiques extrêmes	22
I.A.3	Circulation moyenne	27
I.A.4	Cycle des poussières	28
I.A.5	Eléments d'explication aux panaches de poussières	31
I.A.6	Cycle de l'eau	32
I.B	Cycle du CO₂	35
I.B.1	Calottes polaires et nuages troposphériques	35
I.B.2	Nuages mésosphériques	37
I.B.3	Focus sur la mésosphère martienne, ses températures et sursaturations en CO ₂ : des pistes à suivre	42
I.B.4	Nuages de CO ₂ , modèles paléoclimatiques martiens, et exoplanètes.	45
I.C	Précurseurs de nuages sur Mars : caractéristiques	46
I.C.1	Le soulèvement des poussières depuis la surface	46
I.C.2	La taille des poussières dans l'atmosphère : quelques ordres de grandeur	52
I.C.3	Poussières venues de l'espace	55
	I.C.3.a Poussières interplanétaires : le continuum	56
	I.C.3.b L'apport saisonnier : les pluies de météorites	59
I.C.4	Ions métalliques	61
I.C.5	Ions gazeux	62
I.D	Points à retenir	64
I.E	Objectifs de la thèse	66

I.A De la Terre à Mars : une autre climatologie

I.A.1 L'oeil des rovers : ciel et terrains martiens

La surface martienne est recouverte d'une couche de poussière, un mélange de matériel volcanique composé de fer et autres minéraux appelé régolite. Les composés d'oxydes de fer formés au contact de l'atmosphère donnent une couleur rouille aux premiers millimètres de la surface. L'absence de végétation et d'océan fait de Mars une planète bien plus sujette au soulèvement et aux tempêtes de poussière que la Terre, en tout point de sa surface. Transportées dans l'atmosphère par les vents, les poussières forment une « brume » permanente plus ou moins homogène, s'élevant depuis la surface et donnant au ciel une couleur brun-orangé, comme en témoignent les photos prises par les missions in-situ (Figure I.1). Si l'atmosphère martienne était dépourvue de poussières elle prendrait en théorie

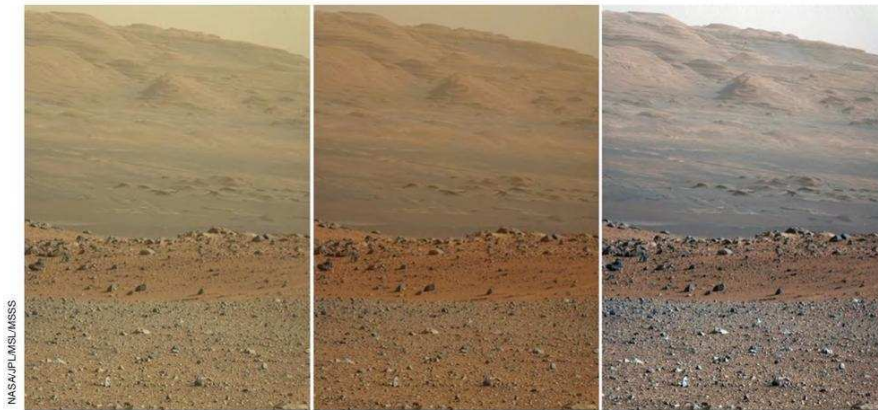


FIGURE I.1 – Vue du mont Sharp prise le 23 août 2012 par la caméra Mastcam de la mission Mars Science Laboratory (rover Curiosity). Les trois images, de gauche à droite, correspondent respectivement à l'image brute, à l'image calibrée (ce que verrait notre œil), et à une image montrant le relief éclairé dans des conditions proches des conditions atmosphériques terrestres. (Source : NASA/JPL-Caltech/MSSS.)

une teinte d'un bleu plus foncé que sur Terre, du fait de sa plus faible densité, à la manière du ciel terrestre observé vers la tropopause et au delà où les densités atmosphériques plus faibles et la diffusion moindre entretiennent un bleu plus intense (différentes propriétés relatives à la planète Mars sont résumées dans le tableau I.1 en fin de section). Sur Mars, la couleur du ciel est pilotée par la charge en poussières plus ou moins importante que régulent tempêtes et tornades (les *dust devils*), telles celles photographiées depuis le sol par les rovers Opportunity (Figure I.2) et Spirit (Figure I.3) de la mission Mars Exploration Rover (MER).

La seule phase condensée présente sur Mars en surface est solide : il s'agit de glace d'eau ou de dioxyde de carbone. Cependant, Mars a abrité dans le passé des conditions permettant à l'eau de se stabiliser à l'état liquide, comme le prouve la détection de formations argileuses et autres minéraux hydratés sur une surface autrement dominée par des roches magmatiques. Ont été détectés des phyllosilicates (instrument OMEGA de la mission MEx² *Bibring et al.*, 2005; *Poulet et al.*, 2005), de sulfates (à l'aide d'OMEGA *Gendrin et al.*, 2005), de carbonates (instrument CRISM de la

2. Les différentes missions et instruments mentionnés dans ce chapitre sont présentés dans le Tableau I.2.

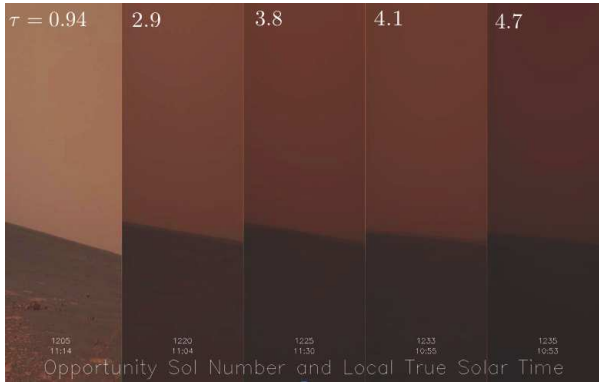


FIGURE I.2 – Mosaique de clichés pris par *Opportunity* lors d'une tempête de poussière. L'opacité τ de l'atmosphère est indiquée sur chaque cliché avec (en bas) le jour de la mission et l'heure locale. La période d'observation couvre ici 30 sols ou jours martiens, soit environ 31 jours terrestres. (Source :NASA/JPL.)



FIGURE I.3 – Dust devils photographiés par le rover *Spirit* dans le cratère *Gusev*. (Image extraite de *Whelley and Greeley, 2008*).

mission MRO *Ehlmann et al., 2008a*), et autres dépôts sédimentaires (à l'aide de CRISM, *Mustard et al., 2008*). Plus généralement, la mise en évidence de grandes structures telles des vallées sinueuses (méandres), deltas et canaux apparents, sont le signe d'une ancienne activité fluviale pérenne à la surface et (ou) en dessous de celle-ci (*Catling, 2009*). A plus petite échelle les rovers apportent leur lot de preuves. *Curiosity* a notamment photographié des roches et conglomérats s'apparentant à un ancien lit de rivière, tel qu'on en observe sur Terre (Figure I.4). *Opportunity* a déjà identifié des concrétions (ou sphérules) riches en fer oxydé (hématite, Fe₂O₃) et dont la formation nécessite elle aussi la présence d'eau (Figure I.5).

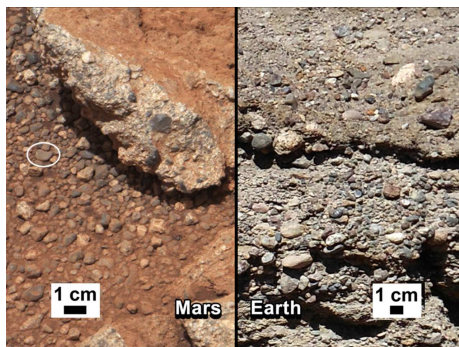


FIGURE I.4 – Conglomérats sédimentaires caractéristiques d'un lit de rivière, photographiés par *Curiosity*. L'érosion est responsable du tas de cailloux détachés des rochers, à gauche de l'image. (Source : NASA/JPL-Caltech/MSSS.)

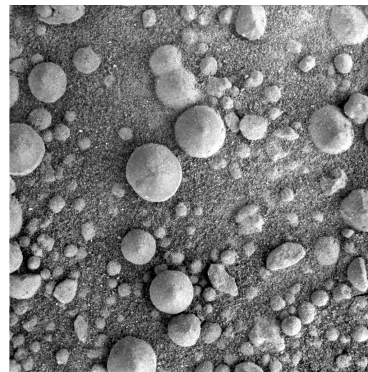


FIGURE I.5 – Sphérules (max ~ 5 mm) riches en fer et formées au sein de dépôts aqueux, observées au microscope par *Opportunity*. Formées par des eaux souterraines, elles auraient été excavées par l'impact responsable du cratère *Eagle*. (Source :NASA/JPL.)

La surface à l'échelle de la planète se caractérise par une forte dichotomie Nord-Sud. La Figure I.6 présente une carte de la topographie martienne obtenue par altimétrie laser à l'aide de l'instrument MOLA de la mission en orbite MGS. Les plaines du Nord se trouvent en moyenne plus de 6 km sous les hauts terrains de l'hémisphère Sud. Les structures géologiques ressemblent à ce que l'on peut être habitué à voir sur Terre, mais les standards martiens diffèrent substantiellement des standards terrestres : le point le plus élevé culmine à ~ 21 km, au sommet de Olympus Mons, tandis que le point le plus bas se trouve à environ 8 km sous le niveau de référence (Bassin d'impact Hellas). En l'absence d'océan, le niveau de pression de 610 Pa (pression moyenne à la surface) a été choisi pour fixer l'altitude zéro.

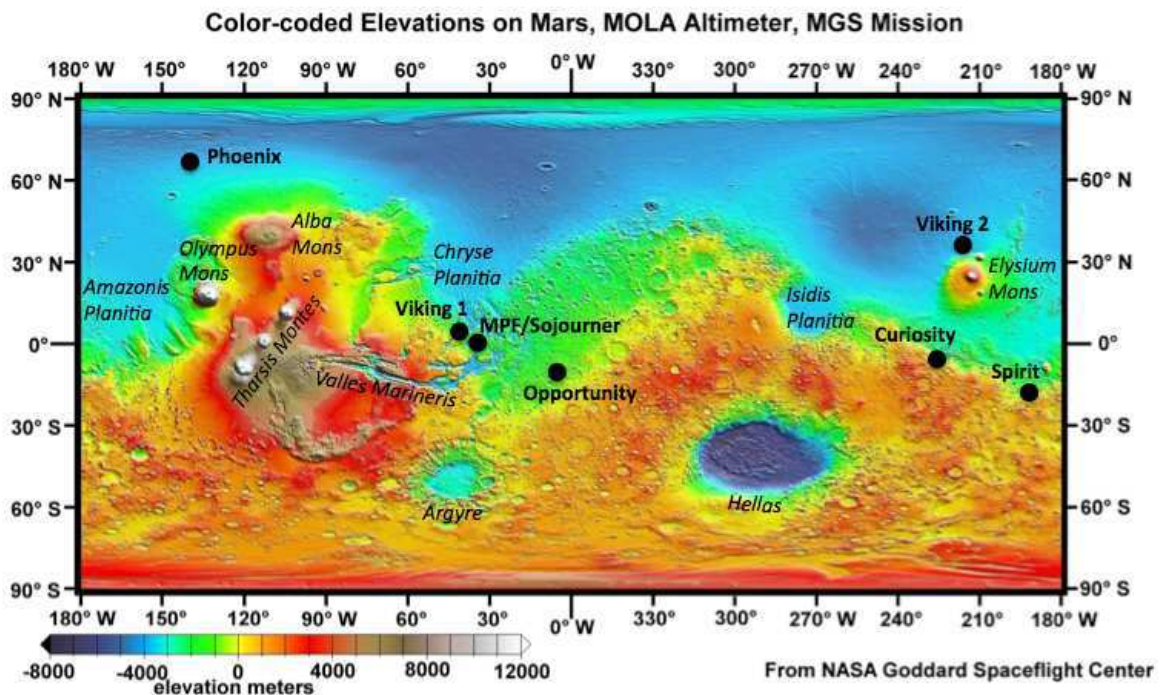


FIGURE I.6 – Carte topographique de Mars obtenue par altimétrie laser. Les sites des missions au sol, passées et présentes, y sont reportés, ainsi que certains noms de régions martiennes. Certaines des principales structures géologiques sont indiquées. La couleur blanche vaut pour des élévations supérieures à 12 km (Notamment Olympus Mons et ses 21 km de hauteur). Missions : Vikings 1 et 2 (1976), Mars Pathfinder Lander and Sojourner Rover (1997), Mars Exploration Rovers (Opportunity/Spirit - 2004), Phoenix (2008), Mars Science Laboratory (Curiosity - 2012). Adapté de : MOLA Team – NASA/Goddard Space flight center.

Des explications possibles de la dichotomie Nord-Sud sont l'impact géant d'un astéroïde dans l'hémisphère Nord mais aussi (et/ou) des processus de convection et de retournement du manteau de la planète (McGill and Squyres, 1991). L'impact géant est un scénario permettant d'expliquer notamment la formation des deux petites lunes martiennes, Deimos et Phobos (Figure I.7), comme seules survivantes d'un disque d'accrétion préalablement formé par l'impact et dont les autres produits seraient retombés à la surface, formant de nouveaux cratères (Craddock, 2011).

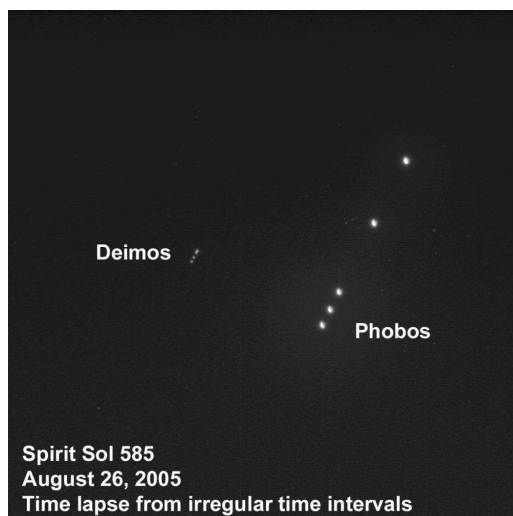


FIGURE I.7 – Les lunes martiennes vues par Spirit. Phobos, d'un diamètre moyen de ~ 22 km est à une distance de ~ 6000 km de Mars alors que Deimos est environ deux fois plus petite et quatre fois plus éloignée. (Source : NASA/JPL/Cornell/Texas A&M.)

Enfin, surplombant le relief martien, des formations nuageuses faites de cristaux évoluent de nuit comme de jour dans le ciel, et sont perceptibles pour certaines sur les photographies de rovers ou landers (Figure I.8). Les couleurs de ces nuages oscillent entre tonalités bleues et blanches, témoignant ainsi de tailles de cristaux variables. La nature des cristaux, glace d'eau ou CO₂, ne peut formellement être déterminée que par spectroscopie, même si des mesures de températures peuvent permettre de suggérer leur composition (voir section I.B).



FIGURE I.8 – Photographies de trainées nuageuses de nuit (gauche) par le lander de la mission Mars Pathfinder (MPF) et de jour (droite) par le rover Sojourner de cette même mission. (Source : NASA/JPL)

TABLE I.1 – Comparatif de quelques propriétés de Mars et de la Terre

	Mars	Terre
Distance moyenne au Soleil (UA)	1,5 UA	1 UA
Flux solaire (W/m^2)	~ 600	~ 1400
Gravité de surface ($m\ s^{-2}$)	3,7	9,8
Rayon équatorial (km)	3390	6371
Obliquité	$25,2^\circ$	$23,4^\circ$
Excentricité	0,1	0,02
Durée du jour local (heures)	$\sim 24\ h\ 40\ min$	$\sim 24\ h$
Durée de l'année locale (jours)	687	365,25
Pression moyenne en surface (hPa)	6,1	1013
Densité moyenne en surface ($kg\ m^{-3}$)	0,01	1,2
Température moyenne en surface (K)	210	288
Echelle de hauteur atmosphérique (km)	11	8
Composant atmosphérique principal	CO ₂ (95%)	N ₂ (78%)/O ₂ (21%)

TABLE I.2 – Liste non-exhaustive de missions en orbite autour de Mars, et instruments embarqués (mentionnés dans ce chapitre).

Missions en orbite	Quelques Instruments
Mars Global Surveyor (MGS) 1996-2006	MOLA (Mars Orbiter Laser Altimeter) MOC (Mars Orbiter Camera) TES (Thermal Emission Spectrometer) RS (Radio Science)
Mars Odyssey 2001	THEMIS (Thermal Emission Imaging System)
Mars Express (MEx) 2003	OMEGA (Observatoire pour la Minéralogie, l'Eau, les Glaces et l'Activité) HRSC (High Resolution Stereo Camera) SPICAM (Spectroscopie pour l'Investigation des Caractéristiques de l'Atmosphère de Mars) PFS (Planetary Fourier Spectrometer) MARSIS (Mars Advanced Radar for Subsurface and Ionosphere Sounding)
Mars Reconnaissance Orbiter (MRO) 2005	CRISM (Compact Reconnaissance Imaging Spectrometer for Mars) HiRISE (High Resolution Imaging Science Experiment) MCS (Mars Climate Sounder)

I.A.2 Des conditions climatologiques extrêmes

La planète Mars est plus éloignée du Soleil que la Terre (en moyenne $\sim 1,5$ UA³ contre ~ 1 UA) et à ce titre reçoit au sommet de son atmosphère un flux solaire deux fois plus faible en moyenne, ~ 600 W/m² contre ~ 1400 W/m² pour la Terre. Mars possède un rayon deux fois plus petit et une gravité presque trois fois inférieure à celle de la Terre ($3,7$ m s⁻² contre $9,8$ m s⁻²).

La composition atmosphérique martienne est rappelée dans le tableau I.3. Elle est largement dominée par le CO₂. Comme sur Terre la vapeur d'eau y est présente à l'état de traces (quoiqu'en moindre abondance) et condense notamment dans l'atmosphère pour former des nuages de cristaux. L'une des particularités de Mars est que le CO₂ condense également sous forme de cristaux pour former des nuages auxquels nous nous intéressons dans ce manuscrit⁴. Des mesures effectuées à la fin de l'année 2012 par l'instrument SAM (Sample Analysis at Mars) à bord du rover Curiosity ont déterminé des abondances relatives de diazote N₂ et d'argon Ar différentes des valeurs usuellement admises jusqu'à maintenant (Owen, 1992), ce qui sera sans conséquence sur notre étude.

Gaz	Missions Vikings (%)	Mission MSL (Curiosity) (%)
CO ₂	95,32	96
N ₂	2,7	1,89
⁴⁰ Ar	1,6	1,93
O ₂	0,13	0,145
CO	0,07	<0,1
H ₂ O	$\sim 0,03$	–
O ₃	$\sim 0,04 - 0,2$	–

TABLE I.3 – *L'essentiel de la composition atmosphérique de Mars déterminée par les spectromètres de masse Vikings (Owen, 1992), ainsi que les abondances relevées par le rover Curiosity dans Gale Crater (Mahaffy et al., 2013).*

L'atmosphère cent fois moins dense de Mars ($0,01$ kg m⁻³ à la surface) est responsable d'une bien moindre conservation de la chaleur par rapport à la Terre. Mars est donc une planète où les températures très basses (flux solaire incident deux fois plus faible) peuvent varier fortement entre le jour et la nuit, comme le montrent les profils de température mesurés par occultation radio sur MGS (Figure I.9, droite). Par ailleurs, les températures peuvent descendre de plusieurs degrés sous le point de condensation du CO₂ (plus bas en température que celui de l'eau), voire de plusieurs dizaines de degrés dans la haute mésosphère martienne. Le profil de température obtenu pendant la phase de descente de la mission Mars Pathfinder a par exemple enregistré une excursion d'environ 10 K sous le point de condensation du CO₂ à 80 km d'altitude (Figure I.9, gauche). Mars est dépourvue d'un équivalent de la stratosphère terrestre, en effet il n'y a pas d'équivalent à la couche d'ozone terrestre stratosphérique (malgré une présence d'ozone) pour provoquer un réchauffement tel que celui observé sur Terre au dessus de ~ 10 km du fait de l'absorption du rayonnement ultraviolet (UV) solaire. Ainsi, sur Mars est défini un passage direct de la troposphère à la mésosphère où le refroidissement se ralentit et parfois s'annule, occasionnant même un très léger réchauffement dû au CO₂ atmosphérique (absorption des photons solaires dans le proche infrarouge).

L'obliquité de la planète ($25,2^\circ$), proche de celle de la Terre ($23,4^\circ$), conjuguée à son excentricité, a induit la définition de quatre saisons martiennes à la manière des saisons terrestres (Figure I.10). Ces saisons sont définies par la longitude solaire notée L_s . $L_s = 0^\circ$ désigne la position de la planète

3. 1 UA équivaut à ~ 150 millions de kilomètres, soit la distance moyenne Terre-Soleil.

4. Rappelons d'emblée que la transitions de phase du CO₂ ne concerne que le passage de l'état de gaz à l'état de glace (et réciproquement) ; le point triple du CO₂ ($p_t = 5,2 \cdot 10^5$ Pa, $T_t = 216,6$ K) exclut toute considération de la phase liquide.

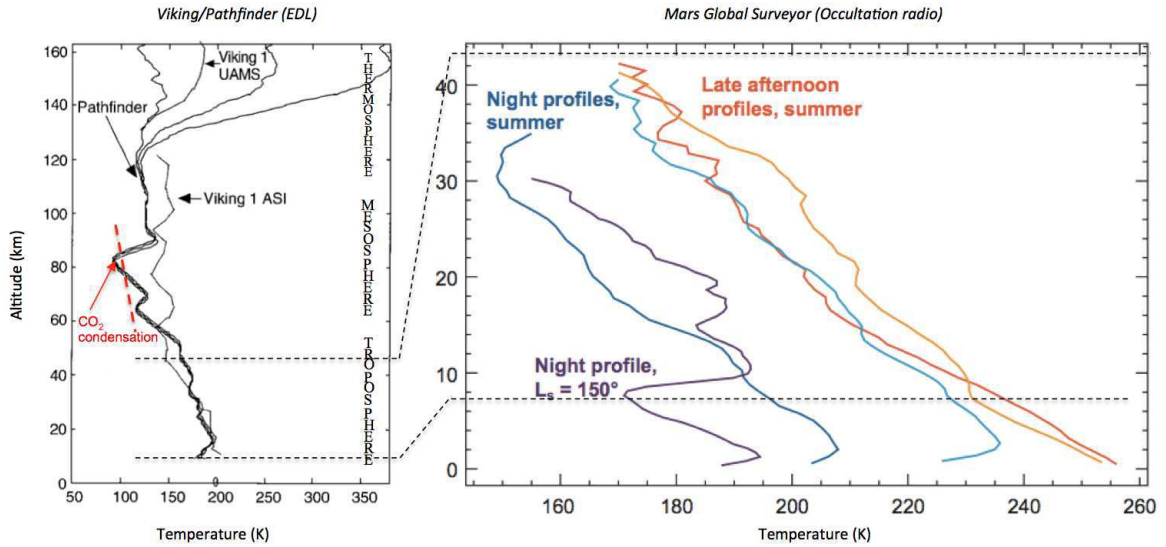


FIGURE I.9 – Températures sur Mars. A gauche : profils obtenus au cours de l'entrée dans l'atmosphère de la mission Mars Pathfinder ainsi que des missions Vikings (d'après Schofield et al., 1997). A droite : Profils types de température diurnes et nocturnes tels que mesurés par occultation radio sur MGS (Hinson and Wilson, 2004). D'après (Smith, 2008).

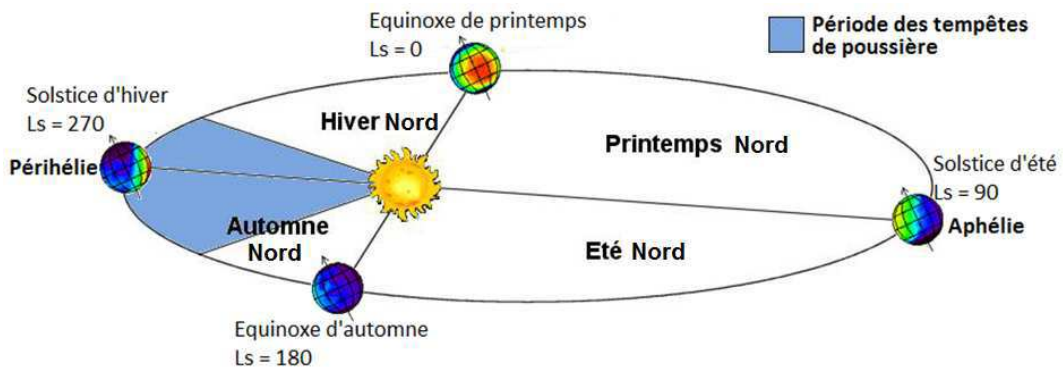


FIGURE I.10 – Schéma des saisons martiennes (indiquées pour l'hémisphère nord) avec solstices et équinoxes. Les valeurs de L_s correspondantes sont indiquées. Source : Benjamin Lemonnier, adapté d'un schéma du LMD/UPMC.

sur son orbite au moment de l'équinoxe de printemps de l'hémisphère nord. Les journées de 24h et 40 minutes environ (appelées « sol ») font au total d'une année martienne l'équivalent d'un peu moins de deux années terrestres (~ 687 jours). Le calendrier martien, égrainant les années martiennes (soit ~ 668 sols) désignées par l'acronyme MY (pour *Martian Year* en anglais) a été construit en situant l'année MY1 le 11 avril 1955 (Clancy et al., 2000), une date à laquelle $L_s = 0^\circ$ (équinoxe de printemps de l'hémisphère Nord). Enfin, l'orbite très excentrique de Mars ($\sim 0,1$ contre $\sim 0,02$ pour la Terre) résulte en des variations saisonnières très contrastées, une même saison étant plus courte et recevant un éclairage sensiblement différent d'un hémisphère à l'autre⁵.

5. Entre son périhélie et son aphélie, Mars enregistre une distance moyenne au Soleil différente de 50 millions de kilomètres, contre 10 millions pour la Terre.

Nous citerons deux signatures de ces variations de grande ampleur, l'une mettant en jeu le phénomène de condensation aux niveau des pôles, l'autre ayant trait au soulèvement des poussières à la surface de Mars.

L'atmosphère de CO₂ se condense abondamment chaque année au pôle sud au cours de l'hiver austral ($L_s = 90 - 180^\circ$) lorsque la planète est au plus loin du Soleil, alors que toute la glace de CO₂ s'évapore au pôle nord : la glace d'eau seule y subsiste (Figure I.12). La variation saisonnière de la pression de surface telle qu'enregistrée par les missions Viking dans l'hémisphère nord (Tillman *et al.*, 1993) est une signature directe du phénomène de condensation massif au niveau des pôles (Figure I.11). Une condensation de presque 30% de la masse atmosphérique a lieu durant l'hiver austral, engendrant autant de variation en pression entre le minimum au cours de l'hiver de l'hémisphère sud ($L_s \sim 140^\circ$) et le maximum lors du solstice d'été sud ($L_s = 270^\circ$).

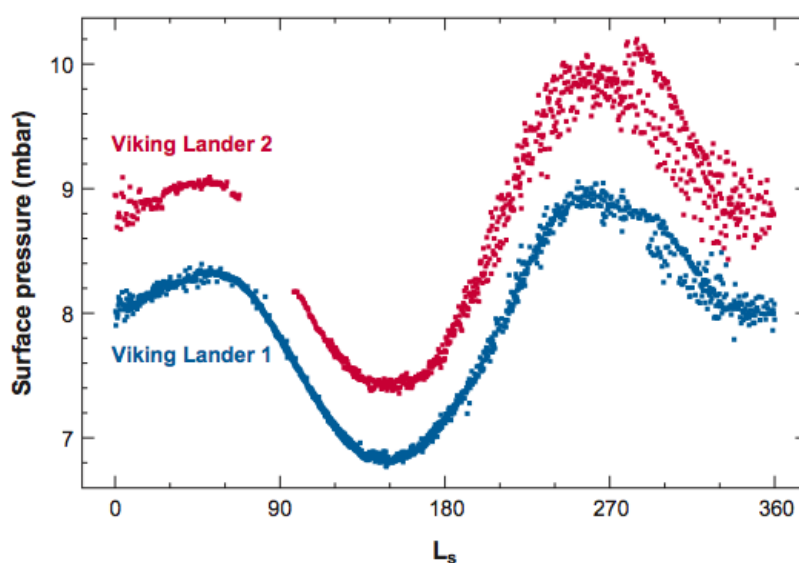


FIGURE I.11 – Variations de la pression atmosphérique de surface sur les deux sites des landers Viking 1 ($22^\circ N$) et Viking 2 ($50^\circ N$). Le décalage en pression entre les deux courbes est dû à la différence d'altitude (~ 1 km) des deux sites (Source : Smith, 2008).

La recrudescence de tempêtes de poussières (voir un exemple Figure I.13) lorsque la planète est proche de son périhélie ($L_s=220-300^\circ$) est une autre caractéristique du grand contraste saisonnier sur Mars (Smith, 2004). La convection plus intense avant et pendant le solstice d'été austral permet un soulèvement plus efficace au cours du printemps/été austral que septentrional. De gros événements catastrophiques peuvent avoir lieu en dehors de cette période privilégiée, comme la tempête de 2001 démarrée vers $L_s = 180^\circ$ durant l'année MY25 (voir par ex. Strausberg *et al.*, 2005). L'ensemble de la surface de Mars avait alors été occultée (Figure I.14).

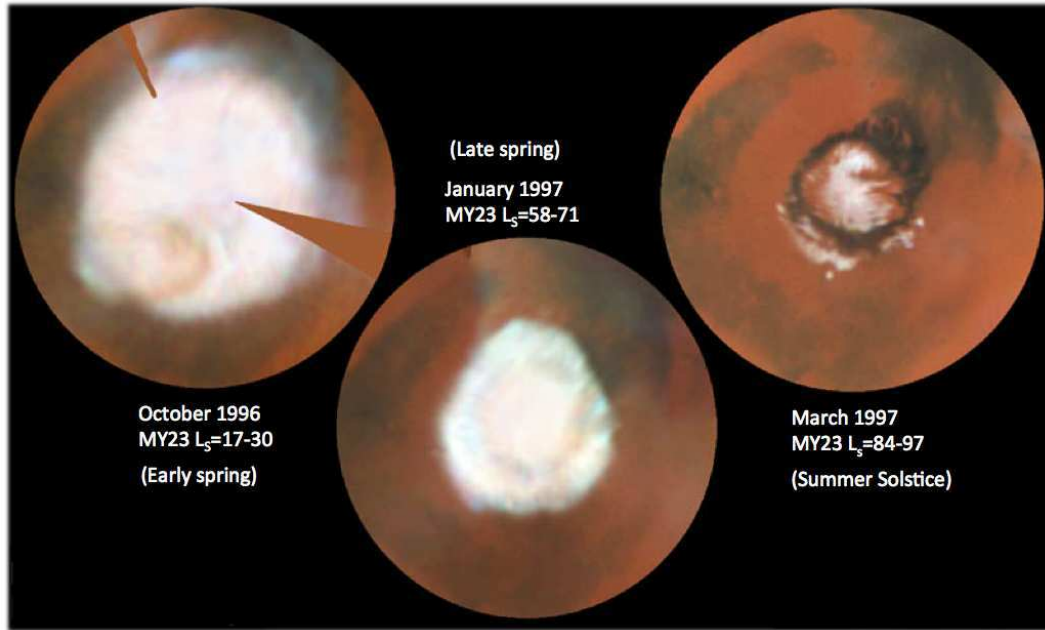


FIGURE I.12 – Evolution de la calotte polaire Nord vue par le télescope spatial Hubble, au début du printemps nord (gauche), en fin de printemps (milieu), et au solstice d'été (droite). D'après Hubble gallery – Phil James (Univ. Toledo), Todd Clancy (Space Science Inst., Boulder, CO), Steve Lee (Univ. Colorado), and NASA.

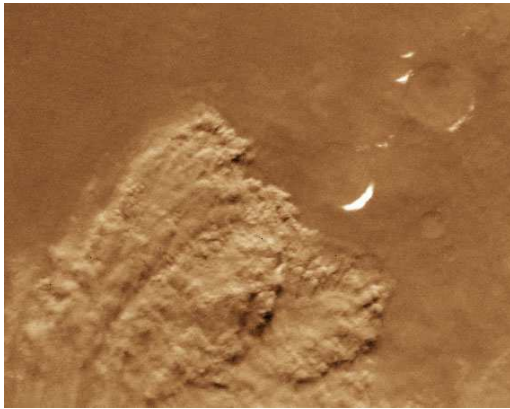


FIGURE I.13 – Front d'une tempête de poussières probablement régionale, photographiée par l'orbiter 1 de la mission Viking. (Source :NASA/Viking/JPL.)

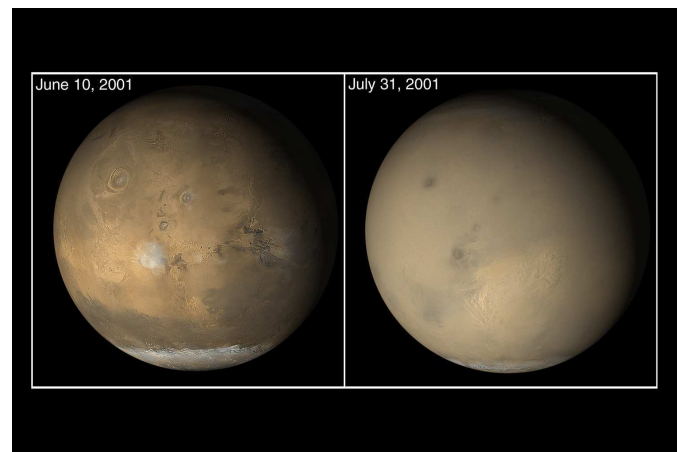


FIGURE I.14 – Mars avant (gauche) et pendant (droite) la tempête globale de 2001 (caméra MOC). Seuls Olympus Mons et le premier volcan de Tharsis (Arsia Mons) demeurent visible depuis l'espace pendant la tempête de poussière. (Source :NASA/JPL/Malin Space Science Systems.)

Les tornades de poussières ou *dust devils* sont de tailles variables, parfois bien supérieures aux standards terrestres comme en témoigne une prise de vue réalisée par la caméra HiRISE (Figure I.15) où la tornade atteint une hauteur estimée à 20 km (déterminée grâce à son ombre projetée). Le passage de ces dust devils se devine souvent grâce aux traces laissées au cours de leur déplacement.

Balayant la poussière couleur ocre, ils révèlent un terrain sous-jacent plus sombre. Les Figure I.16 et I.17 constituent une belle illustration de l'activité éolienne qui refaçonne en permanence la surface de Mars. Nous y voyons une même région photographiée par la caméra HiRISE à deux années martiennes d'intervalle. Une tempête de poussière a vraisemblablement dû d'abord recouvrir les traces laissées par les dust devils observées en août 2009 (Figure I.16), pour ensuite laisser de nouvelles traces se former par le passage continu de ces tornades de poussières (Figure I.17). Le cycle saisonnier des poussières et des opacités associées est bien contraint en moyenne par des observations englobant aujourd'hui plusieurs années martiennes. Il existe cependant des observations de couches ou panaches de poussières dans l'atmosphère dont les causes ne sont pas encore éclaircies (voir section I.A.4). Enfin, les processus clés de soulèvement se produisant à la surface, et notamment à l'origine des tempêtes, demeurent encore mal compris, comme en témoigne la discussion de la section I.C.1.

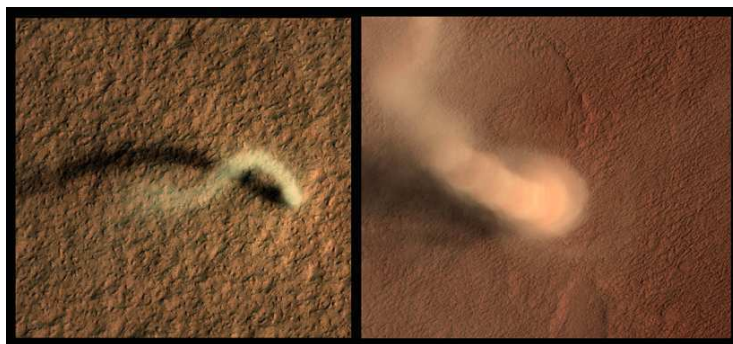


FIGURE I.15 – Dust devils photographiés par la caméra HiRISE de la mission MRO. Celui de gauche est caractérisé par une largeur de 30 mètres et une hauteur de 800 mètres. Celui de droite par une largeur de 70 mètres et une hauteur de 20 km. (Source :NASA/JPL/University of Arizona)

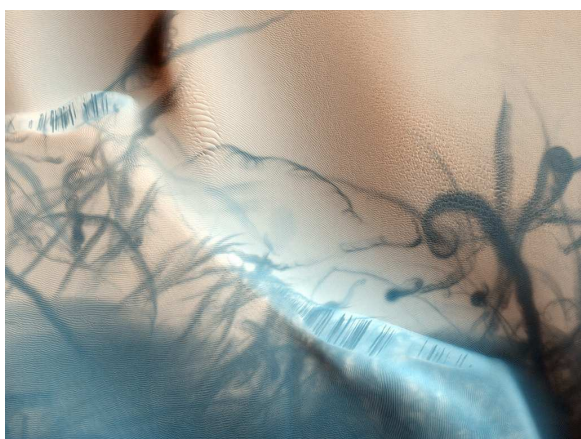


FIGURE I.16 – Traces laissées par le passage des dust devils, photographées par HiRISE en août 2009. (Source :NASA/JPL/University of Arizona.)

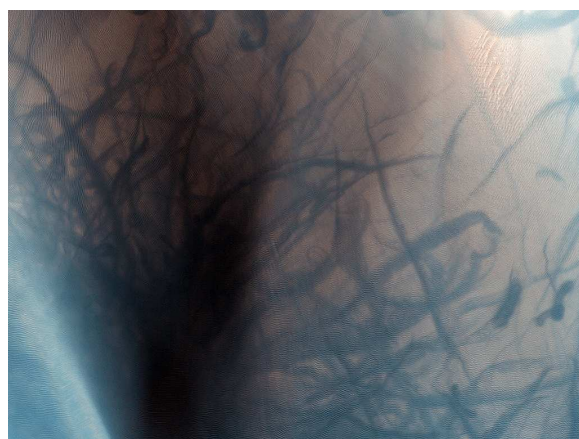


FIGURE I.17 – La Figure I.16 deux années martiennes plus tard. Photo prise par HiRISE en mai 2013. (Source :NASA/JPL/University of Arizona.)

I.A.3 Circulation moyenne

En terme de transport et de dynamique atmosphérique à l'échelle planétaire, la représentation canonique terrestre utilisant les cellules de Hadley permet de distinguer sur Mars deux types principaux de régimes participant aux transports saisonniers et simulés par les modèles de circulation générale (ou GCM⁶) (Haberle et al., 1993; Forget et al., 1999). Une unique cellule prévaudrait autour des solstices – lorsque le gradient de température d'un hémisphère à l'autre est le plus important – s'élevant des moyennes latitudes estivales pour redescendre aux tropiques hivernaux (Figure I.18). En revanche, autour des équinoxes, une circulation plus proche de ce que l'on connaît sur Terre, avec deux cellules entre tropiques et équateur, dominerait la dynamique atmosphérique. La cellule unique sur Mars autour des solstices est grandement due à l'absence d'océan, dont l'inertie thermique plus importante que celle des terrains rocheux défavorise sur Terre une réponse aussi rapide à un ensoleillement différentiel. Au delà des tropiques l'activité des ondes planétaires permet de redistribuer l'énergie. Les forts contrastes de topographie contribuent également au pilotage de la circulation méso-échelle ($\lesssim 100$ km) du fait des contrastes d'insolation (exemple des vents catabatiques).

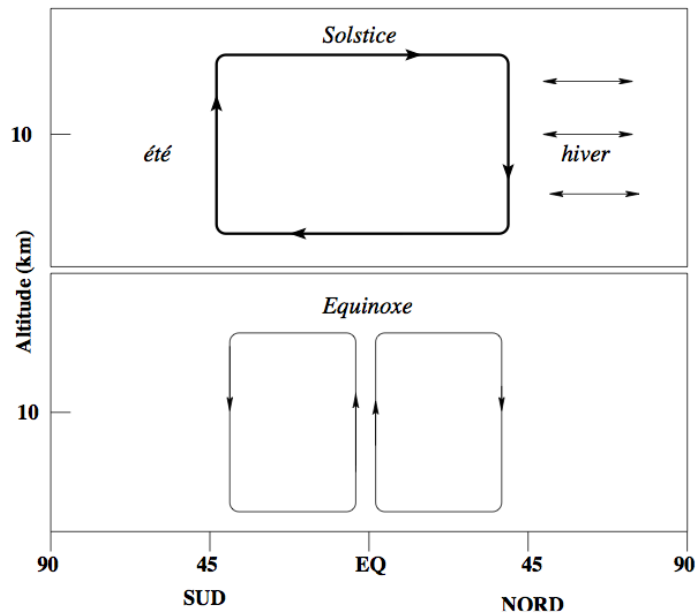


FIGURE I.18 – La circulation moyenne sur Mars (extrait de Montmessin, 2002). Autour des solstices une unique cellule de Hadley permet de représenter la circulation moyenne, d'un hémisphère à l'autre. Autour des équinoxes, deux cellules permettent de représenter la circulation atmosphérique (comme sur Terre).

6. GCM pour *General Circulation Model* : modèle de circulation atmosphérique dont une maille a un côté de ~ 200 - 300 kilomètres.

I.A.4 Cycle des poussières

Une bonne connaissance du comportement des poussières est cruciale car celles-ci jouent un rôle déterminant dans le bilan radiatif de Mars. Absorbant et diffusant dans le visible, absorbant et émettant dans l'infrarouge, elles peuvent occasionner des chutes de température de surface (obstruction du flux solaire) et chauffer les couches de l'atmosphère (émissions IR) de plusieurs dizaines de degrés. La prise en compte des propriétés radiatives des poussières dans les modèles (on parle de poussières « radiativement active ») permet de rendre compte d'une réponse non-linéaire du soulèvement, augmenté par ces effets radiatifs (voir par ex. *Newman et al.*, 2002a,b) et accentuant l'ampleur des tempêtes, qu'elles soient locales ou régionales (*Cantor et al.*, 2001). À noter que la prise en compte des propriétés radiatives des poussières a un effet opposé pour les dust devils qui ont besoin de gradient thermiques verticaux pour subsister. En effet les effets radiatifs tendent à homogénéiser la température le long de la tornade (chauffant en altitude et refroidissant en surface par obstruction du flux solaire) et ainsi à faire disparaître la structure tourbillonnaire (*Newman et al.*, 2002a,b; *Read and Lewis*, 2004).

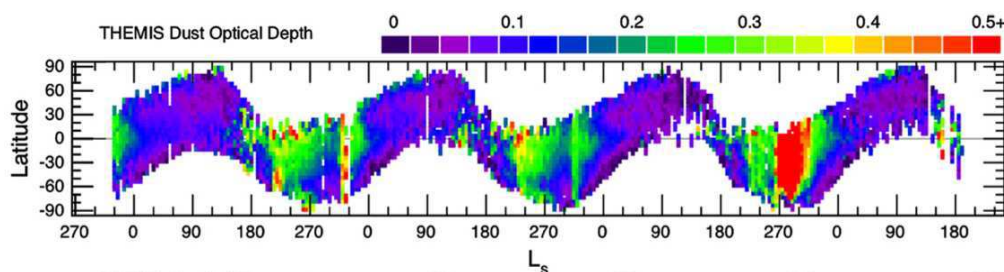


FIGURE I.19 – Variations latitudinales et saisonnières (en fonction de L_s) de la profondeur optique des poussières en infrarouge (*Smith*, 2009). Le premier zéro en abscisse correspond au début de l'année MY26 (Mesures THEMIS, Mars Odyssey).

Les variations saisonnières de la quantité de poussières dans l'atmosphère sont notamment mises en évidence au travers des fluctuations de la profondeur optique (opacité intégrée sur la colonne atmosphérique). L'imageur infrarouge THEMIS notamment (mission Mars Odyssey), a permis le suivi de l'opacité des poussières en IR du début de l'année MY26 à la moitié de l'année MY29 (Figure I.19). L'atmosphère est davantage chargée en poussières au périhélie ($L_s \sim 270^\circ$) qu'à l'aphélie ($L_s \sim 90^\circ$) et ce de façon récurrente sur toutes les années. Une forte augmentation de l'opacité au cours de l'année MY28 dans l'hémisphère sud constitue la signature d'une tempête d'échelle planétaire. Une tempête globale peut injecter dans l'atmosphère une quantité de poussières équivalente au bilan annuel martien moyen (Tempête de 1973, $L_s = 268 - 350^\circ$, *Martin*, 1995). Des variations inter-annuelles se superposent ainsi aux variations saisonnières. L'activité des dust devils est permanente à la surface de Mars mais une plus grande quantité de poussière est soulevée au printemps et été des deux hémisphères (*Whelley and Greeley*, 2008). En outre ces tornades de poussières apporteraient autant de particules dans l'atmosphère que les tempêtes locales et régionales (*Whelley and Greeley*, 2008). Elles seraient ainsi tout autant responsable que les tempêtes des variations de la profondeur optique du manteau poussiéreux martien.

L'augmentation saisonnière de la quantité de poussières dans l'atmosphère s'accompagne d'une variation en altitude du « sommet » de la couche qu'elles constituent. Cette variation peut être étudiée en définissant un niveau de référence correspondant à une opacité donnée, puis à en étudier le déplacement selon la verticale au cours du temps.

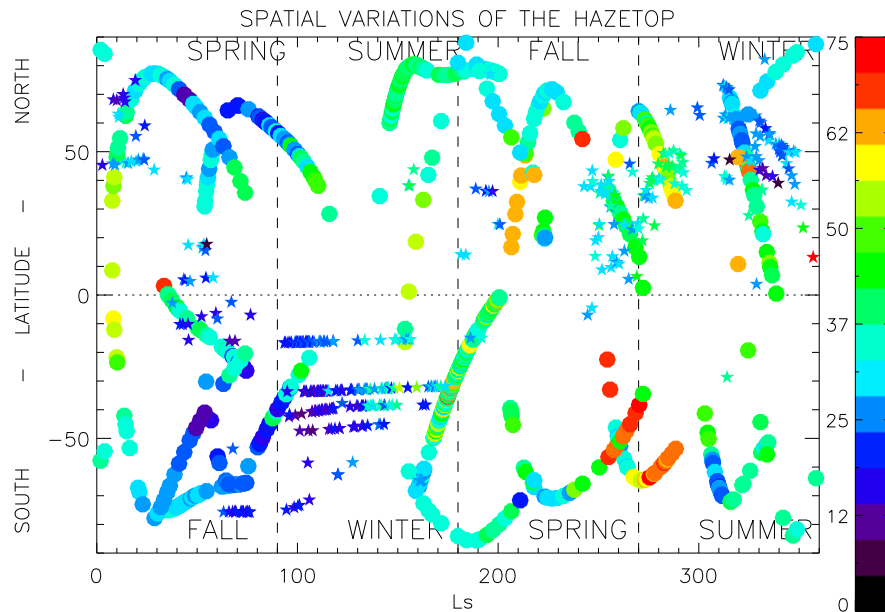


FIGURE I.20 – Altitude (km) de la couche d’aérosols ou brume de poussières (Määttänen *et al.*, 2013). Aux occultations solaires ont été ajoutées les occultations stellaires de (Montmessin *et al.*, 2006b) effectuées avec SPICAM/UV durant l’année MY27 (symboles étoilés sur la figure I.20). Les occultations stellaires permettant davantage d’observations pour une orbite en une seule nuit, le jeu de données est plus dense qu’en occultation solaire. Les deux jeux de données s’accordent bien quant aux variations du « hazetop » (voir corps du texte), tant dans l’espace que dans le temps.

C’est ainsi que Määttänen *et al.* (2013)⁷ ont utilisé un large jeu de données d’occultations solaires effectuées avec le canal UV du spectromètre SPICAM (mission MEx), prolongeant un suivi similaire initié en occultations stellaires par Montmessin *et al.* (2006b). Ils ont mis en évidence les fluctuations du niveau d’opacité de référence pris à $\tau = 1$, où τ est l’opacité intégrée sur une ligne de visée de l’instrument tangente à la surface. Ce niveau, appelé « hazetop » (Jaquin *et al.*, 1986), littéralement « sommet de la brume », est ainsi suivi de l’année MY27 ($L_s = 30^\circ$) au tout début de MY31 ($L_s = 4^\circ$). La Figure I.20 compile l’ensemble des années martiennes étudiées en une, dégagant ainsi une tendance générale périodique du manteau de poussière. Les écarts d’altitudes de la brume de poussières d’une saison à l’autre s’élevant et s’abaissant au fil des saisons chaudes et froides respectivement accompagnent ainsi les variations d’opacités. La tempête de l’année MY28 détectée ici également (à $L_s = 260^\circ$ dans l’hémisphère sud, en rouge) est responsable des plus hautes altitudes de la couche de poussière (~ 70 km). La Figure I.21 montre trois photographies de la caméra MOC (mission MGS) témoignant de l’élévation de la couche de poussière durant la tempête de MY25 (2001) avec une altitude de 60 km atteinte par les poussières contre moins de 20 km en période de calme (Cantor, 2007). Les altitudes de l’ordre de 60-70 km sont typiques de élévations observées au cours des grandes tempêtes passées (Cantor, 2007).

Par dessus cette brume d’aérosols s’élevant depuis la surface peuvent apparaître également des augmentations locales de la densité de poussières, dont les causes ne sont pas encore clairement établies (voir section I.A.5). Des études témoignent d’observations de maxima de poussières très localisés ($\sim 15 - 25$ km Heavens *et al.*, 2011) et observés dans la nuit aux tropiques du printemps et

7. Cet article repose sur un premier travail approfondi réalisé en stage de Master 2 par l’auteur de ce manuscrit, puis prolongé avant le début de la thèse.

de l'été Nord, où l'activité des tempêtes est au plus bas (Cantor *et al.*, 2001, 2006). La Figure I.22 montre la distribution en longitude du maximum en opacité de poussière à une latitude de $\sim 25^\circ\text{N}$ pour $L_s = 88 - 100^\circ$ réalisée à l'aide des données MCS (mission MRO).

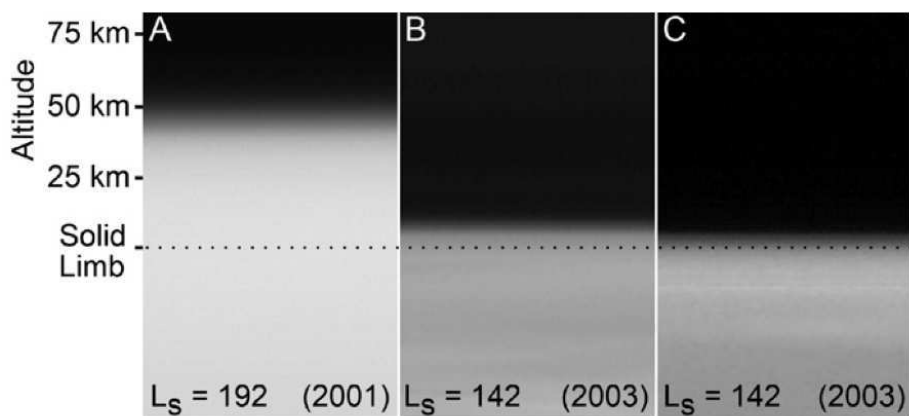


FIGURE I.21 – Sommet de la couche d'aérosols martiens (Cantor, 2007). Photographie de la caméra MOC (mission MGS) prise pendant la tempête de 2001 (MY25) et bien après celle-ci (en 2003).

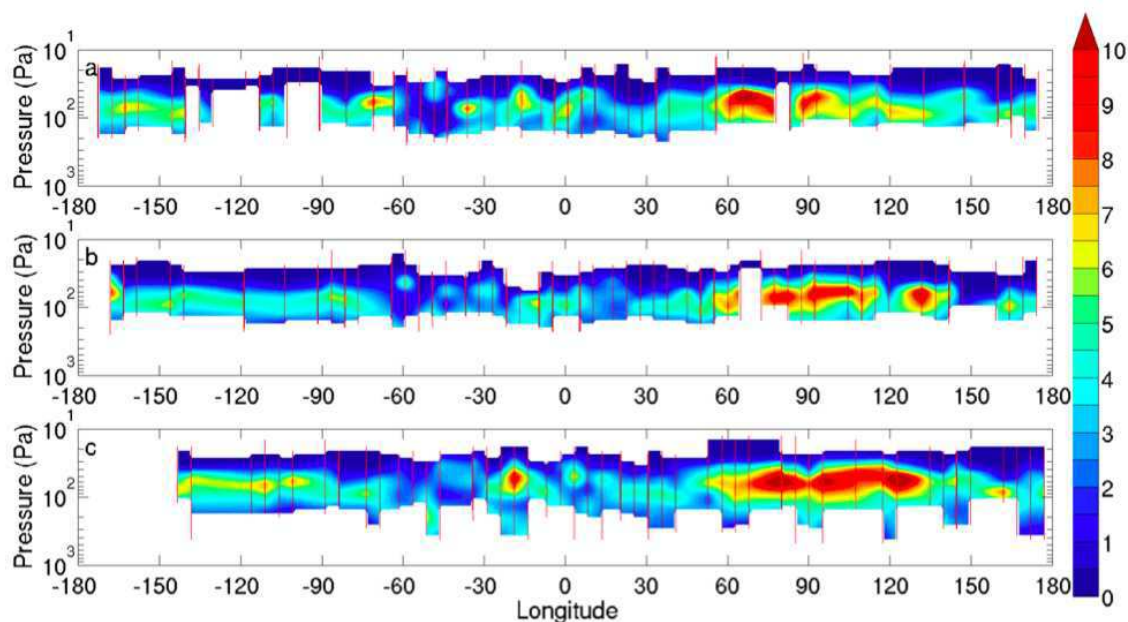


FIGURE I.22 – Opacités des poussières de nuit ($\times 10^4 \text{ m}^2 \text{ kg}^{-1}$), ramenées à une même densité atmosphérique, pour $L_s = 88 - 90^\circ$ (a), $L_s = 78 - 80^\circ$ (b), et $L_s = 98 - 100^\circ$ (c) obtenues à partir de MCS (mission MRO). Des Maxima de poussières sont détectés aux tropiques à des altitudes $\sim 25 \text{ km}$, appelés High-Altitude Tropical Dust Maximum (Heavens *et al.*, 2011)

De tels panaches de poussières, détachés du continuum, peuvent s'observer aussi durant des tempêtes globales Jaquin *et al.* (1986); Clancy *et al.* (2010). Récemment Guzewich *et al.* (2013) ont mis en évidence un second maximum de poussière à des altitudes comprises entre 45 et 60 km à l'aide de l'instrument TES (MGS) et présent durant la journée uniquement.

Plus généralement des couches détachées d'aérosols (poussières ou cristaux) sont caractéristiques du paysage atmosphérique martien. *Määttänen et al.* (2013) ont procédé à une détection systématique de couches détachées d'aérosols (poussières et cristaux de nuages confondus) sur les années MY27 à MY 30. A la manière de la brume de poussières retrouvant d'année en année des altitudes similaires dans une région donnée, les couches détachées d'aérosols sont observées de façon récurrente à des altitudes environ similaires (*Määttänen et al.*, 2013), les plus élevées se formant lorsque Mars est au plus proche du Soleil ($L_s = 180 - 360^\circ$) dans les deux hémisphères. Les records sont observés durant la tempête de poussière globale de l'année MY28 avec des altitudes dépassant les 80 km dans les deux hémisphères. Le jeu de données ne permet pas de distinguer entre nuages et couche de poussières mais une augmentation de la taille des particules au sein d'une couche détachée, comme observé dans certaines de ces structures (*Rannou et al.*, 2006; *Montmessin et al.*, 2006b; *Määttänen et al.*, 2013), suggérerait un nuage de cristaux. En effet ceux-ci ne peuvent a priori se former que par nucléation hétérogène, la glace recouvrant des particules minérales préexistantes servant ainsi de substrat (voir chapitre II). Cependant, à la lumière des récentes détections de panaches de poussières (*Heavens et al.*, 2011; *Guzewich et al.*, 2013) il est tout à fait possible qu'une couche détachée d'aérosols interprétée comme un nuage soit en réalité une couche de poussière. Ces dernières, appelées aussi des « yellow clouds » (*McKim*, 1996), pourraient être très communes sur Mars. La climatologie de la poussière sur cette planète s'accompagne aussi de contraintes apportées sur les tailles moyennes des poussières, par les observations et les modèles, et que nous présenterons en section I.C.2.

I.A.5 Eléments d'explication aux panaches de poussières

Une vision plus détaillée de la circulation moyenne permet d'apporter des premiers éléments d'explications à l'origine des couches détachées de poussière.

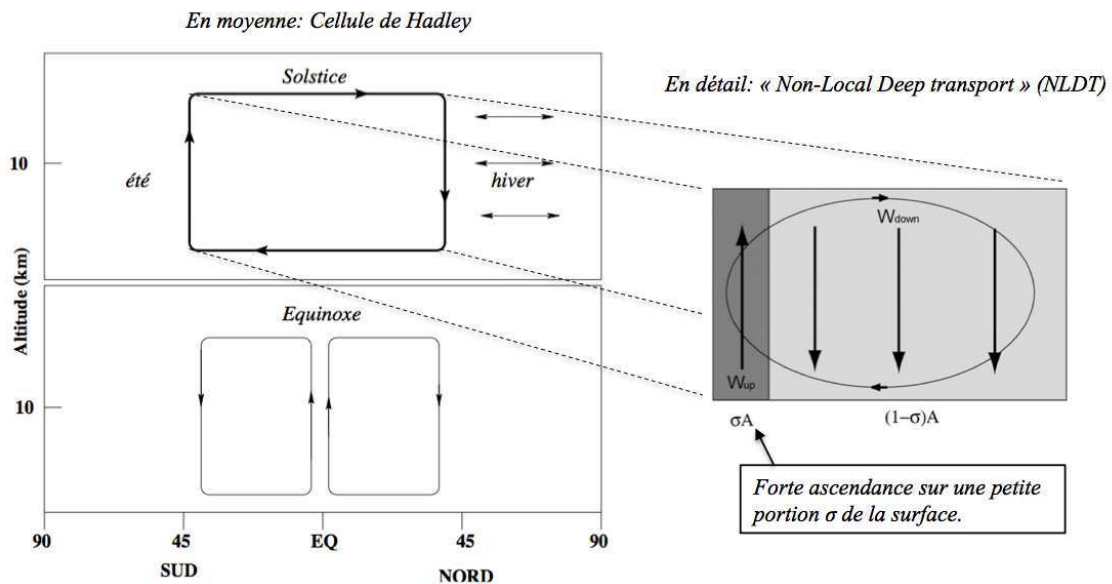


FIGURE I.23 – La cellule de Hadley déconstruite en ascendance et subsidence verticales réparties de façon asymétrique sur la surface. Cette description permettrait d'expliquer les couches de poussières détachées observées sur Mars (Combinaison de schémas extraits de *Montmessin (2002)* pour les cellules de Hadley et de *Rafkin (2012)* pour le schéma des branches ascendantes/descendants localisées).

La branche ascendante de la cellule de Hadley pourrait être mieux décrite comme étant le résultat net d'une région de fortes ascendances verticales localisées et d'une zone de subsidence plus étalée à la surface, comme le souligne *Rafkin* (2012) et l'illustre la figure I.23. Cette étude suggère qu'à la façon des tours convectives nuageuses sur Terre, un schéma de transport dit NLDT (pour *Non Local Deep Transport*) permettrait d'expliquer l'influx important et localisé de poussières à des altitudes autour de plusieurs dizaines de km. Le transport vertical violent de particules se ferait alors sans mélange avec l'environnement adjacent, entre point de départ (surface) et d'arrivée. Les couches sont alors « détachées » du continuum de poussière qui s'élève depuis la surface. Les tempêtes de poussières ne permettent pas d'expliquer à elles seules les couches détachées observées (*Heavens et al.*, 2011). La circulation générale atmosphérique expliquerait quant à elle l'étalement horizontal des poussières, qui s'éloigneraient ainsi de leur zone d'insertion rapide et violente dans l'atmosphère, formant des couches de poussières, et alimentant éventuellement des tempêtes locales ou régionales (*Spiga et al.*, 2013). Le chauffage par effet radiatif des poussières jouerait dans ce processus un rôle essentiel, permettant l'influx de poussière en altitude sous forme de *Rocket Dust Storm* (comme décrites dans *Spiga et al.*, 2013).

I.A.6 Cycle de l'eau

Le cycle de vapeur d'eau fait état de caractéristiques mises en évidence par des observations en infrarouge (notamment à l'aide de TES/MGS et PFS/Mex, voir respectivement *Smith*, 2004; *Fouchet et al.*, 2007). Il existe des maxima de vapeur d'eau au niveau de Tharsis et Arabia Terra : les hauts plateaux entre Chryse et Isidis Planitia (cf. carte I.6). Ils sont contrôlés par la dynamique atmosphérique. Le printemps de l'hémisphère Nord voit l'augmentation de vapeur d'eau au dessus de la calotte polaire permanente (voir aussi section I.B), due à l'évaporation de la calotte saisonnière aux plus basses latitudes polaires. Cet effet saisonnier est observé au sud également, en plus faible quantité. En outre le cycle de l'eau ferait aussi intervenir des mécanismes de confinement proche de la surface mettant en jeu des échanges entre le régolite (où la vapeur d'eau est adsorbée) et l'atmosphère; des observations permettent d'abonder en ce sens (*Fouchet et al.*, 2007). Le niveau de saturation de l'eau (où la formation des nuages de cristaux d'eau est attendue) est proche de la surface à l'aphélie ($\sim 5-15$ km) et à plus haute altitude au périhélie ($\lesssim 55$ km) (*Maltagliati et al.*, 2011a). La vapeur d'eau sur Mars se condense au niveau des calottes polaires sous forme de glace et sous forme de cristaux dans l'atmosphère. Les trainées bleutées visibles au-dessus du paysage dessiné par les sillons de dust devils (Figure I.16) sont possiblement des manifestations de telles formations nuageuses. Les nuages de cristaux d'eau sont observés depuis longtemps à des altitudes de l'ordre de la dizaine de kilomètres. Un exemple de détection récente de ces nuages depuis la surface avec le lidar de Phoenix a montré une structure caractéristique de cirrus sur Terre où des virga⁸ se forment du fait de la sédimentation du nuage (Figure I.24), avant évaporation de celui-ci dans les couches plus basses de l'atmosphère (*Whiteway et al.*, 2009).

Deux grandes tendances se dégagent d'année en année dans la répartition des nuages d'eau dans l'atmosphère de Mars : les nuages se formant au dessus des calottes polaires vers la fin de l'automne et demeurant pendant l'hiver, ainsi que ceux prenant part dans la circulation de la cellule de Hadley, ascendante au printemps et en été septentrional, de même au printemps australe, et descendante en automne et en hiver. Une forte abondance des nuages de glace d'eau est vue dans la partie ascendante de la cellule de Hadley, moins de nuages apparaissant au niveau de l'équateur (*Clancy et al.*, 1996; *Tamppari et al.*, 2000, 2003). Des nuages de glace d'eau se trouvent également à flanc de montagnes, comme Olympus Mons, les volcans de Tharsis ou Elysium Mons (*Tamppari et al.*, 2000; *Machtoub*, 2012) (Figure I.25).

8. Le terme *virga* désigne une forme de précipitation n'atteignant pas le sol. Les particules de la phase condensée s'évaporent au cours de leur chute dans l'air sous-saturé, sous le nuage.

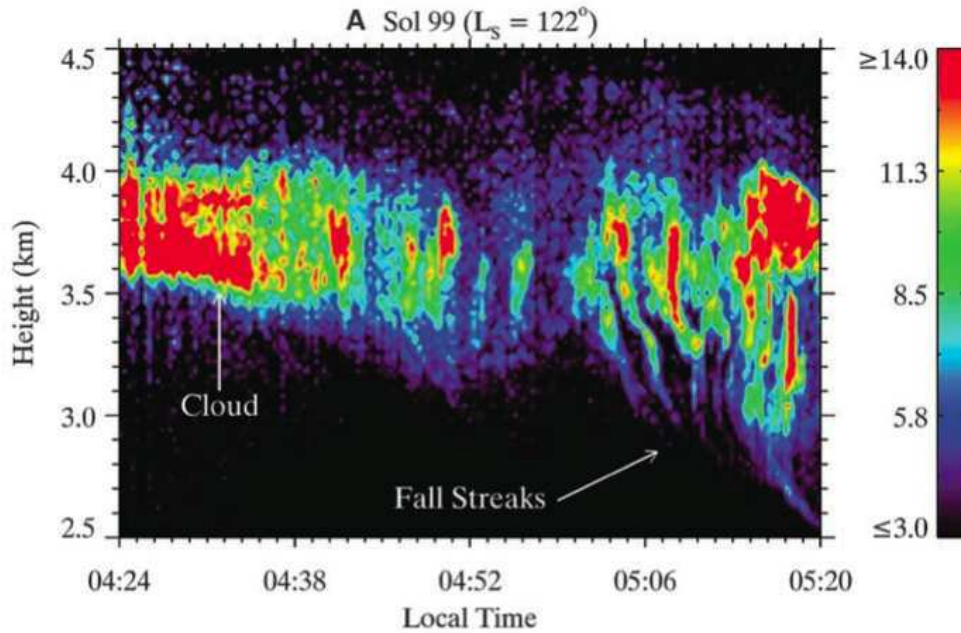


FIGURE I.24 – Détection de nuages de cristaux d'eau par lidar (Whiteway et al., 2009). Signal lidar réfléchi par le nuage (coefficient de rétrodiffusion $\times 10^6 \text{ m}^{-1} \text{ sr}^{-1}$). On remarque, après 5 h du matin, des précipitations (virga) dues à la sédimentation de cristaux. Observation du lander Phoenix ($68^\circ 22' \text{N}$).

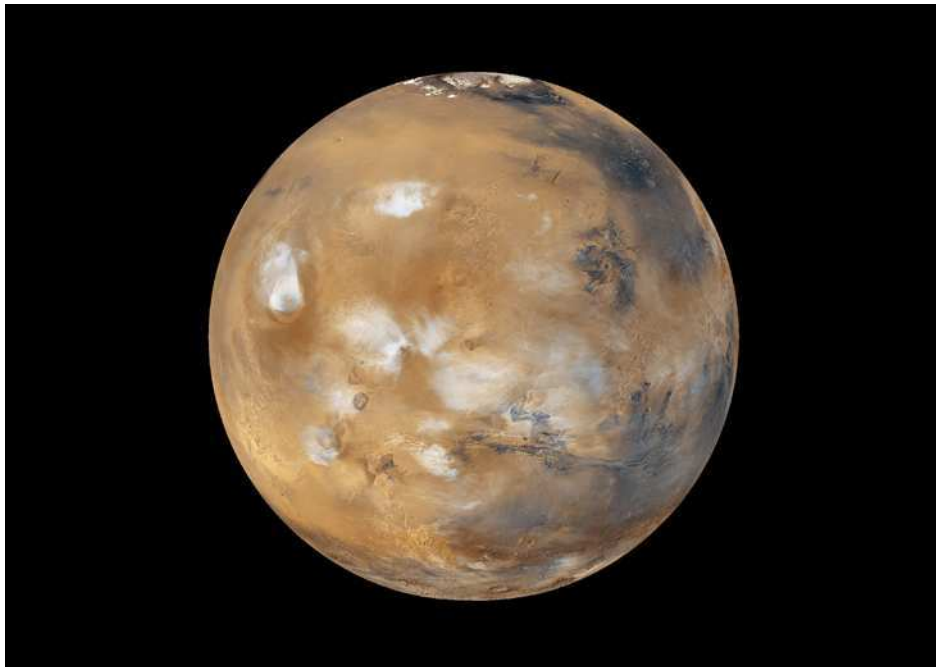


FIGURE I.25 – Mars et ses nuages photographiés par MOC/MGS. Des nuages blancs de cristaux d'eau apparaissent sur les flancs des volcans (à gauche), à droite des trainées bleutées, correspondant à des particules inférieures à $\lesssim 100 \text{ nm}$, pourraient être des nuages mésosphériques, d'eau ou de CO_2 (voir section I.B.2). (Source : NASA/JPL/Malin Space Science Systems.)

Dans son ensemble le cycle de l'eau fait intervenir un transport d'un hémisphère à l'autre, tant sous forme de vapeur que sous forme de cristaux comme le reproduisent bien les modèles GCM, complétés d'une microphysique des nuages d'eau (*Montmessin et al.*, 2004). Les nuages peuvent être transportés sur des longues distances (~ 1000 km) autour des solstices ($L_s = 90^\circ$ et $L_s = 270^\circ$) de l'hémisphère d'été à l'hémisphère d'hiver, suivant la circulation moyenne (Figure I.18, haut). Ces nuages représenteraient au maximum $\sim 10\%$ de la quantité d'eau présente dans l'atmosphère (*Montmessin et al.*, 2004). A la manière de la poussière martienne les nuages de cristaux d'eau jouent un rôle décisif dans le bilan radiatif de la planète. *Madeleine et al.* (2012) ont montré que ces nuages, lorsque rendus radiativement actifs dans un modèle GCM, modifiaient profondément la structure thermique de l'atmosphère, et donc la circulation. Ils permettent de mieux reproduire les températures, dans leurs zones de formations privilégiées, et notamment à l'aphélie dans le printemps/été de l'hémisphère nord, où des écarts de 10 K seraient autrement observés entre modèle et observations.

Un couplage existe entre le cycle des poussières et le cycle de l'eau puisque ces premières servent de substrat pour la nucléation hétérogène. *Michelangeli et al.* (1993) ont montré que la condensation de l'eau sur les poussières pouvaient empêcher celles-ci de s'élever à de plus hautes altitudes, offrant ainsi un plafond à l'extension verticale de la couche de poussière aux endroits où se forment les nuages. De récentes observations en occultation solaire (*Maltaqliati et al.*, 2013) montrent une

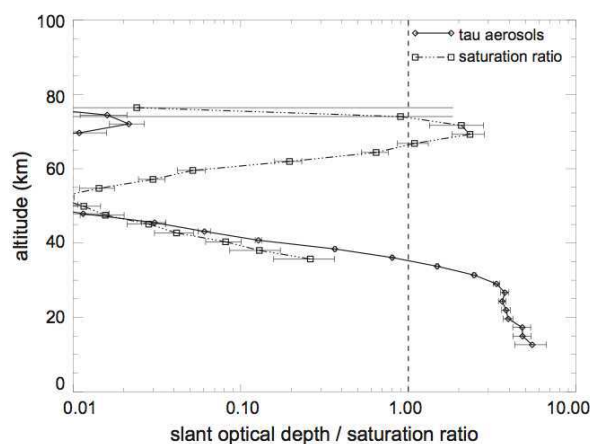


FIGURE I.26 – Détection simultanée d'une couche d'aérosol (un nuage d'eau ?) et d'une couche sursaturée en vapeur d'eau (*Maltaqliati et al.*, 2011b). L'axe des abscisses représente en même temps l'opacité intégrée sur la ligne de visée, et le rapport de saturation S . Observation en occultation solaire avec SPICAM/IR (*Mars Express*).

interaction complexe entre vapeur d'eau et poussières, avec un comportement demeurant « synchronisé » entre les deux quantités, montrant que des interactions réciproques restant à comprendre sont à l'oeuvre. Des couches de vapeur sont souvent observées avec des couches détachées d'aérosols. La dernière découverte venant bouleverser la représentation du cycle de l'eau martien, telle que rendue par les modèles de circulation générale contraints par les observations, est la détection de grandes poches de sursaturations en vapeur d'eau ($S \sim 10$, *Maltaqliati et al.*, 2011b), entre 25 et 55 km d'altitudes environ. Une observation, première du genre, a été rapportée montrant la conjonction d'une sursaturation ($S \sim 2$) et d'une couche d'aérosols qui pourrait être un nuage de cristaux d'eau, se trouvant à ~ 70 km d'altitudes (Figure I.26). Cette observation serait donc en ligne avec l'observation du spectro-imageur infrarouge OMEGA d'un nuage d'eau s'élevant à de telles altitudes (*Vincendon et al.*, 2011).

I.B Cycle du CO₂

Le cycle du dioxyde de carbone sur Mars fait intervenir une catégorie singulière de nuages dans le système solaire : des nuages formés à partir du composant atmosphérique majoritaire. Les nuages de CO₂ se démarquent en effet des nuages de cristaux d'eau sur Mars, et des nuages terrestres, qui résultent de la condensation du gaz trace (d'abondance inférieure à 1%) dans une atmosphère constituant un milieu inerte en terme de condensation. Mars demeure la seule planète tellurique connue aujourd'hui où la formation de nuages ou de calottes de glace à partir du composant majoritaire a été observée⁹.

I.B.1 Calottes polaires et nuages troposphériques

Le phénomène de condensation et de sublimation des calottes polaires a été mis en évidence par les travaux de *Leighton and Murray* (1966). A la manière de l'eau, la vapeur de CO₂ se condense aux pôles mais de façon bien plus conséquente, occasionnant des variations importantes des pressions de surface allant jusqu'à 30% comme évoqué précédemment (Figure I.11). La condensation massive de l'atmosphère aux pôles est également observée par un enrichissement relatif des espèces non-condensables, dont celui de l'Argon qui a été mesuré à 25% (pour le pôle sud voir *Sprague et al.*, 2007). Deux parties sont à distinguer sur les calottes polaires :

- la partie saisonnière (couche supérieure) participant aux cycles saisonniers d'eau et de CO₂
- la partie résiduelle ou permanente.

La calotte polaire nord saisonnière est composée d'eau et de CO₂ (*Schmitt et al.*, 2006) alors que la calotte saisonnière sud est essentiellement composée de CO₂ (*Langevin et al.*, 2007). La partie supérieure de la calotte polaire nord permanente est composée d'eau glacée alors que celle de l'hémisphère sud consiste en de la glace de CO₂ (*Kieffer*, 1979). Ainsi la totalité du CO₂ de la calotte nord s'évapore chaque année (pour rappel, voir Figure I.12). Le radar MARSIS, à bord de Mars Express, a produit des données permettant cependant d'affirmer que les parties résiduelles plus profondes de la calotte Nord (*Picardi et al.*, 2005) et de la calotte Sud (*Plaut et al.*, 2007) sont exclusivement composées de glace d'eau pure de trois à quatre kilomètres d'épaisseur.

Une partie de l'atmosphère se condense aux pôles également sous forme de nuages, dans la nuit polaire des deux hémisphères (Figure I.27). Des cristaux ont été détectés dans la troposphère à des altitudes inférieures à 30 km grâce à des retours d'écho de l'altimètre laser MOLA (*Pettengill and Ford*, 2000; *Ivanov and Muhleman*, 2001; *Neumann et al.*, 2003; *Hu et al.*, 2012). Des relevés de températures ou encore la modélisation de profils de brillance (voir par ex. *Hayne et al.*, 2012, avec MCS en limbe) permettent d'inférer la nature (eau ou CO₂) des cristaux.

Des travaux de modélisation, contraints par les observations MOLA, suggèrent deux modes de formation pour ces nuages (non-exclusifs) que rappelle la figure I.28. Les nuages polaires ont été modélisés comme des nuages orographiques (*Tobie et al.*, 2003), permettant de reproduire des structures observées par MOLA où les cristaux s'échelonnent comme illustré sur la Figure I.28 (à droite) du fait de la sédimentation : dans leur chute les cristaux sont aussi poussés par les vents horizontaux et passent d'une poche sursaturée à une poche sous-saturée où ils s'évaporent. Une alternative a été de les décrire comme des nuages convectifs (*Colaprete et al.*, 2003, 2008) où la chaleur latente libérée pendant la condensation nourrirait de fortes ascensions verticales (partie gauche de la Figure I.28). *Colaprete et al.* (2008) ont modélisé des tailles de cristaux entre 30 et 80 μm et *Tobie et al.* (2003) un rayon maximum compris entre 60-180 μm en fonction des hypothèses sur les vents et le nombre de poussières. Récemment, *Hu et al.* (2012) ont combiné des observations de profils de températures sursaturés obtenus par l'instrument Radio Science (MGS) avec des détections concomitantes

9. Sur Triton, satellite de Neptune, la formation de cristaux à partir du composant majoritaire (N₂) a été rapportée (*Pollack et al.*, 1990). Celle-ci se déroule dans une atmosphère très raréfiée (*Elliot et al.*, 1998).

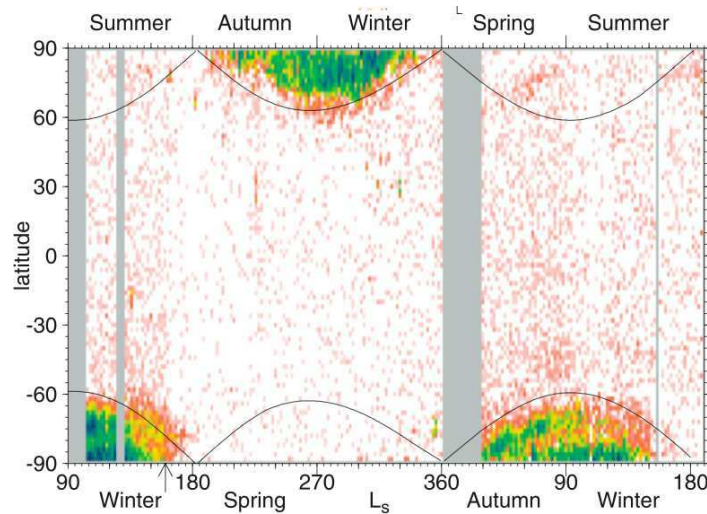


FIGURE I.27 – Cartographie des détections (par altimétrie laser) de nuages polaires (eau et CO₂) selon la latitude et la longitude solaire (Neumann et al., 2003). L'échelle de couleur, du rouge au bleu, correspond à un pourcentage croissant de retour d'échos par des nuages troposphériques (voir l'article de la référence pour détails).

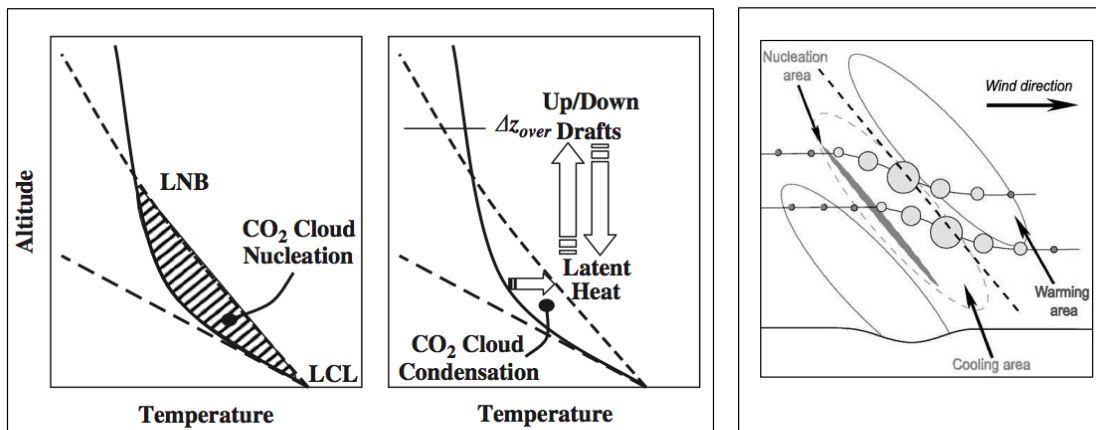


FIGURE I.28 – Deux modes de formation différents (mais non exclusifs) pour les nuages polaires de CO₂. Un mode conjuguant l'effet d'ondes orographiques et des vents (à droite, schéma extrait de Tobie et al., 2003) et un mode privilégiant le potentiel convectif des nuages, à la manière des cumulus/cumulonimbus terrestres (à gauche, schémas extrait de Colaprete et al., 2008). Le schéma de gauche indique l'altitude minimale où la condensation peut déclencher une ascension de parcelle d'air (niveau LCL, pour Lifting Condensation Level) et celle où l'ascension de la parcelle doit en théorie cesser (niveau LNB, pour Level of Neutral Buoyancy), à l'endroit où l'adiabatique humide suivie par la parcelle rejoint le profil de température d'environnement. Mais des vitesses verticales peuvent entraîner des overshoot d'une hauteur Δz_{over} .

d'échos MOLA (datant de 1999). Ils ont mis en évidence des cristaux dont le rayon effectif se situe entre 8 et 22 μm dans l'hémisphère nord, et entre 4 et 13 μm dans l'hémisphère sud. Ces tailles de cristaux ont été évaluées au sommet des nuages et de plus grandes particules pourraient se trouver en dessous. Hayne et al. (2012) ont justement estimé des rayons effectifs allant de 1 à 100 microns à l'aide de profils en limbe MCS permettant de sonder l'ensemble de la colonne atmosphérique avec

des extensions de nuages jusqu'à ~ 30 km. Au dessus de cette altitude les profils de températures ne sont effectivement plus sursaturés. Une étude de modélisation récente (*Kuroda et al.*, 2013) prédit que ces nuages seraient responsables à 50% de la formation de la calotte résiduelle chaque année, les 50% restant provenant d'une condensation directe à la surface. La neige formée en dessous de ~ 20 km atteindrait la surface.

Enfin, *Hu et al.* (2012) ont relevé des rapport de saturation moyens $S = 1,25 - 1,3$ et des valeurs maximales de 2 et 2,2 ont été mesurées. *Hayne et al.* (2012) quant à eux montrent des profils de températures indiquant des écarts à la température de condensation de CO₂ jusqu'à 5 K autour de 5 km, ce qui équivaut à des rapport de sursaturations allant jusqu'à $S \sim 2$ en supposant une fraction molaire en CO₂ de 95%. Vers 1 km le rapport de saturation monte jusqu'à ~ 3 pour deux cas. Nous verrons dans la suite que dans la mésosphère les rapports de saturation mesurés sont bien plus importants.

I.B.2 Nuages mésosphériques

La mésosphère martienne peut être définie comme la couche de transition ($\sim 40-120$ km) entre la troposphère (en-dessous) où l'équilibre radiatif-convectif domine et la thermosphère (au-dessus) où la température augmente avec l'altitude. Dans la mésosphère le profil de température s'infléchit du fait de l'absorption par le CO₂ gazeux, dans le proche infra-rouge, des photons solaires incidents (voir par ex. *López-Valverde et al.*, 2011)).

C'est dans cette partie de l'atmosphère martienne que la première identification spectrale d'un nuage de CO₂ a été faite (avec OMEGA/MEEx) à l'aide du pic d'émission à $4,26 \mu\text{m}$ provoqué par la diffusion résonante de photons solaire sur les cristaux (*Montmessin et al.*, 2007). *Herr and Pimentel* (1970) furent les premiers à avancer une détection avérée de tels nuages avec une détection spectroscopique à $4,3 \mu\text{m}$ des missions Mariner 6/7. Cette observation fut très certainement due à la fluorescence du CO₂ déjà observée depuis à cette longueur d'onde (*Lellouch et al.*, 2000; *Drossart et al.*, 2006) et modélisée aujourd'hui (*López-Valverde et al.*, 2005). En outre, l'altitude du pic d'émission (25 ± 7 km) était trop faible pour que la condensation du CO₂ ait vraiment pu avoir lieu compte tenu des températures à ces altitudes. *Clancy and Sandor* (1998) combinèrent l'étude de *Herr and Pimentel* (1970), leurs mesures de températures en sub-millimétrique depuis la Terre et les observations du lander Mars Pathfinder (*Smith et al.*, 1997) pour affirmer que la formation de nuages de CO₂ dans la mésosphère devait être récurrente et qu'ainsi, la photographie avant le lever du soleil d'un nuage bleuté dans le ciel martien par le lander (Figure I.29) était sans doute celle d'un nuage mésosphérique de CO₂ réfléchissant la lumière du soleil encore sous l'horizon. Une estimation de la taille des cristaux permettant d'expliquer l'opacité du nuage observé ($\sim 0,1$ à 480 nm), a donné une fourchette de rayons effectifs allant de 100 à 300 nm. Par la suite *Clancy et al.* (2003, 2007) entreprirent les premières détections systématiques de nuages mésosphériques en utilisant le spectro-imageur infrarouge TES (Thermal Emission Spectrometer) sur la mission MGS. Depuis lors certains nuages mésosphériques ont clairement été identifiés comme des nuages de CO₂ par spectroscopie (Figure I.30) à l'aide des instruments OMEGA (*Montmessin et al.*, 2007; *Scholten et al.*, 2010; *Määttänen et al.*, 2010; *Vincendon et al.*, 2011) et CRISM (*Vincendon et al.*, 2011), tandis que d'autres formations nuageuses demeurent ambiguës quant à la nature de leurs cristaux (*Clancy et al.*, 2003, 2007; *McConnochie et al.*, 2010). En effet *Vincendon et al.* (2011) ont clairement identifié un nuage composé de cristaux d'eau à une altitude atteignant 70 km, avec OMEGA.

Les nuages de CO₂ mésosphériques peuvent être divisés en deux catégories. Les nuages équatoriaux (entre -20°N et $+20^\circ\text{N}$) sont observés durant la journée dans les deux hémisphères à des altitudes $\sim 60-85$ km avec une taille de particules (r_{eff}) $0,5-3 \mu\text{m}$ et des opacités allant jusqu'à $0,5$

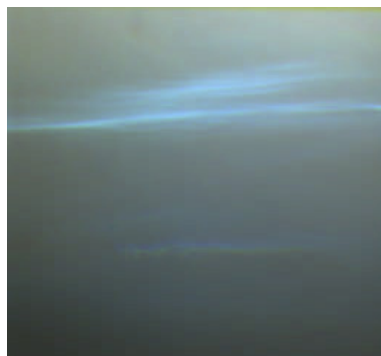


FIGURE I.29 – Photographie d'un nuage (de CO₂ ?) dans le ciel martien par le lander Mars Pathfinder (Smith et al., 1997). Observation réalisée le 18 août 1997 (MY23, $L_s = 166^\circ$), peu avant le lever du Soleil (de 100 à 35 min avant). L'altitude est estimée entre 70 et 80 km (Clancy and Sandor, 1998). Source : NASA.

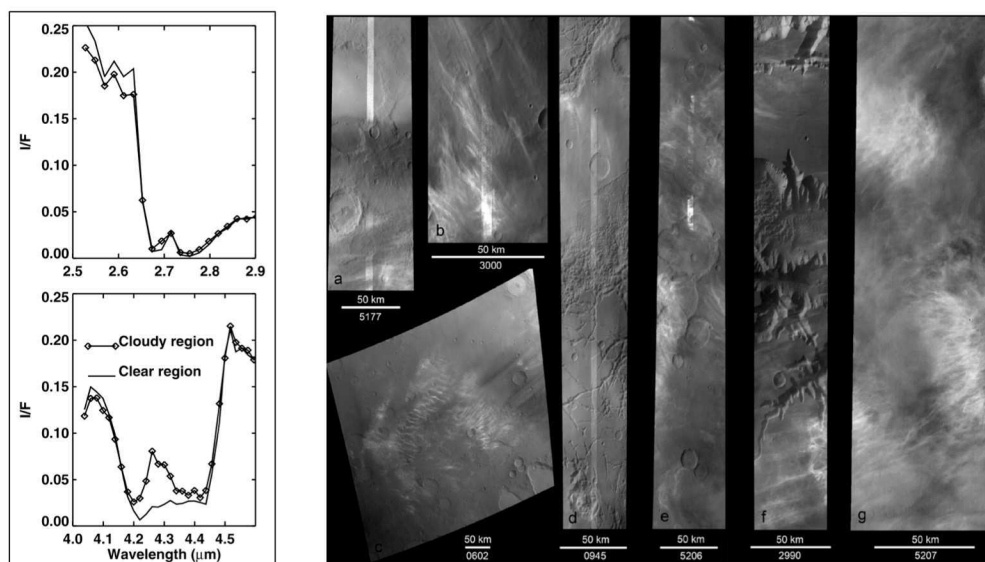


FIGURE I.30 – Nuages observés par HRSC (Mex) et identifiés comme étant des nuages de CO₂ (Määttänen et al., 2010) à l'aide de OMEGA, grâce à une signature spectrale à 4,26 μm (Montmessin et al., 2007). On distingue principalement des structures cirriformes (voir aussi plus bas au sujet des morphologies de nuages, et notamment Figure I.34).

au maximum¹⁰(Figure I.31). Quelques nuages de CO₂ ont été détectés aux moyennes latitudes également (Määttänen et al., 2010).

Un autre type de nuage concerne quatre détections effectuées durant la nuit à des altitudes ~ 90 -100 km (Montmessin et al., 2006a) et à des latitudes de -30°N et -15°N . Les tailles des cristaux sont de l'ordre de 100 nm. La nature (CO₂) de ces cristaux a été établie du fait des profils de température sursaturés en CO₂ (Figure I.32). Ces couches détachées se trouvant en dessous des poches d'air sursaturées, Vincendon et al. (2011) ont suggéré que ces nuages pouvaient être tout

10. L'étude de McConnochie et al. (2010) montre par ailleurs des détections de nuages mésosphériques à des altitudes descendant jusqu'à 45 km aux moyennes latitudes nord pour des longitudes solaires $L_s = 200 - 300^\circ$. La composition des cristaux demeure cependant indéterminée.

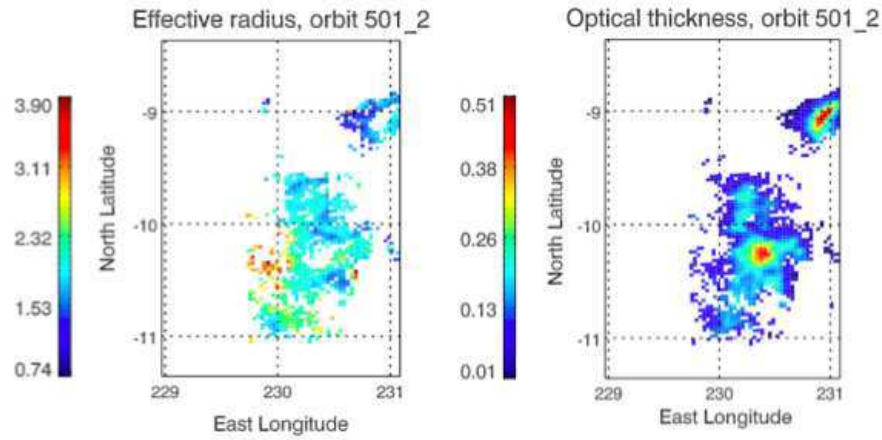


FIGURE I.31 – L'une des deux seules cartographies de nuage mésosphérique de CO₂, à 80 km d'altitude, montrant selon la latitude et la longitude la variation spatiale (à gauche) du rayon effectif des cristaux (r_{eff} , en μm) dans le nuage et (à droite) de l'opacité à 1 μm (échelles de couleurs). (extrait de Määttänen et al., 2010)

aussi bien composés de cristaux d'eau. Etant donné le caractère singulier de ces formations nocturnes nous les considérerons de fait comme de potentiels nuages de CO₂, pour nos simulations.

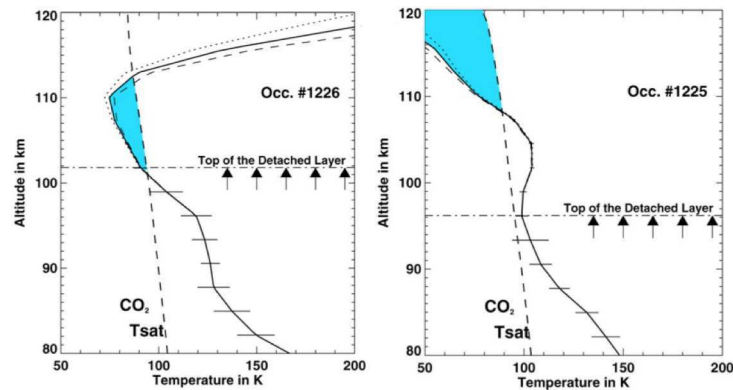


FIGURE I.32 – Profils de température obtenus par occultations stellaires en UV (SPICAM/ME_x) et montrant des poches sursaturées en CO₂ au dessus de couches d'aérosols dont l'altitude est reportée ici (Montmessin et al., 2006a). Les tirets indiquent le point de condensation du CO₂.

Il existe des saisons privilégiées pour l'observation des nuages mésosphériques diurnes ($L_s = 0-60^\circ$ et $L_s = 100 - 150^\circ$) et les observations ne sont pas réparties de façon homogène en longitude (principalement entre -120°E et 30°E). Les nuages nocturnes ont quant à eux été observés à $L_s=134-137^\circ$. La Figure I.33 résume l'état actuel des observations des nuages mésosphériques par différents instruments en orbite.

La morphologie des nuages de CO₂ observés suggère une structure de type cirrus ou cumulus. Montmessin et al. (2007) a l'origine de la première identification spectrale observant des structures convectives. Määttänen et al. (2010) qui ont compilé une climatologie sur trois années martiennes de ces nuages ont observé des structures plus contrastées en combinant des observations OMEGA et HRSC. Dans $\sim 15\%$ des cas observés par OMEGA des structures cumuliformes se dégagent,

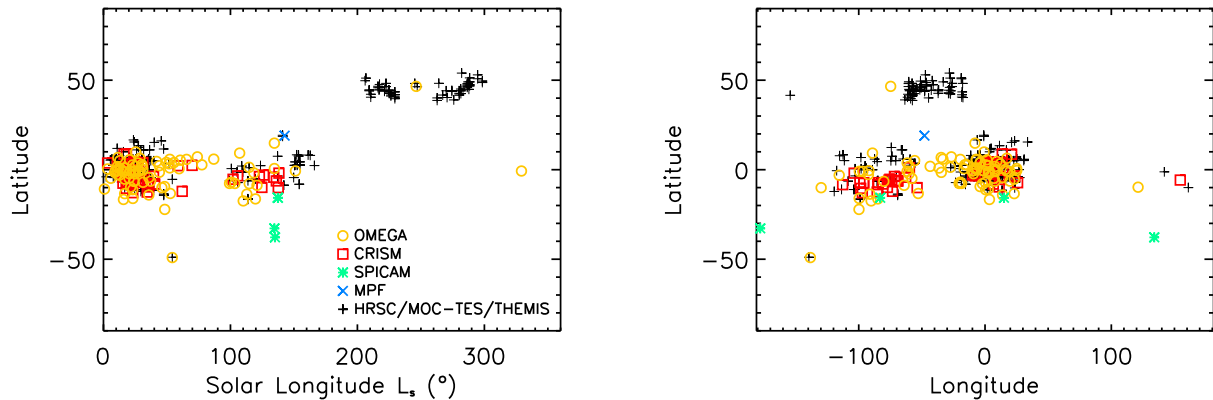


FIGURE I.33 – Cartographies des nuages mésosphériques. Les symboles de couleur renvoient aux détections de nuages de CO₂ par OMEGA (cercles), CRISM (carrés), et SPICAM (astérisques). Les observations THEMIS, MOC-TES et HRSC sont réunies sous un même symbole (croix noire), ne pouvant trancher quant à la nature des cristaux. L’observation du nuage bleuté depuis le sol du lander Mars Pathfinder (MPF) est également indiquée (croix bleue).

dans les autres cas il s’agit de structures filamenteuses ou indéterminées (l’image ne permettant pas de conclure). Les structures vues par HRSC sont pour la plupart de type cirrus. *Määttänen et al.* (2010) se sont intéressés à la possible nature convective des nuages en estimant l’énergie potentielle convective ou CAPE (pour *Convective Available Potential Energy*). Celle-ci quantifie l’énergie cinétique maximale que peut acquérir une parcelle d’air plus chaude que son environnement (*Holton*, 1992). Des analyses en ordres de grandeur ont ainsi montré que les structures cumuliformes observées, si effectivement convectives, devraient être le résultat de plusieurs ascensions verticales d’échelles inférieures à l’extension horizontale de chaque nuage (avec des vitesses $\sim 10 \text{ m s}^{-1}$).

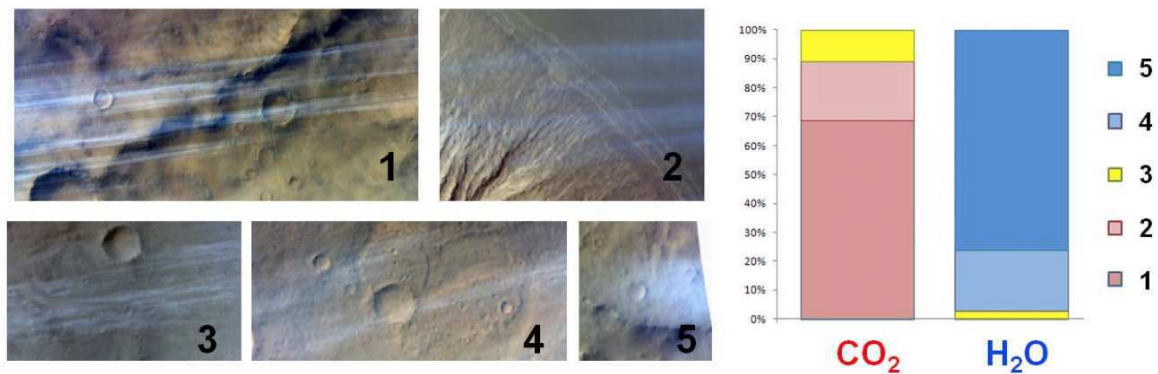


FIGURE I.34 – Comment classer les nuages d’eau et de CO₂ observés par CRISM? Proposition de cinq catégories de morphologies apparentes par *Vincendon et al.* (2011) : filaments droits et nets (1), filaments estompés (2), filaments ondulés (3), filaments diffus et très étirés (4), et formations ronde et diffuse (5). Les nuages de CO₂ appartiennent essentiellement aux catégories (1) et (2). Les nuages d’eau essentiellement aux catégories (4) et (5). Tous les nuages observés, notamment les nuages d’eau, ne sont pas nécessairement dans la mésosphère.

Vincendon et al. (2011) ont observé des structures essentiellement de type cirrus en bénéficiant de la meilleure résolution spatiale de l'instrument CRISM (20 mètres) par rapport à celle de l'instrument OMEGA (de 300 à 5000 mètres). Une classification des morphologies apparentes de nuages observés par CRISM a été proposée par *Vincendon et al.* (2011) ; elle est résumée par la figure I.34.

La modélisation des nuages de CO₂ mésosphériques demeure incomplète après les tout premiers travaux en la matière présentés par *Colaprete et al.* (2008) qui ont couplé un schéma de microphysique à un GCM martien (de NASA Ames, *Haberle et al.*, 1993) et modélisé ces nuages comme des formations de type convectives, utilisant le CAPE défini précédemment. Les répartitions saisonnières et spatiales ne correspondent pas aux observations (*González-Galindo et al.*, 2011), malgré des opacités concordantes toutefois ($\sim 0.02 - 0.1$). Les tailles de cristaux de 1 à 10 μm demeurent proches mais plus élevées que les valeurs observées (*Montmessin et al.*, 2007; *Määttänen et al.*, 2010; *Vincendon et al.*, 2011). En outre les résultats de modélisation situent bien ces nuages entre 0.03 mbar (~ 60 km) et 0.01 mbar (~ 70 km) mais le modèle, plafonné à 80 km, ne permet pas de s'intéresser aux nuages plus élevés ($\sim 80 - 100$ km). Les nuages mésosphériques présentant des contraintes observationnelles beaucoup plus fortes que les nuages polaires (observations directes avec tailles précises de cristaux et opacités), la microphysique des nuages de CO₂ sur Mars doit s'employer à expliquer ces formations nuageuses, afin de mieux contraindre la formation des nuages polaires de CO₂ dans un second temps.

Pour finir, nous rappellerons que l'on prête aux nuages mésosphériques martiens des analogues terrestres (voir *Määttänen et al.*, 2012; *Määttänen et al.*, 2013) : les nuages mésosphériques polaires composés de cristaux d'eau, souvent désignés par l'acronyme PMC (*Polar Mesospheric Clouds* en anglais). Ils ont été abondamment observés et caractérisés (*Pérot et al.*, 2010; *Chandran et al.*, 2012), ainsi que modélisés (*Rapp and Thomas*, 2006; *Chandran et al.*, 2012). Ces nuages, aussi connus sous le nom de nuages noctulescents (voir exemple sur la Figure I.35 à gauche), sont composés de cristaux de tailles 50-80 nm, et leur formation s'observe au niveau des pôles en été (et de façon exceptionnelle aux moyennes latitudes).

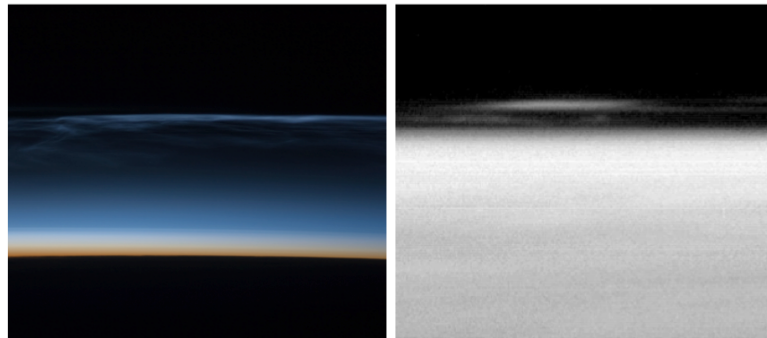


FIGURE I.35 – Nuage noctulescent vu depuis la station spatiale ISS (à gauche – crédit : NASA) et nuage mésospheric martien photographié par MOC (à droite, *Clancy et al.*, 2007) en $L_s \sim 30^\circ$ vers $5^\circ S$, à 13h15 heure locale.

La mission spatiale AIM (*Aeronomy of Ice in the Mesosphere*, Russell et al., 2009) a apporté de nouvelles images nadir des PMCs. On peut remarquer que la structure de ces fins nuages n'est pas sans rappeler les observations HRSC (Figure I.30) de nuages mésosphériques martiens cirriformes, avec quelques aspects cumuliformes diffus par endroits (Figure I.36).

