Analyse de données et modélisation méso-échelle des nuages de CO2 dans les nuits polaires martiennes

Vincent Caillé

▶ **To cite this version:**

Vincent Caillé. Analyse de données et modélisation méso-échelle des nuages de CO2 dans les nuits polaires martiennes. Astrophysique [astro-ph]. Sorbonne Université, 2023. Français. NNT : 2023SORUS051 . tel-04075743

HAL Id: tel-04075743
https://theses.hal.science/tel-04075743

Submitted on 20 Apr 2023

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

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

SORBONNE UNIVERSITÉ

LATMOS

THESE de DOCTORAT de Sorbonne Université

École doctorale n° 127 : Astronomie et Astrophysique

Spécialité : "Sciences de la Terre, de l'Univers et de l'Espace"

ANALYSE DE DONNEES ET MODELISATION MESO-ECHELLE DES NUAGES DE CO2 DANS LES NUITS POLAIRES MARTIENNES

---

pour obtenir le titre de

docteur de Sorbonne Université

présentée et soutenue publiquement par

Vincent Caillé

le 31 janvier 2023

Directeur de thèse : **Anni Määttänen**
Co-directeur de thèse : **Aymeric Spiga**
Président du jury : **Laurence Picon**

Jury :

Mme. Fleur Couvreux,	CNRM	Rapporteur
M. Mathieu Barthelemy,	U. Grenoble-Alpes	Rapporteur
Mme. Naomi Murdoch,	ISAE-SUPAERO	Examinateur
M. Mathieu Vincendon,	IAS, U. Paris-Saclay	Examinateur
Mme. Laurence Picon,	LMD, Sorbonne Université	Examinateur
M. Olivier Forni,	IRAP, Université Toulouse III	Examinateur

Laboratoire Atmosphères, Observations Spatiales
Centre National de la Recherche Scientifique
Sorbonne Université

Résumé

Les nuages de glace de CO_2 troposphériques sont des objets particulièrement intéressants : d'un côté il s'agit de rares cas de condensation du composant atmosphérique majoritaire, de l'autre, la proximité de la surface implique des interactions saisonnières tout au long de l'année. Ces interactions sont à la fois les changements d'état par condensation/sublimation au niveau des calottes polaires, mais aussi des échanges directs d'aérosols avec la surface, comme le soulèvement de grains de poussière qui servent de noyaux de condensation. Ces nuages jouent un rôle primordial dans l'évolution du climat martien de par leurs effets radiatifs, il est donc important d'être en mesure de modéliser correctement leur formation et leur dynamique. La dynamique des nuages troposphériques implique notamment un potentiel convectif qui n'a jusque là jamais été étudié par un modèle résolvant la convection.

Dans un premier temps, notre étude se porte sur les observations d'aérosols dans la troposphère. Puisque les missions ayant récoltées des observations de nuages polaires de glace de CO_2 dans