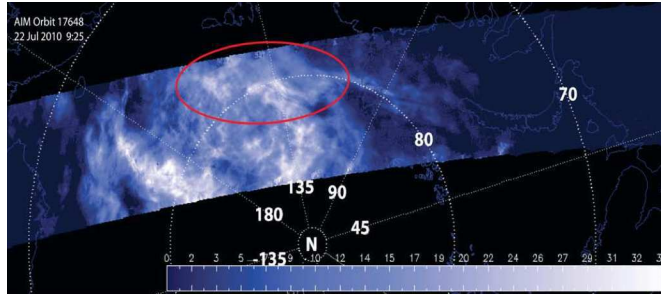


FIGURE I.36 – Nuages mésosphériques polaires terrestres observés en UV (nadir), par la mission AIM (La zone cerclée de rouge est identifiée comme étant une zone de sublimation.) Source : (Chandran et al., 2012).

I.B.3 Focus sur la mésosphère martienne, ses températures et sursaturations en CO₂ : des pistes à suivre

Pour contraindre la modélisation des nuages de CO₂ nous revenons sur quelques caractéristiques relatives à la mésosphère martienne et à ses nuages. De nombreuses poches d'air sursaturé en CO₂ ont été observées par SPICAM en occultation stellaire (Montmessin et al., 2006a; Forget et al., 2009; Montmessin et al., 2011), correspondant à des rapport de saturation allant jusqu'à ~ 1000 . Forget et al. (2009); Montmessin et al. (2011) ont obtenu des profils d'occultation stellaire avec un grand nombre de poches sursaturées (10% du jeu de données comme illustré par la Figure I.37). Des exemples de telles poches froides sont donnés sur la Figure I.38. Mis à part les quatre nuages nocturnes identifiés par Montmessin et al. (2006a) comme étant des nuages de CO₂ (entourés sur la Figure I.37), aucun des profils sursaturés de SPICAM ne présente de couches détachées concomitantes. Ces profils sursaturés apparaissent principalement entre $L_s=90-150^\circ$ et $L_s=330-360^\circ$. Comme avancé par Montmessin et al. (2006a) la rareté d'observations simultanées de poches d'air sursaturé et de nuages de CO₂ pourrait être lié à la faible durée de vie de ceux-ci.

Le seul exemple de détection in-situ d'un profil de température sursaturé a été obtenu lors de l'entrée dans l'atmosphère de la mission Mars Pathfinder (revoir Figure I.9). A 3h du matin les mesures détectaient une poche froide avec un écart au point de condensation du CO₂ de $\Delta T_c \sim 10K$ (Schofield et al., 1997). Notons que l'altitude de cette poche (80 km) est plus faible que celle des grandes poches sursaturées dans les profils de nuit de SPICAM (~ 100 km). Dans les profils de la Figure I.38 cependant, on observe la présence de poches froides secondaires, plus basses en altitude (~ 90 km), sous les grandes poches sursaturées (voir sur la Figure I.38, les observations 0975A1 et 1030A1, en haut et en bas à droite de la figure).

Le modèle GCM du Laboratoire de Météorologie Dynamique (LMD-GCM, Forget et al., 1999) prédit des ondes de marée thermique engendrant des minima de température dans la mésosphère. Ces minima sont corrélés avec les observations des nuages de CO₂ (Figure I.39). Les températures diurnes du GCM demeurent cependant toujours supérieures à la température de condensation du CO₂. Cette corrélation suggère néanmoins que les ondes de marée thermique sont un prérequis pour l'obtention de profils sursaturés (González-Galindo et al., 2011) et donc pour la formation des nuages. Elles permettraient notamment d'expliquer les différences d'altitudes dans la formation des

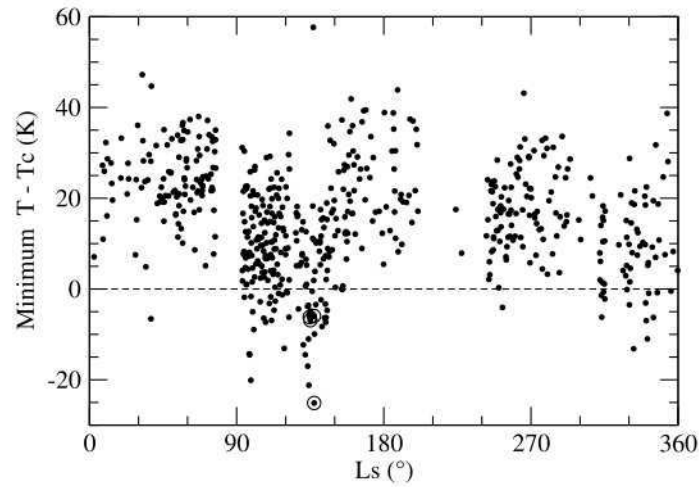


FIGURE I.37 – La répartition des observations en occultations stellaires de Forget et al. (2009) en terme d'écart au point de condensation du CO₂ (ΔT_c), pour toutes les saisons (L_s). Une correspondance entre ΔT_c et S est proposée tout au début du chapitre II.

nuages de nuit et de jour (Figure I.40). Des processus sous-maille seraient nécessaires à l'obtention de températures inférieures au point de condensation du CO₂ dans le modèle GCM.

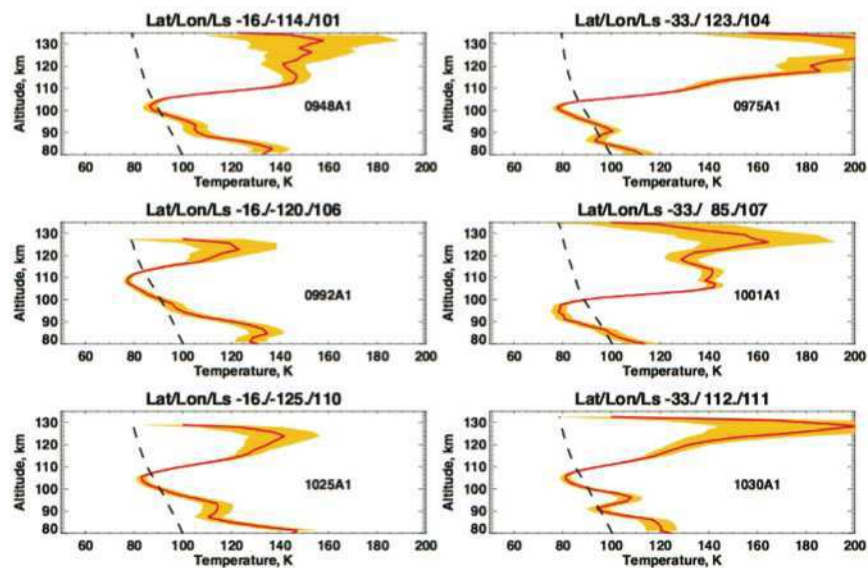


FIGURE I.38 – Profils sursaturés dans la mésosphère de Mars, obtenus par occultation stellaires. Les tirets indiquent le point de condensation du CO₂. Source : Montmessin et al. (2011).

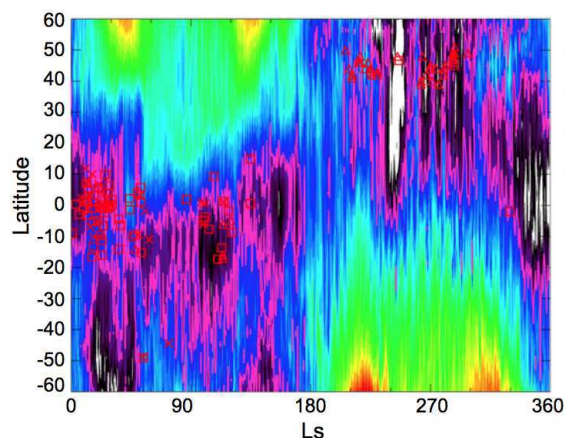


FIGURE I.39 – Cartographie (Latitude- L_s) de la différence entre minima de températures LMD-GCM (dus aux ondes de marée thermique) et température de condensation du CO₂ (échelle de couleur, en Kelvin). Les observations de nuages mésosphériques sont superposées en rouge (González-Galindo et al., 2011).

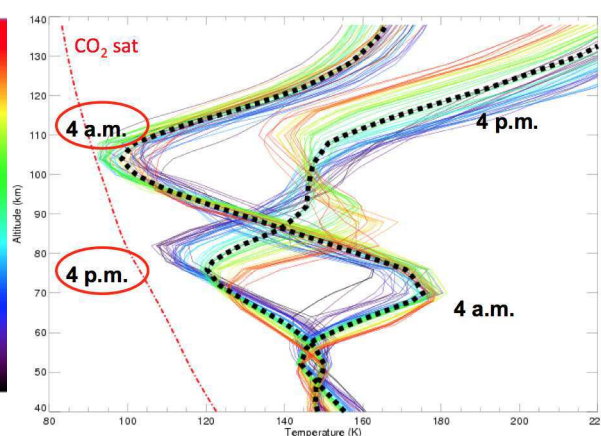


FIGURE I.40 – Profils verticaux de température dans la mésosphère martienne obtenus à l'aide du LMD-GCM (Forget et al., 1999) dont la physique prédit les ondes de marée thermique (González-Galindo et al., 2011). La ligne pointillée correspond au point de condensation du CO₂ (Source : présentation poster de Määttänen et al., 2011).

A ce titre, Spiga et al. (2012) ont montré qu'il existe une corrélation entre les observations de nuages et les zones de l'atmosphère où les ondes de gravité émises dans la troposphère sont théoriquement capables de se propager jusqu'à la mésosphère (filtrées ou non par la dynamique des couches inférieures), suggérant un éventuel lien entre les deux (Figure I.41). L'amplitude d'une onde de gravité se propageant sans déferler augmente exponentiellement avec la diminution de la densité atmosphérique (et donc pour des altitudes croissantes) : dans la mésosphère les refroidissements peuvent ainsi être suffisamment intenses pour passer sous le point de condensation du CO₂ (Spiga et al., 2012).

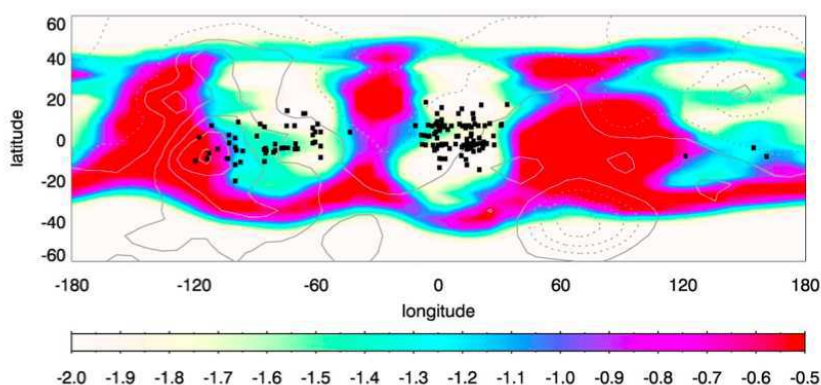


FIGURE I.41 – Carte globale de l'indice caractérisant un filtrage favorable (couleur blanche) ou défavorable (couleur rouge) des ondes de gravité pour la saison $L_s=30^\circ$ (Spiga et al., 2012). Les observations de nuages mésosphériques de CO₂ sont superposées. Pour la définition de l'indice voir Spiga et al. (2012).

Le rôle des ondes de gravité, ajouté à celui des ondes de marée thermique pour former des poches d'air sursaturé, et permettre la formation des nuages mésosphériques de CO₂, était déjà suggéré par *Clancy and Sandor* (1998) qui résumaient en conclusion de leur étude : « *As a result CO₂ ice clouds should form within the temperature minima of tidal and gravity waves in the Mars mesosphere, and be fairly common phenomena at low-to-mid latitudes during day and night times* » (*Clancy and Sandor*, 1998).

I.B.4 Nuages de CO₂, modèles paléoclimatiques martiens, et exoplanètes.

Comme rappelé au début de ce chapitre, Mars a connu une période où l'eau était stable à l'état liquide, et s'écoulait à la surface. *Pollack* (1979) proposa d'abord qu'une atmosphère de CO₂ plus dense pouvait (comme sur Vénus mais à un moindre degré) maintenir des températures au-dessus de 0°C. *Kasting* (1991) a montré que si le chauffage dû à la condensation des nuages était pris en compte, les températures de surface ne pouvaient atteindre des températures suffisamment élevées pour permettre la stabilisation de l'eau à l'état liquide (la surface était refroidie). Cependant, en considérant la rétrodiffusion très efficace des cristaux de CO₂ en infrarouge thermique (*Warren et al.*, 1990; *Hansen*, 1997), *Forget and Pierrehumbert* (1997) ont montré que les nuages de CO₂ étaient susceptibles de rétro-diffuser le flux infrarouge émis par la surface vers les plus basses couches de l'atmosphère, réchauffant celles-ci malgré l'effet d'albédo des nuages (réfléchissant vers l'espace le flux solaire). *Mischna et al.* (2000) ont considéré la couverture nuageuse, l'opacité et l'altitude de ces nuages comme paramètres modulant l'effet réchauffant sur les températures de surface. Ils ont notamment conclu qu'une couverture nuageuse supérieure à 50% était nécessaire pour maintenir des températures au-dessus du point de congélation de l'eau. *Mischna et al.* (2000) concluaient cependant qu'une paramétrisation microphysique dans un GCM 3D était nécessaire pour estimer l'effet réel des nuages de CO₂. *Colaprete and Toon* (2003) à l'aide d'un modèle 1D ont montré l'effet auto-limitant des nuages dont l'impact radiatif et le dégagement de chaleur latente associé limitaient leur temps de vie. Malgré une augmentation globale des températures, aucune valeur au-dessus du point de liquéfaction de la glace d'eau n'était obtenue. La première paramétrisation de nuages dans un modèle 3D a été effectuée récemment par *Forget et al.* (2013), qui ont également inclus une meilleure paramétrisation de l'effet du CO₂ dans le modèle de transfert radiatif. Aucune des combinaisons explorées des paramètres du modèle (obliquité, paramètres orbitaux ou microphysiques, concentration de poussières, propriétés de surface) n'aura permis d'obtenir des températures au dessus de 0°, sauf pour des obliquités supérieures à 40°, et surtout en dehors des zones de formations géologiques identifiées comme ayant accueilli des écoulements d'eau liquide par le passé. Le rôle des nuages de CO₂ comme vecteur de réchauffement des températures de surface par le passé demeure aujourd'hui incertain.

Les nuages de CO₂ présentent aussi un intérêt pour les climats d'exoplanètes du fait de leur capacité à rétro-diffuser le flux infra-rouge planétaire vers la surface, impactant possiblement, comme tout autre type de nuage, la zone d'habitabilité des planètes (voir par ex. *Kasting et al.*, 1993; *Selsis et al.*, 2007). Récemment *Kitzmann et al.* (2013) ont montré que seules certaines combinaisons de paramètres permettaient d'envisager un effet réchauffant des nuages de cristaux de CO₂ (dépendant en outre du niveau de détail du modèle de transfert radiatif choisi). Ainsi des cristaux d'une taille équivalente aux longueurs d'onde thermiques > 10μm permettront un effet réchauffant pour des nuages d'opacité entre ~ 1 et ~ 10, l'effet dépendant également de paramètres tels que la nature de l'étoile considérée et de l'albédo planétaire sans nuage (nature de la surface).

I.C Précurseurs de nuages sur Mars : caractéristiques

Comme nous le verrons au chapitre II la nucléation du CO₂ (comme celle de l'eau) sur Mars est sans aucun doute hétérogène. La formation de nuages de CO₂ nécessite ainsi la présence de substrats dans l'atmosphère, la phase de glace venant se former sur des particules préexistantes (abaissement de l'énergie de nucléation). Les températures nécessaires à une nucléation homogène – bien plus extrêmes – n'ont de fait jamais été mesurées. Quels sont ces substrats dans la mésosphère et quelle est leur source? De quelles contraintes disposons-nous? Cette partie revient sur le processus de soulèvement des poussières et présente quelques résultats d'une étude (Lemonnier, 2013) utilisant une carte de rugosité martienne récemment publiée (Hébrard *et al.*, 2012)¹¹. Cette partie fait également état d'une recherche bibliographique s'attardant sur les principales connaissances concernant l'apport de noyaux de condensation en lien avec le flux météoritique martien.

I.C.1 Le soulèvement des poussières depuis la surface

Les poussières recouvrant la surface de Mars se présentent comme la première source évidente de noyaux de condensation. Elles doivent être au préalable soulevées par les vents selon des mécanismes largement théorisés mais encore mal contraints par les observations (voir notamment l'ouvrage Greeley and Iversen, 1985). Les forces qui s'exercent sur une particule sont le poids, les forces de cohésion interparticulaires, et les forces induites par le vent. Les plus gros grains sont maintenus au sol principalement par leur poids, tandis que les plus fins le sont par les forces de cohésion. Il existe ainsi une taille intermédiaire de particules préférentiellement soulevées (Figure I.42).

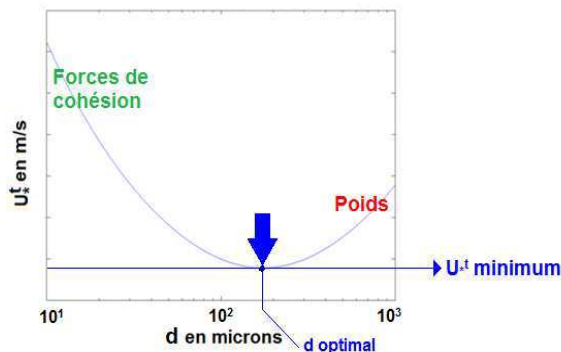


FIGURE I.42 – Variation qualitative de la vitesse seuil de soulèvement U (unités arbitraires) en fonction du diamètre de la particule (micromètres), noté ici d . La vitesse minimale de soulèvement (pour un diamètre $d \sim 100 - 200 \mu\text{m}$) doit être dépassée pour faire entrer la particule en saltation. Source : Lemonnier (2013).

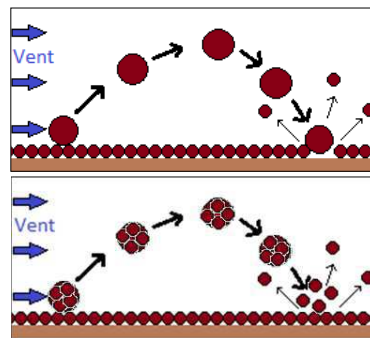


FIGURE I.43 – La saltation : la particule avance par bonds et, en impactant la surface, apporte l'énergie nécessaire à la rupture des liaisons interparticulaires (forces de cohésion). Un autre scénario probable est la désagrégation de la particule au moment de l'impact. Source : Lemonnier (2013).

11. Des résultats obtenus et des questions soulevées au cours de l'encadrement d'un stage de Licence 3 d'une durée d'un mois (Lemonnier, 2013) sont présentés. L'objectif de ce stage était d'exploiter la carte de rugosité martienne (Hébrard *et al.*, 2012) pour étudier son éventuel impact sur les prédictions de zones préférentielles de soulèvement de poussières par les modèles.

Les particules soulevées (de diamètre $d \sim 100 \mu\text{m}$) sont cependant trop lourdes pour être directement mises en suspension et ne peuvent que progresser par sauts successifs : on parle de saltation. Ces particules, en retombant sur la surface, peuvent soit libérer des particules plus fines et maintenues au sol par les forces de cohésion, soit se désagréger et éjecter leurs sous-produits. Le soulèvement effectif s'opèrerait ainsi en deux temps (Figure I.43). La condition pour que le soulèvement ait lieu (c'est à dire : le déclenchement de la saltation), en terme de vitesse de friction est : $u_* > u_*^t$. La vitesse de friction u_* intervient dans le profil vertical du vent (voir un peu plus bas) et traduit en terme de vitesse la contrainte minimale (seuil u_*^t) à appliquer pour arracher le grain à son état de repos.

Les différents théories modélisant le soulèvement le font initialement sur un sol lisse, c'est à dire dépourvu d'éléments non érodables comme des cailloux ou rochers. Ainsi, les études de (*Greeley and Iversen, 1985; Shao and Lu, 2000*), à partir du bilan des forces s'appliquant à un grain en équilibre ont pu déterminer des expressions de vitesses de friction seuil sur sol lisse notées $u_{*,s}^t$ (s : *smooth*). Pour souligner ici une différence essentielle avec la Terre, à terrain identique il faudra une vitesse de friction plus importantes sur Mars, essentiellement à cause des densités atmosphériques beaucoup plus faibles sur cette planète (*Gillies et al., 2010*).

Les éléments non érodables peuvent être pris en compte dans $u_{*,s}^t$ (et modifier sa valeur) à l'aide d'une paramétrisation faisant intervenir la longueur de rugosité aérodynamique, z_0 . *Lemonnier (2013)* ont utilisé la carte de rugosité complète pour la surface de Mars obtenue par *Hébrard et al. (2012)* a été utilisée afin d'obtenir des valeurs de vitesses (de friction) seuil tenant compte des éléments non-érodables à la surface de Mars (Leur densité a été établie à l'aide d'une carte d'abondance de roche *Nowicki and Christensen, 2007*).

Le profil de vent vertical le plus simple fait intervenir la vitesse de friction au sol u_* , ainsi que la longueur de rugosité aérodynamique z_0 (*Priestley, 1959*) :

$$u(z) = \frac{u_*}{k} \ln \frac{z}{z_0}, \quad (\text{I.1})$$

où k est la constante de von Kármán.

La longueur z_0 n'a au sens strict pas d'existence physique contrairement aux dimensions géométriques des obstacles. *Martcorena et al. (1997)* ont établi une relation empirique entre une grandeur purement géométrique (appelée densité de rugosité des obstacles) et z_0 . C'est cette relation qui aura permis à *Hébrard et al. (2012)* de déterminer une carte de rugosité à partir d'une carte d'abondance de roche (*Nowicki and Christensen, 2007*). Plus les obstacles sont imposants et nombreux (ces deux paramètres entrant en compte dans la densité de rugosité) plus le soulèvement sera compliqué (z_0 élevé). La Figure I.44 montre que deux modes de rugosité existent sur Mars ; ils peuvent être grossièrement rapportés aux deux hémisphères. L'hémisphère sud des hauts plateaux présente les terrains les plus rugueux.

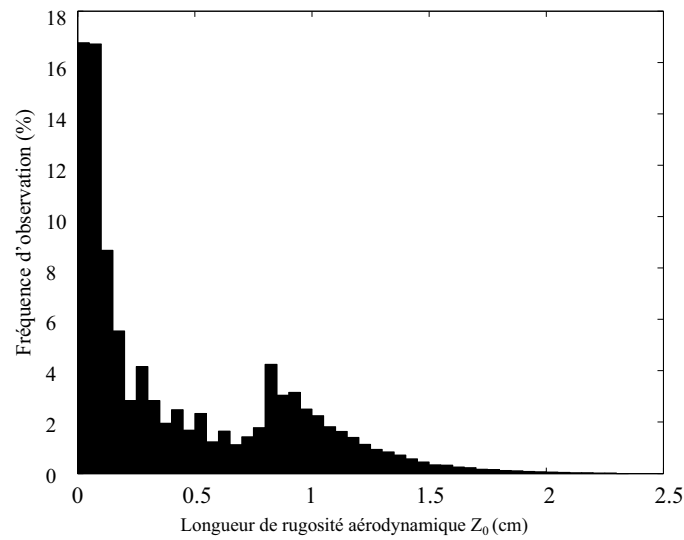


FIGURE I.44 – Distribution de la longueur de rugosité sur toute la surface de Mars. Source : Hébrard et al. (2012).

Le modèle permettant de prendre en compte les éléments non érodables par le biais de z_0 est celui de Arya (1975). L'idée est de reconnecter par continuité les deux profils de vents supposés logarithmiques, derrière l'obstacle et au-dessus de celui-ci, et faisant intervenir respectivement la longueur de rugosité z_{0s} induite derrière l'obstacle par le lit de particules seul, et celle induite par l'obstacle, z_0 (voir Figure I.45).

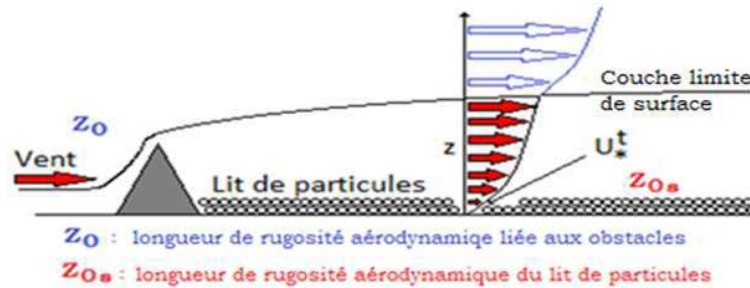


FIGURE I.45 – Modification du profil de vent due à la présence d'un obstacle (à gauche). Tel que considéré par Arya (1975), une couche limite se développe en aval de l'obstacle où le profil est pris également comme logarithmique. A l'interface supérieure de cette couche les deux profils de vent sont reconnectés. Source : Lemonnier (2013).

Ainsi la vitesse de friction seuil $u_{*,s}^t$ sur sol lisse est transformée en u_*^t , vitesse de friction sur sol rugueux :

$$u_*^t(d, z_0, z_{0s}) = \frac{u_*^t(d)}{f_{\text{eff}}(z_0, z_{0s})} \quad (\text{I.2})$$

Martcorena and Bergametti (1995) et plus récemment MacKinnon et al. (2004) proposent chacun une allure différente de f_{eff} , reposant sur des jeux de données différents. D'une façon générale, la vitesse de friction seuil sur sol rugueux est entre 15% et 75% plus élevée que sur sol lisse. Sur les

hauts plateaux du sud les vitesses de friction seuil oscillent entre 4 et 5 m s⁻¹, ce qui est en outre 80 à 95 % plus élevé que les vents moyens tels que prédits par la Mars Climate Database (MCD *Millour et al.*, 2008)¹²

La Figure I.46 montre l'écart des vitesses seuil de friction entre une surface à rugosité constante, $z_0 = 1$ cm, et à rugosité variable telle qu'obtenue par *Hébrard et al.* (2012). La valeur $z_0 = 1$ cm est communément prise par défaut dans les simulations de modèles GCM (*Newman et al.*, 2002a,b, 2005; *Kahre et al.*, 2005, 2006, 2008; *Spiga and Lewis*, 2010). On remarque que cette valeur de 1 cm décrit bien la tendance sur les hauts-plateaux de l'hémisphère sud. Le rapport $u_*^t/[u_*^t(z_0=1\text{cm})]$ est cependant très contrasté, avec des valeurs allant de 50% à 120%.

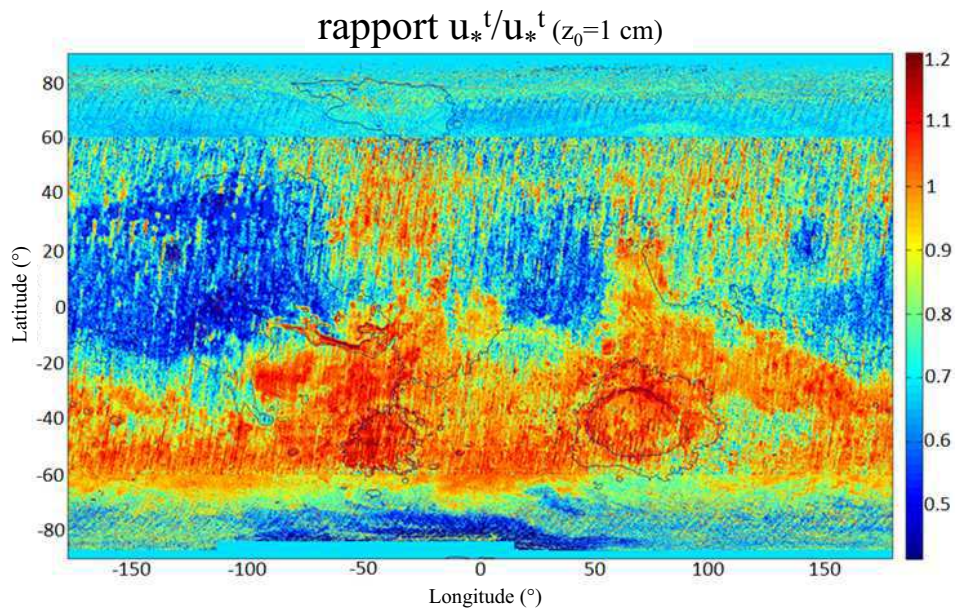


FIGURE I.46 – Modification de la vitesse de friction seuil lors de la prise en compte de la rugosité variable à la surface de Mars. Le rapport $u_*^t/u_*^t(z_0 = 1\text{cm})$ est cartographié. Source : *Lemonnier (2013)*.

Il est intéressant de noter qu'aux endroits où la rugosité est la plus importante, la plus grande activité est enregistrée en terme de tempêtes de poussières. Sur la figure I.47 sont superposées les coordonnées de tempêtes locales observées par *Cantor et al.* (2001) en 1999 à l'aide de la caméra MOC à bord de la mission MGS.

Sur la carte de la Figure I.47, certaines grandes zones de faibles vitesses seuil (marquées de la couleur bleu) sont dépourvues d'observations de tempêtes locales (zones centrées autour de la latitude $\sim 10^\circ\text{N}$: Amazonis Planitia, Région Nord de Tharsis, et Chryse Planitia). Outre le biais observationnel, les observations se concentrant entre L_s valant 130° et 274° , une explication plausible est que dans ces régions les poussières, balayées facilement, ne parviendraient pas en moyenne à s'accumuler suffisamment pour permettre des événements de tempêtes observables. Pour revenir sur l'hémisphère sud, ces régions sont aussi celles où l'on attend les vents les plus violents du fait de forts contrastes thermiques imposés par l'imposante calotte sud. Une rugosité en moyenne plus élevée suggère, en poursuivant le raisonnement fait pour les régions du Nord, que de la poussière

12. La MCD est une base de données climatiques martiennes construite à partir de simulations GCM (*Forget et al.*, 1999; *Lewis et al.*, 1999). Une nouvelle version de la base de données climatique existe aujourd'hui (*Millour et al.*, 2012).

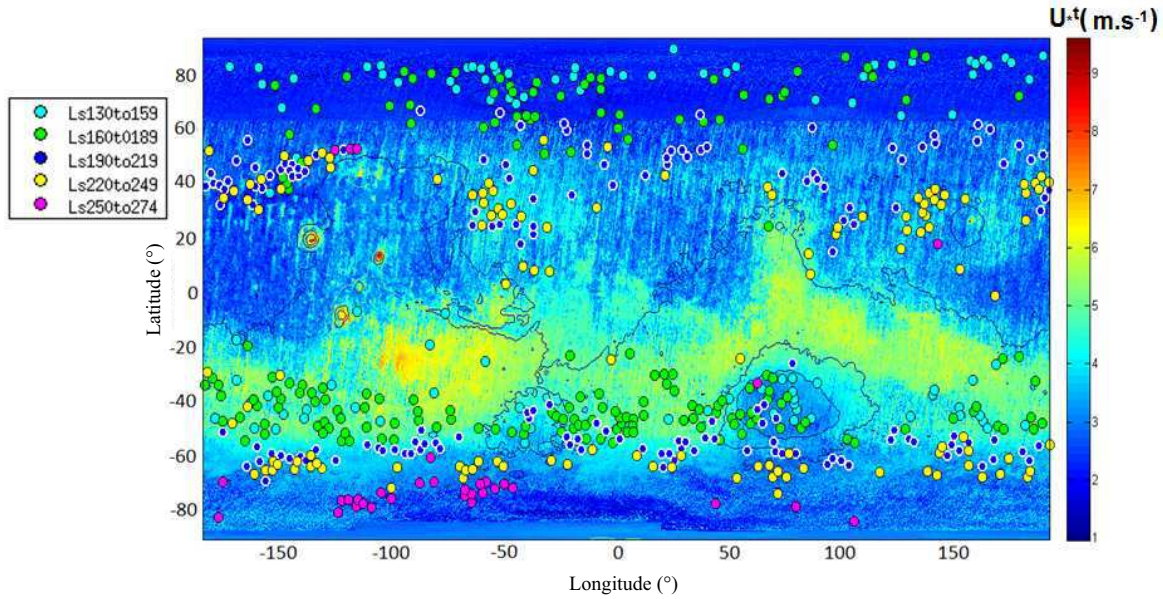


FIGURE I.47 – Cartographie des vitesses de friction seuil à $L_s = 180^\circ$ avec les observations de tempêtes sur Mars telles que rapportées par Cantor et al. (2001) en 1999 à l'aide de la caméra MOC (mission MGS). Source : Lemonnier (2013).

pourra s'accumuler plus facilement ou au moins autant que dans le nord, mais dans tous les cas avec de plus grandes vitesses seuil nécessaires pour le soulèvement, suggérant un soulèvement plus intense (en terme de nombre de particules soulevées par unité de temps par exemple).

Une rugosité élevée permettrait d'apporter à la fois un stock de munitions important (rétention accrue des particules) et une puissance de tir conséquente (vitesses élevées nécessaires), favorisant ainsi de potentiels événements catastrophiques en terme de tempêtes de poussière. Rappelons à ce titre que la spectaculaire tempête globale de 2001 aura démarré au sud-ouest du bassin d'Hellas (Strausberg et al., 2005; Cantor, 2007).

Pour mettre en évidence le rôle du paramètre de rugosité au niveau local, une approche des processus sous-maille (par rapport à un GCM) est nécessaire. En effet, comme le montre la figure I.48 les vents diurnes tels que fournis par la MCD donnent des vitesses de friction seuil très loin des seuil critiques nécessaires (au maximum 10 à 20% de la vitesse seuil atteints dans la plupart des cas). La vitesse de friction de la MCD $u_*(MCD)$ a été évaluée en inversant la formule du profil de vent logarithmique donné par l'équation I.1.

La carte de gauche de la figure I.48 montre au sud-ouest du bassin de Hellas (Lat=-40°N;Long=50°E) une tache rouge qui témoigne du fait que les vents GCM (mailles de ~ 100 km) seraient à cet endroit au plus proche des vitesses de friction seuil (mais seulement à 30% de la valeur nécessaire). Les processus sous-mailles qui devront être étudiés sont plus précisément des événements de rafales qui joueraient les déclencheurs de tempêtes avec des vitesses atteignant les seuils de friction mentionnés ci-dessus. Notons que dans l'hémisphère Sud, à l'approche de l'été et pendant l'été, l'activité convective dans la couche limite est au plus fort, donnant lieu à des ascendances verticales jusqu'à 20 m s^{-1} . Les rafales seraient épaulées par ces fortes ascendances, permettant un transport vertical efficace. Des simulations méso-échelles (mailles possiblement $\ll 100$ km) ou LES (*Large Eddy Simulation*) permettraient d'évaluer l'influence du paramètre z_0 sur le déclenchement des tempêtes. Remarquons que le profil logarithmique de vent donné par l'équation I.1 est en théorie valable pour une atmosphère stable, avec de faibles contrastes thermiques. La faible densité de l'atmosphère

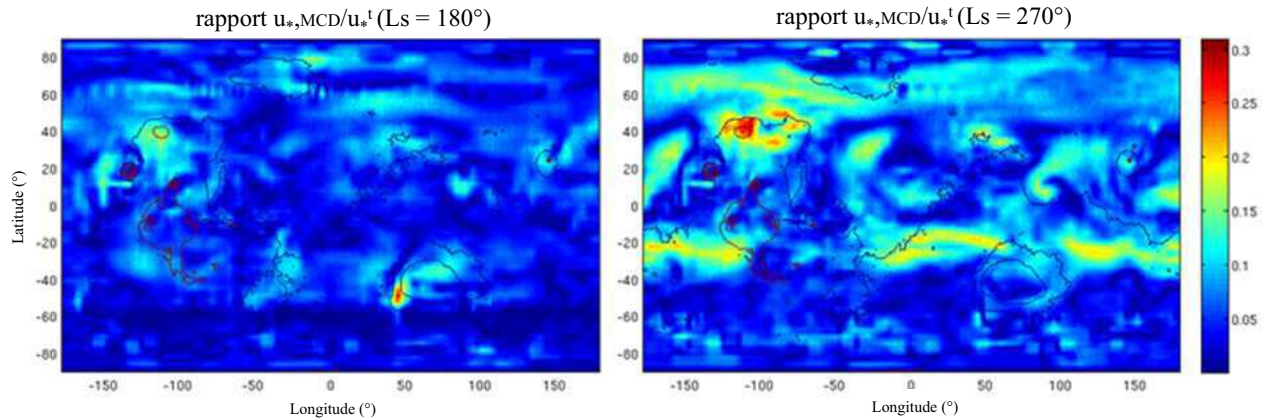


FIGURE I.48 – Cartographies du rapport $u_*(MCD)/u_*^t$. Prédiction à l'aide de la MCD des zones les plus favorables au soulèvement, pour $L_s = 180^\circ$ (gauche) et $L_s = 270^\circ$ (droite). Source : Lemonnier (2013).

martienne lui procure une faible inertie, permettant ainsi de forts contrastes thermiques dans le temps, rendant probablement caduque la formule du profil logarithmique. Des critères de stabilité et différents régimes sont alors à prendre en compte (voir notamment *Seinfeld and Pandis*, 2006, pour une présentation des différents cas).

Par ailleurs *Greeley* (2002) a montré par l'expérience que pour une saltation efficace il fallait que les grains impactants et impactés (plus fins) ne soient pas mélangés¹³. Un soulèvement n'est obtenu que lorsque les populations sont séparées sur la surface étudiée. Une comparaison des observations de tempêtes avec une carte de sédiments de l'instrument CRISM le tout reporté sur une carte de vitesse de friction seuil ($L_s=180^\circ$) ne permet pas de conclure à grande échelle un lien existant entre tempêtes et zones sédimentaires (Figure I.49). On remarque néanmoins que les sédiments se trouvent en terrain rugueux où des épisodes de fort soulèvement pourraient avoir lieu. Cette idée sera à conserver dans les études à plus basse résolution du soulèvement et de la saltation, comme le suggère une propriété spécifique de la saltation. En effet, le processus de saltation présentant les caractéristiques d'un phénomène d'hystérésis, l'enclenchement de la saltation requiert une certaine vitesse que n'exige pas le maintien du processus une fois enclenché. Les vitesses nécessaires au maintien de la saltation sur Mars seraient environ dix fois plus faibles que la vitesse de friction seuil (*Kok et al.*, 2012). On remarque que les vitesses GCM de friction seuil avec prise en compte de la rugosité (voir figure I.48) sont au moins suffisantes au maintien de la saltation dans certaines régions (là où les vitesses de vent sont $\geq 0,10 \times u_*^t$ sur la carte figure I.48). Du point de vue de la modélisation tout résiderait principalement dans le déclenchement de la saltation. Par ailleurs les zones de déclenchement de la saltation peuvent ne pas être celles où les tempêtes naissent (là où la saltation se sera au moins maintenue, à défaut d'y être déclenchée).

Pour finir, les phénomènes électrostatiques ne sont que marginalement étudiés et compris alors que l'importante quantité de poussières dans l'atmosphère martienne augure de phénomènes triboélectriques potentiellement importants. *Forward et al.* (2009) montrent par l'expérience que les différentes tailles de particules permettent d'expliquer un chargement différentielle pour des analogues de poussière martienne (et cela serait valable pour tout matériau). Les poussières chargées négativement sont en moyenne plus petites que les poussières chargées positivement. Les petites particules pourraient contribuer à leur expansion dans l'atmosphère du fait de forces de Coulomb

13. A noter que pour rendre compte sur Terre de la gravité martienne plus faible, des matériaux de densités inférieurs à la poussière martienne sont utilisés.

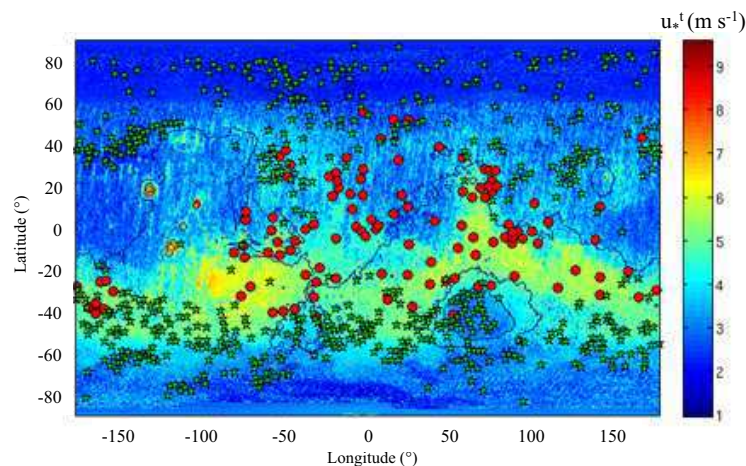


FIGURE I.49 – Superposition des tempêtes observées (symbole étoile) par Cantor et al. (2001) des zones sédimentaires vues par CRISM (points rouges), aux vitesses de friction seuil nécessaires au soulèvement. Source : Lemonnier (2013).

répulsives. Un modèle de saltation a montré au demeurant que la prise en compte des effets électrostatiques tendaient à augmenter le nombre de poussières en saltation mais réduisaient leur vitesse d'impact (Renno and Kok, 2008). L'instrument microAres (à bord du lander EDM/ExoMars 2016) par ses mesures de champs électriques et de potentiels apportera une plus fine connaissance des phénomènes électriques sur Mars et permettra sans doute de mieux contraindre les scénarios de soulèvement.

Les poussières entrant en saltation auraient un rayon compris entre 50 et 100 μm , et comme nous l'avons dit, ce ne sont que les produits résultant de leur impact au sol qui se retrouvent mis en suspension dans l'atmosphère, sans doute en des endroits privilégiés où la saltation les y aura portées. Logiquement, la taille caractéristique de la poussière alors mise en suspension dans l'atmosphère martienne est bien plus faible, comme nous le présentons maintenant.

I.C.2 La taille des poussières dans l'atmosphère : quelques ordres de grandeur

Par taille des poussières nous faisons le plus souvent référence au rayon effectif d'une population donnée (ou distribution de rayon) que l'on note r_{eff} . Il représente un rayon moyen déterminé par le ratio du volume total et de la surface totale de la population de particules considérée. Il se différencie ainsi du mode de la distribution (rayon le plus représenté). Une valeur de 1,5-1,6 μm est représentative de la poussière en suspension sur Mars comme le suggèrent Wolff and Clancy (2003) à partir de leur analyse de spectres de brillance dans l'infrarouge mesurés par l'instrument TES. Par ailleurs des études précédentes de données combinées Viking, Mariner 9, Phobos (Clancy et al., 1995), Viking seules (Pollack et al., 1995) ou Pathfinder seules (Tomasko et al., 1999) donnent des rayons effectifs compris entre 1,6 et 1,8 μm .¹⁴ Plus généralement, r_{eff} prendrait des valeurs comprises de 1 μm à 3 μm , la valeur limite supérieure et rare de 3 μm ayant été obtenue lors du pic d'activité de la tempête globale de 2001 (Wolff and Clancy, 2003). Les écarts-type ν_{eff} caractérisant les largeurs des distributions de rayons, et déterminées par les différentes études précédemment

14. Toon et al. (1977) avaient auparavant obtenu un rayon effectif de 2,75 μm et leurs paramètres de distribution furent repris par Pollack et al. (1979) dont les conclusions furent cependant modifiées par Pollack et al. (1995). Par ailleurs l'étude de Clancy et al. (1995) permettait d'interpréter l'ensemble de données spectrométriques UV et IR mieux que ne le permettait en IR seul l'étude de Toon et al. (1977).

mentionnées, se situent communément entre 0.2 et 0.5.

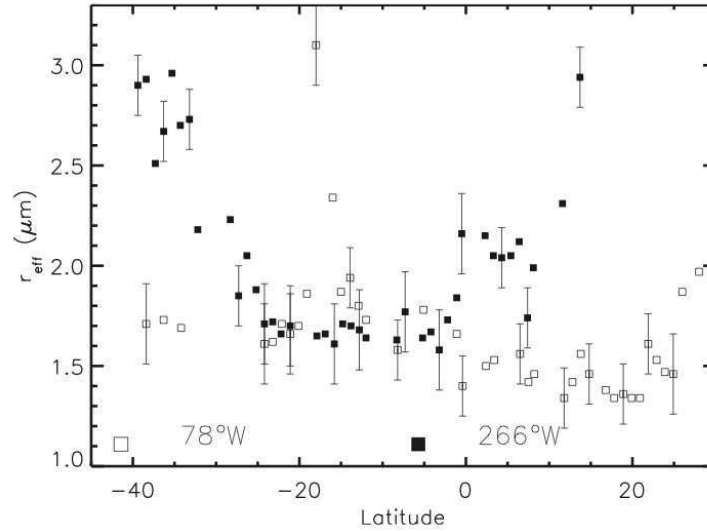


FIGURE I.50 – Rayon effectif en fonction de la latitude pour $L_s = 213^\circ$ près du pic d'activité de la tempête globale de 2001 (Source : Wolff and Clancy, 2003).

Un gradient de r_{eff} apparaît par ailleurs en latitude (voir Figure I.50) et longitude, suggérant une diminution du rayon effectif depuis les tropiques sud jusqu'au tropique nord. Cela peut se comprendre sachant que les observations TES ont été faites pendant l'été de l'hémisphère sud où les mouvements ascendants convectifs sont les plus à même de maintenir en altitude des particules plus grandes. Des occultations solaires avec le canal IR de SPICAM (Fedorova et al., 2009) permettent aussi d'obtenir des contraintes sur les tailles de particules. Des poussières de tailles supérieures à la centaine de nanomètres sont observées à des altitudes autour de 70 km (Figure I.51).

La ségrégation spatiale en terme de tailles de poussières telle qu'observée par Wolff and Clancy (2003) a été modélisée (Kahre et al., 2008) à l'aide d'un modèle de circulation générale (Haberle et al., 1993). Cette étude montre comment des poussières (radiativement actives) de rayons allant de quelques centaines de nanomètre à quelques micromètres se retrouvent transportées par la cellule de Hadley et amenées dans l'atmosphère en prenant des conditions de soulèvement initiées par une tempête (ici dans l'hémisphère sud). Les conditions de tempêtes sont reproduites en réglant un flux de poussières soulevées tel que les opacités observées (Wolff and Clancy, 2003) soient bien obtenues dans le modèle. Des particules sont amenées à des pressions inférieures à 0.1 Pa soit des altitudes supérieures à 60 km (Figure I.52). Le flux horizontal étant dix fois plus important que le flux descendant dans l'hémisphère nord, les particules s'accumulent en altitude (Kahre et al., 2008). Les valeurs de rapports de mélange indiquées sur la Figure I.52 doivent être multipliées par la densité atmosphérique pour obtenir une concentration volumique de particules. Notamment une population de particules de 280 nm à $L_s=270^\circ$ se retrouve vers $\sim 50\text{-}60$ km d'altitude (0.01 mbar soit 1 Pa) avec un rapport de mélange 10^8 kg^{-1} (Figure I.52 en haut à gauche). Avec une densité atmosphérique moyenne de $10^{-5} \text{ kg m}^{-3}$ à cette altitude, la concentration de ces poussières est de $\sim 10 \text{ m}^{-3}$ à $\sim 50\text{-}60$ km. On remarque d'une façon générale qu'en $L_s=320^\circ$ (vers la fin de l'année martienne), que la quantité de poussière présente à ~ 60 km (0,001 mbar) est environ cent fois plus faible qu'au solstice d'été sud ($L_s=270^\circ$).

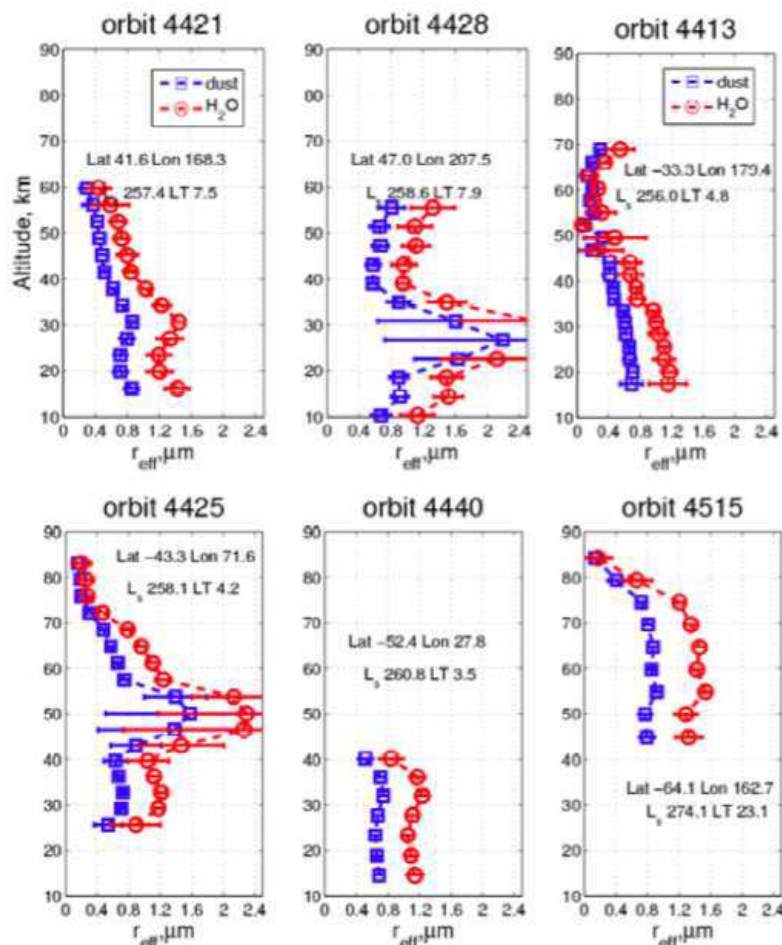


FIGURE I.51 – Profils verticaux du rayons effectifs (en μm) des aérosols détectés par occultation solaire (SPICAM/IR). Ces profils correspondent à plusieurs latitudes/longitudes/ L_s (durant le printemps/été sud). Les rayons ont été calculés en supposant une composition de poussière ou de glace d'eau. Figure réalisée à partir de données traitées (non publiées) d'occultations solaires (Fedorova et al., 2009), et extraite de Forget (2010).

Les particules sub-micrométriques seraient cruciales à une bonne description du comportement moyen de la poussière martienne. Rannou et al. (2006); Montmessin et al. (2006b); Määttänen et al. (2013) ont montré avec le canal UV de SPICAM qu'une population d'aérosols dont le rayon est compris entre ~ 10 nm et ~ 100 nm caractérisaient tout autant la distribution en poussière de l'atmosphère de Mars, surtout aux plus hautes altitudes où les particules micrométriques ne demeurent pas longtemps du fait de leur importante vitesse de sédimentation. En outre Montmessin et al. (2002) ont montré qu'une distribution bimodale de poussières était nécessaire pour expliquer des ratios de brillances obtenus et la formation de nuages observés, dans des données Vikings prises aux limbes de la planète (Jaquin et al., 1986). Cette distribution bimodale comprendrait un premier mode $\lesssim 1 \mu\text{m}$ et un second autour de 200 nm piquant avec une amplitude cent fois supérieure au premier mode (Montmessin et al., 2002).

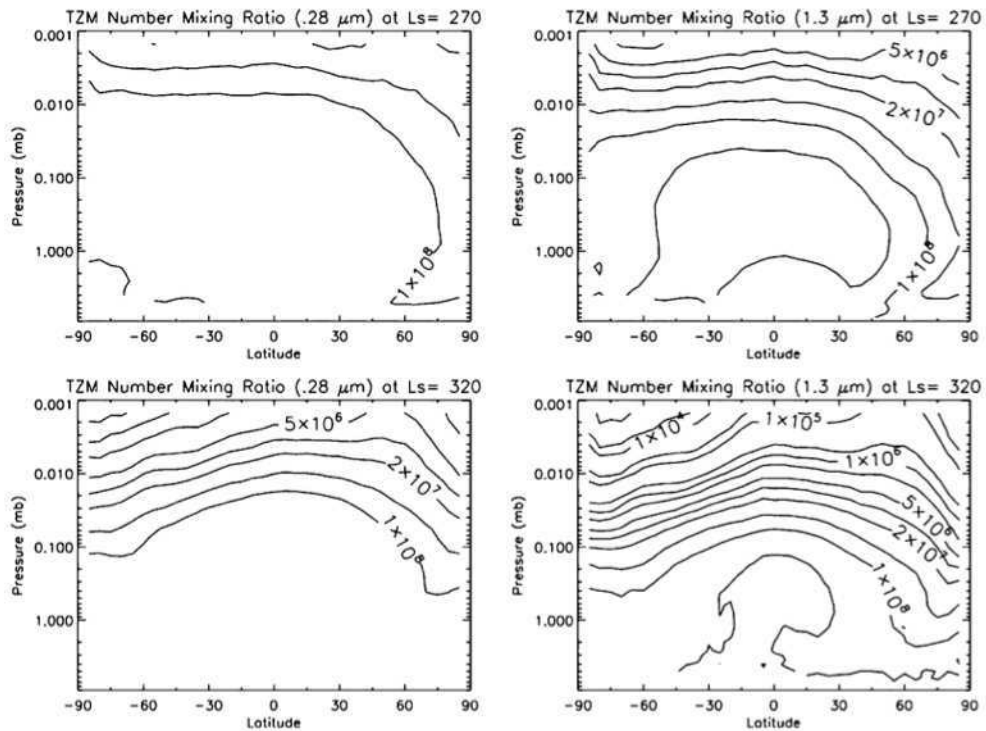


FIGURE I.52 – Moyenne zonale des rapports de mélange de poussières (particules par kg de CO_2) selon l'altitude (en ordonnée) et les latitudes (abscisses). Deux tailles de poussières sont considérées, $0,3\mu\text{m}$ (gauche) et $1,3\mu\text{m}$ (droite), ainsi que deux saisons, L_s , 270° (haut) et 320° (bas). D'après Kahre et al. (2008).

I.C.3 Poussières venues de l'espace

Les poussières en suspension dans l'atmosphère ne proviennent pas nécessairement de la surface mais un apport depuis l'espace doit également être envisagé pour les particules pouvant servir de substrat aux plus hautes altitudes où des nuages de CO_2 sont observés. Nous rapportons ici des informations relatives à Mars mais également à la Terre, permettant d'envisager des contraintes crédibles sur les noyaux de condensation dus à l'activité météoritique et possiblement attendus dans l'atmosphère martienne. Cet apport de noyaux a été envisagé sur Terre par Turco et al. (1981) et proposé sur Mars par Michelangeli et al. (1993) pour la modélisation 1D des nuages d'eau martiens troposphériques.

Les particules entrant dans l'atmosphère depuis l'espace (météoroïdes) peuvent être d'une façon générale classées en deux types :

- Celles qui tombent en permanence dans l'atmosphère de Mars, assimilées à un continuum, nourri notamment par les collisions dans la ceinture d'astéroïdes. Cette catégorie est aussi abondamment nourrie par un flux dit sporadique (plus difficile à contraindre, Wiegert et al., 2009), qui concerne les météoroïdes d'origine cométaire s'étant écartés significativement de l'orbite de leur comète d'origine. Ces particules forment ce qu'on appelle le nuage zodiacal, concentré dans le plan de l'écliptique, et qui lors de nuits noires est visible dans le ciel terrestre du fait de la diffusion de la lumière solaire. Récemment Nesvorný et al. (2010) ont montré à l'aide d'un modèle de dynamique que $\sim 90\%$ du nuage zodiacal était en réalité composé de particules d'origine cométaire¹⁵, seule une proportion $<10\%$ pouvant provenir d'astéroïdes.

Nous utiliserons l'appellation IDP (pour *Interstellar Dust Particles*) pour désigner le flux continu de particules tombant dans l'atmosphère de Mars.¹⁶

- Celles issues d'essaims cométaires, occasionnant des pluies localisées dans le temps selon la position de Mars sur son orbite, et venant accroître la population des météoroïdes de façon ponctuelle et saisonnière.

Il n'existe pas de contraintes observationnelles directes concernant les flux de météoroïdes dans l'atmosphère de Mars si ce n'est des contraintes terrestres extrapolées à Mars ou des contraintes fournies par des modèles, ou encore la combinaison des deux. Une campagne d'observations à l'aide de l'une des caméras Pancam du rover MER Spirit a permis d'obtenir seulement une limite supérieure au flux de météoroïdes de poids supérieurs à 4g ($r \gtrsim 10$ mm) (*Domokos et al.*, 2007). Aucune observation n'aura été faite durant les campagnes d'observations, malgré la prédiction d'une pluie de météorites durant cette période. *Domokos et al.* (2007) explique en outre que la photographie d'une trainée de météorite dans l'atmosphère par le rover Spirit *Selsis et al.* (2005) est probablement due à l'impact d'un rayon cosmique sur le CCD de la caméra. La première observation d'un météore dans l'atmosphère martienne reste donc à être confirmée.

I.C.3.a Poussières interplanétaires : le continuum

D'une façon générale la gamme de tailles des météoroïdes survivant à leur entrée dans l'atmosphère et parvenant à la surface (car non évaporées totalement par ablation) est plus grand sur Mars que sur Terre du fait de la gravité moindre (vitesse d'entrée plus faible) et d'une échelle de hauteur atmosphérique plus grande (décélération plus lente¹⁷) (*Flynn and McKay*, 1990). Rappelons que des particules inférieures à ~ 100 nm ne peuvent pas se déposer telles quelles dans l'atmosphère, car pour ces tailles la pression de radiation du flux solaire est connue pour l'emporter sur la force de gravitation et expulse de tels grains vers l'extérieur du système solaire. Nous nous intéressons cependant aux particules issues de la recondensation immédiate de matière libérée par l'ablation de corps météoritiques en entrée dans l'atmosphère, et non aux micrométéorites survivant à leur entrée et poursuivant leur route jusqu'à la surface. Ces particules issues de l'ablation et les produits de leur coagulation constituent ce qui est connu en anglais comme les '*meteoric smoke particles*' (*Hunten et al.*, 1980). Nous parlerons ici de particules météoritiques pour désigner ces produits secondaires. En suspension dans l'atmosphère elle peuvent servir de noyaux de condensation pour les nuages mésosphériques terrestres (*Rapp and Thomas*, 2006). Les densités atmosphériques à des altitudes de l'ordre de la centaine de km sont similaires sur Terre et sur Mars et ainsi l'ablation des météoroïdes interviendra approximativement aux mêmes altitudes quoique plus bas sur Mars du fait de la densité plus faible (Figure I.53). La gamme d'altitudes types pour l'ablation des IDPs correspond à des altitudes mésosphériques, sur Terre comme sur Mars (*Adolfsson et al.*, 1996). Nous verrons également dans la prochaine section I.C.4 que l'altitude d'ablation des météoroïdes peut-être expérimentalement contrainte grâce aux observations de profils atmosphériques d'électrons.

15. En fait provenant de comètes de la catégorie JFC, *Jupiter-family Comets*, des comètes de période orbitale inférieure à 20 ans et d'inclinaison inférieure à 30° par rapport au plan de l'écliptique.

16. Rappelons toutefois qu'à l'origine les IDPs désignent les particules récoltées dans la stratosphère terrestre par des missions en vol.

17. Une plus grande échelle de hauteur induit un temps de décélération plus long et donc un pic de température atteint par la particule plus faible, laissant davantage de chance d'atteindre la surface.

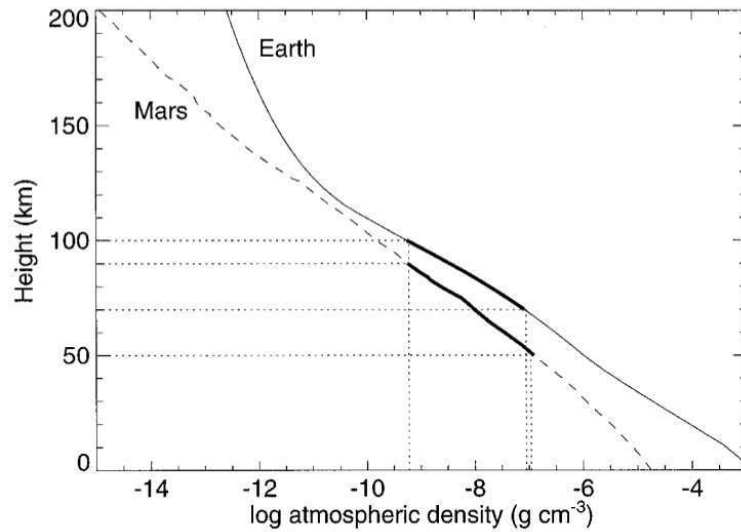


FIGURE I.53 – Profils de densités utilisés pour déterminer par la modélisation les altitudes d’ablation des météoroïdes sur Mars et sur Terre. La gamme d’altitude où l’ablation peut théoriquement avoir lieu est indiquée en trait gras (Adolfsson et al., 1996).

Flynn and McKay (1990) estiment que le rapport du flux continu de matière météoritique de Mars par rapport à celui de la Terre est de l’ordre de 20%¹⁸. Plus récemment Adolfsson et al. (1996) ont estimé le ratio des flux martiens et terrestres à environ $\sim 50\%$ avec un calcul indépendant de celui de Flynn and McKay (1990). Ces proportions reflètent le fait que Mars est un attracteur plus faible et possède une section d’intersection (car un rayon) plus petit. La réduction de flux est également due à la distribution des poussières interstellaires qui décroît comme l’inverse de la distance héliocentrique (Grun et al., 1985). La population des poussières interplanétaires dans l’environnement martien demeure néanmoins mal contrainte.

Du flux total au sommet de l’atmosphère, une fraction seulement est évaporée (totalement ou partiellement) par ablation (par ex Millman, 1975, évalue cette fraction à $\sim 2/3$ sur Terre). Flynn (1992) estime (en appliquant le modèle terrestre de Hunten et al., 1980) que sur Mars, la part des météoroïdes recondensés après vaporisation est de 2×10^6 kg par an, soit un sixième du flux total sur Mars (cette part recondensée est plus modeste que sur Terre, du fait d’une ablation moins efficace). Le modèle de Nesvorný et al. (2010) précédemment cité, qui a fortement contraint la composition du nuage zodiacal sur 5 unités astronomiques, détermine que la plupart des micrométéorites terrestres seraient issues de ce nuage zodiacal. Il en serait de même sur Mars. Une estimation du flux martien est donnée à partir de ce modèle : $1,6 \times 10^7$ kg par an devraient être accrétés par la planète. Ce flux est estimé à $\sim 20\%$ celui de la Terre, comme Flynn and McKay (1990). En appliquant le fait qu’un sixième du flux total devrait être vaporisé sur Mars on obtient que le flux de particules météoritiques recondensées est de $1/6 \times 1,6 \times 10^7$ kg soit 3×10^6 kg, proche de l’estimation première de Flynn and McKay (1990). Ainsi un flux de l’ordre du millier de tonne est corroboré par deux études indépendantes.

La récente mission spatiale AIM (*Aeronomy of Ice in the Mesosphere* Russell et al., 2009) a permis d’apporter de nouvelles données sur les flux de IDPs entrant dans l’atmosphère terrestre à l’aide des données de l’expérience *Cosmic Dust Experiment* (CDE). Poppe et al. (2011) ont mesuré un

18. Cette estimation de Flynn and McKay (1990) est faite pour une gamme de tailles de particules allant de $\sim 6 \mu\text{m}$ à $\sim 500 \mu\text{m}$ car elles contribuent majoritairement ($\sim 80\%$) à la masse météoritique injectée en continue à l’échelle du globe (indépendamment des gros et rares événements catastrophiques).

flux moyen de IDPs (supérieurs à $1,5 \mu\text{m}$) de 10^4 par an et par m^2 avec des variations mensuelles pouvant être d'un facteur 2. Ce flux correspond à $\sim 180 \cdot 10^6$ kg par an (avec une densité de 2500 kg m^{-3} et en supposant uniquement des tailles de $1,5 \mu\text{m}$) soit effectivement un ordre de grandeur de plus que sur Mars. Les observations suggèrent également des différences en fonction des hémisphères (d'un facteur 10). Bien que cela pourrait être dû à un biais observationnel, cette tendance a déjà été suggérée par des observations et des modèles, et serait due au flux sporadique de poussières météoritiques (*Poppe et al.*, 2011).

Hunten et al. (1980) ont modélisé des profils de concentrations dans la mésosphère terrestre pour les particules formées par ablation et processus de coagulations successives. Ces concentrations peuvent atteindre des valeurs de l'ordre de $10^6 - 10^{10} \text{ m}^{-3}$ entre ~ 70 et ~ 90 km pour des rayons initiaux r_0 (i.e. juste après l'ablation et avant coagulation) allant de $0,2 \text{ nm}$ à 10 nm . A des altitudes de 90 km par exemple, le mode de la distribution de tailles à l'équilibre (après accrétion) est égal à r_0 (*Hunten et al.*, 1980). Ainsi des particules de 10 nm peuvent se trouver en des concentrations de l'ordre de 10^6 m^{-3} , et des particules de 5 nm atteindront les 10^9 m^{-3} , à condition d'avoir $r_0 \sim 10 \text{ nm}$ et $r_0 \sim 5 \text{ nm}$ respectivement. Des travaux plus récents de simulations 3D sur le comportement des particules météoritiques confirment ces tendances (*Bardeen et al.*, 2008). En outre, *Bardeen et al.* (2008) observent un transport rapide, dans l'année, du pôle estival au pôle hivernal, où les particules météoritiques tombent dans la stratosphère (dans le vortex polaire). Ces auteurs soulignent en outre qu'une taille initiale $r_0 = 0,2 \text{ nm}$ avant coagulation est peu probable : une taille plus proche du nanomètre ($r_0 \sim 1 \text{ nm}$) semble préférée, en lien avec des expériences de laboratoires à ce sujet. En outre, et du fait du transport méridional qui emporte les matières ablatées, il est beaucoup plus difficile d'obtenir des particules météoritiques (après coagulation) de $\geq 1 \text{ nm}$ avec un rayon initial $r_0 < 1 \text{ nm}$. Une taille r_0 plus proche du nanomètre permet donc d'anticiper une importante abondance de noyaux $> 1 \text{ nm}$ dans la mésosphère terrestre au dessus de 80 km , et ce avec des concentrations supérieures à 10^8 m^{-3} pour $r=2-3 \text{ nm}$. En outre, *Bardeen et al.* (2008) soulignent que les vents ascendants permettent de maintenir une population de particules $r=5-10 \text{ nm}$ à des concentrations supérieures à 10^6 m^{-3} (voir Figure I.54) et ce malgré un $r_0 \leq 1 \text{ nm}$ (contrairement à *Hunten et al.*, 1980).

Enfin, *Kalashnikova et al.* (2000) évalue l'impact de la forme des IDPs sur leur taux d'ablation et donc de production des particules météoritiques : pour des IDPs fractales, ce taux est divisé par 5000 ($10^{10} \text{ m}^{-3} \text{ s}^{-1}$), et pique à 100 km au lieu de 80 km pour des IDP sphériques (Figure I.55).

Turco et al. (1981) et *Rapp and Thomas* (2006) soulignent que des concentrations de l'ordre de plusieurs centaines de noyaux par cm^3 soit quelques 10^8 m^{-3} avec des rayons autour de $1-1,5 \text{ nm}$ seraient nécessaires pour former les PMCs observés sur Terre. Ces concentrations sont de l'ordre de ce qui est trouvé par les modèles précédemment cités.

La densité des particules. *Jessberger et al.* (2001) établissent une densité de 2500 kg m^{-3} pour ces IDPs à partir d'échantillons collectés dans la stratosphère terrestre, dans les glaces aux pôles et au fond des océans. *Staubach and Grün* (2001) utilisent cette même valeur, quelles que soient les tailles de IDPs, dans leur synthèse d'observations sur ces particules. Cette même densité est utilisée par *Poppe et al.* (2011) dans leur interprétations des données de l'expérience CDE (AIM). *Nesvorný et al.* (2010) utilisent ainsi également 2000 kg m^{-3} et relèvent qu'une valeur de 1000 kg m^{-3} est aussi supposée pour des grains cométaires (*Wiegert et al.*, 2009). Bien que la matière recondensée n'ait a priori pas de raison de conserver toute l'information sur la densité initiale du météoroïde, *Hunten et al.* (1980), *Kalashnikova et al.* (2000), et *Bardeen et al.* (2008) utilisent 2000 kg m^{-3} , et 2500 kg m^{-3} pour la densité des particules météoritiques (i.e pour les particules secondaires issues de la recondensation du matériel ablaté). Dans la suite (et notamment au chapitre IV) la densité de 2500 kg m^{-3} sera adopté comme valeur de référence pour des IDPs. Cette valeur est similaire à la densité moyenne considérée pour les poussières martiennes en générale.

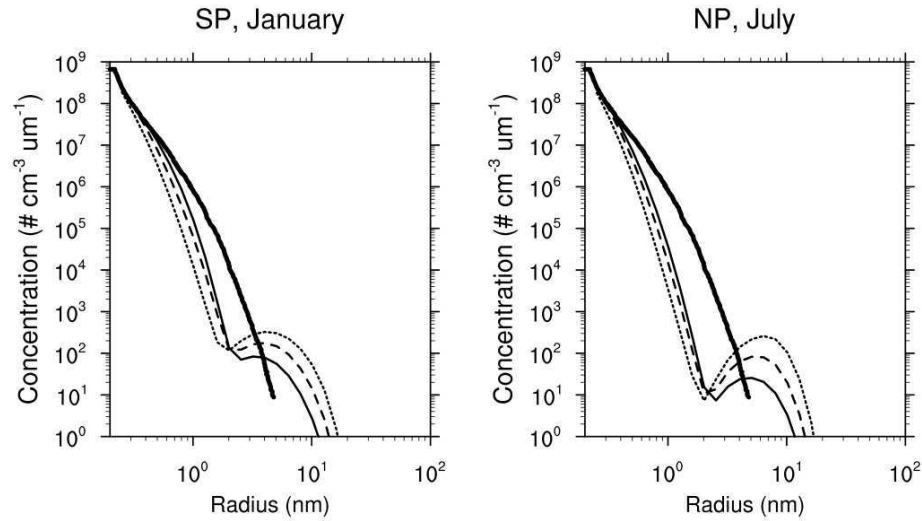


FIGURE I.54 – Distributions en taille des particules météoritiques dans l’atmosphère terrestre obtenues par simulation 3D (Bardeen et al., 2008) comparées à celle de Hunten et al. (1980) (en trait gras). La ligne fine continue correspond à une altitude de 90 km, les tirets à 88 km et les pointillés à 85 km.

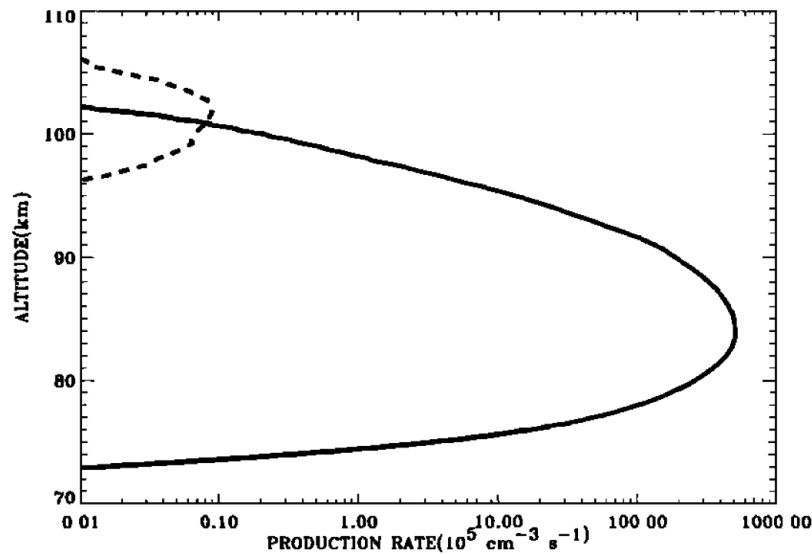


FIGURE I.55 – Taux de production de particules météoritiques de 1,3 nm obtenu par un modèle d’ablation terrestre. Le trait continu est relatif à des particules sphériques. Les tirets correspondent à des particules de type fractale. Source : Kalashnikova et al. (2000).

I.C.3.b L’apport saisonnier : les pluies de météorites

Les comètes libèrent en permanence des particules dont les vitesses d’éjection sont faibles par rapport à la vitesse du corps principal. Ainsi ces poussières suivent la même orbite que la comète et s’étalent le long de sa trajectoire, formant un flux de particules que l’orbite d’une planète peut croiser. Ce flux vient s’ajouter au continuum (IDPs) : il s’agit de pluies de météorites. Sur Terre

les pluies de météorites peuvent augmenter les concentrations de particules (neutres ou ions) d'un facteur allant jusqu'à 10 comme le suggèrent des observations terrestres analysées dans *Kopp* (1997). Mais le maigre jeu de données ne permet pas aujourd'hui d'affirmer avec certitude que les pluies de météorites ont un effet systématique sur la couche météoritique terrestre (*Grebowsky and Aikin*, 2002). Les contributeurs principaux à la masse annuelle de particules météoritiques sur Terre sont les IDPs. .

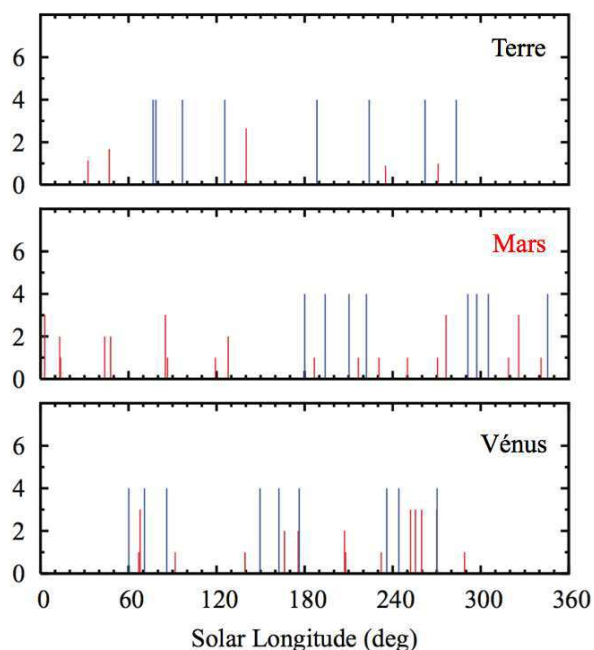


FIGURE I.56 – Saisons (abscisses) et Intensité (ordonnée, échelle arbitraire) des pluies météoritiques en fonction des saisons. Prévisions pour la Terre (haut), Mars (milieu), et Vénus (bas) en fonction de leurs saisons respectives. Les plus grands traits renvoient aux événements les plus intenses. Source : *Christou* (2010)

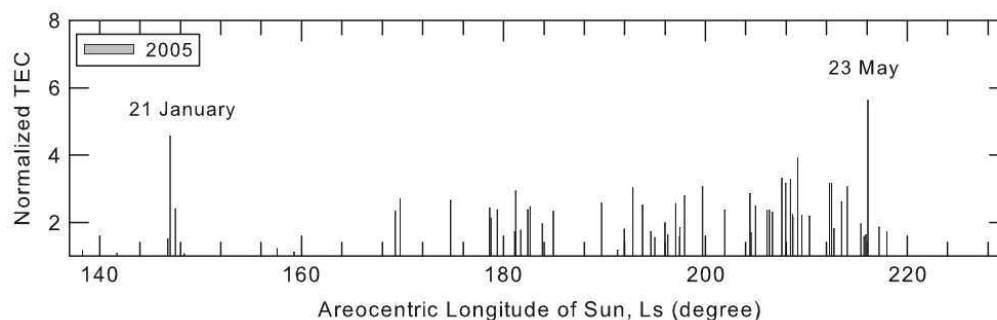


FIGURE I.57 – Mesure du contenu en électrons (en m^{-2}) ou TEC (Total Electron Content) dans l'atmosphère de Mars selon les saisons (année MY27). Le TEC est obtenu par intégration le long de la verticale de profils de densité d'électrons obtenus par occultation radio (mission MGC). Source : (*Pandya and Haider*, 2012)

L'étude de *Christou* (2010) est la plus à jour concernant les prédictions de pluies de météorites pouvant advenir sur Mars notamment Elle montre que les pluies de météorites saisonnières les plus

importantes sur Mars (milieu de la figure I.56) seraient observées en des longitudes solaires $L_s > 180^\circ$ (traits bleus) et des pluies d'importance moindre et plus rares pour $0^\circ < L_s < 180^\circ$. Bien qu'ils ne s'agissent que de considérations théoriques fondées sur plusieurs critères orbitaux de différentes comètes, la concordance entre ce travail de prédiction pour la Terre et les connaissances que l'on a des pluies de météorites sur Terre tend à créditer les prédictions de pluies sur Mars (*Christou, 2010*). La prédiction d'une recrudescence d'activité météoritique pour $L_s > 180$ est confortée par des pics de concentrations en électrons enregistrés durant l'année MY27 (par occultation radio sur MGS, *Pandya and Haider, 2012*), et probablement dus à l'ablation de météoroïdes (Figure I.57). On pourrait ainsi s'attendre à avoir une recrudescence de substrats pour la nucléation hétérogène lors de saisons à $L_s > 180^\circ$, cet apport s'estompant à la nouvelle année ($L_s = 0^\circ$).

I.C.4 Ions métalliques

Les ions métalliques proviennent de l'ablation des météoroïdes au cours de leur entrée dans l'atmosphère. Nous nous y intéressons ainsi comme indicateurs de la présence potentielle de particules météoritiques décrites plus haut, mais aussi comme potentiels substrats pour la nucléation ionique (chapitre II). Ces ions peuvent être le résultat d'une ionisation directe au cours de l'ablation, d'une photoionisation à partir des atomes métalliques neutres (flux solaire UV) ou d'un échange de charges avec les ions de l'atmosphère (essentiellement O_2^+ au dessus de 70 km). Les rayons cosmiques pourraient jouer un rôle prépondérant de nuit pour les micrométéorites dont la vitesse d'entrée ne serait pas suffisante pour une ionisation directe. D'abord modélisée par *Pesnell and Grebowsky (2000)* et *Molina-Cuberos et al. (2003)*, l'existence d'une couche d'origine météoritique sur Mars a ensuite été mise en évidence par *Pätzold et al. (2005)*, grâce aux observations radio de Mars Express, puis par *Withers et al. (2008)* avec les données radios de MGS. *Withers et al.* ont procédé à une recherche de couches météoritiques dans les anciennes données des missions martiennes Mariner 7 et 9, ajoutant 8 nouvelles détections d'une telle couche dans les profils. Les observations donnent une densité électronique maximale de l'ordre de 10^{10} m^{-3} .

Les couches d'ions métalliques se situent entre 70 et 100 km environ, soit bien dans la gamme d'altitudes d'ablation des météoroïdes (Figure I.53). Selon le modèle de *Molina-Cuberos et al. (2003)*, une couche type serait essentiellement constituée des ions Mg^+ et Fe^+ avec des maxima de densité variant entre le jour et la nuit. D'environ 10^{10} m^{-3} pour les deux cations en journée, le pic descend à $\sim 10^8 \text{ m}^{-3}$ en pleine nuit. Cette différence s'explique par l'absence de rayonnement UV solaire et de transfert de charge. Notons que le modèle de *Molina-Cuberos et al. (2003)* ne considère que le flux micrométéoritique constant dû aux IDPs (voir section I.C.3.a), indépendamment des pluies de météorites qui pourraient augmenter temporairement la concentration d'ions métalliques d'un facteur 10 par exemple, compte tenu d'observations effectuées sur Terre (*Kopp, 1997*).

Les couches météoritiques observées par *Pätzold et al. (2005)* se trouvent aussi bien à des hautes latitudes nord qu'à l'équateur, ainsi qu'aux moyennes latitudes sud, pour des L_s compris entre $\sim 20^\circ$ et $\sim 50^\circ$ (et une observation pour $L_s = 126^\circ$). Ces couches n'ont été observées par *Pätzold et al. (2005)* que tôt le matin et l'après-midi et, parmi les 20 profils de radio-occultation obtenus dans les hautes latitudes sud pendant la nuit, aucune couche de ce type n'a été observée. L'étude de *Withers et al. (2008)* se concentre sur des observations de densités électroniques effectuées à des latitudes supérieures à $60^\circ N$ et la figure I.59 montre que ces couches météoritiques ne sont pas présentes en permanence. Un caractère saisonnier peut être deviné là où les périodes d'observations se recoupent en terme de L_s , d'une année martienne à l'autre. Notons que l'observation de couches d'électrons identifiées comme le résultat de pluies météoritiques ne correspond pas avec les pics d'activité météoritique plus intenses tels que prévus par *Christou (2010)*. Au demeurant deux pluies de météorites théoriquement prévues n'ont pas donné lieu à la détection de couches météoritiques par la sonde radio Marsis (Mars Express) malgré des observations dédiées (*Espley et al., 2008*,

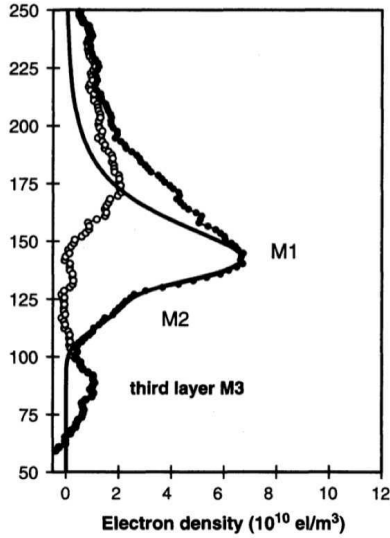


FIGURE I.58 – Profil atmosphérique vertical (altitudes en km) de la densité d'électrons (cercles noirs pleins). La couche météoritique y est indiquée (third layer). Un modèle de couche ionosphérique (modèle de Chapman) reproduit la partie basse du profil d'électron afin de le soustraire aux observations et de faire ressortir la signature météoritique (cercles ouverts) (Observations Mars Express, Pätzold et al., 2005).

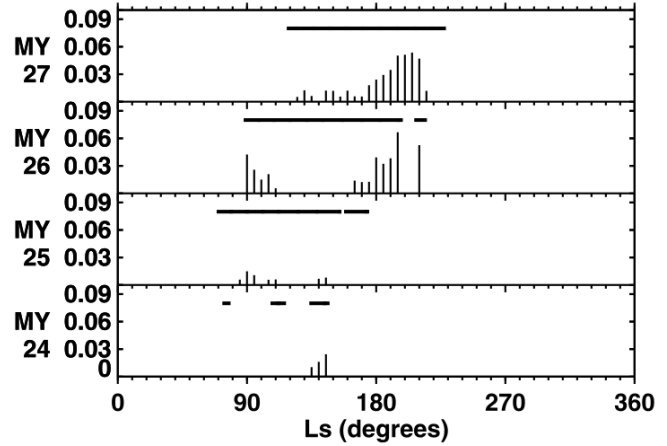


FIGURE I.59 – Distributions saisonnières (fréquences d'observation) de couches météoritiques à des latitudes supérieures à 60°N, pour plusieurs années martiennes. Les traits horizontaux montrent la couverture des observations. (Observations MGS, Withers et al., 2008).

2010). Cela, en plus de s'expliquer par une concentration trop faible de particules IDP finalement tombées dans l'atmosphère de Mars, pourrait également remettre en cause la compréhension des mécanismes de formations des couches d'ions métalliques (Espley et al., 2010). Is se pourrait très bien que ce ne soit pas les pluies de météorites, mais une variations du flux annuel sporadique qui soit responsable des fluctuations saisonnières de la couche météoritique observée sur Mars (Withers et al.). Cependant, l'étude de (Pandya and Haider, 2012) – déjà citée – qui s'est intéressée à l'augmentation de la quantité d'électrons dans l'atmosphère de Mars (Figure I.57) a pu identifier deux comètes comme probables parentes de ces événements.

Retenons aussi que l'observation saisonnière des couches météoritiques par MGS pourrait reposer sur le couplage de la dynamique atmosphérique et de l'environnement magnétique martien (Withers et al., 2008), comme déjà suggéré sur Terre (Carter and Forbes, 1999).

I.C.5 Ions gazeux

Les ions gazeux sont produits à partir des espèces neutres atmosphériques sous l'action des photons solaires et des rayons cosmiques. Ces ions sont positifs (cations) et des électrons se retrouvent ainsi libérés. Ces derniers permettent la production d'ions négatifs (anions) par attachement électronique sur les espèces neutres de l'atmosphère. L'équilibre de ces réactions avec les réactions de recombinaisons (ion-ions ou ion-électrons), ainsi que la chimie des espèces considérées, permet la détermination théorique de profils types pour les cations, les anions, et les électrons dans l'atmosphère. Notons que des profils mesurés d'espèces ioniques n'existent à ce jour que pour des altitudes supérieures à ~120 km. Elles ont été obtenues grâce aux missions Vikings (landers) au cours de

leur entrée dans l'atmosphère (*Hanson et al.*, 1977). Les missions plus récentes ont permis d'obtenir des profils de densités électroniques par occultation radio, mais que ce soit sur Mars Express ou sur Mars Global Surveyor aucun profil d'ions n'a été mesuré à des altitudes inférieures à 120 km. En revanche, d'importants efforts en modélisation ont été réalisés et permettent aujourd'hui d'estimer les concentrations attendues en cations et en anions sur toute la colonne atmosphérique martienne. *Molina-Cuberos et al.* (2002) ont établi des profils de jour pour différents ions, obtenant des concentrations maximales $N_{ion} \sim 5 \cdot 10^9 \text{ m}^{-3}$ aux alentours de 80 km, atteignant les 10^{10} m^{-3} à 100 km d'altitudes. *Haider et al.* (2007) quant à eux ont déterminé des profils types de nuit pour les ions dominants, créés par les particules du vent solaire et les rayons cosmiques, les maxima en densité de charge négative et positive tournent autour de $5 \cdot 10^9 \text{ m}^{-3}$ autour de 80 km. Les espèces dominantes sont O_2^+ dans la mésosphère et $\text{H}_3\text{O}^+(\text{H}_2\text{O})_2$ proche de la surface. Ces valeurs limites de concentrations sont du même ordre de grandeur que celles des ions métalliques, et nous permettront d'étudier la possibilité ou non d'observer une nucléation ionique efficace sur Mars pour la formation des nuages de CO_2 .

I.D Points à retenir

Le composant majoritaire de l'atmosphère de Mars (CO₂) condense au niveau des pôles, formant des calottes de glace, ainsi que dans la nuit polaire à des altitudes inférieures à 30 km sous forme de nuages de cristaux. Dans la mésosphère, des températures équivalentes à des rapports de saturation du CO₂ de l'ordre de ~ 10 (mission Pathfinder) à ~ 1000 (mission Mars Express) ont été mesurées. Des nuages de CO₂ y ont par ailleurs été identifiés. Les nuages mésosphériques de nuit se trouvent à ~ 90 -100 km d'altitude (01h00), et les nuages de jour à ~ 60 -80 km d'altitude (08-11h et 15-17h). Les tailles des cristaux de CO₂ sont de l'ordre de ~ 100 nm (nuages de nuit) et ~ 1 μm (nuages de jour). Les opacités de ces nuages sont respectivement de $\sim 0,01$ (à 200 nm) et $\sim 0,1$ en moyenne (à 1 μm). Les nuages diurnes sont observés essentiellement entre $L_s = 0 - 60^\circ$ et $L_s = 100 - 150^\circ$, entre -120° et $+30^\circ$ de longitude Est, entre -20° et $+20^\circ$ de latitude Nord (avec deux observations à $\pm 50^\circ$). Les nuages nocturnes ont été observés autour de -30° et -15° de latitude Nord. Le Tableau I.4 reprend les principales propriétés des nuages observés.

Instrument	heure	altitude (km)	r_{eff} (μm)	τ
SPICAM	nuit	~ 90 -100	0.080-0.130 (± 0.02)	$\sim 0.01^a$
OMEGA	jour	~ 60 -80	1-3	$< 0.5^b$
CRISM	jour	~ 60 -80	0.5-2	$< 0.3^c$

TABLE I.4 – Résumé des observations de nuages mésosphériques de CO₂. (a) : à 200 nm, opacités entre 0.006 et 0.05; (b) : à 1 μm ; (c) : à 500 nm

Il existe une corrélation entre les minima de température du LMD-GCM, dus à la circulation de grande échelle (dominée par les ondes de marée thermique), et les observations de nuages mésosphériques de CO₂. Il existe également une corrélation entre les lieux d'observation des nuages mésosphériques de CO₂ et les endroits où les ondes de gravité sont théoriquement capables de se propager jusqu'à la mésosphère.

Les informations principales concernant l'apport de substrats pour la condensation sur Mars sont résumées ci-dessous :

- Le soulèvement de poussière et la dynamique atmosphérique particulièrement convective au passage du solstice d'été occasionnent de fortes tempêtes de poussière (favorablement entre $L_s=220^\circ$ et $L_s=300^\circ$) qui causent un apport de particules de l'ordre de la centaine de nanomètres, à des altitudes supérieures à 60 km.
- L'ordre de grandeur du rayon effectif moyen de la poussière sur Mars est ~ 1 μm . La distribution de poussière souvent considérée comme unimodale serait préférentiellement bimodale : par exemple une population composée de deux modes, autour de 200 nm et 1 μm permet d'expliquer des données aux limbes de la mission Viking (*Montmessin et al.*, 2002).
- Le flux météoritique continu sur Mars serait de l'ordre 10^6 kg par an (deux estimations indépendantes).
- La zone d'ablation des météoroïdes sur Mars (~ 50 -95 km) comprend l'altitude où se forment les nuages de CO₂
- Des prédictions de pluies de météorites situent la grande majorité de celles-ci entre $L_s=180^\circ$ et $L_s=360^\circ$.
- Les densités électroniques identifiées comme des couches météoritiques sur Mars sont observées par Mars Express (sur une année) et MGS (sur plusieurs années) respectivement pour L_s compris entre 20° et 50° . avec une observation à $L_s=126^\circ$ (sur une large gamme de latitude entre -22° et 70°) et entre $L_s=90^\circ$ et 210° (au delà de 60° Nord). Un effet saisonnier apparaît dans les observations MGS avec une recrudescence d'observation de couches météoritiques entre $L_s=180^\circ$ et $L_s=210^\circ$.

-
- Les concentration maximales d'ions métalliques ou gazeux sur Mars seraient de 10^9 - 10^{10} m^{-3} autour de ~ 80 km. Ces concentrations obtenues par modélisation sont cohérentes avec les densités électroniques mesurées.
 - Les couches météoritiques détectées par Mars Express s'étendent en altitude entre 65 et 90 km et MGS observe des pics entre ~ 80 et ~ 100 km, soit l'altitude de formation des nuages de CO_2 .

I.E Objectifs de la thèse

Les questions qui se posent au début de ce travail de thèse et qui résument les motivations et objectifs de cette étude sont énumérées ci-dessous. Elles permettront de guider la conclusion générale qui constitue le dernier chapitre de la thèse.

- Quels sont les paramètres microphysiques déterminants dans la formation des cristaux de CO₂ ?
- Quel modèle utiliser pour calculer le taux de croissance des cristaux de CO₂ ?
- Les rapports de saturation observés dans la mésosphère martienne permettent-ils de former des tailles de cristaux en accord avec les observations ?
- La formation de nuages de CO₂ peut-elle être simulée à l'aide d'ondes de gravité ? (*Clancy and Sandor, 1998; Spiga et al., 2012*)
- Peut-on expliquer les rayons effectifs observés (~ 100 nm de nuit et ~ 1 μm de jour) ? (*Montmessin et al., 2007; Määttänen et al., 2010; Vincendon et al., 2011*)
- Est-il possible d'expliquer simultanément tailles et opacités observées, de jour comme de nuit ?
- Si oui selon quel(s) scénario(s) ?
- Peut-on privilégier certains scénarios plutôt que d'autres au regard des observations ?
- Pourquoi la plupart des profils sursaturés dans la haute mésosphère ne s'accompagnent pas constamment d'une formation de nuages ? (*Montmessin et al., 2006a; Forget et al., 2009; Montmessin et al., 2011*)
- Comment expliquer le décalage en altitude entre nuage et poche froide observé par *Montmessin et al.* (2006a) ?
- Peut-on trancher sur la nature convective des nuages de CO₂ ? (*Montmessin et al., 2007; Määttänen et al., 2010*)
- Que conclure sur le mode de formation des nuages de CO₂ mésosphériques ?

Comme présenté en introduction générale, pour répondre à ces questions il a été nécessaire d'établir un modèle de croissance de cristaux valable aux hautes sursaturations martiennes mésosphériques, pour une vapeur majoritaire se condensant dans une atmosphère raréfiée (**chapitre II**). Ce modèle de croissance a ensuite été intégré à un modèle de microphysique 1D permettant une représentation simplifiée des processus intervenant dans la formation d'un nuage, avec leur échelle de temps respective, menant ainsi à de premières simulations de nuages idéalisées (**chapitre III**). Des profils de températures perturbés par la propagation d'ondes de gravité, et extraits de champs de température 3D simulés par un modèle méso-échelle tridimensionnel, sont utilisés pour tenter de reproduire et d'expliquer au mieux les observations (rayons et opacités) à partir de scénarios simples prescrivant l'apport de noyaux de condensation (**chapitre IV**).

Théorie de la nucléation et de la condensation

Ce chapitre présente les étapes de naissance (nucléation) et de croissance (condensation/évaporation) d'un cristal de CO_2 , qui seront inclus dans le modèle de microphysique 1D de nuages, présenté dans le chapitre suivant. Plusieurs processus de nucléation sont présentés et discutés, afin de déterminer lequel d'entre eux est pertinent pour l'atmosphère martienne. Les parties liées à la condensation sont consacrées au développement d'un modèle théorique du taux de croissance des cristaux de CO_2 dans l'atmosphère de Mars. Les nuages mésosphériques que nous avons pour objectif de simuler pour la première fois dans un modèle de microphysique 1D évoluent dans un environnement très sursaturé en CO_2 (chapitre I). Ainsi, le modèle de croissance doit convenir à la condensation du composant majoritaire dans une atmosphère raréfiée, avec des rapports de saturation $S \gg 1$.

Nous faisons principalement référence à deux études de modélisation des nuages troposphériques ou de la Mars primitive (respectivement *Wood, 1999*; *Colaprete and Toon, 2003*). Ces études ont utilisé des taux de croissance distincts, ignorant l'importance relative de différents processus pouvant intervenir dans la condensation du gaz majoritaire. Nous montrons dans quelle mesure des équations similaires à celles utilisées pour la croissance des nuages d'eau sur Terre peuvent être utilisées, tout en tenant compte des grands rapports de saturation. L'objectif est de déterminer l'approche pertinente la plus simple permettant de calculer le taux de croissance des cristaux de CO_2 . Une grande partie de ce chapitre a fait l'objet d'un article (*Listowski et al., 2013*).

Sommaire

II.A	Nucléations homogène et hétérogène	69
II.A.1	Nucléation homogène et barrière énergétique	69
II.A.1.a	Le rapport de saturation	69
II.A.1.b	Energie de nucléation : création d'une nouvelle interface	70
II.A.1.c	Le rayon critique	71
II.A.2	Nucléation hétérogène : abaissement de la barrière énergétique	72
II.A.2.a	Nucléation sur un aérosol insoluble	72
II.A.2.b	Nature des substrats et affinité structurale	75
II.A.3	Taux de nucléation J et saturation critique S_c	77
II.A.3.a	Unités	77
II.A.3.b	Expressions de J_{hom} et J_{het}	78
II.A.3.c	Rapport de saturation critique S_c	80
II.A.3.d	Probabilité de nucléation hétérogène	82
II.A.3.e	Coefficient d'écart à l'isothermie	83
II.A.4	La nucléation ionique	84
II.B	Modèle de croissance par condensation pour les cristaux de CO₂	87
II.B.1	Deux modèles de croissance	87
II.B.2	L'approche de type Maxwell dans le cas d'une vapeur quasi-pure	91
II.B.2.a	Les équations de base pour une vapeur à l'état de traces	92
II.B.2.b	Le Stefan Flow : un terme de transfert de masse additionnel	92
II.B.2.c	La thermodiffusion et l'effet Dufour : deux processus croisés	93
II.B.2.c.i	La thermodiffusion : frein à la croissance	94
II.B.2.c.ii	L'effet Dufour : aide à la croissance	96
II.B.2.c.iii	Approche au premier ordre	97
II.B.3	Bilan énergétique : couplage des transferts de masse et de chaleur	99
II.C	Propriétés de la vapeur de CO₂ et de N₂	101
II.C.1	Le traitement en gaz parfait	101
II.C.2	La pression de vapeur saturante du CO ₂ , p_{sat}	102
II.C.3	Le coefficient de diffusion moléculaire D pour CO ₂ /N ₂	102
II.C.4	La conductivité thermique du mélange CO ₂ /N ₂	103
II.D	Résultats et choix du modèle CLASSIC de croissance	106
II.E	De la Terre à Mars : s'adapter aux grandes sursaturations de CO₂	109
II.E.1	Croissance des cristaux pour les nuages terrestres : des modèles linéarisés	109
II.E.2	Ecarts entre notre modèle CLASSIC et le modèle linéarisé (LIN)	111
II.E.3	Comparaison au taux de croissance de C2003	115
II.E.4	L'expérience de <i>Glandorf et al.</i> (2002)	116
II.E.5	Comparaison aux taux de croissance de W1999 (approche de Langmuir)	117
II.E.5.a	Concordance entre le modèle CLASSIC et W1999	117
II.E.5.b	Linéarisations dans les modèles CLASSIC/Y93	120
II.E.5.c	La correction de <i>Fuchs and Sutugin</i> (1971)	120
II.E.6	Limitations dans le cadre d'une application à une Mars primitive	120
II.F	Effets non pris en compte dans la croissance du cristal	122
II.F.1	Le coefficient de ventilation (sédimentation)	122
II.F.2	Forme du cristal	122
II.F.3	Cinétique de surface	123
II.F.4	Transfert radiatif	124
II.G	Conclusions du chapitre	126

II.A Nucléations homogène et hétérogène

La théorie de la nucléation permet de décrire la première étape d'un changement de phase : nous l'appliquons ici à la formation des cristaux de CO_2 , à partir du mélange de gaz que constitue l'air martien. D'une certaine façon la nucléation est à l'apparition d'une nouvelle phase ce qu'une étincelle est au déclenchement et à la propagation d'un incendie. Cette étincelle consiste dans notre cas à la formation d'embryons (agrégats de molécules) de la phase de glace dans la phase vapeur.

La nucléation abordée dans le cadre de cette partie suit les principes de la théorie classique de nucléation (souvent désignée par l'acronyme CNT, pour *Classical Nucleation Theory* en anglais) appliquée à un composé. Un abondant développement de ces principes peut être trouvé dans plusieurs ouvrages (*Vehkamäki*, 2006; *Seinfeld and Pandis*, 2006; *Pruppacher and Klett*, 2010). Les parties ci-dessous reprennent les points importants nécessaires à la compréhension de notre étude.

Nous rappellerons simplement que l'hypothèse majeure de la CNT consiste en l'approximation de capillarité. Cette approximation consiste à supposer que les propriétés de la phase condensée à l'échelle macroscopique se retrouvent à l'échelle microscopique. Ainsi l'énergie de surface de la phase condensée (σ) est bien définie quel que soit le nombre de molécules considérées. Il en va de même pour d'autres grandeurs, comme par exemple la masse volumique de la phase condensée (ρ_i).

II.A.1 Nucléation homogène et barrière énergétique

II.A.1.a Le rapport de saturation

Le processus de nucléation le plus élémentaire est celui où les molécules s'agrègent directement les unes avec les autres et non sur un support préexistant. L'embryon se forme directement au sein de la phase initiale : on parle de nucléation homogène. Si cet agrégat est de taille suffisante alors il peut donner lieu au développement de la nouvelle phase : l'embryon formé continue de croître. Dans le cas contraire il disparaît aussitôt. Cette logique est illustrée par la présence d'une barrière énergétique à franchir. Une variable essentielle pour la décrire est le rapport de saturation S :

$$S = \frac{p_v}{p_{\text{sat}}(T)} = \frac{x_v \times p}{p_{\text{sat}}(T)}, \quad (\text{II.1})$$

où p est la pression totale ou pression atmosphérique, x_v la fraction molaire de la vapeur (condensable), p_v la pression partielle de la vapeur¹, et $p_{\text{sat}}(T)$ la pression partielle de la vapeur à l'équilibre avec la phase condensée (ou pression de vapeur saturante). Dans la suite nous parlerons indifféremment de phase condensée ou de glace. La pression de vapeur saturante est définie pour une interface plane entre les deux phases.

Le rapport de saturation S permet d'évaluer — à une température atmosphérique T — l'excès de molécules dans la phase vapeur par rapport à la quantité de molécules à l'équilibre thermodynamique entre phase condensée et vapeur pour une interface plane. On parle également de sursaturation pour désigner la grandeur $s = S - 1$. Il y a équilibre lorsque $S = 1$ ou $s = 0$, alors, $p_v = p_{\text{sat}}(T)$. L'environnement est dit sursaturé (resp. sous-saturé) lorsque $s > 0$ et $S > 1$ (resp. $s < 0$ et $S < 1$). A une altitude (ou pression) donnée, un excès se provoque soit par une augmentation relative de la quantité de vapeur (augmentation de x_v), soit par une diminution de température (diminution de p_{sat}). Or $p_{\text{sat}}(T)$ diminuant exponentiellement avec la température, celle-ci a une grande influence sur les valeurs pouvant être prises par S . La Figure II.1 donne une correspondance entre rapport de saturation et écart de température au point de condensation ($\Delta T_c = T_{\text{cond}} - T$) pour deux pressions différentes avec une composition en CO_2 fixée à $x_v = 0,95$.

1. La pression partielle d'un gaz est la pression due aux molécules de ce gaz uniquement – indépendamment des autres espèces gazeuses présentes dans le mélange. Ainsi la pression totale du mélange est la somme des pressions partielles de chaque constituant de ce mélange (loi de Dalton).

En situation d'excès, le changement de phase peut avoir lieu et une partie des molécules de la phase gazeuse « bascule » dans la nouvelle phase initiée par l'embryon, appelé aussi germe de nucléation. Néanmoins, il ne suffit pas d'avoir $S > 1$ pour que la nucléation conduise au changement de phase, et nous verrons que c'est une condition du type $S \geq S_c$ qui doit être vérifiée, avec $S_c > 1$. En terme de température, cette condition se traduit par le fait qu'il ne suffit pas d'atteindre la température de condensation T_{cond} (on a alors $S = 1$) d'une espèce pour que ses molécules basculent en phase condensée, mais qu'une température plus faible est requise ($T < T_{cond}$).

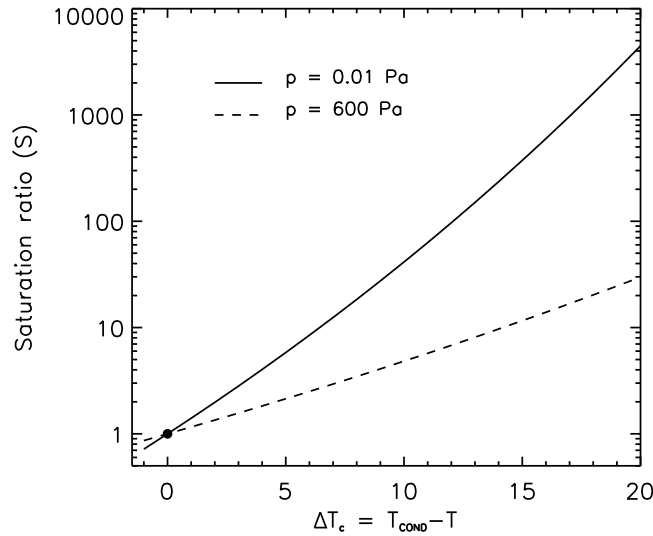


FIGURE II.1 – Correspondance entre la valeur du rapport de saturation S du CO_2 et $\Delta T_c = T_{cond} - T$. La composition atmosphérique en CO_2 est fixée à $x_v = 95\%$. Le cercle plein indique la cas particulier $T = T_{cond}$ où $S = 1$. Les deux pressions correspondent à des conditions de surface ($p \sim 600$ Pa, en tirets), et à des conditions mésosphériques ($p \sim 0.01$ Pa soit $\sim 80-90$ km, en trait continu).

II.A.1.b Énergie de nucléation : création d'une nouvelle interface

D'un point de vue thermodynamique, dès que $p_v > p_{sat}$ (excès de vapeur par rapport à l'équilibre), l'énergie de la nouvelle phase² est plus basse que celle de la phase initiale et le changement d'état devrait en théorie avoir lieu (basculement d'une partie des molécules dans la nouvelle phase). Mais ce changement d'état implique la création d'une interface, avec ses contraintes mécaniques. Ces contraintes sont caractérisées par une grandeur appelée énergie de surface (σ) dans le cas d'un équilibre solide/vapeur³. D'un point de vue énergétique il y a une compétition entre la création de l'interface et le changement de phase en lui-même tel que prédit par la thermodynamique. Si l'on suppose que l'embryon peut être assimilé à une sphère de rayon r on obtient l'énergie de nucléation :

$$\Delta F = 4\pi r^2 \sigma - \frac{4\pi r^3}{3v_m} kT \ln S, \quad (\text{II.2})$$

où k est la constante de Boltzmann, et v_m le volume occupé par une molécule de la phase condensée. Dans le cas de la glace, v_m vaut m_m/ρ_i où m_m est la masse d'une molécule de CO_2 et

2. L'énergie dont il est question ici est l'énergie libre de Helmholtz, $U - TS$, où U est l'énergie interne du système, T la température, et S son entropie.

3. Dans le cas d'un équilibre liquide/vapeur on parle de tension de surface.

ρ_i la masse volumique de la glace de CO_2 . Dans l'équation II.2 (à droite du signe égal), le terme de gauche est l'énergie surfacique et celui de droite le terme d'énergie volumique. De cette expression résulte l'existence d'un « col énergétique » à franchir, noté ΔF^* (valeur maximale de ΔF). A ce col énergétique correspond une taille critique d'embryon, que nous noterons r^* , taille à l'équilibre (instable) entre la vapeur et la phase liquide. Par dérivation et annulation de l'équation II.2 on obtient l'expression de ΔF^* :

$$\Delta F^* = \frac{4\pi r^{*2}}{3} \sigma, \quad (\text{II.3})$$

où r^* est défini par la relation :

$$r^* = \frac{2\sigma v_m}{kT \ln S} \quad (\text{II.4})$$

L'équation II.4 est appelée équation de Kelvin et décrit l'équilibre instable de l'embryon de taille r^* . Dans un environnement caractérisé par T et S , un embryon de rayon r se désagrège si $r < r^*$. Si $r > r^*$ on assiste au contraire à la croissance spontanée du cristal et donc à l'apparition de la nouvelle phase de glace.

Une autre forme de l'équation de Kelvin fait apparaître la pression partielle de la vapeur à l'équilibre au dessus du cristal de rayon r , notée $p_{sat}(T, r)$. On peut pour cela définir, en inversant la relation II.4, le rapport de saturation à l'équilibre S_{eq} associé à un rayon d'embryon r quelconque. En remarquant que $S_{eq} = p_{sat}(T, r)/p_{sat}(T)$:

$$p_{sat}(T, r) = p_{sat}(T) \exp\left(\frac{2\sigma v_m}{kTr}\right) \quad (\text{II.5})$$

Au niveau de l'interface courbe, une molécule de la phase condensée a moins de contact avec les molécules adjacentes que dans le cas d'une interface plane. L'échappement des molécules vers la phase vapeur est ainsi facilité. Une pression plus importante est donc nécessaire dans la phase vapeur pour maintenir les molécules dans la phase condensée lorsqu'est considérée une interface courbe : on a bien $p_{sat}(T, r) > p_{sat}(T)$. Cet « effet Kelvin » devient négligeable pour $r \gtrsim 100$ nm.

II.A.1.c Le rayon critique

Intuitivement, plus la température diminue et plus l'apparition de la phase de glace (et donc la nucléation préalable) sera facilitée. Cela devrait se traduire par un rayon critique r^* plus petit (alors plus favorable) à mesure que T diminue. Cependant l'expression II.4 de r^* ne permet pas de s'en rendre compte en l'état. En effet si T augmente, r^* diminue. Il faut se rappeler que S dépend fortement de la température via la pression de saturation p_{sat} . La dépendance en température est la suivante : $p_{sat}(T) = A \exp(-B/T)$. On obtient par substitution :

$$r^* = \frac{2\sigma v_m}{k_b} \frac{1}{B - T \ln(A/p_v)}, \quad (\text{II.6})$$

où A, B et p_v sont en Pa. La très grande valeur de A ($\sim 10^{12}$ Pa) nous permet d'affirmer que $A \gg p_v$ (voir Tableau II.5 dans la partie sur la condensation). Ainsi lorsque la température diminue, le rayon critique que l'embryon doit atteindre est effectivement plus petit, et l'énergie à fournir plus petite également, d'après l'équation II.3. Enfin pour que cette formule soit bien définie il faut que $r^* > 0$ soit toujours vérifié, c'est à dire que $T < T_{cond}$. Logiquement tout ce raisonnement ne tient que si l'on se situe en deçà de la température de condensation. La Figure II.2 présente la variation du rayon critique en fonction de la température pour différentes pressions atmosphériques sur Mars. Pour des températures de plus en plus basses, le rayon critique tend vers la taille d'une molécule.

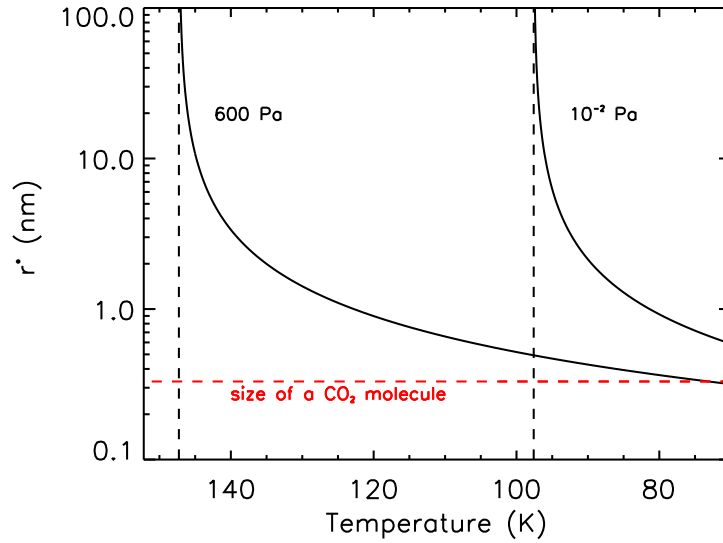


FIGURE II.2 – Taille de l’embryon critique pour la nucléation homogène en fonction de la température. Les courbes sont tracées pour deux pressions atmosphériques p correspondant à des conditions de surface (600 Pa) et à la mésosphère (10^{-2} Pa). On suppose une abondance moyenne de CO_2 de 95%. Ainsi $p_v = 0,95p$ dans l’équation II.19. La droite horizontale indique la taille d’une molécule de CO_2 . Les droites verticales en tirets indiquent les températures de condensation T_{cond} du CO_2 dans les deux cas.

Lorsque $T = T_{\text{cond}}$ exactement, le rayon critique tend vers l’infini et il en va de même de l’énergie de nucléation (équation II.3) : la croissance spontanée d’un germe est impossible. Si l’on s’en tient à des refroidissements $\Delta T_c < 20\text{K}$ (maxima atteints dans la haute mésosphère martienne), l’embryon critique à une taille de l’ordre de quelques nanomètres en moyenne.

II.A.2 Nucléation hétérogène : abaissement de la barrière énergétique

La nucléation hétérogène est principalement responsable de la formation des nuages, sur Terre comme sur Mars. Sa description est essentiellement héritée du travail de *Fletcher* (1958), à partir du formalisme de la nucléation homogène. On parle de nucléation hétérogène lorsqu’un auxiliaire, tel un aérosol (soluble ou insoluble) ou un ion, intervient dans la formation de l’embryon. Cet auxiliaire permet d’abaisser la barrière énergétique que nous avons appelée ΔF^* . Ce mécanisme sera donc privilégié par rapport à la nucléation homogène. Notons que sur Mars le cas d’un aérosol soluble n’est pas considéré. Sur Terre, une abondante famille d’aérosols organiques, chimiques, d’origine anthropique ou non, ainsi que des minéraux tels les sels issus de l’évaporation des océans, peut jouer un rôle déterminant dans la nucléation de la phase d’eau liquide et donc dans la formation de gouttelettes. L’absence de phase liquide dans l’atmosphère martienne rendant bien moins probables de tels effets de mélange, nous ne considérerons pas cet aspect dans le cas de la nucléation sur Mars.

II.A.2.a Nucléation sur un aérosol insoluble

L’atmosphère de Mars présente une grande quantité de poussières (particules minérales) en suspension dans l’atmosphère. Considérons une particule sphérique (non chargée) de rayon R sur la-

quelle se formerait un embryon. La nouvelle géométrie par rapport au cas homogène permet d'évaluer le gain en énergie. Sans entrer dans le détail, le terme d'énergie surfacique dans l'équation II.2 doit être modifié en tenant compte des interfaces glace/vapeur, substrat/vapeur, et glace/substrat. *Fletcher* (1958) a alors montré que l'énergie nécessaire à la nucléation hétérogène pouvait s'exprimer en fonction de l'énergie de la nucléation homogène, le rayon du germe critique restant inchangé.

$$\Delta F_{het}^* = \Delta F^* \times f(m, x) \quad \text{avec} \quad x = \frac{R}{r^*} \quad (\text{II.7})$$

où r^* est le rayon critique de la nucléation homogène, R le rayon du substrat, et $f(m, x)$ la fonction définie par :

$$f = \frac{1}{2} \left[1 + \left(\frac{1 - xm}{g} \right)^3 + x^3 \left(2 - 3 \left(\frac{x - m}{g} \right) + \left(\frac{x - m}{g} \right)^3 \right) + 3x^2 m \left(\frac{x - m}{g} - 1 \right) \right], \quad (\text{II.8})$$

où g est donné par $(1 + x^2 - 2xm)^{1/2}$ et m est le paramètre de contact défini par :

$$m = \cos(\theta) = \frac{\sigma_{sub,vap} - \sigma_{sub,cond}}{\sigma_{cond,vap}}. \quad (\text{II.9})$$

Les trois énergies de surface désignées par la même lettre σ sont indicées en fonction des interfaces qu'elles caractérisent (*sub* pour substrat, *cond* pour condensée, *vap* pour vapeur). Le paramètre de contact m quantifie l'affinité entre la phase condensée et le substrat. Il s'exprime en fonction de l'angle θ fait par la phase condensée avec le substrat (Figure II.3). En pratique, m doit être mesuré, et la seule valeur de paramètre disponible dans la littérature pour la glace de CO_2 est celle de *Glandorf et al.* (2002) qui ont déterminé la valeur de 0,95 pour du CO_2 nucléant sur de la glace d'eau.

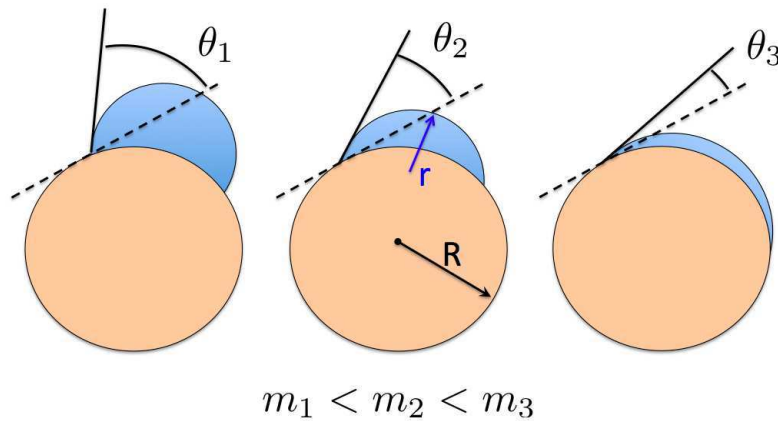


FIGURE II.3 – Formation d'un embryon de la phase condensée (en bleu) de rayon r sur un substrat de rayon R (en brun). L'angle θ est d'autant plus petit que l'affinité entre la phase condensée et le substrat est grande (m croissant).

La nucléation hétérogène est toujours favorisée en présence d'un substrat par rapport à la nucléation homogène. En effet celui-ci facilite la création de la nouvelle interface courbe entre glace et vapeur, en abaissant l'énergie surfacique requise (par une augmentation du rayon de courbure). Le col énergétique de nucléation est ainsi abaissé (Figure II.4). On observe que :

- A température constante, une augmentation du rapport de saturation diminue la barrière de nucléation.
- A saturation constante, une température croissante est associée à un col énergétique décroissant. En effet une température croissante est synonyme d'une plus grande énergie (agitation) thermique et donc d'un apport nécessaire en énergie moindre pour agglomérer les molécules de vapeur en un embryon critique.

Le cas optimal d'abaissement du seuil de nucléation s'observe pour affinité parfaite entre condensat et substrat ($\theta = 0^\circ$, $m = 1$), car alors la fonction $f(m, x)$ tend vers 0, et donc l'énergie de nucléation aussi (Figure II.5). Pour $\theta = 180^\circ$ ($m = 0$) on retrouve le cas de nucléation homogène avec $f(m, x) = 1$.

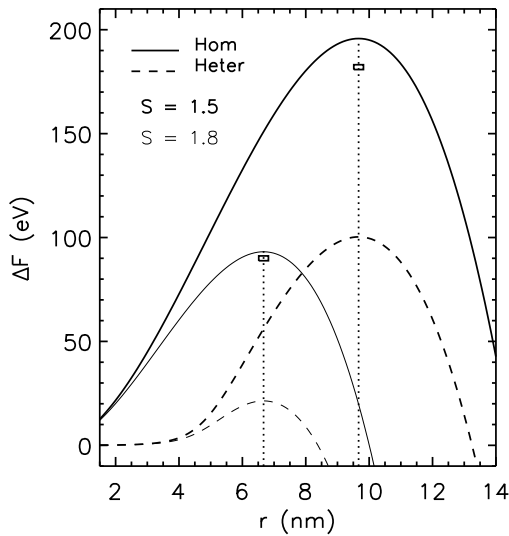


FIGURE II.4 – Energies de nucléation (eV) du CO_2 , dans le cas homogène (trait continu) et hétérogène (tirets), pour deux valeurs de S : 1.5 (trait fin) et 1.8 (trait gras). La température utilisée est de 135 K. Le rayon critique r^* est le même quel que soit la nature de la nucléation (indiqué par les lignes pointillées verticales pour chaque valeur de S). La petite barre horizontale indique le niveau du col énergétique (plus faible) pour une température de $T = 140$ K (le rayon critique serait plus petit.)

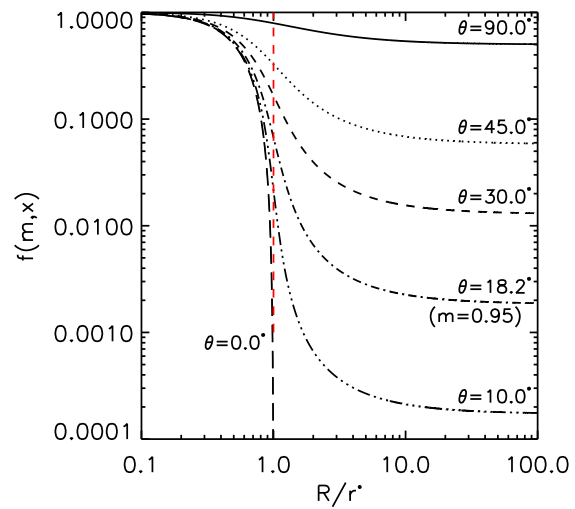


FIGURE II.5 – Fonction $f(m, x)$ tracée en fonction de $x = R/r^*$ pour plusieurs valeurs de l'angle θ . L'angle correspondant au paramètre de contact de la glace de CO_2 ($m = 0,952$) sur de la glace d'eau (Glandorf et al., 2002) est également indiqué.

Même dans le cas où le noyau de condensation est plus petit que l'embryon critique ($R < r^*$) la nucléation hétérogène est énergétiquement plus favorable que la nucléation homogène. Dans le cadre de description de la nucléation hétérogène, la croissance d'un cristal peut donc avoir lieu pour des tailles inférieures à celui de l'embryon critique. Notamment dans le cas d'une affinité quasi-parfaite où $\theta \rightarrow 0^\circ$ (voir courbe correspondante II.5). A ce titre, les expériences de nucléation de l'eau sur substrats insolubles (et inorganiques) de *Winkler et al.* (2008) ont permis d'observer des condensats d'une taille de l'ordre du nanomètre, inférieurs au rayon critique r^* . Ils ont ainsi mis en évidence que la théorie de *Fletcher* (1958) était vérifiée pour des agrégats comprenant seulement une vingtaine

de molécules ($r \sim 2$ nm). Cela conforte l'approximation de capillarité qui constitue l'hypothèse majeure de la théorie classique de nucléation.

II.A.2.b Nature des substrats et affinité structurale

Nous revenons ici sur une étude préliminaire qui avait été menée en vue de considérer une nucléation hétérogène plus complète. Comme expliqué dans le développement qui suit, cette possibilité n'a finalement pas été retenue. Nous précisons un peu plus en Annexe A l'extension de la théorie de nucléation prenant en compte l'incompatibilité structurale entre la phase condensée et le substrat, et qui a fait l'objet de quelques recherches bibliographiques et tests de sensibilités pour ce travail de thèse (les figures II.6 et II.7 ci-après en sont un exemple).

La nature des particules présentes en suspension dans l'atmosphère de Mars n'est pas parfaitement contrainte mais, notamment grâce à l'analyse de spectres d'émission thermique de ces poussières (par ex. *Hamilton et al.*, 2005), nous savons que les particules minérales sont dominées par de la roche silicatée (probablement des feldspaths), avec des faibles quantités d'olivine, de pyroxène, ainsi que de l'hématite et magnetite (oxydes de fer)⁴. A notre connaissance la seule étude s'étant intéressée aux différentes affinités structurales entre condensats (CO₂ et H₂O) et poussières martiennes demeure celle de *Gooding* (1986). Rappelons tout d'abord les critères faisant d'une particule de poussière un substrat favorable à la condensation. Ce sont des critères liés à la minéralogie :

- la compatibilité structurale entre le substrat et le condensat (en anglais *disregistry* noté δ)
- des liaisons chimiques plus ou moins favorables entre condensat et substrat
- la présence sur le substrat d'irrégularités (comme des micro cavités ou inhomogénéités de surface) favorisant la condensation (sites d'activation)

Le δ utilisé par *Gooding* (1986) est défini en faisant intervenir deux dimensions du substrat :

$$\delta = \frac{k_c(d_{sub,x} + d_{sub,y})}{2k_s a_c} - 1 \quad (\text{II.10})$$

où k_c et k_s sont des constantes relatives au condensat et au substrat respectivement. a_c est le paramètre de maille du cristal et $d_{sub,x/y}$ les analogues (selon deux direction) du paramètre de maille cristallin, pour le substrat. On peut ne considérer qu'un seul paramètre pour le cristal car la maille du CO₂ cristallin est cubique, du moins dans la gamme de températures pertinentes sur Mars (*Sattorre et al.*, 2008, relèvent un changement de structure du cristal de CO₂ en dessous de 50 K).

Pour le CO₂, le meilleur substrat apparaît comme étant du groupe des zéolites (présents sur Mars), et serait la clinoptilolite avec $|\delta| = 0,3\%$ ⁵. Les zéolites sont sans doute l'un des composants de la poussière présente à la surface de Mars (voir par ex. *Ruff*, 2004; *Ehlmann et al.*, 2008b; *Schwenzer and Kring*, 2009). Leur faible densité leur permettrait en outre de résider longtemps dans l'atmosphère (*Gooding*, 1980). L'auteur présente plusieurs substrats en théorie favorables à la formation d'un germe de CO₂, et faisant partie des groupes des argiles, silicates, des oxydes de Fer, et des sulfates⁶. Des cristaux d'eau préalablement formés peuvent également servir de substrat :

4. La connaissance des matériaux présents sur Mars permet de définir des analogues de roches martiennes sur Terre (*Mojave Mars Simulant, Arizona Test Dust,...*). Ces analogues peuvent être utilisés pour des expériences de condensation (pour la nucléation de cristaux d'eau, *Cziczko et al.*, 2013, et références associées).

5. *Gooding* (1986) utilise le fait que β -AgI est connu pour être un très bon substrat pour la condensation de la glace d'eau et calcule selon l'équation II.10 le coefficient $|\delta|$ correspondant. Il en déduit un intervalle critique $|\delta| = 2\% - 5\%$ comme la limite en deçà de laquelle un noyau de condensation (ici minéral ou analogue du régolite martien) peut-être considéré comme efficace pour H₂O. Par défaut la même intervalle critique de valeurs est pris pour le CO₂.

6. Argiles : la chlorite serait la plus favorable avec $|\delta| = 0,8\%$. Silicates : olivine, hypersthène, hornblende, analcime. Oxydes de Fer : magnetite, maghémite, feroxyhyte. Sulfates : gypsum, antarctite.

l'affinité $\text{CO}_2/\text{H}_2\text{O}$ est par ailleurs très bonne ($\delta \sim 1\%$) selon les critères de *Gooding* (1986), moins bonne néanmoins qu'avec la clinoptilolite. δ est l'incompatibilité structurelle théorique, c'est à dire celle qui s'en tient aux paramètres cristallins des matériaux *stricto sensu*. Cependant, lorsque l'embryon de glace se forme sur le substrat, la réseau cristallin de la glace subit une déformation, ou contrainte (« *strain* » en anglais), notée ε . L'incompatibilité structurelle effective ne sera pas δ mais $\delta_{\text{eff}} = \delta - \varepsilon$. Dans le cas où $\delta = \varepsilon$ on parle de nucléation cohérente. Par ailleurs le lien entre le paramètre de contact m et δ se fait par le biais de l'énergie de surface $\sigma_{\text{sub,cond}}$ caractérisant l'interface substrat-phase condensée :

$$\sigma_{\text{sub,cond}} = \gamma + \alpha(\delta - \varepsilon), \quad (\text{II.11})$$

où γ est la part de l'énergie de surface liée aux liaisons chimiques ou sites actifs exclusivement. Dans le cas de nucléation cohérente, ε et δ n'apparaissent pas dans l'expression de m , et ε est alors ajouté dans la théorie classique de nucléation par le biais d'une énergie supplémentaire similaire à l'énergie potentielle élastique ($C\varepsilon^2$). Une énergie de contrainte ou déformation est ajoutée aux termes surfaciques et volumiques de la nucléation hétérogène (voir aussi Annexe A) :

$$\Delta F_\varepsilon(r) = \Delta F(r) + C\varepsilon^2, \quad (\text{II.12})$$

où C est une constante d'élasticité du matériau et vaut $\sim 10^{11}$ (erg. cm^{-3}) pour de la glace d'eau (*Turnbull and Vonnegut*, 1952). Le coefficient ε est appelé le *misfit* (incompatibilité structurelle). Le *misfit* a pour conséquence une augmentation du seuil énergétique de nucléation, comme le montre la figure II.6 où le *misfit* a été pris à 2%. En effet une partie de l'énergie doit être employée à la déformation de la glace pour permettre la création de l'embryon sur le substrat. Remarquons que pour les affinités de l'ordre de 0,3% comme évalué par *Gooding* (1986) pour la clinoptilolite, les courbes de nucléation hétérogène avec ou sans *misfit* se superposeraient. Ce paramètre ε , sans doute un peu trop grossier, conduit à des effets inattendus pour des *misfits* plus grands comme le montre la figure II.7 avec un *misfit* à 7% donnant lieu à un véritable « mur de nucléation » un peu surprenant compte tenu du fait qu'un substrat est a priori censé faciliter la nucléation par rapport au cas homogène.

Ce paramètre ε n'est que marginalement utilisé dans les modèles aujourd'hui et, dans notre cas, nous nous sommes heurtés aux limites d'une telle modification de la théorie de nucléation. Ce paramètre ne sera pas utilisé pour la nucléation dans le modèle microphysique 1D (chapitres III et IV). Ainsi, dans la suite, m sera la seule grandeur rendant compte de l'affinité entre la glace de CO_2 et le substrat. Déterminé expérimentalement (*Glandorf et al.*, 2002), il réunit donc les effets cumulés de toute barrière potentielle à la nucléation, et est donc en ce sens un paramètre de contact effectif.

La problématique des sites actifs développée par *Fletcher* (1969) pourrait être une bonne voie à suivre pour orienter l'interprétation de futures expériences de nucléation en conditions martiennes. Il s'agit de considérer qu'un embryon ne peut se former sur un substrat que s'il possède un site où la glace peut se former préférentiellement et où (pour simplifier) le paramètre de contact m serait égal à 1. Les sites favorables de nucléation peuvent être dus à la rugosité de surface de la particule, présentant une topographie éloignée du modèle idéal de la sphère lisse (*Lazaridis et al.*, 2000), et où des aspérités concaves, modifiant l'effet de courbure, seraient responsables d'une énergie de nucléation plus petite (*Qiuxiang LIU*, 2008). En effet des études récentes (par ex. *Wheeler and Bertram*, 2011) mettent en avant la répartition des sites actifs à la surface des substrats comme paramètre pertinent pour expliquer les données issues d'expériences de nucléation de glace. Les considérations sur l'incompatibilité de structure cristalline y sont de fait écartées. Une distribution de

6. La forme cristalline cubique est celle la plus probable pour la glace d'eau en conditions martiennes (*Gooding*, 1988).

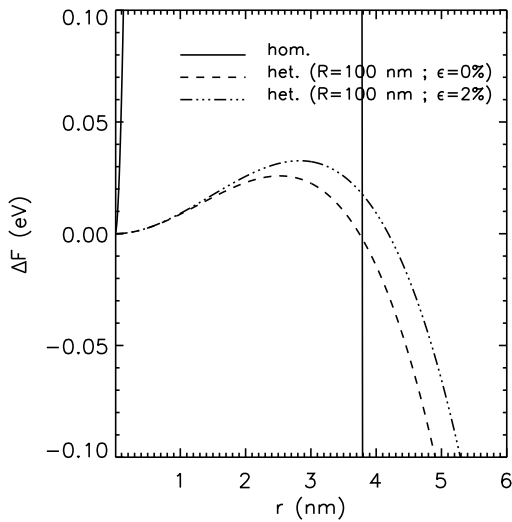


FIGURE II.6 – Conditions mésosphériques : $p = 0.01$ Pa et $S = 10$. Energies de nucléation homogène (trait plein), hétérogène (pointillés), et hétérogène avec misfit (2%). La courbe de nucléation homogène, avec un seuil énergétique très haut, se devine à gauche et à droite.

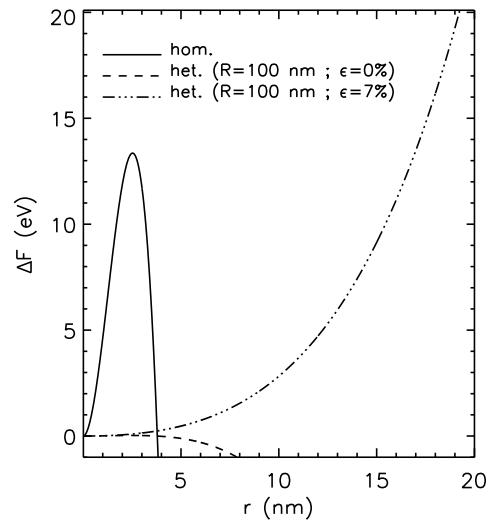


FIGURE II.7 – Même conditions que la figure II.6 mais avec un misfit égal à 7%. La courbe de nucléation hétérogène, au seuil beaucoup plus faible que les deux autres mécanismes, a un seuil presque imperceptible avec cette échelle, par rapport aux autres mécanismes.

sites actifs présentant différentes probabilités de nucléation (liés à différents paramètres de contacts) a permis de reproduire dans le détail des rapports de saturations critiques pour de la nucléation de glace d'eau en conditions terrestres (Wheeler and Bertram, 2011).

Le manque de données pour la nucléation de CO_2 , en conditions atmosphériques martiennes de surcroît, empêche de pouvoir tirer un quelconque bénéfice de ce type d'approche qui permet pourtant de mieux contraindre la part de noyaux activés (à ce sujet voir section II.A.3.d sur la probabilité de nucléation hétérogène).

II.A.3 Taux de nucléation J et saturation critique S_c

Formellement, le taux de nucléation correspond au nombre d'embryons – par unité de temps – qui peuvent poursuivre leur croissance au delà du rayon critique r^* . La connaissance du taux de nucléation permet d'évaluer le nombre d'embryons créés en fonction des conditions du milieu, et d'avoir ainsi accès au nombre de cristaux entrant en croissance. Les taux de nucléation homogène et hétérogène sont notés respectivement J_{hom} et J_{het} .

II.A.3.a Unités

Nous considérons un volume d'atmosphère avec une certaine concentration $n(R)$ de substrats (m^{-3}) ou Noyaux de Condensation de rayon R (appelés CN, pour l'anglais *Condensation Nuclei*).

Dans le cas de la nucléation homogène, les embryons se formant à même le volume de gaz, nous parlerons du nombre d'embryons se formant par unité de volume et de temps :

$$J_{hom} \rightarrow \text{m}^{-3} \text{s}^{-1}.$$

Dans le cas de la nucléation hétérogène, les embryons se formant sur des surfaces préexistantes, l'unité est surfacique :

$$J_{het} \rightarrow \text{m}^{-2} \text{s}^{-1}.$$

Le taux de nucléation peut ainsi s'exprimer pour un CN de rayon R , de surface $4\pi R^2$:

$$J_{het,R} = 4\pi R^2 \times J_{het} \rightarrow \text{s}^{-1}.$$

Enfin, connaissant en plus la concentration $n(R)$ des CN (m^{-3}) il est possible de se ramener à l'unité du taux de nucléation homogène ($\text{m}^{-3} \text{s}^{-1}$) :

$$J_{het,vol} = n(R) \times J_{het,R} = 4\pi R^2 \times n(R) \times J_{het} \rightarrow \text{m}^{-3} \text{s}^{-1}.$$

Notons dès à présent que dans le cas de la nucléation homogène, le nombre d'embryons créés est égal au nombre de cristaux entrant en croissance. En revanche, dans le cas de la nucléation hétérogène, le nombre d'embryons créés est égal au nombre de cristaux si l'on suppose qu'il ne se forme qu'un seul embryon par noyau de condensation. Ce sera le cas en pratique, et on dit alors que le noyau de condensation est « activé » (pour la croissance).

II.A.3.b Expressions de J_{hom} et J_{het}

Une expression générale du taux de nucléation J , pour un col énergétique ΔF^* à franchir, peut être formulée ainsi (voir par ex. *Määttänen et al.*, 2005; *Vehkamäki*, 2006) :

$$J = Z\beta c \exp(-\Delta F^*/kT), \quad (\text{II.13})$$

où Z est un facteur sans dimension (facteur de Zeldovich), β le taux de collision des molécules du condensable avec l'embryon critique (s^{-1}), et c leur concentration (en m^{-3} ou m^{-2}). Ces trois grandeurs revêtent des expressions différentes en fonction de la nature de la nucléation. Leurs expressions sont résumées dans le tableau II.1 et expliquées dans la suite. Les valeurs numériques des grandeurs utiles à la détermination de J sont indiquées dans le tableau II.2.

Le facteur de Zeldovich Z repose sur le fait que la formation d'un embryon est un processus hors-équilibre. Une approche à l'équilibre contraint suppose que le flux net de molécules vers l'embryon en formation est nul, c'est à dire qu'il y a autant de molécules qui arrivent et qui partent de l'embryon. Ceci n'est pas réaliste dans le cas où $S > 1$ (hors-équilibre) : il y a un flux de molécules non nul vers l'embryon. L'approche hors-équilibre permet de tenir compte du flux non nul de molécules, noté J , et de l'exprimer avec une hypothèse de stationnarité (le nombre d'embryons contenant un nombre donné de molécules ne varie pas). L'approche à l'équilibre thermodynamique contraint impliquerait en outre un nombre infini des plus grands embryons.

L'aspect dynamique du processus de nucléation est ainsi pris en compte, avec une cinétique non nulle. Les deux approches (équilibre et hors-équilibre) diffèrent au final par ce seul facteur Z dans l'expression du taux de nucléation : $J = Z J_{equ,th}$. Notons maintenant que le terme $c \exp(-\Delta F^*/kT)$ correspond à une statistique de Boltzmann, qui donne la population du niveau énergétique ΔF^* dans un environnement à la température T . Cette statistique est satisfaisante pour la seule expression de $J_{equ,th}$. L'état d'équilibre thermodynamique favorise la population d'embryons au niveau énergétique le plus faible. Il suffit ensuite de l'apport d'une molécule supplémentaire pour faire basculer un

TABLE II.1 – *Grandeurs intervenant dans l'expression des taux de nucléation homogène et hétérogène, à utiliser avec l'équation II.19 donnant le taux de nucléation. (Voir présentations des différentes grandeurs dans le texte.) Les valeurs numériques des constantes utilisées sont données dans le tableau II.2.*

Nucléation	Homogène (J_{hom})	Hétérogène (J_{het})
ΔF^*	ΔF_{hom}^*	ΔF_{het}^*
Z	$\frac{\Delta F_{hom}^*}{3\pi kT n_{hom}^{*2}}$	$\frac{\Delta F_{het}^*}{3\pi kT n_{het}^{*2}}$
n^*	$(4/3\pi r^{*3})/v_m$	$[f(m, x)/f_{n^*}(m, x)]^{1/2} n_{hom}^*$
c	$c_{vol} = \frac{p_v}{kT}$	$c_{surf} = \frac{p_v}{kT} \times \frac{v_{th}}{\nu} \exp\left(\frac{\Delta F_{des}}{kT}\right)$
β	$c_{vol} \times 4\pi r^{*2} \times v_{th}$	$c_{surf} \times 2\pi [r^* \sin(\theta)] \times \delta \nu \exp\left(\frac{-\Delta F_{sd}}{kT}\right)$

embryon critique en phase de croissance. Cet apport est quantifié par le taux de collision. A noter que la formulation exacte du facteur de Zeldovich pour la nucléation hétérogène est présentée dans *Vehkamäki et al.* (2007). En pratique la formule utilisée ici est suffisante et ce n'est que pour des substrats de quelques nanomètres qu'une différence (très faible) apparaît sur le taux de nucléation.

Le nombre de molécules dans l'embryon critique n^* prend une expression différente selon que l'on considère une nucléation homogène ou hétérogène. Si n_{hom}^* est simplement le volume de l'embryon divisé par le volume occupé par une molécule en phase condensée, n_{het}^* a une expression tenant compte de la géométrie de la calotte embryonnaire formée sur le substrat, différente d'une simple sphère ou demi-sphère. Ainsi, $n_{het}^* = [f(m, x)/f_{n^*}(m, x)]^{1/2} n_{hom}^*$ où $f(m, x)$ est la fonction intervenant dans l'énergie de nucléation hétérogène et $f_{n^*}(m, x)$ est donné dans *Määtänen et al.* (2005).

La concentration de monomères c , dépend du processus de nucléation. Dans le cas de la nucléation homogène c est la concentration volumique des molécules, donnée par la loi des gaz parfaits, et notée c_{vol} . Dans le cas de la nucléation hétérogène, c est la concentration surfacique des molécules de vapeur, notée c_{surf} . Elle se détermine en considérant l'équilibre des flux (surfaciques) des molécules qui se fixent au substrat et de celles qui s'en détachent :

$$c_{surf} \times \nu \exp\left(-\frac{\Delta F_{des}}{kT}\right) = c_{vol} \times v_{th}, \quad (\text{II.14})$$

avec ν la fréquence de vibration d'une molécule (perpendiculairement à la surface) et ΔF_{des} son énergie de désorption, $\nu \exp(-\Delta F_{des}/kT)$ donne bien le taux moyen de désorption d'une molécule dans l'environnement à la température T . v_{th} est la vitesse d'agitation thermique des molécules.

Le taux de collision β , dépend de la même façon du processus de nucléation. Dans le cas de nucléation homogène, les molécules s'ajoutent directement à l'embryon critique de surface $4\pi r^{*2}$ et β s'exprime simplement comme le produit de cette surface, de c_{vol} et de la vitesse d'agitation thermique des molécules. Dans le cas de la nucléation hétérogène, le processus le plus favorable énergétiquement (nous justifions cela un peu plus loin) est la diffusion des molécules adsorbées à la surface du CN (avec concentration surfacique c_{surf}) vers l'embryon. On définit δ comme étant la distance moyenne parcourue par une molécule à chaque « saut » à la surface du substrat. A la surface du substrat (sphérique), l'embryon présente un front (circulaire) de périmètre $2\pi r^* \sin(\theta)$, par lequel les molécules s'incorporent à l'embryon. β s'exprime alors comme le produit de cette longueur, de c_{surf} et d'une vitesse effective de diffusion de surface valant $\delta \nu \exp(-\Delta F_{sd}/kT)$.

L'incorporation d'une molécule à l'embryon, par diffusion à la surface du substrat, est bien plus efficace que son incorporation directe (depuis la phase vapeur). Dans le cas direct, le taux de collision est $\beta_{direct} = \pi r^{*2} v_{th} c_{vol}$, l'embryon présentant aux molécules de vapeur une section d'intersection valant πr^{*2} . Comparons alors au taux de collisions évalué plus haut (en utilisant le lien entre c_{vol} et c_{surf} donné par l'équation II.14) : $\beta_{surf}/\beta_{direct} \sim \exp[(\Delta F_{des} - \Delta F_{sd})/kT] \gg 1$ aux températures considérées (voir Tableau II.2). Ainsi, bien que les deux processus se déroulent en même temps, le mécanisme de diffusion en surface est largement privilégié et nous ne considérerons que celui-ci. Cela traduit le fait qu'entre la diffusion dans un plan et la diffusion dans un espace la probabilité de rencontre sera plus forte dans le premier cas.

Grandeur	Nom	valeur
m_m	Masse d'une molécule	$7,3 \cdot 10^{-23}$ kg
M_v	Masse molaire	$44,01$ g mol ⁻¹
ρ_i	Densité de la glace ^(a)	1600 kg m ⁻³
σ	Energie de surface de la glace ^(a)	$0,080$ J m ⁻²
m	Paramètre de contact ^(b)	$0,952$
ΔF_{des}	Énergie de désorption d'une molécule ^(c)	$3,25 \cdot 10^{-20}$ J
ΔF_{sd}	Energie de diffusion en surface d'une molécule ^(d)	$3,25 \cdot 10^{-21}$ J
ν	Fréquence de vibration d'une molécule ^(e)	$2,9 \cdot 10^{12}$ s ⁻¹
δ	Déplacement moyen d'une molécule ^(a)	$4,0 \cdot 10^{-10}$ m

TABLE II.2 – *Grandeurs relatives au CO₂, utilisées dans l'expression du taux de nucléation, ainsi que leur valeur. (a) : Wood (1999); (b) : Glandorf et al. (2002); (c) : Zent and Quinn (1995); (d) : Seki and Hasegawa (1983); (e) : Sanford and Allamandola (1990)*

II.A.3.c Rapport de saturation critique S_c

Nous pouvons maintenant examiner l'efficacité des deux processus de nucléation en évaluant les taux de nucléation homogène et hétérogène. Cette efficacité s'évalue en considérant le rapport de saturation critique S_c . Pour différentes conditions atmosphériques martiennes nous comparons la saturation nécessaire pour voir l'apparition d'un embryon par seconde et par cm⁻³ d'air de composition en CO₂ fixée à $x_v = 0,95$. J_{hom} est déjà exprimé dans la bonne unité. Pour la nucléation hétérogène nous allons considérer $J_{het,R}$ et considérer que dans 1 cm³, il y a un noyau de rayon R .

Nous comparons alors les rapports de saturations critiques, pour lesquels par définition $J_{hom} = 1$ cm⁻³ s⁻¹ et $J_{het,R} = 1$ CN⁻¹ s⁻¹ (centre de la bande tracée dans les figures II.8 et II.9). Dans les deux cas nous comparons l'efficacité de la formation d'un embryon (en supposant toujours qu'il suffit d'un embryon pour activer le noyau de condensation dans le cas hétérogène). La Figure II.8 montre que dans le cas de nucléation homogène, pour des conditions de surface, $S_c \sim 10^5$ (à des altitudes

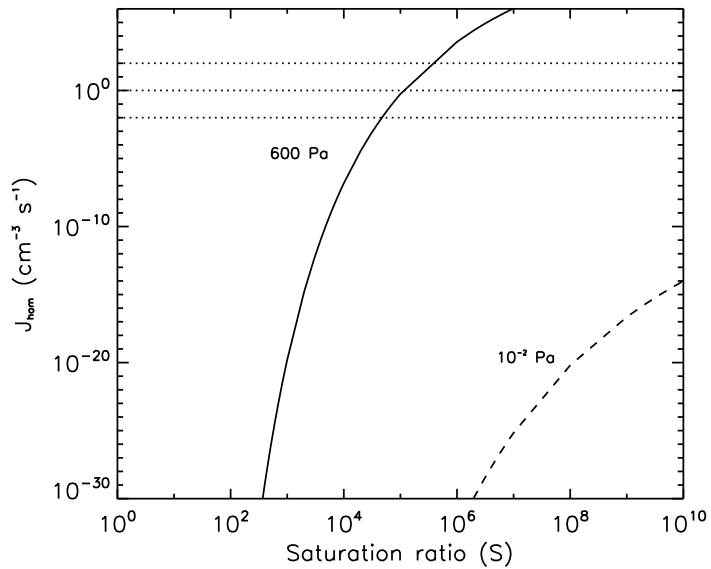


FIGURE II.8 – Taux de nucléation homogène (J_{hom} , en $\text{cm}^{-3} \text{s}^{-1}$) en fonction du rapport de saturation pour deux pressions atmosphériques différentes : $\sim 600 \text{ Pa}$ à la surface et 10^{-2} Pa dans la mésosphère ($\sim 80 \text{ km}$). La valeur de $1 \text{ cm}^{-3} \text{ s}^{-1}$ (centre de la bande horizontale) est usuellement prise pour définir le rapport de saturation critique.

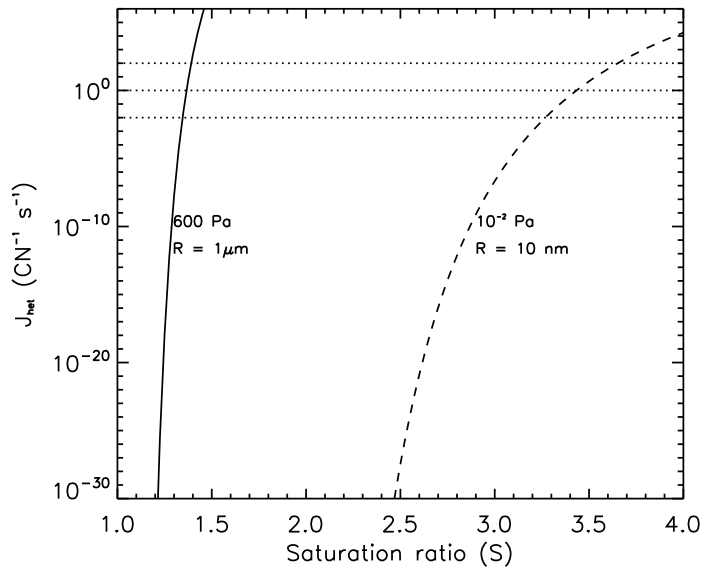


FIGURE II.9 – Taux de nucléation hétérogène (J_{het}) par particule (CN) et par unité de temps (s^{-1}) pour deux pressions atmosphériques différentes et deux tailles de CN différents : $R = 1 \mu\text{m}$ à la surface (600 Pa) et $R = 10 \text{ nm}$ dans la mésosphère à 10^{-2} Pa ($\sim 80\text{-}90 \text{ km}$). On retrouve bien la saturation critique de 1,35 pour $R = 1 \mu\text{m}$ (effet de courbure négligeable), valeur déterminée expérimentalement par Glandorf et al. (2002).

troposphériques $S_c \sim 5 \cdot 10^6$). Dans la mésosphère il faudrait des valeurs de S_c bien supérieures à 10^{11} pour que la nucléation homogène du CO_2 soit efficace. Dans la pratique ces sursaturations n'ont jamais été observées sur Mars et, en outre, comme le montre la Figure II.9, les rapports de saturation nécessaires à la nucléation hétérogène sont plusieurs ordres de grandeurs inférieurs avec $S_c \sim 1,35$ à la surface ($R = 1 \mu\text{m}$ où l'effet de courbure est inexistant) et $S_c \sim 3,5$ dans la mésosphère ($R = 10 \text{ nm}$). Pour des conditions de surface nous retrouvons logiquement la valeur de S_c déterminée expérimentalement par *Glandorf et al.* (2002) sur un substrat plan (effet de courbure nul), puisque nous utilisons leur paramètre de contact $m = 0,952$. La nucléation hétérogène, en présence de poussières dans l'atmosphère, est largement plus efficace.

II.A.3.d Probabilité de nucléation hétérogène

Pour déterminer la part des noyaux de condensation qui sera activée, il est commode d'introduire une notion plus intuitive que la seule valeur du taux de nucléation, à savoir la probabilité de nucléation hétérogène P_{het} . En pratique c'est ce qui sera utilisé dans le modèle présenté dans le chapitre suivant. On peut écrire (*Fletcher, 1959; Lazaridis et al., 1992*) :

$$P_{het} = 1 - \exp(-4\pi R^2 J_{het} \Delta t) = 1 - \exp(-J_{het,R} \Delta t), \quad (\text{II.15})$$

où Δt est le temps durant lequel la probabilité d'assister à l'événement de nucléation est évaluée. Il s'agit de la probabilité, compte tenu des conditions atmosphériques, de voir un noyau de condensation donné être activé.

La notion de probabilité de nucléation rend compte de l'aspect stochastique du processus. Plus on attend longtemps (Δt augmentant), plus la chance d'observer la nucléation est importante (P_{het} augmente), et la quantité de CN activés grande. A l'échelle microscopique un embryon formé entre en croissance spontanée si une molécule y est apportée au moment où il a atteint le rayon r^* , c'est-à-dire au « bon » moment pour faire basculer l'équilibre instable de l'embryon critique dans le sens de la croissance. Du fait de ces fluctuations, tout CN peut être activé si assez de temps lui est donné.

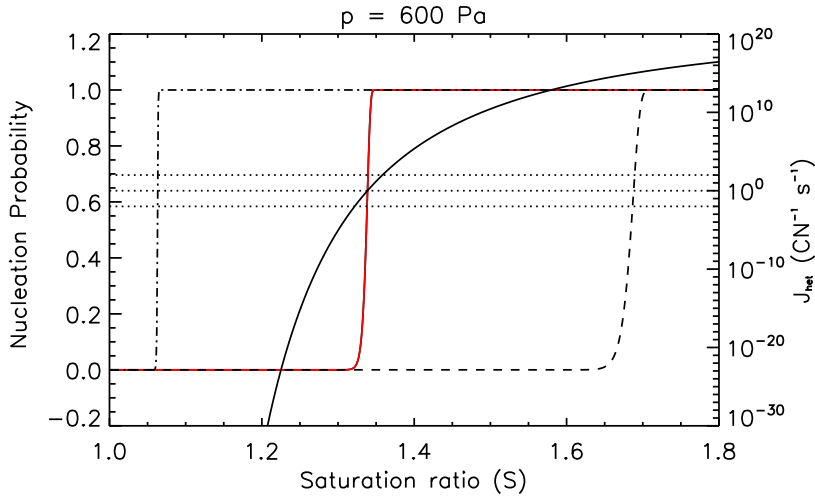


FIGURE II.10 – Probabilité de nucléation en fonction du rapport de saturation S ($p = 600 \text{ Pa}$, $R = 1 \mu\text{m}$, $\Delta t = 1 \text{ s}$). Trois valeurs du paramètre de contact sont utilisées : $m = 0,99$ (trait mixte), $m = 0,952$ (trait continu rouge), $m = 0,91$ (tirets). L'axe de droite désigne les valeurs du taux de nucléation J associé à la courbe de probabilité au centre de la figure ($m = 0,952$), pour laquelle on retrouve $S_c \sim 1,35$ (*Glandorf et al., 2002*).

Pour une concentration $n(R)$ de CN de rayon R , la fraction de noyaux activée s'exprime comme le produit $n(R) \times P_{het}$. La Figure II.10 montre sur un même graphe probabilité et taux de nucléation. L'approche en terme de probabilité permet de définir une saturation critique là où on observe le « saut » de probabilité de 0 à 1 (il existe une pente, perceptible en augmentant la résolution de l'axe des abscisses). On peut définir la saturation critique S_c comme la saturation pour laquelle $P_{het} = 50\%$. On constate qu'alors $J_{het,R} \sim 1 \text{ s}^{-1}$ par CN (Figure II.10). L'influence du paramètre de contact m est illustrée sur la Figure II.10 où m vaut successivement 0,99 puis 0,95 (CO_2 sur glace d'eau *Glandorf et al.*, 2002) et 0,91 donnant des saturations critiques S_c de 1,06 puis 1,35, et 1,75 respectivement. Pour une particule de 10 nm à $p \sim 10^{-2}$ Pa, les valeurs de S_c seraient de 1,9 puis 3,3 et 5,5. Le paramètre de contact a donc une influence déterminante sur le rapport de saturation critique.) Dans cet exemple m ne varie que de $\pm 5\%$ et S_c varie de $-20\%/+30\%$ pour $R = 1 \mu\text{m}$. S_c varie de $-40\%/+60\%$ pour $R = 10 \text{ nm}$.

La Figure II.11 permet de saisir la gamme de rapports de saturation critique pertinente pour différentes tailles de poussières, jusqu'aux altitudes mésosphériques et pour différents rayons de CN. On remarque qu'un substrat de 1 nm de rayon (caractéristique des plus petites particules météoritiques après ablation d'un météoroïde) ne sera activé (à 10^{-2} Pa) que si $S > 300$, alors qu'il suffit que $S > 6$ pour activer un noyau $R=5 \text{ nm}$ dans les mêmes conditions. A noter qu'à 10^{-3} Pa ($\sim 100 \text{ km}$) il faudrait avoir $S > 500$ pour activer un CN de 1 nm. Le rapport de saturation de l'ordre de $S \sim 10$ correspondant aux températures mesurées par l'atterrisseur de la mission Mars Pathfinder aux alentours de 80 km ($p \sim 10^{-2}$ Pa) (*Schofield et al.*, 1997) est ainsi supérieur à la saturation critique nécessaire pour activer un CN de 10 nm à cette altitude.

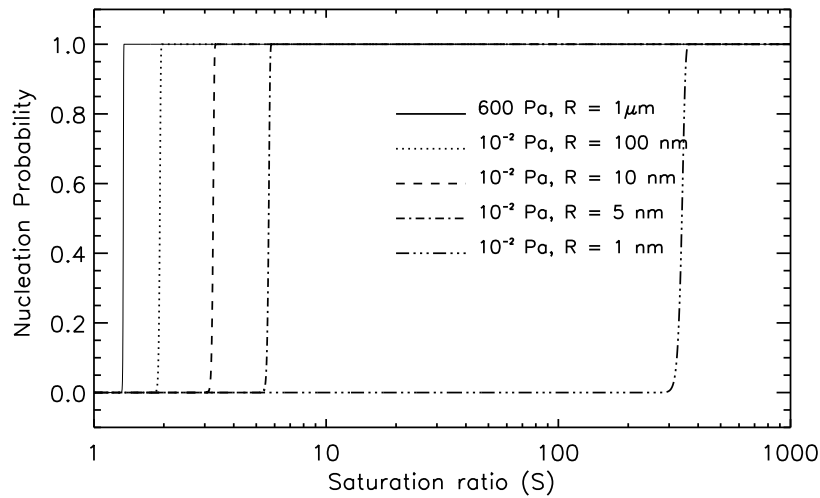


FIGURE II.11 – Probabilité de nucléation en fonction du rapport de saturation pour deux pressions atmosphériques et plusieurs rayons de CN (m est fixé à 0,95). $\sim 600 \text{ Pa}$ correspond à la surface, 10^{-2} Pa à $\sim 80\text{-}90 \text{ km}$.

II.A.3.e Coefficient d'écart à l'isothermie

La théorie classique de la nucléation suppose que le processus est isothermique, à savoir que la température de l'embryon est égale à celle de son environnement. Un changement de phase implique pourtant un dégagement de chaleur. Cette supposition revient donc à accepter que le temps caractéristique pour atteindre l'équilibre thermique est très petit devant le temps caractéristique d'incorporation ou libération de molécules du condensable. Cette hypothèse devient délicate lorsque

le condensable est le gaz majoritaire, car alors il y a moins de molécules restantes (non condensables) pour permettre la thermalisation du système. De fait, le taux de nucléation doit s'en trouver réduit d'un coefficient f_T , appelé coefficient de non-isothermie, défini par *Feder et al.* (1966) comme :

$$f_T = \frac{b^2}{b^2 + q^2}, \quad (\text{II.16})$$

où le coefficient b caractérise l'énergie perdue par collision avec les molécules du mélange gazeux, et q l'énergie gagnée par incorporation d'une molécule à l'embryon. Ainsi dans le cas de la nucléation du CO_2 nous nous attendons à ce que $f_T \ll 1$ car il y a très peu de gaz autre que le CO_2 pour évacuer l'énergie accumulée. Dans le cas de la nucléation homogène du CO_2 *Määttänen et al.* (2005) ont montré que $f_T \sim 10^{-2}$ alors que $f_T \sim 1$ dans le cas de la vapeur d'eau (gaz trace). Cependant, dans le cas de la nucléation hétérogène le substrat lui-même permet d'évacuer la chaleur accumulée et le coefficient f_T n'est plus nécessaire (*Määttänen et al.*, 2007). En pratique, nous ne prendrons donc pas en compte ce coefficient f_T pour la nucléation hétérogène des cristaux de CO_2 martiens.

II.A.4 La nucléation ionique

Nous avons présenté en introduction l'état des connaissances en modélisation sur les densités d'ions. La concentration maximale en ions (aussi bien gazeux que métalliques) se trouve être de l'ordre de 10^{10} m^{-3} . La nucléation ionique consiste en la formation de l'embryon à même un ion positif ou négatif. Les interactions électrostatiques entre l'ion et les molécules du condensable abaissent l'énergie de l'embryon, et ce quel que soit le signe de l'ion⁷, par rapport au cas de nucléation homogène. L'énergie de nucléation se réécrit (*Keesee*, 1989; *Russell*, 1969) en ajoutant un troisième terme à l'équation II.2 :

$$\Delta F = 4\pi r^2 \sigma - \frac{4\pi r^3}{3v_m} kT \ln S + \frac{q_g^2}{2} \left(1 - \frac{1}{\epsilon_r}\right) \left(\frac{1}{r} - \frac{1}{r_{ion}}\right), \quad (\text{II.17})$$

où q_g est la charge de l'ion considéré en unité de Gauss ($q_g = q/\sqrt{4\pi\epsilon_0}$, où q est en Coulombs)⁸, ϵ_0 est la permittivité diélectrique du vide, ϵ_r la constante diélectrique de la glace de CO_2 ($\epsilon_r = 2,12 \pm 0,4$ *Pettinelli et al.*, 2003), et r_{ion} la taille de l'ion (on considère dans la suite que $r_{ion} = 0.1 \text{ nm}$). L'ion considéré est monochargé.

L'énergie de nucléation ionique donnée par l'équation II.17 présente deux extrema (voir figure II.12) au lieu d'un seul. Le premier est un minimum local correspondant à un état métastable de quelques molécules regroupées en agrégat autour de l'ion, de rayon r_a . L'énergie pour déclencher la nucléation est donc la différence entre le seuil donné par le second extrema (maximum local à $r = r^*$) et le niveau d'énergie de l'agrégat ionique en $r = r_a$.

Le taux de nucléation correspondant peut se mettre, par analogie avec l'équation II.19, sous la forme (*Keesee*, 1989) :

$$J_{ion} = f_T [Z(r_a)Z(r^*)](\beta c) [c_{ion} \exp(\Delta F(r_a)/kT)] \exp(-\Delta F(r^*)/kT), \quad (\text{II.18})$$

avec :

$$Z(r) = v_m \left[\frac{|\sigma/(2\pi r^4) - q_G^2(1 - 1/\epsilon_r)/(8\pi r^7)|}{2\pi kT} \right]^{1/2} \quad (\text{II.19})$$

7. L'asymétrie d'une molécule — qui lui confère un moment dipolaire — est responsable d'une plus grande affinité de celle-ci pour un signe plutôt que l'autre, engendrant des taux de nucléation ionique différents d'un facteur 10 ou 100. Pour les sursaturations croissantes l'influence du signe disparaît (*Kusaka et al.*, 1995a,b). La molécule de CO_2 étant symétrique son moment dipolaire est nul. Un tel effet de signe n'a donc pas à être pris en compte.

8. Dans les différentes études sur la nucléation ionique on peut voir apparaître $[q^2/8\pi^2\epsilon_0]$ au lieu de $[q^2/2]$. Dans le premier cas q est exprimée en Coulombs (unité SI), dans le deuxième cas en unité de Gauss. L'unité n'est pas toujours précisée par les auteurs. Pour éviter la confusion nous notons q_g la charge exprimée en unité de Gauss.

Ici, ΔF^* , β et c ont la même expression que dans le cas de nucléation homogène. c_{ion} est la concentration en ions, que nous fixerons à 10^{10} m^{-3} (cas optimal). Nous introduisons ici le coefficient de non-isothermie f_T (equation II.16) puisqu'il n'y a plus de substrat pour évacuer la chaleur libérée.

Les Figures II.12 et II.13 montrent comment la nucléation ionique du CO_2 se positionne, en terme d'efficacité, par rapport à la nucléation hétérogène et à la nucléation homogène. D'une façon générale le rapport de saturation critique (où $J = 1 \text{ cm}^{-3} \text{ s}^{-1}$) est bien plus faible pour la nucléation ionique que pour la nucléation homogène (voir discussion ci-après). La nucléation ionique n'est cependant pas du tout privilégiée par rapport à la nucléation hétérogène. Précisons que le taux de nucléation ionique ne peut être supérieur au taux d'ionisation. C'est le cas en pratique ici, compte-tenu du taux de nucléation unité associé à la sursaturation critique, et avec des taux d'ionisations typiques $Q_{ion} \geq 1 \text{ cm}^{-3} \text{ s}^{-1}$ dans l'atmosphère martienne (*Molina-Cuberos et al.*, 2002). La Figure II.12 montre les énergies de nucléation ionique (trait plein) et hétérogène (trait continu) pour une pression troposphérique de 100 Pa ($\lesssim 15 \text{ km}$). Même avec un substrat de quelques nanomètres seulement ($R = 3 \text{ nm}$) la nucléation hétérogène est plus favorable énergétiquement. Des particules de poussières plus grosses (plusieurs centaines de nanomètres) étant attendues à ces altitudes, la nucléation hétérogène sera bien plus efficace que la nucléation ionique. Les conclusions sont les mêmes dans la mésosphère.

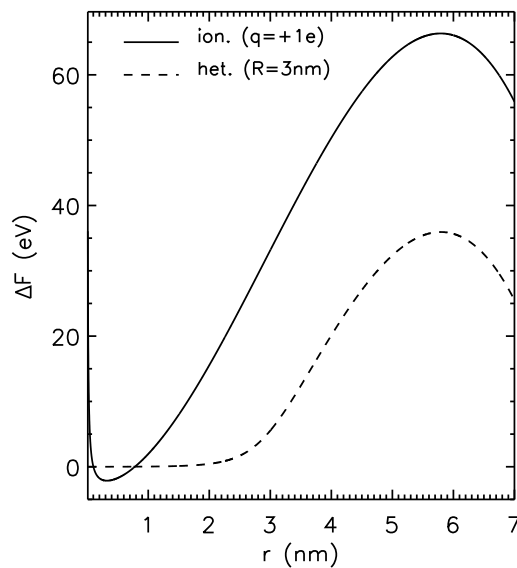


FIGURE II.12 – *Energies de nucléation ionique et hétérogène dans des conditions troposphériques, à une pression de $p = 100 \text{ Pa}$ ($\leq 15 \text{ km}$), pour un rapport de saturation de $S = 2$. La nucléation ionique fait intervenir ici un ion chargé $+e$ où e est la charge élémentaire de l'électron et $r_{ion} = 0.1 \text{ nm}$. L'énergie de nucléation hétérogène est calculée pour un substrat de taille $R = 3 \text{ nm}$. L'énergie de nucléation ionique possède un premier extremum (minimum) en $r_a = 0.3 \text{ nm}$.*

Examinons le rapport de saturation critique (S_c) pour des conditions de surface, et pour une altitude $\sim 80 \text{ km}$ (Figure II.13). Les maxima de concentrations en ions sont effectivement en ces régions de l'atmosphère. En surface, S_c est bien moindre pour la nucléation ionique que pour la nucléation homogène, mais atteint tout de même des valeurs proches de 100, ce qui n'est pas attendu à la surface. Dans la mésosphère à 80 km ($p \sim 10^{-2} \text{ Pa}$), le rapport de saturation critique de la nucléation ionique est de l'ordre de 2000. Changer la concentration en ions de plus ou moins cinq ordres de grandeur n'a d'ailleurs que peu d'effet sur ce seuil critique qui ne change que d'un facteur < 2 (cela équivaut à quelques degrés de plus ou de moins, voir Figure II.1). S_c est essentiellement

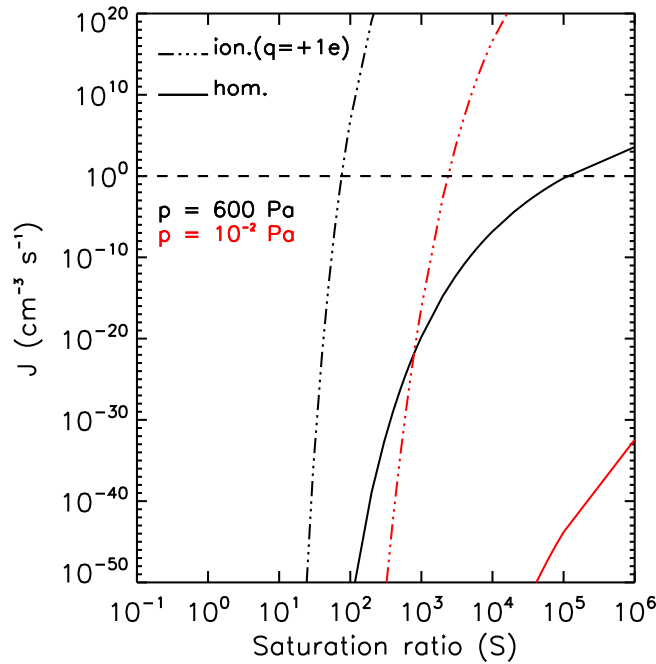


FIGURE II.13 – Taux de nucléation ionique et homogène ($\text{cm}^{-3} \text{s}^{-1}$) pour une pression de surface (600 Pa) et une pression mésosphérique de 10^{-2} Pa (~ 80 km). La concentration N_{ion} est fixée à 10^{10} m^{-3} et $q = +e$. Le trait horizontal indique une valeur unité pour le taux de nucléation considéré (où $S = S_c$).

piloté par la charge de l'ion (voir plus bas), puis par l'altitude. La nucléation ionique est très favorisée en terme énergétique par rapport à la nucléation homogène (où $S_c \geq 10^5$). En pratique des rapports de saturation > 1000 ont été observés pour des altitudes supérieures à 100 km, et la nucléation ionique pourrait y être envisageable, les ions y étant présents (O_2^+). La nucléation hétérogène (sur aérosol), avec des valeurs de S_c bien plus faibles, l'emportera cependant toujours, même avec des noyaux de quelques nanomètres.

La nucléation ionique ne semble absolument pas être déterminante dans le processus de formation de nuages. Seules des espèces chargées avec $q \geq 2e$ pourraient commencer à entrer en compétition plus sérieusement avec la nucléation hétérogène. Par exemple, dans ce cas, le rapport de saturation critique est de 100 au lieu de 1000 dans la mésosphère. Mais ces espèces sont très minoritaires, et d'ailleurs non pris en compte dans les modèles ionosphériques. Enfin les nombreuses poches où $S > 1000$, observées dans la haute mésosphère à des altitudes ≥ 100 km (Forget et al., 2009; Montmessin et al., 2011) ne sont pour la plupart pas accompagnées de nuages. Les ions gazeux étant abondamment présents à ces altitudes (Haider et al., 2007) de telles observations pourraient conforter l'idée que la nucléation ionique ne joue pas de rôle significatif dans la formation des cristaux de CO_2 .

II.B Modèle de croissance par condensation pour les cristaux de CO₂

La barrière de nucléation étant franchie, le germe critique étant formé et entrant en croissance, nous nous intéressons à son évolution. Nous supposons une symétrie sphérique pour le cristal de CO₂. Cette approximation a priori grossière pour un solide cristallin, mais largement répandue, permet d'utiliser les mêmes équations de bases que pour des gouttelettes d'eau par exemple (nous revenons sur la forme probable des cristaux de CO₂ et sur l'influence éventuelle de leur géométrie sur leur taux de croissance dans la section II.F).

Notre étude porte sur l'évaluation du terme de transfert de masse par unité de temps, de la phase vapeur à la phase solide, et néglige tout effet de cinétique de surface. Cette dernière considération permettrait de contraindre la forme des cristaux de CO₂ comme l'a montré *Wood* (1999) dans son étude des nuages de CO₂ de la nuit polaire martienne (voir section II.F). Nous nous concentrons ici sur ce qui a constitué l'un des axes majeurs du travail de thèse présenté dans ce manuscrit, et en constitue le volet théorique : la détermination d'un taux de croissance approprié, indépendamment d'effets cinétiques de surface, pour des cristaux formés à partir d'une vapeur largement majoritaire ($\sim 95\%$ de CO₂) et pour des sursaturations incluant les valeurs les plus élevées de la mésosphère martienne ($S \sim 1000$).

L'enjeu de cette section peut-être résumé comme suit. Lorsque le cristal se forme par apport de molécules de vapeur, de la chaleur latente est libérée à la surface du fait du changement de phase. Cette chaleur est plus ou moins bien évacuée loin du cristal. La croissance en est ainsi plus ou moins facilitée. C'est cet équilibre entre transfert de masse et transfert de chaleur que l'on souhaite bien décrire pour un cristal de CO₂ se formant dans l'atmosphère martienne, afin d'en extraire le taux de croissance (d'évaporation).

Notre point de départ sont deux études portant sur la formation des nuages de CO₂. Elles se distinguent par des descriptions différentes de la croissance du cristal :

- L'étude de *Colaprete and Toon* (2003) sur les nuages de CO₂ sur une Mars primitive, et à laquelle nous nous référerons par la notation **C2003**. Cette étude a été reprise ensuite par *Colaprete et al.* (2003, 2008) pour les nuages polaires et mésosphériques sur la Mars actuelle.

- L'étude de *Wood* (1999) sur les nuages de CO₂ de la nuit polaire, et à laquelle nous nous référerons par la notation **W1999**. Bien que l'auteur ait présenté des taux de croissance pour différentes conditions atmosphériques (dont mésosphériques), son modèle de croissance n'a été couplé à un modèle de microphysique 1D que pour la seule nuit polaire.

II.B.1 Deux modèles de croissance

D'une façon générale, trois régimes de croissance peuvent être invoqués pour caractériser la formation d'un cristal, selon la valeur du libre parcours moyen λ de l'atmosphère par rapport au rayon a du cristal. On introduit le nombre de Knudsen :

$$Kn = \frac{\lambda}{a} \tag{II.20}$$

- Si $Kn \gg 1$, le régime est dit cinétique (ou moléculaire), et les molécules suivent des trajectoires ballistiques.

- Si $Kn \ll 1$, le régime est dit continu, et les molécules suivent des trajectoires aléatoires qui à l'échelle mésoscopique sont modélisées par les lois de la diffusion.

– Si $0,01 \lesssim Kn \lesssim 100$, le régime est dit transitoire et aucune des descriptions, cinétique ou continue, ne convient.

Sur Mars, les faibles densités atmosphériques impliquent que $\lambda \gtrsim 10 \mu\text{m}$ (valeur en surface). A 20 km d'altitude, $\lambda \sim 30 \mu\text{m}$, à 50 km $\lambda \sim 0,1 \text{ cm}$, à 70 km $\lambda \sim 1 \text{ cm}$ et à 90 km $\lambda \sim 10 \text{ cm}$. Les tailles de cristaux les plus grandes attendues pour les nuages polaires sont de l'ordre de $\sim 100 \mu\text{m}$ et ainsi $a \lesssim 100 \mu\text{m}$. Cela se traduit (avec $\lambda \gtrsim 10 \mu\text{m}$) par des nombres de Knudsen qui seront toujours tels que : $Kn \gtrsim 0,1$. Ainsi un cristal évoluera soit en régime transitoire, soit en régime cinétique.

Pour pouvoir tenir compte de ces deux régimes en un seul modèle de croissance, deux approches sont possibles : une description dite « de Maxwell » ou « de Langmuir ». La figure II.14 résume les deux approches.

L'approche de Maxwell (1890) (à gauche sur la figure II.14) consiste à supposer qu'un régime continu s'applique partout ($Kn \ll 1$) et ainsi la loi de Fick pour la diffusion moléculaire et la loi de Fourier pour la diffusion de la chaleur peuvent être utilisées (voir leur expression section II.B.2.a). Cette approche nécessite donc une correction du coefficient de diffusion moléculaire D et de la conductivité thermique K pour rendre compte d'un régime possiblement transitoire ou cinétique qui limite l'efficacité des processus de diffusion (du fait d'un nombre de collisions moindre entre molécules). C'est l'approche qu'ont utilisé C2003 et *Colaprete et al.* (2003, 2008) pour modéliser les nuages de CO_2 . Ces études héritent du modèle de *Toon et al.* (1989) sur les nuages polaires stratosphériques sur Terre (voir section II.E.3).

L'approche de Langmuir (1915) (à droite sur la figure II.14) consiste à séparer l'espace environnant le cristal sphérique en deux régions : une région où le régime est supposé cinétique (appelée couche de Knudsen, d'une épaisseur de l'ordre de λ), et au delà une région s'étendant à l'infini où le régime continu prévaut. Cette seconde approche permet de prendre en compte tout type de régime. C'est cette approche que W1999 a utilisé pour évaluer les taux de croissance des cristaux de CO_2 . Par exemple, dans un régime purement cinétique ($Kn \gg 1$), la région adjacente au cristal (zone blanche dans la Figure II.14) occupera tout l'espace.

Pour la première approche nous utilisons la même correction des coefficients de transports que C2003. Elle provient du travail de *Fuchs and Sutugin* (1971), et s'exprime de la façon suivante :

$$D' = \frac{D}{1 + f(Kn)} \quad \text{and} \quad K' = \frac{K}{1 + f(Kn)} \quad (\text{II.21})$$

où D et K sont le coefficient de diffusion moléculaire et la conductivité thermique respectivement, définis en régime continu, et D' et K' sont les coefficients corrigés. $f(Kn)$ est défini de la façon suivante :

$$f(Kn) = Kn \frac{1.333 + 0.71Kn^{-1}}{1 + Kn^{-1}} \quad (\text{II.22})$$

où le nombre de Knudsen peut prendre deux valeurs (en pratique sensiblement égales) telles que données par *Toon et al.* (1989), et relatives à la diffusion moléculaire ($K_{n,d}$) et à la conduction de la chaleur ($K_{n,h}$) :

$$K_{n,d} = \frac{\lambda_d}{a} = \frac{3Dv_{\text{CO}_2}^{\text{th}}}{a} \quad \text{et} \quad K_{n,h} = \frac{\lambda_h}{a} = \frac{3K}{\rho_{\text{atm}}v_{\text{atm}}^{\text{th}}(C_{\text{atm}} - 0.5R_{\text{atm}})a}$$

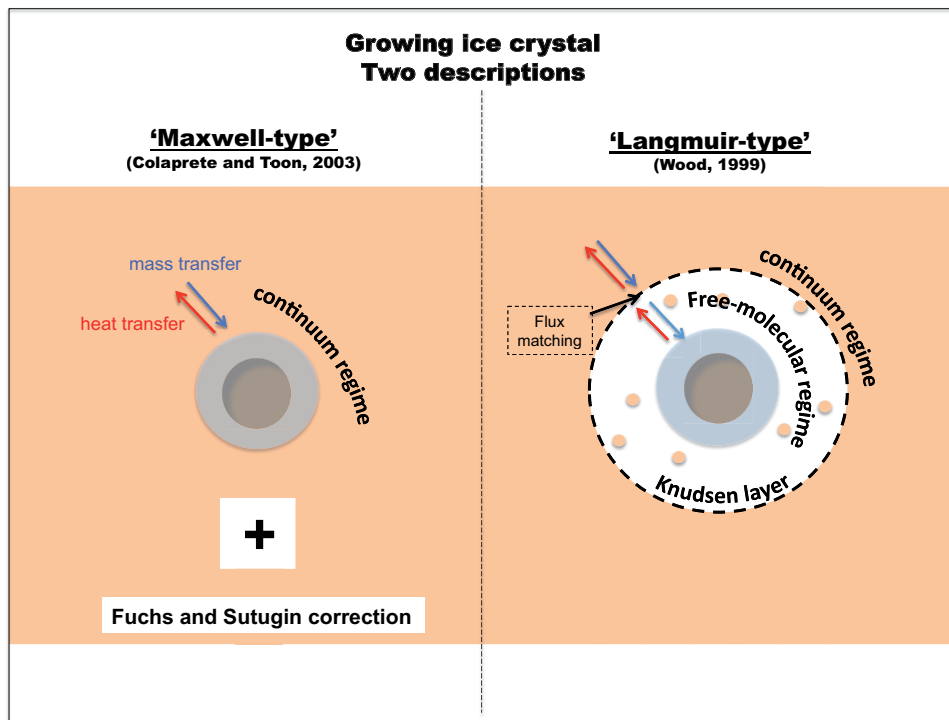


FIGURE II.14 – Schéma représentant les deux façons principales de décrire la croissance d'un cristal. A gauche : l'approche de Maxwell qui suppose un régime continu environnant et corrige les coefficients de transport pour rendre compte d'un éventuel régime transitoire ou cinétique. C2003 a opté pour cette approche en utilisant le modèle de croissance de Toon et al. (1989). A droite : l'approche de type Langmuir où deux régions sont considérées autour du cristal : une zone où le régime cinétique prévaut, et une zone, plus éloignée du cristal, où le régime est considéré comme étant continu (W1999 a utilisé cette approche). Ce deuxième mode de représentation est valable pour n'importe quel type de régime, et ne nécessite pas de correction des coefficients de transports. Source : Listowski et al. (2013)

où a est le rayon du cristal, $v_{\text{CO}_2}^{th}$ est la vitesse d'agitation thermique (m s^{-1}) d'une molécule de CO_2 , ρ_{atm} est la densité de l'atmosphère ou air (kg m^{-3}), $C_{p,atm}$ la capacité calorifique massique de l'air ($\text{J kg}^{-1} \text{K}^{-1}$) évaluée comme la moyenne pondérée de celle du CO_2 pur ($\sim 0.7 \times 10^3 \text{ J kg}^{-1} \text{K}^{-1}$) et du N_2 pur ($\sim 1.0 \times 10^3 \text{ J kg}^{-1} \text{K}^{-1}$). R_{air} est la constante spécifique des gaz parfaits R/M_{atm} , où M_{atm} est la masse molaire moyenne de l'air.

La Figure II.15 donne l'allure de $1/[1 + f(Kn)]$ (apparaissant dans l'équation II.21) pour la correction de *Fuchs and Sutugin* (1971), et aussi pour une autre correction. Typiquement pour un cristal de 10 nm à ~ 90 km, le nombre de Knudsen Kn est de $\sim 10^7$. La correction de *Fuchs and Sutugin* (1971) est utilisée dans un grand nombre d'études sur la formation des nuages : notamment *Toon et al.* (1989) pour les nuages stratosphériques polaires terrestres, abondamment cité et repris, par exemple pour les nuages mésosphériques polaires terrestres (*Rapp and Thomas*, 2006), et sur Mars pour les nuages de glace d'eau (par ex. *Michelangeli et al.*, 1993; *Montmessin et al.*, 2002, 2004). Nous revenons sur le choix de cette correction dans la section II.E.6.

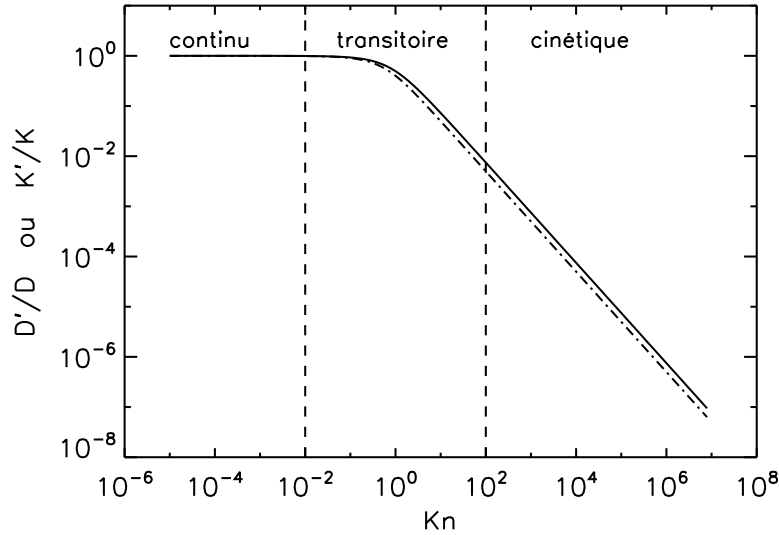


FIGURE II.15 – Facteur correctif du coefficient de diffusion et de la conductivité thermique (échelle log), représenté par le rapport D'/D ou K'/K , en fonction du nombre de Knudsen Kn . Trois régimes peuvent être distingués. Pour des nombres de Knudsen croissants, l'efficacité du transport est amoindrie, ce qui se traduit par une diminution des coefficients de diffusion. Le trait continu vaut pour la correction de *Fuchs and Sutugin* (1971) et le trait mixte pour celle de *Dahneke* (1983). Les traits verticaux sont tracés à titre indicatif pour rappeler la distinction entre régime continu, transitoire, et cinétique.

II.B.2 L'approche de type Maxwell dans le cas d'une vapeur quasi-pure

Nous souhaitons déterminer le taux de croissance du cristal de CO₂, dr/dt , et pour cela nous nous intéresserons au terme de transfert de masse I_m (kg s⁻¹). La relation générale entre ces deux grandeurs est la suivante, pour un cristal sphérique de rayon r :

$$\frac{dr}{dt} = -\frac{1}{4\pi r^2 \rho_i} I_m, \quad (\text{II.23})$$

où ρ_i est la densité du CO₂ solide. Le signe « - » permet d'avoir $dr/dt > 0$ quand le cristal croît (car $I_m < 0$ dans notre convention au cours de la croissance). Les principales variables du problème sont indiquées sur la Figure II.16. Pour permettre la comparaison avec les études C2003 et W1999 nous considérerons une même composition atmosphérique incluant du CO₂ (95%) et du N₂ (5%) uniquement. Notons ici que dans une vapeur pure il n'y a pas de diffusion induite par un gradient de concentration. Sur Mars nous sommes proches du cas pur. Cependant pour des abondances en gaz inerte allant de 5 à 25 % (valeur relevée aux pôles par *Sprague et al.*, 2007) il demeure encore tout à fait correct d'utiliser les lois de la diffusion pour étudier la condensation du CO₂.

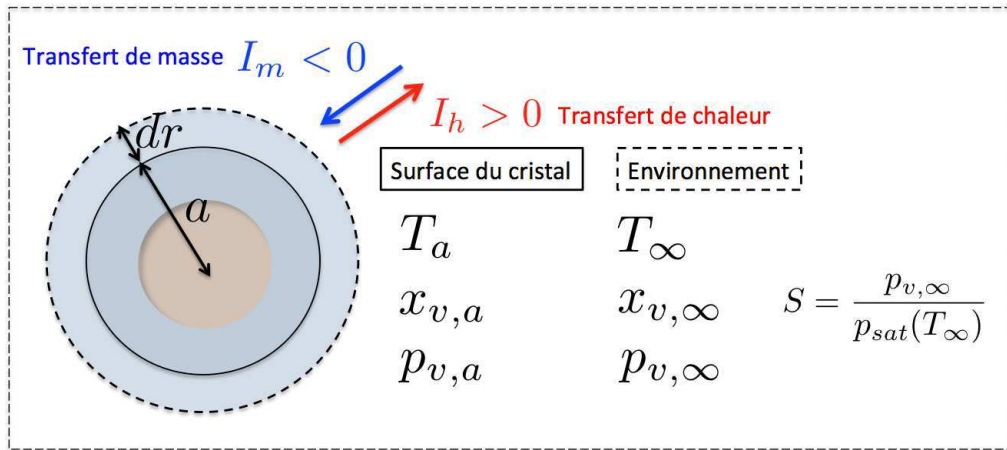


FIGURE II.16 – Schéma indiquant les principales variables du problème (x_v : abondance ou fraction molaire de la vapeur condensable ; p_v : pression partielle du condensable ; T : température). Les flux sont indiqués pour un cas de condensation (croissance du cristal). A noter que le rayon du cristal sera souvent désigné par la lettre a , cette lettre servant aussi pour désigner en indice une grandeur prise à la surface du cristal. La lettre r est privilégiée pour la notation du taux de croissance, dr/dt , souvent désigné ainsi dans les études.

Ajoutons que le CO₂ (comme le N₂) est toujours considéré comme un gaz parfait. Pour certaines conditions relatives à une Mars primitive des déviations à la loi du gaz parfait sont à envisager (*Kasting*, 1991). Un paragraphe est consacré à cet aspect en II.C.

II.B.2.a Les équations de base pour une vapeur à l'état de traces

Dans le cas d'une vapeur où la fraction molaire de la vapeur est très petite ($x_v \ll 1$ – on parlera de gaz trace), le transfert de masse I_m (kg s^{-1}) est donné par la loi de Fick intégrée sur la sphère de rayon a que constitue le cristal :

$$I_m = -\frac{4\pi a p M_v D}{RT_\infty} (x_{v,\infty} - x_{v,a}), \quad (\text{II.24})$$

où $x_{v,\infty}$ et $x_{v,a}$ sont respectivement les fractions molaires de la vapeur loin du cristal et à sa surface. D est le coefficient de diffusion de la vapeur dans le gaz. Pour prendre en compte le régime transitoire ou cinétique, la correction de *Fuchs and Sutugin* (1971) est incluse dans D . T_∞ est la température de l'environnement et M_v la masse molaire de la vapeur. Les pressions partielles de la vapeur sont données par la loi de Dalton : $p_{v,\infty} = x_{v,\infty} p$ et $p_{v,a} = x_{v,a} p$. La différence de fraction molaire ($x_{v,\infty} - x_{v,a}$) pilote le flux de masse et est positive au cours de la condensation ($I_m < 0$).

Le transfert de chaleur (J s^{-1}) résulte de la loi de Fourier et est donné par :

$$I_h = -4\pi a^2 K \left(\frac{dT}{dr} \right)_{r=a} = 4\pi a K (T_a - T_\infty), \quad (\text{II.25})$$

où K est la conductivité thermique du mélange gazeux ($\text{W m}^{-1} \text{K}^{-1}$) et T_a la température à la surface de cristal (nous parlerons de température de surface). La correction de *Fuchs and Sutugin* (1971) est incluse dans K . En cas de croissance du cristal, la chaleur libérée à la surface est évacuée par conduction et I_h est > 0 . Par convention les flux dirigés vers le cristal sont donc négatifs.

II.B.2.b Le Stefan Flow : un terme de transfert de masse additionnel

Le processus de diffusion moléculaire est défini comme le mouvement des molécules par rapport au milieu ambiant. Dans le cas d'un gaz trace dans un milieu ambiant inerte, les molécules diffusent dans ce milieu en suivant la loi de Fick. Si la vapeur qui condense n'est pas un gaz trace, elle contribue alors au mouvement du milieu ambiant qui n'est alors plus inerte et un terme d'entraînement apparaît. On parle ici de Stefan Flow. Il peut être rapproché d'un flux de type convectif ou simplement macroscopique. L'idée est similaire à celle, en mécanique, d'un solide se déplaçant dans un référentiel lui-même en mouvement. On applique alors une composition des vitesses pour avoir la vitesse absolue du solide. Ce processus est donc a priori à prendre en compte pour la condensation du CO_2 martien.

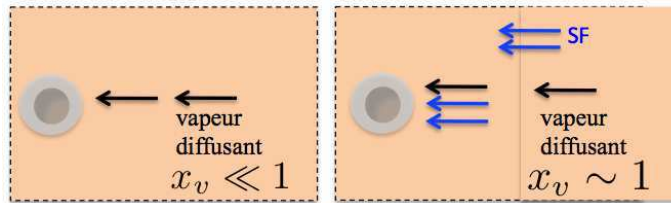


FIGURE II.17 – L'effet du Stefan flow (SF) sur le transfert de masse, de la vapeur vers le cristal. Ce terme supplémentaire agit sur les vitesses de diffusion à la manière d'une vitesse d'entraînement à ajouter lors d'un changement de référentiel en mécanique. Les vitesses de diffusion étant définies par rapport au milieu ambiant, si celui-ci n'est pas inerte (est condensable) elles sont donc modifiées par rapport au référentiel du laboratoire, par un terme d'entraînement.

Ainsi, si l'on ne suppose pas que la vapeur est un gaz trace le flux de masse prend une forme générale dont la loi de Fick est un cas particulier. Ce flux de masse noté \vec{j}_v ($\text{kg m}^{-2} \text{s}^{-1}$) peut s'écrire (*Bird et al.*, 1960) :

$$\vec{j}_v = x_v(\vec{j}_v + \vec{j}_g) - \rho D \nabla x_v, \quad (\text{II.26})$$

où \vec{j}_v et \vec{j}_g sont les flux de masses relatifs au CO₂ et à N₂, et ρ est la densité du mélange. Dans le terme de droite, le premier terme est le terme d'entraînement où Stefan Flow. Il peut être simplifié car N₂ est un gaz inerte qui ne condense pas aux températures considérées, ainsi $\vec{j}_g = 0$. On alors :

$$\vec{j}_v = -\frac{\rho D \nabla x_v}{1 - x_v}. \quad (\text{II.27})$$

Lorsque $x_v \ll 1$ on retrouve la loi de Fick $\vec{j}_v = -cD \nabla x_v$, qui donne par intégration l'équation II.24. En intégrant l'équation II.27 on obtient :

$$I_{m,SF} = -\frac{4\pi a p M_v D}{RT_\infty} \ln \left(\frac{1 - x_{v,a}}{1 - x_{v,\infty}} \right). \quad (\text{II.28})$$

Ce transfert de masse prend en compte le Stefan flow. La Figure II.18 montre l'évolution du rapport $I_{m,SF}/I_m$ en fonction de $x_{v,\infty}$ pour plusieurs valeurs de $x_{v,a}$.

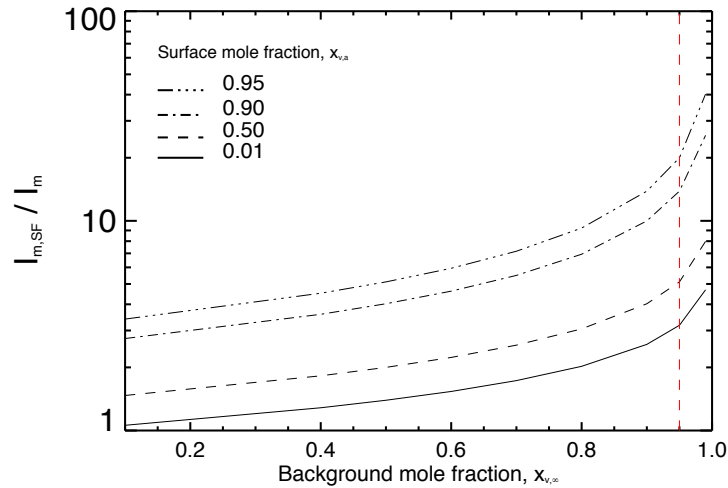


FIGURE II.18 – Le rapport $I_{m,SF}/I_m$ des transferts de masse avec et sans Stefan flow, en fonction de la fraction molaire lointain du cristal ($x_{v,\infty}$), pour plusieurs fractions molaires de surface ($x_{v,a}$). Le trait vertical marque l'abondance moyenne de CO₂ dans l'atmosphère martienne.

Pour une abondance en CO₂ typique sur Mars $x_{v,\infty} \sim 95\%$, on remarque que le flux de masse $I_{m,SF}$ peut-être multiplié par 10 voire 20, par rapport au flux de masse I_m sans Stefan flow. Il est donc important d'évaluer l'influence de ce terme d'entraînement dans la croissance des cristaux de CO₂ martien, lors du couplage des transferts de masse et de chaleur présenté dans la section II.B.3.

II.B.2.c La thermodiffusion et l'effet Dufour : deux processus croisés

Nous nous intéressons ici à l'influence possible de deux processus tels qu'ils ont été étudiés par *Kulmala and Vesala* (1991) dans leur étude de la croissance de gouttelettes en conditions tropo-

sphériques terrestres. Ces deux processus peuvent être présentés comme étant à effets « croisés » car :

- la thermodiffusion est l’influence du gradient de température sur le flux de masse (piloté en premier lieu par Δx_v).
- l’effet Dufour est l’influence du gradient de concentration sur le flux de chaleur (piloté en premier lieu par ΔT).

En outre, comme nous le verrons dans la discussion en section II.E.5.a, de tels effets sont présents dans le modèle de W1999 et nous souhaitons évaluer leur importance.

II.B.2.c.i La thermodiffusion : frein à la croissance

Dans un cas où il n’y a pas de gradient de concentration, un gradient de température peut causer la diffusion des espèces. Ce processus, connu pour les liquides sous le nom d’effet Soret, modifie l’expression du flux de masse (équation II.26) où apparaît maintenant le gradient de température ∇T :

$$\vec{j}_v = -\frac{DM_v p}{RT(1-x_v)} \left(\nabla x_v + \frac{\alpha x_v(1-x_v)}{T} \nabla T \right), \quad (\text{II.29})$$

où α est le coefficient de thermodiffusion égal à $k_T/(x_v x_g)$, où k_T est appelé rapport de thermodiffusion. Nous avons utilisé le même coefficient k_T que *Hudson et al.* (2007) dont l’étude porte sur la diffusion de la vapeur d’eau en environnement martien. Il s’agit d’une formule établie par *Chapman and Cowling* (1970), dont l’expression est rappelée en Annexe B.

A partir de l’équation (B.12) *Kulmala and Vesala* (1991) donnent la nouvelle expression du transfert de masse avec thermodiffusion (TH) incorporant le Stefan flow (SF) et que nous notons $I_{m,SFTH}$ (kg s^{-1}) :

$$I_{m,SFTH} = -\frac{4\pi a p M_v D}{RT_\infty} (sf + th). \quad (\text{II.30})$$

avec :

$$sf = \ln \left(\frac{1-x_{v,a}}{1-x_{v,\infty}} \right) \quad (\text{II.31})$$

et :

$$th = -\frac{\alpha T_a - T_\infty}{2 T_\infty} (x_{v,a} + x_{v,\infty}) \quad (\text{II.32})$$

On reconnaît dans sf le terme logarithmique apparaissant dans le Stefan flow (équation II.28). Le terme th est déterminé par *Kulmala and Vesala* (1991) à partir d’une relation entre ∇T et ∇x_v , obtenue en supposant un profil $T(r)$ et $x_v(r)$ de température et d’abondance à l’ordre zéro égaux à ceux d’un gaz trace. Ainsi les auteurs peuvent se ramener dans l’équation B.12 à une expression dépendant exclusivement du gradient ∇x_v . Une intégration permet de trouver th . Pour notre étude sur le CO_2 martien, puisque nous avons affaire à une vapeur majoritaire, le profil de $x_v(r)$ d’un gaz à l’état de traces ne convient pas si nous souhaitons également exprimer ∇T en fonction de ∇x_v . Le calcul a donc été refait avec comme ordre 0 le profil de x_v prenant en compte le Stefan flow. Le calcul est explicité en Annexe B. Le terme th est ainsi remplacé par le terme th_{SF} prenant en compte le Stefan flow pour la condensation du CO_2 :

$$th_{SF} = -\alpha \frac{T_a - T_\infty}{T_\infty} \left(\frac{x_{v,a} - x_{v,\infty}}{\ln \left(\frac{1-x_{v,a}}{1-x_{v,\infty}} \right)} + 1 \right) \quad (\text{II.33})$$

Nous avons comparé th_{SF} au terme th calculé par *Kulmala and Vesala* (1991). La figure II.19 montre la dépendance du rapport th/th_{SF} à la fraction molaire $x_{v,\infty}$ pour différentes fraction molaires de surface $x_{v,a}$.

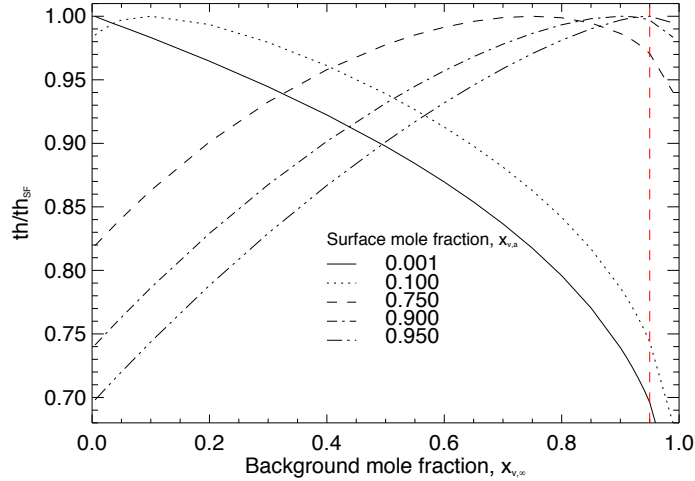


FIGURE II.19 – Rapport th/th_{SF} des termes de thermodiffusion (calculés sans et avec Stefan flow) en fonction de la fractions molaire d'environnement, pour plusieurs fraction molaire de surface. Le trait vertical marque l'abondance moyenne de CO₂ sur Mars. Le cas du gaz trace ($x_v \ll 1$) correspond au coins supérieur gauche de la figure.

On remarque que $th/th_{SF} \leq 1$, ainsi le Stefan flow augmente l'influence de la thermodiffusion sur le transfert de masse total $I_{m,SFTH}$. On vérifié également le comportement asymptotique $th/th_{SF} \rightarrow 1$ pour $x_{v,a} \rightarrow 0$ et $x_{v,\infty} \rightarrow 0$. En effet pour un gaz trace on s'attend à ne pas avoir d'influence du Stefan flow et alors $th \sim th_{SF}$. Cette situation correspond au coin supérieur gauche de la Figure II.19 où les deux abondances sont petites. Ce qui n'était pas nécessairement attendu en revanche était d'observer le même comportement pour des abondances proches de 1 (coin supérieur droit de la figure) caractéristiques de la vapeur de CO₂ sur Mars. Qualitativement on peut observer sur cette figure que $th \sim th_{SF}$ dès que la différence $|x_{v,a} - x_{v,\infty}|$ est petite. On voit par contre que pour $|x_{v,a} - x_{v,\infty}| \gtrsim 0,30$ le rapport th/th_{SF} diminue jusqu'à 0,70. Pour $x_{v,\infty} = 0,95$ (abondance martienne), on aurait $th/th_{SF} < 0,95$ à condition d'atteindre des valeurs de $x_{v,a} < 0,50$. ce qui en pratique n'est jamais le cas. En effet les différences en abondances $|x_{v,a} - x_{v,\infty}|$ seront toujours $< 10^{-2}$ (voir plus loin la note de bas de page, section II.E.2). Les différences d'abondances seront toujours telles que $th/th_{SF} \sim 1$. Ainsi, l'effet du Stefan flow peut être négligé dans l'évaluation du terme de thermodiffusion (mais pas dans le transfert de masse en lui même) et on peut utiliser l'équation (II.30) – avec th – au lieu de l'équation de (II.32).

Dans un cas de croissance du cristal, et d'augmentation de la température à la surface de celui-ci, $T_a > T_\infty$, de telle sorte que dans l'équation (II.30), th est < 0 (car $\alpha > 0$ pour le couple CO₂/N₂) ainsi le terme de thermodiffusion réduit le terme de transfert de masse $I_{m,SFTH}$ et agit dans le sens d'une diminution du transfert de matière vers le cristal. Cela peut se comprendre par une agitation

thermique accrue proche du cristal ($T_a > T_\infty$), qui a tendance à repousser les molécules vers les zones de plus basses températures (moindre agitation thermique), et donc à décroître le flux de molécules venant vers le cristal.

II.B.2.c.ii L'effet Dufour : aide à la croissance

L'effet Dufour est au transfert de chaleur ce que la thermodiffusion est au transfert de masse. Il modélise l'influence du gradient de pression partielle de la vapeur sur le transfert de chaleur. Dans ce cas les molécules sont vues comme transportant leur l'énergie, à la différence de la conduction thermique où les molécules sont considérées comme cédant de l'énergie à d'autres molécules. Nous explicitons d'abord le bilan énergétique qui couple le transfert de masse I_m et le transfert de chaleur I_h :

$$L_{sub}I_m = -I_h = 4\pi r^2 K \frac{dT}{dr}, \quad (\text{II.34})$$

où dans le cas le plus simple I_m et I_h revêtent les expressions des équations II.24 et II.25, et L_{sub} est la chaleur latente de sublimation. La chaleur latente libérée par le changement de phase (terme de gauche) est évacuée loin du cristal par conduction thermique (terme de droite). Dans ce cas la température de surface, en supposant K , L_{sub} constants et I_m indépendant de r , est :

$$T_a = T_\infty - \frac{L_{sub}I_m}{4\pi a K}. \quad (\text{II.35})$$

Kulmala and Vesala (1991) ont montré que l'effet Dufour modifie l'équation (II.34) de la façon suivante :

$$L_{sub}I_m = 4\pi r^2 K \frac{dT}{dr} - \alpha RB T I_m, \quad (\text{II.36})$$

avec $B = (M_g x_g^2 / M_v - x_v x_g) / (x_v M_v + x_g M_g)$. L'équation bilan (II.36) fait apparaître une nouvelle contribution, différente de celle de la loi de Fourier. Ce nouveau terme fait intervenir le flux de masse I_m et par son intermédiaire la différence en fractions molaires $x_{v,\infty}$ et $x_{v,a}$. Par ailleurs le nouveau profil de température – donné par *Kulmala and Vesala* (1991) – calculé en supposant que K , L_{sub} et B sont constants est le suivant :

$$T_a = T_\infty \exp\left(-\frac{I_m \alpha RB}{4\pi a K}\right) + \frac{L_{sub}}{\alpha RB} \left(\exp\left(-\frac{I_m \alpha RB}{4\pi a K}\right) - 1\right). \quad (\text{II.37})$$

On remarque que si $|I_m \alpha RB / (4\pi a K)| \ll 1$ alors l'équation (II.37) redonne bien equation (II.35) sans effet Dufour.

Attardons-nous plus longuement sur l'équation bilan (II.36) :

- Sachant que $B \sim -0.1$ et $\alpha \sim 0.4$ pour le couple CO_2/N_2 on trouve que $|\alpha RB T I_m| \ll L_{sub} I_m$. Cependant, $|4\pi r^2 K dT/dr|$ peut être aussi petit que $|\alpha RB T I_m|$, ainsi ce dernier terme ne peut pas être négligé pour déterminer le transfert de masse I_m . En effet à cause des grands libres parcours moyens que l'on peut trouver dans la mésosphère (de l'ordre du centimètre à ~ 70 km, cf. section II.B.1), on peut avoir : $|4\pi r^2 K dT/dr| \sim |4\pi r^2 K T_\infty / \lambda| \sim |\alpha RB T I_m|$
- Pour le couple CO_2/N_2 , $B < 0$ et $\alpha > 0$ pour toutes les fractions molaires de CO_2 attendues sur Mars : typiquement de $x_v \sim 75\%$ au pôle sud (*Sprague et al.*, 2007) à $x_v \sim 95\%$. Ainsi en cas de croissance du cristal ($I_m < 0$) on a $(-\alpha RB T I_m) < 0$. Or $dT/dr < 0$, donc le terme de conduction thermique $4\pi r^2 K (dT/dr)$ qui évacue la chaleur dans ce cas est négatif aussi. Ainsi

effet Dufour et conduction thermique jouent dans le même sens : aider le cristal à croître en faisant diminuer la température de surface.

La thermodiffusion et l'effet Dufour joueraient ainsi dans des sens opposés, la première s'opposant à la croissance, et le deuxième la favorisant.

II.B.2.c.iii Approche au premier ordre

Une première approche a consisté à combiner au premier ordre l'effet de la thermodiffusion avec l'équation II.36 du bilan énergétique du cristal prenant en compte l'effet Dufour. Ceci permet d'observer déjà, en ordre de grandeur, les différences éventuelles avec les conclusions de l'étude de *Kulmala and Vesala* (1991) pour les gouttelettes troposphériques.

En deux étapes :

1. Prenons l'expression de la température de surface donnée par l'équation (II.35), et reportons-la dans l'expression du transfert de masse prenant en compte la thermodiffusion (équation II.30). Nous obtenons ainsi :

$$I_{m,SFTH} = \frac{I_{m,SF}}{1 + Z_{th}}, \quad (\text{II.38})$$

où $I_{m,SF}$ est le terme de flux de masse ne prenant en compte que le Stefan flow ; et on définit Z_{th} qui est donc le terme lié à la thermodiffusion :

$$Z_{th} = \frac{pM_v D \alpha L_{ub} (x_{v,a} + x_{v,\infty})}{2RT_{\infty}^2 K} \quad (\text{II.39})$$

2. Ce transfert de masse peut ensuite être injecté dans l'équation bilan II.36 prenant en compte l'effet Dufour. On écrit le tout sous la forme :

$$D_{duf} I_{m,SFTH} - 4\pi r^2 K \frac{dT}{dr} = -L_{sub} I_{m,SFTH} \quad (\text{II.40})$$

où :

$$D_{duf} = \alpha R B T \quad (\text{II.41})$$

Ainsi :

$$\left(\frac{D_{duf}}{-L_{sub}} \right) \frac{I_{m,SF}}{1 + Z_{th}} - 4\pi r^2 \left(\frac{K}{-L_{sub}} \right) \frac{dT}{dr} = \frac{I_{m,SF}}{1 + Z_{th}} \quad (\text{II.42})$$

Dès lors nous sommes en possession d'une équation bilan (II.42) au sein de laquelle il est possible d'estimer des ordres de grandeur des coefficients Z_{th} et (D_{duf}/L_{sub}) pour la formation de cristaux de CO₂ martiens, mais également pour la formation de gouttes d'eau en conditions troposphériques pour l'étude de *Kulmala and Vesala* (1991).

L'ordre de grandeur des coefficients présentés dans le tableau II.3 nous montre que l'effet Dufour et la thermodiffusion sont des termes correctifs en conditions terrestres. Cela a bien été modélisé par *Kulmala and Vesala* (1991) dans leur étude exhaustive des processus en conditions troposphériques. En revanche, en conditions martiennes, et pour le CO₂, le terme lié à la thermodiffusion est

Planète	Nuages	Composition	Z_{th}	$\frac{D_{Duf}}{L_{sub}}$
Terre	Tropo.	H_2O_{liq}	10^{-2}	10^{-2}
Terre	PMC	H_2O_{ice}	10^{-5}	10^{-2}
Mars	Pôles	H_2O_{ice}	10^{-3}	10^{-2}
Mars	Méso.	$CO_{2,ice}$	≥ 10	$\leq 10^{-3}$

TABLE II.3 – Ordres de grandeurs caractéristiques du coefficient Z_{th} et du rapport D_{duf}/L_{sub} pour différentes conditions et types de nuages, PMC fait référence aux nuages mésosphériques polaires terrestres (Polar Mesospheric Cloud en anglais). Des ordres de grandeurs pour les cristaux d'eau sur Mars sont également indiqués.

largement plus grand ($Z_{th} \geq 10$) que le terme lié à l'effet Dufour ($\leq 10^{-3}$). Cela est dû au terme ($x_{v,a} + x_{v,\infty}$) dans la définition de Z_{th} . L'abondance de CO_2 sur Mars étant bien plus importante que celle de l'eau aussi bien sur Terre que sur Mars (dans ce dernier cas $Z_{th} \ll 1$).

Pour le cas terrestre étudié par *Kulmala and Vesala* (1991) puisque $Z_{th} \ll 1$ nous pouvons procéder au développement limité de $(1 + Z_{th})^{-1}$ dans le bilan d'énergie du cristal de l'équation (II.42) qui devient alors :

$$I_{m,SF} \left(\frac{D_{duf}}{-L_{sub}} - Z_{th} \frac{D_{duf}}{-L_{sub}} \right) - 4\pi r^2 \left(\frac{K}{-L_{sub}} \right) \frac{dT}{dr} \approx I_{m,SF}(1 - Z_{th}). \quad (II.43)$$

D'après le tableau II.3, $|Z_{th} \frac{D_{duf}}{L_{sub}}| \ll |\frac{D_{duf}}{L_{sub}}|$. A gauche du signe \approx le terme d'effet Dufour (D_{duf}/L_{sub}) peut-être considéré comme un terme d'ordre 1 par rapport au terme de thermodiffusion (en Z_{th}) d'ordre 2 (produit de deux ordres 1), et à droite du signe \approx il reste un terme de thermodiffusion d'ordre 1 également. En considérant les ordres 1 des processus, il est difficile de dire quel effet serait prépondérant sur l'autre car les deux coefficients (D_{duf}/L_{sub} et Z_{th}) sont de l'ordre de 10^{-2} . Cependant *Kulmala and Vesala* (1991) concluent que l'effet Dufour est (bien que correctif) prépondérant devant la thermodiffusion. Remarquons que nous obtenons une conclusion similaire pour des nuages de cristaux d'eau en conditions mésosphériques (où les abondances d'eau seraient encore plus faibles que dans la troposphère) car alors $Z_{th} \sim 10^{-5} \ll (D_{Duf}/L_{sub}) \sim 10^{-2}$. Ainsi l'approche en ordre de grandeur ne permet pas d'aller beaucoup plus en avant dans le raisonnement. Nous retiendrons que pour Mars, concernant la thermodiffusion (avec $Z_{th} \gtrsim 10$ pour le CO_2), les conclusions pourraient être différentes que sur Terre, à savoir une prépondérance de la thermodiffusion sur l'effet Dufour.

Pour estimer plus généralement l'importance réelle du Stefan Flow, de la thermodiffusion et de l'effet Dufour sur la croissance des cristaux de CO_2 sur Mars, il est nécessaire de procéder au couplage rigoureux des transferts de masse et de chaleur. La Figure II.20 résume les effets qualitatifs estimés des différents processus additionnels, ajoutés au modèle classique du gaz trace de *Maxwell* (1890), et que nous venons de présenter.

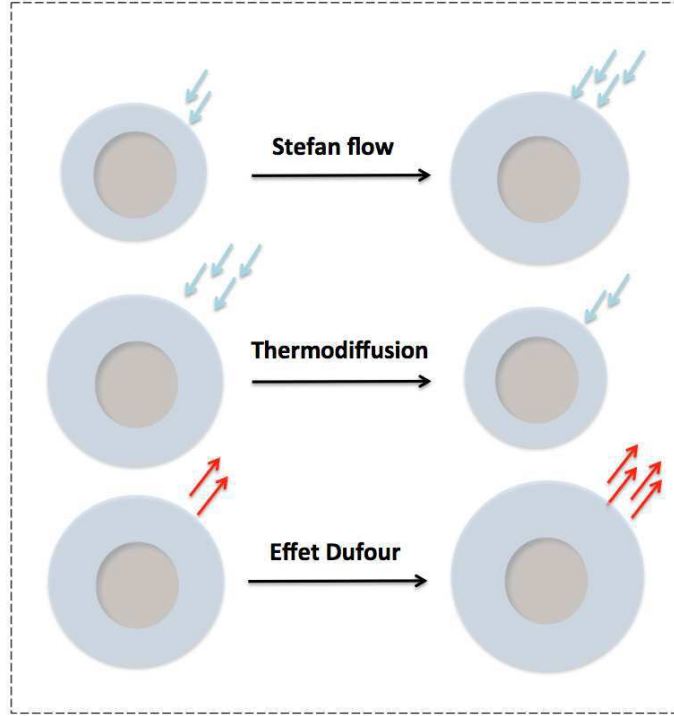


FIGURE II.20 – Effets qualitatifs estimés des trois processus – Stefan flow, thermodiffusion et effet Dufour – dans le cas de croissance d’un cristal de CO₂, quand transferts de masse (flèches bleues) et de chaleur (flèches rouges) sont découplés. Un plus grand nombre de flèches désigne un transfert accru.

II.B.3 Bilan énergétique : couplage des transferts de masse et de chaleur

Pour calculer le taux de croissance dr/dt des cristaux de CO₂ nous supposons que les propriétés de l’environnement sont connues : la pression atmosphérique p , la température T_∞ , l’abondance de la vapeur de CO₂ $x_{v,\infty}$ (ou de façon équivalente la pression partielle $p_{v,\infty}$).

Les inconnues du problème sont alors : I_m , T_a , et $x_{v,a}$

Nous n’avons jusqu’alors mentionné que les équations donnant le transfert de masse I_m et de chaleur I_h (ou de façon équivalente la température de surface T_a). Ainsi il nous manque une troisième équation pour clore le système à trois inconnues. Nous ajoutons alors la contrainte que la pression partielle de la vapeur à la surface du cristal soit celle de l’équilibre glace/vapeur, soit la pression de vapeur saturante. Ainsi :

$$p_{v,a} = p_{sat}(a, T_a), \quad (\text{II.44})$$

La courbure de l’interface impose de prendre en compte l’effet Kelvin :

$$\begin{aligned} p_{sat}(a, T_a) &= p_{sat}(\infty, T_a) \times \exp\left(\frac{2\sigma M_v}{a\rho_i R T_a}\right) \\ &= p_{sat}(\infty, T_a) \times S_{eq}, \end{aligned} \quad (\text{II.45})$$

où S_{eq} a été défini lors de la présentation du processus de nucléation (equation II.5). Pour passer

alors de la température de surface à la température de l'environnement T_∞ dans $p_{sat}(\infty, T_a)$ nous utilisons la formule de Clapeyron :

$$p_{sat}(\infty, T_a) = p_{sat}(\infty, T_\infty) \exp\left(\frac{L_{sub}M_v}{R} \frac{T_a - T_\infty}{T_a T_\infty}\right). \quad (\text{II.46})$$

Cette approche est celle usuellement utilisée pour modéliser la formation de gouttelettes et/ou de cristaux. Nous reviendrons sur ce point important dans la section II.E.5.b où nous commentons brièvement quelques études pionnières en la matière.

Le tableau II.4 résume les trois modèles de croissance (dont l'approche est de type Maxwell) que nous comparons dans la suite. Ces modèles incluent tout ou partie (ou aucun) des processus additionnels mentionnés dans la section précédente. Les trois modèles utilisent l'équation (II.44) pour la pression partielle de surface. Ainsi :

- $(dr/dt)_{CLASSIC}$ est le taux de croissance calculé à partir du modèle de base (Loi de Fick et Loi de Fourier), sans termes supplémentaires.
- $(dr/dt)_{SF}$ est le taux de croissance évalué avec le Stefan flow inclus dans le transfert de masse.
- $(dr/dt)_{SFTHDUF}$ est le taux de croissance avec, en plus du Stefan flow, la thermodiffusion et l'effet Dufour pris en compte.

Modèle	processus additionnel	équations considérées
CLASSIC	aucun	(II.24), (II.35), (II.44)
SF	Stefan flow	(II.28), (II.35), (II.44)
SFTHDUF	Stefan flow et thermodiffusion/effet Dufour	(II.30), (II.37), (II.44)
Linéarisé (LIN)	aucun	II.53

TABLE II.4 – *Présentation des différents modèles de croissance avec leur acronyme et les numéros des équations impliquées. Les trois modèles (d'approche de type Maxwell) utilisent implicitement la correction de Fuchs and Sutugin (1971) pour les coefficients de transport. Le modèle LIN est introduit plus tard dans le développement (section II.E.5.b).*

Dans le terme S_{eq} , de l'équation II.45, T_a est pris comme T_∞ car c'est essentiellement le rayon r et non la température qui pilote le terme d'effet Kelvin. En effet on aura au maximum $T_a - T_\infty \sim 10$ K, et confondre ces deux températures n'induit pas de modifications dans l'exponentielle. De la même façon, dans l'équation (II.46) $(T_a - T_\infty)/(T_a T_\infty)$ est pris égal à $(T_a - T_\infty)/(T_\infty^2)$. Rappelons par ailleurs que $x_{v,a} = p_{v,a}/p$.

On a ainsi les trois systèmes d'équations suivants, correspondant aux trois modèles :

$$(CLASSIC) \begin{cases} I_m &= -\frac{4\pi a p M_v D}{RT_\infty} (x_{v,\infty} - x_{v,a}) \\ T_a &= T_\infty - \frac{L_{sub} I_m}{4\pi a K} \\ x_{v,a} &= 1/p \times p_{sat}(T_\infty) \times \exp\left(\frac{2\sigma M_v}{a\rho_i R T_\infty}\right) \times \exp\left(\frac{L_{sub} M_v}{R} \frac{T_a - T_\infty}{T_\infty^2}\right) \end{cases}$$

$$\begin{aligned}
(SF) \quad & \begin{cases} I_m &= -\frac{4\pi apM_v D}{RT_\infty} \ln\left(\frac{1-x_{v,a}}{1-x_{v,\infty}}\right) \\ T_a &= T_\infty - \frac{L_{sub}I_m}{4\pi aK} \\ x_{v,a} &= 1/p \times p_{sat}(T_\infty) \times \exp\left(\frac{2\sigma M_v}{a\rho_i RT_\infty}\right) \times \exp\left(\frac{L_{sub}M_v}{R} \frac{T_a - T_\infty}{T_\infty^2}\right) \end{cases} \\
(SFTHDUF) \quad & \begin{cases} I_m, &= -\frac{4\pi apM_v D}{RT_\infty} \left[\ln\left(\frac{1-x_{v,a}}{1-x_{v,\infty}}\right) - \frac{\alpha}{2} \frac{T_a - T_\infty}{T_\infty} (x_{v,a} + x_{v,\infty}) \right] \\ T_a &= T_\infty \exp\left(-\frac{I_m \alpha RB}{4\pi aK}\right) + \frac{L_{sub}}{\alpha RB} \left(\exp\left(-\frac{I_m \alpha RB}{4\pi aK}\right) - 1 \right) \\ x_{v,a} &= 1/p \times p_{sat}(T_\infty) \times \exp\left(\frac{2\sigma M_v}{a\rho_i RT_\infty}\right) \times \exp\left(\frac{L_{sub}M_v}{R} \frac{T_a - T_\infty}{T_\infty^2}\right) \end{cases}
\end{aligned}$$

Pour trouver les taux de croissance correspondant aux trois modèles nous calculons d'abord le transfert de masse correspondant, puis à l'aide de l'équation II.23 nous remontons au taux de croissance. Dans les trois modèles présentés, déterminer I_m nécessite une résolution itérative. On résout ainsi (par la méthode de Newton-Raphson) :

$$f(I_m) = 0 \quad (II.47)$$

Il existe trois fonctions relatives à ces trois modèles et dont les expressions (ainsi que leur dérivée respective) sont indiquées dans l'Annexe C. Avant de calculer les différents taux de croissance, nous rappelons ci-dessous quelques propriétés importantes du mélange CO₂/N₂. Le tableau II.5 en fin de section donne les valeurs numériques des grandeurs utiles.

II.C Propriétés de la vapeur de CO₂ et de N₂

II.C.1 Le traitement en gaz parfait

Le CO₂ est considéré comme un gaz parfait (ainsi que le N₂), ce qui malgré les très faibles températures sur la Mars actuelle est tout à fait correct. Pour se rendre compte des pressions et températures auxquelles il faudrait délaisser le modèle de gaz parfait nous comparons l'équation d'état du gaz parfait (Boyle-Mariott) à celle de Berthelot, qui est une équation d'état dérivée de celle de Van der Waals, et simple d'utilisation, ne nécessitant que les pressions et températures critiques du gaz considéré. Nous comparons ainsi les deux lois :

$$PV = nRT \quad \text{et} \quad PV = nRT \left[1 + \frac{9PT_c}{128P_c T} \left(1 - \frac{6T_c^2}{T^2} \right) \right] \quad (II.48)$$

Il s'agit de comparer les produits PV à plusieurs températures. A température fixée, $PV = nRT$ reste constant dans le cas d'un gaz parfait. La Figure II.21 montre le produit PV pour les deux modèles considérés

Des écarts à l'idéalité ne devraient être pris en compte que pour des pressions approchant le MPa en s'en tenant à des températures atmosphériques réalistes pour une atmosphère planétaire. Par exemple, *Kasting* (1991) utilise une équation proche de celle de Van der Waals dans son étude de la condensation du CO₂ sur une Mars primitive. Pour ce qui est de notre étude, et compte tenu des pressions actuelles sur Mars, le comportement idéal des gaz est vérifié.

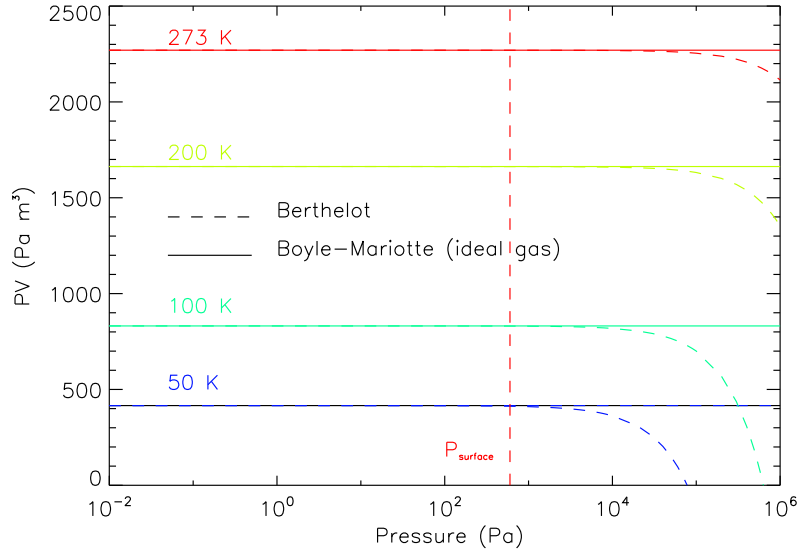


FIGURE II.21 – Le produit PV en fonction de la pression (Pa) pour plusieurs températures. Le trait continu vaut pour le modèle de gaz parfait, et les tirets pour le modèle de Berthelot (inspiré de celui de Van der Waals).

II.C.2 La pression de vapeur saturante du CO_2 , p_{sat}

La pression de vapeur saturante est là même que celle utilisée par W1999 (*James et al.*, 1992) pour permettre la comparaison avec le travail de l’auteur. Sa dépendance exponentielle à la température la rend critique dans la détermination du taux de croissance d’un cristal car elle intervient aussi bien dans la nucléation (section II.A.1) que dans la phase de croissance (et d’évaporation) du cristal (equation II.44). L’étude la plus récente (à notre connaissance) sur la détermination de cette grandeur (*Azreg-Aïnou*, 2005), à partir de mesures publiées dans la littérature, a permis d’évaluer théoriquement p_{sat} jusqu’à des températures inférieures aux températures mésosphériques martiennes. L’expression de (*James et al.*, 1992) est en très bon accord avec cette nouvelle étude (Figure II.22).

II.C.3 Le coefficient de diffusion moléculaire D pour CO_2/N_2

Nous utilisons un coefficient de diffusion binaire qui convient pour un mélange de gaz à basses pressions tel que suggéré par *Poling et al.* (2001). Cette expression de *Fuller et al.* (1966) y est présentée comme la plus robuste aux basses pressions :

$$D = D_{CO_2/N_2} = \frac{0.00143T^{1.75}}{PM_{CO_2,N_2}^{1/2}[(\Sigma_v)_{CO_2}^{1/3} + (\Sigma_v)_{N_2}^{1/3}]^2}, \quad (II.49)$$

où D_{CO_2/N_2} est en $cm^2 s^{-1}$, la température T en (K), P la pression en bar, $M_{CO_2,N_2} = (1/M_{CO_2} + 1/M_{N_2})^{-1}$ est en $g mol^{-1}$, et Σ_v sont les volumes de diffusion atomiques donnés par *Fuller and Giddings* (1969). Nous n’avons pas opté pour l’expression utilisée par C2003. Ils utilisent un coefficient de diffusion qui est une moyenne – pondérée par les abondances respectives de CO_2 et N_2 – des

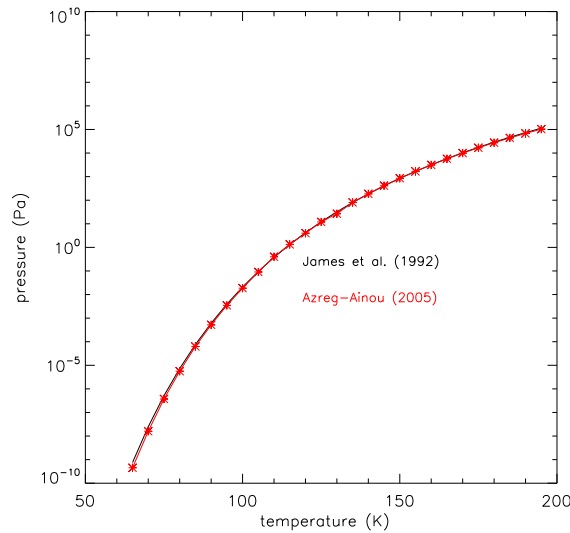


FIGURE II.22 – Pression de vapeur saturante pour le CO₂ pour deux études différentes : (James et al., 1992) utilisée aussi par Wood (1999) et (Azreg-Aïnou, 2005) dont nous avons reportées le jeu de valeurs donné dans l'article.

coefficients d'autodiffusion de CO₂ et N₂. Formellement, Poling et al. (2001) rappelle que pour les mélanges liquides le coefficient de diffusion binaire peut effectivement dépendre de la composition alors que pour un mélange gazeux cela ne vaut que pour un mélange ternaire au moins.

II.C.4 La conductivité thermique du mélange CO₂/N₂

La conductivité thermique du mélange, à l'inverse de la diffusion, fait intervenir les abondances relatives des espèces du mélange puisque, formellement, la chaleur est évacuée grâce aux collisions de l'ensemble des molécules du mélange, qu'elles soient celle du condensable ou du gaz inerte (par ailleurs toutes les molécules du condensable n'adhèrent pas nécessairement au cristal).

Les études les plus récentes sur la conductivité thermique du CO₂ sont celles de Vesovic et al. (1990) et de Scalabrin et al. (2006), pour des températures supérieures à 190 K. Alors que Scalabrin et al. (2006) n'ont utilisé que des mesures expérimentales pour établir leur formule, Vesovic et al. (1990) ont combiné valeurs expérimentales et considérations théoriques valides pour la gamme de température étudiée ($T > 190$ K). Les deux études obtiennent une même tendance pour la conductivité thermique, sur leur domaine de validité. Pour des températures plus basses que 190 K nous avons extrapolé la formule déterminée expérimentalement (Scalabrin et al., 2006). Le résultat est montré sur la Figure II.23. Nous montrons aussi pour comparaison la conductivité thermique de N₂ ainsi que de l'argon (Ar). Les conductivités sont tracées pour une densité atmosphérique $\rho = 0.01 \text{ kg m}^{-3}$ (typique à la surface de Mars). Pour les densités typiques de l'atmosphère de Mars ($\rho \lesssim 0.01 \text{ kg m}^{-3}$), la dépendance de la conductivité thermique à la densité est négligeable. Un effet notable apparaît pour des densités de l'ordre de 10 kg m^{-3} , c'est à dire lorsque la densité atteint $\sim 1/30$ de la densité critique ρ_c (voir tableau II.5).⁹

9. Dans le cadre d'un modèle de gaz parfait, qui est le notre d'une façon générale, la conductivité thermique est strictement indépendante de la densité (de la pression) et ne varie qu'avec la température. Ici les dépendances à la densité, même négligeables, sont dues au caractère non-idéal des gaz, mis en lumière par les mesures expérimentales.

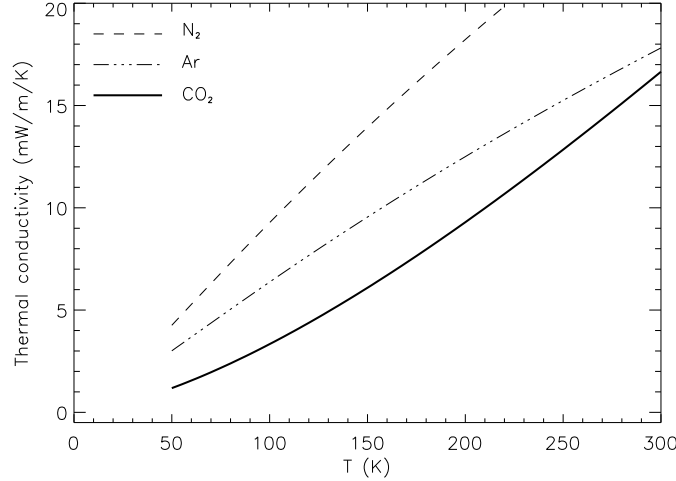


FIGURE II.23 – Conductivités thermiques ($mW m^{-1} K^{-1}$) du CO_2 , N_2 et Ar

Les conductivités thermique de N_2 et Ar sont issues du travail de *Lemmon and Jacobsen* (2004) qui ont établi des formules valables pour toutes les gammes de température et de pression. Ainsi, aucune extrapolation n'est faite pour ces molécules dans le graphe présenté sur la Figure II.23. L'argon est le troisième gaz le plus abondant dans l'atmosphère de Mars (Ar $\sim 1.6\%$), après le diazote ($N_2 \sim 2.7\%$). Les données récentes de Curiosity (*Mahaffy et al.*, 2013) rapprochent cependant les abondances d'Ar et de N_2 , toutes deux autour de 2%. Quoiqu'il en soit, les 5% de l'atmosphère inerte martienne peuvent être considérés comme étant exclusivement du diazote puisque l'ordre de grandeur des conductivités de l'Argon et du diazote est le même.

Pour revenir sur l'extrapolation de la conductivité thermique du CO_2 aux faibles températures, observons tout d'abord que les conductivités du diazote (diatomique) et de l'argon (monoatomique) montrent une même tendance décroissante avec la température. Une molécule avec plus de un atome est susceptible d'avoir des contributions de ses degrés internes de liberté (vibrations et rotations) dans la conductivité thermique de son mélange gazeux, par rapport à un atome seul. Pour le CO_2 , triatomique, linéaire, et apolaire, on peut anticiper une décroissance similaire de la conductivité thermique avec la température. C'est bien ce qu'on observe avec l'extrapolation de la formule de *Scalabrin et al.* (2006) aux basses températures. A défaut de pouvoir bénéficier de valeurs expérimentales pour les températures qui nous intéressent, nous utiliserons cette extrapolation pour le CO_2 .

Nous utilisons la conductivité thermique du mélange comme indiquée dans *Poling et al.* (2001) (qui précisent par ailleurs que cette formule convient bien pour un mélange de gaz apolaires), et qui repose à l'origine sur les études de *Wassiljeva* (1904).

$$K = \frac{x_v}{x_v A_{vv} + x_g A_{vg}} k_v + \frac{x_g}{x_v A_{gv} + x_g A_{gg}} k_g, \quad (\text{II.50})$$

où K , k_v et k_g représentent respectivement la conductivité thermique du mélange, de la vapeur (CO_2), et du gaz inerte (N_2) en $W m^{-1} K^{-1}$. A_{vv} , A_{gg} , A_{vg} , A_{gv} sont des coefficients donnés par l'équation (10-6.2) de *Poling et al.* (2001). Le tableau II.5 donne les références respectives des conductivités des gaz.

Grandeur	nom	unité	valeur	référence
CO ₂				
$p_{sat}(T)$	pression de vapeur saturante	Pa	$A \exp(-B/T)$	<i>James et al. (1992)</i>
$L_{sub}(T)$	chaleur latente de sublimation	J kg ⁻¹	$A = 1.382 \times 10^{12}$ Pa $B = 3182.48$ K $\sum_{i=0}^4 l_i T^i$ $l_0 = 595594$ $l_1 = 903.111$ $l_2 = -11.5959$ $l_3 = 0.0528288$ $l_4 = 1.03183 \times 10^{-4}$	<i>Azreg-Aïnou (2005)</i>
k_v	conductivité thermique	W m ⁻¹ K ⁻¹	voir équation (7) de la ref.	<i>Scalabrin et al. (2006)</i>
ρ_c	masse volumique critique	kg m ⁻³	467.6	<i>Span and Wagner (1996)</i>
N ₂				
M_{N_2}	masse molaire	g mol ⁻¹	28.01	<i>Lemmon and Jacobsen (2004)</i>
k_g	conductivité thermique	W m ⁻¹ K ⁻¹	voir équation (4) de la ref.	<i>Lemmon and Jacobsen (2004)</i>

TABLE II.5 – Propriétés du CO₂ et de N₂, discutées en section II.C. L_{sub} : formule obtenue à partir d'une régression polynomiale de degré 4 des données présentées dans la référence. p_{sat} : nous avons choisi la même expression que Wood (1999). Une détermination plus récente et indépendante de L_{sub} , faite par Azreg-Aïnou (2005), montre un très bon accord avec James et al. (1992) (Figure II.22).

II.D Résultats et choix du modèle CLASSIC de croissance

Nous pouvons comparer maintenant les taux de croissance déterminés à partir des équations référencées pour chacun des trois modèles dans le tableau II.4 et dont les systèmes d'équations sont rappelés en-dessous de ce même tableau. Nous nous intéressons aux rapports de ces deux derniers taux de croissance avec $(dr/dt)_{CLASSIC}$ (qui correspond au modèle le plus simple en terme de processus impliqués). Sur la Figure II.24 sont ainsi tracés les deux rapports de taux de croissance en fonction de la pression atmosphérique p pour plusieurs rapports de saturation S distincts, pour un cristal de 10 nm de rayon. Les rapports de taux de croissance sont tracés pour des pressions allant de $p \sim 10^{-3}$ Pa à $5 \cdot 10^5$ Pa, ce qui inclut la fourchette de pressions atmosphériques pertinente pour la Mars actuelle : de ~ 600 Pa à la surface à $\sim 0,001$ Pa dans la haute mésosphère (> 100 km). La pression maximale est prise à $5 \cdot 10^5$ Pa car elle correspond à la pression du point triple ($p_t = 5,185 \cdot 10^5$ Pa) au dessus de laquelle les trois phases vapeur, liquide et solides peuvent coexister. De plus nous nous intéressons à des rapports de saturation allant jusqu'à des valeurs extrêmes, telles celles mesurées dans la haute mésosphère martienne $S > 1000$. Le rapport de saturation minimal indiqué $S = 1.93$ correspond à la saturation qui permet de s'affranchir de l'effet de courbure (effet Kelvin – équation II.5). Il faut être à une saturation strictement plus grande que 1 pour que le cristal puisse croître. On s'intéresse ainsi au plus petit rapport de saturation permettant au cristal d'être en croissance.

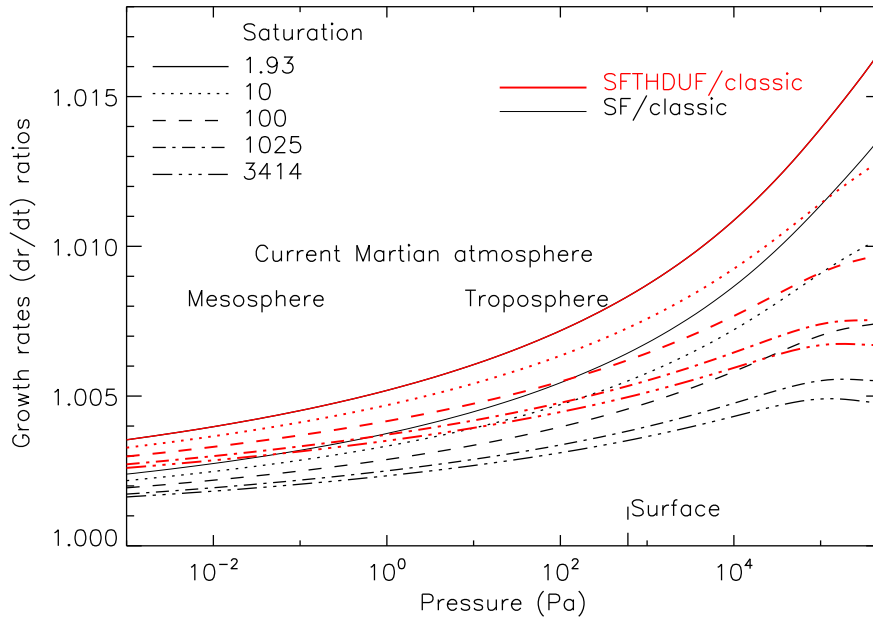


FIGURE II.24 – Rapports de taux de croissances des modèles pour un cristal de rayon 10 nm : $(dr/dt)_{SFTHDUF}/(dr/dt)_{CLASSIC}$ en rouge, et $(dr/dt)_{SF}/(dr/dt)_{CLASSIC}$ en noir. Différents rapports de saturations sont concernés, sur une gamme de pression incluant les pressions martiennes actuelles. L'abondance $x_{v,\infty}$ du CO_2 est fixé à 95%. La pression de surface est indiquée ainsi que les gammes de pressions relatives à l'atmosphère martienne présente.

La Figure II.24 montre que pour des pressions caractéristiques de l'atmosphère martienne aujourd'hui, les taux de croissance sont augmentés d'au plus 1%, tout effet compris. Le Stefan flow contribue à augmenter le taux de croissance de moins de 1% et la combinaison de la thermodiffusion et de l'effet Dufour contribue à l'augmenter encore un peu plus. Vers de plus hautes pressions l'augmentation du taux de croissance par rapport au cas CLASSIC s'intensifie mais reste modeste, et nous observons une augmentation de 1,7% tout au plus. Notons que les écarts les plus élevés entre, d'un côté, les deux modèles SF et SFTHDUF et de l'autre, le modèle CLASSIC, sont observés pour les rapports de saturation les plus faibles. A plus fort taux de saturation (et composition constante $x_{v,\infty} = 0,95$) la température est plus faible, donc la conductivité thermique diminue. Le transfert de chaleur est plus limitant. C'est en effet le transfert de chaleur limitant qui en quelque sorte inhibe l'ensemble des processus additionnels inclus dans les modèles SF et SFTHDUF. Dans la même idée, pour des pressions plus grandes le nombre de Knudsen diminue et donc la correction de Fuchs et Sutugin pour le régime cinétique ne joue plus (la conductivité thermique n'est plus artificiellement amoindrie pour rendre compte du régime cinétique). Le Stefan flow comme les deux autres processus sont ainsi moins limités par le transfert de chaleur et augmentent un peu plus la croissance du cristal, mais toujours dans des proportions moindres comme nous venons de le souligner (1,7%). La Figure II.25 montre exactement le même type d'étude mais pour un cristal de $1 \mu\text{m}$ (et donc pour des nombres de Knudsen encore plus petits). Elle confirme les observations précédentes. Ces conclusions sont en réalité valables pour toute la gamme de rayons attendus sur mars ($r \lesssim 100 \mu\text{m}$).

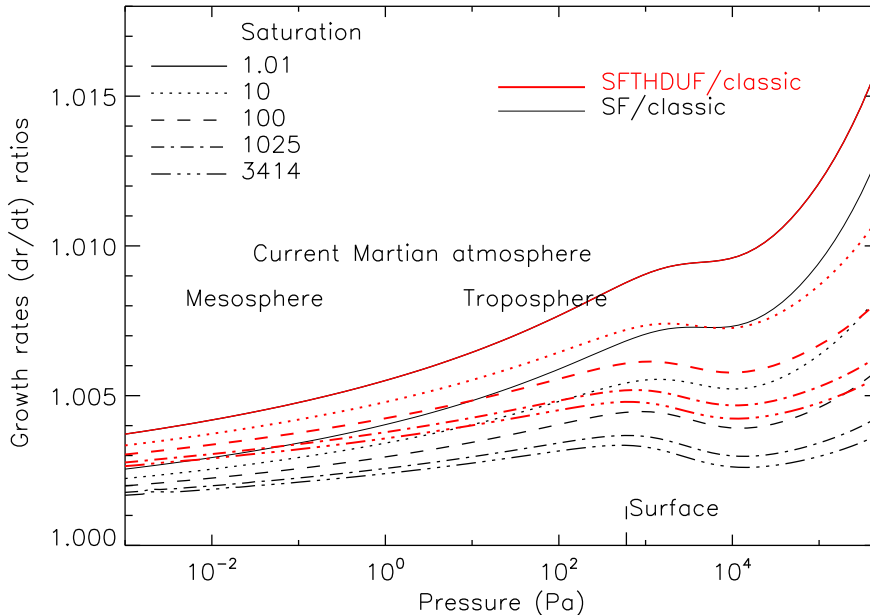


FIGURE II.25 – Même étude qu'à la figure II.24 pour un rayon de $1 \mu\text{m}$.

Cet effet limitant du transfert de chaleur vaut donc pour les pressions rencontrées dans l'atmosphère de Mars actuelle, mais aussi pour une atmosphère avec des pressions attendues sur une Mars primitive ($p \geq 10^4 \text{ Pa}$). En outre ces conclusions sont valables également pour des abondances relatives plus faibles et notamment telles que $x_{v,\infty} \sim 0,75$ (valeurs mesurées par *Sprague et al.* (2007)

au cours de la condensation du CO_2 au niveau des pôles.)

Une façon de se rendre compte du rôle du transfert de chaleur est d'artificiellement multiplier la conductivité thermique par 10 puis par 100 pour atteindre ainsi – en ordre de grandeur – des conductivités thermiques caractéristiques des liquides. Le Stefan flow prend alors toute son importance pour des pressions croissantes. Avec une conductivité thermique multipliée par 10 le Stefan flow seul augmente le taux de croissance au moins de 10% pour des pressions p supérieures à 10^4 Pa. Avec une conductivité thermique multipliée par 100, le Stefan flow augmente les taux de croissances de 100% pour des pressions allant de 1 à 10 Pa (selon le rayon du cristal). Une illustration en est donnée pour un cristal de 10 nm sur la figure II.26.

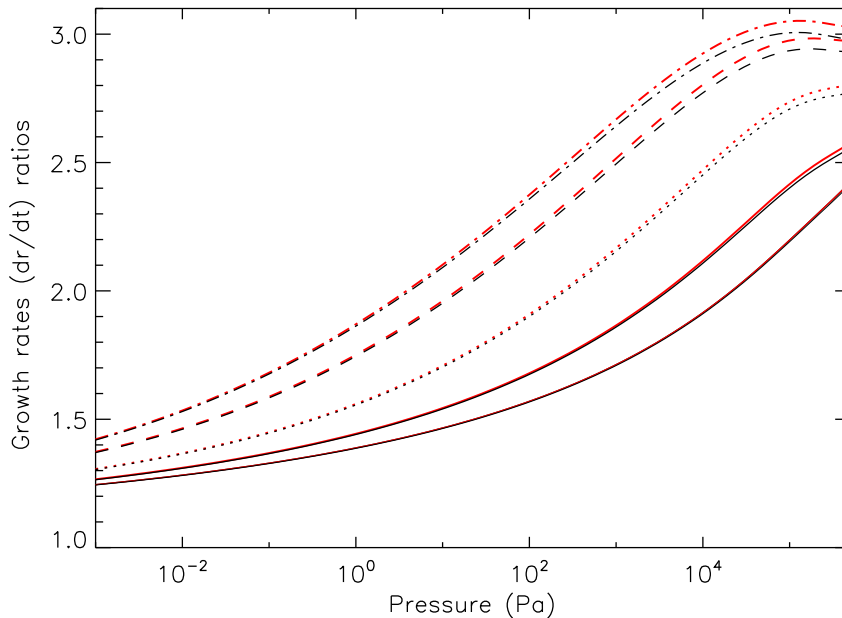


FIGURE II.26 – Même étude qu'à la figure II.24 avec la conductivité thermique K du mélange multipliée par 100.

En conclusion, pour les conditions atmosphériques martiennes actuelles (et passées) et pour toute la gamme de tailles de cristaux de CO_2 pertinente sur Mars, le Stefan flow, la thermodiffusion et l'effet Dufour peuvent être négligés. Le Stefan flow est inhibé par l'effet limitant du transfert de chaleur. Le modèle CLASSIC peut donc être préféré aux modèles SF et SFTHDUF pour calculer les taux de croissance des cristaux de CO_2 . Les taux d'évaporation sont évalués avec les mêmes équations à la seule différence que le transfert de masse I_m est > 0 . Le modèle CLASSIC (dans lequel, nous le rappelons ici, la correction de Fuchs et Sutugin rend compte des régime transitoires et cinétiques) devient notre modèle de croissance de référence pour les cristaux de CO_2 . L'idée essentielle de cette étude est qu'il n'est pas important de tenir compte du Stefan flow, pourtant a priori incontournable dans le cas d'une vapeur majoritaire. Nous comparons dans la suite l'approche du modèle CLASSIC à d'autres études.

II.E De la Terre à Mars : s'adapter aux grandes sursaturations de CO₂

II.E.1 Croissance des cristaux pour les nuages terrestres : des modèles linéarisés

Le modèle que nous appelons CLASSIC correspond aux équations les plus simples que l'on puisse envisager dans la description des transferts de masse et de chaleur pour la croissance d'une goutte ou d'un cristal à partir d'un gaz à l'état de traces, comme la vapeur d'eau sur Terre. De fait, un travail bibliographique a été entrepris pour se rendre compte de la façon la plus commune de représenter le taux de croissance des cristaux d'eau sur Terre (cela pourrait aussi valoir pour des gouttelettes d'eau) et de l'utilisation de cette représentation dans l'étude des nuages sur Mars.

Dans leurs travaux sur la modélisation des nuages stratosphériques polaires terrestres (PSCs), *Toon et al.* (1989) utilisent pour leur taux de croissance les travaux de *Barkstrom* (1978) et *Ramaswamy and Detwiler* (1986). La première étude porte sur la croissance des gouttelettes d'eau et la deuxième sur la croissance des cristaux dans les cirrus. Ces deux études utilisent les mêmes équations que notre modèle CLASSIC. Mais alors que nous devons procéder à une résolution itérative de notre système ($f(I_m) = 0$), ces deux études présentent un taux de croissance dont le calcul est explicite : il existe donc une formule analytique pour ce taux de croissance. Elle nécessite cependant de faire l'hypothèse déterminante que la différence de température entre le cristal et son environnement, $\Delta T_a = T_a - T_\infty$, est suffisamment faible (autrement dit que l'on est proche de l'équilibre) pour pouvoir procéder à la linéarisation suivante dans l'équation II.46 présentée plus haut :

$$\begin{aligned} p_{sat}(\infty, T_a) &= p_{sat}(\infty, T_\infty) \exp\left(\frac{L_{sub}M_v}{R} \frac{T_a - T_\infty}{T_a T_\infty}\right) \\ &\approx p_{sat}(\infty, T_\infty) \left[1 + \frac{L_{sub}M_v}{R} \frac{T_a - T_\infty}{T_a T_\infty}\right]. \end{aligned} \quad (\text{II.51})$$

Il existe une autre façon, plus formelle, de présenter cette approximation. L'étude sur la croissance des cristaux de glace d'eau (à partir de la phase vapeur exclusivement) de *Kuroda* (1984), reprise par *MacKenzie and Haynes* (1992), présente un formalisme intuitif avec la notion de « résistances » (à la croissance) que nous présentons plus bas. Elle utilise le développement de Taylor de la pression de vapeur saturante à l'ordre 1 :

$$p_{sat}(T_a) = p_{sat}(T_\infty) + \left(\frac{\partial p}{\partial T}\right)_{T_\infty} (T_a - T_\infty), \quad (\text{II.52})$$

avec : $\frac{\partial p_{sat}}{\partial T} = \frac{L_{sub}p_{sat}}{RT^2}$ donné par l'équation de Clapeyron.

Il s'agit exactement de la même approximation que l'équation II.51 mais présentée différemment. Nous mentionnons ce formalisme également car il a été repris pour des modèles de microphysique de nuages sur Mars (voir tableau II.6). Moyennant cette approximation (équation II.51) dans notre modèle CLASSIC, on obtient un taux de croissance que nous qualifions de « linéarisé », noté LIN (déjà introduit dans le tableau II.4). Le taux de croissance du modèle LIN s'écrit (calcul présenté en Annexe D) :

$$\left(\frac{dr}{dt}\right)_{LIN} = \frac{1}{r} \frac{S - S_{eq}}{R_d + R_h \times S_{eq}}, \quad (\text{II.53})$$

où, $R_d = \rho_i RT_\infty / M_v D p_{sat}$ et $R_h = \rho_i M_v L_{sub}^2 / K R T_\infty^2$. Ces deux grandeurs sont appelées « résistances » par analogie avec l'électrocinétique (*Kuroda*, 1984). R_d et R_h quantifient les résistances à la croissance dues à la diffusion et à la conduction thermique respectivement.

Taux de croissance	Référence	Nuages sur Mars
$\frac{dr}{dt} = \frac{1}{r} \frac{S-1}{R_d+R_h+R_k(r)}$	<i>Kuroda (1984)^a</i> <i>MacKenzie and Haynes (1992)^b</i>	Nuages H ₂ O avec $R_k(r) = 0$ (<i>Montmessin et al., 2002</i>) Nuages polaires CO ₂ avec $R_d = 0$ (<i>Tobie et al., 2003</i>) ^c
$\frac{dr}{dt} = \frac{1}{r} \frac{S-S_{eq}}{R_d \frac{1}{f_2} + R_h \frac{1}{f_1}}$	<i>Barkstrom (1978)^d</i> <i>Ramaswamy and Detwiler (1986)^e</i>	<i>Pas d'application directe</i> <i>Utilisé par Toon et al. (1989)</i>
$\frac{dr}{dt} = \frac{1}{r} \frac{S-S_{eq}}{R_d \frac{1}{f_v} + R_h \frac{1}{f_t} \times S}$	<i>Toon et al. (1989)^f</i>	Nuages H ₂ O (<i>Michelangeli et al., 1993</i>) (<i>Colaprete et al., 1999</i>) (<i>Pathak et al., 2008</i>) (<i>Daerden et al., 2010</i>) Nuages CO ₂ (<i>Colaprete and Toon, 2003</i>) (Mars Primitive) (<i>Colaprete et al., 2003</i>) (Pôles) (<i>Colaprete et al., 2008</i>) (Pôles et mésosphère)
$\frac{dr}{dt} = \frac{1}{r} \frac{S-S_{eq}}{R_d+R_h \times S_{eq}}$	(voir première ligne)	Nuages H ₂ O (<i>Montmessin et al., 2004</i>) (et travail présent : section II.E.2 seulement)

TABLE II.6 – Taux de croissance de modèles dits « linéarisés » (LIN) et leur application dans des modèles de microphysique martienne. Tous les taux de croissance ont été réexprimés à l'aide du formalisme des résistances. Les notations sont celles présentées dans le corps du texte. La correction pour un régime cinétique (de type Fuchs et Sutugin) est considérée comme incluse dans les résistances, sauf mention contraire.

a : Etude générale des cristaux d'eau. L'effet Kelvin n'y est pas pris en compte.

b : Etude des cristaux dans la stratosphère terrestre. L'auteur y introduit un terme radiatif [RAD] mis à zéro ici. L'effet Kelvin n'y est pas pris en compte.

c : Les auteurs considèrent alternativement un scénario de croissance rapide limité par le transfert de chaleur (et alors $R_k = 0$) et un scénario de croissance lente, limité par des effets cinétiques de surface (et alors $R_h = 0$). *d* : Etude de gouttelettes de nuage d'eau. L'auteur introduit un terme radiatif (Q) mis ici à zéro. f_1 et f_2 y sont définis comme les termes correctifs liés au régime cinétique pour la diffusion de masse et la diffusion de chaleur respectivement. S_{eq} est le terme rendant compte de l'effet Kelvin.

e : Etude des cirrus. f_1 et f_2 (appelés f_v et f_t dans leur travail) sont définis comme étant les coefficients combinés de ventilation (voir section II.F.1) et de courbure (effet Kelvin)

f : Etude des nuages stratosphériques polaires. f_v et f_t sont définis comme les coefficients de ventilation et de courbure. R_h est multiplié par S au lieu de S_{eq} (voir section II.E.3 pour plus de détails).

La prise en compte des effets cinétiques de surface, potentiel frein supplémentaire à la croissance, induirait l'ajout d'une résistance R_k (Nous présentons ces effets de surface, que nous négligeons dans notre étude, en section II.F). Soulignons également que les termes de transfert radiatif (refroidissement radiatif notamment) ne sont pas pris en compte dans ce chapitre, (voir discussion en section II.F). Nous ne nous intéressons qu'à la croissance et à l'évaporation des cristaux, indépendamment des effets de rayonnement émis et/ou absorbés.

Le tableau II.6 regroupe différents taux de croissance provenant d'études terrestres et indique leur reprise par des modèles de microphysique de nuages sur Mars. Pour palier la diversité des notations dans l'ensemble de ces études nous avons ré-exprimés tous les taux de croissance avec nos notations, en utilisant le formalisme des résistances (que par exemple *Toon et al.* (1989) n'utilise pas). Rappelons ici que C2003, dans leur étude des nuages de CO₂ sur une Mars primitive, utilisent l'étude de *Toon et al.* (1989). Les études de *Colaprete et al.* (2003) et *Colaprete et al.* (2008) ont utilisé le même modèle pour leurs études des nuages de CO₂ polaires et aussi des nuages mésosphériques. *Tobie et al.* (2003) ont également utilisé un modèle linéarisé (*MacKenzie and Haynes*, 1992) dans leur étude de nuages polaires de CO₂.

Ainsi, la plupart des études sur la formation des nuages de CO₂ (seule exception faite de W1999) ont utilisé un taux de croissance linéarisé équivalent au modèle LIN.

II.E.2 Ecart entre notre modèle CLASSIC et le modèle linéarisé (LIN)

Le tableau II.6 montre que le modèle LIN a abondamment été repris pour calculer les taux de croissance sur Mars, pour les nuages de cristaux d'eau, mais également pour le CO₂ (*Colaprete and Toon*, 2003; *Colaprete et al.*, 2003; *Tobie et al.*, 2003; *Colaprete et al.*, 2008). Comparons les taux de croissance CLASSIC et LIN (équation II.53) pour les cristaux de CO₂. Sur la Figure II.27 sont

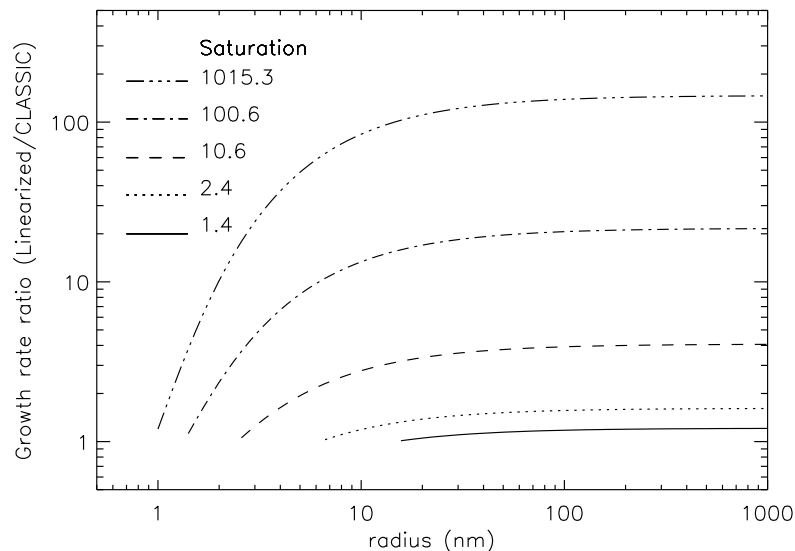


FIGURE II.27 – Rapport des taux de croissance des modèles linéarisés (LIN) et CLASSIC en fonction du rayon du cristal (nm) pour toute une gamme de sursaturation pertinente pour la mésosphère martienne. La pression est fixée à $p = 0.01$ Pa ($\sim 80-90$ km).

reportées les variations du rapport $(dr/dt)_{\text{LIN}}/(dr/dt)_{\text{CLASSIC}}$ en fonction du rayon du cristal, pour différents rapports de saturation ($S=1,4$ à 1000). La pression atmosphérique est fixée à $p \sim 0.01$ Pa, ce qui correspond à une pression rencontrée dans la mésosphère ($\sim 80-90$ km). On remarque alors que les taux de croissance sont de 1,2 à 150 fois plus importants pour le modèle LIN que pour le modèle CLASSIC, les plus grands écarts valant pour les plus grands rapports de saturations. Cela n'est-il valable que dans la mésosphère ? Dans la mésosphère les très grands rapports de saturation mesurés et atteignant ~ 100 ou ~ 1000 dans les plus hautes couches sont très probablement dus aux ondes de gravité dont l'amplitude augmente avec l'altitude (voir introduction, section I.B.3).

Au niveau des pôles, à des altitudes troposphériques, on peut s'attendre à des rapports de saturation moindres. Localement des zones de sursaturation plus intenses que les valeurs moyennes mesurées ($S \sim 1,3$ *Hu et al.*, 2012) peuvent très bien apparaître (*Hu et al.*, 2012, ont pu mesurer dans la nuit polaire quelques rapports de saturation ≥ 2). Sur la Figure II.28 est tracé le même rapport $(dr/dt)_{\text{LIN}}/(dr/dt)_{\text{CLASSIC}}$ en fonction du rayon du cristal pour plusieurs rapports de saturations dans des conditions troposphériques ($p \sim 80$ Pa). On remarque que le ratio LIN/CLASSIC prend des valeurs allant de 1.2 à ~ 4 , pour sursaturations croissantes.

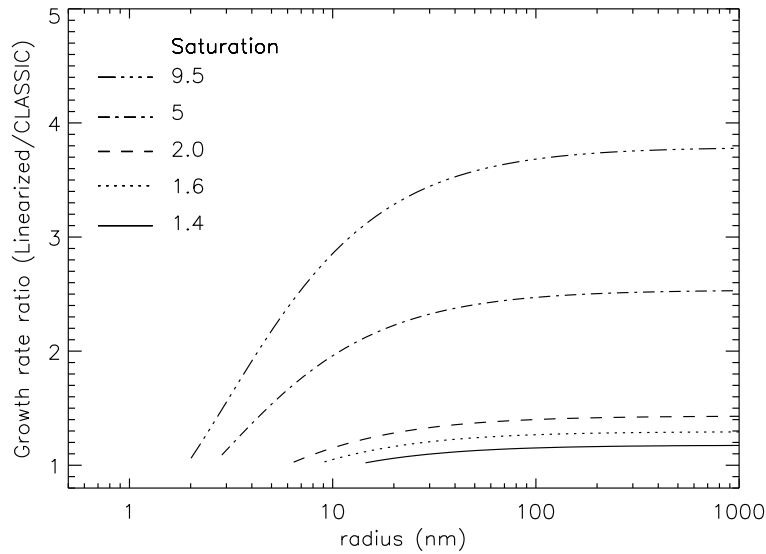


FIGURE II.28 – Même étude qu'à la figure II.27 mais pour une pression troposphérique de 80 Pa (~ 20 Pa) et des sursaturations moindres.

D'une façon générale, sachant que la nucléation hétérogène de glace de CO_2 sur Mars peut avoir lieu dès que $S \sim 1,35$ (voir section II.A.3.c et II.A.3.d), on peut dire que l'on observe des écarts entre les taux de croissance du modèle LIN et ceux du modèle CLASSIC pour les valeurs de S les plus faibles permettant de déclencher la condensation du CO_2 sur Mars¹⁰. Cela vaut pour des conditions mésosphériques et des conditions troposphériques (nuit polaire). Cela est dû aux forts écarts à l'équilibre engendrés par les grands rapports de saturations.

Expliquons maintenant l'écart enregistré entre modèles CLASSIC et LIN. Le modèle LIN donne

10. Rappelons que la croissance du cristal peut se poursuivre ensuite même si $S < 1.35$ – mais tant que $S > 1$ – cela dépendant également des effets de courbure plus ou moins défavorables.

des taux de croissance plus grands que le modèle CLASSIC car l'approximation faite dans l'équation II.51 ou II.52 repose sur l'idée que la différence de température entre le cristal et l'environnement n'est pas significative. Or, ici, pour la condensation de la vapeur majoritaire qu'est le CO₂, dans des conditions de grandes sursaturations, l'approximation ne tient plus. Tout d'abord on remarquera que $L_{sub}M/R$ vaut typiquement en ordre de grandeur $\sim 3 \times 10^3$ K et $T_a T_\infty \sim T_\infty^2 \sim 10^4$ K². Ainsi, pour un $\Delta T_a \gtrsim 1$ K, approximer l'exponentielle par son expression au premier ordre n'est plus pertinent. Nous illustrons cela sur la Figure II.29 qui montre les courbes de ΔT_a correspondant aux taux de croissances du modèle CLASSIC utilisés pour la Figure II.27. Nous pouvons voir que ΔT_a ne peut jamais être considéré comme suffisamment petit à partir d'une certaine taille de l'ordre de quelques nanomètres. L'approximation résulte en une sous-estimation de la pression partielle de surface $p_{v,a}$, qui entraîne une surestimation de $|p_{v,a} - p_{v,\infty}|$ par rapport à ce qu'il devrait être sans l'approximation. Le transfert de masse I_m , piloté par $|p_{v,a} - p_{v,\infty}|$, est ainsi surestimé dans le cas du modèle linéarisé par rapport au cas du modèle CLASSIC.

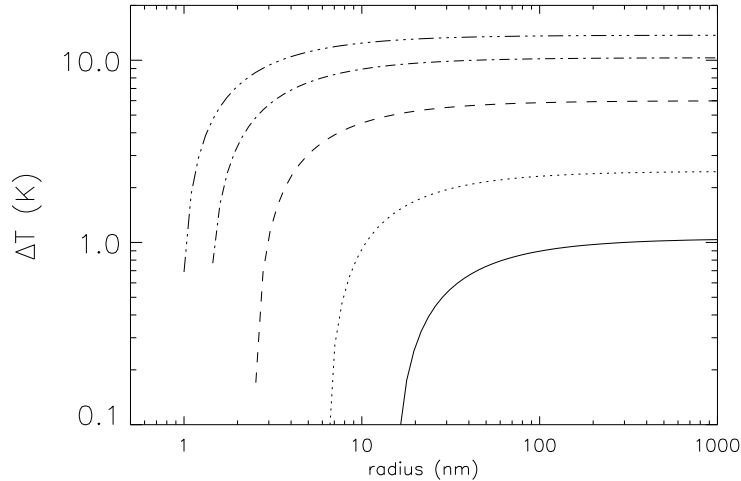


FIGURE II.29 – $\Delta T_a = T_a - T_\infty$ en fonction du rayon du cristal pour les sursaturations utilisées sur la Figure II.27

Réciproquement, dans un cas d'évaporation du cristal, $p_{v,a} > p_{v,\infty}$, et la linéarisation (qui résulte toujours en une sous-estimation de $p_{v,a}$) entraîne donc une sous-estimation de $|p_{v,a} - p_{v,\infty}|$, et le taux d'évaporation est ainsi sous-estimé dans le cas du modèle LIN. Finalement, dans le cas de sursaturations suffisamment importantes, l'utilisation appropriée du modèle CLASSIC résulte en des cristaux de CO₂ grandissant plus lentement et s'évaporant plus vite que dans le cas d'un modèle linéarisé (Figure II.30).¹¹

11. Revenons ici brièvement à la section II.B.2.c, qui présente le processus de thermodiffusion. Dans cette section nous avons utilisé la figure II.19, avec l'argument que les gradients de fraction molaire $|x_{v,a} - x_{v,\infty}|$ étaient suffisamment petits, et ce afin d'affirmer que nous pouvions confondre les termes th et th_{SF} . Ainsi nous avons négligé l'effet du Stefan flow dans la détermination du flux de thermodiffusion. Nous trouvons en effet que $|x_{v,a} - x_{v,\infty}|$ est de l'ordre de $10^{-5} - 10^{-2}$, ce qui effectivement est suffisamment faible pour assimiler th_{SF} à th , compte tenue de la Figure II.19.

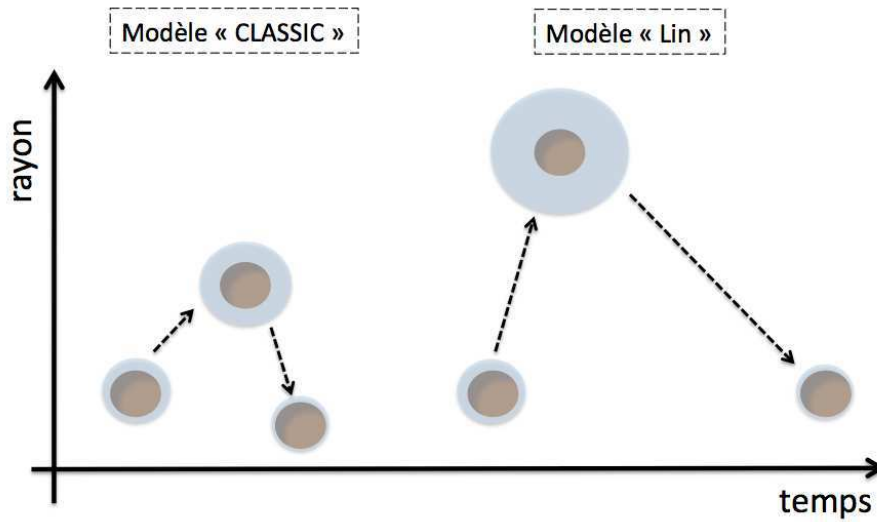


FIGURE II.30 – Schéma illustrant les différences qualitatives entre le modèle de croissance CLASSIC et le modèle linéarisé (LIN) sur la croissance et l'évaporation des cristaux de CO_2 .

Nous pouvons enfin ajouter que le modèle LIN est en revanche pertinent pour l'étude des nuages de cristaux d'eau sur Mars (*Michelangeli et al.*, 1993; *Colaprete et al.*, 1999; *Pathak et al.*, 2008; *Daerden et al.*, 2010; *Montmessin et al.*, 2002, 2004) car alors nous avons affaire à un gaz à l'état de traces. Dans ce cas le transfert de masse (I_m) et donc la différence de température $\Delta T_a = -L_{sub}I_m/(4\pi aK)$

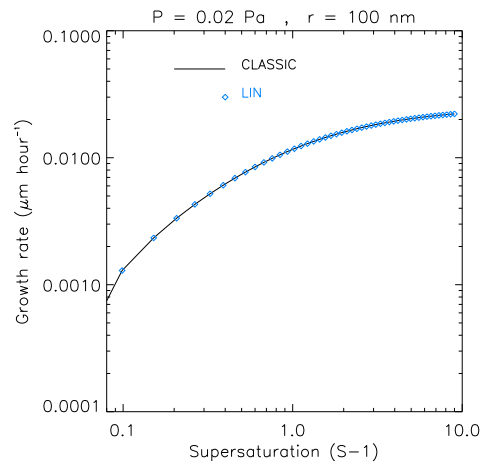


FIGURE II.31 – Accord des modèles CLASSIC (trait continu) et LIN (losanges) pour un gaz trace comme H_2O ($\mu\text{m}/\text{heure}$) dans des conditions mésosphériques pour une abondance $x_v \ll 1$ ($x_v = 100\text{ppm}$).

restent suffisamment petits pour que l'approximation soit valable. A titre d'illustration, la Figure II.31 montre l'évolution en fonction de la sursaturation ($S - 1$) du taux de croissance d'un cristal d'eau de 100 nm, pour une pression de 0.02 Pa (conditions mésosphériques). Nous supposons une abondance de gaz à l'état de traces, soit ici 100 ppm. Les deux modèles prédisent bien les mêmes valeurs de taux de croissance malgré les grandes sursaturations.

Le transfert de masse I_m , dans le cas d'une vapeur majoritaire comme le CO₂ soumise à de grandes sursaturations, et associé par ailleurs à un régime cinétique qui empêche un transport efficace de la chaleur loin du cristal, résulte en la création d'une différence de température élevée entre cristal et environnement, qui rend caduque l'utilisation d'un modèle linéarisé. Le modèle CLASSIC doit être préféré pour estimer les taux de croissance des cristaux de CO₂ sur Mars en présence de grandes sursaturations. Le chapitre IV permettra d'explicitier l'impact d'une utilisation du modèle LIN, plutôt que du modèle CLASSIC, sur la formation et l'évolution des nuages mésosphériques.

II.E.3 Comparaison au taux de croissance de C2003

Nous revenons ici sur le taux de croissance tel qu'utilisé par *Colaprete and Toon* (2003) – C2003 – et les études suivantes (*Colaprete et al.*, 2003, 2008) dans leur modélisation des nuages de CO₂. Il s'agit du taux de croissance de *Toon et al.* (1989) sur la modélisation des cristaux de nuages stratosphériques terrestres. Leur taux de croissance, explicité avec le formalisme des résistances présenté en section II.E.5.b et utilisé dans le tableau II.6 donne :

$$\frac{dr}{dt} = \frac{1}{r} \frac{S - S_{eq}}{R_d + R_h \times S} \quad (\text{II.54})$$

Ce taux de croissance est la transcription exacte du taux de croissance donné dans l'étude de *Toon et al.* (1989). Nous observons au dénominateur le rapport de saturation S et non le rapport de saturation à l'équilibre S_{eq} comme dans l'équation II.53 (modèle LIN). Une explication pourrait être que dans la stratosphère terrestre les sursaturations sont telles que le rapport de saturation de l'environnement est proche du rapport de saturation à l'équilibre et qu'ainsi $S \sim S_{eq}$. Ainsi ce taux

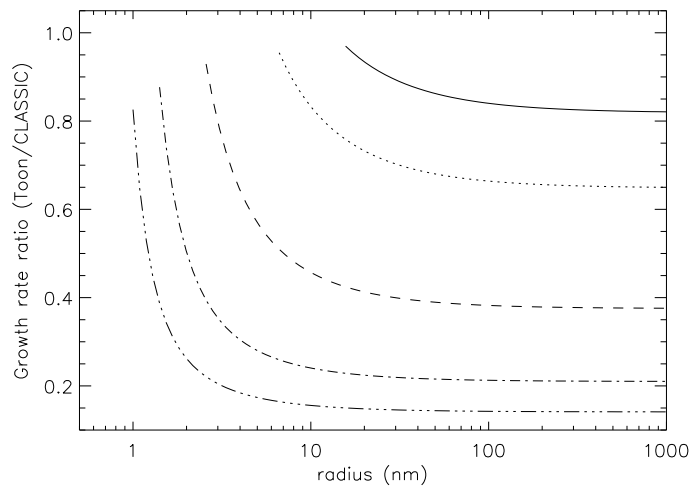


FIGURE II.32 – Rapport des taux de croissance du modèle linéarisé tel que relevé dans *Toon et al.* (1989) et du modèle CLASSIC, en fonction du rayon du cristal (nm) pour les mêmes rapports de saturations que figure II.27.

de croissance ne donnerait pas de résultats sensiblement différents que celui donné par la formule II.53. Il semblerait pourtant qu'il n'y ait pas de justification à cette formule puisque *Toon et al.* (1989) se réfèrent à *Barkstrom* (1978) dont le taux de croissance est bien équivalent au modèle LIN. C'est néanmoins ce qui est présenté par les auteurs, et donc vraisemblablement repris par *Colaprete and Toon* (2003); *Colaprete et al.* (2003, 2008) dans leur modélisation des nuages de CO₂. Pour des

rapports de saturation attendus dans la mésosphère de Mars, l'équation II.54 conduit à des taux de croissance plus faible que le modèle CLASSIC. La Figure II.32 illustre l'écart entre les taux de croissance évoqués ici, pour des conditions mésosphériques.

II.E.4 L'expérience de *Glandorf et al.* (2002)

Intéressons-nous maintenant à une comparaison que C2003 montre dans leur étude entre leur taux de croissance (équivalent à l'équation II.54), et celui des expériences de nucléation et de croissance de la glace de CO_2 de *Glandorf et al.* (2002). Ces expériences ont été réalisées dans des conditions caractéristiques de la surface et des altitudes troposphériques (≤ 20 km) avec $S \sim 1.35$ ($p \sim 80-1000$ Pa, $T \sim 140$ K) pour une vapeur pure de CO_2 . Il s'agit de la seule étude du genre, qui a permis de déterminer le paramètre de contact m de la glace de CO_2 sur de la glace d'eau, avec également le rapport de saturation critique ($S_c \sim 1,35$). Il s'agit d'une expérience de condensation sur une plaque de superficie $\mathcal{A} = 1,4 \text{ cm}^2$, recouverte préalablement de glace d'eau. Notre transfert de masse I_m étant exprimé pour un cristal de rayon donné (intégré sur une sphère de rayon a) il suffit de prendre le rayon a_{eq} équivalent à la surface de l'expérience et vérifiant $4\pi a_{eq}^2 = \mathcal{A}$ puis de ne pas prendre en compte l'effet Kelvin (absence de courbure). Pour le nombre de Knudsen enfin, la dimension physique caractéristique du problème L est prise comme étant le coté de la plaque estimé à $\sqrt{\mathcal{A}}$.

La Figure II.33 reprend la Figure 5 de C2003 où les auteurs comparent leur taux de croissance, en g s^{-1} (trait rouge avec croix), que nous avons extrait de leur figure, ainsi que les données de *Glandorf et al.* (2002) (triangles bleus). Nous y avons ajouté trois taux de croissance pour un cristal de rayon a_{eq} : celui du modèle CLASSIC, celui du modèle CLASSIC avec une conductivité thermique multipliée par ~ 7 , et celui du modèle LIN (équation II.53) avec une conductivité thermique multipliée par ~ 7 également.

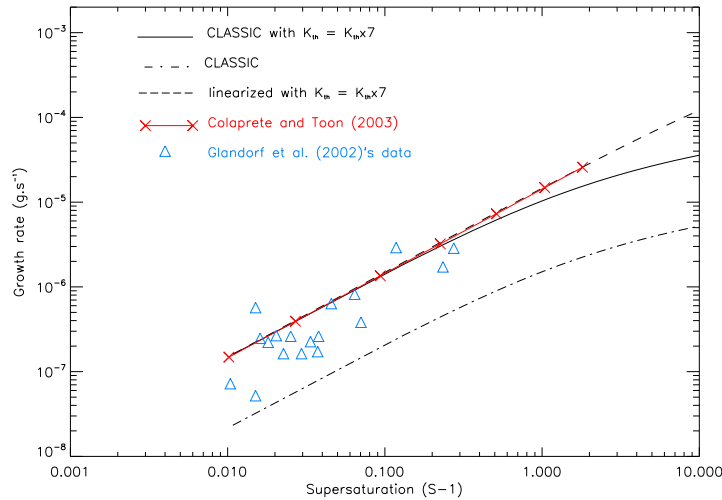


FIGURE II.33 – Transfert de masse (g s^{-1}) en fonction de la sursaturation s pour plusieurs modèles : le modèle CLASSIC avec (trait continu) et sans (trait mixte) multiplication par ~ 7 de la conductivité thermique, le modèle linéarisé (LIN) avec la conductivité thermique multipliée par 7 (tirets), le modèle de C2003 (Colaprete and Toon, 2003) tel qu'extrait de la figure 5 de leur étude (trait rouge avec croix), et les données expérimentales obtenues par (Glandorf et al., 2002) après nucléation du CO_2 sur de la glace d'eau.

Remarquons que les sursaturations étudiées ne permettent pas de mettre en évidence expérimentalement l'écart que nous avons relevé entre modèle linéarisé et modèle CLASSIC, car les auteurs de l'expérience ne dépassent pas $S - 1 \sim 0,35$. Notons aussi que les rapports de saturation sont inférieurs à la saturation critique de 1,35 nécessaire à la nucléation. Ceci est dû au fait qu'une fois la nucléation réussie et le changement de phase enclenché, le rapport de saturation n'a qu'à demeurer supérieur à un ($S > S_{eq} = 1$) pour entretenir la croissance (pas d'effet de courbure au dessus d'un plan). Concernant le protocole, C2003 rappellent qu'une partie de la chaleur dans l'expérience de *Glandorf et al.* (2002) a été évacuée artificiellement par des puits de chaleur (« heat sinks »). Ainsi il n'est pas étonnant de devoir multiplier la conductivité thermique par un coefficient > 1 pour que notre taux de croissance s'accorde mieux avec les données expérimentales. Cela permet de « simuler » l'effet des puits de chaleur.

On remarque que le modèle LIN permet de retrouver exactement la droite obtenue par C2003 (en rouge sur la Figure II.33) moyennant un coefficient multiplicatif de 7 environ pour la conductivité thermique. Cependant C2003 affirment avoir négligé la conduction thermique (« ignoring heat conduction ») pour obtenir leur taux de croissance, afin de rendre compte de l'évacuation artificielle de la chaleur latente ; et cela revient à considérer comme infinie la conductivité thermique, non pas à la multiplier par un coefficient fini comme nous l'avons fait. Ainsi, il n'est pas clair comment la comparaison a été effectuée par C2003, entre leur modèle (en théorie de type linéarisé) d'une part, et les données de *Glandorf et al.* (2002) d'autre part.

De cette confrontation entre modèles CLASSIC, LIN, modèle de C2003 (de type linéarisé), et données expérimentales, nous retiendrons surtout que notre modèle CLASSIC donne des taux de croissance cohérents par rapport au données moyennant un coefficient multiplicatif pour la conductivité thermique, logiquement nécessaire du fait de la présence des puits de chaleur. Il existe un autre effet pouvant engendrer un écart entre taux de croissance théoriques et expérimentaux, non mentionné par C2003. Dans ces conditions expérimentales les nombres de Knudsen que nous évaluons sont très petits devant 1 : $Kn \sim 10^{-3} - 10^{-4}$ ($L = \sqrt{A}$ est de l'ordre du centimètre), ainsi lorsque une vapeur presque pure condense dans ces conditions, comme nous le verrons à la section II.E.6, il est possible que notre modèle ne rende pas compte d'un effet particulier (l'effet Schrage). Cet effet limite par ailleurs l'application de notre modèle en conditions atmosphériques plus denses, caractéristiques d'une Mars primitive, lorsque un régime continu pouvait éventuellement prévaloir ($Kn \ll 1$). Nous revenons sur ce point dans la section II.E.6.

II.E.5 Comparaison aux taux de croissance de W1999 (approche de Langmuir)

II.E.5.a Concordance entre le modèle CLASSIC et W1999

Dans cette section nous comparons le modèle CLASSIC, d'approche de type Maxwell (schéma de gauche sur la Figure II.14), à un modèle de croissance utilisant une approche de type Langmuir (schéma de droite sur la Figure II.14). A cette fin nous nous référons à l'étude de *Wood* (1999) – W1999 – sur la condensation dans la nuit polaire, mais qui a également évalué des taux de croissance pour d'autres conditions atmosphériques martiennes (mésosphère et Mars primitive). L'auteur a utilisé un modèle de condensation développé par *Young* (1993) – noté Y93 – théoriquement valable pour toute vapeur condensable : de la vapeur à l'état de traces, à la vapeur totalement pure, et ce quel que soit le régime de condensation (continu, transitoire, ou cinétique). C'est à notre connaissance le modèle de croissance publié le plus avancé en la matière (voir présentation dans l'Annexe E). Y93 utilise les équations de régime cinétique avec des distributions de vitesses appropriées dans la couche de Knudsen et, au-delà de celle-ci, applique les équations de conservation du régime continu pour le mélange de vapeur condensable et gaz inerte. Les flux de matière et de chaleur sont égalisés à l'interface entre les deux zones – interface dite de Knudsen – avec une loi de distribution des vitesses qui tient compte de l'état hors-équilibre qui existe à cette interface. Les

équations phénoménologiques obtenues tiennent par ailleurs compte des effets croisés de la différence de température sur le flux de masse, et de la différence de pression partielle de la vapeur sur le flux de chaleur (cf. thermodiffusion et effet Dufour). Par ailleurs, le Stefan flow est également pris en compte dans les équations de Y93.

Le tableau II.7 résume les dépendances des transferts de masse et de chaleur (avec ou sans « effets croisés ») dans chaque modèle utilisé ou présenté dans ce manuscrit.

Modèles	Schéma de condensation
Y93 ^{sf} ; W1999 ^{sf} ; SFTHDUF ^{sf}	$I_m = f(\Delta p_v, \Delta T_a)$ et $I_h = g(\Delta T_a, \Delta p_v)$
CLASSIC ; SF ^{sf} ; LIN	$I_m = f(\Delta p_v)$ et $I_h = g(\Delta T_a)$

TABLE II.7 – Les modèles de condensation, avec (haut) ou sans (bas) effets croisés. L'exposant *sf* signale l'inclusion ou non du Stefan flow dans le transfert de masse. W1999 renvoie à Wood (1999) et Y93 à Young (1993). Pour le modèle LIN voir le tableau II.6 donnant des références.

W1999 présente dans son travail plusieurs taux de croissance en fonction de la sursaturation $s = S - 1$ pour des conditions mésosphériques et polaires. Dans ces taux de croissance ne sont pas inclus le transfert radiatif et les effets cinétiques de surface. Nous utilisons comme condition à la surface du cristal la même que W1999, à savoir que la pression partielle de la vapeur est égale à la vapeur saturante. Nous pouvons ainsi comparer nos taux de croissance du modèle CLASSIC avec ceux de W1999 qui sont ceux du modèle de condensation de Y93. Les Figures II.34 and II.35

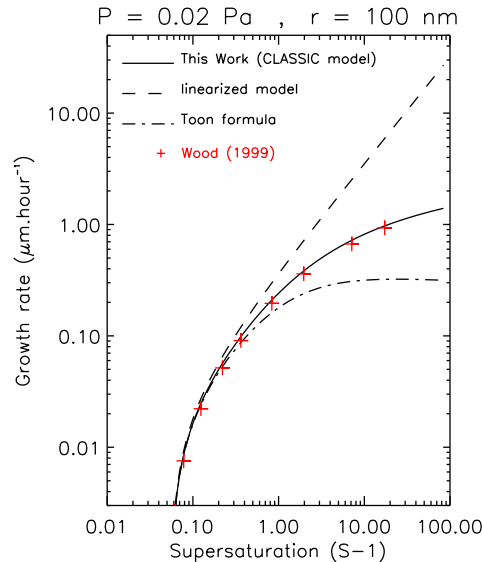


FIGURE II.34 – Taux de croissance d'un cristal de $r = 100$ nm à une pression mésosphérique de $p = 0.02$ Pa, avec le modèle CLASSIC (trait continu), le modèle LIN (tirets), avec la formule telle qu'extraite de Toon et al. (1989) (trait mixte) et donnée par l'équation II.54. Les croix rouges indiquent les valeurs de W1999.

11. L'équation (13) de Young (1993) donne le même transfert de masse que notre équation (II.28) de $I_{m,SF}$.

montrent les taux de croissance respectivement pour des conditions mésosphériques caractérisées par $p = 0.02$ Pa, $r = 100$ nm, $K_n \sim 10^5$, et des conditions polaires caractérisées par $p = 80$ Pa, $r = 100$ nm, $K_n \sim 1$ et $p = 80$ Pa, $r = 10$ μm , $K_n \sim 100$. Nous montrons également les taux de croissance pour le modèle LIN et pour le modèle de croissance évalué avec la formule de *Toon et al.* (1989) (équation II.54). Dans la mésosphère (Figure II.34), pour un rapport de saturation de 10 et un cristal de 100 nm, le taux de croissance prédit par le modèle linéarisé est de $4 \mu\text{m h}^{-1}$ alors que notre modèle CLASSIC donne $1 \mu\text{m h}^{-1}$ et l'équation de *Toon et al.* (1989) (II.54) donne $0.3 \mu\text{m h}^{-1}$ ¹². Le modèle CLASSIC donne les mêmes taux de croissance que ceux obtenus par W1999, aussi bien dans des conditions mésosphériques que polaires (Figure II.35) où les taux de croissance γ sont plutôt de l'ordre de $1 \mu\text{m s}^{-1}$. Le modèle LIN donne des valeurs plus grandes que le modèle CLASSIC (et que celui de Y93) quelles que soient les conditions atmosphériques, pour la condensation de la vapeur majoritaire. La concordance entre le modèle complet de Y93

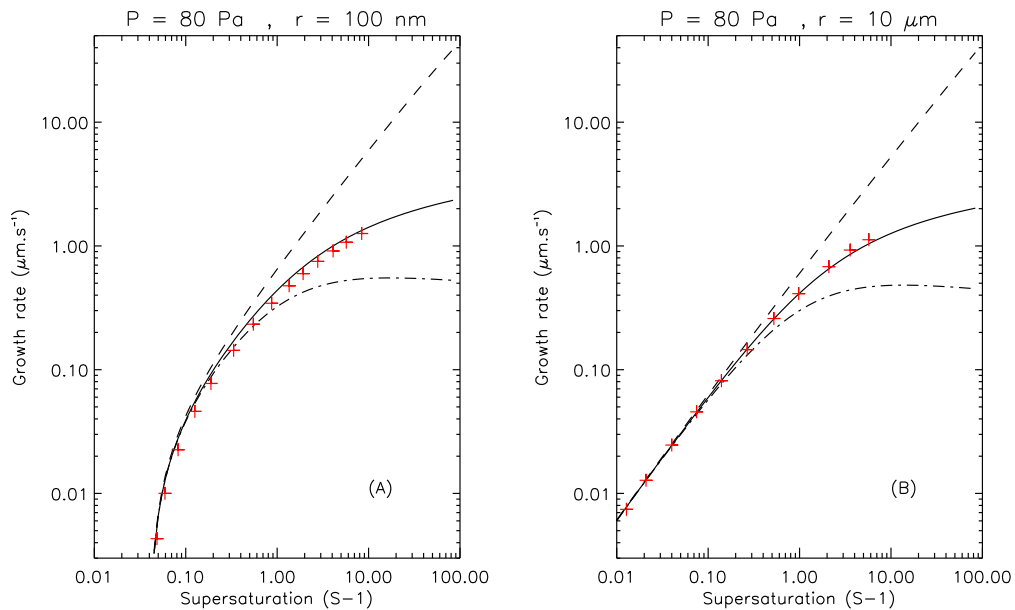


FIGURE II.35 – *Idem que la figure II.34 dans des conditions caractéristiques de la troposphère (nuit polaire).*

et notre modèle CLASSIC renforce l'idée que les processus additionnels comme le Stefan flow, la thermodiffusion et l'effet Dufour sont négligeables (section II.D). En effet ces processus sont présents dans le modèle de Y93. Une précision néanmoins : nous avons pu dire que la thermodiffusion était négligeable en comparant nos modèles CLASSIC et SFTHDUF. En revanche, Y93 affirme négliger la thermodiffusion (voir le texte se rapportant à son équation 9). Ainsi nous ne pouvons pas dire que la concordance entre modèle CLASSIC et Y93 est une preuve supplémentaire que la thermodiffusion est négligeable. Nous pouvons par contre dire que toute influence du gradient de température sur le flux de masse, quelle qu'elle soit, est négligeable. En effet dans le cas contraire une différence apparaîtrait entre modèle CLASSIC et W1999, ou entre modèle CLASSIC et SFTHDUF.

II.E.5.b Linéarisations dans les modèles CLASSIC/Y93

Dans notre modèle CLASSIC, comme dans le modèle de W1999, la linéarisation de la pression partielle de surface (pression de vapeur saturante) que nous avons pointée du doigt auparavant n'est pas faite. Nous avons montré que la raison en était les grandes valeurs prises par ΔT_a . Ceci explique que nos modèles concordent, en plus du fait que les processus additionnels (comme le Stefan flow) sont négligeables.

Cependant, W1999 souligne de son côté que les équations phénoménologiques de Y93 sont aussi obtenues après des approximations nécessitant que $\Delta T_a/T_\infty$ soit suffisamment petit devant 1, ce que W1999 montre comme étant équivalent dans son étude à $S \lesssim 10$. Si l'on se réfère à la figure II.29, nous voyons que $\Delta T_a \sim 6K$ pour $S \sim 10$, mais comme alors $T_\infty \sim 80$ K, $\Delta T_a/T_\infty \sim 0.08$ ce qui est encore acceptable pour pouvoir se comparer à l'étude de Y93. Rigoureusement donc, la comparaison entre notre modèle et celui de W1999 (Y93) ne peut se faire que jusqu'à $S \sim 10$.

II.E.5.c La correction de *Fuchs and Sutugin* (1971)

Pour rendre compte du régime transitoire ou cinétique nous utilisons une correction effective des coefficients de transport D et K (*Fuchs and Sutugin*, 1971). W1999 n'utilise pas une telle correction car l'approche de Langmuir l'en dispense (pour rappel voir le schéma de la Figure II.14). Le modèle CLASSIC concordant avec W1999, nous pouvons donc conclure que la correction de type *Fuchs and Sutugin* (1971) est validée pour notre étude, ce qui n'était pas évident a priori.

En effet, cette correction a été adaptée d'une étude de *Sahni* (1966) sur le transfert de neutrons dans un réacteur, et était initialement destinée à des mélanges où $M_v/M_g \ll 1$ (voir *Seinfeld and Pandis* (2006), section 12, ou *Fuchs and Sutugin* (1971) section 3.2, formule 3.27). Cependant nous observons ici que la correction marche pour $M_v/M_g = M_{CO_2}/M_{N_2} \sim 1,5$. Cela va dans le sens de l'étude de *Monchick and Blackmore* (1988) qui ont montré que la correction de Fuchs et Sutugin était une approximation quasi-universelle pour des rapports de masse $M_v/M_g \sim 10$ malgré son domaine d'applicabilité initialement restreint. Notre étude conforte l'idée que la correction de *Fuchs and Sutugin* (1971) est valable pour $M_v/M_g \sim 1,5$. Néanmoins la conclusion de *Monchick and Blackmore* (1988) ne vaut que pour des conditions où le condensable (quel que soit sa masse molaire) est dilué. Ainsi, sans pour autant démontrer que les conclusions de *Monchick and Blackmore* (1988) sont applicables à des régimes où le condensable est majoritaire, nous montrons donc que la correction de *Fuchs and Sutugin* (1971) peut toujours s'appliquer pour une vapeur quasi-pure telle que le CO_2 sur Mars.

II.E.6 Limitations dans le cadre d'une application à une Mars primitive

L'objet de cette thèse étant d'abord de comprendre comment modéliser au mieux les nuages de CO_2 de la Mars actuelle, cette section ne prétend pas être exhaustive pour ce qui est de l'applicabilité du modèle CLASSIC à une Mars primitive. Nous apportons quelques éléments de réponse cependant.

Comme rappelé au chapitre I les nuages de CO_2 présentent aussi un intérêt pour la modélisation du climat passé de la planète rouge. Nous comparons ici le modèle CLASSIC aux taux de croissance évalués par W1999 dans des conditions pouvant se rapprocher d'une Mars primitive. La Figure II.36 montre la dépendance des taux de croissance à la sursaturation, pour des pressions de $p = 10^4$ Pa et pour un rayon de 100 nm (A) et de 10 μm (B). L'accord est bon entre les modèles CLASSIC pour le cas (A) $r=100$ nm ($Kn \sim 1, x_v = 99\%$). Mais pour le deuxième cas d'étude (B) où $r = 10$ μm ($Kn \sim 0.01$) un décalage apparaît entre le modèle CLASSIC et celui de Y93. Par exemple pour $s = 4$, W1999 trouve 11.7 $\mu m h^{-1}$, et le modèle CLASSIC donne 8.3 $\mu m h^{-1}$, soit une différence de 40% entre les modèles. Cet écart décroît pour des sursaturations décroissantes : 33%, 22%, 7%, pour $s \sim 0.5, 0.05$ et 0.02, respectivement.

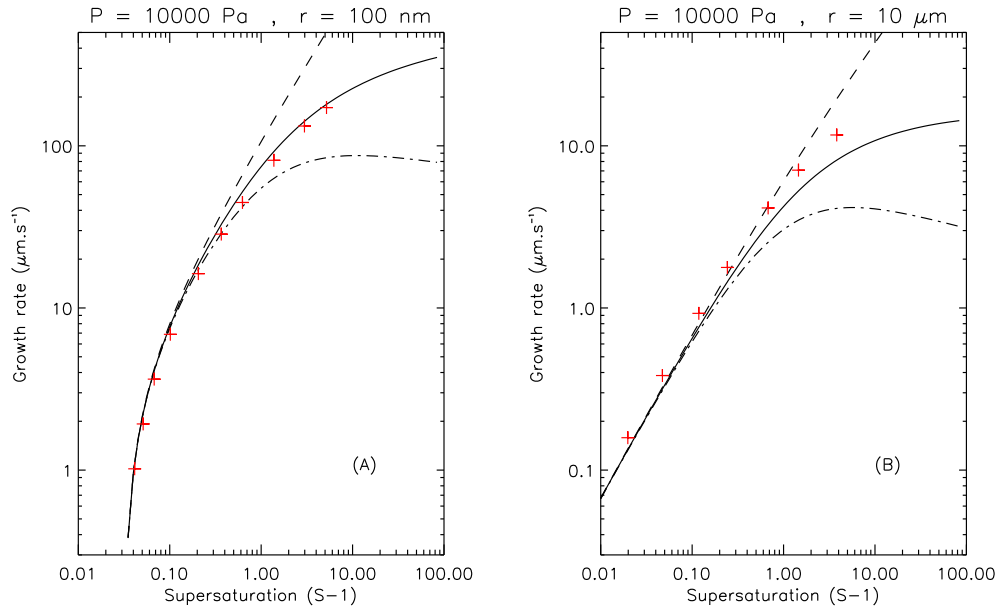


FIGURE II.36 – *Idem que la figure II.34 dans des conditions caractéristiques d'une Mars primitive ($p \sim 10^4$ Pa), pour deux rayons, 100 nm (A), et 10 μm (B).*

Cela suggère que notre approche deviendrait de plus en plus inadaptée pour des nombres de Knudsen $Kn < 0.1$ et des sursaturations croissantes. En deçà de $s = 0,02$ l'écart entre les modèles tourne autour de 5%. Deux raisons (qui ne s'excluent pas mutuellement) pourraient être à l'origine de ce décalage observé pour un régime transitoire ($Kn \sim 0.01$) plus proche du continu que du régime cinétique :

- Parmi les différentes corrections de D et K permettant de rendre compte du régime transitoire ou cinétique, *Seinfeld and Pandis* (2006) en mentionnent deux comme étant pertinentes quand le régime est totalement cinétique, celle de *Fuchs and Sutugin* (1971) et celle de *Dahneke* (1983). Cependant, comme le montrait la Figure II.15, ces corrections ne diffèrent que très peu et changer de correction ne modifierait pas l'écart entre le modèle CLASSIC et W1999. Il est en revanche possible que les corrections publiées jusqu'à présent ne puissent pas rendre compte correctement de ce régime transitoire pour une vapeur quasi-pure. En effet, par exemple, la correction de Fuchs et Sutugin nécessite dans sa construction l'isotropie de la distribution des molécules de vapeurs. Cela pourrait ne plus être vérifié dans le cas d'un régime trop proche du continu pour une vapeur majoritaire ou presque pure.
- Une autre raison pourrait être la non prise en compte de l'effet Schrage (« Schrage effect » comme décrit par *Young*, 1993) faisant référence aux travaux de *Schrage* (1953) sur les « processus interphases » (par opposition aux « processus intraphase », comme la diffusion). Cet effet est inclus dans les équations phénoménologiques de Y93 (voir Annexe E). Il multiplie par un facteur allant jusqu'à deux (augmentation de 100%) le transfert de masse lorsque $Kn \rightarrow 0$, et s'évanouit pour des Kn croissants. Il serait donc négligeable pour les valeurs de Kn pertinentes sur Mars aujourd'hui et notamment dans la mésosphère. Pour la comparaison Figure II.36(B) le nombre de Knudsen vaut $Kn \sim 0.01$. L'effet Schrage qui aurait de l'importance dans ce cas pourrait expliquer les taux de croissances plus élevés calculés par W1999.

II.F Effets non pris en compte dans la croissance du cristal

Le modèle CLASSIC pour le taux de croissance des cristaux de CO₂ néglige certains effets que nous décrivons ci-dessous.

II.F.1 Le coefficient de ventilation (sédimentation)

Un cristal se formant dans l'atmosphère tombe par sédimentation ce qui cause l'apparition d'un filet d'air autour de lui. A cause de cet effet un cristal croîtra plus vite qu'un cristal immobile (en condition stationnaire). Le coefficient de ventilation (facteur multiplicatif noté $f_v \geq 1$) rend compte de cette augmentation et dépend principalement du nombre de Reynolds. Pruppacher and Klett (2010) donnent par exemple une formule de f_v qui est de la forme $(1 + KX^2)$, où K est une constante comprise entre 0 et 1 et $X = (ScRe)^{1/3}$. Sc est le nombre de Schmidt et Re est le nombre de Reynolds. Pour des gaz, en ordre de grandeur, $Sc \sim 0.1 - 1$. De plus, $Re = v_{sed}r/\nu$ où v_{sed} est la vitesse de chute du cristal, r son rayon, et $\nu = \eta/\rho$ la viscosité cinématique de l'air. Par exemple, pour $r \sim 1 \mu\text{m}$ on aura $v_{sed} \sim 10 \text{ m s}^{-1}$ à 80 km d'altitude (cas des nuages mésosphériques de CO₂ observés par OMEGA) ainsi $Re = v_{sed}r/\nu \sim 10^{-5}\rho/\eta$. Or les densités (ρ) étant très faibles, $Re \ll 1$ et donc $X \ll 1$. f_v peut être pris égal à 1.

II.F.2 Forme du cristal

Nous avons supposé la sphéricité des cristaux martiens or leur forme est très probablement plus complexe comme le suggère l'étude de W1999 (voir ci-après). Des expériences de croissance de cristaux de CO₂ ont par ailleurs montré des formes de cristaux très éloignées de la simple sphère (Foster et al., 1998). Pour rendre compte de l'influence de la forme du cristal sur le taux de croissance, celui-ci peut-être multiplié par un coefficient C appelé capacité¹³ (par analogie avec l'électrostatique). Cela permet notamment de s'affranchir d'une modélisation détaillée de la cinétique de surface (comme celle de W1999). Néanmoins cette approche nécessite un grand nombre d'observations et de mesures afin de contraindre ce coefficient qui peut varier en fonction de la taille et de la forme du cristal, elle même dépendant des conditions de croissance.

De surcroît, l'utilisation de la capacité repose sur l'analogie avec l'électrostatique qui suppose une symétrie parfaite du problème. Il a été souligné dans l'étude de Bailey and Hallett (2004) que ce coefficient n'était pas toujours pertinent pour rendre compte de la croissance des cristaux de glace d'eau : « *the electrostatic model severely overestimates crystal capacitances and hence the mass growth rates of crystals* ». La brisure de la symétrie et l'échec de l'analogie électrostatique réside dans l'inhomogénéité de la pression partielle du condensable à la surface du cristal, due au fait que certaines zones du cristal ne croissent tout simplement pas ou au fait que des dislocations peuvent apparaître au cours de la croissance.

De fait, et dans un autre rapport disponible en ligne de ces mêmes auteurs¹⁴, il est préconisé d'utiliser des capacités effectives mesurées en laboratoire dans des conditions bien déterminées, plutôt que d'utiliser l'analogie théorique électrostatique.

De telles données expérimentales n'existent pas pour des cristaux de CO₂, qui permettraient de calculer d'éventuelles capacités C , pertinentes en conditions martiennes.

13. *Capacitance* en anglais.

14. *MEASURED ICE CRYSTAL CAPACITANCES : THE FAILURE OF THE ELECTROSTATIC ANALOGY*. Disponible en ligne à l'adresse : https://ams.confex.com/ams/Madison2006/techprogram/paper_113510.htm (abstract non référencé de la *12th Conference on Cloud Physics*).

II.F.3 Cinétique de surface

Les effets cinétiques de surface ont été négligés dans notre étude. Ces effets rendent compte de l'efficacité avec laquelle les molécules intègrent, depuis la phase vapeur, le réseau cristallin. Une des idées de départ de la théorie de cinétique de surface est que les imperfections (ou irrégularités de surface) à la surface du cristal peuvent aider à la formation de celui-ci, en offrant aux molécules des « passerelles » plus favorables d'un point de vue énergétique pour intégrer le réseau cristallin. Ces imperfections peuvent être d'autant plus nombreuses dans le cas où le cristal se forme sur un substrat préexistant car alors se forment des craquelures du fait d'incompatibilités de structure. W1999 a étudié ces processus pour les cristaux de CO_2 en environnement martien, à partir de l'étude de référence en la matière qu'est celle de *Burton et al.* (1951), et plus particulièrement à deux mécanismes différents que sont le *Screw Dislocation Growth* (Croissance à l'aide de dislocations de surface) et la nucléation 2D qui théorise la croissance par couches successives de molécules. Ces deux processus sont illustrés par des photographies de laboratoire, Figures II.38 et II.37 respectivement.

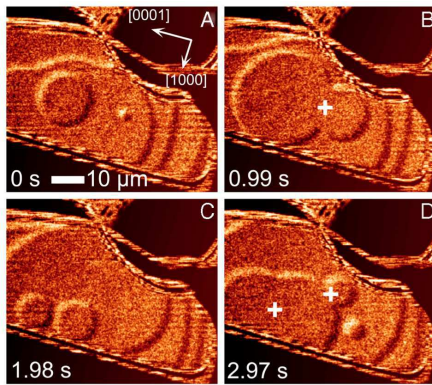


FIGURE II.37 – Photos extraites de *Sazaki et al.* (2010) montrant les couches successives de molécules (des « terrasses ») en phase condensée, formées par nucléation 2D sur un cristal de glace d'eau.

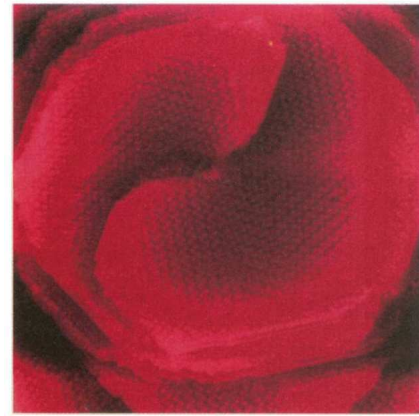


FIGURE II.38 – Photo extraite de *Queisser and Haller* (1998) montrant la géométrie caractéristique d'un mécanisme de type SDG, ici sur une structure cristalline autre que de la glace. Une déformation en hélice se forme à partir d'un défaut central – ici une double structure apparaît.

L'une des conclusions de W1999 est que deux paramètres permettraient éventuellement d'orienter la croissance du cristal :

- la présence ou non d'imperfections à la surface
- le dépassement ou non de la sursaturation nécessaire à la nucléation 2D (plus grande que pour le mécanisme SDG, et estimée à $s = 2$ dans l'atmosphère martienne)

Cette étude lui permet de prédire les formes probables de cristaux de CO_2 . Il en dégage deux possibles :

- octaédrique (par mécanisme SDG ou SFM¹⁵)
- cubique (possible en cas de nucléation 2D - répercutant à l'échelle macroscopique l'agencement cubique de la maille cristalline)

15. SFM vient de l'anglais *Stacking Fault Mechanism*. C'est un mécanisme de croissance reposant sur des imperfections (ou « fautes » - *faults*) dans l'enchaînement (théoriquement périodique) des plans d'un cristal.

W1999 souligne enfin que lors de l'évaporation la cinétique de surface ne joue probablement aucun rôle significatif puisqu'il s'agit du simple « décrochage » de molécules à partir des bords du réseau cristallin.

L'expérience de *Glandorf et al.* (2002), comme souligné par C2003, ne permet pas de conclure à l'importance d'effets cinétiques quels qu'ils soient, du moins dans des conditions proches de celles de la surface. En effet C2003 compare le taux de croissance expérimental à celui obtenu par W1999 avec ces deux mécanismes (SDG et nucléation 2D). Le taux de croissance SDG de W1999 ne sort pas des barres d'erreurs expérimentales ce qui montre non pas que les effets sont inexistantes mais qu'ils sont négligeables pour les conditions de l'expérience. À défaut de validations expérimentales nous nous en sommes donc tenus aux résultats de comparaisons de C2003 ne relevant pas de barrière cinétique en mécanisme de type SDG. La nucléation 2D est de fait écartée car les taux de croissance ne correspondent pas du tout à ceux de l'expérience.

Notons cependant que le mécanisme de cinétique de surface type SDG ne semblerait pouvoir être déterminant qu'à faible sursaturation ($s < 0.4$). Ainsi, pour les nuages mésosphériques où nous placerons les cristaux dans des conditions bien plus extrêmes, les effets cinétiques n'auraient sans doute pas d'effets notoires. Soulignons enfin que la connaissance de la forme des cristaux peut être cruciale pour modéliser correctement leur impact en terme de transfert radiatif.

II.F.4 Transfer radiatif

Dans les différents taux de croissance présentés dans ce chapitre le terme de transfert radiatif a été omis. Cela a permis de comparer le modèle CLASSIC aux taux de croissance de C2003 et W1999 où il est négligé également. Il a récemment été démontré que le transfert radiatif devrait être pris en compte pour les nuages mésosphériques terrestres (PMC) faits de cristaux d'eau (*Espy and Jutt, 2002; Rapp and Thomas, 2006*). Pour les nuages de CO₂ les effets radiatifs sont négligeables dans la nuit polaire, comme l'a d'ailleurs constaté W1999 avec son modèle de nuages dans la nuit polaire martienne (en particulier le refroidissement radiatif du cristal par rapport au refroidissement par conduction thermique). Cela n'est peut-être pas le cas dans la mésosphère. En effet, à ces altitudes la conduction de la chaleur est moins efficace et le refroidissement radiatif prend relativement plus d'importance (Figure II.39, droite). À cela s'ajoute le rayonnement solaire et l'émission de la surface de la planète et de l'atmosphère. L'impact sur la taille des cristaux sera évalué à l'aide d'une modélisation simplifiée au chapitre IV dans le cadre de la formation de nuages dans un modèle 1D.

Nous pouvons cependant évaluer le terme de refroidissement radiatif aux pôles et dans la mésosphère en utilisant la température de surface T_a du cristal pour différents rayons et à différentes sursaturations. Il s'agit des valeurs de T_a obtenues avec notre modèle CLASSIC, pour les taux de croissances utilisés pour tracer les courbes des Figures II.27 (mésosphère) et II.28 (pôles). Le terme de refroidissement radiatif P_{rad} du cristal est calculé comme suit :

$$P_{rad}(a, T_a) = 4\pi a^2 \int_0^\infty Q_{abs}(\lambda, a) F_{BB}(\lambda, T_a) d\lambda, \quad (\text{II.55})$$

où F_{BB} est la fonction de Planck du corps noir, T_a la température à la surface du cristal, a son rayon, $Q_{abs}(\lambda, a)$ est l'efficacité d'absorption, λ la longueur d'onde. Les efficacités d'absorptions sont évaluées à partir des constantes optiques de la glace de CO₂ données par *Hansen (1997, 2005)*. Les deux graphes ci-dessous (Figure II.39, gauche) donnent, en fonction du rayon du cristal, le rapport des termes de refroidissement radiatif (P_{rad}) et de conduction thermique (P_{cond}), dans la troposphère (nuit polaire) et dans la mésosphère, pour les températures T_a obtenues sans effet radiatif (modèle CLASSIC). Dans la troposphère P_{rad} peut clairement être négligé, $P_{rad}/P_{cond} \ll 1$ (on retrouve la conclusion de W1999). Dans la mésosphère on observe qu'avec l'altitude (ici ~ 80 km) ce rapport prend de l'importance, P_{rad}/P_{cond} étant d'autant plus grand que le cristal est grand (section efficace

de rayonnement plus grande), et que le rapport de saturation est petit (transfert de chaleur par conduction moins important). Il convient d'évaluer l'impact de P_{rad} sur le bilan énergétique du cristal dans la mésosphère.

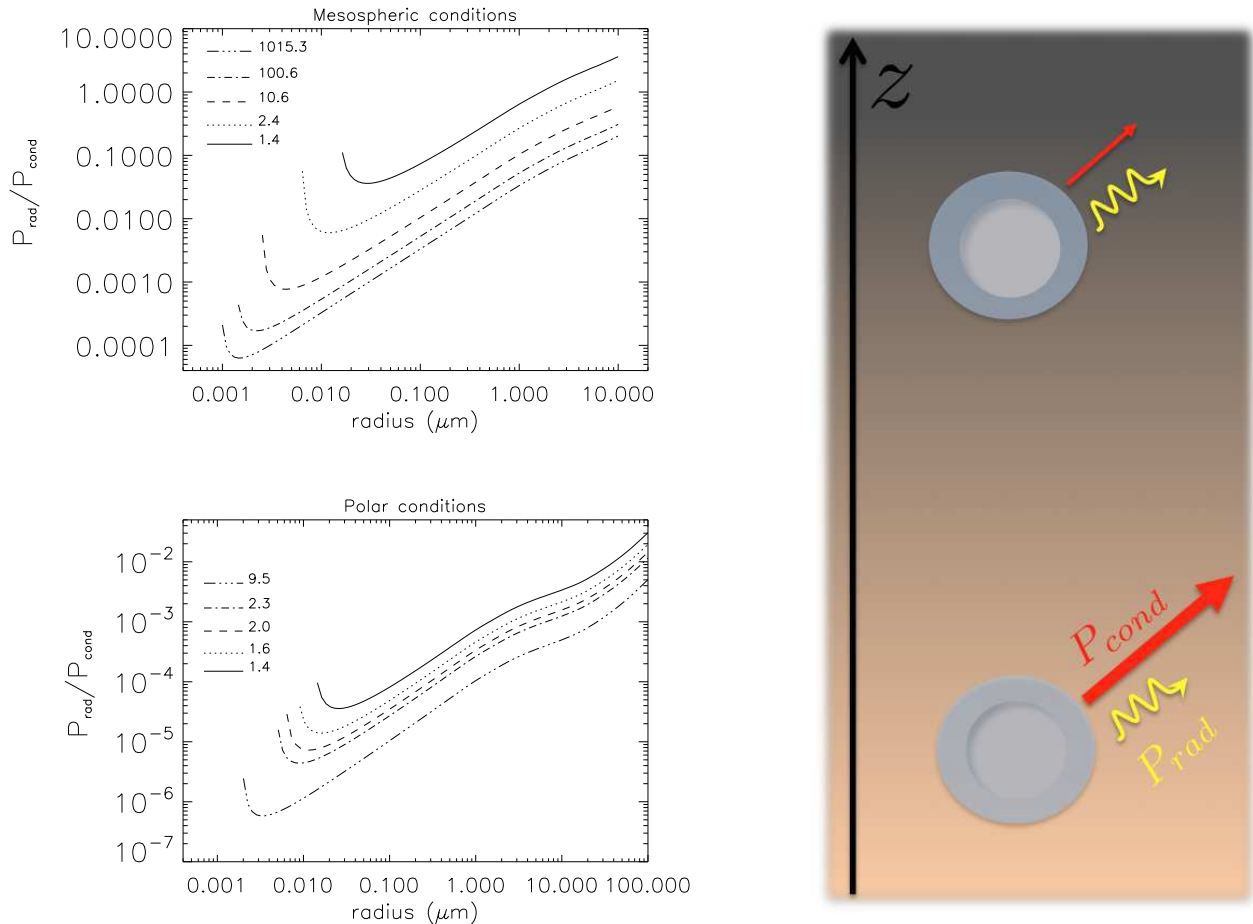


FIGURE II.39 – Rapport P_{rad}/P_{cond} de l'énergie dissipée par refroidissement radiatif P_{rad} et de l'énergie dissipée par conduction thermique P_{cond} , en fonction du rayon du cristal (μm), dans la nuit polaire à une pression de 80 Pa (en bas à gauche), et dans la mésosphère à une pression de 0,02 Pa (en haut à gauche). Chaque courbe correspond à différents rapports de saturations indexés sur les graphes. Termes évalués à partir des températures de surface T_a obtenues pour les taux de croissance CLASSIC montrés dans les Figures II.27 et II.28. A droite : schéma illustrant qualitativement l'importance relative du refroidissement radiatif (P_{rad}), par rapport au refroidissement par conduction thermique (P_{cond}) à deux altitudes distinctes.

II.G Conclusions du chapitre

Les conclusion et points principaux de ce chapitre sont les suivants :

Nucléation :

- Les rapports de saturation critiques de la nucléation hétérogène sont beaucoup plus faibles que ceux de la nucléation ionique et de la nucléation homogène. Elle est ainsi largement favorisée.
- Dans la mésosphère, pour la nucléation hétérogène, excepté pour un noyau de 1 nm où S_c sera de plusieurs centaines, on a $S_c \sim 10 - 30$ tout au plus. Pour la nucléation ionique (sur des ions monochargés), $S_c \sim 100$ à la surface et $S_c \sim 2000$ dans la mésosphère. En outre, pour la nucléation homogène à la surface, $S_c \sim 10^5$ et $S_c \gg 10^5$ dans la mésosphère. Ainsi : $S_{c,het} \ll S_{c,ion} \ll S_{c,hom}$.
- Le fait que la plupart des profils de température sursaturés ($S > 1000$) mesurés par SPICAM ne soient pas accompagnés de couches de cristaux pourrait suggérer que la nucléation ionique ($S_c \sim 2000$) ne joue pas de rôle déterminant dans la haute mésosphère martienne, les ions y étant toujours présents.

Condensation :

- Nous avons montré que les processus physiques en terme de transfert de masse et de chaleur pouvaient être réduits à la simple loi de Fick et à la loi de Fourier pour la formation des cristaux de CO_2 , dans les conditions de pressions et de températures telles qu'elles prévalent aujourd'hui sur Mars. Dans notre modèle CLASSIC (de type Maxwell, Figure II.14), le coefficient de diffusion moléculaire D et la conductivité thermique K sont modifiés à l'aide de la correction de *Fuchs and Sutugin* (1971) pour tenir compte du régime transitoire ou cinétique. Les processus que sont le Stefan flow, la thermodiffusion et l'effet Dufour sont négligeables.
- Notre modèle CLASSIC (Tableau II.4 et système d'équations associé) est bien applicable à la condensation de la vapeur majoritaire (CO_2) pour les sursaturations rencontrées dans la mésosphère ($S \gg 1$).
- La croissance (et l'évaporation) des cristaux de CO_2 sur Mars est pilotée par la différence de température $\Delta T_a = T_a - T_\infty$. Des valeurs de ΔT_a de plusieurs Kelvin, observées pour les rapports de saturation mésosphériques, rendent caduque la linéarisation de la pression partielle de surface (pression de vapeur saturante).
- Notre modèle se différencie ainsi des modèles usuels de croissance de cristaux en ce que la pression partielle de surface n'est pas linéarisée en ΔT_a .
- Le modèle linéarisé LIN donne un taux de croissance plus élevé et un taux d'évaporation plus bas que le modèle CLASSIC dans le cas du CO_2 martien. La différence allant croissante pour des rapports de saturation croissants. En revanche, dans le cas d'un gaz à l'état de traces, tel que l'eau sur Mars, les modèles LIN et CLASSIC prédisent les même taux de croissance.
- Ainsi la conjugaison de grandes sursaturations et de grandes abondances rendent ensemble nécessaires l'utilisation du modèle CLASSIC.

- La correction utilisée pour les coefficients D et K (*Fuchs and Sutugin, 1971*) est valable dans notre cas particulier de la condensation du CO_2 sur Mars, malgré son domaine de validité initial plus restreint.
- Le Stefan flow, la thermodiffusion et l'effet Dufour sont négligeables pour des pressions allant bien au-delà de la pression de surface sur Mars (jusqu'à 5 bars environ). Ainsi ces processus peuvent être ignorés dans le cas d'une Mars primitive.
- Cependant le modèle CLASSIC ne serait pas applicable pour la condensation du CO_2 dans le cas d'un régime trop proche du continu ($Kn < 0.1$), tel que l'on pourrait le trouver sur une Mars primitive, notamment à cause de l'effet Schrage qui peut augmenter le taux de croissance d'un facteur deux au maximum.
- Le modèle CLASSIC de croissance se présente comme un compromis entre les deux modèles utilisés jusqu'à maintenant pour décrire la croissance des cristaux de CO_2 martiens. La physique est aussi simple que celle utilisée par C2003 (la linéarisation en moins). La résolution itérative demeure nécessaire, comme pour W1999, dont les équations peuvent néanmoins être simplifiées des processus additionnels, tel le Stefan flow.
- Le refroidissement radiatif est négligeable pour la croissance des cristaux de CO_2 dans la nuit polaire martienne. Il sera cependant nécessaire de vérifier l'influence du terme de refroidissement radiatif sur la croissance des cristaux de CO_2 dans des conditions mésosphériques, lors de la formation de nuages au sein du modèle 1D.

Modèle microphysique 1D et premières simulations de nuages de CO₂

Nous décrivons dans ce chapitre le modèle de microphysique à une dimension (verticale) utilisé pour simuler la formation des nuages mésosphériques de CO₂. Les cristaux croissent et s'évaporent selon le modèle développé au chapitre II. Le chapitre I a montré que les contraintes observationnelles les plus précises sur les nuages de CO₂ martiens (tailles de cristaux, opacité) concernent la mésosphère. Une attention exclusive est donc portée aux nuages de cette partie de l'atmosphère, pour lesquels nous présentons dans ce chapitre des résultats de modélisation idéalisée.

Le modèle 1D, présenté dans la première partie de ce chapitre, a été initialement développé et utilisé pour modéliser des nuages de cristaux d'eau martiens (*Montmessin, 2002; Montmessin et al., 2002, 2004*). Nous l'avons adapté à la condensation du CO₂. Nous présentons ici un schéma général du modèle tel qu'utilisé pour l'ensemble de nos simulations, ainsi que les différents processus microphysiques représentés avec leurs temps caractéristique. Le modèle est utilisé pour simuler des nuages de CO₂ mésosphériques idéalisés. Au travers de tests de sensibilité, nous présentons les tendances générales prédites pour de telles simulations de nuages, pour les tailles de cristaux. Cette étape précède les cas de modélisation plus réalistes, qui seront présentés dans le chapitre IV.

Sommaire

III.A	Schéma général	131
III.B	D'une couche atmosphérique à l'autre	135
III.B.1	Sédimentation	135
III.B.2	Transport atmosphérique de type k -diffusion	137
III.B.3	Limitations du modèle de transport	139
III.C	Au sein d'une couche atmosphérique	140
III.C.1	Nucléation	140
III.C.2	Croissance et évaporation des cristaux	141
III.C.3	Les processus de coagulation (non-inclus)	143
III.D	Initialisations et utilisation du modèle	145
III.D.1	Choix de la distribution de poussière	145
III.D.2	Obtention de profils de poussières à l'équilibre	147
III.D.3	Le traitement numérique de la condensation en gaz-trace	150
III.E	Condensation du CO₂ à l'aide de « poches froides » idéalisées	151
III.E.1	Températures et condensation du CO ₂	151
III.E.2	Exemples de nuages	153
III.E.3	Rayons des cristaux, concentration des noyaux et sursaturations : tendances	157
III.F	Points à retenir	162

III.A Schéma général

Nous utilisons un modèle atmosphérique à une dimension spatiale (1D) qui permet de représenter selon la verticale (z) l'évolution dans le temps de grandeurs atmosphériques ou microphysiques (concentrations et rayons de cristaux par exemple) au dessus d'un point géographique.

La colonne atmosphérique est discrétisée en une superposition de plusieurs couches d'épaisseur dz . En pratique nous aurons $dz \sim 2 - 3$ km. Le sommet du modèle est à 10^{-4} Pa (~ 120 km) afin de pouvoir s'intéresser à la formation des nuages mésosphériques de nuit (les plus élevés). L'altitude de la base du modèle est prise à environ 2 km (~ 450 Pa). Dépôts et apports de matières sont bloqués aux extrémités de la colonne atmosphérique qui forme alors un système fermé. L'air est initialisé dans toute la colonne à la composition déjà utilisée au chapitre II : 95% CO_2 et 5% N_2 . Le profil vertical de température $T(z, t)$, variable dans le temps, est imposé en entrée du modèle à chaque pas de temps dt .

L'échelle verticale du modèle est une grille aux niveaux de pression (Pa) fixés, au lieu d'une grille d'altitudes fixes par exemple. Pressions et températures permettent de remonter à la densité (par la loi des gaz parfaits). L'épaisseur de chaque couche dz (en mètres) peut ainsi être obtenue à partir de la loi hydrostatique :

$$dz_k(t) = \frac{p_{2k+1} - p_{2k-1}}{g\rho_{2k}(t)}, \quad (\text{III.1})$$

où $\rho_{2k}(t)$ désigne la densité atmosphérique à l'instant t et g la gravité de surface. Notons que k désigne l'indexation du centre des couches, et $2k/2k + 1$ l'indexation des niveaux de pression, température et densité. L'indexation est croissante du sommet vers la base (Figure III.1). Les niveaux de pression étant fixés, la masse d'air contenue dans chaque couche dz est constante, et seul le volume de la couche d'air peut changer d'un pas de temps à l'autre (par le biais de la température T).

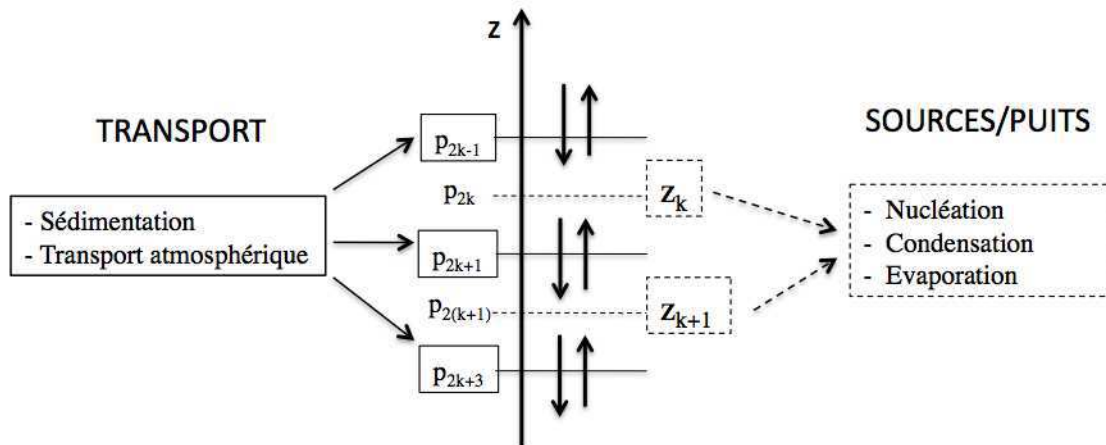


FIGURE III.1 – Echelle verticale du modèle et processus évalués au centre (sources/puits) ou bordures (transport) de chaque couche dz_k (centrée en z_k). Chaque couche du modèle est délimitée par des niveaux de pressions fixes.

Pour la concentration volumique c d'une espèce (nombre de particules par m^3 d'air) à la fin de l'itération t , il faut réinitialiser sa valeur en accord avec le nouveau volume de la couche dz pour le

pas de temps suivant ($t + dt$), et déterminé par la température $T(z, t + dt)$ du pas de temps suivant, ainsi :

$$c_{initiale}(t + dt) = c_{finale}(t) \frac{dz(t)}{dz(t + dt)} \quad (\text{III.2})$$

En revanche pour une grandeur massique (comme un rapport de mélange en kg/kg) aucune mise à jour ne doit être faite au début du nouveau pas de temps.

La grille de rayon des poussières est hybride (*Jacobson, 1995*), son principe est illustré par la Figure III.2.

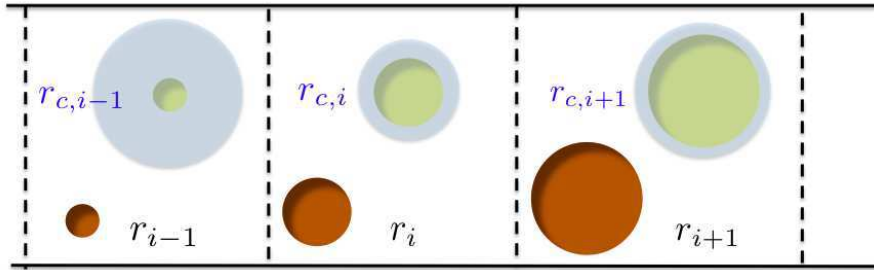


FIGURE III.2 – Grille de rayons des poussières. Celles-ci sont classées par rayon (ou volume) croissant. Activées en tant que noyaux (en jaune) elles conservent l'information sur leur rayon avant activation (marron), indépendamment de la glace condensée sur elles (bleu) pour atteindre un rayon $r_{c,i}$.

Chaque poussière activée pour la croissance (par la nucléation) encore appelée « noyau » (en jaune sur la figure) demeure dans sa case de rayon r_i , indépendamment du rayon du cristal $r_{c,i}$ auquel elle sert de noyau. Le processus de condensation/évaporation n'engendre ainsi aucune perte d'information sur les rayons de noyaux activés (conservation de la résolution) et la diffusion numérique des noyaux entre les différentes cases est ainsi évitée. En outre, le passage d'une case r_i à la case r_{i+1} se fait selon une progression géométrique : $r_{i+1} = V_{rat}^{1/3} r_i$ avec $V_{rat} = v_{i+1}/v_i$ (ratio constant des volumes de cases adjacentes). Nous avons : $V_{rat} = 3 \ln [r_{max}/r_{min}] / n_{bin}$, où r_{min} (1 nm) et r_{max} (100 μm) sont le minimum et le maximum de la grille de rayons, qui contient un nombre de cases n_{bin} . Dans chaque case de rayon à chaque altitude et à chaque instant t sont connues la concentration en poussière (nombre de représentants par m^3 d'air), en noyaux (nombre de représentants par m^3 d'air), et la concentration en glace (m^3 de glace par m^3 d'air). Le rayon des cristaux dans la case r_i (que nous noterons $r_{c,i}$) est calculé à l'aide de la concentration de glace répartie sur tous les noyaux r_i (nous explicitions le calcul dans le détail de la procédure itérative ci-dessous).

A chaque pas de temps dt :

- 1 Entre chaque couche sont évalués les flux du transport vertical : sédimentation et mélange atmosphérique (transport k_d -diffusion). Poussières et cristaux sont concernés par les deux flux. Le condensable (vapeur de CO₂) est impacté par le mélange atmosphérique seul.
- 2 Au sein de chaque couche ont lieu nucléation hétérogène et condensation (sous condition de sursaturation), et évaporation des cristaux. Ces processus mettent en jeu les poussières, les cristaux, et la vapeur.

Le pas de temps sera choisi d'après les échelles de temps caractéristiques des processus impliqués et décrits dans les sections suivantes. Ces processus conduisent ainsi à l'évolution temporelle de la concentration c de chacune des espèces suivies de la façon suivante :

$$\frac{\partial c}{\partial t} = \frac{\partial c}{\partial t_{transport}} + \frac{\partial c}{\partial t_{sources}} - \frac{\partial c}{\partial t_{puits}}, \quad (\text{III.3})$$

où à droite les trois termes de dérivée temporelle renvoient à la variation de concentration de particules respectivement dues à la sédimentation et au transport atmosphérique, à l'apparition, et enfin à la disparition de particules. Nous décrivons alors plus en détail les processus numérisés ci-dessous.

Les sources et puits induisent une variation des différentes concentrations à chaque pas de temps dt , au centre de chaque couche dz_k . Notons c_p , c_n , c_g , respectivement les concentrations de poussières, de noyaux, et de glace dans chaque case de rayon, ainsi que q_v le rapport de masse du condensable. Le tableau III.1 résume ces variables d'intérêt. La densité de la glace est notée ρ_i (ρ_d désignant celle de la poussière). Notons $P_{het}(r_i)$ la probabilité de nucléation hétérogène sur une poussière de rayons r_i et $I_m(r_{c,i})$ le transfert de masse vers un cristal de rayon r_c dans la case r_i . On rappelle que la probabilité $P_{het}(r_i)$ donne la proportion de poussières de rayon r_i activée par la nucléation et considérée alors comme noyaux. Par ailleurs $I_m(r_{c,i})$ est calculé à l'aide du modèle CLASSIC (chapitre II).

A chaque altitude $z_k \pm dz/2$ et dans chaque case r_i	
concentration en poussière (particules m^{-3})	c_p
concentration en noyau (particules m^{-3})	c_n
concentration du volume de glace (m^3 de glace m^{-3})	c_g
A chaque altitude $z_k \pm dz/2$	
rapport de masse de la vapeur (kg/kg)	q_v

TABLE III.1 – Variables d'intérêts suivies dans le modèle à chaque pas de temps.

Dans chaque couche dz_k , connaissant les conditions de températures et donc de saturation, les mises à jour suivantes sont réalisées (après le transport vertical), **dans chaque case** r_i .

1. Quelle proportion de poussières « disparaît » pour devenir noyaux de condensation ?

$$c_p(r_i, t + dt) = c_p(r_i, t) / (1 + P_{het}(r_i))$$

[il s'agit d'une expression implicite, à la place d'une expression explicite qui serait : $c_p(r_i, t + dt) = c_p(r_i, t) \times (1 - P_{het}(r_i))$]

2. L'équivalent est ainsi créé en noyau :

$$c_n(r_i, t + dt) = c_n(r_i, t) \times (1 + P_{het}(r_i))$$

3. Quelle quantité de glace se condense ($I_m(r_{c,i}) > 0$) ou s'évapore ($I_m(r_{c,i}) < 0$) ?

$$c_g(r_i, t + dt) = c_g(r_i, t) + c_n(r_i, t) \times \frac{I_m(r_{c,i}) dt}{\rho_i}$$

4. En cas d'évaporation, si $c_g(r_i, t + dt) \leq 0$, alors sont imposées les égalités suivantes :

$$\begin{aligned} c_p(r_i, t + dt) &= c_p(r_i, t) + c_n(r_i, t) \\ c_n(r_i, t + dt) &= 0 \\ c_g(r_i, t + dt) &= 0 \end{aligned}$$

5. Quel est le nouveau rayon des cristaux de rayon $r_{c,i}(t)$ et de volume $v_{c,i}(t)$?

$$r_{c,i}(t + dt) = \frac{1}{\frac{4}{3}\pi} \left[v_{c,i}(t) + \frac{c_g(r_i, t + dt)}{c_n(r_i, t + dt)} \right]^{1/3}$$

6. Quelle est la nouvelle quantité de vapeur ?

$$q_v(t + dt) = q_v(t) - \frac{\rho_i}{\rho} \times (c_g(r_i, t + dt) - c_g(r_i, t))$$

Notons que le principe de schéma implicite du modèle 1D initial, tel qu'utilisé pour les nuages d'eau (*Montmessin et al.*, 2004), a été conservé. Cette précaution est surtout importante pour l'utilisation du schéma microphysique dans un GCM où les pas de temps caractéristiques sont très grands devant les temps de la microphysique. Si le pas de temps est trop important (typiquement ~ 1000 s, pour un GCM), il est possible de se retrouver avec des transitions non-physiques entre des états sursaturés et sous-saturés d'un pas de temps à l'autre, Le principe du schéma implicite est le suivant. Un premier calcul de la quantité de glace formée (évaporée) pendant dt est effectué (cf. étape 3). Ceci permet d'évaluer la quantité de vapeur consommée (apparue) et donc le nouveau rapport de saturation à la fin du pas de temps (à $t + dt$). Ce rapport de saturation à $t + dt$ est alors utilisé pour recalculer la quantité de glace formée entre t et $t + dt$, pendant dt (fin de l'étape 3). Pour l'étude présentée dans ce manuscrit, utiliser ou non un tel schéma implicite dans nos simulations ne modifie pas les résultats car le pas de temps utilisé est adapté aux processus microphysiques ($dt = 1$ s – section III.C.1) et aucune transition non-physique n'est à craindre.

Le transport vertical à une dimension s'exprime selon le gradient des deux flux verticaux (Figure III.1) , tel que rappelé dans *Toon et al.* (1988) :

$$\frac{\partial c}{\partial t}_{transport} = \frac{\partial [v_{sed}c]}{\partial z} + \frac{\partial}{\partial z} \left[\rho k_d \frac{\partial c}{\partial z} \right], \quad (\text{III.4})$$

où c est la concentration de particules considérées, v_{sed} est la vitesse de sédimentation, k_d (coefficient de diffusion turbulente) caractérise le mélange atmosphérique. En supposant que la densité atmosphérique dans la couche dz considérée décroît exponentiellement avec l'altitude selon l'échelle H_ρ (*Toon et al.*, 1988) on obtient :

$$\frac{\partial c}{\partial t}_{transport} = \frac{\partial}{\partial z} \left[\left(v_{sed} + \frac{k_d}{H_\rho} \right) c \right] + \frac{\partial}{\partial z} \left[k_d \frac{\partial c}{\partial z} \right], \quad (\text{III.5})$$

Le premier terme de droite de l'équation III.5 est analogue à un terme d'advection (de vitesse $v_{sed} + k_d/H_\rho$), et le second à un terme de diffusion. Les concentrations $c_p(r_i)$ et $c_n(r_i)$ vérifient cette équation de transport. La concentration de glace $c_g(r_i)$ est solidaire dans le transport de la concentration de noyaux $c_n(r_i)$. Notons que la densité des cristaux est différente de celle des poussières (réévaluée à l'aide de ρ_d , la densité de poussière, et de ρ_i). Formellement l'équation III.5 s'applique à la vapeur en prenant $v_{sed} = 0$ dans le terme de transport, et en l'appliquant à

la concentration de vapeur $c_v = q_v \rho$. Enfin les concentrations au bord des couches dz sont prises égales à celles du centre des couches.

La résolution numérique est construite sur le schéma aux différences finies de *Toon et al.* (1988), adaptable à un système de coordonnées verticales quelconques, en particulier dans notre cas à des niveaux de pression. La discrétisation de la dérivée temporelle utilise le formalisme de Crank-Nicolson. Le schéma implicite permet d'éviter que des cases de rayons ne se vident totalement au cours d'un pas de temps et que des concentrations ne deviennent négatives, garantissant la stabilité numérique et un comportement réaliste du modèle, notamment à haute altitude où les vitesses de sédimentation sont les plus importantes. La dérivée spatiale, différence de flux total traversant les interfaces de la couche en $z+dz/2$ et $z-dz/2$, divisée par dz , est explicitée à l'aide de l'algorithmique de *Fiadeiro and Veronis* (1977).

Finalement, la traduction numérique de l'équation III.5 de transport et sa résolution se font sous la forme suivante (*Toon et al.*, 1988) :

Dans chaque case r_i , connaissant les concentration sur toute la colonne à l'instant t , les nouvelles concentrations sont déterminées à $t + dt$ **dans chaque couche** dz .

Dans le cas explicite la résolution est immédiate :

$$B_k \cdot c_k(r_i, t + dt) = D_k \cdot c_{k-1}(r_i, t) + E_k \cdot c_k(r_i, t) + F_k \cdot c_{k+1}(r_i, t)$$

Dans le cas implicite une inversion matricielle intervient :

$$A_k \cdot c_{k-1}(r_i, t + dt) + B_k \cdot c_k(r_i, t + dt) + C_k \cdot c_{k+1}(r_i, t + dt) = E_k \cdot c_k(r_i, t)$$

où $c_k(r_i, t)$ est la concentration de l'espèce considérée au niveau k (Figure III.1) dans la case r_i à l'instant t . $A_k, B_k, C_k, D_k, E_k, F_k$ sont des termes de flux s'exprimant en fonction des densités atmosphériques aux frontières des couches dz_k , des épaisseurs de ces couches, des vitesses d'advection, et du coefficient k_d (*Toon et al.*, 1988).

Notons pour finir qu'en supposant k_d constant dans le terme de transport, ce qui sera le cas en pratique, on peut réécrire l'équation du transport :

$$\frac{\partial c}{\partial t_{transport}} - k_d \frac{\partial^2 c}{\partial z^2} = \frac{\partial}{\partial z} \left[\left(v_{sed} + \frac{k_d}{H_\rho} \right) c \right], \quad (\text{III.6})$$

qui prend la forme d'une équation de diffusion classique selon la verticale (à gauche), avec un terme source variable (à droite). Comme dans toute équation de diffusion on peut associer un temps caractéristique au processus : $\tau_{turb} \sim H^2/k_d$, avec H l'échelle de hauteur atmosphérique. Nous pourrions ainsi comparer τ_{turb} (temps du transport atmosphérique) aux temps caractéristiques des différents processus du modèle, afin de déterminer des tendances générales.

III.B D'une couche atmosphérique à l'autre

III.B.1 Sédimentation

Nous désignons par sédimentation la chute d'un aérosol (poussière ou cristal) dans l'atmosphère du fait de l'attraction gravitationnelle. La formule de Stokes donne la vitesse de chute terminale d'une particule dans un milieu fluide, soumise à l'action de son poids corrigé de la poussée d'Archimède, et de la force de friction induite par le milieu (trainée de Stokes). La vitesse terminale est la vitesse

à l'état stationnaire, à l'équilibre entre les deux forces, que nous notons pour le moment v_{Stokes} . Son utilisation est valable lorsque la particule est bien plus grande que le libre parcours moyen du fluide, c'est à dire pour des nombres de Knudsen $Kn \ll 1$ (régime continu). Mais à plus grands nombres de Knudsen, comme dans l'atmosphère de Mars où $Kn \geq 0.1$, le milieu offre beaucoup moins de résistances à la chute : la vitesse terminale est plus importante. *Cunningham* (1910) fut le premier à s'intéresser à cet effet et à proposer un facteur correctif, déterminé par l'expérience, dont le modèle reprend l'expression utilisée par *Murphy et al.* (1990) dans leur étude de la sédimentation des poussières après des épisodes de tempêtes martiennes. La vitesse de sédimentation v_{sed} s'écrit :

$$v_{sed} = v_{Stokes} \times C_c \quad (\text{III.7})$$

avec v_{Stokes} la vitesse du régime continu et C_c le coefficient correctif de Cunningham pour régime transitoire et cinétique définit par :

$$v_{Stokes} = \frac{2}{9} \frac{\rho_d g r^2}{\eta} \quad (\text{III.8})$$

$$C_c = 1 + Kn [1.246 + 0.42 \exp(-0.87/Kn)],$$

où ρ_d est la masse volumique de la particule, r son rayon, g la constant de gravitation, et η la viscosité dynamique du milieu.

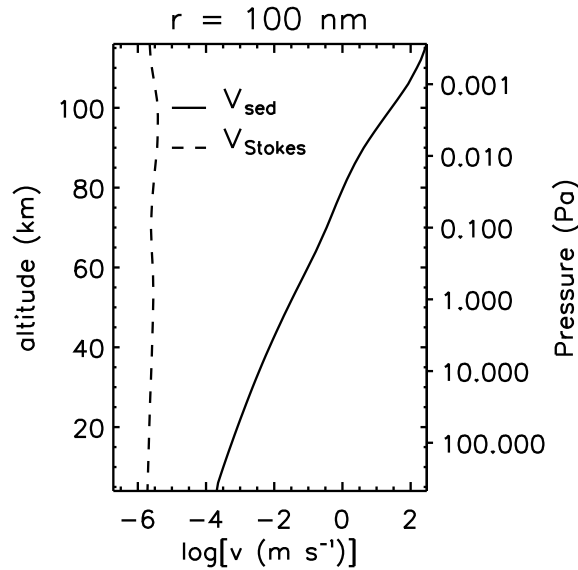


FIGURE III.3 – Vitesse de sédimentation v_{sed} ($m s^{-1}$) pour un particule de poussière de 100 nm, de densité $\rho_d=2500 kg m^{-3}$.

Les écarts entre v_{sed} et v_{Stokes} peuvent être de plusieurs ordres de grandeurs. La Figure III.3 illustre cet écart pour une particule de 100 nm. Il diminue pour des altitudes décroissantes et également pour des rayons croissants, du fait de l'augmentation du nombre de Knudsen. Nous pouvons déterminer un temps caractéristique de sédimentation, $\tau_{sed} \sim H/v_{sed}$, nécessaire à la particule pour chuter d'une distance $H \sim 10$ km soit environ une échelle de hauteur martienne (Figure III.4). Nous retiendrons notamment, en référence aux tailles de cristaux des nuages de CO₂ de nuit et de jour, que pour une particule de 100 nm à 90 km $\tau_{sed} \sim 1h$ avec $v_{sed} \sim 3 m s^{-1}$, et que pour une particule de 1 μm à 80 km, $\tau_{sed} \sim 15$ min, avec $v_{sed} \sim 10 m s^{-1}$. Les cristaux de CO₂ considérés dans notre étude se formant par nucléation hétérogène, le temps de sédimentation pour un cristal de rayon r sera compris entre τ_{sed} et $\rho_d/\rho_i \times \tau_{sed}$ soit τ_{sed} et $1,6 \cdot \tau_{sed}$ respectivement.

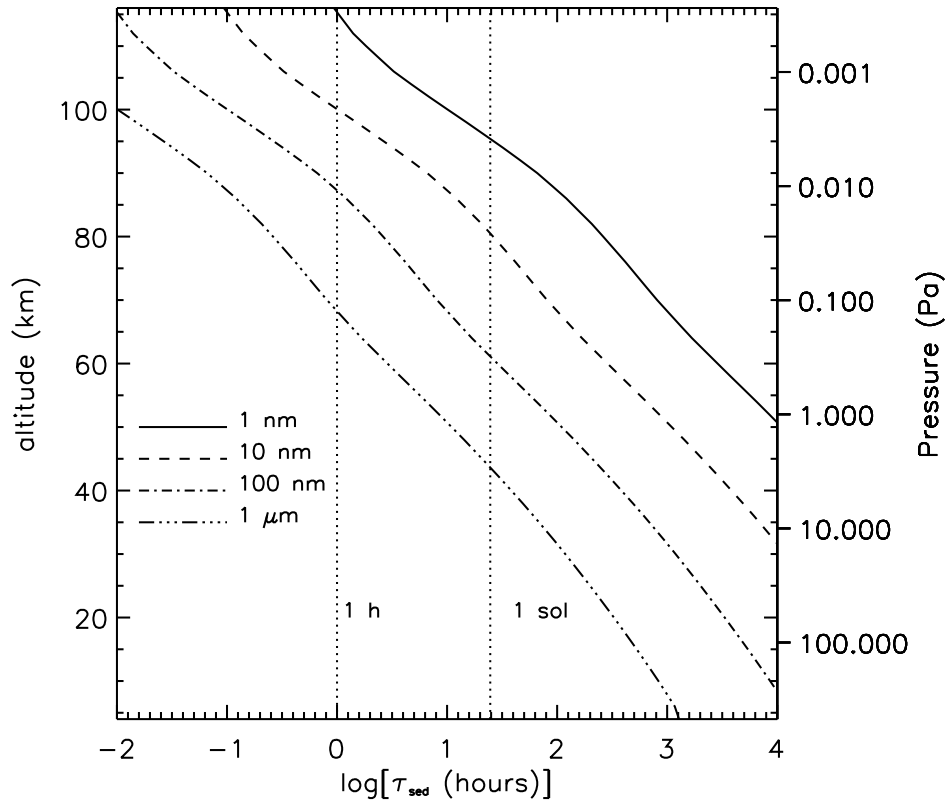


FIGURE III.4 – Temps caractéristiques de sédimentation τ_{sed} ($m s^{-1}$) pour quatre tailles de particules de poussière de densité $\rho_d=2500 \text{ kg m}^{-3}$. Les traits verticaux indiquent (de gauche à droite) une durée de une heure et d'un sol respectivement.

III.B.2 Transport atmosphérique de type k_d -diffusion

Pour simuler le transport atmosphérique nous utilisons un transport paramétré de type k_d -diffusion où k_d est un coefficient contraint par les observations (nous y revenons plus bas). Cette diffusion n'a aucune réalité physique en tant que telle mais permet d'implémenter de façon simple un transport censé rendre compte des processus tridimensionnels atmosphériques hors de portée de notre modèle 1D et qui entretiennent la redistribution permanente des gaz et aérosols selon la verticale. La simplicité de cette approche permet de la confronter au processus de sédimentation dans le cadre de notre modèle de nuage. Ce transport atmosphérique paramétré est un concept permettant de modéliser de façon effective le transport de gaz et d'aérosols dans une atmosphère inhomogène, normalement dû à la dynamique atmosphérique. L'approche k_d -diffusion permet d'obtenir un état d'équilibre réaliste au premier ordre, entre mélange atmosphérique et sédimentation. Nous verrons qu'il permet d'obtenir des profils de poussières à l'équilibre cohérent par rapport aux sorties de modèles tridimensionnels (section III.D.2).

D'une façon générale le mélange atmosphérique réunit l'ensemble des instabilités de la dynamique atmosphérique (par exemple la convection ou le déferlement d'ondes atmosphérique) permettant notamment un transport d'énergie des basses couches vers les hautes couches des atmosphère pla-

nétaires (pour une revue sur la Terre, Mars et Vénus voir *Izakov, 2007*). Elle est ainsi fondamentale à la dissipation de l'énergie solaire reçue par la planète, tout en participant au transport de toutes les espèces (gaz ou aérosols) contenues dans l'atmosphère sur la verticale mais aussi à l'horizontale (instabilités zonales). Sur Terre la turbulence est responsable de l'existence d'une région de l'atmosphère appelée homosphère où les espèces gazeuses sont réparties de façon homogène selon la verticale (dans le cas idéal d'une espèce inerte), indépendamment des différences en terme de poids moléculaire. Au dessus (~ 80 km d'altitude sur Terre) on parle d'hétérosphère, car alors des gradients verticaux de concentrations persistent. L'homosphère martienne s'étend jusqu'à ~ 120 km comme l'atteste la constance des concentrations relatives de différentes espèces jusqu'à cette altitude mesurées par les missions Vikings (*Nier and McElroy, 1977*). La façon la plus simple de modéliser l'influence du mélange verticale, et qui est celle que nous choisissons en première approche, est de la décrire à la façon de la diffusion moléculaire comme un terme de transport piloté par un coefficient de diffusion turbulente (*Monin and Iaglom, 1975*), noté k_d , contraint exclusivement par les observations.

Dans la troposphère et basse mésosphère martienne (≤ 60 km) la valeur de k_d a notamment été déterminée grâce à des profils verticaux obtenus par occultation solaire sur la mission Phobos 2, pour la poussière (*Korablev et al., 1993; Chassefiere et al., 1992*), l'ozone (*Blamont and Chassefiere, 1993*) et la vapeur d'eau (*Rodin et al., 1997*), donnant lieu à des valeurs comprises entre 50 et 500 $\text{m}^2 \text{s}^{-1}$. Au-delà de 100 km l'analyse des données de spectromètres de masses vikings on donné des valeurs croissant de 2000 à 10000 $\text{m}^2 \text{s}^{-1}$ (*Nier and McElroy, 1977*), une autre méthode suggérant une valeur autour de 5000 $\text{m}^2 \text{s}^{-1}$ (*Izakov, 1978*). La Figure III.12 (que nous commenterons plus en détail en section III.D.2) montre plusieurs profils de poussières à l'équilibre (entre transport atmosphérique et sédimentation), obtenus à partir de coefficients k_d distincts. Un grand coefficient de diffusion permet de maintenir une plus grande quantité de poussière en altitude.

Le coefficient k_d , qui paramètre le transport atmosphérique, est plusieurs ordres de grandeurs supérieur au coefficient diffusion moléculaire (D) et décrit ainsi des mécanismes de transports bien plus efficaces. Pour des valeurs de $k_d = 100, 1000$ et $5000 \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$ correspondent des temps caractéristiques respectifs de ~ 11 sols, ~ 1 sol, et ~ 5 heures ($\tau_{turb} \sim H^2/k_d$). On remarque d'emblée une différence notable entre un temps caractéristique du transport atmosphérique relatif à la mésosphère (quelques heures), et un temps caractéristique de conditions troposphériques (plus d'une journée). Ces temps peuvent maintenant être comparés aux temps de sédimentation (Figure III.5). A une altitude donnée, la sédimentation domine largement la diffusion turbulente si $\tau_{sed} \ll \tau_{turb}$: la particule ne peut pas se retrouver maintenue en suspension durablement. Pour une particule de 10 nm, $\tau_{sed} \sim \tau_{turb} \sim 1$ sol à 80 km (pour $k_d=1000 \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$). Pour une particule de 100 nm, $\tau_{sed} \sim \tau_{turb} \sim 1$ sol à 60 km (pour $k_d=1000 \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$) mais $\tau_{turb} > 10$ sols avec $k_d=100 \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$, et logiquement cette valeur caractéristique de la troposphère et des plus basses couches mésosphériques ne peut permettre une suspension durable de particules supérieures à 10 nm dans les couches supérieures de la mésosphère. Pour une particule de 1 μm à une altitude de 80 km, même avec une valeur de k_d de 5000 $\text{m}^2 \text{ s}^{-1}$, la sédimentation et la chute de la particule est dominante car $\tau_{sed} \sim 15$ min et $\tau_{turb} \sim 5$ h.

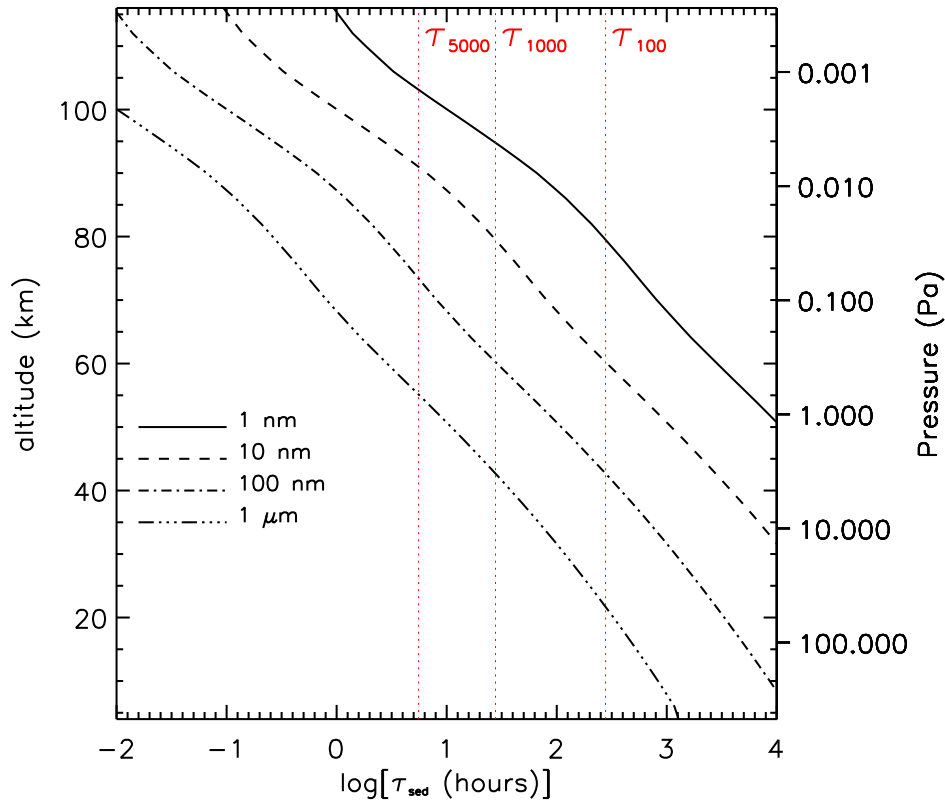


FIGURE III.5 – Comparaison des temps caractéristiques de sédimentation à trois temps de diffusion turbulente τ_{100} , τ_{1000} et τ_{5000} (traits verticaux) respectivement pour trois valeurs de k_d : 100, 1000 et 5000 $m^2 s^{-1}$

III.B.3 Limitations du modèle de transport

Le transport k_d -diffusion est un transport symétrique verticalement, et de fait il ne peut rendre compte d'une advection verticale de masses d'air comme elle pourrait avoir lieu. Nous ne pouvons pas rendre compte d'une circulation atmosphérique. Cependant, la colonne atmosphérique constituant un système fermé, il ne serait pas possible avec un terme d'advection d'atteindre un état d'équilibre représentatif de conditions moyennes pour les profils de poussière.

Les profils de température utilisés dans ce chapitre III et présentés plus bas contiennent la signature de la dynamique atmosphérique grande échelle, qui ne produit pas d'excursion sous le point de condensation du CO_2 . Pour cette raison, la zone de condensation est artificiellement créée à l'altitude d'observation des nuages (section III.E.1) pour y observer le comportement des cristaux formés et soumis à la sédimentation ainsi qu'au transport k_d -diffusion.

Cependant, les profils de température qui seront présentés et utilisés au chapitre suivant (chapitre IV), proviennent de simulations méso-échelle tridimensionnelles. Dans le chapitre IV, nous utiliserons

en effet les ondes de gravité pour créer des couches sursaturées, et simuler des nuages. Les profils de températures, influencés par la propagation d’ondes de gravité, contiennent les refroidissements occasionnés par les phases ascendantes des ondes. Ainsi ces profils contiennent une signature en température de la dynamique atmosphérique tridimensionnelle de plus petite échelle. Les flux de matière associés ne sont en revanche pas inclus ; par ailleurs des termes d’advection de grande échelle pourraient manquer. Cela pourrait apporter un refroidissement supplémentaire et permettre une croissance plus importante des cristaux.

Une des perspectives principales de ce travail de modélisation consistera en le couplage de la microphysique avec un modèle méso-échelle martien (*Spiga and Forget, 2009*), contraint sur les bords de son domaine par un modèle de circulation générale (*Forget et al., 1999*). Outre des termes d’advection verticale supplémentaires, l’effet de l’advection horizontale des masses d’air et de la propagation horizontale des ondes de gravité sur l’évolution des nuages seront étudiés.

Pour ce travail de thèse, nous sommes restés avec une approche à une dimension, avec dans un premier temps des couches sursaturées en CO₂ formées artificiellement et indépendamment de tout processus de refroidissement induit par la dynamique atmosphérique (chapitre présent). Dans un deuxième temps (chapitre IV) nous travaillerons avec une approche plus réaliste où les profils de température seront issus de la modélisation à trois dimensions de la dynamique atmosphérique martienne, qui résout l’effet sur la température de la propagation des ondes de gravité.

III.C Au sein d’une couche atmosphérique

III.C.1 Nucléation

Dans la logique de définition de la nucléation en tant que phénomène stochastique, la probabilité que la nucléation hétérogène ait lieu – et ce quelle que soit la taille des noyaux (ou CN) considérés – est d’autant plus grande que le temps passé en conditions adéquates sera long. On peut réécrire la probabilité de nucléation de la façon suivante, d’après l’équation II.15 du chapitre précédent :

$$P_{het}(r_i) = 1 - \exp(-\Delta t / \tau_{nuc}(r_i)), \quad (\text{III.9})$$

où Δt est l’intervalle de temps sur lequel la nucléation est considérée, et $\tau_{nuc}(r_i) = 1 / [4\pi r_i^2 J_{het}(r_i)]$ peut être vu comme le temps caractéristique permettant à la nucléation d’avoir effectivement lieu sur une poussière de rayon r_i avec un taux de nucléation $J_{het}(r_i)$. En effet pour $\Delta t = \tau_{nuc}$, alors $P_{het} \sim 60\%$.

Pourvu que le rapport de saturation atteigne le rapport de saturation critique S_c , la nucléation hétérogène apparaît comme instantanée à l’échelle des autres processus ($\tau_{nuc} \leq 1\text{s}$), et ce au delà d’une certaine taille de substrat r_{CN}^* pour laquelle $\tau_{nuc} = 1\text{s}$ (r_{CN}^* vaut par exemple 40 nm pour $S = 2$ dans la mésosphère). La Figure III.6 présente les variations de τ_{nuc} en fonction du rayon du substrat pour plusieurs rapports de saturation, pour des conditions mésosphériques ($\sim 80\text{ km}$, en rouge) et troposphériques ($\sim 20\text{ km}$, en noir) respectivement.

En dessous de la taille critiques de substrat, τ_{nuc} augmente exponentiellement, devenant infiniment long. La nucléation est considérée de fait comme impossible. Pour un rayon de noyau donné, un rapport de saturation plus élevé est nécessaire dans la mésosphère que dans la troposphère pour avoir un même temps de nucléation de l’ordre de la seconde. Si l’on raisonne à l’échelle d’une heure cependant ($\sim 4 \cdot 10^3\text{ s}$) on remarque que pour les plus faibles valeurs de S , il existe une plage de rayon permettant d’obtenir une nucléation effective pour des substrats plus petits que r_{CN}^* . Par exemple pour $S = 2$ fixé dans la mésosphère (Figure III.6) le temps de nucléation τ_{nuc} pour un CN de 40 nm est de 1 seconde, alors qu’il est de une heure pour un CN de 30 nm. Le temps caractéristique de sédimentation τ_{sed} est de quelques dizaines d’heure pour un tel noyau (Figure III.5). Ainsi, en supposant que la sursaturation demeure inchangée, ces autres noyaux plus petites pourront être

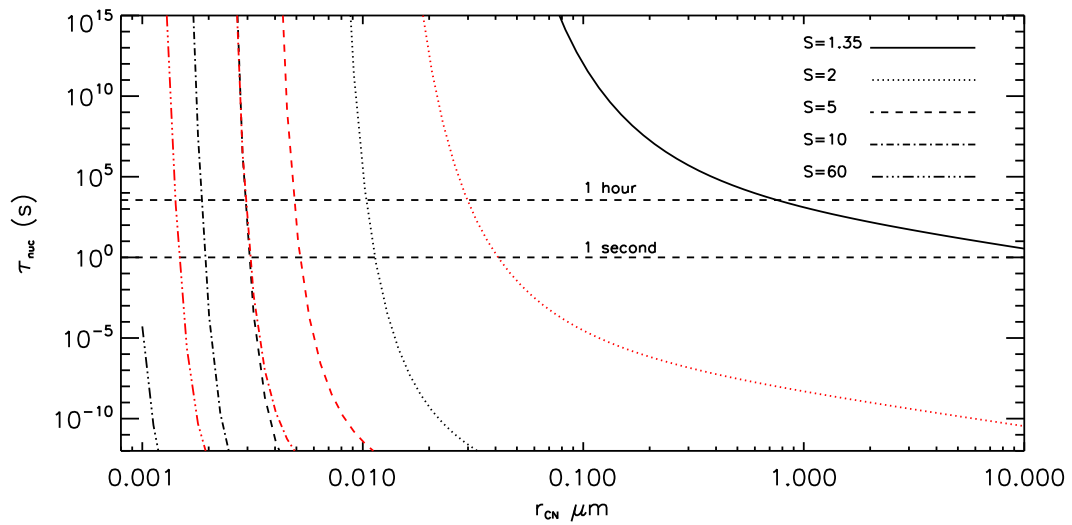


FIGURE III.6 – Temps caractéristique de nucléation τ_{nuc} en fonction du rayon des noyaux, pour des conditions troposphériques ($p \sim 80$ Pa, en noir) et mésosphériques ($p \sim 0.02$ Pa, en rouge) pour plusieurs rapports de saturation. La courbe rouge (en trait continu) relative à $S = 1,35$ dans la mésosphère n'apparaît pas (temps infiniment longs).

activés en plus des premiers moyennant un intervalle Δt correspondant au temps τ_{nuc} de une heure. Il existe bien différents temps d'activations demeurant raisonnable (inférieurs aux temps de sédimentation notamment) pour différents substrats. En pratique bien sûr, le raisonnement n'est pas aussi simple car en l'espace d'une heure, la température et donc le rapport de saturation varient.

Le temps τ_{nuc} permet d'envisager un pas de temps à notre modèle microphysique, $dt = 1$ s, qui apparaît comme une bonne option permettant d'activer les noyaux tout en pouvant les observer grandir aux pas de temps suivants. De fait, $dt = 1$ s est un pas de temps en deçà duquel il n'y a pas de modifications dans les résultats de simulations des nuages que nous présenterons, et nous fixerons le pas de temps à $dt = 1$ s.

En outre et comme nous le verrons le temps caractéristique de condensation τ_{cond} est de l'ordre de quelques secondes au minimum, même pour les grandes sursaturations mésosphériques auxquelles nous nous intéressons. Descendre à des pas de temps inférieurs à la seconde pour la nucléation relève d'un sur-échantillonnage temporel, les cristaux ne pouvant pas sensiblement croître sur de si petits pas de temps. Prescrire un pas de temps de 10 s néglige la condensation sur neuf secondes, et entraîne l'activation d'une trop grande quantité de noyaux d'un seul coup, empêchant les plus grands (pouvant être activé avec $dt = 1$ s) de croître en premier lieu.

III.C.2 Croissance et évaporation des cristaux

Nous avons présenté au chapitre II l'approche choisie pour modéliser la croissance des cristaux (modèle CLASSIC) et montré notamment qu'un modèle linéarisé (ci-après modèle LIN) ne pouvait être utilisé pour des grandes sursaturations telles que celles rencontrées dans la mésosphère martienne. Afin de poursuivre la présentation des processus microphysiques en terme de temps caractéristiques nous présentons ici ceux de condensation (τ_{cond}) et d'évaporation ou sublimation (τ_{sub}) en insistant à nouveau sur les différences entre les deux modèles CLASSIC et LIN, le premier étant celui de référence pour notre étude. Pour un taux de croissance dr/dt , on peut écrire : $\tau_{cond/sub} \sim r/|dr/dt|$. Ainsi, si $dt \sim \tau_{cond/sub}$ alors $dr \sim r$ et le rayon double de taille en un pas de

temps. Nous présentons ici des temps caractéristiques à des pressions (ou altitudes) mésosphériques.

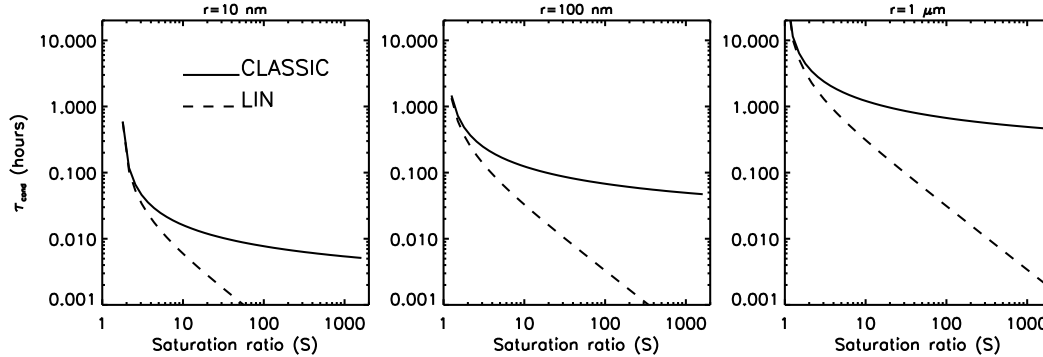


FIGURE III.7 – Temps caractéristiques de croissance en fonction du rapport de saturation ($S > 1$) pour trois tailles de cristaux à $p=0.02$ Pa ($\sim 70 - 80$ km d'altitude).

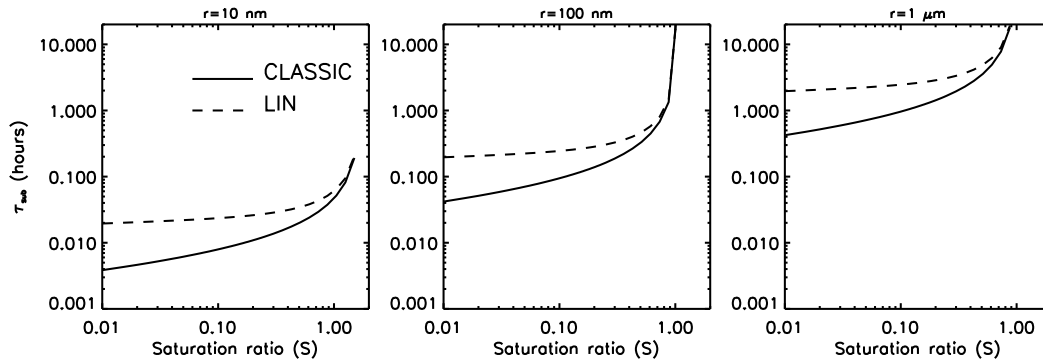


FIGURE III.8 – Temps caractéristiques d'évaporation en fonction du rapport de saturation ($S < 1$) pour trois tailles de cristaux à $p=0.02$ Pa ($\sim 70 - 80$ km d'altitude).

Les Figures III.7 et III.8 donnent respectivement τ_{cond} et τ_{sub} en fonction du rapport de saturation S pour les deux modèles à une pression de $p \sim 0.02$ ($\sim 70-80$ km) pour un cristal de 10 nm, 100 nm et 1 μm . On retrouve bien que pour des rapports de saturations supérieurs à 1,5 ou 2 le modèle CLASSIC donne des temps de condensation ($S > 1$) plus grands que le modèle LIN qui sous-estime les temps de croissance, alors qu'à l'inverse, au cours d'une évaporation ($S < 1$) le modèle CLASSIC donne des temps d'évaporation plus faibles (taux d'évaporation plus grands). Pour des rapports de saturation de quelques dizaines, les deux modèles diffèrent d'un facteur ~ 10 en terme de temps caractéristiques. On observe que pour le modèle CLASSIC τ_{cond} va de la dizaine de secondes (~ 0.01 h) à plusieurs heures pour les plus grands rayons. Les plus grands cristaux ne voient leur taille changer significativement que sur des temps bien plus longs que les plus petits cristaux. L'altitude a une grande influence sur les temps de croissance du fait de processus de diffusion rendus plus ou moins efficace. Par exemple pour un cristal de rayon 10 nm avec $S > 2$, lorsque l'on passe d'une pression $p \sim 0.02$ ($\sim 70-80$ km) à une pression dix fois plus faible ($p \sim 0.002$, soit $\sim 90-100$ km), les temps τ_{cond} et τ_{sub} sont multipliés par ~ 10 . Pour un cristal de 100 nm ces temps sont multipliés par ~ 100 .

Bien que nous ne nous intéressions pas aux nuages troposphériques (polaires) dans notre travail de modélisation, nous faisons quelques remarques à leur sujet. Pour de tels nuages à $p \sim 80$ Pa (~ 20 km), les temps sont par exemple de ~ 0.1 s pour un cristal de 100 nm et encore plus faibles pour des rayons décroissants. Les plus faibles temps s'observent pour des rapports de saturations

$S \geq 2$ relevés marginalement dans la nuit polaire martienne (*Hu et al.*, 2012). Pour des valeurs de $S < 1.5$ usuellement mesurées les temps sont supérieurs à la seconde 1 s. L'étude de la formation de nuages polaires dans des conditions où $S > 2$ nécessiterait donc a priori de prendre des pas de temps dt inférieurs à la seconde pour décrire correctement la croissance des cristaux, à supposer qu'ils se forment sur des noyaux $< 1 \mu\text{m}$ (dans le cas d'une nucléation hétérogène). Ces sursaturations importantes apparaissent davantage anecdotiques à l'heure actuelle, compte-tenu des mesures réalisées à ce jour, mais une distinction entre modèle CLASSIC et LIN pourrait s'avérer nécessaire dans le cas où de telles valeurs de S s'avéraient pertinente pour la formation des nuages de CO_2 polaires.

III.C.3 Les processus de coagulation (non-inclus)

Dans l'atmosphère les aerosols (poussières ou cristaux) peuvent être amenés à s'accréter les uns aux autres, engendrant ainsi une diminution du nombre total de particules, caractérisées dans leur ensemble par un rayon effectif croissant.¹ Nous distinguons ici essentiellement la coagulation brownienne due à l'agitation thermique, et celle, gravitationnelle, due aux différences relatives de vitesses de chutes des aérosols.²

D'une façon générale un processus de coagulation quel qu'il soit modifie la concentration N_i de particules de rayon r_i selon l'équation suivante (voir par ex. *Seinfeld and Pandis*, 2006) :

$$\frac{dN_i}{dt} = \frac{1}{2} \int_{r_k+r'_k=r_i} K_{k,k'} N_k N'_k dr_k dr'_k - N_i \int_{r_{min}}^{\infty} K_{k,i} N_k dr_k, \quad (\text{III.10})$$

où les coefficients de coagulation $K_{k,j}$ sont d'autant plus élevés que la coagulation entre deux particules de taille respective r_k et r_j est efficace. Le premier terme décrit l'ensemble des combinaisons possibles aboutissant à la création de particules de rayon r_i par l'agrégation de particules plus petites, et le second la disparition de particules de taille r_i par coagulation avec tout autre particule (y compris de taille r_i). Le premier terme est divisé par deux car par symétrie $K_{k,i} N_k N_i = K_{i,k} N_i N_k$ et ainsi l'intégrale compte en double chaque événement de coagulation. Les deux coagulations précédemment citées se caractérisent par l'expression de leur coefficient de coagulation respectif que nous précisons ci-dessous.

Le coefficient de coagulation brownienne K_{12}^B entre deux particules 1 et 2 en régime cinétique ($Kn \gg 1$) est donné par (*Jacobson*, 2005) :

$$K_{12}^B = 4\pi(r_1 + r_2)^2 \sqrt{v_1^2 + v_2^2}, \quad (\text{III.11})$$

où v_i est la vitesse thermique d'une particule, donnée par $(8kT/\pi m_i)^{1/2}$ où m_i est la masse de la particule. Logiquement la coagulation brownienne est d'autant plus efficace que les particules

1. La coagulation n'étant venue que tardivement dans le travail de modélisation, elle n'est pas incluse dans le modèle 1D et son influence éventuelle sera commentée à partir des résultats du chapitre IV, à l'aide des éléments présentés dans cette sous-partie.

2. Il existe des coagulations dites de régime laminaire ou turbulent qui impliquent des mouvements relatifs des particules pouvant conduire à leur accréation. La première nécessite des gradients de vitesses élevés $-du_x/dz = 60 \text{ m s}^{-1}/\text{m}$ et apparaît moins efficace que la coagulation brownienne sur Terre (*Seinfeld and Pandis*, 2006). La deuxième est considérée comme inefficace pour des particules submicrométriques et repose sur des grandeurs pauvrement contraintes comme le taux de dissipation d'énergie cinétique par unité de masse, à l'échelle des aérosols (*Seinfeld and Pandis*, 2006). Enfin des forces peuvent amener à modifier l'efficacité de la coagulation brownienne, comme la force de Coulomb ou les forces de Van der Waals. La première ne serait pas déterminante car elle nécessiterait une quantité de charge par aérosol bien au delà de ce qui est possible à l'équilibre. En revanche *Marlow* (1980) montre que l'effet des forces de Van der Waals était grandissant lorsque le régime devenait transitoire ou cinétique ($Kn > 0.1$ et $Kn \gg 1$). Cette conclusion est généralisée à des particules autres que de seules gouttelettes d'eau.

sont grandes (section de contact importante) et que leur vitesse est importante. Les conditions qui prévalent dans la mésosphère sont celles du régime cinétique (ou moléculaire), ainsi nous avons privilégié cette expression du coefficient K^B comme indiqué dans *Jacobson (2005)*. Pour un régime transitoire ou continu, d'autres expressions sont à utiliser (*Jacobson, 2005*).

Le coefficient de coagulation gravitationnelle K_{12}^G entre deux particules 1 et 2 est donné par (*Jacobson, 2005*) :

$$K_{12}^G = \pi(r_1 + r_2)^2 |v_{sed,1} - v_{sed,2}| E(r_1, r_2), \quad (\text{III.12})$$

où $E(r_1, r_2)$ est un coefficient d'efficacité de la collision défini par $s^2/(2r_1 + 2r_2)^2$ où s est la section efficace de collision usuellement plus petite que la section géométrique (somme des diamètres des deux particules). Cela est dû au fait que la particule la plus grande, au cours de sa chute, aura tendance à écarter la particule plus petite en dessous au moment de l'approche avant contact. Il est raisonnable de penser que dans une atmosphère raréfiée, cet effet au moment de l'approche des particules, avant contact, sera de faible importance (modifications infimes de lignes de courants). La Figure III.9 montre les valeurs des coefficients de coagulation gravitationnelle et brownienne pour différentes combinaisons de particules de rayon respectifs r_1 et r_2 .

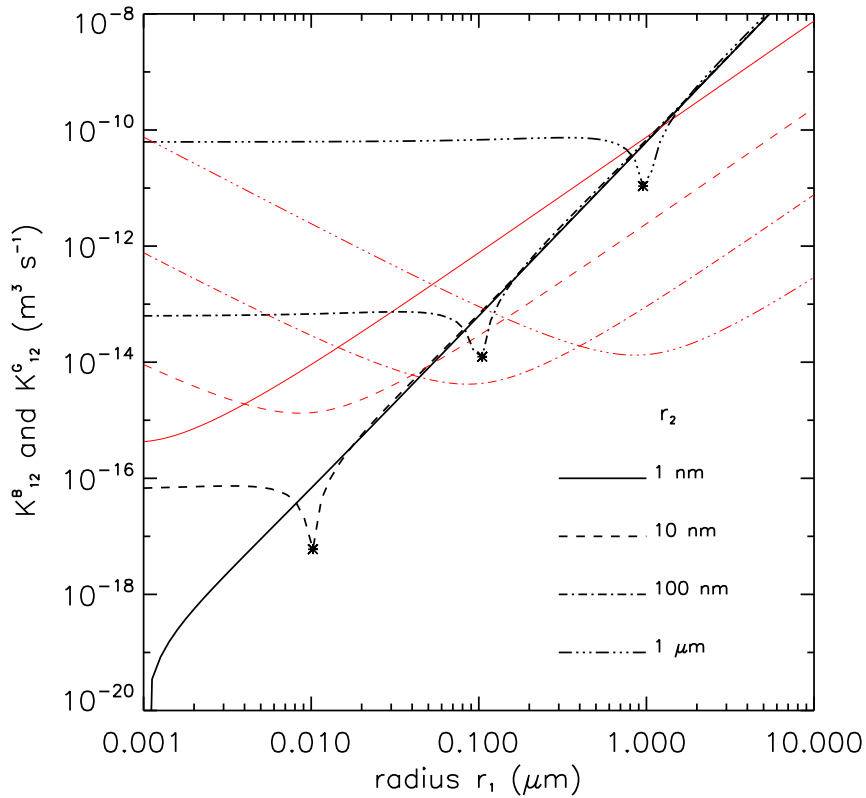


FIGURE III.9 – Coefficients de coagulation brownien (K_B , en rouge) et gravitationnel (K_G , en noir) en conditions mésosphériques ($p \sim 0.02$ Pa soit $\sim 70-80$ km.) pour différentes combinaisons de rayons r_1/r_2 , le premier correspondant à l'axe des abscisses. Les astérisques signalent une valeur tendant vers zéro pour K_G lorsque $r_1 = r_2$.

L'efficacité de la coagulation de r_2 avec tout un spectre de valeurs pour r_1 est évalué, pour plusieurs valeurs de r_2 . K^B est minimum lorsque $r_1 = r_2$ et K^G est nul pour $r_1 = r_2$ (les deux particules ont alors la même vitesse de chute, et l'une ne peut « tomber » sur l'autre). Il est possible de considérer en première approximation que le coefficient de coagulation total est obtenu en faisant la somme des deux : $K^{BG} = K^B + K^G$. Dans la pratique cette égalité est fautive et *Simons et al.* (1986) (repris et amélioré par *Sajo*, 2008, 2010) ont permis d'établir une représentation exacte du coefficient résultant des deux coagulations pour toute combinaison de rayons d'aérosol par l'intégration de l'équation de diffusion avec la vitesse (de chute) relative des particules prise en compte. Il est possible d'avoir jusqu'à $K_{max}^{BG} = 1,25(K^B + K^G)$. Par exemple, une large particule qui collecte des petites particules dans sa chute induit un gradient supplémentaire de ces petites particules, et donc un flux supplémentaire; ce flux diffusif s'ajoute à l'apport de petites particules par simple agitation brownienne. L'ordre de grandeur de K^{BG} n'est cependant pas pour autant modifié, et cette importante considération prévaut lorsque les processus de coagulation sont dominants. Nous nous contenterons pour nos estimations de procéder à une simple sommation des deux coefficients.

A ce stade il n'est possible de déterminer des temps caractéristiques d'évolution pour une particule donnée de rayon r_i qu'en connaissant la distribution d'aérosols avec laquelle elle cohabite. En effet l'équation III.10 montre que les coefficients de coagulation multiplient des concentrations (par case de rayon) qui doivent être connues. En pratique nous évaluerons l'importance éventuelle de la coagulation dans la croissance des cristaux de CO_2 mésosphériques une fois les concentrations au sein des nuages connues³. Aux altitudes d'intérêt la coagulation gravitationnelle rivalise avec la coagulation brownienne du fait de grandes vitesses de sédimentation et d'une faible agitation thermique. D'une façon générale, quel que soit le processus de coagulation considéré, les coefficients K sont $< 10^{-10} \text{ m}^3 \text{ s}^{-1}$. Par exemple, en imaginant une population monomodale de $\sim 1 \mu\text{m}$ avec une concentration de $N_1 = 10^6 \text{ m}^{-3}$, le temps caractéristique de coagulation serait, à l'altitude de $\sim 80 \text{ km}$, $\tau_{coa} \sim 1/(K^B N_1) \sim 1/(10^{-14} N_1) \sim 10^8 \text{ s}$ soit environ mille jours. Imaginons que des particules de tailles inférieures cohabitent avec ces particules de $1 \mu\text{m}$, le processus de coagulation préférentiel sera gravitationnel avec au maximum $K \sim 10^{-10} \text{ m}^3 \text{ s}^{-1}$. Pour des concentrations de l'ordre de 10^6 m^{-3} les temps caractéristiques seront de l'ordre de 10^4 s , soit trois heures. Nous reviendrons sur quelques ordres de grandeur de temps en section IV.E, après les simulations du chapitre suivant.

III.D Initialisations et utilisation du modèle

III.D.1 Choix de la distribution de poussière

Nous allons illustrer l'équilibre qui se crée entre sédimentation et diffusion turbulente. Pour cela nous travaillons avec la grille de rayon présentée en section III.A. Il reste à choisir une distribution de taille pour la poussière. Comme évoqué au chapitre I (section I.C.2), une distribution unimodale n'est pas représentative de la poussière atmosphérique martienne (*Montmessin et al.*, 2002; *Rannou et al.*, 2006; *Montmessin et al.*, 2006b), cependant, afin d'illustrer simplement le comportement de la poussière dans notre modèle, nous nous focaliserons sur une distribution unimodale. En outre nous choisissons une distribution de type log-normale bien que la plupart des études citées au chapitre

3. Bien qu'ils s'agissent de gammes de températures différentes, notons que *Rapp and Thomas* (2006) qui étudient les PMCs à l'aide d'un modèle 1D ne notent pas de variation significative de la distribution des cristaux d'eau du fait de la coagulation brownienne. Ces nuages ne mettent toutefois en jeu que des tailles de particules inférieures strictement à 100 nm (typiquement : $\sim 20\text{-}50 \text{ nm}$). Une variation n'existe que dans la queue de distribution, pour les particules inférieures à $\sim 4 \text{ nm}$ qui coagulent efficacement, et pour des concentrations supérieures à 10^6 m^{-3} . Cette observation est cohérente avec le fait que le coefficient K^B que nous avons évalué est le plus élevé pour les plus petites valeurs de r_1 et r_2 (Figure III.9). La coagulation brownienne aurait sans doute bien lieu (à une échelle inférieure à la journée – à défaut d'autre indication par les auteurs) mais serait quantitativement négligeable dans la formation des nuages mésosphériques terrestres.

I aient opté pour des distributions de type gamma modifiée (à part *Pollack et al.*, 1995, qui ont choisi une distribution log-normale). En effet la coagulation brownienne conduit à l'appauvrissement significatif des particules de tailles $\leq 50 - 100$ nm, si bien qu'une distribution de type gamma-modifiée (*Clancy et al.*, 1995) se retrouve après une dizaine de jours plus proche d'une forme de type log-normale, les plus petites particules ayant coagulées avec les plus grandes (*Montmessin et al.*, 2002). Une distribution log-normale apparaît ainsi plus représentative d'une situation moyenne ou asymptotique (d'autant que nous n'incluons pas la coagulation brownienne dans notre modèle). Nous la choisissons donc pour éviter une sur-représentation des poussières plus petites que 100 nm.

Dans une telle distribution, la densité de particules par bin de rayon dr s'écrit :

$$\frac{dN}{dr} = n_{log}(r) = \frac{N_a}{\sqrt{2\pi}\sigma_{log}r} \exp \left[-\frac{(\ln r - \ln r_0)^2}{2\sigma_{log}^2} \right], \quad (\text{III.13})$$

où N_a est la concentration totale de poussières en m^{-3} (constante), r_0 est le rayon médian, et σ_{log} est la déviation standard logarithmique de la distribution, c'est à dire de $\ln r$. Pour une distribution lognormale, le mode de la distribution r_m , son rayon effectif r_{eff} et son écart-type ν_{eff} s'expriment de la façon suivante :

$$r_m = r_0 \exp -\sigma_{log}^2 \quad (\text{III.14})$$

$$r_{\text{eff}} = r_0 \exp \frac{5\sigma_{log}^2}{2} \quad (\text{III.15})$$

$$\nu_{\text{eff}} = \exp \sigma_{log}^2 - 1 \quad (\text{III.16})$$

$$(\text{III.17})$$

Pour une case de rayon délimitée par les rayons rb_i et rb_{i+1} , la quantité N_i de poussières s'exprime de la façon suivante :

$$N_i = \int_{rb_i}^{rb_{i+1}} n(r)dr = \int_{rb_{i+1}}^{+\infty} n(r)dr - \int_{rb_i}^{+\infty} n(r)dr = \frac{N_a}{2} \left[\text{erf} \left(\frac{\ln \left(\frac{rb_{i+1}}{r_0} \right)}{\sqrt{2}\sigma_{log}} \right) - \text{erf} \left(\frac{\ln \left(\frac{rb_i}{r_0} \right)}{\sqrt{2}\sigma_{log}} \right) \right], \quad (\text{III.18})$$

où *erf* est la fonction erreur canonique.

On rappelle que le rayon effectif et la variance effective de la distribution se calcule de la façon suivante pour une population $n(r)$ donnée :

$$r_{\text{eff}} = \frac{\int_{r_1}^{r_2} n(r)r^3 dr}{\int_{r_1}^{r_2} n(r)r^2 dr} \quad (\text{III.19})$$

$$\nu_{\text{eff}} = \frac{\int_{r_1}^{r_2} (r - r_{\text{eff}})^2 n(r)r^2 dr}{r_{\text{eff}}^2 \int_{r_1}^{r_2} n(r)r^2 dr} \quad (\text{III.20})$$

La Figure III.10 montre deux exemples de distributions log-normales de rayon effectif r_{eff} et illustre l'écart entre mode r_m et le rayon effectif r_{eff} (fixé à 1 μm) pour deux variances de distribution ($\nu_{\text{eff}}=0.5$ et $\nu_{\text{eff}}=0.1$). Nous utilisons la première distribution comme état initial afin d'obtenir des profils de poussières à l'équilibre sédimentation/diffusion turbulente.

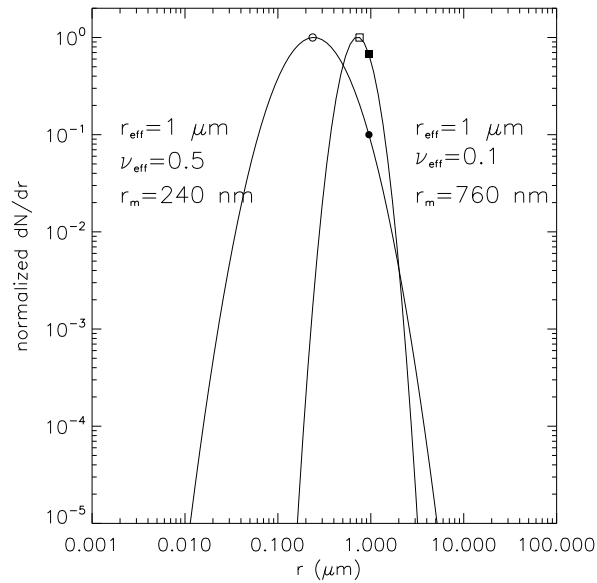


FIGURE III.10 – Une simple illustration de l'écart entre mode (symbole creux) et rayon effectif (symbole plein) de distributions log-normales

III.D.2 Obtention de profils de poussières à l'équilibre

D'une façon générale le comportement des profils verticaux de poussières peut facilement s'écarter de celui d'un profil contraint par l'équilibre entre sédimentation et transport k_d -diffusion (ou diffusion turbulente), comme nous l'avons vu dans le chapitre d'introduction présentant une description de la poussière martienne, bien différente d'une simple décroissance des concentrations avec l'altitude. Cet équilibre, originellement défini sur Mars par *Conrath* (1975), ne peut rendre compte de la dynamique atmosphérique 3D et encore moins des structures en panaches de poussières. Néanmoins, dans le cadre d'un modèle 1D où la dynamique atmosphérique est rendue par la seule diffusion turbulente l'utilisation de profils stabilisés permet de définir des scénarios moyens. Nous aurons besoins de tels profils moyens pour étudier la formation des nuages de CO_2 .

Quatre scénarios sont envisagés : $k_d = 10, 100, 1000, 5000 \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$. Le dépôt des poussières est empêché à la surface, si bien que l'ensemble de la quantité initiale est conservée. Les temps de mise à l'équilibre sont de l'ordre de la dizaine de sols pour $k_d=1000 \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$, de la centaine de sol pour $k_d=100 \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$ et d'une durée supérieure à l'année pour $k_d=10 \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$. Les concentrations des poussières sont alors stabilisées à chaque altitude (Figure III.11).

La Figure III.12 montre des profils de poussières (kg de poussières / kg d'air) à l'équilibre « de Conrath » obtenu à partir d'une même distribution prescrite initialement à chaque altitude du modèle ($r_{\text{eff}}=1 \mu\text{m}$, $\nu_{\text{eff}}=0.5$ et $N_a = 10^9 \text{ m}^{-3}$). Un grand coefficient de diffusion turbulente permet un maintien de la poussière à plus haute altitude et une stabilisation plus rapide. Des profils issus de la nouvelle version de la Mars Climate Database (*Millour et al.*, 2012)⁴ sont tracés également (en rouge) pour comparer nos profils aux différents contenus en poussières, pour différents endroits et époques relatifs aux observations de nuages de CO_2 (autour de l'équateur et en début d'année, jusqu'à $L_s=135^\circ$ date d'observation des nuages SPICAM). Deux profils de scénarios de tempêtes de

4. La Mars Climate Database est une base de données climatiques martiennes construite à partir de simulations GCM (*Forget et al.*, 1999; *Lewis et al.*, 1999). Pour la nouvelle version de la MCD voir *Millour et al.* (2012).

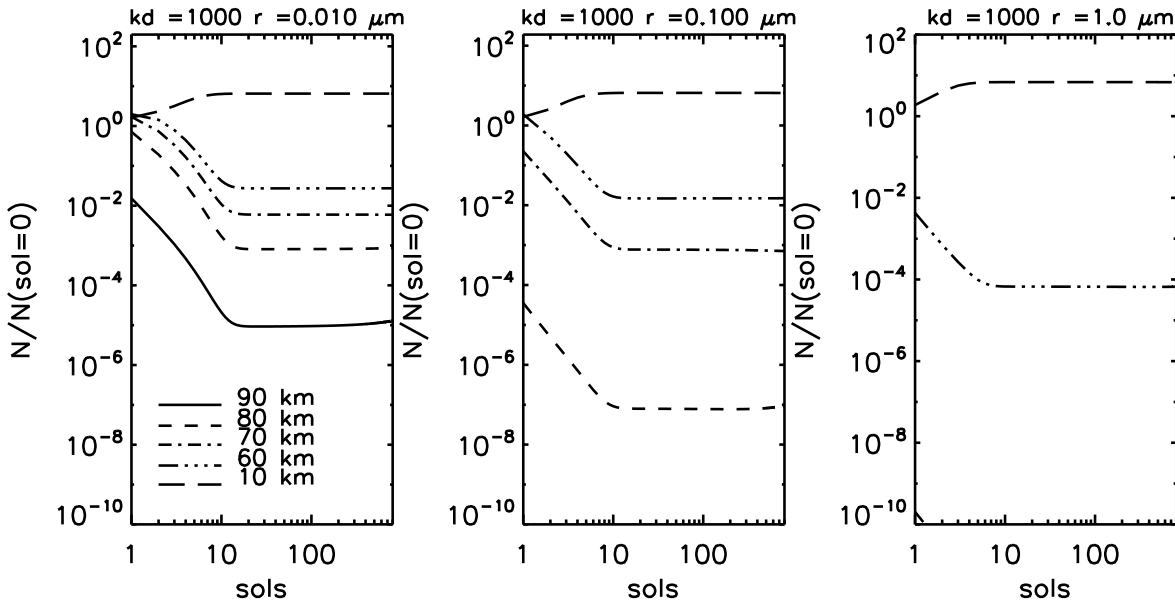


FIGURE III.11 – Concentrations N de poussières normalisées à 0 sol, en fonction du temps (en sols), dans trois cas de rayon (de gauche à droite : 10 nm, 100 nm et 1 μm), à différentes altitudes. (Note : le temps commence à la fin du premier sol.)

poussières de la MCD (en vert) sont également indiqués, pour comparaison aux conditions moyennes. Une implémentation directe des profils de la MCD en entrée du modèle n'aurait pas permis de travailler avec des scénarios à l'équilibre et de pouvoir simplement jouer sur le coefficient de diffusion k_d ou sur la quantité de poussière. Procéder ainsi permet d'être plus flexible sur les choix de profils de poussières, sans pour autant dévier d'un comportement réaliste.

Focalisons-nous maintenant sur la gamme d'altitude supérieure à ~ 65 km correspondant à des pressions inférieures à 0,1 Pa. Les nuages que nous étudierons au chapitre IV se forment au dessus de ce niveau de pression, c'est donc sur cette gamme d'altitude que nous souhaitons avoir des contraintes crédibles en terme de rapport de mélange de la poussière. On constate que l'ensemble des profils modélisés se distribue entre les profils de poussières obtenus à $k_d = 100$ et $1000 \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$, indiquant que ces deux valeurs constituent de bonnes limites inférieures et supérieures pour des profils représentatifs de conditions moyennes, dans la mésosphère. Ceci est cohérent avec le fait que les valeurs de k_d de $100 \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$ et de $1000 \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$ soient les ordres de grandeur caractéristiques de la basse mésosphère (et troposphère) et de la mésosphère dans son ensemble, respectivement. Ainsi lorsque nous parlons de profils moyens nous faisons références aux cas $k_d = 100$ et $1000 \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$. Raisonner sur le profil obtenu pour $k_d = 1000 \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$ donne une limite supérieure de ce qui peut être raisonnablement attendu en condition moyenne pour les concentrations en poussières de l'atmosphère. Nous raisonnerons essentiellement avec cette valeur de k_d pour la formation des nuages de CO₂ dans les sections suivantes.

Les profils verticaux du rayon effectif des poussières est indiqué par la Figure III.13, et la Figure III.14 indique les profils de variance des poussières. Le rayon effectif décroît lentement avec l'altitude, ainsi que la variance de la distribution, jusqu'à ce que seules les plus petites particules finissent par subsister, le rayon effectif décroissant de moins en moins vite (la population changeant peu), la variance diminuant alors très rapidement. Nous retrouvons les valeurs initiales de $r_{\text{eff}} \sim 1 \mu\text{m}$ et $\nu_{\text{eff}} \sim 0,5$ au niveau du sol, qui sont à la surface des valeurs moyennes réalistes pour la poussière

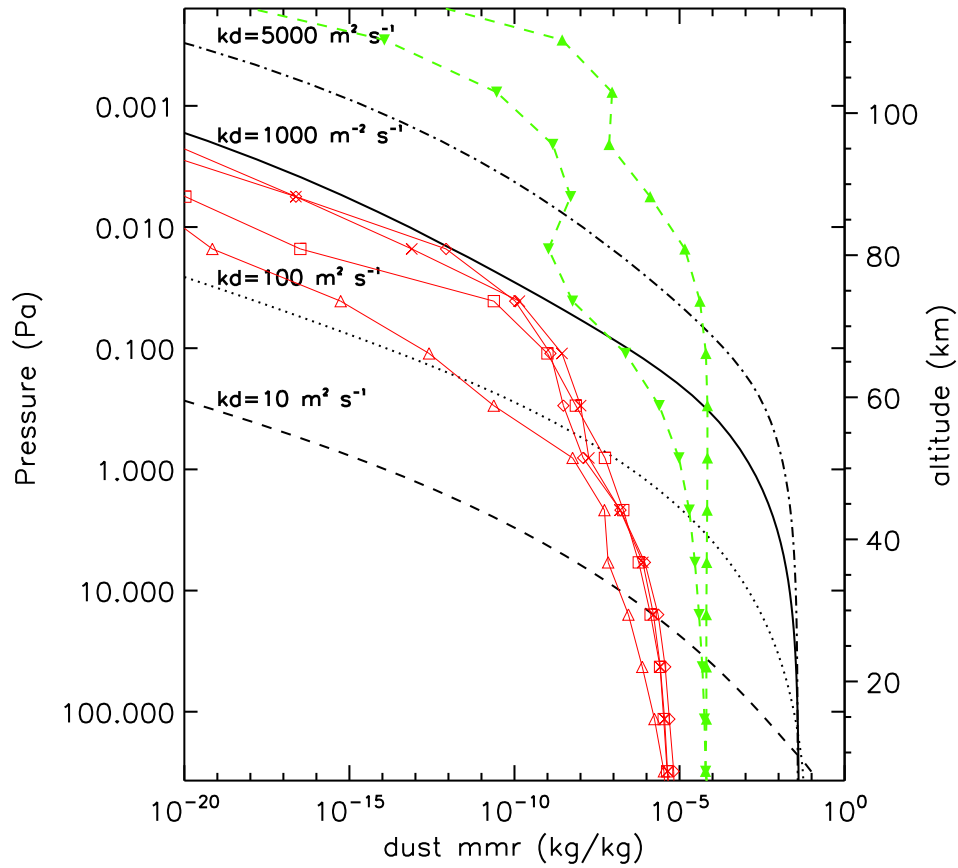


FIGURE III.12 – Profils verticaux de poussières (kg de poussières / kg d'air) obtenus pour quatre valeurs de k_d distinctes : 10, 100, 1000, 5000 $\text{m}^2 \text{s}^{-1}$. En symboles et trait continu (rouge) des profils de la MCD choisis pendant la période d'observation de nuages de CO_2 : losange [$L_s=0^\circ$; $LT=16\text{h}$; $Lat=0^\circ$, $Long=0^\circ$], triangle [$L_s=45^\circ$; $LT=16\text{h}$; $Lat=0^\circ$, $Long=0^\circ$], carré [$L_s=135^\circ$; $LT=01\text{h}$; $Lat=-15^\circ$, $Long=0^\circ$], croix [$L_s=135^\circ$; $LT=16\text{h}$; $Lat=0^\circ$, $Long=0^\circ$]. En triangles et tirets (verts) deux profils MCD types de tempêtes : orientés bas [$L_s=359^\circ$; $LT=16\text{h}$; $Lat=0^\circ$, $Long=0^\circ$], orientés haut [$L_s=270^\circ$; $LT=16\text{h}$; $Lat=0^\circ$, $Long=0^\circ$]

martienne. Pour le profil relatif à $k_d = 1000 \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$ la variance diminue jusqu'à 0,1 à 100 km d'altitude. Entre $\nu_{\text{eff}}=0,1$ en altitude et $\nu_{\text{eff}}=0,5$ à la surface, nous nous situons ainsi dans des plages de valeurs communément admises. Le rayon effectif de la poussière est de 200 nm à 60 km d'altitude, de 100 nm à 70 km, de 40 nm à 80 km et de 20 nm à 90 km. Des valeurs de l'ordre de la centaine de nanomètres vers 60 km est tout à fait plausible compte-tenu de ce qui a été dit dans le chapitre d'introduction concernant les poussières. Par ailleurs, les distributions de rayons à 60, 70, 80, 90, et 100 km pour $k_d = 1000 \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$ sont telles que représentées sur la Figure III.15.

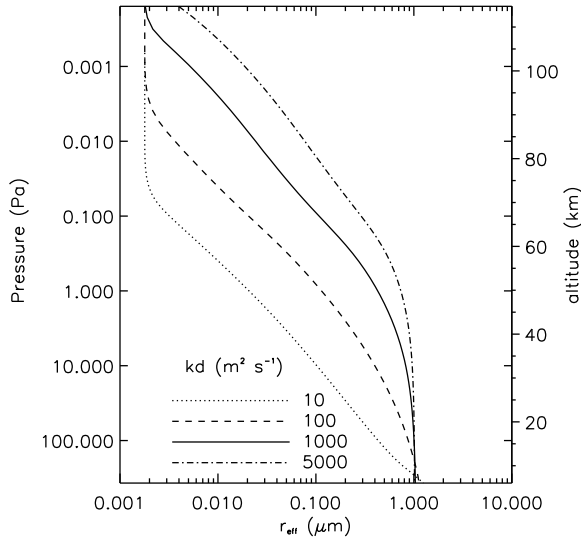


FIGURE III.13 – Profils verticaux du rayon effectif de la poussière pour les différents scénarios de mélange turbulent.

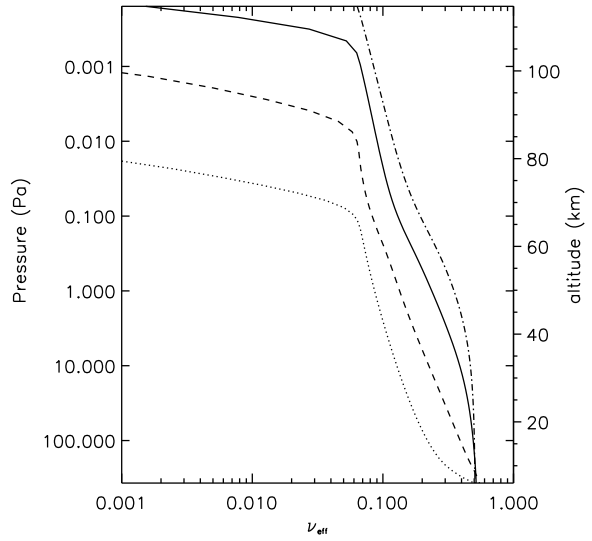


FIGURE III.14 – Profils verticaux de la variance de la poussière pour les différents scénarios de mélange turbulent.

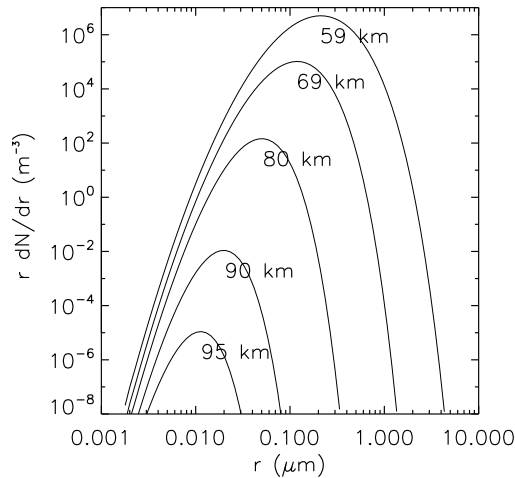


FIGURE III.15 – Distributions à l'équilibre des rayons pour différentes altitudes obtenues avec $kd=1000 \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$.

III.D.3 Le traitement numérique de la condensation en gaz-trace

Nous avons conservé le coeur du modèle de microphysique 1D utilisé pour les nuages de glace d'eau (Montmessin, 2002; Montmessin et al., 2004). Lorsque l'on considère un gaz à l'état de trace ($x_v \ll 1$), sa condensation n'affecte pas les niveaux de pression et la masse de chaque couche du modèle peut être considérée comme constante. En notant m_v la masse de vapeur dans une couche, et $m_{a,0}$ (m_a) la masse de la couche d'air avant (pendant) condensation, on peut écrire $m_a = m_{a,0} \pm dm_a$. La masse m_a peut être considérée comme constante tant que $|dm_v| = |dm_a| \ll m_{a,0}$, dm_v étant la variation de la masse de vapeur due à la condensation/évaporation. De même, en raisonnant sur le

rapport de mélange massique de la vapeur q_v (kg/kg), on a $dq_v \sim dm_v/m_{a,0}$, tel que $|dm_v| \ll m_{a,0}$ est équivalent à $|dq_v| \ll 1$.

Pour les nuages mésosphériques de CO₂ modélisés dans ce chapitre ainsi qu'au chapitre IV nous ne tenons pas compte d'une variation possible des niveaux de pression induite par le changement de la masse atmosphérique dû à la condensation. En effet dans la plupart de nos simulations les quantités de glace de CO₂ formées se sont avérées suffisamment faibles pour pouvoir traiter la condensation de la vapeur majoritaire comme celle d'un gaz-trace, et ce malgré les grandes sursaturations étudiées. Cette approche ne pourrait pas s'appliquer aux nuages polaires dans la troposphère car les temps de condensation sont bien plus brefs du fait de processus de transport (diffusion et conduction de chaleur) bien plus efficaces qu'à haute altitude. Ainsi nous avons pu mener des simulations de nuages mésosphériques de CO₂ tout en conservant l'approche de type gaz-trace, et en définissant une limite de validité du modèle.

Réécrivons dq_v dans le cas de la condensation d'une vapeur majoritaire :

$$dq_v = d[m_v/m_a] \quad (\text{III.21})$$

$$dq_v = \frac{1}{m_v} dm_v - \frac{m_v}{m_a^2} dm_a \quad (\text{III.22})$$

$$\text{ainsi :} \quad (\text{III.23})$$

$$dq_v \sim \frac{dm_v}{m_{a,0}} (1 - q_{v,0}) \quad (\text{III.24})$$

$$(\text{III.25})$$

où $q_{v,0} = m_{v,0}/m_{a,0}$ est le rapport de mélange massique moyen.

$$\text{Ainsi : } \frac{|dm_v|}{m_{a,0}} \ll 1 \iff \frac{|dq_v|}{1 - q_{v,0}} \ll 1$$

Pour le CO₂, $q_{v,0} \sim 0.97$ kg/kg, et $|dm_v|/m_a \ll 1$ est équivalent à $(30 \times dq_v) \ll 1$. En choisissant $\lesssim 1\%$ comme condition équivalente à $\ll 1$, alors nous avons que la condition sur dq_v est :

$$|dq_v| = |dq_{\text{ice}}| \lesssim |dq_{\text{ice,lim}}| = 3 \cdot 10^{-4}, \quad (\text{III.26})$$

avec dq_{ice} le rapport de mélange de la glace. Nous conserverons cette contrainte sur l'amplitude de variation du rapport de mélange de la glace de CO₂ formée.

III.E Condensation du CO₂ à l'aide de « poches froides » idéalisées

Nous ferons souvent référence aux nuages dits « de nuit » pour désigner les nuages mésosphériques de plus haute altitude ($p < 0.01$ Pa soit $z \geq 90$ km), par référence aux observations de SPICAM en occultations stellaires. De même les nuages dits « de jour » désignent les nuages mésosphériques de plus basse altitude ($p > 0.02$ Pa, $z \leq 80$ km), par référence aux observations des spectro-imageurs OMEGA et CRISM.

III.E.1 Températures et condensation du CO₂

Les températures du LMD-GCM (*Forget et al.*, 1999) ne permettent pas de descendre en dessous du point de condensation du CO₂ car le modèle est forcé de condenser l'excès de vapeur par rapport à l'équilibre dès que $T = T_{\text{cond}}$. Il en est de même pour la Mars Climate Database (MCD) dont

sont extraits les profils de température utilisés dans ce chapitre. En outre le modèle n'atteint pas le point de condensation aux endroits d'observation des nuages de CO₂ diurnes (autour de l'équateur). Ainsi les profils de la MCD que nous utilisons ne permettent pas de former des nuages de CO₂ et encore moins d'atteindre les rapports de saturations mesurés dans la mésosphère martienne. Une possibilité est de forcer les températures à descendre sous le point de condensation en créant des « poches froides » localisées en altitude. Cette première approche a été utilisée pour faire les premiers tests et observations de la condensation au cours de la thèse avec le modèle 1D. Ces poches froides ne sont pas tributaires de la dynamique atmosphérique. La deuxième approche, plus réaliste, et que nous utilisons au chapitre IV, consiste par contre en l'utilisation de profils de températures perturbés par la propagation d'ondes de gravité (alors responsables des poches froides), et obtenus en sortie d'un modèle méso-échelle tridimensionnel.

Les poches froides idéalisées sont créées selon une paramétrisation gaussienne. Nous utilisons ainsi un profil de température composé d'un profil type de la MCD, noté T_{MCD} (au point de latitude et longitude zéro) et une perturbation $\delta T(t, z)$, avec t le temps, et z l'altitude.

Ainsi, $T(t, z) = T_{MCD} - \delta T(t, z)$ avec :

$$\delta T = T_M \exp \left[-(t - t_c)^2 / 2\sigma_t^2 \right] \exp \left[-(z - z_c)^2 / 2\sigma_z^2 \right], \quad (\text{III.27})$$

où z_c et t_c définissent respectivement une altitude et un temps correspondant au pic (spatial et temporel) de la poche froide. σ_t et σ_z caractérisent le temps de vie de la poche froide et l'extension verticale de celle-ci. Nous fixons le profil moyen T_{MCD} afin de ne considérer que les fluctuations de températures dues à la poche froide. Cela permet d'avoir un meilleur contrôle sur la température. La Figure III.16 montre deux exemples de poches froides à un instant donné pour deux choix de T_{MCD} différents. Les heures de ces deux profils ont été choisies telles que l'on retrouve des minima de températures dus aux ondes de marée thermique, aux altitudes approximatives d'observation des nuages (cf. Figure I.40 du chapitre I).

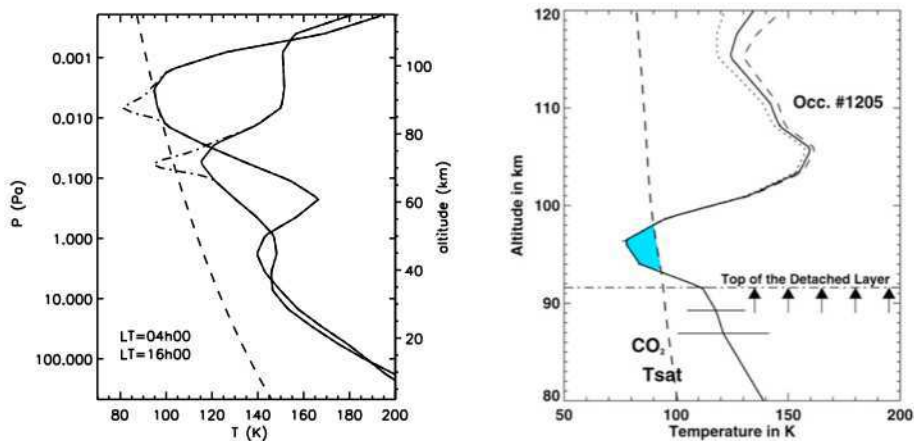


FIGURE III.16 – *A gauche : Exemples de poches froides gaussiennes ajoutées aux profils moyens de température de la MCD, au niveau de leur minima de températures respectifs. L'heure locale est indiquée. A droite : Exemples de poches froides détectée par SPICAM (Montmessin et al., 2006b) avec le sommet du nuage indiqué.*

III.E.2 Exemples de nuages

Nous présentons ici le suivi de différentes variables d'intérêt dans le cas d'un nuage de jour formé avec le profil T_{MCD} pris à 16h. Le coefficient de diffusion turbulente k_d est fixé à $1000 \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$. Si le profil de poussière utilisé traduit bien un état à l'équilibre (section III.D.2) du modèle 1D, par contre les nuages simulés ne sont pas issus d'un état de convergence du modèle (c'est à dire en sortie de plusieurs cycles ou jours du modèle). Les nuages de CO₂ étant considérés comme sporadiques et transitoires, comme le suggèrent les observations, ils sont formés le temps de la mise hors-équilibre par la création d'une poche d'air sursaturé. Nous étudions leur formation le temps de la perturbation de température. Nous verrons que l'évaporation du nuage survient en effet rapidement, quelques dizaines de minutes (tout au plus) après la disparition de la poche froide; nous insisterons davantage sur ce point dans le chapitre suivant. Pour former ces premiers nuages nous conservons le paramètre de contact $m = 0,95$ (*Glandorf et al.*, 2002). Des variations simultanées de la poussière (kg/kg), de la glace de CO₂, du rapport de saturation, et de la vapeur de CO₂ (en terme d'écart à la valeur initiale) sont indiquées sur la Figure III.17 pour un nuage formé avec une poche froide de courte durée ($\sigma_t = 0,2\text{h}$). Le temps indiqué correspond au temps écoulé (en heures).

Le rapport de saturation dépassant la valeur unité (Figure III.17 A), et créant la poche froide, on observe alors la diminution concomitante de la quantité de vapeur (B) et l'augmentation de la quantité de glace (D). Le rapport de masse de la poussière diminue (C), les poussières étant activés en noyau. Le maximum du rapport de mélange de glace est atteint dans la poche de sursaturation.

Après l'évaporation du nuage, la vapeur regagne l'équilibre du fait du mélange atmosphérique (Figure III.17 B). D'autre part un effet de la sédimentation s'observe Figure III.18 (B) avec un décalage entre l'altitude où la poche froide s'est formée et l'altitude du nuage descendant jusqu'à 0,1 Pa. La concentration de noyaux y est proche du maximum observé au cours de la formation du nuage ($\sim 2 \cdot 10^3 \text{ m}^{-3}$). Le rayon effectif atteint sa valeur maximale à l'altitude de la poche froide et décroît rapidement en dessous (Figure III.18 C). Le rayon effectif est maximal au bout du temps $t=1,5 \text{ h}$ avec une valeur de $\sim 0,9 \mu\text{m}$. La signature de la formation du nuage s'observe aussi dans le rayon effectif de la poussière (Figure III.18 D) qui diminue de plus d'un ordre de grandeur du fait de l'appauvrissement en particules de plus grandes tailles, qui servent de noyaux.

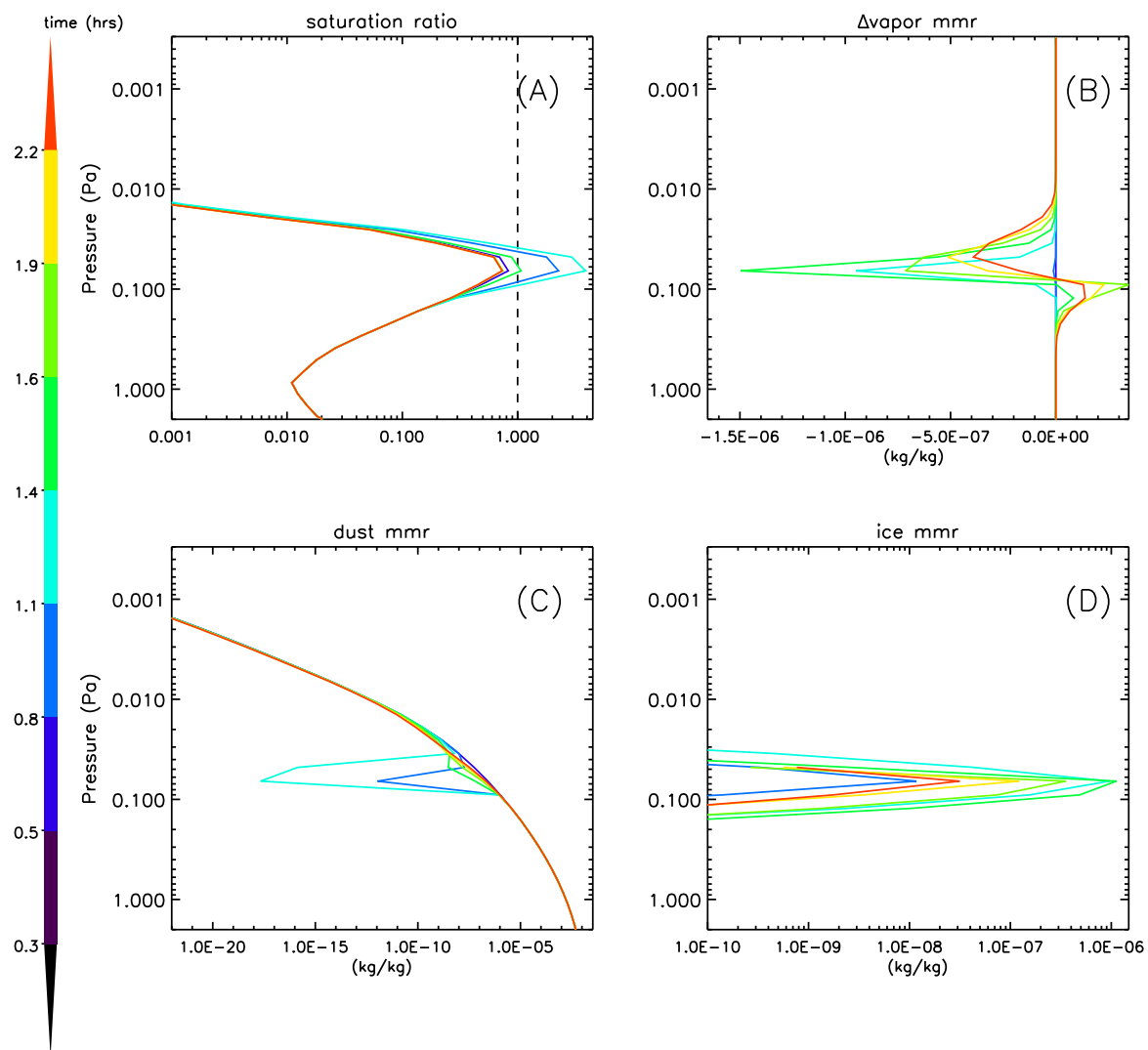


FIGURE III.17 – Formation d'un nuage de jour avec une poche froide idéalisée de $\sigma_t=0,2$ h et $S_{max} = 5$. Profils verticaux toutes les 1000 s du rapport de saturation (A), de la variation du rapport de mélange de la vapeur (B) (soit $q_v - q_{v,0}$ où $q_{v,0} \sim 0,97$), du rapport de mélange massique de la poussière en kg/kg (C) et rapport de mélange de la glace en kg/kg (D).

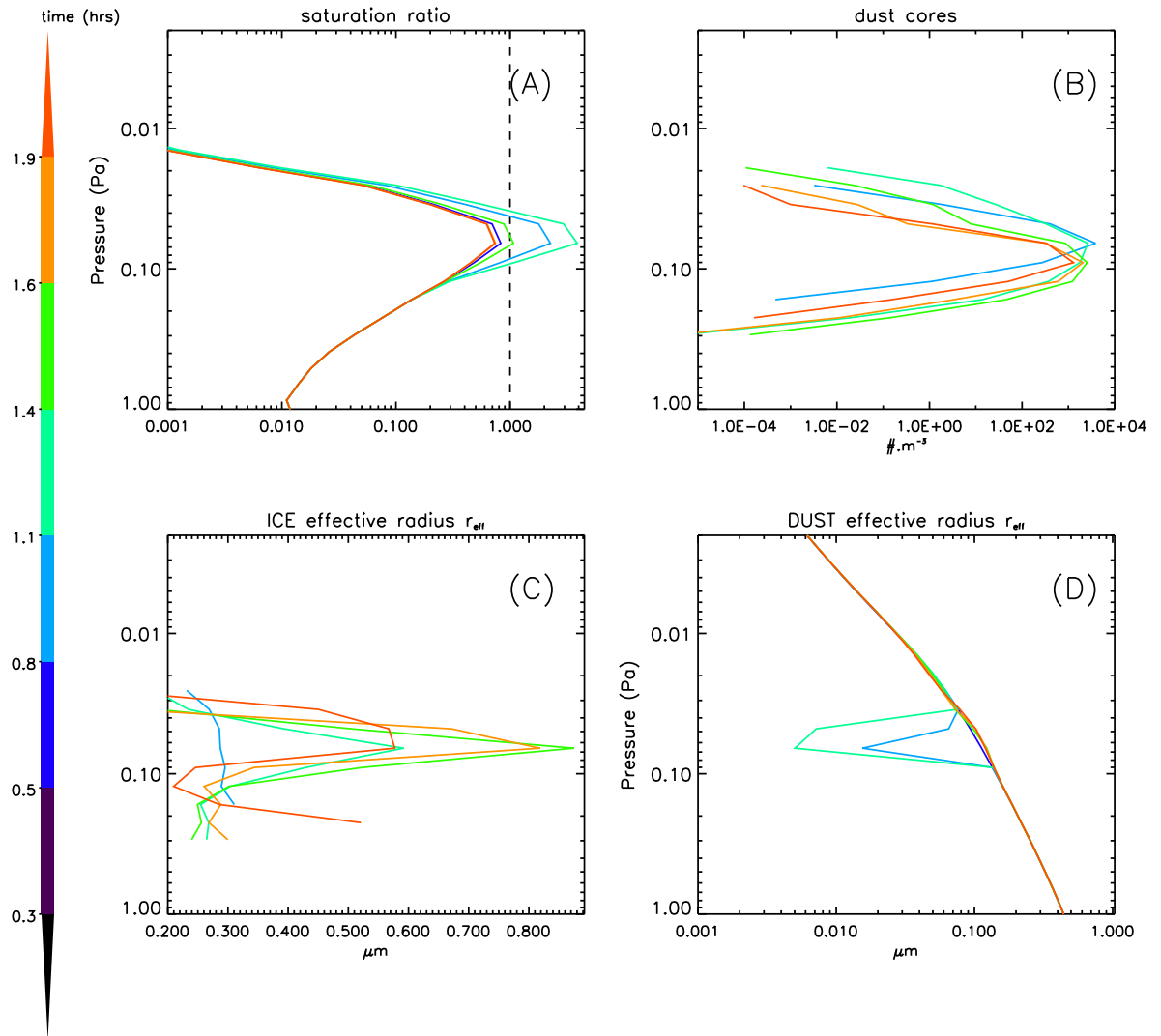


FIGURE III.18 – Variables relatives au nuage de jour de la Figure III.17. Rapport de saturation (A), concentration de noyaux en m^{-3} (B), rayon effectif des cristaux (C), et rayon effectif de la poussière (D).

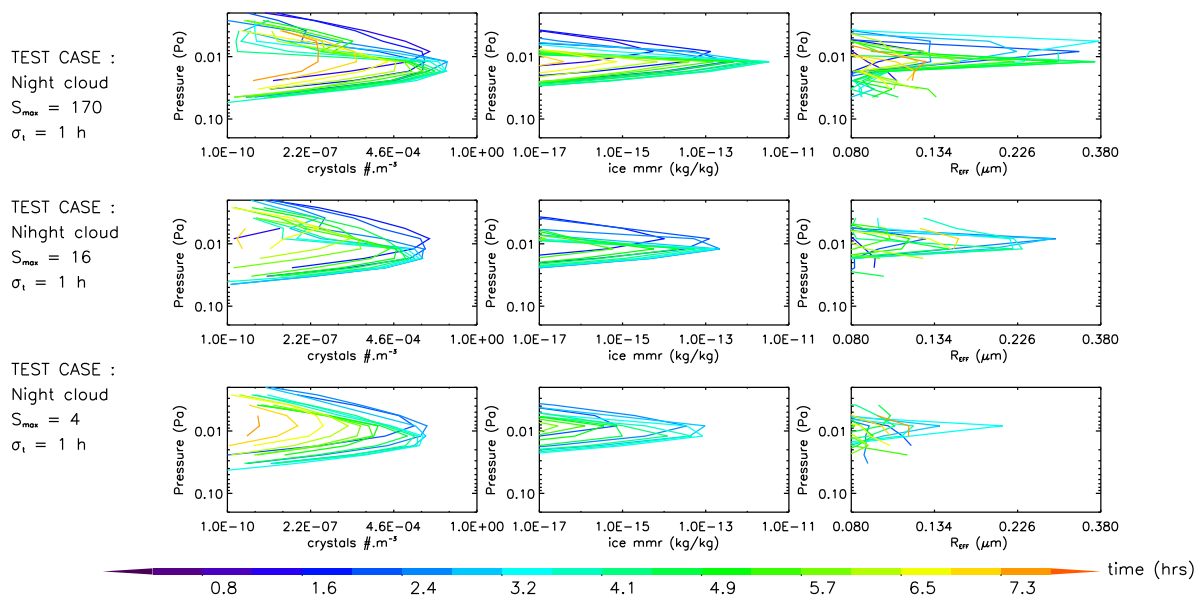


FIGURE III.19 – Nuages de nuit. Profils verticaux des noyaux, du rapport de mélange de la glace, et du rayon effectif des cristaux (de gauche à droite), pour des rapports de saturation S_{max} croissants (4, 16 et 170, de bas en haut). Les profils sont tracés pour des concentrations de noyaux supérieures ou égales à 10^{-10} m^{-3} . Le temps écoulé est indiqué en heures.

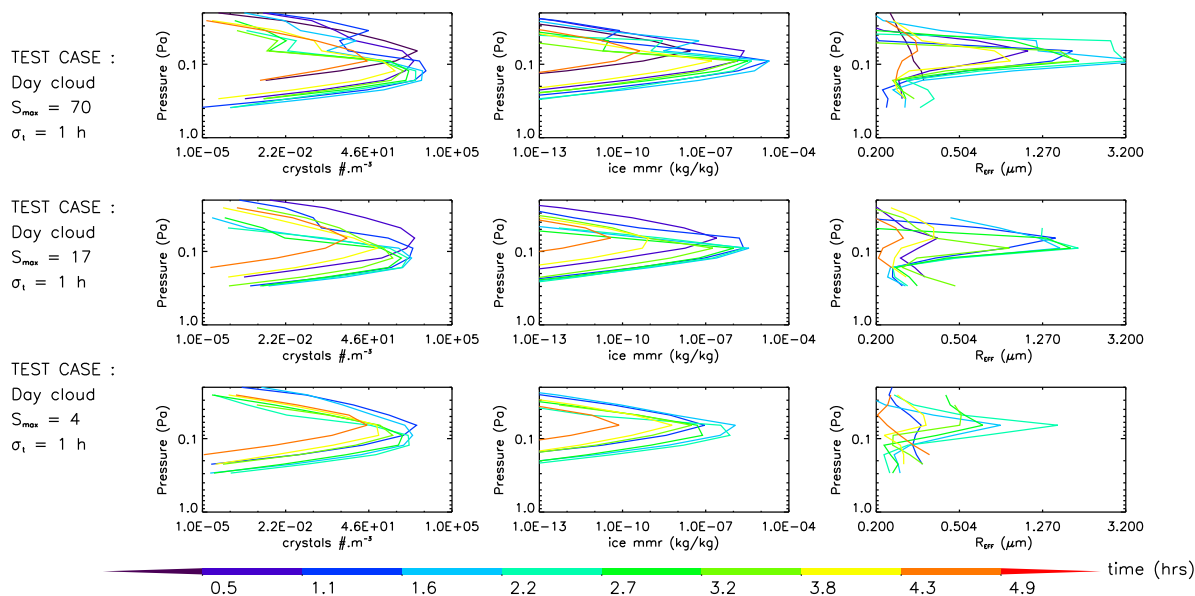


FIGURE III.20 – Nuages de jour. Profils verticaux des noyaux, du rapport de mélange de la glace, et du rayon effectif des cristaux (de gauche à droite), pour des rapports de saturation S_{max} croissants (4, 17 et 70, de bas en haut). Les profils sont tracés pour des concentrations de noyaux supérieures ou égales à 10^{-5} m^{-3} . Le temps écoulé est indiqué en heures.

Les Figures III.19 et III.20 montrent respectivement pour des nuages de nuit et de jour, des exemples de profils de concentrations de noyaux (colonne de gauche), de rapport de mélange de glace (colonne du milieu) et du rayon effectif des cristaux (colonne de droite) pour plusieurs niveaux de sursaturations maximales (pilotées par T_M) et pour une durée de poche froide fixée à $\sigma_t = 1$ h. Dans le cas des poches froides de plus grande amplitude (de plus grande sursaturation), l'activation de noyau et la croissance de cristaux commence plus tôt car de grandes sursaturations ($S_{max} > 10$) sont atteintes plus vite par rapport au cas où $S_{max} = 4$. D'une façon générale le nombre de noyaux est en ordre de grandeur bien supérieur à basse altitude (10^3 - 10^4 m⁻³) qu'à haut altitude (10^{-2} - 10^{-1} m⁻³) du fait d'une plus grande abondance de poussières. La plus grande quantité de glace formée à plus basse altitude est due à des processus de diffusion plus efficace (nombre de Knudsen plus petit). Les rayons effectifs des cristaux formés sont alors plus grands. Les maxima de rayon effectif des cristaux sont de l'ordre du micromètre pour les nuages de jour, contre quelques dixièmes de micromètres pour les nuages de nuit ce qui est cohérent avec les observations OMEGA/CRISM de jour et SPICAM de nuit. La section suivante propose un aperçu global des simulations de tels nuages à partir de poches froides idéalisées.

III.E.3 Rayons des cristaux, concentration des noyaux et sursaturations : tendances

Nous nous intéressons ici à l'influence de la sursaturation et de l'altitude sur les rayons effectifs de cristaux, ainsi qu'à l'influence du paramètre de contact. Avec les tests de sensibilités ci-dessous, il s'agit essentiellement de mettre en évidence l'ordre de grandeur des rayons atteints avec le modèle, pour différentes sursaturations maximales (pilotées par le paramètre T_M), différentes durées de poches froides (paramètre σ_t), et aussi différents paramètres de contact m . Nous nous intéressons également aux concentrations maximales $c_{n,max}$ de poussières activées (les noyaux) durant la simulation. Le profil de poussière de référence est celui obtenu avec $k_d = 1000$ m² s⁻¹ (sauf indiqué autrement). Le profil d'après midi (16 h) est décalé de ~ 12 K par rapport à celui indiqué à la Figure III.16, pour coller au point de condensation à la manière du profil matinal, afin que le paramètre σ_t représente bien le temps passé en conditions de sursaturation.

Le rayon effectif moyen est défini ici comme la moyenne (spatiale et temporelle) des rayons effectifs évalués dans le « corps » du nuage, que l'on choisit arbitrairement comme étant l'endroit où la concentration de noyaux c_n se retrouve, au cours de la simulation, entre 10% $c_{n,max}$ et $c_{n,max}$. Le rayon effectif maximal est défini comme la valeur maximale du rayon effectif atteint à un moment donné dans le corps du nuage.

Trois paramètres de contact sont utilisés afin d'observer l'influence d'une variation de $\pm 5\%$ de $m = 0,95$ (soit $m = 0,91$ et $m = 0,99$), volontairement en dehors de l'intervalle d'erreurs sur la mesure estimé par *Glandorf et al.* (2002). Les rapports de saturation atteints ont été augmentés jusqu'à plusieurs centaines et les durées de poches froides de 15 minutes à quelques heures (2h30). Nous demeurons dans des intervalles de rapport de saturation tels que rapportés par les observations. Nous englobons ainsi des périodes temporelles d'ondes de gravité pouvant être attendues, quand bien même nous n'en reproduisons pas ici une évolution réaliste dans le temps (contrairement au chapitre suivant). En outre l'extension verticale des poches froides (~ 10 km) est de l'ordre de la période spatiale verticale typique pour de telles ondes. Il s'agit ici de dégager une vue d'ensemble des tailles de cristaux obtenus dans le modèle. Ainsi tous les processus influent sur ces résultats, transport vertical compris.

La Figure III.21 montre les plages de valeurs prises par le rayon effectif moyen en fonction du paramètre σ_t pour plusieurs amplitudes de poches froides désignées ici par le maximum du rapport de saturation atteint au pic de la poche. La partie haute de chaque figure est relative aux nuages de jour (de plus basse altitude), et de rayons plus grands. La partie basse caractérise les nuages de nuit

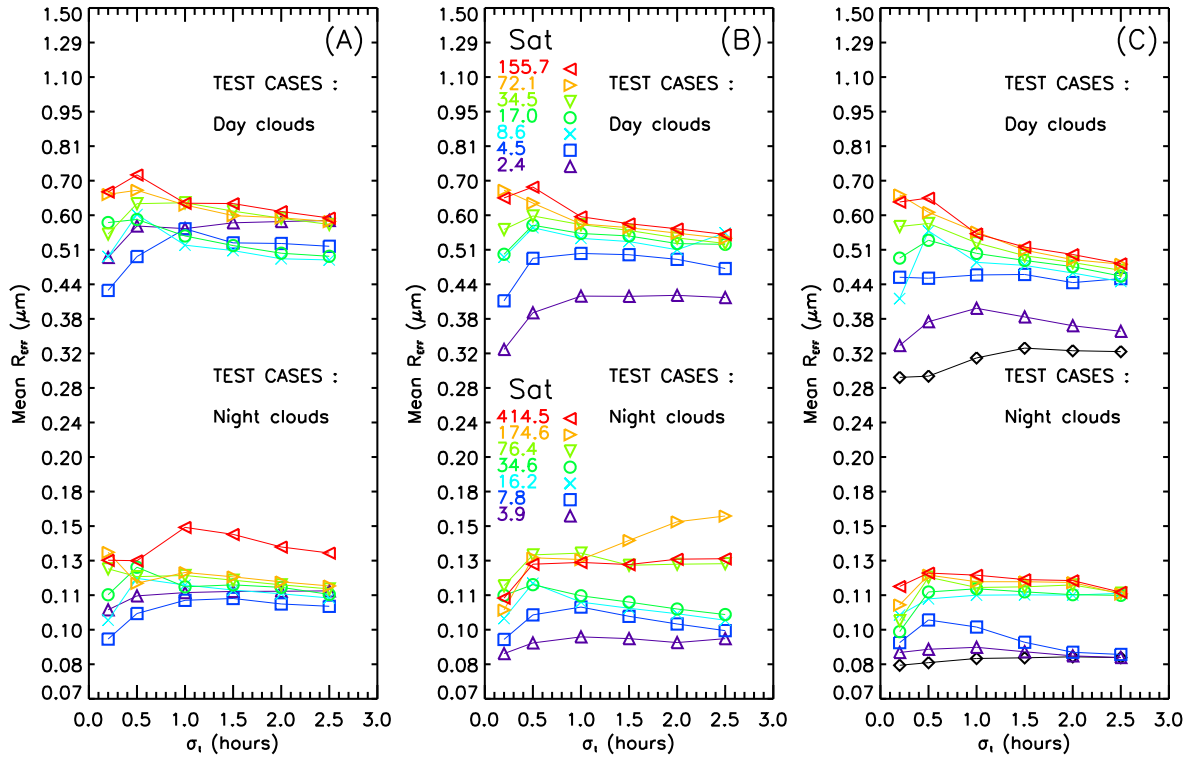


FIGURE III.21 – Rayon effectif moyen en fonction de la durée de la poche froide (σ_t) et pour plusieurs rapports de saturation maximaux (indexés sur la figure B). Les nuages de jour constituent la partie haute des graphes, et les nuages de nuit la partie basse. Trois paramètres de contact sont utilisés : $m = 0,91$ (A), $m = 0,952$ (B), et $m = 0,99$ (C).

(de plus haute altitude) et de plus petits rayons. Pour les nuages de nuit, $3 \cdot 10^{-14} < |dq_v| < 8 \cdot 10^{-12}$ et pour les nuages de jour, $2 \cdot 10^{-7} < |dq_v| < 5 \cdot 10^{-5}$, si bien que le critère du modèle en gaz-trace (équation III.26) est vérifié.

Les tailles obtenues sont en premier lieu déterminées par la gamme d'altitude où se forment les nuages. En second lieu, une sursaturation plus élevée conduit à un rayon effectif moyen plus grand, mais dans une plage de valeur assez bien déterminée :

- essentiellement entre 400 nm et 700 nm, de jour (parties hautes des graphes)
- essentiellement entre 90 nm et 150 nm, de nuit (parties basses des graphes)

Le temps passé sous le point de condensation (σ_t) a également une influence, moins évidente cependant. Dans le cas des nuages de jour de la Figure III.21(B), et pour σ_t prenant successivement les valeurs de 0,2h, 0,5h puis 1h une augmentation du rayon moyen est observée dans la plupart des cas, les cristaux ayant davantage de temps de croître. Passé ce délai le rayon demeure constant ou décroît. Il décroît d'autant plus tôt que la sursaturation maximale est élevée (et donc les rayons moyens obtenus plus grands) car alors, du fait de la sédimentation du nuage en des régions moins saturés ou sous-saturés (en dessous de la poche froide), le rayon moyen obtenu sera plus faible. Une augmentation du paramètre de contact induit essentiellement une plus grande dispersion des rayons moyens entre les différentes sursaturations, la différence essentielle jouant au niveau des plus faibles rapports de saturations. En effet un plus grand paramètre de contact est responsable d'un rapport de saturation critique plus bas, et donc d'une condensation démarrée plus tôt sur des

noyaux plus petits, abaissant globalement la moyenne du rayon effectif des poches froides de plus faibles amplitudes. Le rapport de saturation ($S=1,3$) inefficace pour $m = 0,91$ (Figure III.21-A) et $m = 0,95$ (Figure III.21-B) est suffisant pour activer des poussières en quantité suffisante avec $m = 0,99$ (Figure III.21-C).

Les concentrations maximales de noyaux correspondantes, $c_{n,max}$ sont indiquées pour les trois paramètres de contact sur la Figure III.22. De même que précédemment, la partie haute de chaque graphe concerne les nuages de jour avec de plus grandes populations activées, la partie basse des graphes (plus faibles concentrations) concerne les nuages de nuit. Décrivons plus en détail ce que l'on y voit.

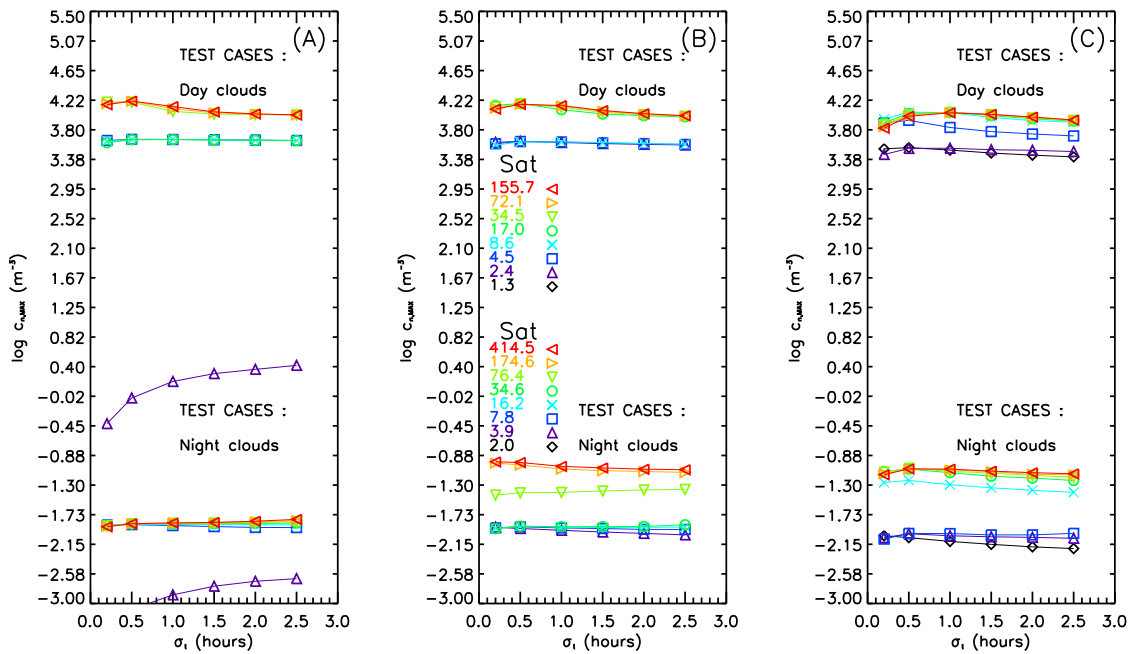


FIGURE III.22 – Concentration maximale de noyaux $c_{n,max}$ (échelle \log , m^{-3}) en fonction de la durée de la poche froide (σ_t) pour des nuages de jour (partie haute de chaque graphe), et de nuit (partie basse) et différentes amplitudes maximales de S (définies sur la Figure B). Trois paramètres de contact sont utilisés : $m = 0,91$ (A), $m = 0,952$ (B), et $m = 0,99$ (C). Voir le corps du texte pour description détaillée de la Figure.

D'une façon générale, pour les plus grandes sursaturations (en l'occurrence $S_{max} > 30$), $c_{n,max}$ ne dépend pas du paramètre de contact car alors ces grandes valeurs suffisent à activer tous les noyaux potentiels. Pour les rapports de saturation intermédiaires ($S_{max} = 4 - 17$), $c_{n,max}$ augmente avec S , faiblement cependant (facteur < 10), et pour les plus faibles des sursaturations ($S_{max} < 3$) un rapport de saturation croissant permet l'apparition d'une population de noyau inexistante autrement.

- Prenons par exemple les nuages de jour avec les trois valeurs $S_{max} = 34/72/155$ (symboles triangles orientés bas, gauche, droite) : la population activée est la même (courbes superposées) pour les trois paramètres de contact.
- Avec $S_{max} = 4,5$ (symboles carrés) : la population activée est la même pour $m = 0,91$ et $m = 0,95$, en revanche elle est augmentée pour $m = 0,99$ (d'un facteur $\lesssim 2$).
- Avec $S_{max} = 2,4$ (symboles triangles orientés haut) : relativement très faible pour $m = 0,91$ ($\sim 10^0 m^{-3}$) une population de noyaux apparaît avec $m = 0,95$ et $m = 0,99$ à hauteur de celle

à $S_{max} = 4,5$ ($> 10^3 \text{ m}^{-3}$).

— Avec $S_{max} = 1,3$ (symboles diamants) : inexistante pour $m = 0,91$ et $m = 0,95$, une population de noyaux apparaît avec $m=0,99$, à hauteur de celle à $S_{max} = 4,5$.

Les commentaires sont les mêmes avec les noyaux des nuages de nuit (avec des concentrations bien plus faibles) et à ceci près que même les plus grandes sursaturations (voir $S_{max} \sim 400$: triangles orientés gauche) voient $c_{n,max}$ augmenter (lorsque m augmente de 0,91 à 0,95).

Pour les rayons, nous observons dans les tendances des valeurs moyennes que les maxima de tailles de cristaux mesurés de jour par les missions OMEGA et CRISM ($1 - 3 \mu\text{m}$) ne sont pas atteints. Intéressons nous alors non à la moyenne mais à la valeur maximale de rayon effectif atteint dans le corps du nuage. La Figure III.23 donne les variations du rayon effectif maximal en fonction du paramètre σ_t pour plusieurs amplitudes de poches froides.

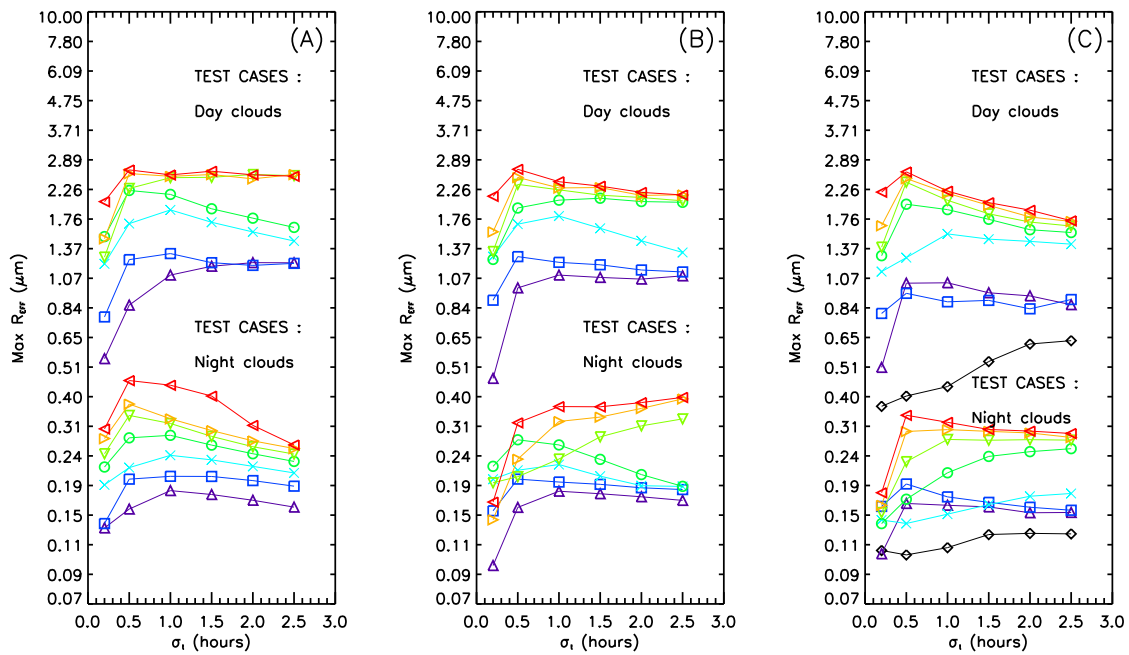


FIGURE III.23 – Rayon effectif maximal en fonction de la durée de la poche froide (σ_t) pour des nuages de jour (partie haute du graphe), et de nuit (partie basse) pour différentes amplitudes maximales de S (symboles, voir Figure III.22-B). Trois paramètres de contact sont utilisés : $m = 0,91$ (A), $m = 0,952$ (B), et $m = 0,99$ (C).

Là encore l'ordre de grandeur des tailles observées dépend essentiellement de l'altitude. Une variation de second ordre est pilotée par l'amplitude du rapport de saturation. Pour les nuages de jour (de plus grands rayons) on se rapproche d'une taille de $3 \mu\text{m}$. A noter qu'aucun changement particulier n'est observé pour un profil de poussière à l'équilibre obtenu avec $k_d = 5000 \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$, la gamme de tailles maximales (et moyennes) est inchangée de jour. Des valeurs supérieures de rayon peuvent être atteintes par les cristaux en dehors de la limite fixée sur les concentrations ($10\%c_{n,max}-c_{n,max}$). Notamment, la Figure III.20 (ligne du haut) montre un nuage avec un rayon effectif atteignant $3,2 \mu\text{m}$ vers le temps $t = 2,2 \text{ h}$; cette valeur est atteinte à des endroits de concentration bien plus faibles en noyaux. Pour les nuages de nuit, quelques centaines de nanomètres sont atteints pour le rayon maximal. De jour comme de nuit le rayon maximal enregistre une augmentation entre $\sigma_t = 0,2 \text{ h}$ et $\sigma_t = 0,5 \text{ h}$ avant de globalement se stabiliser pour de plus grandes durées de poches froides, la croissance des plus gros cristaux n'étant plus significative au delà de ces durées. On observe que pour

$\sigma_t > 1$ h, pour des rapports de saturation $S > 10$, le rayon maximal enregistré décroît légèrement avec σ_t . Ceci est interprété comme un effet de la sédimentation, pour une sursaturation croissante, la taille maximale augmente, les cristaux sont en moyennes plus grands, le nuage sédimente plus vite et de plus grandes concentrations de noyaux s'accumulent et s'observent plus bas en altitude (où les rayons sont alors plus faibles). Cet effet est particulièrement observé pour un rapport de saturation intermédiaire ($S_{max} = 10$, symboles croix) pour $m = 0,95$. D'une façon générale, la durée de la poche froide a une influence bien plus décisive à courte durée ($\sigma_t \leq 0,5$ h) pour les plus faibles rapports de saturation, et modifie davantage les maxima atteints par les rayons effectifs (Figure III.23) que les moyennes (Figure III.21).

III.F Points à retenir

Les temps caractéristiques des processus inclus dans le modèle 1D sont résumés dans le tableau III.2 en se focalisant sur des altitudes qui nous intéresseront dans la suite, à savoir 70-100 km, et sur des tailles attendues à ces altitudes pour les noyaux et les cristaux. Pour la condensation nous indiquons des temps caractéristiques pour des valeurs du rapport de saturation $S = 2 - 100$, telles qu'elles sont attendues (et observées) dans la mésosphère martienne.

	Taille	Temps caractéristiques
Sédimentation ^(*,1) (60-100 km)	1 nm	1 sol - 100 sols
	10 nm	1 h - 10 sols
	100 nm	100 s - 1 sol
	1 μm	10 s - 1 h
Diffusion turbulente	> 1h - 1 sol	
Nucléation	1 s ($P_{het}=60\%$)	
Condensation ($S>2$) (~70-80 km)	10 nm ^(*,2)	10 s - 10 min
	100 nm ^(*,3)	300 s - 30 min
	1 μm	30 min - 3 h
Evaporation ($S<0,9$) (~70-80 km)	10 nm ^(*,2)	10 s - 10 min
	100 nm ^(*,3)	100 s - 1 h
	1 μm	30 min - 1 h

TABLE III.2 – Temps caractéristiques sur l'intervalle d'altitudes 60 km - 100 km et pour des rapports de saturation $S=2-100$. (*, 1) : ces temps sont indiqués pour des poussières, et pour des cristaux ils sont au maximum 1,6 fois plus élevés (cas du cristal de CO₂ pur). (*, 2) : ces temps sont 10 fois plus grands à 90-100 km. (*, 3) : ces temps sont 100 fois plus grands à 90-100 km

Au delà de S de l'ordre de quelques dizaines, le temps de condensation varie finalement peu (Figure III.7). Pour S tendant vers 1, les temps de condensation augmentent jusqu'à plusieurs dizaines d'heures pour des cristaux de l'ordre du micromètre à ~ 70-80 km et seront de l'ordre de l'heure pour des cristaux plus petits.

Limitations du modèle.

1. Une des principales limitations de notre modèle est l'utilisation d'une représentation simplifiée du transport atmosphérique. Nous utilisons un transport de type k_d -diffusion qui est symétrique verticalement et ne peut pas rendre compte de l'advection ou de la circulation de masses d'air. Cependant, il nous permet de travailler avec des profils de poussière à l'équilibre réalistes, encadrant les profils types obtenus en sortie de modèles GCM. Notre système étant borné et sans échange de matière avec l'extérieur, un terme d'advection ne permettrait pas d'atteindre de telles conditions moyennes d'équilibre.

Le chapitre suivant utilise des profils de températures réalistes, perturbés par la propagation d'une série d'ondes de gravité, issus d'une modélisation méso-échelle 3D, et qui incluent les refroidissements occasionnés par les phases ascendantes des ondes. Les vitesses verticales correspondantes (s'opposant à la sédimentation des cristaux) ne sont cependant pas inclus. Il pourrait aussi demeurer des termes d'advection de grande échelle susceptibles d'engendrer un refroidissement supplémentaire.

Ce travail de thèse s'ouvre en perspective sur une implémentation de la microphysique des cristaux dans un modèle méso-échelle tridimensionnel, qui permettra de considérablement enrichir la dynamique d'évolution des nuages, très simplifiée ici par l'approche k_d -diffusion. Notamment,

les flux de matière causés par les ondes seront inclus. Par ailleurs, une advection horizontale pourrait entraîner les nuages en dehors de la zone de sursaturation. Elle pourrait au contraire les maintenir dans une zone sursaturée se déplaçant avec la propagation horizontale de l'onde de gravité. L'extension spatiale du nuage ainsi que son temps de vie s'en trouveraient modifiés, par rapport à ce que nous présentons dans le chapitre suivant. De tels effets demeurent spéculatifs tant qu'ils n'auront pas été estimés grâce au couplage du modèle microphysique et du modèle méso-échelle.

Malgré cette limitation, et grâce à notre approche en 1D, nous pouvons dégager de premiers résultats inédits sur les nuages mésosphériques.

2. Retenons également que notre modèle requiert le suivi de la quantité de glace dq_{ice} formée car les niveaux de pression ne sont pas modifiés du fait de la condensation du gaz majoritaire. Pour condenser moins de 1% d'une couche atmosphérique, il faut qu'en son centre on ait : $|dq_{\text{ice}}| \leq |dq_{\text{ice,lim}}| = 3 \cdot 10^{-4}$ (kg/kg). C'est dans ce cadre que nous nous intéressons à la formation des nuages mésosphériques.

Des profils de poussière à l'équilibre (sédimentation/diffusion turbulente) obtenus avec des coefficients $k_d = 100 \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$ et $k_d = 1000 \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$, constituent respectivement des bornes inférieures et supérieures aux quantités types de poussières attendues, en condition moyenne, à des altitudes supérieures à 60 km, pendant la période caractéristique d'observation des nuages de CO_2 .

Des tailles caractéristiques de cristaux se dégagent clairement des tests de sensibilité effectués avec des poches froides idéalisées :

- Des tailles de l'ordre de quelques micromètres (1-2 μm) au maximum, et autour de 400 – 700 nm en moyenne sont observées à l'altitude des nuages de jour. C'est en accord avec les tailles caractéristiques mesurées depuis l'orbite par OMEGA et CRISM.
- Pour les nuages de nuit (de plus haute altitude) les valeurs moyennes du rayon effectif s'échelonnent entre 90 et 130 nm, en accord avec les tailles estimées depuis l'orbite par occultation stellaire.

L'altitude de condensation z , le rapport de saturation S , et la durée de la poche froide σ_t ont des influences distinctes sur le rayon effectif des cristaux r_{eff} obtenu (comme le résume schématiquement la Figure III.24). L'altitude de formation des nuages est déterminante dans les tailles moyennes atteintes par les cristaux. Le rapport de saturation maximal atteint au sein d'une poche froide a une influence secondaire sur la taille des cristaux, notamment lorsque les rapports de saturation dépassent la dizaine. Des plus faibles rapports de saturation aux plus élevés, le rapport des rayons effectifs moyens correspondants va du simple au double (cela vaut également pour le rapport des rayons effectifs maximaux). La durée de la poche froide joue essentiellement aux temps courts (entre 0,2 h et 0,5 h) et d'autant plus que le rapport de saturation est bas. Pour les plus grandes durées de poches froides et les plus grands rapports de saturation, on observe une diminution de r_{eff} (lorsque σ_t croît) dans le corps principal du nuage, du fait de sa sédimentation.

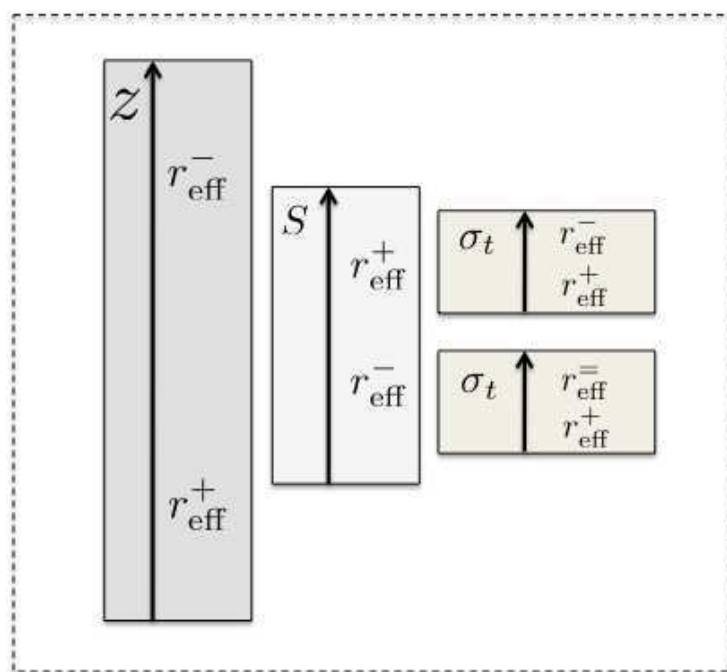


FIGURE III.24 – Schéma illustrant les influences principales de quelques variables sur le rayon effectif r_{eff} des cristaux : l'altitude z , le rapport de saturation S maximal atteint, et la durée de la poche froide σ_t . Les hauteurs relatives des blocs correspondent de façon qualitative à l'importance relative des variables dans l'évolution de r_{eff} (« + » : augmentation ; « - » : diminution ; « = » : pas d'effet particulier).

Nuages mésosphériques de CO₂ et ondes de gravité

Nous avons vu dans le chapitre I que les observations permettaient de distinguer des nuages mésosphériques de CO₂ diurnes à des altitudes inférieures ou égale à 80 km, ainsi que des nuages nocturnes vers 90 km d'altitude (quatre cas répertoriés). Les minima de températures induits par les ondes de marée thermique semblent piloter l'altitude de formation des nuages. Ces ondes de grande échelle ne sont pas suffisantes pour expliquer la formation des nuages dans la mésosphère ; les ondes de gravité sont indispensables à l'obtention de températures inférieures au point de condensation du CO₂. Elles seraient par ailleurs responsables des rapports de saturation élevés observés dans la mésosphère.

Le chapitre II a présenté l'établissement d'un modèle de croissance par condensation des cristaux de CO₂, qui est adapté aux grandes sursaturations attendues dans la mésosphère.

Le chapitre III s'est notamment intéressé à la simulation 1D de nuages mésosphériques, à l'aide de poches froides (sursaturées) idéalisées, ajoutées à des profils de température grande échelle issus d'une base de données climatiques martienne.

Nous nous intéressons dans ce chapitre à la simulation plus réaliste des deux types généraux de nuages mésosphériques de CO₂ (diurnes et nocturnes). Nous utilisons des profils verticaux de température perturbés par la propagation d'ondes de gravité. Ces profils utilisés en entrée de notre modèle 1D sont extraits de champs de températures obtenus par un modèle tridimensionnel méso-échelle (*Spiga and Forget, 2009*) aux conditions limites imposées par un GCM (*Forget et al., 1999; González-Galindo et al., 2009*). L'évolution de la température est ainsi contrôlée par l'ensemble de la dynamique atmosphérique, avec des ondes de grande échelle (ondes de marée thermique) et des ondes de gravité. Les refroidissements occasionnés par les vitesses verticales des ondes de gravité sont ainsi inclus dans les profils de température utilisés. L'objectif est d'utiliser des profils de température caractéristiques de la propagation d'ondes atmosphériques. Nous demeurons en revanche limités par un transport atmosphérique simplifié de type k_d -diffusion ne permettant pas de rendre compte de processus d'advection (chapitre III). Coupler la microphysique avec le modèle tridimensionnel méso-échelle n'était pas réalisable dans le cadre de cette thèse. L'inclusion des profils verticaux de température issus du modèle méso-échelle s'est avérée être un bon compromis permettant d'obtenir des résultats inédits sur la formation des nuages mésosphériques¹. Nous voyons dans quelle mesure il est possible de simuler les rayons effectifs de cristaux et les opacités des nuages à partir de ces profils réalistes. Nous apportons également de premières contraintes, par la modélisation, sur les conditions de formation de ces nuages.

1. Un article a été soumis à la revue *Icarus*.

Sommaire

IV.A	Températures et ondes de gravité : méthode	169
IV.B	Taux de croissance : modèle CLASSIC et effets radiatifs	173
IV.C	Les nuages mésosphériques de CO₂ en conditions moyennes	176
IV.C.1	Nuages de jour avec le modèle CLASSIC	176
IV.C.2	Nuages de nuit avec le modèle CLASSIC	178
IV.C.3	L'effet du transfert radiatif	180
IV.C.4	Importance du modèle CLASSIC pour la modélisation des nuages de CO ₂ mésosphériques	182
IV.D	Reproduire les opacités mesurées des nuages mésosphériques de CO₂	183
IV.D.1	Sources de noyaux	183
IV.D.2	L'opacité des nuages de jour	185
IV.D.3	L'opacité des nuages de nuit	188
IV.E	Récapitulatif des simulations et discussions	192
IV.E.1	Commentaires généraux : résultats et processus négligés	192
IV.E.2	Rôle des ondes de gravité dans la formation des nuages de CO ₂	194
IV.E.3	Les précurseurs de nuages	195

IV.A Températures et ondes de gravité : méthode

Nous l'avons vu au chapitre I, les ondes de marée thermique induisent des minima de températures dans la mésosphère martienne avec lesquels les observations de nuages de CO_2 sont corrélées (González-Galindo *et al.*, 2011). Les nuages ont également été observés à des endroits et à des périodes de l'année où les ondes de gravité peuvent théoriquement se propager jusqu'à la mésosphère (Spiga *et al.*, 2012). Nous souhaitons reproduire les conditions réunissant minima de températures de grande échelle et propagation d'ondes de gravité afin d'observer le comportement de nuages de CO_2 simulés à l'aide de poches froides créées par de telles ondes.

Considérons deux profils de température de grande échelle (Figure IV.1) pris au niveau de l'équateur (zone privilégiée d'observation des nuages) en sortie du modèle LMD-GCM (González-Galindo *et al.*, 2011). Chacun est une moyenne sur la période $L_s=0-30^\circ$ (saison privilégiée d'observation des nuages). Un profil de nuit (01h00) et un profil de jour (16h00) permettent de reproduire les conditions de confinement des nuages en altitude, du fait des minima de température dus aux ondes de marée thermique. Celles-ci sont prédites par le modèle LMD-GCM (Forget *et al.*, 1999) dans sa version étendue jusqu'à l'exosphère martienne (González-Galindo *et al.*, 2009).

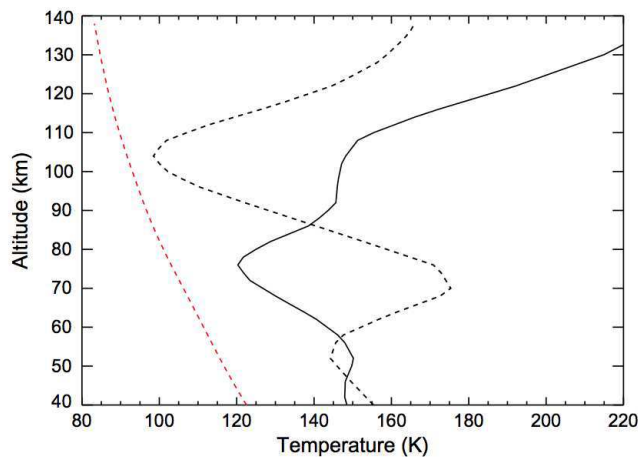


FIGURE IV.1 – Profils de température obtenus à partir du LMD-MGCM (Forget *et al.*, 1999; González-Galindo *et al.*, 2009) de jour (16h00, trait continu) et de nuit (01h00, trait pointillé). Les tirets indiquent le point de condensation du CO_2 à chaque altitude. (Image extraite de González-Galindo *et al.*, 2011)

A partir de ces profils pris comme états initiaux (en fait des champs 3D dont ils sont issus), le modèle méso-échelle tridimensionnel du LMD (Spiga and Forget, 2009) permet de simuler l'évolution temporelle de la température du profil de grande échelle perturbé par une série d'ondes de gravité. Le champ de température rend ainsi compte de l'ensemble de la dynamique atmosphérique et les refroidissements provoqués par les phases ascendantes des ondes sont inclus. En revanche, le transport dû à la propagation de l'onde n'est pas inclus (effet des vitesses verticales sur les poussières ou cristaux). Un vent constant soufflant sur un relief donné permet de déclencher la propagation d'ondes de gravité jusqu'à la mésosphère (Spiga *et al.*, 2012) et de simuler ainsi une zone de sursaturation en CO_2 (ou poche froide). Il s'agit d'une simulation idéalisée, permettant néanmoins de travailler avec un comportement spatial et temporel de la température caractéristique de la propagation d'ondes de gravité. Les profils verticaux diurnes que nous utilisons (Figure IV.2, gauche) sont extraits du champ de température 3D de Spiga *et al.* (2012) et les profils de nuit (Figure IV.2, droite) sont extraits d'un champ 3D de température obtenu de façon similaire. Les ondes de gravité peuvent avoir plusieurs causes : les variations du relief, la convection ou encore

le cisaillement de vents. Il est difficile de déterminer des contraintes sur l'origine des ondes de gravité potentiellement responsable de chacun des nuages de CO₂ détectés, compte tenu des outils de modélisation à disposition. Nous nous en tenons donc à ces deux types généraux de profils de températures (Figure IV.2). La température est ainsi imposée à chaque pas de temps ($dt = 1s$) en entrée du modèle.

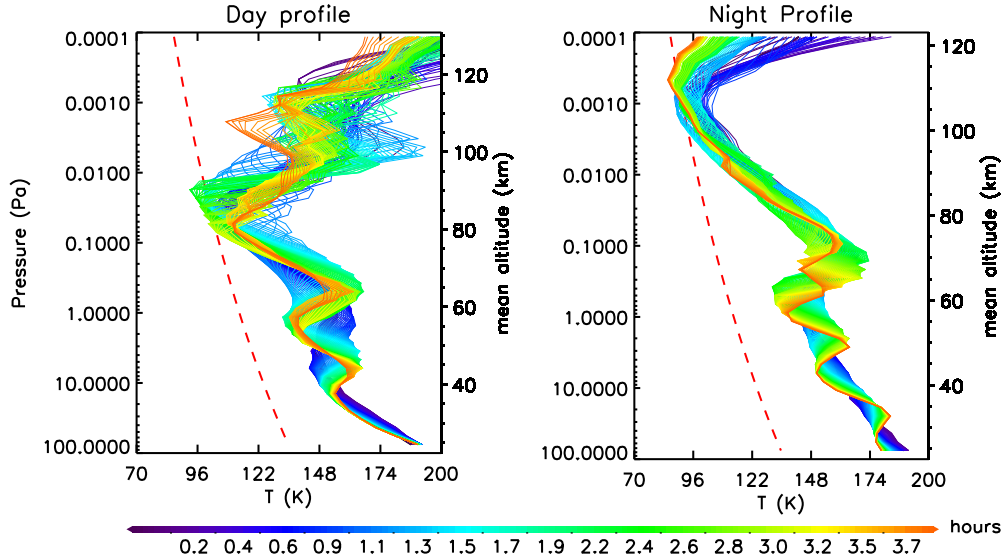


FIGURE IV.2 – Profils de température atmosphérique de jour (gauche), et de nuit (droite) obtenus à partir des profils de grande échelle illustrés à la Figure IV.1, et perturbés par la propagation d'une onde de gravité. Ils ont été obtenus en sortie du modèle méso-échelle du LMD-GCM (Spiga and Forget, 2009) en faisant souffler un vent constant sur un relief (Spiga et al., 2012).

Prescription d'un refroidissement supplémentaire. Des mesures de températures dans la mésosphère martienne par occultations stellaires ont montré que les températures du modèle LMD-GCM (Forget et al., 1999; González-Galindo et al., 2009) pouvaient présenter des écarts allant jusqu'à 15 K avec les observations (voir en fin de section la Figure IV.5 extraite de Forget et al., 2009), à des altitudes supérieures à ~ 70 km ($\sim 0,1$ Pa). Nous travaillons ainsi en retranchant une quantité ΔT_{shift} à l'ensemble du profil de température de grande échelle, selon les simulations, afin de rendre compte d'effets locaux non résolus par les modèles de dynamique dans la mésosphère. Cela permet en outre d'étudier un large éventail de rapports de saturation et d'atteindre des valeurs de sursaturations mesurées dans la mésosphère (voir un peu plus bas). Cette opération simule une modification du profil GCM (de grande échelle). En revanche, l'amplitude de la perturbation par l'onde de gravité demeure inchangée par cette opération. Les nuages mésosphériques que nous simulons n'évoluent pas à des pressions supérieures à $\sim 0,1$ Pa (altitudes inférieures à ~ 70 km). Ainsi, le refroidissement des plus basses couches de l'atmosphère induit par cette méthode n'a aucun effet sur notre étude. Les Figures IV.3 et IV.4 montrent des poches froides types, de jour et de nuit, respectivement. A chaque fois est montrée la poche froide obtenue sans modification du profil de grande échelle ($\Delta T_{shift} = 0$ K) puis avec modification ($\Delta T_{shift} = 5$ K de jour, et $\Delta T_{shift} = 10$ K de nuit). Dans ces exemple, S atteint des valeurs allant jusqu'à plusieurs dizaines au maximum vers $\sim 70 - 80$ km pour les profils de jour (où $\Delta T_{shift} = 5$ K). Cela correspond à un écart de température au point de condensation de CO₂ allant jusqu'à ~ 10 K, en accord avec le mesures Pathfinder à cette altitude (voir Figure I.9 extraite de Schofield et al., 1997).

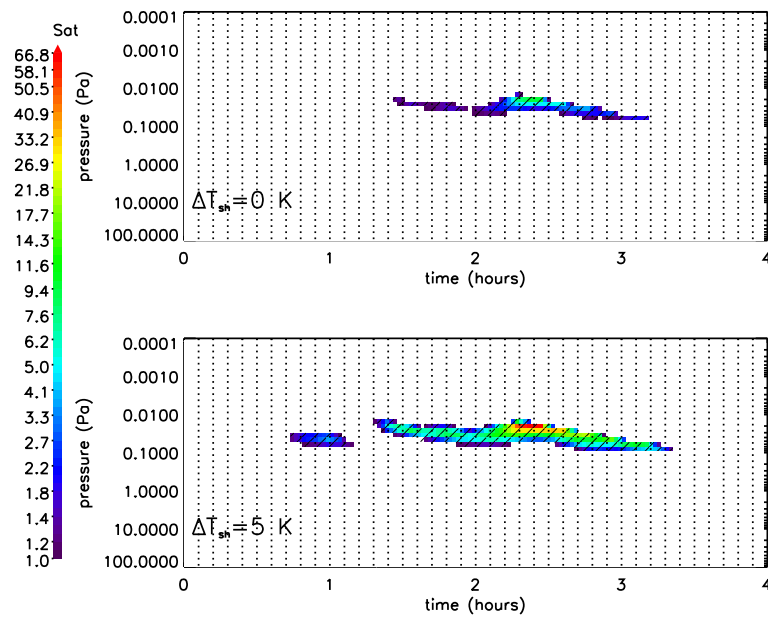


FIGURE IV.3 – Rapport de saturation S (en couleur) en fonction du temps écoulé (en heure) représenté là où $S \geq 1$, pour les températures de jour (Figure IV.2, gauche) avec $\Delta T_{shift} = 0 \text{ K}$ (haut) et $\Delta T_{shift} = 5 \text{ K}$ (bas). L'axe vertical représente la pression atmosphérique. La partie hachurée représente les endroits où $S > 1$ et sera utilisée pour indiquer les zones sursaturées dans les figures suivantes.

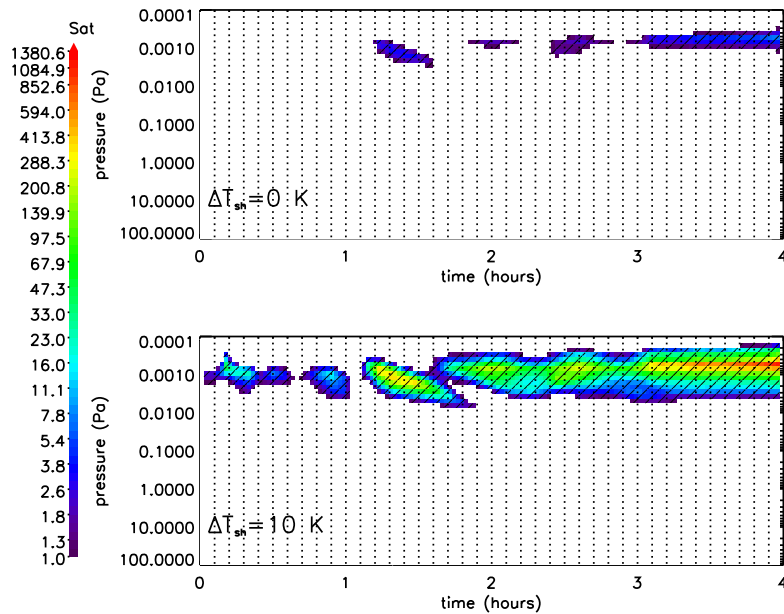


FIGURE IV.4 – Rapport de saturation S (en couleur) en fonction du temps écoulé (en heure) représentés là où $S \geq 1$, pour les températures de nuit (Figure IV.2, droite) avec $\Delta T_{shift} = 0 \text{ K}$ (haut) et $\Delta T_{shift} = 10 \text{ K}$ (bas).

S atteint plusieurs centaines et même $S \sim 1000$ aux plus hautes altitudes des profils de nuits (avec $\Delta T_{\text{shift}} = 10$ K), en accord avec les mesures SPICAM (Montmessin *et al.*, 2006a; Forget *et al.*, 2009; Montmessin *et al.*, 2011). Pour travailler avec des rapports de saturation attendus dans la mésosphère martienne, il est nécessaire de procéder à des modifications du profil de grande échelle ($\Delta T_{\text{shift}} \neq 0$ K).

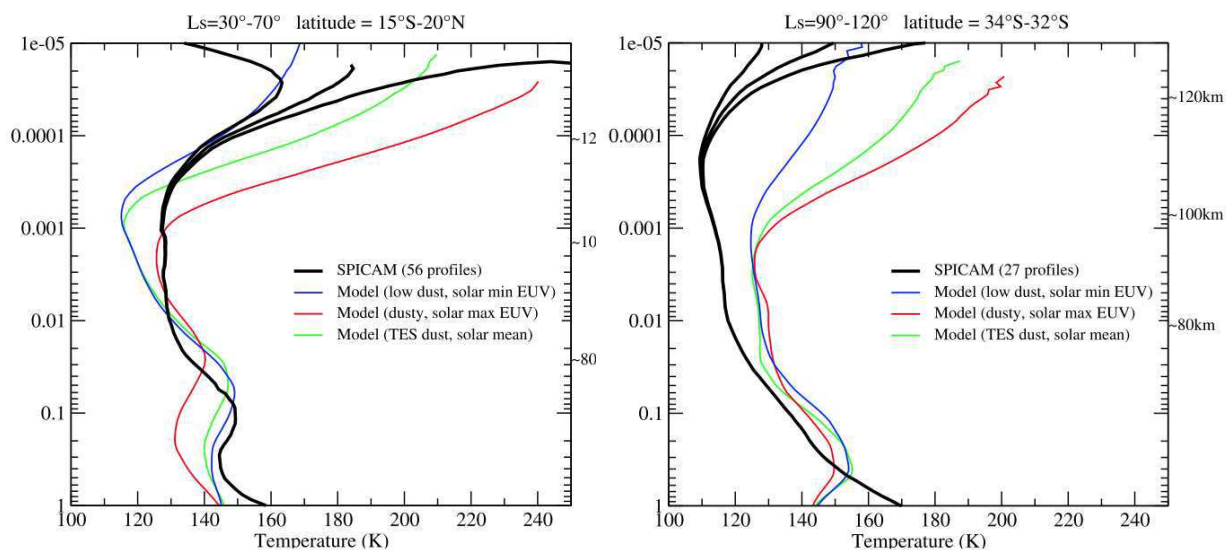


FIGURE IV.5 – Comparaisons de profils moyens mesurés avec le spectromètre SPICAM (autour de l'équateur) par occultations stellaires (noir) avec trois sorties différentes (couleurs) du LMD-GCM (Forget *et al.*, 1999; González-Galindo *et al.*, 2009). Les trois couleurs indiquent des scénarios différents en entrée du modèle GCM (quantités de poussières). Des écarts entre modèle et observations allant jusqu'à 10 K entre 0.1 Pa et 0.001 Pa sont observés.

IV.B Taux de croissance : modèle CLASSIC et effets radiatifs

Dans le chapitre II de présentation du modèle CLASSIC, toute influence du refroidissement radiatif avait été omise, pour les besoins de comparaison avec les précédentes études de *Wood* (1999) et *Colaprete and Toon* (2003); *Colaprete et al.* (2008). Nous suggérons alors en fin de chapitre l'importance possible de celui-ci. L'objectif premier de ce travail de modélisation ne prévoyait pas l'incorporation d'un code de transfert radiatif complet. Une approche simplifiée a été mise en place pour se faire une idée de l'importance de celui-ci (au premier ordre) dans la croissance du cristal. Nous distinguons trois contributions :

- le refroidissement radiatif²(émission par le cristal) : $P_{cool}(a, T_a)$
- le flux solaire (absorption par le cristal) : $P_{sol}(a)$
- le flux infrarouge (absorption) en provenance de la surface et des couches inférieures de l'atmosphère : $P_{atm}(a)$

La prise en compte de ces trois termes revient à changer le bilan énergétique effectué sur le cristal de rayon a . Dans le cadre du modèle CLASSIC, ce bilan était simplement :

$$4\pi aK(T_a - T) = -L_{sub}I_m, \quad (IV.1)$$

où le terme de conduction de chaleur (à gauche) équilibre la libération de chaleur latente lors de la condensation à la surface du cristal (à droite). Dans le cadre du modèle CLASSIC/RAD (avec effets radiatifs) on peut écrire :

$$4\pi aK(T_a - T) + P_{cool}(a, T_a) = -L_{sub}I_m + P_{sol}(a) + P_{atm}(a), \quad (IV.2)$$

où à gauche a été ajouté le refroidissement radiatif, et à droite, en plus du terme de chaleur latente, ont été ajoutés les termes de chauffage radiatif.

Le terme de refroidissement radiatif du cristal est donné par :

$$P_{cool}(a, T_a) = 4\pi a^2 \int_0^\infty Q_{abs}(\lambda, a) B_\lambda(T_a) d\lambda, \quad (IV.3)$$

où a est le rayon du cristal, λ la longueur d'onde, $B_\lambda(T)$ est donné par la loi de rayonnement du corps noir, et Q_{abs} l'efficacité d'absorption déterminée (par la théorie de Mie) à partir des plus récentes constantes optiques pour la glace de CO₂ dans la littérature (*Hansen, 1997, 2005*). $Q_{abs}(\lambda, r) = \sigma_{eff,abs}(\lambda, r)/(\pi r^2)$ où $\sigma_{eff,abs}$ est la section efficace d'absorption. Le terme de surface $4\pi a^2$ est dû au fait que l'ensemble de la surface du cristal irradie de la chaleur.

Le terme de chauffage solaire est donné par :

$$P_{sol}(a) = \pi a^2 \times \left(\frac{R_\odot}{d_{Sun/Mars}} \right)^2 \times \int_0^\infty Q_{abs}(\lambda, a) B_\lambda(T_\odot) d\lambda, \quad (IV.4)$$

où R_\odot est le rayon du soleil (~ 696000 km), T_\odot sa température effective (~ 5800 K) et $d_{Sun/Mars}$ la distance moyenne entre Mars et le Soleil (la distance est fixée au périhélie $\sim 200 \cdot 10^6$ km puisque changer pour l'aphélie ne modifie pas P_{sol} de façon significative). Le facteur πa^2 renvoie à un cas idéal où le flux solaire intercepte la section du cristal par le dessus.

Le terme de chauffage IR (surface/atmosphère), P_{atm} , vaut :

$$P_{atm}(a, T_{eff}) = 2\pi a^2 \int_0^\infty Q_{abs}(\lambda, a) B_\lambda(T_{eff}) d\lambda, \quad (IV.5)$$

où la température effective T_{eff} utilisée ici est évaluée à partir du flux infrarouge émis vers l'espace depuis la surface et la basse atmosphère, tel que donné par la Martian Climate Database

2. A la fin du chapitre III, section II.F, ce terme a été désigné par P_{rad} .

(Millour *et al.*, 2012). Cette température effective (équivalente) est extraite à partir de la loi de Stefan-Boltzmann, pour deux valeurs de flux IR au niveau de l'équateur. Ces deux valeurs correspondent à un maximum (début d'après-midi) et minimum (matinée/fin après-midi) du flux IR, soit respectivement 250 W m⁻² et 80 W m⁻².

Les trois termes ont pu être exprimés sous forme de lois de puissance, tel que présenté en annexe F, à l'aide de regressions linéaires de la forme $\ln P_{cool}(T_a) = a(T_a) + b(T_a) \ln r_{\mu m}$ où $r_{\mu m}$ est le rayon en μm , pour toute une gamme de températures de surface T_a . Des expressions de $a(T_a)$ et $b(T_a)$ ont pu être obtenues (annexe F). Des lois de puissances (cette fois-ci indépendantes de T_a) ont également pu être établies pour P_{atm} et P_{sol} . Ainsi :

$$\begin{aligned} P_{cool}(a, T_a) &= k_c(T_a) a_{\mu m}^{z_c(T_a)} \\ P_{sol}(a) &= k_s a_{\mu m}^{z_s} \\ P_{atm}(a) &= k_a a_{\mu m}^{z_a}, \end{aligned} \quad (IV.6)$$

où les coefficients $k_c(T_a)$, k_s , k_a , $z_c(T_a)$, z_s , et z_a sont explicités en annexe F. Le modèle CLASSIC sans effet radiatif que nous avons exprimé comme la résolution itérative de $f(I_m) = 0$ (Annexe C) est ici exprimé à l'aide de l'inconnue T_a : on résout ainsi $f(T_a) = 0$ et non plus $f(I_m) = 0$ (Tableau IV.1). Procéder avec des lois de puissance a permis de faciliter l'implémentation du refroidissement radiatif dans la procédure itérative. La dérivée de la nouvelle fonction $f_{C,rad}(T_a)$ obtenues (Tableau IV.1) possède une expression analytique qui s'exprime à l'aide de fonctions classiques (la dérivée est de fait nécessaire à la résolution itérative selon l'algorithmique de Newton-Raphson utilisée pour le modèle CLASSIC). Le taux de croissance s'exprime alors à partir de T_a de la façon suivante :

$$\frac{dr}{dt} = -\frac{1}{4\pi a^2 \rho_i} \frac{4\pi a K}{L_{sub}} (T_\infty - T_a). \quad (IV.7)$$

Modèle	CLASSIC	CLASSIC/RAD
fonction	$f_C(T_a)$	$f_{C,rad}(T_a)$
expression	$T_a + c_0 \exp(c_1 T_a) - c_2$	$T_a + c_0 \exp(c_1 T_a) + R_0 \exp[R_1(T_a)] - c_2 - R_1$
coefficients	$c_0 = \frac{M_v D p_{sat} L_{sub} S_{eq}}{R T_\infty K} \exp\left(\frac{-L_{sub} M_v}{R T_\infty}\right)$ $c_1 = \frac{L_{sub} M_v}{R T_\infty^2}$ $c_2 = T_\infty + \frac{M_v D L_{sub}}{K R T_\infty} p_{v,\infty}$	$R_0(T_a) = \frac{k_c(T_a)}{4\pi a K}$ $R_1(T_a) = z_c(T_a) \ln(a_{\mu m})$ $R_2 = \frac{k_s a_{\mu m}^{z_s} + k_a a_{\mu m}^{z_a}}{4\pi a K}$

TABLE IV.1 – Fonctions utilisées pour la résolution itérative ($f=0$) en la variable T_a , pour le modèle CLASSIC (présenté au chapitre II) et le modèle CLASSIC complété des termes de transfert radiatif. Les coefficients utilisés dans la fonction $f_{C,rad}(T_a)$ sont présentés en Annexe F.

IV.C Les nuages mésosphériques de CO₂ en conditions moyennes

Avant de présenter les résultats de simulations nous rappelons ci-dessous le tableau présenté au chapitre I et résumant les caractéristiques des nuages mésosphériques de CO₂.

Instrument	heure	altitude (km)	r_{eff} (μm)	τ
SPICAM	nuit	~90-100	0.080-0.130 (± 0.02)	$\sim 0.01^a$
OMEGA	jour	~60-80	1-3	$< 0.5^b$
CRISM	jour	~60-80	0.5-2	$< 0.3^c$

TABLE IV.2 – Résumé des observations de nuages mésosphériques de CO₂. (a) : à $\lambda=200$ nm, opacités entre 0.006 et 0.05; (b) : à $\lambda=1$ μm ; (c) : à $\lambda=500$ nm

IV.C.1 Nuages de jour avec le modèle CLASSIC

Les taux de croissance sont calculés avec la fonction $f_C(T_a)$ et les températures sont prescrites par les profils tracés sur la Figure IV.2 (gauche). Nous étudions les nuages obtenus en choisissant $\Delta T_{\text{shift}} = 0$ K et $\Delta T_{\text{shift}} = 5$ K (seul ce dernier cas est illustré). Dans le premier cas, le rapport de saturation S croît jusqu'à atteindre ~ 10 (pic atteint à 2,4 h), dans le second S atteint ~ 70 (pic atteint à 2,4 h). Le profil de poussières utilisé est celui identifié au chapitre précédent comme limite supérieure des conditions de poussières moyennes pendant la période d'observation des nuages de CO₂ ($k_d = 1000$ m² s⁻¹ voir Figure III.12). Dans cette section, les résultats de simulation sont présentés en confrontant notre modèle CLASSIC au modèle linéarisé (modèle LIN, présenté au chapitre II), pour illustrer l'importance du choix d'un modèle adapté aux grandes sursaturations. En section IV.C.4 seulement, nous revenons brièvement sur les différences entre modèles CLASSIC et LIN dans les résultats de simulation.

Commentons les résultats obtenus avec le modèle CLASSIC (partie haute de chaque figure). Sur les Figures IV.6 et IV.7 sont montrés le rayon effectif des cristaux (r_{eff}) ainsi que leur concentration (N_c) pour $\Delta T_{\text{shift}} = 5$ K, respectivement³. L'opacité des nuages est également représentée pour deux longueurs d'onde correspondant aux observations de OMEGA (1 μm) et CRISM (0,5 μm). Lorsque $\Delta T_{\text{shift}} = 5$ K, r_{eff} atteint une valeur comparable à l'ordre de grandeur des rayons mesurés par OMEGA et CRISM, à savoir ~ 1 μm (Figure IV.6, haut). Avec $\Delta T_{\text{shift}} = 0$ K, r_{eff} atteint ~ 350 nm, ce qui est en-dessous de la limite inférieure des rayons évalués par CRISM. Les opacités obtenues sont par ailleurs quatre ordres de grandeur plus petites que les opacités mesurées, dans tous les cas.

3. Dans toutes les simulations, le temps indiqué en abscisse ne correspond pas à l'heure locale, mais au temps écoulé en heure. Les profils verticaux sont représentés toutes les 100 secondes.

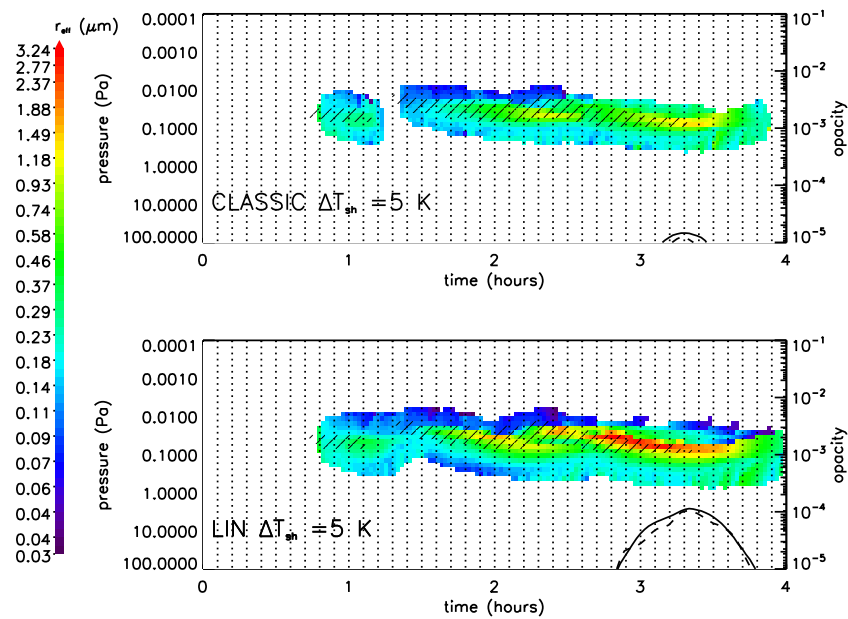


FIGURE IV.6 – Rayon effectif des cristaux (μm , échelle de couleur) en fonction du temps écoulé (en heure) pour un nuage de jour simulé avec le modèle CLASSIC (haut) et le modèle LIN (bas) avec $\Delta T_{\text{shift}} = 5 \text{ K}$. Les profils verticaux de rayons sont tracés toutes les 100 s. Les axes verticaux correspondent à la pression atmosphérique (gauche) et l'opacité (droite). L'opacité est tracée pour une longueur d'onde de $1 \mu\text{m}$ (trait continu) et de $\lambda = 0.5 \mu\text{m}$ (tirets). L'aire hachurée correspond aux régions où $S > 1$ (poche froide).

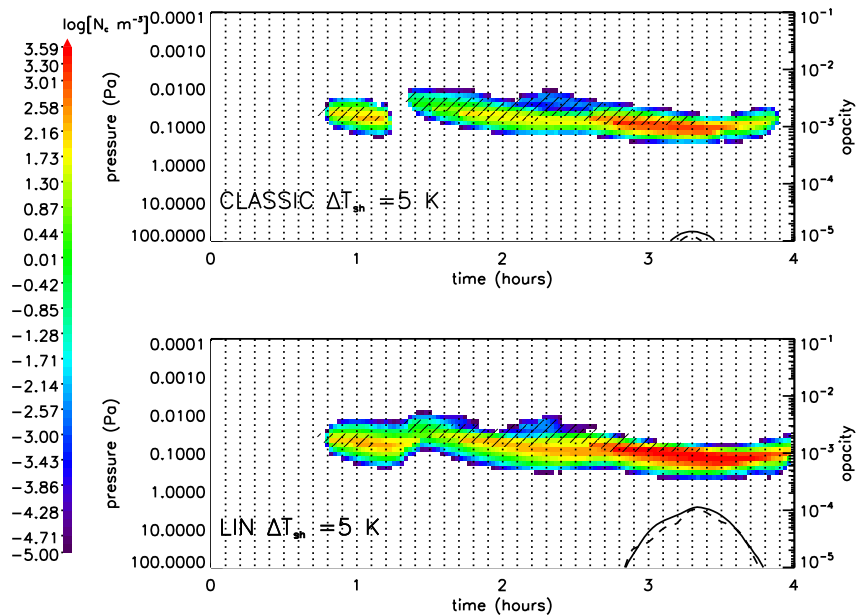


FIGURE IV.7 – Concentration volumique de cristaux (m^{-3} , échelle log), tracée toutes les 100 s, correspondant au nuage illustré sur la Figure IV.6, pour le modèle CLASSIC (haut), et le modèle LIN (bas).

Le maximum d'opacité τ_{max} est obtenu lorsque r_{eff} et N_c sont à leur maximum, avec une valeur de $1,3 \mu\text{m}$ et 10^3 m^{-3} respectivement. Le nuage s'évapore rapidement après que la poche froide s'est rétractée. $\tau = \tau_{max}$ juste avant la disparition de la zone sursaturée, puis τ décroît d'un facteur 10 en ~ 20 min pendant que N_c décroît de 10^3 m^{-3} à $\sim 10 \text{ m}^{-3}$. Le maximum d'opacité est atteint juste avant la fin de la poche froide car, tant que $S > 1$, les cristaux présents dans la zone de sursaturation continuent de croître (sauf pour les cristaux de taille inférieures à ~ 100 nm pour lesquels l'effet Kelvin est responsable d'un rapport de saturation à l'équilibre supérieur à 1). L'extension verticale du nuage est essentiellement contrôlée par l'extension de la poche froide. Les plus grandes concentrations de cristaux se trouvent au sein de la poche froide où sous la poche froide, surtout du fait du déplacement de la poche froide selon la verticale, laissant en dessous une population dans un air sous-saturé (la sédimentation joue un rôle plus marginal).

IV.C.2 Nuages de nuit avec le modèle CLASSIC

Les taux de croissance sont calculés avec la fonction $f_C(T_a)$ et les températures sont prescrites par les profils de nuit (Figure IV.2, droite) avec $\Delta T_{shift} = 10$ K. Nous nous concentrons sur les parties supérieures (modèle CLASSIC) des figures concernées. Les Figures IV.9 et IV.8 montrent l'évolution dans le temps de la concentration en cristaux ainsi que des rayon effectifs. r_{eff} atteint ~ 75 nm à 0.01 Pa (~ 90 km) ce qui correspond aux tailles inférieures estimées par SPICAM. En revanche les opacités calculées à 200 nm sont $< 10^{-10}$, bien loin de l'ordre de grandeur observé pour les nuages de nuit (0,01). Au temps 1,9 h le nuage est présent au niveau de pression $p \sim 0.01$ Pa alors que la poche froide vient de disparaître à ce même niveau.

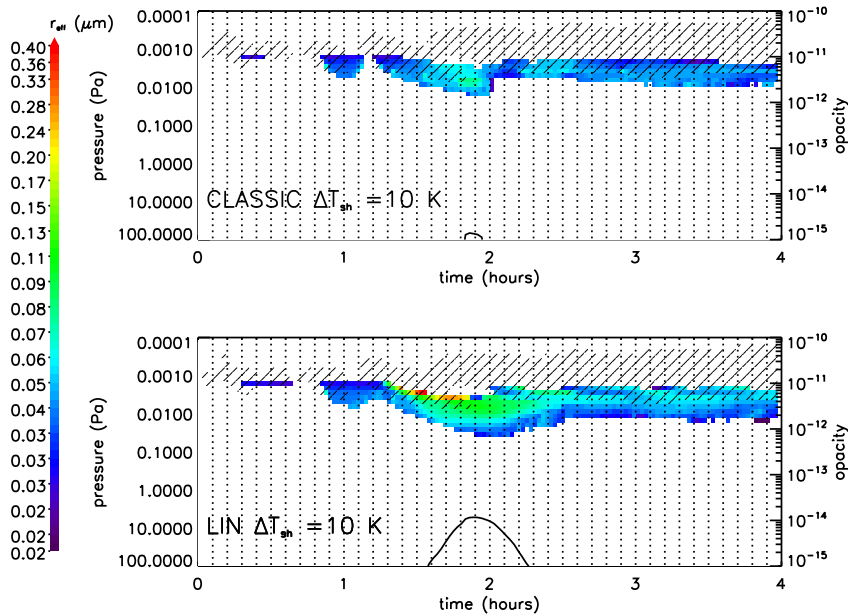


FIGURE IV.8 – Rayon effectif des cristaux (μm , échelle de couleur) en fonction du temps écoulé (en heure) pour un nuage de nuit simulé avec le modèle CLASSIC (haut) et le modèle LIN (bas) en prenant ($\Delta T_{shift} = 10$ K). Les profils verticaux de rayons sont tracés toutes les 100 s. L'opacité est tracée pour une longueur d'onde de 200 nm. L'aire hachurée correspond aux régions où $S > 1$ (poche froide).

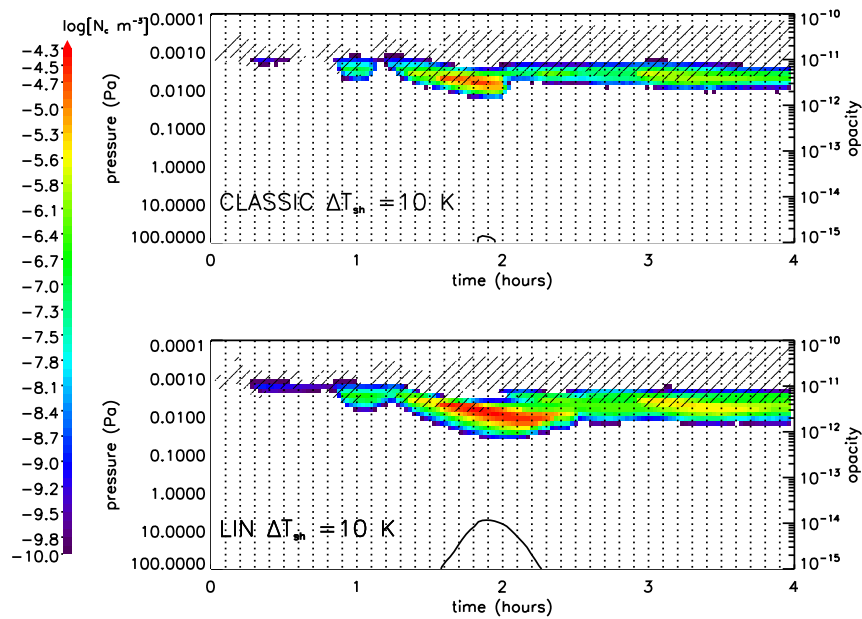


FIGURE IV.9 – Concentration volumique de cristaux (m^{-3} , échelle log), correspondant au nuage illustré sur la Figure IV.8, pour le modèle CLASSIC (haut), et le modèle LIN (bas).

Pour mettre en valeur cette observation concentrons-nous sur des profils verticaux tels que donnés sur la Figure IV.10, qui reprend les profils de température au-dessus de 0.1 Pa, avec le rapport de mélange massique de la glace (kg/kg) et le rayon effectif (μm). Le rayon effectif maximal de 0.075 μm est atteint lorsque la quantité de glace est maximale également ($dq_{ice,max} \ll 10^{-4}$ si bien que l'approche en gas-trace demeure valide). La Figure IV.11 se concentre sur quelques profils pris autour de 1,9 h. Le nuage est dû a une poche froide secondaire (où $S \sim 10 - 100$), en dessous de la poche froide principale. La poche froide secondaire est responsable de la formation nuageuse ; elle se rétracte ensuite, laissant le nuage en dessous dans un air sous-saturé, avant de s'évaporer au bout de quelques minutes. Le décalage en altitude entre poche froide et nuage, tel qu'observé par *Montmessin et al.* (2006a), pourrait ainsi s'expliquer par la rétraction de la poche froide réellement responsable de la formation du nuage, et non par une sédimentation des cristaux en dehors de la poche froide supérieure.

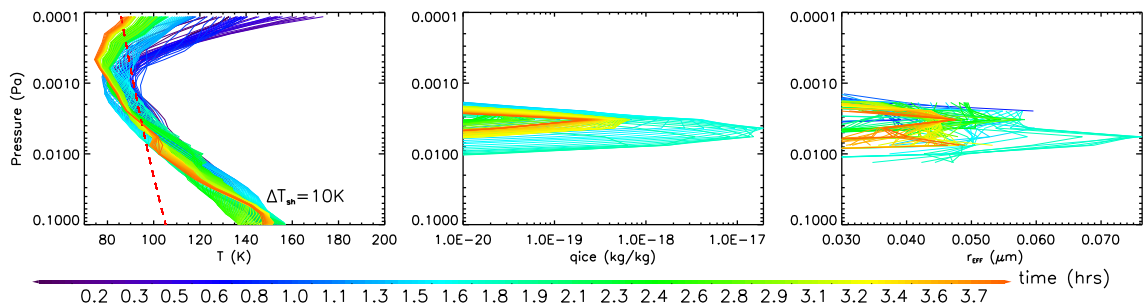


FIGURE IV.10 – Profils verticaux de (de gauche à droite) la température atmosphérique, le rapport de mélange de la glace (kg/kg) et le rayon effectif (μm) du nuage de nuage de nuit montré sur les parties supérieures des figures IV.9 et IV.8. Le point de condensation du CO₂ est indiqué (tirets).

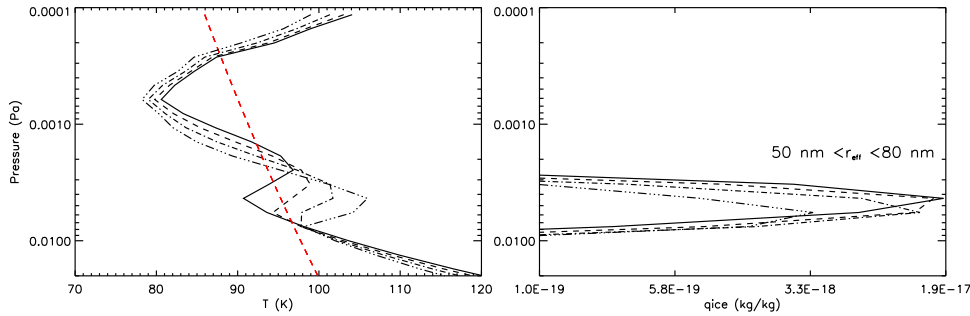


FIGURE IV.11 – Profils verticaux de température (gauche) et de rapport de mélange (kg/kg) de la glace (droite), mettant en évidence le décalage en altitude entre la poche froide et le nuage. Sélection de profils de la Figure (IV.21) tracés toutes les 200 s à partir de 1,9 h environ.

IV.C.3 L'effet du transfert radiatif

Intéressons-nous à l'influence du transfert radiatif sur les nuages décrits précédemment, en faisant appel à la fonction $f_{C,rad}$ (Tableau IV.2) pour le calcul du taux de croissance. Pour le nuage de jour précédemment obtenu avec $\Delta T_{shift} = 5$ K, le terme de refroidissement radiatif (P_{cool}) seul ne modifie que de $\sim 7\%$ (à la hausse) le rayon effectif maximal atteint ($1,4 \mu\text{m}$ au lieu de $1,3 \mu\text{m}$). Ainsi l'énergie libérée par condensation n'est que marginalement perdue par le refroidissement radiatif. En ajoutant le chauffage solaire (P_{sol}) et infrarouge (P_{atm}) on observe une diminution de 50% du rayon effectif maximal ($\sim 0,6 \mu\text{m}$), comme illustré par la Figure IV.13. Pour des rayons effectifs plus petits obtenus avec $\Delta T_{shift} = 0$ K, la diminution du rayon est de $\sim 15\%$ (de ~ 350 à ~ 300 nm) comme le montre la Figure IV.12.

L'effet du chauffage radiatif est prépondérant pour des rayons effectifs approchant du micron. Dans l'exemple du nuage avec $r_{eff} > 1 \mu\text{m}$ (figure IV.13) on remarque qu'avec le terme de chauffage, on se situe toujours dans la fourchette de rayons effectifs obtenus par CRISM ($0,5\text{-}2 \mu\text{m}$). Pour retrouver un rayon effectif $r > 1 \mu\text{m}$ (et compenser l'effet du chauffage radiatif) une valeur de ΔT_{shift} de l'ordre de 10 K est nécessaire au lieu de 5 K, soit $S_{max} \sim 600$. Cette valeur de S peut a priori sembler irréaliste pour cette gamme d'altitude ($\sim 70\text{-}80$ km) car elle caractérise davantage des rapports de saturation mesurés dans les couches les plus élevées de la mésosphère (~ 100 km).

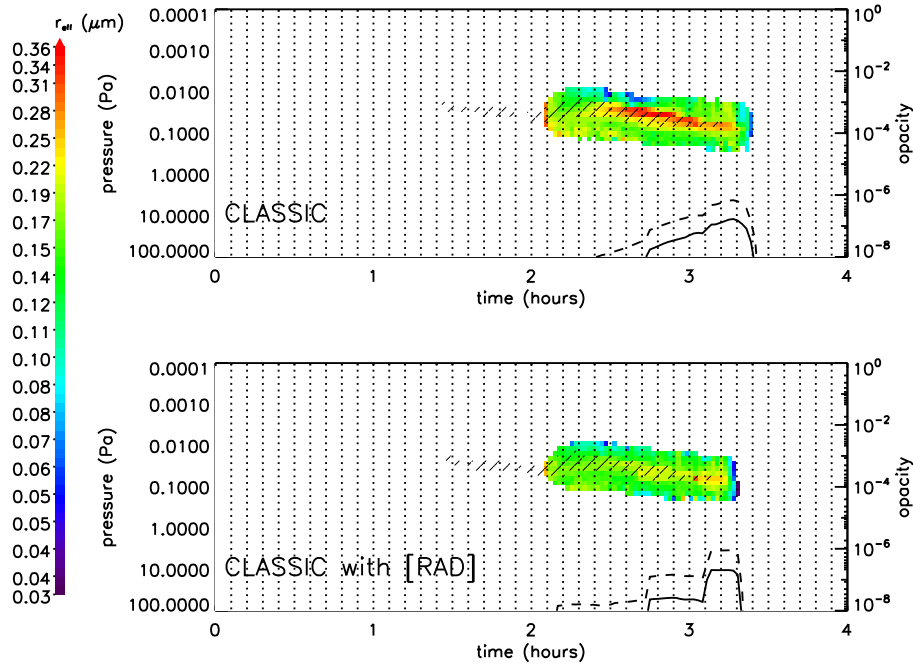


FIGURE IV.12 – Rayon effectif des cristaux (μm , échelle de couleur) en fonction du temps écoulé (en heure) pour nuage de jour simulé avec le modèle CLASSIC (haut) et le modèle CLASSIC/RAD (bas) en prenant ($\Delta T_{\text{shift}} = 0 \text{ K}$). Les profils verticaux de rayons sont tracés toutes les 100 s. Les axes verticaux correspondent à la pression atmosphérique (gauche) et l'opacité (gauche). L'opacité est tracée à 500 nm (tirets) et 1 μm (trait continu). L'aire hachurée correspond aux régions où $S > 1$ (poche froide).

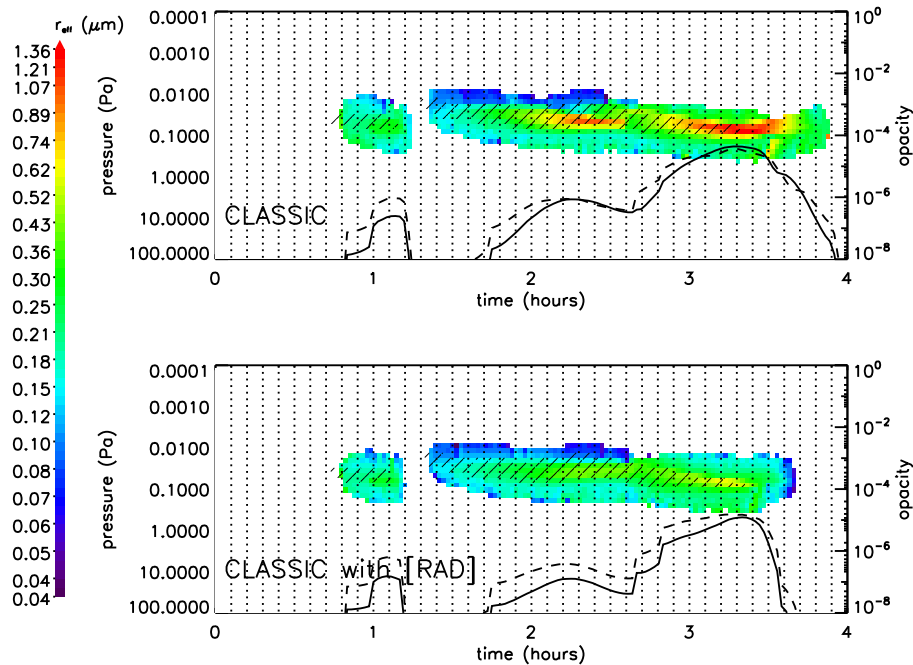


FIGURE IV.13 – Idem que la figure IV.12 pour $\Delta T_{\text{shift}} = 5 \text{ K}$, avec le modèle CLASSIC (haut) et le modèle CLASSIC/RAD (bas).

L'inclusion de termes de transfert radiatif pour les nuages de nuit (où le terme de chauffage P_{sol} est mis à 0) n'a pas de conséquence sur les rayons effectifs. Du fait du chauffage par P_{atm} , le rayon maximal r_{max} obtenu ($r_{max} \neq r_{eff}$) est de 110 nm au lieu de 150 nm (sans termes radiatif), mais les cristaux de plus grandes tailles ont une très faible concentration et n'influencent pas globalement le calcul du rayon effectif. Les rayons plus petits sont moins sensibles aux flux infrarouge du fait d'une section d'interception du flux IR très faible (par rapport au rayon micrométrique des cristaux du nuage de jour). Enfin le terme de refroidissement radiatif est, comme pour les nuages diurnes, largement négligeable devant la conduction thermique.

Le terme $P_{sol}(r)$ a été calculé en supposant que le flux solaire ne venait que du dessus. Ce serait vrai pour un angle solaire zénithal nul, cependant les observations OMEGA et CRISM ont été faites le matin (08h00) ou l'après-midi (16h-17h), à des heures où le flux solaire serait diffusé/absorbé par le gaz et les aérosols. Ainsi $P_{sol}(r)$ peut être considéré comme une estimation supérieure du chauffage par rayonnement solaire. $P_{atm}(r)$ est également une estimation supérieure du flux absorbé, car il a été supposé que la demi-sphère inférieure $2\pi r^2$ absorbait la même quantité de rayonnement. Les flux provenant des côtés du cristal parcourent cependant un chemin optique plus grand et seraient atténués comparé au flux provenant d'en-dessous. $P_{atm}(r)$ serait probablement plus proche de $P_{atm}(r) \times A/(2\pi r^2)$ où A est homogène à une surface et vérifie $\pi r^2 < A < (2\pi r^2)$. En outre les cristaux au centre du nuage seront probablement moins affectés par les flux solaires et IR impactant le nuage que les cristaux sur les bords de celui-ci. Un code de transfert radiatif demeure néanmoins nécessaire pour établir un diagnostic précis. Pour un rayon donné r , les termes $P_{sol}(r)$ et $P_{atm}(r)$ sont probablement surestimés. Cela pourrait expliquer qu'il y ait besoin de refroidir de $\Delta T_{shift} = 10$ K la température de grande échelle (obtenant $S \sim 600$), pour obtenir $r_{eff} \geq 1\mu\text{m}$ dans le nuage (au lieu de $\Delta T_{shift} = 5$ K et $S \sim 60$) : la très grande valeur de S nécessaire pour retrouver $r_{eff} \sim 1\mu\text{m}$ s'expliquerait par la surestimation des termes de chauffage radiatif. Seul le terme de refroidissement radiatif $P_{cool}(r, T_a)$ n'est pas dépendant d'hypothèses particulières liées à l'environnement du nuage et il apparaît négligeable pour les cristaux formés de jour comme de nuit.

IV.C.4 Importance du modèle CLASSIC pour la modélisation des nuages de CO₂ mésosphériques

Nous nous intéressons à des conditions de grandes sursaturations dans la mésosphère martienne : c'est ce qui a motivé l'élaboration d'un taux de croissance adapté (chapitre II). Il reste cependant à mettre en évidence les conséquences de l'utilisation d'un modèle inadapté aux grandes sursaturations comme le modèle linéarisé (LIN), dont nous rappelons l'expression du taux de croissance :

$$\frac{dr}{dt} = \frac{1}{a} \frac{S - S_{eq}}{R_d + R_h \times S_{eq}}, \quad (\text{IV.8})$$

où R_d , R_h sont les résistances de diffusion et de chaleur présentées au chapitre II.

Le modèle LIN correspond à la partie inférieure des Figures IV.7 et IV.6 pour le nuage de jour, et des Figures IV.9 et IV.8 pour le nuage de nuit. A première vue l'utilisation du modèle LIN plutôt que du modèle CLASSIC est responsable de rayons plus grands, d'opacité plus grandes, et de nuages avec un temps de vie plus long. Avec le modèle LIN et $\Delta T_{shift} = 5$ K, r_{eff} atteint $3\mu\text{m}$ pour le nuage de jour (Figure IV.6, bas) alors que le modèle CLASSIC donne r_{eff} atteint $1\mu\text{m}$ (Figure IV.6, haut). Pour $\Delta T_{shift} = 0\text{K}$ de la même manière le modèle LIN donne $0,6\mu\text{m}$ contre $0,3\mu\text{m}$ avec le modèle CLASSIC. L'utilisation du modèle LIN occasionne une augmentation de l'opacité d'un facteur ~ 10 lorsque $\Delta T_{shift} = 5$ K (un peu moins lorsque $\Delta T_{shift} = 0$ K). Avec le modèle LIN, les cristaux croissant plus vite et s'évaporant plus lentement, le nuage persiste plus longtemps lorsque la poche froide a disparu. L'opacité décroît aussi vite pour les deux modèles mais une population de cristaux avec $r_{eff} \sim 100$ nm demeure ~ 30 min plus longtemps dans l'air sous-saturé avec le modèle LIN

qu'avec le modèle CLASSIC. Autour du temps 1,2 h (voir Figure IV.6 et IV.7) une poche froide apparue vers 0,8 h et ayant atteint $S \sim 3,5$ disparaît alors. Dans le cas du modèle CLASSIC le nuage s'évapore également, alors qu'avec le modèle LIN l'opacité décroît bien mais une population de cristaux de ~ 100 nm persiste avec une concentration de 10^3 m^{-3} , jusqu'à ce qu'une nouvelle poche froide apparaisse et réactive la croissance des cristaux. Le modèle CLASSIC simule un nuage plus étroitement lié aux apparitions/disparitions de la poche froide.

Pour le nuage de nuit, une plus grande extension verticale du nuage est obtenue avec le modèle LIN (Figure IV.8, bas) comparé au modèle CLASSIC (figure IV.8, haut). Avec le modèle LIN r_{eff} atteint 150 nm au maximum d'opacité alors que le modèle CLASSIC donne un rayon effectif maximal de 75 nm. Des valeurs de plusieurs centaines de nanomètres (inexistantes avec le modèle CLASSIC) sont mêmes obtenues un peu plus tôt, vers 1,5 h.

En résumé, le modèle LIN donne des rayons effectifs deux à trois fois plus grands et des opacités dix fois plus importantes qu'avec le modèle CLASSIC, ainsi qu'un nuage à la durée de vie plus grande.

IV.D Reproduire les opacités mesurées des nuages mésosphériques de CO₂

IV.D.1 Sources de noyaux

Les opacités obtenues dans la partie précédente sont au moins quatre ordres de grandeur plus faibles que les opacités des nuages observés. De jour, l'opacité atteinte à partir du profil de référence avec $k_d = 1000 \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$ est de 10^{-4} au maximum contre $\sim 0,1$ en moyenne pour les observations. De nuit l'opacité est inférieure à 10^{-10} alors que les nuages observés par SPICAM présentaient une opacité comprise autour de 0,01 (entre 0,006 et 0,05). Le profil de poussière obtenu avec $k_d = 100 \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$ serait d'autant plus insuffisant puisque le profil résulte en d'autant moins de noyaux à une altitude donnée. Dans la suite les taux de croissance sont calculés avec le modèle CLASSIC sans les termes radiatifs, dont les effets ont été discutés plus haut.

Nous introduisons de nouveaux profils de poussières à l'équilibre entre sédimentation et transport atmosphérique (Figure IV.14). Nous appelons D1, D2 et D3 les trois nouveaux profils. D0 correspond au profil de référence utilisé précédemment. Ces trois profils ont été obtenus en multipliant par un facteur donné la quantité de poussières dans chaque case de rayon, avant de laisser le tout sédimenter. Un profil obtenu avec la même quantité de poussière que D0 mais avec $k_d=5000 \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$ est également indiqué (appelé D0/5000). Typiquement une plus grande valeur de k_d permet de maintenir en altitude des poussières de plus grande taille (tout en augmentant la quantité totale de poussière présente) alors que D1-D3 (obtenus avec le même coefficient $k_d=1000 \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$) augmente uniquement la quantité de poussière à une altitude donnée, par rapport à D0. Des profils typiques de conditions de tempêtes de poussières sont également reportés pour comparaison (extraits de la base de données climatiques martiennes, MCD, *Millour et al.*, 2012). Bien que l'allure des profils D1 à D3 soit différente de celle des profils de la MCD, nous pouvons dire que D1 et D2 sont respectivement des estimations inférieures et supérieures du profil de la MCD correspondant à $L_s=270^\circ$, entre 70 et 80 km. De la même manière D2 et D3 sont respectivement une estimation inférieure et supérieure du profil MCD correspondant à $L_s=270^\circ$ autour de 90 km. Par ailleurs, le profil avec un mélange atmosphérique accru ($k_d = 5000 \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$) reproduit un peu mieux l'allure du profil de poussière MCD à $L_s=270^\circ$, entre 70 et 80 km.

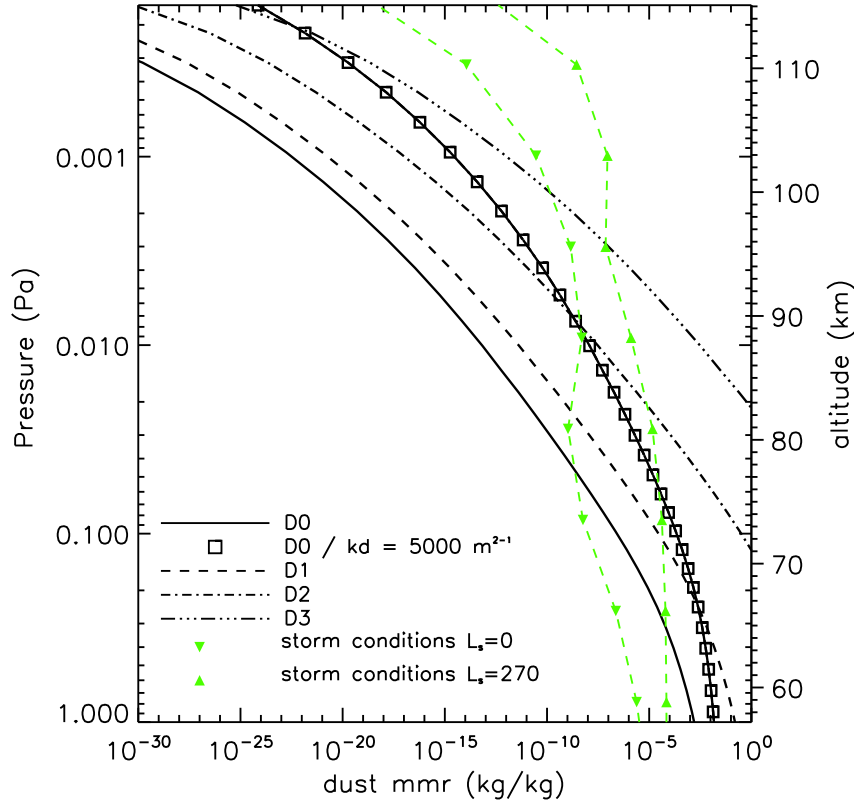


FIGURE IV.14 – Profils de poussières (rapport de mélange massique kg/kg) à l'équilibre entre sédimentation/transport atmosphérique (D0 à D3) obtenus avec $k_d = 1000 \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$ au-dessus de 1 Pa, pour différentes quantités initiales de poussière (allant croissante de D0 à D3). Un profil obtenu avec la même quantité initiale de poussière que D0 mais avec $k_d = 5000 \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$ est également tracé (symboles carrés). Des profils de poussière en conditions de tempêtes tels que prédits par le modèle LMD-GCM en $L_s = 270^\circ$ (triangles hauts) et $L_s = 0^\circ$ (triangles bas) sont montrés pour comparaison.

Une autre approche consiste à ajouter un taux de production constant de particules à une altitude donnée. Ce flux pourrait rendre compte de l'apport météoritique que nous avons décrit dans le chapitre I, déjà envisagé sur Terre pour expliquer la formation des PMCs (Turco et al., 1981; Rapp and Thomas, 2006). En effet la zone d'ablation des météoroïdes est théoriquement comprise entre $\sim 50 \text{ km}$ et $\sim 90 \text{ km}$ (Adolfsson et al., 1996), c'est à dire aux altitudes où sont observés les nuages de CO₂. Cette gamme d'altitude d'ablation vaut pour des météoroïdes sphériques, et l'ablation peut très bien arriver une dizaine de kilomètres plus haut (ainsi $\sim 110 \text{ km}$ au lieu de 90 km) si l'on considère une forme plus complexe donnant d'avantage de prises au molécules de l'atmosphère lors du freinage du corps météoritique (voir l'exemple de particules fractales dans Kalashnikova et al., 2000).

La recondensation du matériel ablaté entraîne la création de nouveaux noyaux de condensation de tailles typiques 1-10 nm dans la haute mésosphère terrestre (Hunten et al., 1980; Bardeen et al., 2008). Le taux de production a été choisi en fonction de l'estimation du flux météoritique sur Mars,

donnée par *Flynn* (1992) et rappelée en section I.C.3.a du chapitre I : $\mathcal{F} = 2 \cdot 10^6$ kg par an. Nous pouvons ainsi estimer un taux de production moyen F_M surfacique, en supposant un flux homogène sur Mars (de rayon R_M) :

$$F_M = \frac{\mathcal{F}}{4\pi R_M^2} = 2.4 \cdot 10^{-16} \text{ kg s}^{-1} \text{ m}^{-2}$$

En supposant les particules sphériques et une population monodispersée (rayon r), le taux de production s'écrit : $F_p(r) = F_M / (\frac{4}{3}\pi r^3 \rho)$.

Avec $\rho = 2500 \text{ kg m}^{-3}$ on obtient par exemple pour $r = 1 \text{ nm}$ et $r = 10 \text{ nm}$:

$$F_p(1 \text{ nm}) = 2 \cdot 10^8 \text{ s}^{-1} \text{ m}^{-2},$$

et

$$F_p(10 \text{ nm}) = 2 \cdot 10^5 \text{ s}^{-1} \text{ m}^{-2}.$$

Choisir $\rho \sim 1000 \text{ kg m}^{-3}$ pour les particules météoritiques (voir chapitre I) ne modifierait pas ces ordres de grandeurs de flux. Puisque les particules météoritiques formées à partir de la recondensation du matériel ablaté coagulent entre elles (*Hunten et al.*, 1980; *Bardeen et al.*, 2008) nous pouvons dire, avec cette approche simplifiée, que par conservation de la matière les particules de 10 nm proviennent de la coagulation des particules de 1 nm (comme une alternative à leur production supposée ici directe).

IV.D.2 L'opacité des nuages de jour

L'utilisation du profil de poussière D1 avec $\Delta T_{shift} = 5 \text{ K}$ permet d'obtenir des opacités de l'ordre de $4 \cdot 10^{-3}$ au maximum (Figure IV.15, haut), soit cent fois supérieures à celles obtenues avec D0. C'est toujours deux ordres de grandeur en dessous des valeurs moyennes mesurées par OMEGA et CRISM. Le rayon r_{eff} vaut à son maximum $\sim 1,4 \mu\text{m}^4$. Avec le profil D0/5000 (non montré), l'opacité du nuage atteint au maximum $\sim 10^{-3}$, ce qui suggère qu'un transport atmosphérique accru seul ne permet pas de faire en sorte que les conditions moyennes de chargement en poussière de l'atmosphère (telles celles données par D0) puisse mener aux opacités observées (à $\sim 70\text{-}80 \text{ km}$). Un profil intermédiaire entre D1 et D2 (noté D1/D2), avec $\Delta T_{shift} = 1 \text{ K}$, donne des opacités au maximum égales à $5 \cdot 10^{-2}$ (Figure IV.16) et un rayon effectif maximal de $\sim 500 \text{ nm}$. Le rayon effectif est égal à la limite inférieure des rayons effectifs déduits des observations CRISM, et l'opacité est deux fois inférieure à la moyenne des observations.

Un profil intermédiaire entre D1 et D2 (D1/D2), mais avec $\Delta T_{shift} = 2 \text{ K}$, donne des opacités au maximum égales à 0,1 (Figure IV.15, bas) et un rayon effectif maximal de $\sim 700 \text{ nm}$. L'opacité est de l'ordre de grandeur observé par OMEGA et CRISM, et le rayon effectif est au-dessus de la limite inférieure mesurée par CRISM ($\sim 500 \text{ nm}$). Cependant, dans ce cas, $dq_{\text{ice,max}} = 5|dq_{\text{ice,lim}}|$ ce qui signifie que l'on se trouve au-delà de la limite de validité de l'approche de type gaz-trace (et qu'il faudrait accepter 5% comme limite supérieure de validité du schéma de condensation). En prenant $\Delta T_{shift} = 5 \text{ K}$ (avec D1/D2) l'opacité maximale dépasse 0.4 pour un rayon de $1,4 \mu\text{m}$, mais $dq_{\text{ice,max}} = 30|dq_{\text{ice,lim}}|$ (30% de la masse de la couche atmosphérique condensée.) Ces exemples montrent que l'approche en gaz-trace atteint sa limite d'applicabilité pour les nuages de jour avec des quantités de poussières proches de celles rencontrées pendant une tempête de poussière.

4. Mentionnons que dans ce cas, le modèle LIN résulte en une opacité maximale de 0,01 et un rayon maximal de $r_{\text{eff}} \sim 3 \mu\text{m}$ soit des surestimations similaires à celles rencontrées dans les exemples de simulation de nuage précédents de plus faible opacité.

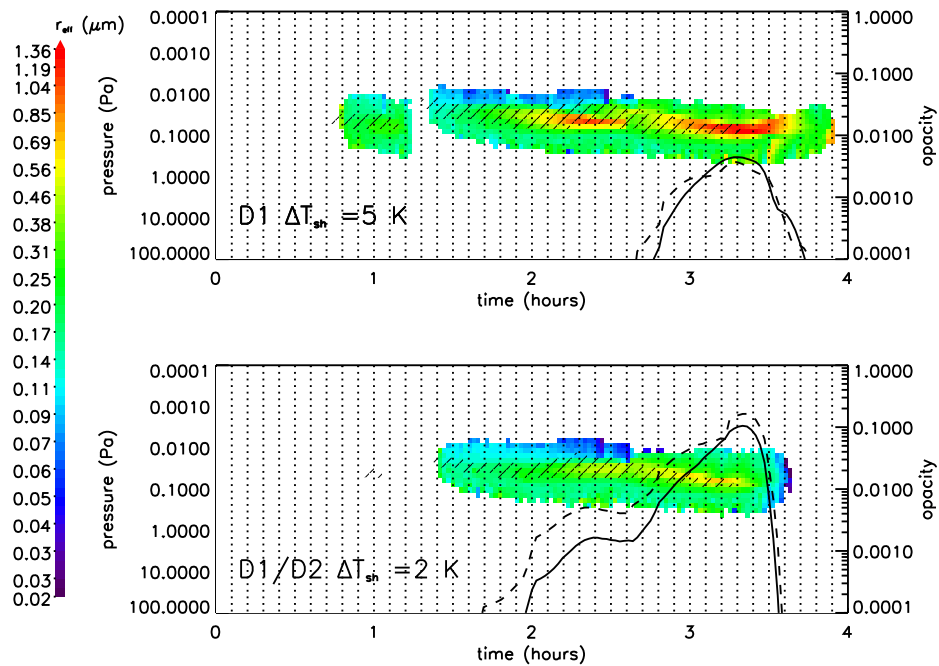


FIGURE IV.15 – Rayon effectif pour deux nuages de jours obtenus avec un profil de poussière D1 et $\Delta T_{shift} = 5$ K (haut) et un profil de poussière intermédiaire entre D1 et D2 avec $\Delta T_{shift} = 2$ K (bas). L'opacité est indiquée à chaque fois à $\lambda = 1 \mu\text{m}$ (trait continu), et 500 nm (tirets).

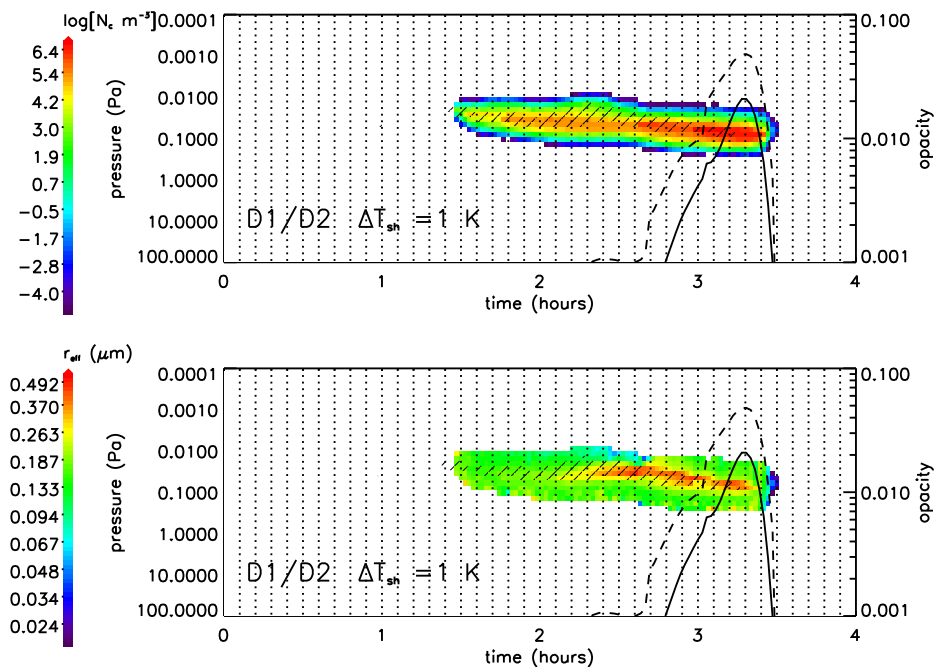


FIGURE IV.16 – Concentration de cristaux (haut) et rayon effectif (bas), pour un nuage de jour obtenu à partir d'un profil de poussière intermédiaire entre D1 et D2 avec $\Delta T_{shift} = 1$ K.

Ajoutons maintenant les taux de production de particules F_p par dessus le profil de poussière D0. La Figure IV.17 montre le comportement de la population de particules de 1 nm (partie supérieure) et 10 nm (partie inférieure) injectées respectivement à $p \sim 0.01$ (90 km) et $p \sim 0.001$ (110 km), avec respectivement $\Delta T_{shift} = 5$ K et $\Delta T_{shift} = 1$ K. Les particules évoluent sous l'effet du mélange atmosphérique et de la sédimentation. Dans le cas des particules de 10 nm la sédimentation est plus évidente (flux orienté vers le bas) que dans le cas des particules de 1 nm, du fait de leur plus grande masse.

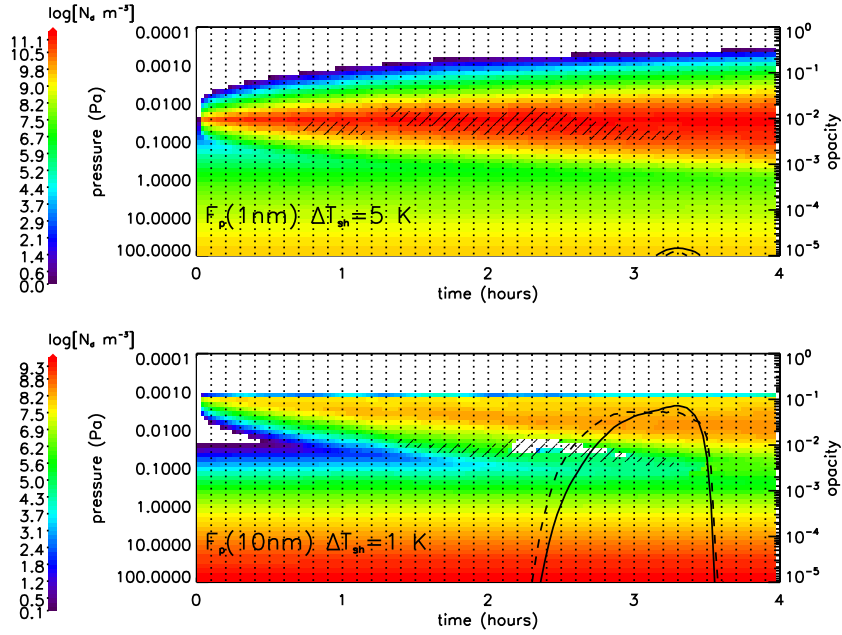


FIGURE IV.17 – Concentration en poussières (m^{-3} , échelle de couleur) avec l'addition de particules de 1 nm (haut) et de particules de 10 nm (bas) tombant dans la zone susursaturée. Les opacités des nuages obtenus avec ces scénarios de poussière sont indiquées ($\Delta T_{shift} = 5$ K en haut et $\Delta T_{shift} = 1$ K en bas).

Si on ajoute à D0 le terme source $F_p(1 \text{ nm})$, avec $\Delta T_{shift} = 5$ K (non montré), les particules de 1 nm ne sont pas activées car $S \sim 70$ au maximum. C'est inférieur au rapport de saturation critique pour cette taille (~ 300). Le nuage qui se forme dans ce cas est le même que celui simulé précédemment avec D0 seul (partie haute des Figures IV.7 et IV.6), comme le montre l'opacité associée sur la Figure IV.17 (haut). Si on utilise $\Delta T_{shift} = 10$ K ($S_{max} \sim 600$), alors effectivement ces particules sont activées mais ne croissent pas assez si bien que les opacités restent inférieures à 10^{-4} . L'onde de gravité ne maintient pas assez longtemps de hauts rapports de saturation pour permettre aux particules de poursuivre leur croissance. En outre des rapports de saturation atteints avec cette valeur de ΔT_{shift} ($S \sim 600$) ne sont pas attendus à cette altitude.

Si on ajoute à D0 le terme source $F_p(10 \text{ nm})$, avec $\Delta T_{shift} = 1$ K, une diminution de la concentration des poussières est observée (à $t=2,1$ h) là où la poche froide se forme, lorsque $S \sim 3$ (Figure IV.17, bas), valeur nécessaire à l'activation de noyaux de cette taille. Le rayon effectif maximum atteint est de ~ 800 nm (Figure IV.18). On remarque que jusqu'à 2,1 h le rayon effectif vaut autour de 200 nm. Il décroît alors brutalement lors de l'activation des particules de 10 nm (pondération des faibles rayons dans le calcul de r_{eff}), puis r_{eff} croît à nouveau pour atteindre 800 nm. L'opacité vaut alors ~ 0.08 . Lorsque la poche froide disparaît, l'opacité est divisée par 10 en ~ 10 min et divisée par 100 dans les quelques minutes qui suivent.

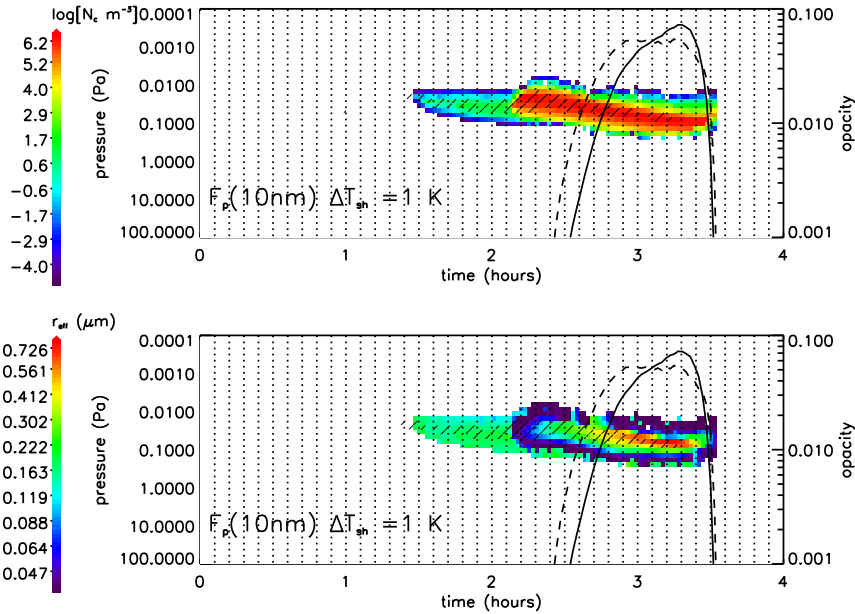


FIGURE IV.18 – Concentration des cristaux (haut) et rayons effectifs (μm) pour un nuage de jour avec ($\Delta T_{\text{shift}} = 1 \text{ K}$), formé à partir du flux de particules $F_p(10 \text{ nm})$ tombant dans la zone de sursaturation (voir figure IV.17, bas).

En se reportant à la Figure IV.17 (bas) on remarque, au moment de la chute d'opacité, la restitution des noyaux libérés par évaporation au reste de la poussière, avec augmentation de sa concentration (à $t = 3, 4 \text{ h}$ à $p \sim 0.1 \text{ Pa}$). En choisissant $\Delta T_{\text{shift}} = 0 \text{ K}$, nous obtenons $r_{\text{eff}} \sim 500 \text{ nm}$ et $\tau \sim 0.02-0.04$ (non illustré). Pour $\Delta T_{\text{shift}} = 0 \text{ K}$ et $\Delta T_{\text{shift}} = 1 \text{ K}$ respectivement, $dq_{\text{ice,max}} \sim dq_{\text{ice,lim}}$ et $dq_{\text{ice,max}} \sim 3dq_{\text{ice,lim}}$, ce qui signifie que dans le second cas, nous sommes au dessus de la limite que nous nous sommes imposée pour la variation dm_a/m_a . Remarquons que si nous ajoutons les particules de 10 nm directement dans la zone de condensation (au lieu de les y faire tomber par le dessus), cela mène à une présence toujours accrue de noyaux à chaque pas de temps, entraînant une condensation massive rendant l'approche de notre modèle inexploitable (à une altitude où les noyaux pourraient également être créés après ablation de météoroïdes). Abaisser alors le taux de production $F_p(10 \text{ nm})$ pour respecter la limite de validité du modèle ne permet cependant pas d'atteindre des opacités proches de celles observées.

IV.D.3 L'opacité des nuages de nuit

A plus haute altitude, où se forment les nuages de nuit, le profil le plus proche des conditions de tempêtes de poussières autour de 90 km (D3) est utilisé pour imposer une concentration maximale de noyaux à l'altitude de condensation (Figure IV.14). Le rayon effectif ainsi que l'opacité sont illustrés sur la Figure IV.19. L'opacité atteint au maximum 10^{-4} (pour $\lambda = 200 \text{ nm}$), c'est à dire deux ordres de grandeurs plus faible que la valeur moyenne observée avec SPICAM (la plus faible étant $6 \cdot 10^{-3}$). Ainsi, un profil de poussières caractéristique d'une tempête au solstice d'été de l'hémisphère sud ($L_s = 270^\circ$) ne permet pas d'atteindre les opacités observées pour les plus hauts nuages mésosphériques. Le profil D0/5000 permet d'atteindre de plus grandes tailles de cristaux (figure IV.20) qu'avec D0 seul (jusqu'à $\sim 150-200 \text{ nm}$ autour du maximum d'opacité). La raison essentielle en est la présence de noyaux de plus grands rayons, du fait d'un mélange atmosphérique

plus important qu'avec D0 seul. Les cristaux formés débutent leur croissance à partir d'un rayon initial plus important. L'opacité maximale demeure cependant bien plus faible (d'un facteur ~ 100) qu'avec le profil D3. De la même façon que pour les nuages de jour, une augmentation du transport vertical ne permet pas d'amener les conditions moyennes de poussières en des quantités telles (à ~ 90 km) qu'elles permettraient d'atteindre les opacités observées.

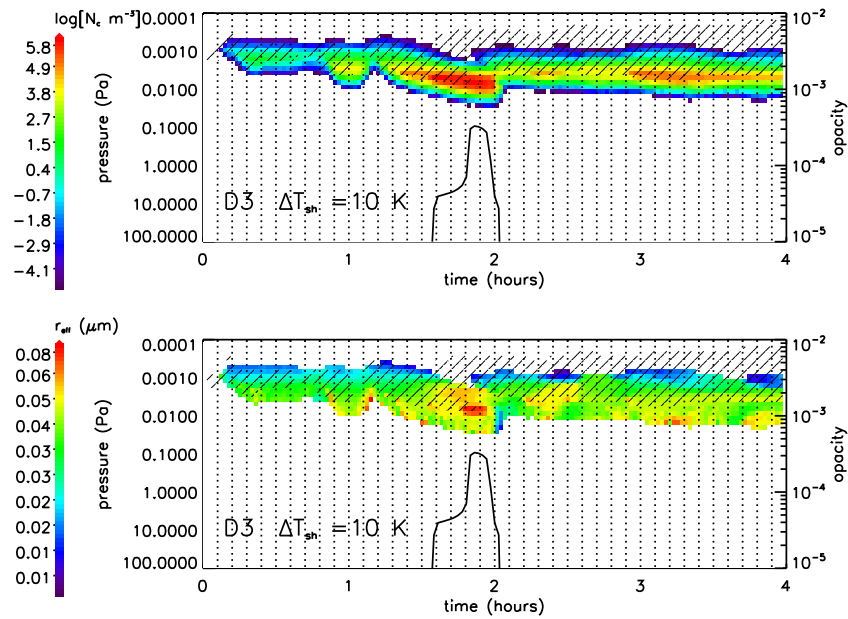


FIGURE IV.19 – Concentrations de cristaux (haut) et rayons effectifs (bas) obtenus à partir du profil D3 et $\Delta T_{\text{shift}} = 10 \text{ K}$.

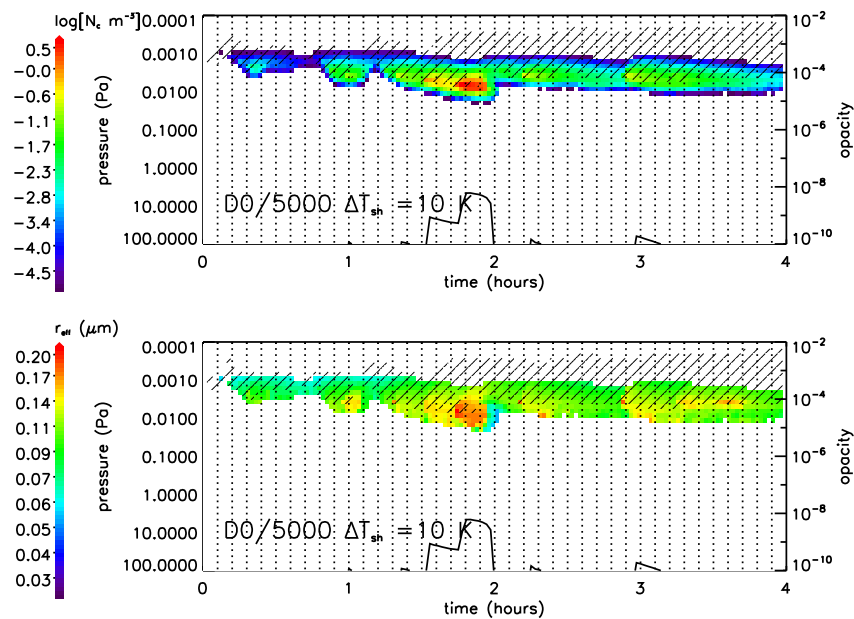


FIGURE IV.20 – Concentrations de cristaux (haut) et rayons effectifs (bas) obtenus à partir du profil D0/5000 et $\Delta T_{\text{shift}} = 10 \text{ K}$.

Essayons alors la seconde approche consistant à ajouter un flux de particules météoritiques (avec $\Delta T_{shift} = 10$ K). Si on utilise $F_p(10 \text{ nm})$, ajouté à D0 (vers 110 km), un nuage se forme, dont les cristaux atteignent 90 nm pour une concentration de $10^7 - 10^8 \text{ m}^{-3}$ (Figure IV.21). L'approche en gaz-trace reste valide puisque $dq_{ice,max} = 2.5 \cdot 10^{-4}$. L'opacité vaut $\sim 0,04$ qui est la valeur maximale observée par SPICAM (Montmessin *et al.*, 2006a). (Avec $\Delta T_{shift} = 12$ K, $r_{eff} \sim 120$ nm au lieu de 90 nm, soit plus proche du rayon maximal observé par SPICAM). Comme sur la Figure IV.11 on observe que la partie principale du nuage évolue dans un air sous-saturé vers 2 h (Figure IV.22). Cette configuration entre la poche froide et le nuage est déterminée par l'évolution temporelle de la poche froide seule. La durée de vie du nuage est brève (~ 10 min) une fois que cette poche froide secondaire a disparu.

En ajoutant à D0 (et $\Delta T_{shift} = 10$ K) un flux de particules de 1 nm, $F_p(1 \text{ nm})$, on obtient une très faible croissance des cristaux, quelle que soit l'altitude du terme source. Les opacités atteignent 10^{-5} au maximum pour un population de cristaux de ~ 5 nm de rayon effectif, en des endroits où S vaut de 500 à 1000 environ, aux plus hautes altitudes (où les temps de condensation sont les plus faibles). En prenant $\Delta T_{shift} = 12$ K, un flux $F_p(1 \text{ nm})/1000$ (de l'ordre de $10^5 \text{ m}^{-2}\text{s}^{-1}$) permet de former des cristaux de 30-40 nm (non montré), et d'atteindre une opacité de l'ordre de 0,01 vers la fin des quatre heures de simulations, où les rapports de saturations ont atteint des valeurs $S > 1000$, au-dessus de 100 km.

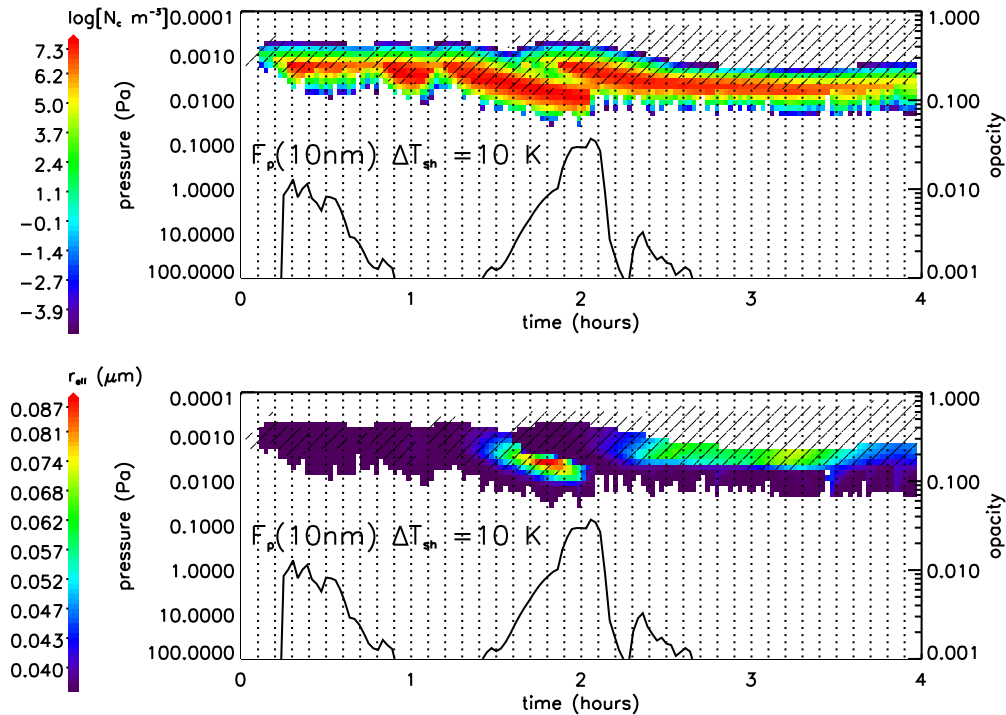


FIGURE IV.21 – Concentrations de cristaux (haut) et rayons effectifs (bas) obtenus avec D0 augmenté du flux $F_p(10 \text{ nm})$ et $\Delta T_{shift} = 12$ K.

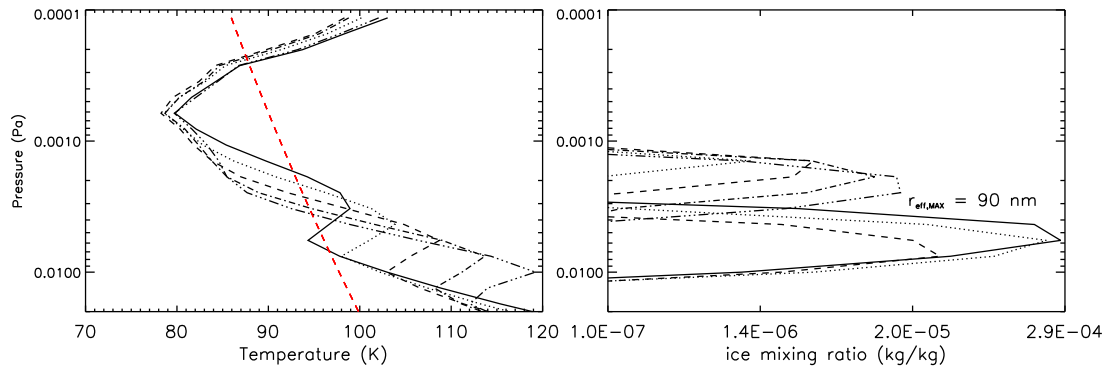


FIGURE IV.22 – Profils verticaux de température (gauche) et de rapport de mélange (kg/kg) de la glace (droite). Nuage de nuit formé à partir du flux de $F_p(10 \text{ nm})$ et avec $\Delta T_{shift} = 10 \text{ K}$. C'est une sélection de profils de la Figure (IV.21) tracés toutes les 300 s à partir de 1,9 h environ.

IV.E Récapitulatif des simulations et discussions

IV.E.1 Commentaires généraux : résultats et processus négligés

Le tableau IV.3 résume les principales simulations permettant de rendre compte des résultats obtenus et également des limitations imposées par l'utilisation du modèle avec son schéma de gaz trace (niveaux de pression fixes). Typiquement, pour ce qui est des nuages de jour, il est possible au mieux d'atteindre $\tau \lesssim 0,1$ et $r_{\text{eff}} \lesssim 1 \mu\text{m}$. Atteindre des valeurs d'opacité supérieures à 0,1 avec des rayons supérieurs au micron demande un niveau de condensation trop abondant pour pouvoir être validé par notre approche. Pour ce qui est des nuages de nuit en revanche, il est possible de reproduire au sein du modèle des opacités et des tailles de rayon observées par SPICAM. Pour comparer les rayons effectifs observés à ceux obtenus par les simulations, il faudrait en théorie pondérer ces derniers par l'extinction Q_{ext} prise à la longueur d'onde d'observation en recalculant r_{eff} de la façon suivante : $r_{\text{eff}}^Q = \int_{r_1}^{r_2} n(r)r^3 Q_{\text{ext}}(r)dr / \int_{r_1}^{r_2} n(r)r^2 Q_{\text{ext}}(r)dr$. Or l'extinction est maximale lorsque $r \sim \lambda$ et décroît rapidement lorsque $r \ll \lambda$. Sous l'intégrale, le terme au numérateur de r_{eff} étant d'une puissance plus élevée (r^3) qu'au dénominateur (r^2), on peut s'attendre que l'ajout de la pondération par $Q_{\text{ext}}(r)$ donne $r_{\text{eff}}^Q > r_{\text{eff}}$ car les plus grands rayons sont alors privilégiés. Dans les faits, les distributions de rayons dans les nuages ne sont pas suffisamment larges pour que l'écart entre numérateur et dénominateur soit conséquent. En effet, les temps caractéristiques de condensation étant plus faibles pour les plus petits cristaux (section III.C.2), les distributions de rayons de cristaux au sein des nuages ont tendance à se resserrer. On a en fait $r_{\text{eff}}/r_{\text{eff}}^Q \sim 1$.

La coagulation. Les concentrations totales maximales de cristaux et les tailles obtenues pour les simulations de nuages de nuit sont respectivement $\sim 10^8 \text{ m}^{-3}$ et $\sim 100 \text{ nm}$. Pour un tel ordre de grandeur de tailles de particules les coefficients de coagulation (brownien ou gravitationnel) sont $< 10^{-12} \text{ m}^3 \text{ s}^{-1}$ (voir Figure III.9 du chapitre précédent). On peut ainsi s'attendre à des temps caractéristiques de coagulation $\tau_{\text{coag}} > 1/(10^{-12}10^7)$ soit $\tau_{\text{coag}} > 3$ heures, au delà du temps de vie des nuages simulés les plus denses. Dans le cas des nuages de jour, les concentrations totales maximales de cristaux sont de l'ordre de $\sim 10^6 \text{ m}^{-3}$ pour des tailles $< 1 \mu\text{m}$. Ainsi, avec $K < 10^{-10} \text{ m}^3 \text{ s}^{-1}$, $\tau_{\text{coag}} > 1/(10^{-10}10^6)$ soit $\tau_{\text{coag}} > 3$ heures, au delà du temps de vie caractéristique des nuages formés (< 1 heure). La coagulation aurait donc a priori un effet négligeable sur les nuages simulés. La coagulation gravitationnelle pourrait éventuellement être importante dans le cas des nuages les plus denses où $r > 1 \mu\text{m}$ à 80 km car alors le coefficient $K^G > 10^{-10} \text{ m}^3 \text{ s}^{-1}$ et une poche froide suffisamment longue pourrait éventuellement permettre à une croissance par coagulation. Cela suppose également que l'efficacité de la coagulation entre deux cristaux (textitsticking efficiency) soit proche de 1. L'importance de cet effet ne peut être évalué qu'en incluant la coagulation dans un modèle de microphysique (qui prendrait également en compte les modifications de pression totale du fait de la condensation et de la formation des nuages les plus optiquement épais, inaccessible à notre modèle).

Vitesses verticales. Il est important de rappeler ici que les vitesses verticales induites par la propagation des ondes de gravité (terme de transport) ne sont pas prises en compte dans cette modélisation. Les ondes de gravité générées dans le modèle méso-échelle peuvent occasionner des vitesses de l'ordre du mètre par seconde à $\sim 80 \text{ km}$. ou de l'ordre de dix mètres par seconde à $\sim 100 \text{ km}$. Ces vitesses peuvent ainsi s'opposer à la vitesse de sédimentation de certains cristaux et les maintenir ou les expulser d'une zone de sursaturation. Les vitesses verticales peuvent également être négatives (dirigées vers le bas) et au contraire favoriser la sédimentation des cristaux. Cette interactivité entre cristaux et ondes de gravité ne peut être étudiée que dans le cadre d'un couplage entre un modèle atmosphérique tridimensionnel générant de telles ondes et un modèle de microphysique des nuages. C'est l'objet des perspectives de ce travail de thèse (voir la conclusion générale).

Scénario	ΔT_{shift}	S_{max}	Opacité (τ_{max})	Rayon r_{eff}	$dm_a/m_a \leq 1\%$	Figure
Nuages de jour						
D0	0 K	10	10^{-6}	0,35 μm	✓	IV.12
D0 + [RAD]	0 K	10	10^{-6}	0,3 μm	✓	IV.12
D0	5 K	70	10^{-5}	1,3 μm	✓	IV.6, IV.7
D0 +[RAD]	5 K	70	10^{-5}	0,55 μm	✓	IV.13
D0 +[RAD]	10 K	600	10^{-4}	>1 μm	✓	-
D0/5000	5 K	70	0,002	1 μm	✓	-
D1	5 K	70	0,004	1,4 μm	✓	IV.15
D1/D2	1 K	15	0,01-0,05	0,5 μm	✓	IV.16
D1/D2	2 K	20	0,1	0,7 μm	~ (5%)	IV.15
D1/D2	5 K	70	0,4	1,4 μm	x (30%)	-
$F_p(10 \text{ nm})$	0 K	10	0,01 - 0,03	0,5 μm	✓	-
$F_p(5 \text{ nm})$	0 K	10	0,01 - 0,08	0,35 μm	~ (3%)	-
$F_p(10 \text{ nm})$	1 K	15	0,05-0,08	0,8 μm	~ (3%)	IV.18
$F_p(10 \text{ nm})$	5 K	70	0,3	2 μm	x (20%)	-
Nuages de nuit						
D0	5 K	30	$< 10^{-10}$	50 nm	✓	-
D0	10 K	300	$< 10^{-10}$	75 nm	✓	IV.8, IV.9
D0/5000	10 K	300	10^{-6}	150-200 nm	✓	IV.20
D3	10 K	300	0,001	80 nm	✓	IV.19
D3	12 K	700	0,004	75 nm	✓	-
$F_p(1 \text{ nm})$	10 K	1000	10^{-5}	5nm	✓	-
$F_p(1 \text{ nm}) \times 10^{-3}$	12 K	3000	~0,1	30-40 nm	✓	-
$F_p(10 \text{ nm})$	10 K	300	0,04	90 nm	✓	-
$F_p(10 \text{ nm})$	12 K	700	0,04	100-120 nm	~ (3%)	IV.21

TABLE IV.3 – Résumé des résultats types et de la capacité du modèle à reproduire les rayons et opacités observés. Des exemples de nuages simulés sans respect de la limite de validité du modèle sont indiqués pour illustrer les limitations de l'approche, en terme d'opacité et de rayon effectif. S_{max} correspond au rapport de saturation maximal atteint là où le nuage considéré se forme.

IV.E.2 Rôle des ondes de gravité dans la formation des nuages de CO₂

Pour les nuages de nuit, comme pour les nuages de jour, il est possible de modéliser des rayons effectifs de cristaux en accord avec les observations, avec des ordres de grandeurs de sursaturation mesurés dans la mésosphère martienne. Les opacités demeurent bien en deçà des valeurs mesurées si aucune source supplémentaire de noyaux n'est apportée à ce que nous considérons comme des conditions moyennes de poussières pendant la saison d'observation des nuages de CO₂. Ces noyaux supplémentaires permettent la formation de nuages plus denses. Il est possible de se rapprocher (dans le cas de jour) ou de reproduire (dans le cas de nuit) des opacités moyennes en se servant de scénarios simples d'ajouts de poussières dans l'atmosphère. Une onde de gravité causant un rapport de saturation de l'ordre de 10 – 60 permet d'atteindre une taille de cristaux comprise entre 0,5 et 2 μm , autour de 70-80 km. Une onde de gravité causant un rapport de saturation de l'ordre de 100 – 300 permet d'atteindre une taille de cristaux entre 80 et 120 nm autour de 90 km (S atteint ~ 1000 à plus haute altitude où aucun nuage d'opacité proche des opacités observées ne se forme).

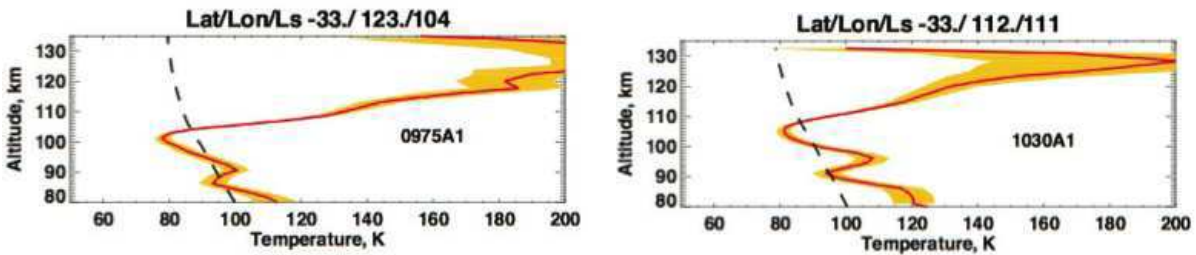


FIGURE IV.23 – Profils verticaux de température mesurés par occultations stellaires (barres d'erreurs en jaune) avec SPICAM (Montmessin et al., 2011). La possibilité d'avoir une structure en double couche de sursaturation est illustrée par ces deux exemples. Les tirets marquent le point de condensation du CO₂.

L'évolution spatiale/temporelle de l'onde de gravité détermine l'évolution spatiale/temporelle du nuage. Par exemple citons le décalage en altitude observé entre poche froide et nuage par Montmessin et al. (2006b) pour lequel nous proposons une explication à l'aide de notre approche. Ce n'est pas la sédimentation des cristaux qui expliquerait cette configuration. La poche froide responsable de la formation du nuage se retirerait, laissant ce dernier évoluer dans un air sous-saturé (Figure IV.11 and Figure IV.22). Ce type de poche froide secondaire et transitoire par rapport à la poche froide supérieure se devine d'ailleurs dans les observations SPICAM publiées par Montmessin et al. (2011) où une zone sursaturée apparaît autour de 90 km, sous la parcelle d'air sursaturée autour de 100 km (figure IV.23). Il est possible qu'un nuage se soit formé, mais qu'il ait été trop fin pour être détecté. Les observations publiées suggèrent une limite de détection des nuages de CO₂ à ~ 0.01 en opacité. Il est possible qu'une population de cristaux persiste dans l'atmosphère comme l'illustre la Figure IV.21, et après le pic d'opacité enregistré à ~ 2 h pour $p \leq 0,01$ Pa. Les cristaux y ont une taille $\sim 40\text{-}60$ nm, avec des concentrations $\leq 10^6 \text{ m}^{-3}$ entretenues par le flux $F_p(10 \text{ nm})$. L'opacité est en dessous de 0.001 ce qui rendrait ce nuage a priori indétectable.

L'inclusion des termes de chauffage radiatif pour les nuages de jour (vers $\sim 70\text{-}80$ km) nécessite un refroidissement important de l'atmosphère (S de l'ordre de plusieurs centaines) pour obtenir des rayons effectifs de l'ordre de 1 μm (contre $S \sim 70$ sans les termes de chauffage radiatif). Cet ordre de grandeur de S n'est a priori pas attendu autour de 70-80 km. La nécessité d'avoir S de l'ordre de plusieurs centaines peut s'expliquer par une surestimation des termes de chauffages. Un code de transfert radiatif complet est nécessaire, afin d'estimer la contribution des différents termes. En revanche, le terme de refroidissement radiatif ne jouerait pas de rôle particulier dans la croissance des cristaux, de nuit comme de jour, modifiant seulement de quelques pourcents (à la hausse) les

rayons effectifs obtenus.

Les nuages modélisés en accord avec les observations vérifient la limite de validité de notre modèle $|dq_{\text{ice,lim}}| \lesssim |dq_{\text{ice,lim}}| \sim 3 \cdot 10^{-4}$. Cette limite correspond à un chauffage δT_{lim} total négligeable. En effet sachant que la chaleur latente de sublimation vaut $L_{\text{sub}} \sim 6 \cdot 10^5 \text{ J} \cdot \text{kg}^{-1}$, l'énergie e_{lim} par kilogramme d'air correspondant à la formation de $|dq_{\text{ice,lim}}|$ est $180 \text{ J} \cdot \text{kg}^{-1}$. A l'aide de la capacité calorifique du mélange gazeux CO_2/N_2 , proche de celle du CO_2 ($\sim 0.7 \cdot 10^3 \text{ J} \cdot \text{kg}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$), on peut déterminer l'augmentation de température due à une libération d'une quantité e_{lim} d'énergie : $\delta T_{\text{lim}} \sim 180/(0.7 \cdot 10^3)$, i.e. $\delta T_{\text{lim}} \sim 0.25 \text{ K}$, ce qui est négligeable devant les perturbations types de températures engendrées par les ondes de gravité. En outre, δT_{lim} résultant d'une quantité de chaleur cumulée, l'énergie libérée à chaque pas de temps est encore moindre. Typiquement sur un pas de temps (1 s) c'est au maximum $0,01e_{\text{lim}}$ qui sera libéré au maximum de la perturbation, c'est à dire au moment où la poche froide est au plus bas sous le point de condensation du CO_2 . On justifie ainsi l'approche consistant à imposer à chaque pas de temps le profil de température méso-échelle, indépendamment du processus de condensation. Il apparaît ainsi très probable que pour au moins une partie des nuages observés dans la mésosphère martienne, il n'y ait pas de relâchement de chaleur latente suffisant pour s'opposer à la propagation de l'onde de gravité et à la formation de la poche froide (pas d'effet tampon), et notamment pour les nuages les plus hauts en altitude tels qu'observés par *Montmessin et al.* (2006b).

Les nuages de CO_2 détectables (avec une opacité supérieure à ~ 0.01) durent un temps bref une fois la poche froide disparue ($\sim 10 \text{ min}$). En outre le temps caractéristique de formation du nuage est inférieur au temps caractéristique de l'onde de gravité. Ainsi, chaque détection de nuage implique la création d'une poche froide presque simultanée, engendrée par une onde de gravité. Cela suppose une activité régulière pour ce type d'onde durant la période d'observation des nuages de CO_2 , afin d'expliquer leur détection abondante par OMEGA et CRISM. Cela va dans le sens d'un lien fort existant entre onde de gravité et nuages de CO_2 mésosphériques et expliquerait que les nuages de CO_2 mésosphériques soient observés aux endroits et aux instants où des ondes de gravité sont théoriquement capables de se propager jusque dans la mésosphère (*Spiga et al.*, 2012). L'évaporation rapide des nuages observables pourrait aussi expliquer leur faible occurrence dans les observations de nuit par SPICAM présentant des profils sursaturés en CO_2 (un manque de noyau pourrait aussi simplement expliquer l'absence de formation nuageuse, la nucléation homogène étant exclue). Comme nous l'avons observé en sortie du modèle, il se peut que des nuages se forment bien plus souvent que ne le laisse imaginer les observations de nuit (ou de jour) mais qu'ils soient d'opacité trop faible, et donc indétectables.

IV.E.3 Les précurseurs de nuages

La plus grande partie des nuages est observée dans la région équatoriale entre $L_s = 0^\circ$ et $L_s = 140^\circ$, avec un pic intense de formation entre $L_s = 0^\circ$ et $L_s = 45^\circ$ (*Määttänen et al.*, 2010; *Vincendon et al.*, 2011) et un second entre $L_s = 90^\circ$ and $L_s = 140^\circ$. Les détections sont rares entre $L_s = 45^\circ$ et $L_s = 90^\circ$ et après $L_s = 180^\circ$. Les tempêtes de poussière pourraient constituer une source importante de noyaux de condensation. Nous avons montré que des profils de poussières reproduisant des conditions similaires en terme de rapport de mélange (kg/kg) permettent de s'approcher des opacités observées pour les nuages de jour. La saison préférentielle pour les tempêtes de poussières intervient autour de $L_s = 270^\circ$, et l'année martienne MY28 a vu une tempête de poussière globale autour de cette saison (*Smith*, 2009). L'année MY29 a montré un fort taux de formation de nuages (*Määttänen et al.*, 2010; *Vincendon et al.*, 2011) et cela pourrait être expliqué par un apport conséquent de noyaux de condensation à cette période, permettant à des nuages de se former avec une opacité suffisamment grande pour être détectés. Cependant, les temps de résidence typiques pour un noyau de 10 nm est de l'ordre de 1h (à 100 km) et de 10 sols (à 60 km), et pour une particule de 100 nm

cette durée est < 1 sol. Par ailleurs, les profils de poussières utilisés dans notre modèle et permettant de reproduire au mieux les observations sont représentatives de conditions en $L_s = 270^\circ$ (période du pic de tempêtes), soit bien avant la fin de l'année martienne. Etant donné que 10 sols est équivalent à 5° en L_s , il est peu vraisemblable que les tempêtes de poussières de la fin de l'année martienne puissent constituer à elles seules une source durable de noyaux de condensation aux altitudes où les nuages de CO₂ sont observés, de $L_s = 0^\circ$ à $L_s = 140^\circ$ (observations SPICAM). On ne peut exclure des processus d'injection de poussières à haute altitude depuis la surface, comme mentionné en introduction, et permettant l'apport de noyaux nanométriques par exemple. Des panaches sont observés de nuit (*Heavens et al.*, 2011) vers 15-25 km et de jour (*Guzewich et al.*, 2013) centrés autour de 45 voire 60 km d'altitude. Ces panaches sont observés en dehors de la période de tempêtes de poussières et pourraient éventuellement permettre un apport conséquent de particules nanométriques à des altitudes encore plus élevées, dans la mésosphère (cette affirmation demeurant très spéculative). De tels processus étant encore mal compris et très peu contraints malgré ces observations et de premières simulations (dans la troposphère *Spiga et al.*, 2013), nous n'avons pas inclus d'analogues de tels panaches dans nos simulations. Ils pourraient néanmoins modifier les conclusions de notre étude en terme d'apport de noyaux de condensation depuis la surface. L'impact de ces panaches pourrait surtout être important pour les nuages mésosphériques les plus bas (~ 60 km) détectés par OMEGA, et dont nos simulations ne rendent pas compte. Il n'en demeure pas moins que les nuages de nuit détectés par SPICAM aux plus hautes altitudes semblent difficilement explicables par de tels mécanismes d'apport de noyaux.

L'autre source de noyaux envisagée est fournie par l'ablation de météoroïdes. Nous avons présenté au chapitre I ce que l'on pouvait dire du flux météoritique martien. C'est une source de noyaux pertinente pour la formation des nuages mésosphériques car l'ablation est prévue d'être effective entre 50 et 90 km environ (*Adolfsson et al.*, 1996). Cette ablation est responsable de la formation par recondensation puis coagulation de particules météoritiques appelées les 'meteoric smoke particles' (*Hunten et al.*, 1980) et dont le rayon est estimé à ~ 1 nm (*Bardeen et al.*, 2008), constituant dans la mésosphère terrestre une population de rayons 1-10 nm avec des concentrations $> 10^6 \text{ m}^{-3}$. L'activité météoritique sur Mars et la gamme d'altitude d'ablation associée a par ailleurs été mise en évidence par l'observation de couches électroniques dans l'atmosphère, entre 65 et 100 km (*Pätzold et al.*, 2005; *Withers et al.*, 2008). Ces couches électroniques sont dues à l'ionisation d'atomes métalliques provenant de l'ablation des météoroïdes. Elles avaient par ailleurs déjà été modélisées avant leur observation (*Molina-Cuberos et al.*, 2003). Elles rendent compte de pluies de météoroïdes ponctuelles et localisées, qui viennent s'ajouter au flux continu (*Pätzold et al.*, 2005; *Withers et al.*, 2008). L'étude sur la saisonnalité des pluies de météorites de *Christou* (2010) situent celles-ci davantage entre $L_s=180^\circ$ et $L_s=360^\circ$, elles seraient bien moins nombreuses et moins intenses entre $L_s=0^\circ$ et 180° . Ainsi les noyaux nécessaires à la formation des nuages mésosphériques de CO₂ seraient davantage dû au flux météoritique continu (possiblement augmenté du pluies très localisées). Il apparaît néanmoins évident que de meilleures contraintes que celles existant aujourd'hui doivent être obtenues sur le flux météoritique à partir de mesures depuis l'orbite de Mars.

Les nuages de cristaux d'eau pourraient également apporter des noyaux de condensation, les cristaux de CO₂ nucléant sur les cristaux d'eau. *Vincendon et al.* (2011) ont mis en évidence la présence de cristaux d'eau jusqu'à une altitude de ~ 80 km dans une observation en limbe par OMEGA. La structure de ce nuage montre par ailleurs une densité décroissante de la glace d'eau avec l'altitude⁵ (malgré quelques couches localisées), pouvant suggérer que les cristaux viennent des plus basses couches de la formation nuageuse. . Un transport des cristaux d'eau par la dynamique (par exemple par le biais des vitesses verticales induites par les ondes de gravité) pourrait alimenter en noyaux de condensation de plus hautes couches mésosphériques. *Heavens et al.* (2010) ont montré

5. *private comm.* – M.Vincendon

la présence de nuages de cristaux d'eau jusqu'à des altitudes de 50-60 km durant l'été de l'hémisphère nord montrant ainsi que la présence de nuage d'eau à ces altitudes n'est pas exceptionnelle. Une piste à suivre pour de futures études réside éventuellement dans un tel « couplage » entre nuages de cristaux d'eau et de CO₂.

Enfin, d'autres mécanismes d'apports de noyaux, suggérés mais peu contraints sur Terre pourraient également jouer un rôle sur Mars, en faisant intervenir des aérosols chargés ou encore le champ magnétique (Annexe G).

Conclusion générale et perspectives

Après la première identification par spectroscopie d'un nuage de CO₂ (*Montmessin et al.*, 2007), des contraintes précises sur les tailles de cristaux et sur les opacités ont été obtenues pour les nuages mésosphériques de jour (*Montmessin et al.*, 2007; *Määttänen et al.*, 2010; *Vincendon et al.*, 2011). De telles contraintes ont également été déterminées pour des nuages mésosphériques observés de nuit et interprétés comme des nuages de CO₂ (*Montmessin et al.*, 2006a). Des facteurs de la dynamique atmosphérique favorisant la formation de ces nuages ont été identifiés par des études utilisant des sorties de modèle GCM. D'une part, les ondes de marée thermique semblent contrôler l'altitude de formation des nuages en créant des minima de température dans la mésosphère (*González-Galindo et al.*, 2011). D'autre part, les ondes de gravité sont nécessaires pour simuler des sursaturations en ces endroits (*Spiga et al.*, 2012). Par ailleurs, d'importants rapports de saturation ont été mesurés dans la mésosphère (*Schofield et al.*, 1997; *Montmessin et al.*, 2006a; *Forget et al.*, 2009; *Montmessin et al.*, 2011). Cette thèse a eu pour but d'entreprendre les premières simulations de nuages mésosphériques de CO₂, en tenant compte de l'ensemble des résultats apportées par ces études.

En revenant sur les résultats et apports de la thèse ci-dessous, nous soulignons également les limitations qui pourraient tempérer les conclusions obtenues à l'issue de cette première étude de modélisation des nuages mésosphériques de CO₂ martiens.

V.A Le modèle de croissance des cristaux de CO₂

L'atmosphère de Mars est composée à 95% de CO₂. Nous avons ainsi développé un modèle (taux de croissance) adapté à la condensation d'une vapeur presque pure dans une atmosphère raréfiée, et valide pour de grands rapports de saturation caractéristiques de la mésosphère martienne (modèle CLASSIC, chapitre II). Nous avons montré qu'aucun processus additionnel (tel le Stefan Flow) n'est nécessaire à la bonne description de la croissance des cristaux de CO₂. Il est suffisant d'utiliser les deux lois classiques de la diffusion moléculaire (Loi de Fick) et de la conduction de la chaleur (Loi de Fourier) pour décrire la croissance des cristaux de CO₂, moyennant l'utilisation de la correction de Fuchs et Sutugin pour corriger les coefficients de transport, et rendre compte de l'atmosphère raréfiée ($Kn > 0.1$). Par ailleurs, la pression de vapeur saturante est imposée à la surface du cristal. La grandeur qui contrôle la croissance du cristal de CO₂ est la différence de température entre la surface du cristal et l'environnement $\Delta T_a = T_a - T_\infty$, d'autant plus importante que le condensable est majoritaire et le rapport de saturation élevé. La pression de vapeur à la surface du cristal ne peut

donc pas être linéarisée en cette quantité ΔT_a , contrairement à ce qui est fait pour la modélisation des nuages terrestres ou des nuages de cristaux d'eau martiens. Ainsi nous avons montré que les trois équations de base utilisées traditionnellement pour décrire la croissance de gouttelettes ou cristaux d'eau sur Terre peuvent être utilisées, à la seule condition de ne pas linéariser les équations en ΔT_a .

Le modèle de croissance développé peut être utilisé pour les cristaux de CO_2 dans l'atmosphère martienne actuelle, pour les nuages mésosphériques et pour les nuages troposphériques. Pour une atmosphère plus dense avec $p \sim 10^4$ Pa par exemple (cas d'une Mars primitive), notre modèle de croissance ne peut pas être appliqué à toutes les tailles de cristaux, car les nombres de Knudsen atteints peuvent être plus petits ($\leq 0,01$) que sur la Mars actuelle. Lorsque les nombres de Knudsen diminuent et que l'on s'approche du régime continu, l'effet Schrage qui n'est pas pris en compte limite l'utilisation de notre modèle. Cet effet multiplie au maximum par un facteur deux le taux de croissance (pour $Kn \rightarrow 0$). Il provient d'une description plus fine de l'effet de la condensation et de l'évaporation sur le flux moléculaire de la phase vapeur vers la phase solide (Annexe E).

V.B Le modèle de microphysique 1D : limitations et hypothèses fortes

Le modèle de microphysique 1D utilisé inclut nucléation, condensation/évaporation, sédimentation, et mélange atmosphérique (chapitre III). Ce dernier est représenté de façon très simplifiée par un transport de type k_d -diffusion : il s'agit d'une diffusion symétrique qui tend à maintenir un rapport de mélange uniforme sur la verticale pour les espèces (CO_2 , aérosols, nuages) soumises à son action. De fait, il ne permet pas de rendre compte de l'advection possible des masses d'air. Dans un modèle 1D borné sans échange de matière avec l'extérieur, une advection verticale ne permettrait pas d'atteindre un équilibre représentatif de conditions moyennes, ce que permet l'approche simplifiée de type k_d -diffusion. Nous pouvons ainsi travailler avec des profils de poussière à l'équilibre et réalistes, qui encadrent les profils types obtenus en sortie de modèle GCM. Les profils de température réalistes utilisés au chapitre IV incluent les refroidissements occasionnés par les phases ascendantes des ondes de gravité mais n'incluent pas les flux de matière associés, où vitesses verticales, qui pourraient s'opposer à la chute des cristaux et les maintenir dans une zone de sursaturation, où bien les en expulser. Ainsi il manque dans notre description une interaction entre cristaux (nuage) et onde de gravité. Cette interaction sera à la portée d'un travail de couplage entre modèle atmosphérique tridimensionnel et modèle microphysique de nuages (voir plus bas les perspectives de ce travail de thèse).

Une deuxième limitation est liée à l'utilisation de niveaux de pression fixes, qui restreint la quantité de CO_2 pouvant être condensée. Nous avons utilisé comme critère de validité que la variation des masses m_a des différentes couches du modèle ne devaient pas dépasser 1% de leur masse ($dm_a/m_a \leq 1\%$). Cette approche permet de former des nuages conformes aux observations, mais empêche la formation des nuages les plus épais optiquement.

Une troisième limitation ou hypothèse de notre approche consiste à modifier l'ensemble des profils de températures réalistes, issus d'un modèle méso-échelle 3D et utilisés au chapitre IV, en prescrivant un refroidissement supplémentaire rendant compte d'effets locaux non-résolus par les modèles de dynamique atmosphérique. Ceux-ci en effet ne prédisent pas de couche assez froide pour reproduire les tailles de cristaux observés. Les profils de grande échelle du modèle de dynamique enregistrent des écarts en température avec les observations (*Forget et al.*, 2009), pouvant aller jusqu'à 15 K dans la mésosphère, et justifient la nécessité de prescrire un tel refroidissement.

Notre approche, avec ses hypothèses, permet d'obtenir des premiers résultats sur la formation des nuages mésosphériques de CO_2 , que nous résumons dans la suite.

V.C Tailles de cristaux et opacités dans la mésosphère

Dans un premier temps (chapitre III), nous avons utilisé des profils de températures obtenus de la base de données climatiques martiennes (MCD), ne présentant pas d'excursion en deçà du point de condensation de CO_2 . En forçant la création de poches froides idéalisées permettant d'atteindre des rapports de saturation mesurés dans la mésosphère (de l'ordre de ~ 10 , 100 ou 1000) le modèle permet de retrouver des rayons effectifs > 500 nm et de l'ordre de $1 \mu\text{m}$, aux altitudes d'observations des nuages mésosphériques de jour (OMEGA/CRISM). Le modèle permet également de retrouver des tailles moyennes autour de la centaine de nanomètres pour des altitudes de nuages de nuit (SPICAM). Pour un profil de poussière à l'équilibre entre transport atmosphérique et sédimentation, la taille des cristaux (l'ordre de grandeur) est principalement déterminée par l'altitude de leur formation (du fait de plus ou moins grands temps caractéristiques de condensation), mais aussi par le rapport de saturation maximal atteint.

Dans un second temps (chapitre IV), nous avons utilisé des profils verticaux réalistes de température, provenant de champs 3D issus d'une modélisation méso-échelle de la dynamique atmosphérique martienne. Ces profils verticaux de température sont perturbés par la propagation d'une série d'ondes de gravité qui permettent la création de poches froides. Le passage de l'onde de gravité permet de franchir le point de condensation du CO_2 , du fait également de la présence de minima de température dans la mésosphère, atteints grâce aux ondes de marées thermiques qui sont prédites par le modèle tridimensionnel. Ainsi les profils de température utilisés contiennent la signature de l'ensemble de la dynamique atmosphérique 3D, notamment les refroidissements occasionnés par les vitesses verticales des ondes atmosphériques.

A partir d'un profil à l'équilibre offrant une limite supérieure aux conditions moyennes de poussières sur Mars pendant la période d'observation des nuages nous avons montré que :

- Une onde de gravité provoquant des rapports de saturation autour de ~ 10 -60 permet d'atteindre un rayon effectif $\sim 1 \mu\text{m}$ autour de 70-80 km (nuage de jour).
- Une onde de gravité provoquant des rapports de saturation > 100 permet d'atteindre un rayon effectif ~ 100 nm autour de 90 km (nuage de nuit).

Nous avons montré que les conditions moyennes en poussière de l'atmosphère ne permettent pas de reproduire les opacités des nuages observés. Les opacités simulées sont plusieurs ordres de grandeur inférieures aux opacités observées (un facteur ~ 1000 de jour et un facteur $\gg 1000$ de nuit). Une quantité accrue de poussières est donc nécessaire, pour servir de noyaux de condensation.

Des profils de poussière assimilables à des conditions de tempête de poussière permettent de s'approcher des opacités des nuages de jour mais pas des nuages de nuit, plus élevés. Un flux météoritique typique de ce qui est attendu sur Mars, prescrit au dessus ou au niveau de la zone de condensation et dans la zone caractéristique d'ablation des météoroïdes, a permis de reproduire les opacités observées, en s'en tenant à des tailles de noyaux météoritiques caractéristiques de ce qui est attendu dans la mésosphère terrestre (≤ 10 nm) après ablation et coagulation des météoroïdes. Nous avons ainsi pu reproduire les opacités et tailles de rayon typiques mesurées pour des nuages de nuit ($r_{\text{eff}} \sim 0,1 \mu\text{m}$ et $\tau \sim 0,01$). Nous avons simulé des nuages de jour avec un rayon effectif $< 1 \mu\text{m}$ et une opacité proche de 0,1. Ces résultats sont en accord avec les observations des nuages diurnes. Cependant le modèle utilisé ne permet pas de s'intéresser aux nuages de jour les plus opaques, $r_{\text{eff}} \geq 1 \mu\text{m}$ et $\tau \sim 0,1 - 0,5$ (à cause des niveaux de pression fixes du modèle 1D).

Ajoutons que le modèle linéarisé en ΔT_a (modèle LIN), utilisé pour la croissance de cristaux d'eau sur Terre et sur Mars, ne peut fournir une bonne description de la croissance des cristaux de CO_2 dès que l'on s'éloigne des faibles rapports de saturation ($S \gtrsim 1,4$). Ce modèle est théoriquement faux pour la condensation du CO_2 avec les grands rapports de saturation de la mésosphère. Dans nos simulations, il résulte typiquement en des tailles de cristaux deux à trois fois plus grandes, ainsi qu'en des opacités environ 10 fois supérieures à ce qui est obtenu avec le modèle CLASSIC (développé

au chapitre I). Il apparaît ainsi crucial d'utiliser le modèle CLASSIC pour simuler correctement les caractéristiques des nuages de CO₂.

V.D Les noyaux de condensation

Nous pouvons privilégier certains scénarios de prescription de poussières plutôt que d'autres, pour expliquer les opacités observées. En effet, en l'état actuel des connaissances et dans la limite du modèle utilisé, un apport exogène de noyaux (flux météoritique) semble être la meilleure réponse aux opacités nuageuses bien trop faibles obtenues à partir des conditions moyennes de poussière. Les profils types de tempête de poussière permettent certes d'approcher les opacités observées, mais ils sont préférentiellement caractéristiques de conditions de tempêtes autour du solstice d'été de l'hémisphère sud ($L_s=270^\circ$, au périhélie) et non du commencement de l'année martienne ($L_s=0^\circ$). Mais les nuages de CO₂ ont été identifiés entre $L_s=0^\circ$ et $L_s=140^\circ$. Une tempête ne pourrait assurer un apport de noyaux de condensation au delà de quelques dizaines de sol (soit $\sim 10 - 20$ en L_s) du fait des vitesses de sédimentation des particules. Le cas des nuages de nuit est a priori sans appel : ils ont été détectés à l'extrême limite de la période d'observations des nuages de CO₂ ($L_s=140^\circ$) et à des altitudes telles que seules des particules provenant du flux météoritique pourrait expliquer leur formation. Le cas des panaches de poussière détectés de jour vers 45-60 km (*Guzewich et al.*, 2013) constitueraient une alternative viable pour la formation des nuages mésosphériques diurnes de plus basses altitudes (60 km). Les observations et modélisations futures permettront d'apporter une réponse à cette question (voir perspectives). A noter que les nuages d'eau détectés jusqu'à 50-60 km d'altitudes (e.g. *Heavens et al.*, 2010) pourraient peut-être alimenter les couches supérieures de la mésosphère en noyaux de condensation, les cristaux d'eau pouvant éventuellement être transportés par la dynamique aux plus hautes altitudes.

V.E Les nuages et les ondes de gravité

Dans les limites de notre modèle, la présence combinée de minima de températures dans la mésosphère induits par les ondes de grande échelle, et la propagation d'ondes de gravité réalistes permettent de simuler la formation de nuages de CO₂ en accord avec les observations. Une observation de nuage dans une région sous-saturée de l'atmosphère demeure peu probable du fait de l'évaporation rapide des cristaux (quelques dizaines de minutes). L'observation de nuages de CO₂ implique donc la présence de poches froides provoquées par le passage d'ondes de gravité. Le temps de vie du nuage est ainsi ramené à celui de la poche froide.

Notre étude permet d'apporter une explication au fait que la plupart des profils sursaturés dans la haute mésosphère ne s'accompagnent pas systématiquement d'une formation de nuages. Tout d'abord, les concentrations moyennes en poussières dans l'atmosphère de Mars à ~ 90 km ne permettent pas de former des nuages suffisamment épais pour être détectés. Un apport de noyaux est nécessaire. Le flux météoritique invoqué comme apport exogène le plus vraisemblable de noyaux, est sans doute bien différent d'un flux réparti de façon homogène sur la planète (comme nous l'avons supposé pour l'estimation du flux). Il n'est pas dit que des particules météoritiques soient présentes (en quantité suffisante) lorsque la poche froide se forme, pour former un nuage détectable. Par ailleurs ce ne serait pas la poche froide principale détectée de façon récurrente dans les observations SPICAM qui permettrait la formation des nuages nocturnes, mais l'apparition ponctuelle d'une poche d'air sursaturée d'altitude inférieure. De telles observations de nuages seraient rares car elles impliquent que l'instrument ait observé entre le moment où la poche froide s'est rétractée et le moment où le nuage devient indétectable (car trop fin). Or l'évaporation des nuages de CO₂ est rapide ($\sim 10-20$ min) une fois la poche froide disparue.

Nous pouvons également proposer une explication au décalage en altitude observé entre poche froide et nuage mésosphérique nocturne vers $\sim 90-100$ km (*Montmessin et al.*, 2006a). Il s'explique selon notre approche par la disparition de la zone sursaturée qui est de fait responsable de la formation des cristaux. Le retrait de la poche froide laisse le nuage évoluer dans un air sous-saturé. Les sursaturations mesurées au-dessus du nuage observé ne seraient donc pas responsables de sa formation. La propagation de l'onde de gravité est ainsi à l'origine de cette configuration. Nous montrons ainsi que le décalage observé entre poche froide et nuage mésosphérique nocturne peut s'interpréter sans invoquer la sédimentation du nuage de CO_2 en dehors de la poche froide (*Montmessin et al.*, 2006a) ou une composition différente (H_2O) pour les cristaux (*Vincendon et al.*, 2011).

V.F Sur la nature des nuages

Notre étude ne permet pas de trancher sur la nature convective des nuages. Cependant, pour les nuages formés à l'aide de notre modèle, nous avons vu que le relâchement de chaleur latente n'était pas suffisant pour contrer la perturbation en température de l'onde de gravité et forcer le retour à l'équilibre. Cette observation est en lien avec la limitation de notre modèle sur la quantité maximale de vapeur pouvant être condensée ($dm_a/m_a \leq 1\%$ ou $dq_{\text{ice}} \leq 3 \cdot 10^{-4}$). En effet l'augmentation de température occasionnée par la condensation est négligeable devant le refroidissement causé par l'onde. Notre modèle ne couvre pas l'ensemble des nuages observés et décrits dans la littérature. Notamment les nuages les plus épais et avec $r_{\text{eff}} > 1 \mu\text{m}$ tels qu'observés par OMEGA ne peuvent être décrits par notre modèle du fait d'une condensation trop abondante. La question demeure alors quant à la possibilité d'observer pour ces nuages une libération de chaleur latente importante générant une activité convective. Notre approche ne peut trancher sur la nature des nuages en générale. Elle permet au moins de suggérer que certains d'entre eux peuvent tout à fait occasionner une faible libération d'énergie, et s'apparenter dès lors à des nuages cirriformes, de nuit comme de jour, malgré des rapports de saturation élevés suggérant un potentiel convectif conséquent.

V.G Perspectives

Les limitations de notre modèle suggèrent les premières perspectives essentielles de ce travail de thèse, à savoir coupler le modèle de microphysique des cristaux développé au cours de ce travail avec un modèle de dynamique atmosphérique qui permette d'évaluer l'impact de celle-ci sur l'expansion et le temps de vie du nuage. En effet, l'approche de type k_d -diffusion ne permet pas de rendre compte de l'advection de masses d'air qui pourraient modifier les résultats obtenus concernant l'interdépendance étroite observée entre poche froide et nuage mésosphérique. Pour la Terre, de récents travaux de modélisation 3D mettent en évidence le lien critique entre ondes de gravité et PMCs (*Chandran et al.*, 2012), ainsi qu'entre ondes de gravité et PSCs (*Noel and Pitts*, 2012). Pour Mars, l'étape nécessaire sera le couplage de la microphysique développée dans ce travail avec le modèle méso-échelle du LMD (*Spiga and Forget*, 2009). La dynamique atmosphérique 3D permettra de faire évoluer les nuages avec transport et propagation d'ondes de gravité selon la verticale et l'horizontale. Ce modèle inclura aussi les vitesses verticales créées par la propagation des ondes de gravité et permettra d'évaluer leur impact sur les cristaux formés. Dans le cadre d'un couplage du modèle microphysique avec un modèle tridimensionnel, les réponses que nous avons apportées avec notre modèle 1D (et ses limitations) pourraient donc être modifiées.

En outre la dynamique atmosphérique 3D permettra une représentation plus réaliste des poussières et une prise en compte du transport de grande échelle, prescrites par le GCM (*Forget et al.*,

1999). Il faudrait alors éventuellement reconsidérer la nature des sources principales de noyaux de condensation (endogène ou exogène). Le couplage de la microphysique au modèle de dynamique atmosphérique permettra aussi de palier une autre limitation de notre approche en prenant en compte les variations des niveaux de pression totale. Cela permettrait de simuler l'ensemble des nuages mésosphériques, notamment les plus bas (~ 60 km), et surtout les plus épais, tels ceux observés à 80 km d'altitude, avec des rayons approchant $3 \mu\text{m}$ et des opacités supérieures à 0,1.

Ce travail de thèse suggère en l'état actuel qu'un apport exogène de noyaux est nécessaire pour simuler les opacités de nuages mesurées. Nous soulignons ainsi que les connaissances, et la compréhension actuelle du soulèvement des poussières dans l'atmosphère de Mars ne permettent pas d'expliquer les opacités des nuages par un apport de poussières depuis la surface. A ce titre une meilleure compréhension des mécanismes et de la formation des panaches (couches détachées), observés de nuit comme de jour, permettrait de mieux contraindre l'apport de noyaux dans la mésosphère, notamment grâce à la modélisation méso-échelle (*Spiga et al.*, 2013). L'établissement récent d'une carte de rugosité du sol de Mars (rappelé au chapitre I), et son utilisation prochaine au sein d'un modèle méso-échelle afin d'en étudier la pertinence dans les prévisions de soulèvement, participent à l'effort actuel pour mieux comprendre la mise en suspension des poussières dans l'atmosphère. Pouvoir contraindre par des mesures depuis l'orbite de Mars le flux météoritique (à la manière de l'expérience *Cosmic Dust Experiment* à bord de la mission orbitale terrestre AIM), permettrait de quantifier l'importance relative des deux sources principales de noyaux de condensation sur la planète.

Ce travail de thèse permettra également de reconsidérer la microphysique des nuages de CO_2 troposphériques dans la nuit polaire. Bien que des sursaturations beaucoup plus faibles que celles de la mésosphère y soit mesurées, un taux de croissance adapté aux rapports de saturation de CO_2 observés ($S \leq 2$) pourrait être envisagé pour affiner la modélisation de ces nuages. Enfin, les nuages de CO_2 sont également invoqués quant à leur rôle possible dans le climat passé de Mars. La dernière étude en date (*Forget et al.*, 2013), à l'aide d'un GCM et d'une paramétrisation simple de la microphysique de condensation du CO_2 semble suggérer que ces nuages n'ont pas pu jouer un rôle déterminant dans le réchauffement climatique de Mars, concernant l'élévation des températures de surface au-dessus de zéro degré celsius. Une microphysique adaptée à la condensation d'une vapeur quasi-pure et un paramétrage permettant d'atteindre des rapports de saturation $> 1,35$ (*Forget et al.*, 2013) pourrait modifier l'évolution des nuages de CO_2 formés au sein du modèle, et altérer leur impact sur le climat. Le modèle de croissance pourrait être amené à être corrigé pour prendre en compte l'effet Schrage aux éventuels petits nombres de Knudsen. Ajoutons que les nuages de CO_2 sont aussi d'intérêt pour la modélisation d'atmosphères d'exoplanètes (*Kitzmann et al.*, 2013) notamment dans la détermination des zones d'habitabilité. Dans le système solaire, le modèle de croissance de cristaux développé dans cette thèse pourrait également être appliqué aux nuages de diazote (N_2) formés dans l'atmosphère raréfiée du plus gros satellite de Neptune, Triton ($p \sim 4$ Pa). C'est le seul autre objet astrophysique ayant été observé avec des nuages issus de la condensation du composant atmosphérique principal.

- Acuña, M. H., J. E. P. Connerney, P. Wasilewski, R. P. Lin, D. Mitchell, K. A. Anderson, C. W. Carlson, J. McFadden, H. Rème, C. Mazelle, D. Vignes, S. J. Bauer, P. Cloutier, and N. F. Ness (2001), Magnetic field of Mars : Summary of results from the aerobraking and mapping orbits, *Journal of Geophysical Research*, *106*, 23,403–23,418, doi :10.1029/2000JE001404.
- Acuna, M. H., J. E. P. Connerney, N. F. Ness, R. P. Lin, D. Mitchell, C. W. Carlson, J. McFadden, K. A. Anderson, H. Rème, C. Mazelle, D. Vignes, P. Wasilewski, and P. Cloutier (1999), Global Distribution of Crustal Magnetization Discovered by the Mars Global Surveyor MAG/ER Experiment, *Science*, *284*, 790, doi :10.1126/science.284.5415.790.
- Adolfsson, L. G., B. A. S. Gustafson, and C. D. Murray (1996), The Martian Atmosphere as a Meteoroid Detector, *Icarus*, *119*, 144–152, doi :10.1006/icar.1996.0007.
- Arya, S. (1975), A drag partition theory for determining the large-scale roughness parameter and wind stress on the arctic pack ice, *J. Geophys. Res.*, *80*(C24), 3447–3454.
- Azreg-Aïnou (2005), Low-temperature data for carbon dioxide, *Monatshefte für Chemie*, *136*(12), 2017.
- Bailey, M., and J. Hallett (2004), Growth Rates and Habits of Ice Crystals between -20deg and -70degC., *Journal of Atmospheric Sciences*, *61*, 514–544, doi :10.1175/1520-0469(2004)061<0514 :GRAHOI>2.0.CO ;2.
- Bardeen, C. G., O. B. Toon, E. J. Jensen, D. R. Marsh, and V. L. Harvey (2008), Numerical simulations of the three-dimensional distribution of meteoric dust in the mesosphere and upper stratosphere, *Journal of Geophysical Research (Atmospheres)*, *113*, D17202, doi :10.1029/2007JD009515.
- Barkstrom, B. (1978), Some effects of 8-12 μ m radiant energy transfer on the mass and heat budgets of cloud droplets, *American Meteorological Society*, *35*, 665–673.
- Bibring, J.-P., Y. Langevin, A. Gendrin, B. Gondet, F. Poulet, M. BerthÉ, A. Soufflot, R. Arvidson, N. Mangold, J. Mustard, P. Drossart, and the OMEGA team (2005), Mars surface diversity as revealed by the OMEGA/Mars Express observations, *Science*, *307*(5715), 1576–1581, doi :10.1126/science.1108806.
- Bird, R. B., W. E. Steward, and E. N. Lightfoot (1960), *Transport phenomena*, Wiley, New York.

- Blamont, J. E., and E. Chassefiere (1993), First detection of ozone in the middle atmosphere of Mars from solar occultation measurements, *Icarus*, *104*, 324–336, doi :10.1006/icar.1993.1104.
- Brain, D. A., R. J. Lillis, D. L. Mitchell, J. S. Halekas, and R. P. Lin (2007), Electron pitch angle distributions as indicators of magnetic field topology near Mars, *Journal of Geophysical Research (Space Physics)*, *112*, A09201, doi :10.1029/2007JA012435.
- Burton, W. K., N. Cabrera, and F. C. Frank (1951), The Growth of Crystals and the Equilibrium Structure of their Surfaces, *Royal Society of London Philosophical Transactions Series A*, *243*, 299–358, doi :10.1098/rsta.1951.0006.
- Cantor, B. A. (2007), MOC observations of the 2001 Mars planet-encircling dust storm, *Icarus*, *186*, 60–96, doi :10.1016/j.icarus.2006.08.019.
- Cantor, B. A., P. B. James, M. Caplinger, and M. J. Wolff (2001), Martian dust storms : 1999 Mars Orbiter Camera observations, *J. Geophys. Res.*, *106*(E10), 23,653–23,687.
- Cantor, B. A., K. M. Kanak, and K. S. Edgett (2006), Mars Orbiter Camera observations of Martian dust devils and their tracks (September 1997 to January 2006) and evaluation of theoretical vortex models, *J. Geophys. Res.*, *111*, E12,002, doi :10.1029/2006JE002700.
- Carter, L. N., and J. M. Forbes (1999), Global transport and localized layering of metallic ions in the upper atmosphere, *Annales Geophysicae*, *17*, 190–209, doi :10.1007/s00585-999-0190-6.
- Catling, D. C. (2009), *Atmospheric Evolution of Mars*, pp. 66–75.
- Chandran, A., D. W. Rusch, G. E. Thomas, S. E. Palo, G. Baumgarten, E. J. Jensen, and A. W. Merkel (2012), Atmospheric gravity wave effects on polar mesospheric clouds : A comparison of numerical simulations from CARMA 2D with AIM observations, *Journal of Geophysical Research (Atmospheres)*, *117*, D20104, doi :10.1029/2012JD017794.
- Chapman, S., and T. G. Cowling (1970), *The mathematical theory of non-uniform gases*, University Press, Cambridge.
- Chassefiere, E., J. E. Blamont, V. A. Krasnopol'skii, O. I. Korablev, S. K. Atreya, and R. A. West (1992), Vertical structure and size distributions of Martian aerosols from solar occultation measurements, *Icarus*, *97*, 46–69, doi :10.1016/0019-1035(92)90056-D.
- Cheremisin, A. A., I. S. Shnipov, H. Horvath, and H. Rohatschek (2011), The global picture of aerosol layers formation in the stratosphere and in the mesosphere under the influence of gravito-photophoretic and magneto-photophoretic forces, *Journal of Geophysical Research (Atmospheres)*, *116*, D19204, doi :10.1029/2011JD015958.
- Christou, A. A. (2010), Annual meteor showers at Venus and Mars : lessons from the Earth, *MNRAS*, *402*, 2759–2770, doi :10.1111/j.1365-2966.2009.16097.x.
- Clancy, R., S. Lee, G. Gladstone, W. McMillan, and T. Rousch (1995), A new model for Mars atmospheric dust based upon analysis of ultraviolet through infrared observations from Mariner 9, Viking, and Phobos, *J. Geophys. Res.*, *100*, 5251–5263.
- Clancy, R. I., A. W. Grossman, M. J. Wolff, P. B. James, D. J. Rudy, Y. N. Billawala, B. J. Sandor, S. W. Lee, and D. O. Muhleman (1996), Water vapor saturation at low altitudes around Mars aphelion : A key to Mars climate ?, *Icarus*, *122*, 36–62.

- Clancy, R. T., and B. J. Sandor (1998), CO₂ ice clouds in the upper atmosphere of Mars, *Geophysical Research Letters*, *25*(4), 489–492.
- Clancy, R. T., S. W. Lee, G. R. Gladstone, W. W. McMillan, and T. Rousch (1995), 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, doi : 10.1029/94JE01885.
- Clancy, R. T., B. J. Sandor, M. J. Wolff, P. R. Christensen, M. D. Smith, J. C. Pearl, B. J. Conrath, and R. J. Wilson (2000), An intercomparison of ground-based millimeter, MGS TES, and Viking atmospheric temperature measurements : Seasonal and interannual variability of temperatures and dust loading in the global Mars atmosphere, *Journal of Geophysical Research*, *105*, 9553–9572, doi :10.1029/1999JE001089.
- Clancy, R. T., M. J. Wolff, and P. R. Christensen (2003), Mars aerosol studies with the MGS TES emission phase function observations : Optical depths, particles sizes, and ice cloud types versus latitude and solar longitude, *Journal of Geophysical Research*, *108*(E9), 5098, doi :10.1029/2003JE002058.
- Clancy, R. T., M. J. Wolff, B. A. Whitney, B. A. Cantor, and M. D. Smith (2007), Mars equatorial mesospheric clouds : Global occurrence and physical properties from Mars Global Surveyor Thermal Emission Spectrometer and Mars Orbiter Camera limb observations, *Journal of Geophysical Research*, *112*, E04,004, doi :10.1029/2006JE002805.
- Clancy, R. T., M. J. Wolff, B. A. Whitney, B. A. Cantor, M. D. Smith, and T. H. McConnochie (2010), Extension of atmospheric dust loading to high altitudes during the 2001 Mars dust storm : MGS TES limb observations, *Icarus*, *207*, 98–109, doi :10.1016/j.icarus.2009.10.011.
- Colaprete, A., and O. B. Toon (2003), Carbon dioxide clouds in an early dense Martian atmosphere, *Journal of Geophysical Research*, *108*(E4).
- Colaprete, A., O. B. Toon, and J. A. Magalhaes (1999), Cloud formation under Mars Pathfinder conditions, *Journal of Geophysical Research*, *104*(E4).
- Colaprete, A., R. M. Haberle, and O. B. Toon (2003), Formation of convective carbon dioxide clouds near the south pole of Mars, *Journal of Geophysical Research*, *108*(E7).
- Colaprete, A., J. R. Barnes, R. M. Haberle, and F. Montmessin (2008), CO₂ clouds, CAPE and convection on Mars : observations and general circulation modeling, *Planet. Space Sci.*, *56*, 150–180, doi :10.1016/j.pss.2007.08.010.
- Conrath, B. J. (1975), Thermal structure of the Martian atmosphere during the dissipation of dust storm of 1971, *Icarus*, *24*, 36–46.
- Craddock, R. A. (2011), Are Phobos and Deimos the result of a giant impact ?, *Icarus*, *211*, 1150–1161, doi :10.1016/j.icarus.2010.10.023.
- Cunningham, E. (1910), On the Velocity of Steady Fall of Spherical Particles through Fluid Medium, *Royal Society of London Proceedings Series A*, *83*, 357–365, doi :10.1098/rspa.1910.0024.
- Cziczo, G. S., D. J., M. Raddatz, K. Hoehler, M. Schnaiter, H. Saathoff, O. Moehler, J. P. D. Abbatt, and L. A. Ladino (2013), Ice nucleation by surrogates of Martian mineral dust : What can we learn about Mars without leaving Earth ?, *Journal of Geophysical Research (Planets)*.

- Daerden, F., J. A. Whiteway, R. Davy, C. Verhoeven, L. Komguem, C. Dickinson, P. A. Taylor, and N. Larsen (2010), Simulating observed boundary layer clouds on Mars, *Geophys. Res. Lett.*, *37*, L04203, doi :10.1029/2009GL041523.
- Dahneke, B. (1983), Simple kinetic theory of brownian diffusion in vapors and aerosols, in *Theory of Dispersed Multiphase Flow*, vol. 2, edited by R. E. Meyer, pp. 97–133, Academic Press, New York.
- Domokos, A., J. F. Bell, P. Brown, M. T. Lemmon, R. Suggs, J. Vaubaillon, and W. Cooke (2007), Measurement of the meteoroid flux at Mars, *Icarus*, *191*, 141–150, doi : 10.1016/j.icarus.2007.04.017.
- Drossart, P., M. A. López-Valverde, M. Comas-Garcia, T. Fouchet, R. Melchiorri, J. P. Bibring, Y. Langevin, and B. Gondet (2006), Limb observations of infrared fluorescence of CO₂ from OMEGA/Mars Express, in *Mars Atmosphere Modelling and Observations*, edited by F. Forget, M. A. Lopez-Valverde, M. C. Desjean, J. P. Huot, F. Lefevre, S. Lebonnois, S. R. Lewis, E. Millour, P. L. Read, and R. J. Wilson, p. 611.
- Ehlmann, B. L., J. F. Mustard, S. L. Murchie, F. Poulet, J. L. Bishop, A. J. Brown, W. M. Calvin, R. N. Clark, D. J. Des Marais, R. E. Milliken, L. H. Roach, T. L. Roush, G. A. Swayze, and J. J. Wray (2008a), Orbital Identification of Carbonate-Bearing Rocks on Mars, *Science*, *322*, 1828–, doi :10.1126/science.1164759.
- Ehlmann, B. L., J. F. Mustard, G. A. Swayze, J. J. Wray, O. S. Barnouin-Jha, J. L. Bishop, D. J. Des Marais, F. Poulet, L. H. Roach, R. E. Milliken, R. N. Clark, S. L. Murchie, and Mro Crism Team (2008b), Phyllosilicates, Zeolites, and Carbonate Near Nili Fossae, Mars : Evidence for Distinct Environments of Aqueous Alteration, *LPI Contributions*, *1441*, 33–34.
- Elliot, J. L., H. B. Hammel, L. H. Wasserman, O. G. Franz, S. W. McDonald, M. J. Person, C. B. Olkin, E. W. Dunham, J. R. Spencer, J. A. Stansberry, M. W. Buie, J. M. Pasachoff, B. A. Babcock, and T. H. McConnochie (1998), Global warming on Triton, *Nature*, *393*, 765–767, doi : 10.1038/31651.
- Easley, J. R., W. M. Farrell, J. Vaubaillon, J. Grebowsky, D. Morgan, and J. J. Plaut (2008), Effects of Meteor Showers on the Martian Ionosphere : Results from the 2007 Marsis Observations, in *Lunar and Planetary Institute Science Conference Abstracts, Lunar and Planetary Institute Science Conference Abstracts*, vol. 39, p. 2312.
- Easley, J. R., D. D. Morgan, A. Christou, W. Farrell, J. Grebowsky, D. Gurnett, and J. Plaut (2010), MARSIS Observations of the 2009 Martian Geminid Meteor Shower : Null Results, in *Lunar and Planetary Institute Science Conference Abstracts, Lunar and Planetary Institute Science Conference Abstracts*, vol. 41, p. 2187.
- Espy, P. J., and H. Jutt (2002), Equilibrium temperature of water-ice aerosols in the high-latitude summer mesosphere, *Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics*, *64*, 1823–1832, doi : 10.1016/S1364-6826(02)00191-8.
- Feder, J., K. C. Russell, J. Lothe, and G. M. Pound (1966), Homogeneous nucleation and growth of droplets in vapours, *Advances in Physics*, *15*, 111–178.
- Fedorova, A. A., O. I. Korablev, J. Bertaux, A. V. Rodin, F. Montmessin, D. A. Belyaev, and A. Reberac (2009), Solar infrared occultation observations by spicam experiment on mars-express : Simultaneous measurements of the vertical distributions of h₂o, co₂ and aerosol, *Icarus*, *200*, 96–117, doi :10.1016/j.icarus.2008.11.006.

- Fiadeiro, M. E., and G. Veronis (1977), On weighted-mean schemes for the finite-difference approximation to the advection-diffusion equation, *Tellus*, *29*, 512–522.
- Fletcher, N. (1969), Active sites and ice crystal nucleation, *Journal of the Atmospheric Sciences*, *26*, 1266–1271.
- Fletcher, N. H. (1958), Size effect in heterogeneous nucleation, *The Journal of Chemical Physics*, *29*(3), 572–576.
- Fletcher, N. H. (1959), O Ice-Crystal Production by Aerosol Particles., *Journal of Atmospheric Sciences*, *16*, 173–180, doi :10.1175/1520-0469(1959)016<0173 :OICPBA>2.0.CO ;2.
- Flynn, G. J. (1992), The meteoritic contribution to dust and aerosols in the atmosphere of Mars, in *Martian Surface and Atmosphere Through Time*, edited by R. M. Haberle and B. M. Jakosky, pp. 51–52.
- Flynn, G. J., and D. S. McKay (1990), An assessment of the meteoritic contribution to the Martian soil, *Journal of Geophysical Research*, *95*, 14,497–14,509, doi :10.1029/JB095iB09p14497.
- Forget, F. (2010), Update on dust particle size distribution and vertical variations, *Tech. rep.*, Laboratoire de Météorologie Dynamique, Université Pierre et Marie , Paris, France, contact : forget@lmd.jussieu.fr.
- Forget, F., and R. T. Pierrehumbert (1997), Warming early Mars with carbon dioxide clouds that scatter infrared radiation, *Science*, *278*, 1273–1276.
- Forget, F., F. Hourdin, R. Fournier, C. Hourdin, O. Talagrand, M. Collins, S. R. Lewis, P. L. Read, and J.-P. Huot (1999), Improved general circulation models of the martian atmosphere from the surface to above 80 km, *J. Geophys. Res.*, *104*, 24,155–24,176.
- Forget, F., F. Montmessin, J.-L. Bertaux, F. González-Galindo, S. Lebonnois, E. Quémerais, A. Reberac, E. Dimarellis, and M. A. López-Valverde (2009), The density and temperatures of the upper martian atmosphere measured by stellar occultations with Mars Express SPICAM, *J. Geophys. Res.*, *114*, E01,004, doi :10.1029/2008JE003086.
- Forget, F., R. Wordsworth, E. Millour, J.-B. Madeleine, L. Kerber, J. Leconte, E. Marcq, and R. M. Haberle (2013), 3D modelling of the early martian climate under a denser CO₂ atmosphere : Temperatures and CO₂ ice clouds, *Icarus*, *222*, 81–99, doi :10.1016/j.icarus.2012.10.019.
- Forward, K. M., D. J. Lacks, and R. M. Sankaran (2009), Particle-size dependent bipolar charging of martian regolith simulants, *Geophys. Res. Lett.*, *36*, L13201, doi :10.1029/2009GL038589.
- Foster, J. L., A. T. C. Chang, D. K. Hall, W. P. Wergin, E. F. Erbe, and J. Barton (1998), Carbon dioxide crystals : An examination of their size, shape, and scattering properties at 37 GHz and comparisons with water ice (snow) measurements, *Journal of Geophysical Research (Planets)*, *103*, 25,839–25,850, doi :10.1029/98JE02493.
- Fouchet, T., E. Lellouch, N. I. Ignatiev, F. Forget, D. V. Titov, M. Tschimmel, F. Montmessin, V. Formisano, M. Giuranna, A. Maturilli, and T. Encrenaz (2007), Martian water vapor : Mars Express PFS/LW observations, *Icarus*, *190*, 32–49.
- Fuchs, N. A., and A. G. Sutugin (1971), Highly dispersed aerosols, in *Topics in Current Aerosol Research*, vol. 2, edited by G. M. Hidy and J. R. Brock, pp. 1–60, Pergamon, New York.

- Fuller, E. N., P. D. Schettler, and J. C. Giddings (1966), A new method for prediction of binary gas-phase diffusion coefficients, *Industrial and Engineering Chemistry*, *58*, 19–27.
- Fuller, K. E. P. D., E. N., and J. C. Giddings (1969), Diffusion of halogenated hydrocarbons in helium. effect of structure on collision cross sections, *J. Phys. Chem*, *73*, 3679.
- Gendrin, A., N. Mangold, J.-P. Bibring, Y. Langevin, B. Gondet, F. Poulet, G. Bonello, C. Quantin, J. Mustard, R. Arvidson, and S. Le Mouélic (2005), Sulfates in Martian Layered Terrains : The OMEGA/Mars Express View, *Science*, *307*, 1587–1591, doi :10.1126/science.1109087.
- Gillies, J. A., W. G. Nickling, J. King, and N. Lancaster (2010), Modeling aeolian sediment transport thresholds on physically rough Martian surfaces : A shear stress partitioning approach, *Geomorphology*, *121*, 15–21, doi :10.1016/j.geomorph.2009.02.016.
- Glandorf, D. L., A. Colaprete, M. A. Tolbert, and O. B. Toon (2002), CO₂ Snow on Mars and Early Earth : Experimental Constraints, *Icarus*, *160*, 66–72.
- González-Galindo, F., F. Forget, M. A. López-Valverde, M. A. i Coll, and E. Millour (2009), A ground-to-exosphere martian general circulation model : 1. seasonal, diurnal and solar cycle variation of thermospheric temperatures, *J. Geophys. Res.*, *114*, E04,001, doi :10.1029/2008JE003246.
- González-Galindo, F., A. Määttänen, F. Forget, and A. Spiga (2011), The martian mesosphere as revealed by CO₂ cloud observations and General Circulation Modeling, *Icarus*, *216*, 10–22, doi :10.1016/j.icarus.2011.08.006.
- Gooding, J. L. (1980), Geochemical Fractionations during the Evolution of Martian Soils, in *Lunar and Planetary Institute Science Conference Abstracts, Lunar and Planetary Institute Science Conference Abstracts*, vol. 11, pp. 342–344.
- Gooding, J. L. (1986), Martian dust particles as condensation nuclei : A preliminary assesment of mineralogical factors, *Icarus*, *66*, 56–74.
- Gooding, J. L. (1988), Possible significance of cubic water-ice, H₂O-Ic, in the atmospheric water cycle of Mars, in *MECA Workshop on Atmospheric H₂O Observations of Earth and Mars*, edited by S. M. Clifford & R. M. Haberle, pp. 46–49.
- Grebowsky, J. M., and A. C. Aikin (2002), *In Situ Measurements of Meteoric Ions*, p. 189.
- Greeley, R. (2002), Saltation impact as a means for raising dust on Mars, *Planet. Space Sci.*, *50*, 151–155.
- Greeley, R., and J. D. Iversen (1985), *Wind as a geological process on Earth, Mars, Venus and Titan*, Cambridge Univ. Press, New York.
- Grun, E., H. A. Zook, H. Fechtig, and R. H. Giese (1985), Collisional balance of the meteoritic complex, *Icarus*, *62*, 244–272, doi :10.1016/0019-1035(85)90121-6.
- Gumbel, J., and L. Megner (2009), Charged meteoric smoke as ice nuclei in the mesosphere : Part 1—A review of basic concepts, *Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics*, *71*, 1225–1235, doi :10.1016/j.jastp.2009.04.012.
- Guzewich, S. D., E. R. Talaat, A. D. Toigo, D. W. Waugh, and T. H. McConnochie (2013), High-altitude dust layers on Mars : Observations with the Thermal Emission Spectrometer, *Journal of Geophysical Research (Planets)*, *118*, 1177–1194, doi :10.1002/jgre.20076.

- Haberle, R. M., J. Pollack, J. R. Barnes, R. W. Zurek, C. B. Leovy, J. R. Murphy, H. Lee, and J. Schaeffer (1993), Mars atmospheric dynamics as simulated by the NASA Ames General Circulation Model, 1, the zonal-mean circulation, *J. Geophys. Res.*, *98*, 3093–3124.
- Haider, S. A., V. Singh, V. R. Choksi, W. C. Maguire, and M. I. Verigin (2007), Calculated densities of $\text{H}_3\text{O}^+(\text{H}_2\text{O})_n$, $\text{NO}_2^-(\text{H}_2\text{O})_n$, $\text{CO}_3^-(\text{H}_2\text{O})_n$ and electron in the nighttime ionosphere of Mars : Impact of solar wind electron and galactic cosmic rays, *Journal of Geophysical Research (Space Physics)*, *112*, 12,309–+, doi :10.1029/2007JA012530.
- Hamilton, V. E., H. Y. McSween, and B. Hapke (2005), Mineralogy of Martian atmospheric dust inferred from thermal infrared spectra of aerosols, *Journal of Geophysical Research (Planets)*, *110*, E12006, doi :10.1029/2005JE002501.
- Hansen, G. B. (1997), The infrared absorption spectrum of carbon dioxide ice from 1.8 to 333 μm , *J. Geophys. Res.*, *102*, 21,569–21,588, doi :10.1029/97JE01875.
- Hansen, G. B. (2005), Ultraviolet to near-infrared absorption spectrum of carbon dioxide ice from 0.174 to 1.8 μm , *Journal of Geophysical Research (Planets)*, *110*, E11003, doi : 10.1029/2005JE002531.
- Hanson, W. B., S. Sanatani, and D. R. Zuccaro (1977), The Martian ionosphere as observed by the Viking retarding potential analyzers, *J. Geophys. Res.*, *82*, 4351–4363, doi : 10.1029/JS082i028p04351.
- Hayne, P. O., D. A. Paige, J. T. Schofield, D. M. Kass, A. Kleinböhl, N. G. Heavens, and D. J. McCleese (2012), Carbon dioxide snow clouds on Mars : South polar winter observations by the Mars Climate Sounder, *Journal of Geophysical Research (Planets)*, *117*, E08014, doi : 10.1029/2011JE004040.
- Heavens, N. G., J. L. Benson, D. M. Kass, A. Kleinböhl, W. A. Abdou, D. J. McCleese, M. I. Richardson, J. T. Schofield, J. H. Shirley, and P. M. Wolkenberg (2010), Water ice clouds over the Martian tropics during northern summer, *Geophys. Res. Lett.*, *37*, L18202, doi :10.1029/2010GL044610.
- Heavens, N. G., M. I. Richardson, A. Kleinböhl, D. M. Kass, D. J. McCleese, W. Abdou, J. L. Benson, J. T. Schofield, J. H. Shirley, and P. M. Wolkenberg (2011), Vertical distribution of dust in the Martian atmosphere during northern spring and summer : High-altitude tropical dust maximum at northern summer solstice, *Journal of Geophysical Research (Planets)*, *116*, E01007, doi :10.1029/2010JE003692.
- Hébrard, E., C. Listowski, P. Coll, B. Marticorena, G. Bergametti, A. Määttänen, F. Montmessin, and F. Forget (2012), An aerodynamic roughness length map derived from extended Martian rock abundance data, *Journal of Geophysical Research (Planets)*, *117*, E04008, doi : 10.1029/2011JE003942.
- Herr, K. C., and G. C. Pimentel (1970), Evidence for Solid Carbon Dioxide in the Upper Atmosphere of Mars, *Science*, *167*, 47–49, doi :10.1126/science.167.3914.47.
- Hinson, D. P., and R. J. Wilson (2004), Temperature inversions, thermal tides, and water ice clouds in the Martian tropics, *Journal of Geophysical Research (Planets)*, *109*, E01002, doi : 10.1029/2003JE002129.
- Holton, J. R. (1992), *An introduction in dynamic meteorology*, Academic Press, San Diego, California.

- Hu, R., K. Cahoy, and M. T. Zuber (2012), Mars atmospheric CO₂ condensation above the north and south poles as revealed by radio occultation, climate sounder, and laser ranging observations, *Journal of Geophysical Research (Planets)*, *117*, E07002, doi :10.1029/2012JE004087.
- Hudson, T. L., O. Aharonson, N. Schorghofer, C. B. Farmer, M. H. Hecht, and N. T. Bridges (2007), Water vapor diffusion in Mars subsurface environments, *Journal of Geophysical Research (Planets)*, *112*, E05016, doi :10.1029/2006JE002815.
- Hunten, D. M., R. P. Turco, and O. B. Toon (1980), Smoke and dust particles of meteoritic origin in the mesosphere and stratosphere, *J. Atmos. Sci.*, *37*, 1342.
- Ivanov, A. B., and D. O. Muhleman (2001), Cloud Reflection Observations : Results from the Mars Orbiter Laser Altimeter, *Icarus*, *154*, 190–206.
- Izakov, M. N. (1978), The Martian upper atmosphere structure from the Viking spacecraft experiments, *Icarus*, *36*, 189–197, doi :10.1016/0019-1035(78)90103-3.
- Izakov, M. N. (2007), Turbulence in the free atmospheres of Earth, Mars, and Venus : A review, *Solar System Research*, *41*, 355–384, doi :10.1134/S0038094607050012.
- Jacobson, M. Z. (2005), *Fundamentals of Atmospheric Modeling*.
- Jacobson, R. P., M. Z. nad Turco (1995), Simulating condensational growth, evaporation and coagulation of aerosols using a combined moving and stationary size grid, *Aerosol Sci. Technol.*, *22*, 73–92.
- James, P. B., H. H. Kieffer, and D. A. Paige (1992), *The seasonal cycle of carbon dioxide on Mars*, pp. 934–968.
- Jaquin, F., P. Gierasch, and R. Kahn (1986), The vertical structure of limb hazes in the Martian atmosphere, *Icarus*, *68*, 442–461, doi :10.1016/0019-1035(86)90050-3.
- Jessberger, E. K., T. Stephan, D. Rost, P. Arndt, M. Maetz, F. J. Stadermann, D. E. Brownlee, J. P. Bradley, and G. Kurat (2001), *Properties of Interplanetary Dust : Information from Collected Samples*, p. 253.
- Kahre, M. A., J. R. Murphy, R. M. Haberle, F. Montmessin, and J. Schaeffer (2005), Simulating the Martian dust cycle with a finite surface dust reservoir, *Geophys. Res. Lett.*, *32*, L20,204, doi :10.1029/2005GL023495.
- Kahre, M. A., J. R. Murphy, and R. M. Haberle (2006), Modeling the Martian dust cycle and surface dust reservoirs with the NASA Ames general circulation model, *J. Geophys. Res.*, *111*(E06008), doi :10.1029/2005JE002588.
- Kahre, M. A., J. L. Hollingsworth, R. M. Haberle, and J. M. Murphy (2008), Investigations of the variability of dust particle sizes in the martian atmosphere using the NASA Ames General Circulation Model, *Icarus*, *195*, 576–597, doi :10.1016/j.icarus.2008.01.023.
- Kalashnikova, O., M. Horányi, G. E. Thomas, and O. B. Toon (2000), Meteoric smoke production in the atmosphere, *Geophys. Res. Lett.*, *27*, 3293–3296, doi :10.1029/1999GL011338.
- Kasting, J. F. (1991), CO₂ Condensation and the Climate of Early Mars, *Icarus*, *94*, 1–13.
- Kasting, J. F. (1993), Earth's early atmosphere, *Science*, *259*, 920–926, doi : 10.1126/science.259.5097.920.

- Kasting, J. F., D. P. Whitmire, and R. T. Reynolds (1993), Habitable Zones around Main Sequence Stars, *Icarus*, *101*, 108–128, doi :10.1006/icar.1993.1010.
- Keesee, R. G. (1989), Nucleation and particle formation in the upper atmosphere, *Journal of Geophysical Research*, *94*(D12), 14,683–14,692.
- Kieffer, H. H. (1979), Mars south polar spring and summer temperatures - A residual CO₂ frost, *Journal of Geophysical Research*, *84*, 8263–8288, doi :10.1029/JB084iB14p08263.
- Kitzmann, D., A. B. C. Patzer, and H. Rauer (2013), Clouds in the atmospheres of extrasolar planets. IV. On the scattering greenhouse effect of CO₂ ice particles : Numerical radiative transfer studies, *Astronomy and Astrophysics*, *557*, A6, doi :10.1051/0004-6361/201220025.
- Kok, J. F., E. J. R. Parteli, T. I. Michaels, and D. B. Karam (2012), The physics of wind-blown sand and dust, *Reports on Progress in Physics*, *75*(10), 106901, doi :10.1088/0034-4885/75/10/106901.
- Kopp, E. (1997), On the abundance of metal ions in the lower ionosphere, *Journal of Geophysical Research*, *102*, 9667–9674, doi :10.1029/97JA00384.
- Korablev, O. I., V. A. Krasnopolsky, A. V. Rodin, and E. Chassefiere (1993), Vertical structure of Martian dust measured by solar infrared occultations from the PHOBOS spacecraft, *Icarus*, *102*, 76–87, doi :10.1006/icar.1993.1033.
- Kulmala, M., and T. Vesala (1991), Condensation in the continuum regime, *Journal of Aerosol Science*, *22*(3), 337–346.
- Kuroda, T. (1984), Rate determining processes of growth of ice crystals from the vapour phase. part i. theoretical consideration, *Journal of the Meteorological Society of Japan*, *62*, 552–561.
- Kuroda, T., A. S. Medvedev, Y. Kasaba, and P. Hartogh (2013), Carbon dioxide ice clouds, snowfalls, and baroclinic waves in the northern winter polar atmosphere of Mars, *Geophys. Res. Lett.*, *40*, 1484–1488, doi :10.1002/grl.50326.
- Kusaka, I., Z.-G. Wang, and J. H. Seinfeld (1995a), Ion-induced nucleation : A density functional approach, *J. Chem. Phys.*, *102*, 913–924, doi :10.1063/1.469158.
- Kusaka, I., Z.-G. Wang, and J. H. Seinfeld (1995b), Ion-induced nucleation. II. Polarizable multipolar molecules, *J. Chem. Phys.*, *103*, 8993–9009, doi :10.1063/1.470089.
- Langevin, Y., J.-P. Bibring, F. Montmessin, F. Forget, M. Vincendon, S. Douté, F. Poulet, and B. Gondet (2007), Observations of the south seasonal cap of Mars during recession in 2004–2006 by the OMEGA visible/near-infrared imaging spectrometer on board Mars Express, *Journal of Geophysical Research (Planets)*, *112*, E08S12, doi :10.1029/2006JE002841.
- Langmuir, I. (1915), The dissociation of hydrogen into atoms, part ii., *J. Am. Chem. Soc.*, *37*, 417.
- Lazaridis, M., M. Kulmala, and B. Z. Gorbunov (1992), Binary heterogeneous nucleation at a non-uniform surface, *J. Aerosol Sci.*, *23*, 457–466.
- Lazaridis, M., O. Hov, and K. Eleftheriadis (2000), Heterogeneous nucleation on rough surfaces : implications to atmospheric aerosols, *Atmospheric Research*, *55*, 103–113.
- Leer, K., W. Goetz, M. A. Chan, S. Gorevan, M. F. Hansen, C. L. Jensen, G. Kletetschka, A. Kusack, and M. B. Madsen (2011), RAT magnet experiment on the Mars Exploration Rovers : Spirit and Opportunity beyond sol 500, *Journal of Geophysical Research (Planets)*, *116*, E00F18, doi : 10.1029/2010JE003667.

- Leighton, R. B., and B. C. Murray (1966), Behavior of Carbon Dioxide and Other Volatiles on Mars, *Science*, *153*, 136–144, doi :10.1126/science.153.3732.136.
- Lellouch, E., T. Encrenaz, T. de Graauw, S. Erard, P. Morris, J. Crovisier, H. Feuchtgruber, T. Girard, and M. Burgdorf (2000), The 2.4–45 μm spectrum of Mars observed with the infrared space observatory, *Planetary and Space Science*, *48*, 1393–1405, doi :10.1016/S0032-0633(00)00118-5.
- Lemmon, E. W., and R. T. Jacobsen (2004), Viscosity and Thermal Conductivity Equations for Nitrogen, Oxygen, Argon, and Air, *International Journal of Thermophysics*, *25*, 21–69, doi :10.1023/B :IJOT.0000022327.04529.f3.
- Lemonnier, B. (2013), *ETUDE DU SOULEVEMENT DES POUSSIÈRES DE MARS*, stage de Licence 3 – Fondements de la Physique effectué en janvier 2013, encadré par Constantino Listowski (LATMOS/UVSQ/UPMC) et Aymeric Spiga (LMD/UPMC).
- Lewis, S. R., M. Collins, P. L. Read, F. Forget, F. Hourdin, R. Fournier, C. Hourdin, O. Talagrand, and J.-P. Huot (1999), A climate database for Mars, *Journal of Geophysical Research*, *104* (E10), 24,177–24,194.
- Listowski, C., A. Määttänen, I. Riipinen, F. Montmessin, and F. Lefèvre (2013), Near-pure vapor condensation in the Martian atmosphere : CO₂ ice crystal growth, *Journal of Geophysical Research (Planets)*, *118*, 2153–2171, doi :10.1002/jgre.20149.
- López-Valverde, M. A., M. López-Puertas, J. J. López-Moreno, V. Formisano, D. Grassi, A. Maturilli, E. Lellouch, and P. Drossart (2005), Analysis of CO₂ non-LTE emissions at 4.3 μm in the Martian atmosphere as observed by PFS/Mars Express and SWS/ISO, *Planetary and Space Science*, *53*, 1079–1087, doi :10.1016/j.pss.2005.03.007.
- López-Valverde, M. A., F. González-Galindo, and M. López-Puertas (2011), Revisiting the Radiative Balance of the Mesosphere of Mars, in *Mars Atmosphere : Modelling and observation*, edited by F. Forget and E. Millour, pp. 359–362.
- Määttänen, A., H. Vehkamäki, A. Lauri, S. Merikallio, J. Kauhanen, H. Savijärvi, and M. Kulmala (2005), Nucleation studies in the Martian atmosphere, *Journal of Geophysical Research (Planets)*, *110*(E9), 2002–+, doi :10.1029/2004JE002308.
- Määttänen, A., H. Vehkamäki, A. Lauri, I. Napari, and M. Kulmala (2007), Two-component heterogeneous nucleation kinetics and an application to Mars, *jcp*, *127*(13), 134,710, doi :10.1063/1.2770737.
- Määttänen, A., F. Montmessin, B. Gondet, F. Scholten, H. Hoffmann, F. González-Galindo, A. Spiga, F. Forget, E. Hauber, G. Neukum, J. Bibring, and J. Bertaux (2010), Mapping the mesospheric CO₂ clouds on Mars : MEx/OMEGA and MEx/HRSC observations and challenges for atmospheric models, *Icarus*, *209*, 452–469, doi :10.1016/j.icarus.2010.05.017.
- Määttänen, A., F. Montmessin, F. Gonzalez-Galindo, A. Spiga, and F. Forget (2011), Mesospheric CO₂ Clouds on Mars : Hypotheses on their Dynamical and Microphysical Origin, in *Mars Atmosphere : Modelling and observation*, edited by F. Forget and E. Millour, pp. 420–423.
- Määttänen, A., K. Pérot, A. Hauchecorne, F. Montmessin, and J.-L. Bertaux (2012), A Comparison of the Mesospheric Clouds on Mars and on the Earth, *LPI Contributions*, *1675*, 8040.
- Määttänen, A., C. Listowski, F. Montmessin, L. Maltagliati, A. Reberac, L. Joly, and J.-L. Bertaux (2013), A complete climatology of the aerosol vertical distribution on Mars from MEx/SPICAM UV solar occultations, *Icarus*, *223*, 892–941, doi :10.1016/j.icarus.2012.12.001.

- Määttänen, A., K. Pérot, F. Montmessin, and A. Hauchecorne (2013), Mesospheric clouds on Mars and on the Earth (in press), in *Comparative Climatology of the Terrestrial Planets*, edited by S. Mackwell, M. Bullock, and J. Harder, University of Arizona Press., in press.
- Machtoub, G. (2012), Modeling the hydrological cycle on Mars, *Journal of Advances in Modeling Earth Systems*, 4, M03001, doi :10.1029/2011MS000069.
- MacKenzie, A. R., and P. H. Haynes (1992), The influence of surface kinetics on the growth of stratospheric ice crystals, *J. Geophys. Res.*, 97, 8057–8064, doi :10.1029/91JD01436.
- MacKinnon, D. J., G. D. Clow, R. K. Tigges, R. L. Reynolds, and P. S. Chavez (2004), Comparison of aerodynamically and model-derived roughness lengths (z^*o) over diverse surfaces, central Mojave Desert, California, USA, *Geomorphology*, 63, 103–113, doi :10.1016/j.geomorph.2004.03.009.
- Madeleine, J.-B., F. Forget, E. Millour, T. Navarro, and A. Spiga (2012), The influence of radiatively active water ice clouds on the Martian climate, *Geophys. Res. Lett.*, 39, L23202, doi : 10.1029/2012GL053564.
- Mahaffy, P. R., Webster, H. Atreya, S. K. Franz, M. Wong, P. G. Conrad, D. Harpold, J. J. Jones, L. A. Leshin, H. Manning, T. Owen, R. O. Pepin, S. Squyres, M. Trainer, and T. M. S. Team (2013), Abundance and Isotopic Composition of Gases in the Martian Atmosphere from the Curiosity Rover, *Science*, 341, 263, doi :10.1126/science.1237966.
- Maltagliati, L., D. V. Titov, T. Encrenaz, R. Melchiorri, F. Forget, H. U. Keller, and J.-P. Bibring (2011a), Annual survey of water vapor behavior from the OMEGA mapping spectrometer onboard Mars Express, *Icarus*, 213, 480–495, doi :10.1016/j.icarus.2011.03.030.
- Maltagliati, L., F. Montmessin, A. Fedorova, O. Korablev, F. Forget, and J.-L. Bertaux (2011b), Evidence of Water Vapor in Excess of Saturation in the Atmosphere of Mars, *Science*, 333, 1868–, doi :10.1126/science.1207957.
- Maltagliati, L., F. Montmessin, O. Korablev, A. Fedorova, F. Forget, A. Määttänen, F. Lefèvre, and J.-L. Bertaux (2013), Annual survey of water vapor vertical distribution and water-aerosol coupling in the martian atmosphere observed by SPICAM/MEx solar occultations, *Icarus*, 223, 942–962, doi :10.1016/j.icarus.2012.12.012.
- Marlow, W. H. (1980), Lifshitz-van der Waals forces in aerosol particle collisions. I - Introduction : Water droplets, *The Journal of Chemical Physics*, 73, 6288–6295, doi :10.1063/1.440127.
- Martcorena, B., and G. Bergametti (1995), Modeling the atmospheric dust cycle. 1. Design of a soil-derived dust emission scheme, *J. Geophys. Res. - Atmos.*, 100(D8), 16,415–16,430.
- Martcorena, B., G. Bergametti, B. Aumont, Y. Callot, C. N'Doumé, and M. Legrand (1997), Modeling the atmospheric dust cycle 2. Simulation of Saharan dust sources, *J. Geophys. Res.*, 102, 4387–4404, doi :10.1029/96JD02964.
- Martin, T. Z. (1995), Mass of dust in the Martian atmosphere, *J. Geophys. Res. - Planet.*, 100(E4), 7509–7512.
- Maxwell, J. C. (1890), p. 636, Dover Publ., New York, originally published in *Encyclopedia Britannica*, Vol. 2, p. 82, 1877.

- McConnochie, T. H., J. F. Bell, D. Savransky, M. J. Wolff, A. D. Toigo, H. Wang, M. I. Richardson, and P. R. Christensen (2010), THEMIS-VIS observations of clouds in the martian mesosphere : Altitudes, wind speeds, and decameter-scale morphology, *Icarus*, *210*, 545–565, doi : 10.1016/j.icarus.2010.07.021.
- McGill, G. E., and S. W. Squyres (1991), Origin of the Martian crustal dichotomy - Evaluating hypotheses, *Icarus*, *93*, 386–393, doi :10.1016/0019-1035(91)90221-E.
- McKim, R. J. (1996), The dust storms of Mars, *Journal of the British Astronomical Association*, *106*, 185–200.
- Michelangeli, D. V., O. B. Toon, R. M. Haberle, and J. B. Pollack (1993), Numerical simulations of the formation and evolution of water ice clouds in the Martian atmosphere, *Icarus*, *100*, 261–285.
- Millman, P. M. (1975), *Dust in the solar system*, pp. 185–209.
- Millour, E., F. Forget, F. González-Galindo, A. Spiga, S. Lebonnois, L. Montabone, S. R. Lewis, P. L. Read, M. A. López-Valverde, G. Gilli, F. Lefèvre, F. Montmessin, M. Desjean, J. Huot, and The McD/Gcm Development Team (2008), The Latest (Version 4.3) Mars Climate Database, *LPI Contributions*, *1447*, 9029–+.
- Millour, E., A. Spiga, A. Colaitis, T. Navarro, J.-B. Madeleine, J.-Y. Chauffray, L. Montabone, M. A. Lopez-valverde, F. Gonzalez-Galindo, F. Lefèvre, F. Montmessin, S. R. Lewis, L. P. Read, M.-C. Desjean, and J.-P. Huot (2012), Mars Climate Database Version 5, in *European Planetary Science Congress 2012*, p. 302.
- Mischna, M. A., J. F. Kasting, A. Pavlov, and R. Freedman (2000), Influence of carbon dioxide clouds on early martian climate, *Icarus*, *145*, 546–554, doi :10.1006/icar.2000.6380.
- Mitchell, D. L., R. J. Lillis, R. P. Lin, J. E. P. Connerney, and M. H. Acuña (2005), A Global Map of Mars' Crustal Magnetic Field Based on Electron Reflectometry, in *36th Annual Lunar and Planetary Science Conference, Lunar and Planetary Institute Science Conference Abstracts*, vol. 36, edited by S. Mackwell and E. Stansbery, p. 2366.
- Molina-Cuberos, G. J., H. Lichtenegger, K. Schwingenschuh, J. J. López-Moreno, and R. Rodrigo (2002), Ion-neutral chemistry model of the lower ionosphere of Mars, *Journal of Geophysical Research (Planets)*, *107*, 5027, doi :10.1029/2000JE001447.
- Molina-Cuberos, G. J., O. Witasse, J.-P. Lebreton, R. Rodrigo, and J. J. López-Moreno (2003), Meteoric ions in the atmosphere of Mars, *Planet. Space Sci.*, *51*, 239–249, doi :10.1016/S0032-0633(02)00197-6.
- Monchick, L., and R. Blackmore (1988), A variation calculation of the rate of evaporation of small droplets, *J. Aerosol Sci.*, *19*, 273–286.
- Monin, A. S., and A. M. Iaglom (1975), *Statistical fluid mechanics : Mechanics of turbulence. Volume 2 /revised and enlarged edition/*.
- Montmessin, F. (2002), Aspects microphysiques de l'atmosphère martienne : de la poussière aux nuages de glace d'eau, Ph.D. thesis, Université Pierre et Marie Curie, Paris 6.
- Montmessin, F., P. Rannou, and M. Cabane (2002), New insights into Martian dust distribution and water-ice cloud microphysics, *J. Geophys. Res.*, *107*(E6), 5037.

- Montmessin, F., F. Forget, P. Rannou, M. Cabane, and R. M. Haberle (2004), Origin and role of water ice clouds in the Martian water cycle as inferred from a general circulation model, *J. Geophys. Res.*, *109*(E10004).
- Montmessin, F., J.-L. Bertaux, E. Quémerais, O. Korablev, P. Rannou, F. Forget, S. Perrier, D. Fusen, S. Lebonnois, A. Reberac, and E. Dimarellis (2006a), Subvisible CO₂ clouds detected in the mesosphere of Mars, *Icarus*, *183*, 403–410.
- Montmessin, F., E. Quémerais, J.-L. Bertaux, O. Korablev, P. Rannou, and S. Lebonnois (2006b), Stellar occultations at UV wavelengths by the SPICAM instrument : Retrieval and analysis of Martian haze profiles, *J. Geophys. Res.*, *111*, E09S09, doi :10.1029/2005JE002662.
- Montmessin, F., B. Gondet, J.-P. Bibring, Y. Langevin, P. Drossart, F. Forget, and T. Fouchet (2007), Hyper-spectral imaging of convective CO₂ ice clouds in the equatorial mesosphere of Mars, *J. Geophys. Res.*, *112*, doi :10.1029/2007JE002944.
- Montmessin, F., F. Forget, J.-L. Bertaux, A. Spiga, and A. Määttänen (2011), Existence of Supercold Atmospheric Layers in the Martian Mesosphere, in *Mars Atmosphere : Modelling and observation*, edited by F. Forget and E. Millour, pp. 404–405.
- Murphy, J. R., O. B. Toon, R. M. Haberle, and J. B. Pollack (1990), Numerical simulations of the decay of Martian global dust storms, *Journal of Geophysical Research*, *95*, 14,629–14,648, doi :10.1029/JB095iB09p14629.
- Mustard, J. F., S. L. Murchie, S. M. Pelkey, B. L. Ehlmann, R. E. Milliken, J. A. Grant, J.-P. Bibring, F. Poulet, J. Bishop, E. N. Dobra, L. Roach, F. Seelos, R. E. Arvidson, S. Wiseman, R. Green, C. Hash, D. Humm, E. Malaret, J. A. McGovern, K. Seelos, T. Clancy, R. Clark, D. D. Marais, N. Izenberg, A. Knudson, Y. Langevin, T. Martin, P. McGuire, R. Morris, M. Robinson, T. Roush, M. Smith, G. Swayze, H. Taylor, T. Titus, and M. Wolff (2008), Hydrated silicate minerals on Mars observed by the Mars Reconnaissance Orbiter CRISM instrument, *Nature*, *454*, 305–309, doi :10.1038/nature07097.
- Nesvorný, D., P. Jenniskens, H. F. Levison, W. F. Bottke, D. Vokrouhlický, and M. Gounelle (2010), Cometary Origin of the Zodiacal Cloud and Carbonaceous Micrometeorites. Implications for Hot Debris Disks, *The Astrophysical Journal*, *713*, 816–836, doi :10.1088/0004-637X/713/2/816.
- Neumann, G. A., D. E. Smith, and M. T. Zuber (2003), Two Mars years of clouds detected by the Mars Orbiter Laser Altimeter, *Journal of Geophysical Research (Planets)*, *108*, 5023, doi : 10.1029/2002JE001849.
- Newman, C., S. Lewis, and P. Read (2005), The atmospheric circulation and dust activity in different orbital epochs on Mars, *Icarus*, *174* (1), 135–160.
- Newman, C. E., S. R. Lewis, P. Read, and F. Forget (2002a), Modeling the Martian dust cycle - 1. Representations of dust transport processes, *J. Geophys. Res. - Planet.*, *107*(E12), E125,123.
- Newman, C. E., S. R. Lewis, P. L. Read, and F. Forget (2002b), Modeling the Martian dust cycle - 2. Multiannual radiatively active dust transport simulations, *J. Geophys. Res. - Planet.*, *107*(E12), E125,124.
- Nier, A. O., and M. B. McElroy (1977), Composition and structure of Mars' upper atmosphere - Results from the neutral mass spectrometers on Viking 1 and 2, *Journal of Geophysical Research*, *82*, 4341–4349, doi :10.1029/JS082i028p04341.

- Noel, V., and M. Pitts (2012), Gravity wave events from mesoscale simulations, compared to polar stratospheric clouds observed from spaceborne lidar over the Antarctic Peninsula, *Journal of Geophysical Research (Atmospheres)*, *117*, D11207, doi :10.1029/2011JD017318.
- Nowicki, S. A., and P. R. Christensen (2007), Rock abundance on Mars from the Thermal Emission Spectrometer, *Journal of Geophysical Research (Planets)*, *112*, 5007–+, doi : 10.1029/2006JE002798.
- Owen, T. (1992), The composition and early history of the atmosphere of Mars, in *Mars*, edited by H. H. Kieffer, B. M. Jakosky, C. W. Snyder, and M. S. Matthews, pp. 818–834, University of Arizona Press.
- Pandya, B. M., and S. A. Haider (2012), Meteor impact perturbation in the lower ionosphere of Mars : MGS observations, *Pan. Space Sci.*, *63*, 105–109, doi :10.1016/j.pss.2011.09.013.
- Pathak, J., D. V. Michelangeli, L. Komguem, J. Whiteway, and L. K. Tamppari (2008), Simulating Martian boundary layer water ice clouds and the lidar measurements for the Phoenix mission, *Journal of Geophysical Research (Planets)*, *113*, E00A05, doi :10.1029/2007JE002967.
- Pätzold, M., S. Tellmann, B. Häusler, D. Hinson, R. Schaa, and G. L. Tyler (2005), A Sporadic Third Layer in the Ionosphere of Mars, *Science*, *310*, 837–839, doi :10.1126/science.1117755.
- Pérot, K., A. Hauchecorne, F. Montmessin, J.-L. Bertaux, L. Blanot, F. Dalaudier, D. Fussen, and E. Kyrölä (2010), First climatology of polar mesospheric clouds from GOMOS/ENVISAT stellar occultation instrument, *Atmospheric Chemistry & Physics*, *10*, 2723–2735.
- Pesnell, W. D., and J. Grebowsky (2000), Meteoric magnesium ions in the Martian atmosphere, *J. Geophys. Res.*, *105*, 1695–1708, doi :10.1029/1999JE001115.
- Pettengill, G. H., and P. G. Ford (2000), Winter clouds over the north Martian polar cap, *Geophysical Research Letters*, *27*(5), 609–612.
- Pettinelli, E., G. Vannaroni, A. Cereti, F. Paolucci, G. Della Monica, M. Storini, and F. Bella (2003), Frequency and time domain permittivity measurements on solid CO₂ and solid CO₂-soil mixtures as Martian soil simulants, *Journal of Geophysical Research (Planets)*, *108*, 8029, doi :10.1029/2002JE001869.
- Picardi, G., J. J. Plaut, D. Biccari, O. Bombaci, D. Calabrese, M. Cartacci, A. Cicchetti, S. M. Clifford, P. Edenhofer, W. M. Farrell, C. Federico, A. Frigeri, D. A. Gurnett, T. Hagfors, E. Heggy, A. Herique, R. L. Huff, A. B. Ivanov, W. T. K. Johnson, R. L. Jordan, D. L. Kirchner, W. Kofman, C. J. Leuschen, E. Nielsen, R. Orosei, E. Pettinelli, R. J. Phillips, D. Plettemeier, A. Safaeinili, R. Seu, E. R. Stofan, G. Vannaroni, T. R. Watters, and E. Zampolini (2005), Radar Soundings of the Subsurface of Mars, *Science*, *310*, 1925–1928, doi :10.1126/science.1122165.
- Plaut, J. J., G. Picardi, A. Safaeinili, A. B. Ivanov, S. M. Milkovich, A. Cicchetti, W. Kofman, J. Mouginot, W. M. Farrell, R. J. Phillips, S. M. Clifford, A. Frigeri, R. Orosei, C. Federico, I. P. Williams, D. A. Gurnett, E. Nielsen, T. Hagfors, E. Heggy, E. R. Stofan, D. Plettemeier, T. R. Watters, C. J. Leuschen, and P. Edenhofer (2007), Subsurface Radar Sounding of the South Polar Layered Deposits of Mars, *Science*, *316*, 92–, doi :10.1126/science.1139672.
- Poling, B. E., J. M. Prausnitz, and J. P. O'CONNELL (2001), *The Properties of Gases & Liquids, 5th Edition.*, McGraw-Hill, New York.

- Pollack, J. B. (1979), Climatic change on the terrestrial planets, *Icarus*, *37*, 479–553, doi : 10.1016/0019-1035(79)90012-5.
- Pollack, J. B., D. S. Colburn, M. Flaser, R. Kahn, C. E. Carlston, and D. Pidek (1979), Properties and effects of dust particles suspended in the Martian atmosphere, *Journal of Geophysical Research*, *84*(B6), 2929–2945.
- Pollack, J. B., J. M. Schwartz, and K. Rages (1990), Scatterers in Triton’s atmosphere - Implications for the seasonal volatile cycle, *Science*, *250*, 440–443, doi :10.1126/science.250.4979.440.
- Pollack, J. B., M. E. Ockert-Bell, and M. K. Shepard (1995), Viking Lander image analysis of Martian atmospheric dust, *Journal of Geophysical Research*, *100*, 5235–5250, doi :10.1029/94JE02640.
- Poppe, A., D. James, and M. Horányi (2011), Measurements of the terrestrial dust influx variability by the Cosmic Dust Experiment, *Panet. Space Sci.*, *59*, 319–326, doi :10.1016/j.pss.2010.12.002.
- Poulet, F., J.-P. Bibring, J. F. Mustard, A. Gendrin, N. Mangold, Y. Langevin, R. E. Arvidson, B. Gondet, and C. Gomez (2005), Phyllosilicates on Mars and implications for early martian climate, *Nature*, *438*, 623–627, doi :10.1038/nature04274.
- Priestley, C. (1959), *Turbulent transfer in the lower atmosphere.*, University of Chicago Press, Chicago, USA.
- Pruppacher, H. R., and J. D. Klett (2010), *Microphysics of Clouds and Precipitation. Second revised and expanded edition with an introduction to cloud chemistry and cloud electricity*, Springer Dordrecht Heidelberg London New York.
- Qiuxiang LIU, G. Y. Q. Y., Yanjuan ZHU (2008), Nucleation thermodynamics inside micro/nanocavity, *Journal of Materials Sciences and Technology*, *24*(02), 183.
- Queisser, H. J., and E. E. Haller (1998), Defects in semiconductors : Some fatal, some vital, *Science*, *281*(5379), 945–950.
- Rafkin, S. C. R. (2012), The potential importance of non-local, deep transport on the energetics, momentum, chemistry, and aerosol distributions in the atmospheres of Earth, Mars, and Titan, *Plan. Space Sci.*, *60*, 147–154, doi :10.1016/j.pss.2011.07.015.
- Ramaswamy, V., and A. Detwiler (1986), Interdependence of Radiation and Microphysics in Cirrus Clouds., *Journal of Atmospheric Sciences*, *43*, 2289–2301, doi :10.1175/1520-0469(1986)043<2289 :IORAMI>2.0.CO ;2.
- Rannou, P., S. Perrier, J. Bertaux, F. Montmessin, O. Korablev, and A. Rébérac (2006), Dust and cloud detection at the Mars limb with UV scattered sunlight with SPICAM, *Journal of Geophysical Research (Planets)*, *111*(E10), 9–+, doi :10.1029/2006JE002693.
- Rapp, M. (2009), Charging of mesospheric aerosol particles : the role of photodetachment and photoionization from meteoric smoke and ice particles, *Annales Geophysicae*, *27*, 2417–2422, doi : 10.5194/angeo-27-2417-2009.
- Rapp, M., and G. E. Thomas (2006), Modeling the microphysics of mesospheric ice particles : Assessment of current capabilities and basic sensitivities, *Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics*, *68*, 715–744, doi :10.1016/j.jastp.2005.10.015.
- Rapp, M., I. Strelnikova, and J. Gumbel (2007), Meteoric smoke particles : Evidence from rocket and radar techniques, *Advances in Space Research*, *40*, 809–817, doi :10.1016/j.asr.2006.11.021.

- Read, P. L., and S. R. Lewis (2004), *The Martian Climate Revisited : Atmosphere and environment of a desert planet*, Springer.
- Renno, N. O., and J. F. Kok (2008), Electrical Activity and Dust Lifting on Earth, Mars, and Beyond, *Space Science Reviews*, *137*, 419–434, doi :10.1007/s11214-008-9377-5.
- Rodin, A. V., O. I. Korablev, and V. I. Moroz (1997), Vertical Distribution of Water in the Near-Equatorial Troposphere of Mars : Water Vapor and Clouds, *Icarus*, *125*, 212–229, doi : 10.1006/icar.1996.5602.
- Rohatschek, H., and H. Horvath (2010), Magneto-photophoresis and mesospheric particles, *Journal of Geophysical Research (Atmospheres)*, *115*, D24208, doi :10.1029/2010JD014667.
- Ruff, S. W. (2004), Spectral evidence for zeolite in the dust on Mars, *Icarus*, *168*, 131–143, doi : 10.1016/j.icarus.2003.11.003.
- Russell, J. M., III, S. M. Bailey, L. L. Gordley, D. W. Rusch, M. Horányi, M. E. Hervig, G. E. Thomas, C. E. Randall, D. E. Siskind, M. H. Stevens, M. E. Summers, M. J. Taylor, C. R. Englert, P. J. Espy, W. E. McClintock, and A. W. Merkel (2009), The Aeronomy of Ice in the Mesosphere (AIM) mission : Overview and early science results, *Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics*, *71*, 289–299, doi :10.1016/j.jastp.2008.08.011.
- Russell, K. C. (1969), Nucleation on Gaseous Ions, *J. of Chem. Phys.*, *50*, 1809–1816, doi : 10.1063/1.1671276.
- Sahni, D. C. (1966), The effect of a black sphere on the flux distribution in an infinite moderator, *Journal of Nuclear Energy. Parts A/B. Reactor Science and Technology*, *20*, 915–920.
- Sajo, E. (2008), Evaluation of the exact coagulation kernel under simultaneous brownian motion and gravitational settling, *Aerosol science and technology*, *42*(2), 134–139.
- Sajo, E. (2010), Update and erratum on the numerical evaluation of the exact coagulation cernel for simultaneous brownian motion and gravitational settling, *Aerosol science and technology*, *44*(10).
- Sanford, S. A., and L. J. Allamandola (1990), The physical and infrared spectral properties of CO₂ in astrophysical ice analogs, *Astrophys. J.*, *355*, 357–372.
- Satorre, M. Á., M. Domingo, C. Millán, R. Luna, R. Vilaplana, and C. Santonja (2008), Density of CH₄, N₂ and CO₂ ices at different temperatures of deposition, *Planetary and Space Science*, *56*, 1748–1752, doi :10.1016/j.pss.2008.07.015.
- Sazaki, G., S. Zepeda, S. Nakatsubo, E. Yokoyama, and Y. Furukawa (2010), Elementary steps at the surface of ice crystals visualized by advances optical microscopy, *PNAS*, *107*(46), 19,702–19,707.
- Scalabrin, G., P. Marchi, F. Finezzo, and R. Span (2006), A Reference Multiparameter Thermal Conductivity Equation for Carbon Dioxide with an Optimized Functional Form, *Journal of Physical and Chemical Reference Data*, *35*, 1549–1575, doi :10.1063/1.2213631.
- Schmitt, B., F. Schmidt, S. Douté, Y. Langevin, F. Forget, J.-P. Bibring, B. Gondet, and OMEGA Team (2006), Recession of the Northern Seasonal Condensates on Mars by OMEGA/Mars Express, *LPI Contributions*, *1323*, 8050.
- Schofield, J. T., J. R. Barnes, D. Crisp, R. M. Haberle, S. Larsen, J. A. Magalhaes, J. R. Murphy, A. Seiff, and G. Wilson (1997), The Mars Pathfinder Atmospheric Structure Investigation/Meteorology (ASI/MET) Experiment, *Science*, *278*, 1752–1757.

- Scholten, F., H. Hoffmann, A. Määttänen, F. Montmessin, B. Gondet, and E. Hauber (2010), Concatenation of HRSC colour and OMEGA data for the determination and 3D-parameterization of high-altitude CO₂ clouds in the Martian atmosphere, *Planet. Space Sci.*, *58*, 1207–1214, doi : 10.1016/j.pss.2010.04.015.
- Schrage, R. W. (1953), *A Theoretical Study of Interphase Mass Transfer*, Columbia University Press, Oxford.
- Schwenzer, S. P., and D. A. Kring (2009), Impact-generated Hydrothermal Alteration on Mars : Clay Minerals, Oxides, Zeolites, and More, in *Lunar and Planetary Institute Science Conference Abstracts, Lunar and Planetary Institute Science Conference Abstracts*, vol. 40, pp. 1421–+.
- Seinfeld, J. H., and S. N. Pandis (2006), *Atmospheric Chemistry and Physics : From Air Pollution to Climate Change - Second Edition*, John Wiley & Sons, New York.
- Seki, J., and H. Hasegawa (1983), The heterogeneous condensation of interstellar ice grains, *Astrophys. Space Sci.*, *94*, 177–189.
- Selsis, F., M. T. Lemmon, J. Vaubaillon, and J. F. Bell (2005), Extraterrestrial meteors A martian meteor and its parent comet, *Nature*, *435*, 581, doi :10.1038/435581a.
- Selsis, F., J. F. Kasting, B. Levrard, J. Paillet, I. Ribas, and X. Delfosse (2007), Habitable planets around the star Gliese 581 ?, *Astronomy and Astrophysics*, *476*, 1373–1387, doi :10.1051/0004-6361 :20078091.
- Shao, Y., and H. Lu (2000), A simple expression for wind erosion threshold friction velocity, *Journal of Geophysical Research*, *105*, 22,437, doi :10.1029/2000JD900304.
- Simons, S., M. M. R. Williams, and J. S. Cassell (1986), A kernel for combined brownian and gravitational coagulation, *Journal of aerosol science*, *17*(5), 789–793.
- Smith, M. D. (2004), Interannual variability in TES atmospheric observations in Mars during 1999–2003, *Icarus*, *167*, 148–165, doi :10.1016/j.icarus.2003.09.010.
- Smith, M. D. (2008), Spacecraft Observations of the Martian Atmosphere, *Annual Review of Earth and Planetary Sciences*, *36*, 191–219, doi :10.1146/annurev.earth.36.031207.124334.
- Smith, M. D. (2009), THEMIS observations of Mars aerosol optical depth from 2002–2008, *Icarus*, *202*, 444–452, doi :10.1016/j.icarus.2009.03.027.
- Smith, P. E., J. F. Bell, III, N. T. Bridges, D. T. Britt, L. Gaddis, R. Greeley, H. U. Keller, K. E. Herkenhoff, R. Jaumann, J. R. Johnson, R. L. Kirk, M. Lemmon, J. N. Maki, C. Malin, S. L. Murchie, J. Oberst, T. J. Parker, R. J. Reid, R. Sablotny, L. A. Soderblom, C. Stoker, R. Sullivan, N. Thomas, M. G. Tomasko, W. Ward, and E. Wegryn (1997), Results from the Mars Pathfinder Camera, *Science*, *278*, 1758–1765.
- Span, R., and W. Wagner (1996), A New Equation of State for Carbon Dioxide Covering the Fluid Region from the Triple-Point Temperature to 1100 K at Pressures up to 800 MPa, *Journal of Physical and Chemical Reference Data*, *25*, 1509–1596, doi :10.1063/1.555991.
- Spiga, A., and F. Forget (2009), A new model to simulate the Martian mesoscale and microscale atmospheric circulation : Validation and first results, *J. Geophys. Res.*, *114*, 2009–+, doi : 10.1029/2008JE003242.

- Spiga, A., and S. Lewis (2010), Martian mesoscale and microscale wind variability of relevance for dust lifting, *Mars*, *5*, 146–158.
- Spiga, A., F. González-Galindo, M.-Á. López-Valverde, and F. Forget (2012), Gravity waves, cold pockets and CO₂ clouds in the Martian mesosphere, *Geophys. Res. Lett.*, *39*, L02201, doi : 10.1029/2011GL050343.
- Spiga, A., J. Faure, J.-B. Madeleine, A. Määttänen, and F. Forget (2013), Rocket dust storms and detached dust layers in the Martian atmosphere, *Journal of Geophysical Research (Planets)*, *118*, 746–767, doi :10.1002/jgre.20046.
- Sprague, A. L., W. V. Boynton, K. E. Kerry, D. M. Janes, N. J. Kelly, M. K. Crombie, S. M. Melli, J. R. Murphy, R. C. Reedy, and A. E. Metzger (2007), Mars' atmospheric argon : Tracer for understanding martian atmospheric circulation and dynamics, *Journal of Geophysical Research (Planets)*, *112*, 3, doi :10.1029/2005JE002597.
- Staubach, P., and M. J. E. Grün, Matney (2001), *Synthesis of Observations*, p. 347.
- Strausberg, M. J., H. Wang, M. I. Richardson, S. P. Ewald, and A. D. Toigo (2005), Observations of the initiation and evolution of the 2001 Mars global dust storm, *Journal of Geophysical Research (Planets)*, *110*, E02006, doi :10.1029/2004JE002361.
- Tamppari, L. K., R. W. Zurek, and D. A. Paige (2000), Viking era water-ice clouds, *J. Geophys. Res.*, *105*(E2), 40,879–4107.
- Tamppari, L. K., R. W. Zurek, and D. A. Paige (2003), Viking-era diurnal water-ice clouds, *Journal of Geophysical Research*, *108*(E7), 5073.
- Thangaraj, K., M. Palanisamy, R. Gobinathan, and P. Ramasamy (1986), Dependence of ice nucleating ability on misfit, *Journal of Materials Science Letters*, *5*, 326–328, doi :10.1007/BF01117397.
- Tillman, J. E., N. C. Johnson, P. Guttorp, and D. B. Percival (1993), The Martian annual atmospheric pressure cycle : years without great dust storms, *J. Geophys. Res.*, *98*, 10,963–10,971.
- Tobie, G., F. Forget, and F. Lott (2003), Numerical simulation of the winter polar wave clouds observed by Mars Global Surveyor Mars Orbiter Laser Altimeter, *Icarus*, *164*, 33–49.
- Tomasko, M. G., L. R. Loose, M. Lemmon, P. H. Smith, and E. Wegryn (1999), Properties of dust in the Martian atmosphere from the Imager of Mars Pathfinder, *Journal of Geophysical Research*, *104*(E4), 8987–9007.
- Toon, O. B., J. B. Pollack, and C. Sagan (1977), Physical properties of the particles composing the Martian dust storm of 1971-1972, *Icarus*, *30*, 663–696, doi :10.1016/0019-1035(77)90088-4.
- Toon, O. B., R. P. Turco, D. Westphal, R. Malone, and M. S. Liu (1988), A multidimensional model for aerosols - Description of computational analogs, *Journal of Atmospheric Sciences*, *45*, 2123–2143, doi :10.1175/1520-0469(1988)045<2123 :AMMFAD>2.0.CO ;2.
- Toon, O. B., R. P. Turco, J. Jordan, J. Goodman, and G. Ferry (1989), Physical processes in polar stratospheric ice clouds, *Journal of Geophysical Research*, *94*, 11,359–11,380.
- Turco, R. P., O. B. Toon, P. Hamill, and R. C. Whitten (1981), Effects of meteoric debris on stratospheric aerosols and gases, *Journal of Geophysical Research*, *86*, 1113–1128.
- Turnbull, D., and B. Vonnegut (1952), Nucleation catalysis, *Ind. Eng. Chem.*, *44*(6), 1292–1298.

- Vehkamäki, H. (2006), *Classical Nucleation Theory in Multicomponent Systems*, Springer, Berlin Heidelberg.
- Vehkamäki, H., A. Määttänen, A. Lauri, I. Napari, and M. Kulmala (2007), Technical Note : The heterogeneous Zeldovich factor, *Atmospheric Chemistry & Physics*, 7, 309–313.
- Vesovic, V., W. A. Wakeham, G. A. Olchoway, J. V. Sengers, J. T. R. Watson, and J. Millat (1990), The Transport Properties of Carbon Dioxide, *Journal of Physical and Chemical Reference Data*, 19, 763–808, doi :10.1063/1.555875.
- Vincendon, M., C. Pilorget, B. Gondet, S. Murchie, and J.-P. Bibring (2011), New near-IR observations of mesospheric CO₂ and H₂O clouds on Mars, *Journal of Geophysical Research (Planets)*, 116, E00J02, doi :10.1029/2011JE003827.
- Warren, S. G., W. J. Wiscombe, and J. F. Firestone (1990), Spectral albedo and emissivity of CO₂ in Martian polar caps - Model results, *J. Geophys. Res.*, 95, 14,717–14,741, doi : 10.1029/JB095iB09p14717.
- Wassiljeva, A. (1904), Wärmeleitung in gasgemischen, *Physikalische Zeitschrift*, 5(2), 737.
- Wheeler, M. J., and A. K. Bertram (2011), Deposition freezing on mineral dust particles : a case against classical nucleation theory with the assumption of a single contact angle, *Atmospheric Chemistry & Physics Discussions*, 11, 21,171–21,200, doi :10.5194/acpd-11-21171-2011.
- Whelley, P. L., and R. Greeley (2008), The distribution of dust devil activity on Mars, *Journal of Geophysical Research (Planets)*, 113, E07002, doi :10.1029/2007JE002966.
- Whiteway, J., L. Komguem, C. Dickinson, C. Cook, T. Duck, P. Taylor, R. Davy, J. Seabrook, D. Fisher, A. Carswell, M. Daly, V. Popovici, and Phoenix Science Team (2009), Phoenix Lidar Observations of Dust, Clouds, and Precipitation on Mars, in *Lunar and Planetary Institute Science Conference Abstracts, Lunar and Planetary Inst. Technical Report*, vol. 40, pp. 2202–+.
- Wiegert, P., J. Vaubaillon, and M. Campbell-Brown (2009), A dynamical model of the sporadic meteoroid complex, *Icarus*, 201, 295–310, doi :10.1016/j.icarus.2008.12.030.
- Winkler, P. M., G. Steiner, A. Vrtala, H. Vehkamäki, M. Noppel, K. E. J. Lehtinen, G. P. Reischl, P. E. Wagner, and M. Kulmala (2008), Heterogeneous Nucleation Experiments Bridging the Scale from Molecular Ion Clusters to Nanoparticles, *Science*, 319, 1374–, doi :10.1126/science.1149034.
- Withers, P., A. A. Christou, and J. Vaubaillon (), Meteoric ion layers in the ionosphere of Venus and Mars : Early observations and considerations of the role of meteor showers, *Advances in Space Research*.
- Withers, P., M. Mendillo, D. P. Hinson, and K. Cahoy (2008), Physical characteristics and occurrence rates of meteoric plasma layers detected in the Martian ionosphere by the Mars Global Surveyor Radio Science Experiment, *Journal of Geophysical Research (Space Physics)*, 113, A12314, doi : 10.1029/2008JA013636.
- Wolff, M. J., and R. T. Clancy (2003), Constraints of the size of Martian aerosols from Thermal Emission Spectrometer observations, *J. Geophys. Res.*, 108(E9), 5097, doi :10.1029/2003JE002057.
- Wood, S. E. (1999), Nucleation and growth of CO₂ ice crystals in the martian atmosphere, Ph.D. thesis, Univ. of Calif., Los Angeles.

- Young, J. B. (1991), The condensation and evaporation of liquid droplets at arbitrary Knudsen number, *Int. J. Heat Mass Transfer*, *34*, 1649–1661.
- Young, J. B. (1993), The condensation and evaporation of liquid droplets at arbitrary Knudsen number in the presence of an inert gas, *Int. J. Heat Mass Transfer*, *36*, 2941–2956.
- Zent, A. P., and R. C. Quinn (1995), Simultaneous adsorption of CO₂ and H₂O under Mars-like conditions and application to the evolution of the Martian climate, *J. Geophys. Res.*, *100*, 5341–5349.

 Modification de la théorie de nucléation : introduction du « misfit » ε

L'énergie de formation d'un embryon sphérique de rayon r inclut une contribution volumique (énergie du changement de phase des molécules, ΔF_{vol}) et une contribution surfacique (création de la nouvelle interface, ΔF_{surf}), permettant d'écrire :

$$\Delta F(r) = \Delta F_{\text{vol}} + \Delta F_{\text{surf}} \quad (\text{A.1})$$

Ainsi, dans le cas de nucléation homogène :

$$\Delta F_{\text{hom}}(r) = \left(-\frac{kT}{v_m} \ln S \right) \frac{4\pi r^3}{3} + 4\pi r^2 \sigma_{\text{vap,ice}}, \quad (\text{A.2})$$

avec v_m le volume d'une molécule en phase condensée, S le rapport de saturation, et $\sigma_{\text{vap,ice}}$ l'énergie de surface (pour l'interface délimitant la glace de la vapeur).

Dans le cas de nucléation hétérogène il faut réécrire cette énergie de la façon suivante :

$$\Delta F_{\text{heter}}(r) = [\Delta f_{\text{vol}}]V_{\text{ice}} + [\sigma_{\text{vap,ice}}S_{\text{vap,ice}} + (\sigma_{\text{ice,sub}} - \sigma_{\text{vap,sub}})S_{\text{ice,sub}}] \quad (\text{A.3})$$

où Δf_{vol} est l'énergie par unité de volume due au changement de phase des molécules, $-kT/v_m \ln S$, et V_{ice} est le volume de la phase condensée. Les termes $\sigma_{x,y}$ et $S_{x,y}$ correspondant respectivement à l'énergie de surface et à l'aire de contact entre les interfaces x et y (sub :substrat ou CN ; vap : vapeur ; ice : glace). L'introduction du « misfit » ε modifie le premier terme (volumique) de l'équation (A.3) :

$$\Delta F_{\text{heter},\varepsilon}(r) = [\Delta f_{\text{vol}} + C\varepsilon^2]V_{\text{ice}} + [\sigma_{\text{vap,ice}}S_{\text{vap,ice}} + (\sigma_{\text{ice,sub}} - \sigma_{\text{vap,sub}})S_{\text{ice,sub}}] \quad (\text{A.4})$$

Le terme $C\varepsilon^2$ correspond à l'énergie de déformation de la phase condensée, afin que la maille élémentaire du réseau cristallin puisse s'adapter à la structure du substrat (Figure A.1). Le « misfit » ε quantifie l'écart entre la structure « hôte » (le substrat) et la structure de la phase condensée.

Précisons davantage la façon de laquelle ce paramètre est défini ici, en évoquant la nucléation dite « cohérente » (*Turnbull and Vonnegut*, 1952; *Thangaraj et al.*, 1986). On définit d'abord un misfit théorique (absolu), noté δ et défini par :

$$\delta_{\text{abs}} = \frac{a_{0,\text{sub}} - a_{0,\text{ice}}}{a_{0,\text{ice}}}, \quad (\text{A.5})$$

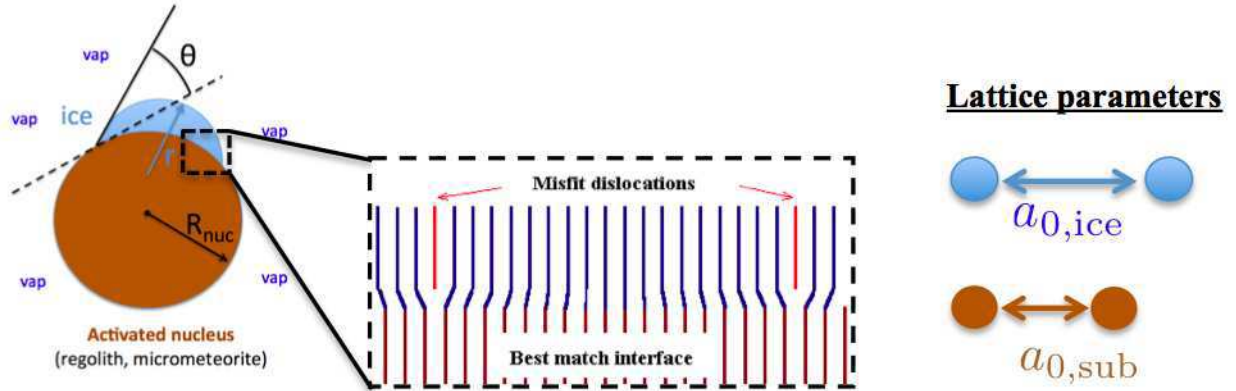


FIGURE A.1 – L’embryon de glace se formant sur le substrat (gauche) a sa structure modifiée du fait de paramètres cristallins différents (droite).

où $a_{0,ice}$ est le paramètre de maille du cristal théorique ou non-contraint, et $a_{0,sub}$ celui du substrat (Figure A.1).

Au moment de la formation de l’embryon, la glace se déforme et on peut définir un nouveau paramètre de maille cristallin $a_{1,ice}$ et ainsi un écart au paramètre initial $a_{0,ice}$:

$$\varepsilon = \frac{a_{1,ice} - a_{0,ice}}{a_{0,ice}} \quad (\text{A.6})$$

De fait, l’incompatibilité de structure réel entre substrat et phase condensée est (Thangaraj *et al.*, 1986) :

$$\delta = \delta_{abs} - \varepsilon \quad (\text{A.7})$$

Dans le cas de nucléation dite « cohérente » qui nous intéresse ici : $\delta_{abs} = \varepsilon$ Ainsi le seul terme énergétique nécessaire est une énergie de contrainte s’exerçant sur la glace : $C\varepsilon^2$, où C a été déterminé pour de la glace d’eau et vaut $1,7 \cdot 10^{11} \text{ cm erg cm}^{-3}$ (Turnbull and Vonnegut, 1952). Δf_{vol} étant simplement remplacé par $\Delta f_{vol} + C\varepsilon^2$ on en déduit le nouveau rayon critique et la nouvelle énergie critique de nucléation.

$$r_{crit} = \frac{2\sigma_{ice,vap}}{kT/v_m \cdot \ln(S) - C\varepsilon^2} \quad (\text{A.8})$$

$$\Delta F_{heter}^* = \frac{16\pi\sigma^3 f(m, x)}{3 [kT/v_m \cdot \ln S - C\varepsilon^2]^2} \quad (\text{A.9})$$

Par ailleurs, le lien entre le paramètre de contact m et ε peut-être fait au travers de l’énergie de surface entre la glace et le substrat, $\sigma_{ice,sub}$, de la façon suivante (Turnbull and Vonnegut, 1952) :

$$\sigma_{ice,sub} = \gamma + \alpha(\delta_{abs} - \varepsilon), \quad (\text{A.10})$$

où $\alpha(\delta_{abs} - \varepsilon)$ est un terme lié à la structure géométrique de l’assemblage, et γ est la part de $\sigma_{ice,sub}$ due aux liaisons et affinités chimiques.

On rappelle alors que :

$$m = \cos \theta = \frac{\sigma_{sub,vap} - \sigma_{ice,sub}}{\sigma_{ice,vap}} \quad (\text{A.11})$$

Ainsi dans le cas de nucléation cohérente $\delta_{abs} = \varepsilon$ et ε intervient seulement dans le terme volumique en complément de Δf_{vol} , et non dans l’expression du paramètre m . Le cas de nucléation non-cohérente n’a pas été abordé dans le cadre de ce travail.

Thermodiffusion : coefficient et calculs

B.A Calcul du terme de thermodiffusion avec Stefan Flow

On souhaite intégrer l'équation donnant le flux de masse ($\text{kg m}^{-2} \text{s}^{-1}$) avec thermodiffusion :

$$\vec{j}_v = -\frac{DM_v p}{RT(1-x_v)}(\nabla x_v + \frac{\alpha x_v(1-x_v)}{T}\nabla T). \quad (\text{B.1})$$

Nous avons besoin de la relation entre ∇T et ∇x_v . En régime stationnaire, en supposant ρ et D constants, les profils de fractions molaires et de température pour un gaz trace sont :

$$x_v(r) = x_{v,\infty} + (x_{v,a} - x_{v,\infty})\frac{a}{r}, \quad (\text{B.2})$$

$$T(r) = T_\infty + (T_a - T_\infty)\frac{a}{r}, \quad (\text{B.3})$$

En utilisant ces profils, comme *Kulmala and Vesala* (1991), nous obtenons :

$$\nabla T = \frac{T_a - T_\infty}{x_{v,a} - x_{v,\infty}}\nabla x_v. \quad (\text{B.4})$$

Avec les mêmes hypothèses, et en prenant en compte le Stefan flow :

$$x_v(r) = 1 - (1 - x_{v,\infty})\left(\frac{1 - x_{v,a}}{1 - x_{v,\infty}}\right)^{\frac{a}{r}}. \quad (\text{B.5})$$

L'équation (B.5) peut être réécrite sous une autre forme :

$$x_v(r) = 1 - (1 - x_{v,\infty})\exp\left[\frac{a}{r}\ln\left(\frac{1 - x_{v,a}}{1 - x_{v,\infty}}\right)\right]. \quad (\text{B.6})$$

En différenciant (B.6) on obtient :

$$dx_v = \frac{a}{r^2}\ln\left(\frac{1 - x_{v,a}}{1 - x_{v,\infty}}\right)(1 - x_v(r))dr. \quad (\text{B.7})$$

En conservant l'équation (B.3) pour $T(r)$ on obtient une nouvelle relation entre ∇x_v et ∇T :

$$\nabla T = -\frac{T_a - T_\infty}{1 - x_v(r)} \left[\ln\left(\frac{1 - x_{v,a}}{1 - x_{v,\infty}}\right) \right]^{-1} \nabla x_v. \quad (\text{B.8})$$

En combinant les équations (B.8) et (B.1) on obtient l'expression du flux de masse qui prend en compte le Stefan flow dans le terme de thermodiffusion :

$$I_{m,SFTH} = -\frac{4\pi apM_v D}{RT_\infty} (sf + th_{SF}) \quad (\text{B.9})$$

avec :

$$sf = \ln\left(\frac{1 - x_{v,a}}{1 - x_{v,\infty}}\right) \quad (\text{B.10})$$

et le nouveau terme th_{SF} :

$$th_{SF} = -\alpha \frac{T_a - T_\infty}{T_\infty} \left(\frac{x_{v,a} - x_{v,\infty}}{\ln\left(\frac{1 - x_{v,a}}{1 - x_{v,\infty}}\right)} + 1 \right) \quad (\text{B.11})$$

B.B Coefficient de thermodiffusion

L'expression du flux de vapeur tenant compte de la thermodiffusion est :

$$\vec{j}_v = -\frac{DM_v p}{RT(1 - x_v)} (\nabla x_v + \frac{\alpha x_v(1 - x_v)}{T} \nabla T), \quad (\text{B.12})$$

où α est le coefficient de thermodiffusion égal à $k_T/(x_v x_g)$ avec (*Chapman and Cowling, 1970*) :

$$k_T = 5(C - 1) \frac{s_1 x_v - s_2 x_g}{Q_1 \frac{x_v}{x_g} + Q_2 \frac{x_g}{x_v} + Q_{12}}, \quad (\text{B.13})$$

avec :

$$s_1 = m_v^2 E_1 - 3m_g(m_g - m_v) + 4m_v m_g A,$$

$$Q_1 = \frac{m_v}{m_g + m_v} E_1 (6m_g^2 + (5 - 4B)m_v^2 + 8m_v m_g A),$$

$$Q_{12} = 3(m_v^2 - m_g^2) + 4m_v m_g A(11 - 4B) + 2m_v m_g E_1 E_2.$$

A, B, C, E_1 and E_2 dépendent des forces intermoléculaires. Le modèle des sphères rigides donne : $A = 2/5$, $B = 3/5$, $C = 6/5$, et $E_1 = (2/5m_v)\sqrt{(2/m_g)(m_v + m_g)^{3/2}\sigma_{11}^2/\sigma_{12}^2}$ où $\sigma_{ij} = (\sigma_i + \sigma_j)/2$, σ_i est le rayon moléculaire de l'espèce i et m_i la masse de la molécule i .

Fonctions utilisées pour la résolution itérative des trois modèles
CLASSIC, SF, et SFTHDUF

La résolution itérative de $f(I_m) = 0$ utilise la méthode de Newton-Raphson, qui nécessite la détermination de la dérivée de la fonction à annuler. Les trois fonctions ci-dessous relatives aux trois modèles considérés (CLASSIC, SF, et SFTHDUF) possèdent toutes une expression analytique de leur dérivée. Les coefficients intervenants dans les fonctions sont définis à l'aide de variables présentées dans le corps du texte.

C.A Modèle CLASSIC

La fonction $f(x)$ utilisée pour trouver le transfert de masse I_m du modèle CLASSIC se définit comme suit :

$$f(x) = x + a_0 - b_0 \exp(-c_0 x) \quad (\text{C.1})$$

avec :

$$\begin{aligned} a_0 &= \frac{4\pi r M_v D p_{v,\infty}}{RT} \\ b_0 &= \frac{4\pi r M_{CO_2} D}{RT} p_{sat} \exp\left(\frac{2\sigma M_{CO_2}}{\rho_{ice} RT r}\right) \\ c_0 &= \frac{L_{sub}^2 M_{CO_2}}{4\pi r K_{th} RT^2} \end{aligned} \quad (\text{C.2})$$

La dérivée de $f(x)$ est alors :

$$f'(x) = 1 - b_0 c_0 \exp(-c_0 x) \quad (\text{C.3})$$

C.B Modèle SF

La fonction $f(x)$ utilisée pour trouver le transfert de masse I_m du modèle SF se définit comme suit :

$$f(x) = x + a_1 \ln \left[\frac{1 - b_1 \exp(-c_1 x)}{d_1} \right] \quad (\text{C.4})$$

avec :

$$\begin{aligned} a_1 &= \frac{4\pi r M_v D p}{RT} \\ b_1 &= \frac{p_{sat}}{p} \exp\left(\frac{2\sigma M_v}{\rho_{ice} RT r}\right) \\ c_1 &= \frac{L_{sub}^2 M_{CO2}}{4\pi r K_{th} RT^2} \\ d_1 &= 1 - x_{v,\infty} \end{aligned} \quad (\text{C.5})$$

La dérivée de $f(x)$ est alors :

$$f'(x) = 1 + \frac{a_1 b_1 c_1}{\exp(c_1 x) - b_1} \quad (\text{C.6})$$

C.C Modèle SFTHDUF

La fonction $f(x)$ utilisée pour trouver le transfert de masse I_m du modèle SFTHDUF se définit comme suit :

$$\begin{aligned} f(x) &= x + a_2 \ln \left[\frac{1 - b_2 (\exp(-c_2 (\exp(-d_2 x)) - c_2) - 1)}{e_2} \right] \\ &+ f_2 [\exp(-d_2 x) - 1] \\ &+ g_2 [\exp(-c_2 (\exp(-d_2 x)) - c_2)] [\exp((\exp(-d_2 x) - 1))] \end{aligned} \quad (\text{C.7})$$

avec :

$$\begin{aligned} a_2 &= \frac{4\pi r M_v D p}{RT} \\ b_2 &= \frac{p_{sat}}{p} \exp\left(\frac{2\sigma M_v}{\rho_{ice} RT r}\right) \\ c_2 &= \frac{L_{sub} M_v}{RT^2} \left(T + \frac{L_{sub}}{\alpha RB}\right) \\ d_2 &= \frac{\alpha RB}{4\pi r K} \\ e_2 &= 1 - x_{v,\infty} \\ f_2 &= \frac{2\pi r \alpha M_v D}{RT^2} \left(T + \frac{L_{sub}}{\alpha RB}\right) p_{v,\infty} \\ g_2 &= \frac{2\pi r \alpha M_v D}{RT^2} \left(T + \frac{L_{sub}}{\alpha RB}\right) b_2 p \end{aligned} \quad (\text{C.8})$$

La dérivée de $f(x)$ est alors :

$$\begin{aligned} f'(x) = & 1 \\ & + a_2 b_2 c_2 d_2 \exp [c_2 \exp(-d_2 x) - d_2 x - c_2] / (1 - b_2 \exp(c_2 \exp(-d_2 x) - d_2 x - c_2)) \\ & - f_2 d_2 \exp(-d_2 x) \\ & - d_2 g_2 \exp(-d_2 x) - d_2 x - c_2) (c_2 (\exp(-d_2 x) - 1) + 1 \end{aligned} \quad (\text{C.9})$$

Taux de croissance du modèle LIN : linéarisation du modèle CLASSIC

Le modèle CLASSIC consiste en l'utilisation des trois équations suivantes :

$$\begin{aligned}
I_m &= -\frac{4\pi a M_v D}{RT_\infty}(p_{v,\infty} - p_{v,a}) \\
T_a &= T_\infty - \frac{L_{sub} I_m}{4\pi a K} \\
p_{v,a} &= p_{sat}(\infty, T_\infty) S_{eq} \exp\left(\frac{L_{sub} M T_a - T_\infty}{R T_a T_\infty}\right)
\end{aligned} \tag{D.1}$$

Ci-dessous nous utilisons chacune de ces équations à différentes étapes du calcul pour aboutir au taux de croissance du modèle LIN, qui consiste en la linéarisation de $p_{v,a}$ et à la combinaison des trois expressions de I_m , T_a , et $p_{v,a}$.

Le terme de transfert de masse est donné par la loi de Fick intégrée sur cristal de rayon a :

$$I_m = -\frac{4\pi a p M_v D}{RT_\infty}(x_{v,\infty} - x_{v,a}), \tag{D.2}$$

soit :

$$I_m = -\frac{4\pi a M_v D}{RT_\infty}(p_{v,\infty} - p_{v,a}), \tag{D.3}$$

La pression partielle de la vapeur à la surface du cristal est prise comme étant la pression de vapeur saturante au dessus du cristal de rayon a : $p_{v,a} = p_{sat}(a, T_a)$ Ainsi, en utilisant la correction de l'effet Kelvin (courbure) et la formule de Clapeyron :

$$p_{v,a} = p_{sat}(a, T_a) = p_{sat}(\infty, T_\infty) \times S_{eq} \times \exp\left(\frac{L_{sub} M_v T_a - T_\infty}{R T_a T_\infty}\right), \tag{D.4}$$

où $S_{eq} = \exp(2\sigma M_v / \rho_{ice} R a T_a)$ est le facteur de Kelvin, et $p_{sat}(\infty, T_\infty)$ est la pression de vapeur saturante sur interface plane (de rayon infini). T_a est pris égal à T_∞ dans S_{eq} qui est largement piloté par le rayon de la particule, a , et T_a est pris égal à T_∞ au dénominateur de $(T_a - T_\infty)/(T_a T_\infty)$.

En linéarisant l'exponentielle en la différence de température $T_a - T_\infty$, on obtient alors :

$$\exp\left(\frac{L_{sub} M T_a - T_\infty}{R T_a T_\infty}\right) \approx 1 + \frac{L_{sub} M_v T_a - T_\infty}{R T_\infty^2} \tag{D.5}$$

Ainsi I_m devient :

$$I_m = -\frac{4\pi a M_v D}{RT_\infty} \left[p_{v,\infty} - p_{sat}(\infty, T_\infty) S_{eq} \left(1 + \frac{L_{sub} M_v}{R} \frac{T_a - T_\infty}{T_\infty^2} \right) \right], \quad (D.6)$$

On introduit le rapport de saturation $S = p_{v,\infty}/p_{sat}(\infty, T_\infty)$, obtenant alors :

$$I_m = -\frac{4\pi a M_v D p_{sat}(\infty, T_\infty)}{RT_\infty} \left[S - S_{eq} \left(1 + \frac{L_{sub} M_v}{R} \frac{T_a - T_\infty}{T_\infty^2} \right) \right]. \quad (D.7)$$

On renomme alors plus simplement $p_{sat}(\infty, T_\infty) = p_{sat}$.

$$I_m = -\frac{4\pi a M_v D p_{sat}}{RT_\infty} \left[S - S_{eq} - S_{eq} \frac{L_{sub} M_v}{R} \frac{T_a - T_\infty}{T_\infty^2} \right]. \quad (D.8)$$

On utilise alors le transfert de chaleur (loi de Fourier intégrée sur le cristal de rayon a), donné par :

$$I_h = 4\pi a K (T_a - T_\infty). \quad (D.9)$$

Le bilan énergétique du cristal $L_{sub} I_m = -I_h$ permet d'écrire :

$$T_a = T_\infty - \frac{L_{sub} I_m}{4\pi a K}. \quad (D.10)$$

On reporte ainsi l'expression obtenue de $(T_a - T_\infty)$ dans (D.8) obtenant :

$$I_m = -\frac{4\pi a M_v D p_{sat}}{RT_\infty} \left[S - S_{eq} + S_{eq} \frac{L_{sub}^2 M_v I_m}{4\pi a K R T_\infty^2} \right], \quad (D.11)$$

$$I_m = -\frac{4\pi a M_v D p_{sat}}{RT_\infty} (S - S_{eq}) - S_{eq} \frac{L_{sub}^2 D M_v^2 I_m p_{sat}}{K R^2 T_\infty^3}. \quad (D.12)$$

On regroupe à gauche les termes en facteur de I_m :

$$I_m \left(1 + S_{eq} \frac{L_{sub}^2 D M_v^2 p_{sat}}{K R^2 T_\infty^3} \right) = -\frac{4\pi a M_v D p_{sat}}{RT_\infty} [S - S_{eq}]. \quad (D.13)$$

d'où :

$$I_m = -\frac{4\pi a M_v D p_{sat}}{RT_\infty} \frac{(S - S_{eq})}{\left(1 + S_{eq} \frac{L_{sub}^2 D M_v^2 p_{sat}}{K R^2 T_\infty^3} \right)}. \quad (D.14)$$

$$I_m = -4\pi a \frac{(S - S_{eq})}{\left(\frac{RT_\infty}{M_v D p_{sat}} + S_{eq} \frac{L_{sub}^2 M_v}{K R T_\infty^2} \right)}. \quad (D.15)$$

Par ailleurs la relation liant le taux de croissance dr/dt à I_m est (avec la convention $I_m < 0$ lors le cristal croît) :

$$\frac{dr}{dt} = -\frac{1}{4\pi a^2 \rho_i} I_m. \quad (D.16)$$

Ainsi en combinant les équations (D.15) et (D.16), nous obtenons :

$$\frac{dr}{dt} = \frac{1}{a} \frac{(S - S_{eq})}{\left(\frac{\rho_i RT_\infty}{M_v D p_{sat}} + S_{eq} \frac{\rho_i L_{sub}^2 M_v}{K R T_\infty^2} \right)}, \quad (\text{D.17})$$

et ainsi le taux de croissance du modèle LIN :

$$\frac{dr}{dt} = \frac{1}{a} \frac{(S - S_{eq})}{(R_d + R_h \times S_{eq})}, \quad (\text{D.18})$$

avec $R_d = \rho_i RT_\infty / (M_v D p_{sat})$ et $R_h = \rho_i L_{sub}^2 M_v / (K R T_\infty^2)$, les résistances liées à la diffusion moléculaire et à la conduction de chaleur (*Kuroda*, 1984; *MacKenzie and Haynes*, 1992).

 Sur le modèle de *Young* (1993) (et l' « effet Schrage »)

Le modèle de condensation de *Young* (1993) est valable pour une vapeur d'abondance quelconque ($0 < x_v \leq 1$), accompagnée d'un gaz inerte, et pour tout nombre de Knudsen ($0 < K_n < \infty$). Il est une extension du modèle de *Young* (1991) destiné à la condensation d'une vapeur pure. Les équations de *Young* (1993) pour le flux de masse ($\text{kg m}^{-2} \text{s}^{-1}$) et le flux de chaleur ($\text{J m}^{-2} \text{s}^{-1}$) sont respectivement de la forme :

$$J_m = \frac{p}{\sqrt{2\pi R_v T_\infty}} \left[L_{mm} \left(\frac{p_{v,a} - p_{v,\infty}}{p_\infty} \right) + L_{mq} \left(\frac{T_a - T_\infty}{T_\infty} \right) \right], \quad (\text{E.1})$$

$$J_q = \frac{p}{\sqrt{2\pi R_v T_\infty}} \left[L_{qm} \left(\frac{p_{v,a} - p_{v,\infty}}{p_\infty} \right) + L_{qq} \left(\frac{T_a - T_\infty}{T_\infty} \right) \right], \quad (\text{E.2})$$

avec $R_v = R/M_v$. Les termes croisés, facteurs de L_{qm} (effet Dufour) et L_{mq} (effet Soret) sont inclus dans ce modèle.

Les coefficients L_{mm} , L_{mq} , L_{qm} , et L_{qq} sont déterminés par l'égalisation des transferts de masse d'une part et d'énergie d'autre part, au niveau de l'interface de Knudsen. Cette interface délimite la région où s'applique le régime cinétique ou moléculaire, de la région où s'applique le régime continu où les équations de conservations de la mécanique des fluides s'appliquent (masse, quantité de mouvement, et énergie). L'approche utilisée est ainsi de type Langmuir (voir Figure E.1 inspirée de *Young*, 1991, 1993). Un jeu de variables supplémentaires est introduit : en plus de $(p_{v,a}, T_a)$ et $(p_{v,\infty}, T_\infty)$, le couple $(p_{v,i}, T_i)$ est utilisé pour caractériser l'interface de Knudsen.

Dans les équations (E.1) et (E.2), si $L_{qm}=L_{mq}=0$ on retrouve le schéma de condensation de *Maxwell* (1890) dans lequel $J_m \propto \Delta p_v$ et $J_q \propto \Delta T$, c'est à dire l'approche utilisée dans le modèle CLASSIC (voir aussi tableau II.7 du chapitre II).

Les équations de transports sont postulées sous la forme E.1 et E.2 puis les flux moléculaires sont estimés dans chacune des deux régions. Dans la couche de Knudsen ou le régime cinétique prévaut le transfert de masse net est déterminé à partir des distributions de vitesses des molécules du mélange vapeur (condensable) et gaz inerte. Les molécules de vapeur s'évaporant de la surface sont décrites par une distribution de vitesses maxwellienne à la température T_a (équilibre thermodynamique). En revanche, la distribution de vitesses des molécules dans la région du continuum, au niveau de l'interface de Knudsen n'est pas supposée maxwellienne mais d'une forme plus adapté au conditions hors-équilibre prévalant à cet endroit (*Young*, 1991, 1993).

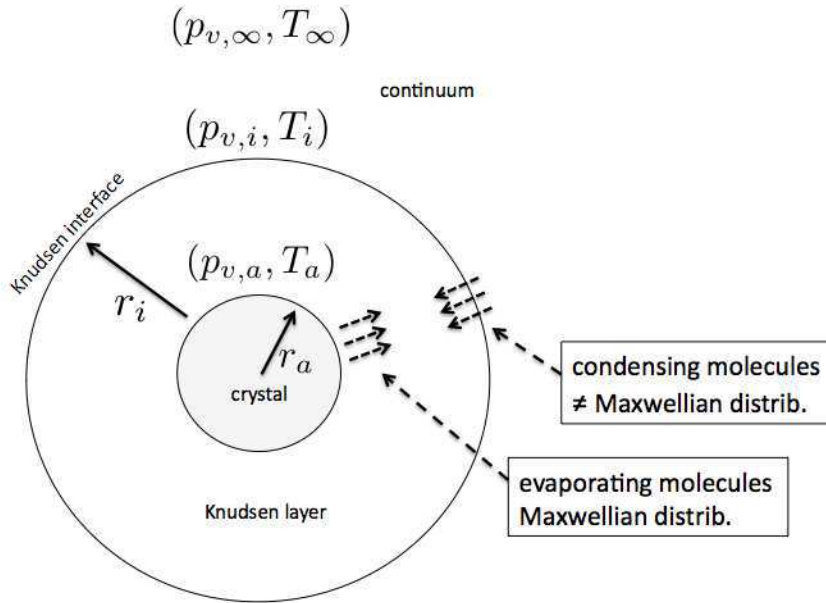


FIGURE E.1 – Schéma du modèle utilisé par Young (1991, 1993). r_a est le rayon du cristal et r_i l'épaisseur de la couche de Knudsen. Le nombre de Knudsen est λ/r_a , or $r_i \propto \lambda$, donc $Kn \propto r_i$.

Effet Schrage.

Le terme de transfert de masse \dot{M} dans la couche de Knudsen est donné plus exactement par (Young, 1993) :

$$\dot{M} \left(1 - \frac{r_a^2}{2r_i^2} \right) = 4\pi r_a^2 \left[q_e \frac{p_{v,a}}{\sqrt{2\pi R_v T_a}} - q_c \frac{p_{v,i}}{\sqrt{2\pi R_v T_i}} \right] \quad (\text{E.3})$$

Le nombre de Knudsen est λ/r_a , or $r_i \propto \lambda$, donc $Kn \propto r_i$. On remarque alors que si $Kn \rightarrow \infty$ alors $r_i \rightarrow \infty$ et $r_a/r_i \rightarrow 0$ (et $p_{v,i} \rightarrow p_{v,\infty}$) ainsi l'équation E.3 devient l'équation usuelle de Hertz-Knudsen, valable en régime cinétique uniquement :

$$\dot{M}_{\text{HK}} = 4\pi r_a^2 \left[q_e \frac{p_{v,a}}{\sqrt{2\pi R_v T_a}} - q_c \frac{p_{v,i}}{\sqrt{2\pi R_v T_i}} \right] \quad (\text{E.4})$$

L'hypothèse de base de l'équation de HK est que les deux flux (condensation et évaporation) proviennent de distributions maxwelliennes des vitesses. Dans le cas où $Kn \rightarrow 0$, $r_a/r_i \rightarrow 1$. L'augmentation du terme de transfert de masse d'un coefficient $1/(1 - r_a^2/2r_i^2)$ (« correction ou effet Schrage » Young, 1991, 1993) a été obtenu par ailleurs par Schrage (1953) dans son étude de condensation d'une vapeur pure en l'absence de tout processus de diffusion (absence de conduction thermique notamment). Dans ce cas, le transfert de masse peut être augmenté jusqu'à un facteur 2 (200%).

Détermination des lois de puissance pour les termes de transfert radiatif introduits dans le bilan énergétique du cristal.

Nous expliquons ci-dessous la méthode utilisée pour obtenir des lois de puissances pour les termes de transfert radiatif.

Le terme de refroidissement radiatif est calculé comme suit :

$$P_{cool}(r, T_a) = 4\pi r^2 \int_0^\infty Q_{abs}(\lambda, r) B_\lambda(T_a) d\lambda, \quad (\text{F.1})$$

où r est le rayon du cristal, λ la longueur d'onde, $B_\lambda(T)$ est donné par la loi de rayonnement du corps noir, et Q_{abs} l'efficacité d'absorption déterminée à partir des plus récentes constantes optiques pour la glace de CO₂ dans la littérature (Hansen, 1997, 2005). $Q_{abs}(\lambda, r) = \sigma_{\text{eff,abs}}(\lambda, r)/(\pi r^2)$ où $\sigma_{\text{eff,abs}}$ est la section efficace d'absorption). Le terme de surface $4\pi r^2$ est dû au fait que l'ensemble de la surface du cristal irradie de la chaleur.

Le terme de chauffage solaire (flux solaire) est donné par :

$$P_{sol}(r) = \pi r^2 \times \left(\frac{R_\odot}{d_{Sun/Mars}} \right)^2 \times \int_0^\infty Q_{abs}(\lambda, r) B_\lambda(T_\odot) d\lambda, \quad (\text{F.2})$$

où R_\odot est le rayon du soleil (~ 696000 km), T_\odot sa température effective (~ 5800 K) et $d_{Sun/Mars}$ la distance moyenne entre Mars et le Soleil. Le facteur πr^2 renvoie à un cas idéal où le flux solaire intercepte la section du cristal par le dessus.

Le terme de chauffage IR (surface/atmosphère), P_{atm} , vaut :

$$P_{atm}(r, T_{\text{eff}}) = 2\pi r^2 \int_0^\infty Q_{abs}(\lambda, r) B_\lambda(T_{\text{eff}}) d\lambda, \quad (\text{F.3})$$

La température effective utilisée ici est évaluée à partir du flux infrarouge émis vers l'espace depuis la surface et la basse atmosphère, tel que donné par la Martian Climate Database (Millour et al., 2012). Cette température effective (équivalente) est évaluée à partir de la loi de Stefan-Boltzmann, et ce pour deux valeurs de flux IR (F_{IR}) au niveau de l'équateur. Ces deux valeurs correspondent à un maximum (début d'après-midi) et minimum (matinée/fin après-midi) du flux IR, soit respectivement 250 W m^{-2} et 80 W m^{-2} .

Pour inclure simplement P_{cool} (qui dépend de T_a) dans le bilan radiatif du cristal, et dans la procédure itérative ($f_{C,rad}(T_a) = 0$) calculant T_a , il était utile d'exprimer ce terme de façon simplifiée,

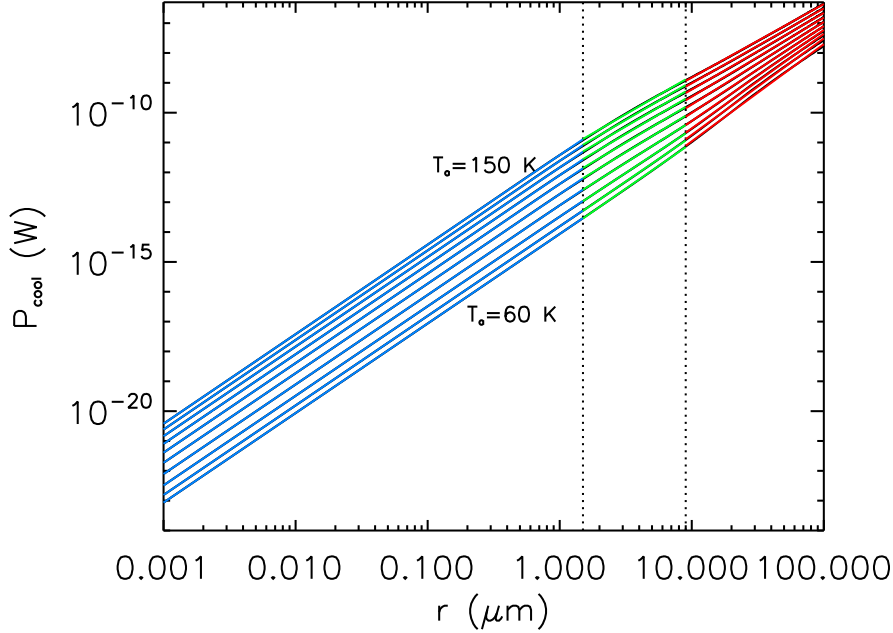


FIGURE F.1 – P_{cool} en fonction de $r_{\mu m}$, pour plusieurs valeurs de T_a : from 60 K to 150 K (plotted with a 10 K step).

avec une dérivée analytique simple (nécessaire à la méthode itérative de Newton-Raphson). Sur la Figure F.1 est tracée, pour plusieurs valeurs de T_a , la quantité $\ln P_{cool}$ en fonction de $\ln r_{\mu m}$, pour plusieurs températures allant de 60 K à 150 K (point de condensation approximatif du CO_2 à la surface de Mars). Une régression linéaire est effectuée, de la forme :

$$\ln P_{cool} = a(T_a) + b(T_a) \ln r_{\mu m}, \quad (\text{F.4})$$

où $a(T_a)$ et $b(T_a)$ sont les paramètres de la régression linéaire dépendant de T_a et déterminés tous les 0,5 K. (Les erreurs associées sont mentionnées plus bas.) La Figure F.1 montre les régressions (confondues avec les droites), avec un pas de 10 K, de 60 K à 150 K. Trois gammes de rayons ont été distinguées pour minimiser les erreurs ($r \leq 1,5 \mu m$, $1,5 < r \leq 9 \mu m$, et $r \geq 9 \mu m$).

La Figure F.2 montre les évolutions de $a(T_a)$ et $b(T_a)$ en fonction de T_a , pour lesquelles des formules analytiques simples (équations F.5) ont pu être établies (aussi tracées sur la Figure F.2).

$$\begin{aligned} a(T_a) &= q_1 \arctan\left(\frac{T_a - q_2}{q_3}\right) + q_4 \\ b(T_a) &= q_5 \arctan\left(\frac{T_a - q_6}{q_7}\right) + q_8, \end{aligned} \quad (\text{F.5})$$

où les coefficients q_i sont donnés dans la table F.1 pour chacun des domaines de rayons. Pour déterminer les expressions analytiques de $a(T_a)$ et $b(T_a)$ nous avons considéré la fourchette de température 70 K - 140 K qui permettait de mieux contraindre les expressions analytiques des

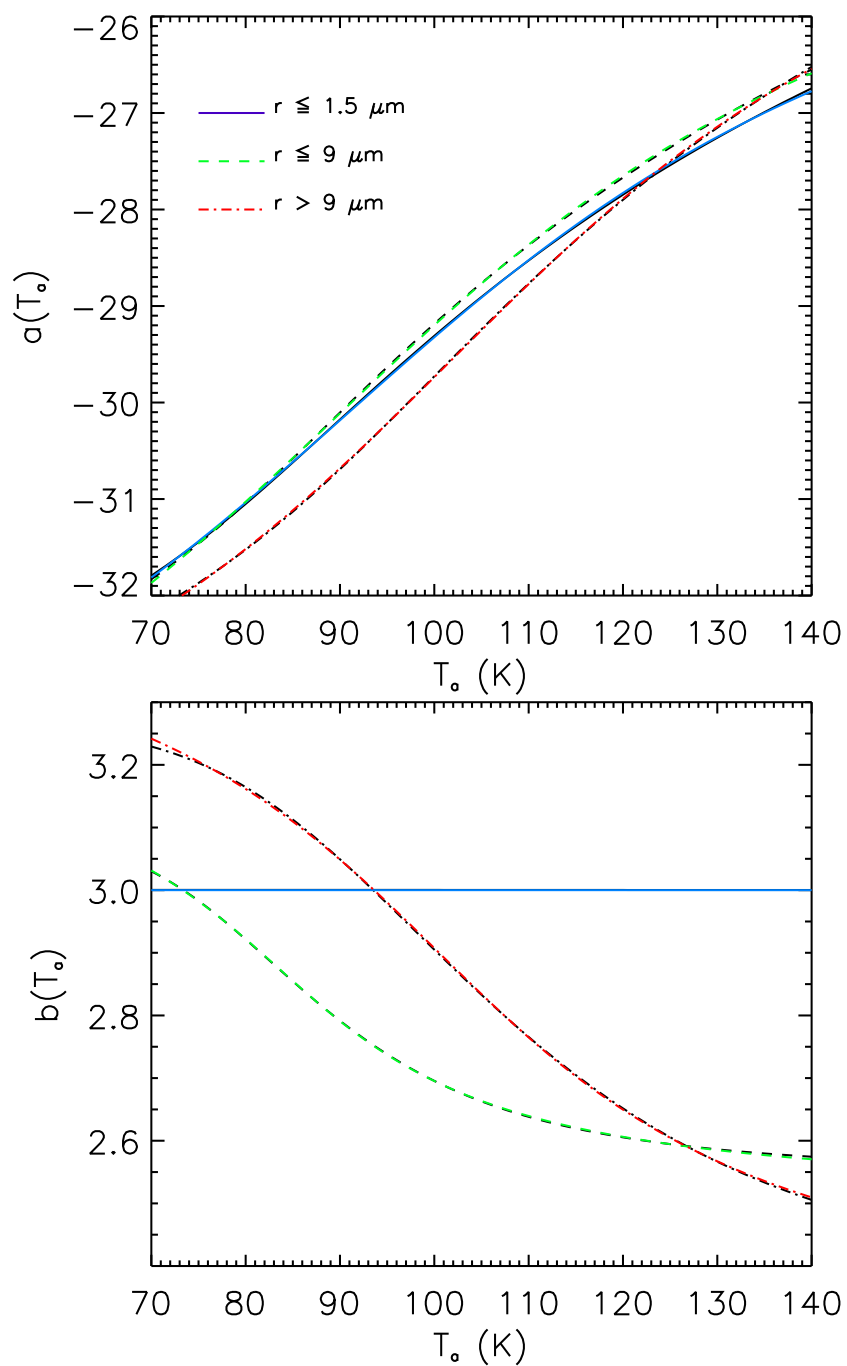


FIGURE F.2 – Les fonctions $a(T_a)$ et $b(T_a)$ en fonction de T_a (en noir) ainsi que leur approximation par les équations F.5 (en trois couleurs, selon la gamme de rayons considérée).

équations F.5. Les températures T_a obtenues pendant les simulations sur la gamme de rayon 1 nm-100 μm sont toujours ≥ 70 K sauf dans des cas de concentrations de cristaux très faibles $< 10^{-10} \text{ m}^{-3}$, en général pour de rares situations où les cristaux évoluent dans des régions très sous-saturés ($S \leq 10^{-4}$). Les températures de surface maximales T_a sont ~ 110 K dans la mésosphère, mais conserver 140 K comme température maximale permet de considérer les températures probables de cristaux de nuages dans la nuit polaire.

On a alors :

$$P_{cool}(r, T_a) = k_c(T_a) r_{\mu\text{m}}^{z_c(T_a)}, \quad (\text{F.6})$$

avec $k_c(T_a) = \exp[a(T_a)]$ and $z_c(T_a) = b(T_a)$. Nous obtenons ainsi une expression analytique de P_{cool} pour laquelle la dérivée peut être calculée facilement. Les erreurs associées à l'utilisation de cette loi sont $\leq 5\%$ pour $r \leq 80 \mu\text{m}$ sauf pour (1,2-2 μm et 8-12 μm où les erreurs sont vont de 5 à 9%. Les erreurs sont entre 10 et 20% pour $r=80-100\mu\text{m}$.

Des expressions similaires ont été obtenues pour P_{sol} et P_{atm} (même si ces termes ne dépendent pas de T_a). Ainsi pour $P_{sol}(r)$:

$$P_{sol}(r) = k_s r_{\mu\text{m}}^{z_s}, \quad (\text{F.7})$$

où k_s et k_z sont donnés dans le tableau F.1. Les erreurs associées à cette formules sont $\leq 5\%$ sauf entre 100 et 300 nm où elles sont entre 5 et 8% et pour 2,2-4 μm où elles sont entre 5 et 9 %.

Pour $P_{atm}(r)$ deux cas sont distingués selon que le flux infrarouge F_{IR} émis vers l'espace est minimum (tôt le matin et après midi) soit $\sim 80 \text{ W m}^{-2}$ ou maximum (vers 14h00) soit 250 W m^{-2} . On obtient :

$$P_{atm}(r) = k_a r_{\mu\text{m}}^{z_a}, \quad (\text{F.8})$$

où k_a et z_a sont donnés dans le tableau F.1 pour les deux valeurs de F_{IR} et pour les différentes gammes de rayon. Les erreurs associées à l'utilisation de cette formule sont $\leq 3\%$ pour $r \leq 1 \mu\text{m}$ et 3-5 % pour $r > 1\mu\text{m}$.

P_{cool}			
Coeff.	si $r \leq 1.5 \mu\text{m}$	si $r \leq 9 \mu\text{m}$	sinon
q_1	4.16	4.29	4.08
q_2	91.2	89.7	101.88
q_3	47.9	46.2	41.9
q_4	-30.08	-30.14	-29.554
q_5	0	-0.2410	-0.407
q_6	0	83.49	100.37
q_7	1	17.84	27.5
q_8	3	2.8753	2.902
P_{sol}			
Coeff.	si $r \leq 300 \text{ nm}$	si $r \leq 3 \mu\text{m}$	sinon
$\ln k_s$	-26.36	-26.73	-26.38
z_s	2.99	2.67	2.33
$P_{atm} (F_{IR} \text{ max})$			
Coeff.	si $r \leq 1.2 \mu\text{m}$	si $r \leq 3.4 \mu\text{m}$	sinon
$\ln k_a$	-25.93	-25.90	-25.43
z_a	3.0	2.76	2.38
$P_{atm} (F_{IR} \text{ min})$			
Coeff.	si $r \leq 1 \mu\text{m}$	si $r \leq 3.5 \mu\text{m}$	sinon
$\ln k_a$	-24.30	-24.29	-23.76
z_a	3.0	2.77	2.35

TABLE F.1 – Coefficients utilisés dans les lois de puissances, équations F.5 et F.6, F.7, F.8

Noyaux de condensation sur Mars : des processus plus « exotiques »

Les nuages mésosphériques martiens demandant d'abord à être modélisés selon des mécanismes relevant de connaissances mieux éprouvées, les effets décrits ci-dessous évoquant le rôle des aérosols chargés ou du champ magnétique (encore plus hypothétique!) n'ont pas été abordés dans le cadre de la modélisation des nuages de CO₂. Ils sont présentés ici car ils sont d'un possible intérêt pour les nuages mésosphériques terrestres. Ces processus pourraient aussi constituer une perspective d'étude pour les nuages mésosphériques martiens, en terme d'apport de noyaux de condensation.

G.A Un rôle des aérosols chargés ?

Gumbel and Megner (2009) proposent à la lumière d'études passées que des aérosols chargés (par attachement électronique) puissent servir de noyaux efficaces à la condensation de la glace d'eau pour former les PMCs. Des effets de charge peuvent aussi et par ailleurs influencer sur la coagulation des particules météoritiques. L'idée est de combiner l'effet de la nucléation hétérogène (abaissement du seuil énergétique) et de la nucléation ionique. Brièvement cela permettrait d'avoir des particules plus pérennes que des clusters d'ions positifs (qui se recombinaient bien plus vite) avec une diminution voire une disparition de la barrière énergétique de nucléation. Les mêmes conclusions sont faites pour des aérosols chargés positivement, bien que le mécanisme permettant à une particule de se charger positivement soit moins bien établi. Notons que *Rapp* (2009) affirme que pour des particules soumises au rayonnement solaire, les propriétés optiques sont déterminantes dans la durée de vie du couple aérosol/charge. Notamment des particules avec des propriétés optiques relevant des particules météoritiques attacheront de façon pérenne un électron beaucoup plus difficilement qu'un cristal de glace d'eau. Ainsi il est attendu que les particules issues de météoroïdes se chargent positivement et que les cristaux d'eau soient chargés négativement. Cela permet de comprendre l'observation de couches de particules chargées positivement et négativement, détectées dans la mésosphère terrestre (*Rapp et al.*, 2007). Les couches électroniques météoritiques pourraient-elles dès lors à leur façon contribuer à favoriser le processus de nucléation sur Mars ?

G.B Un rôle du champ magnétique ?

Entre la Terre et Mars, l'une des différences majeures réside dans leur environnement magnétique respectif. Il serait dommage de ne pas s'attarder un instant sur les possibles conséquences d'une

telle différence concernant l'apport de substrat. Rappelons tout d'abord que le champ magnétique terrestre est assimilable à un dipôle dont les lignes de champ s'étendent du pôle sud au pôle nord alors que le champ magnétique de Mars ne doit son existence qu'aux roches composant sa surface contenant une signature du champ magnétique disparu. On parle dans ce cas de champ crustal (« emprisonné » dans la croûte planétaire, voir figure G.1, droite) et sa découverte fut rapportée par des observations MGS (*Acuna et al.*, 1999; *Acuña et al.*, 2001). Par ailleurs les poussières martiennes sont connues pour présenter un très fort magnétisme (voir *Leer et al.*, 2011, sur des expériences MERs Spirit/Opportunity) Les micrométéorites renferment également des inclusions ferromagnétiques rendant ces particules potentiellement très sensibles à un champ magnétique.

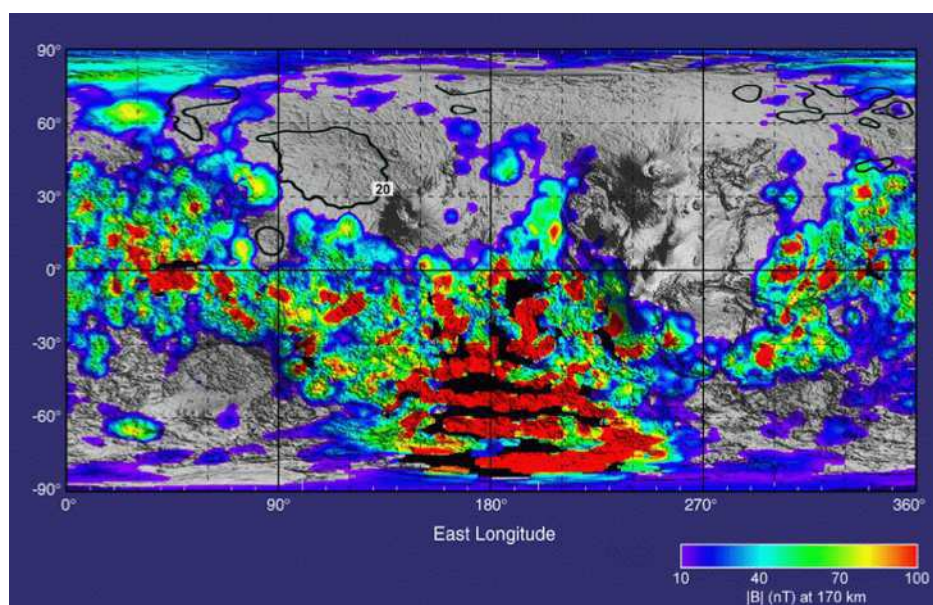


FIGURE G.1 – Carte du champ magnétique crustal à 170 km d'altitude, mesuré par MGS (centrée sur le point Lat=0/Long=180E). Source : *Mitchell et al.* (2005).

Les impacts des molécules d'un mélange gazeux sur un aérosol exerce une force sur lui (force photophorétique) due à une réflexion différentielle de ces molécules sur sa surface irrégulière. S'il possède une aimantation, et que des lignes de champ verticales sont présentes, alors son mouvement peut-être canalisé selon la verticale et entraîner une mise en suspension plus ou moins efficace, sans être affecté par l'agitation brownienne. Ainsi *Rohatschek and Horvath* (2010) ont proposé un mécanisme pour expliquer la lévitation d'aérosols au niveau des pôles où les lignes de champ sont verticales : la magnéto-photophoresis. Ce processus dont il existe une démonstration expérimentale (voir *Rohatschek and Horvath*, 2010) pourrait être responsable d'une présence pérenne et conséquente de noyaux servant à la formation de PMC. *Cheremisin et al.* (2011) ont proposé une cartographie des endroits sur Terre où une telle force permettrait à des cristaux de se maintenir en altitude.

Sur Mars l'observation de distributions angulaires d'électrons par MGS suggère l'existence de lignes de champ magnétique de différentes natures (*Brain et al.*, 2007). La figure G.2 illustre les trois principaux types de lignes de champ. Le champ magnétique interplanétaire serait en permanente interaction avec le champ magnétique martien. Globalement il s'en suivrait une topologie dynamique dépendant ainsi de facteurs externe à la planète (une situation très différente du comportement moyen sur Terre).

Quoi qu'il en soit, une application directe des calculs reposant sur le modèle présenté dans *Rohatschek and Horvath* (2010) montre qu'à des températures martiennes, et avec les ordres de grandeurs

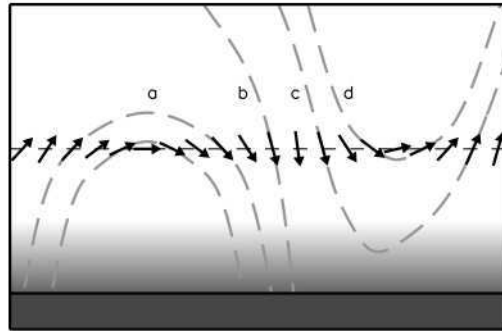


FIGURE G.2 – Schéma des lignes de champ attendues, pouvant expliquer les observations de densités angulaires d'électrons (Brain et al., 2007).

de champ attendus (10-1000 nT Acuna et al., 1999; Acuña et al., 2001; Mitchell et al., 2005, comparé à $0,7 \cdot 10^{-5}$ T sur Terre), la lévitation de particules ~ 100 nm pourrait toujours être attendues (la limite dépendant notamment des propriétés magnétiques de la particule). On pourrait se poser la question de savoir si, sur Mars, les lignes de champ verticales possiblement présentes (et variables) sur une grande partie de la planète et notamment au niveau de l'équateur auraient un rôle à jouer dans le maintien en suspension dans l'atmosphère, de poussières ou de particules météoritiques.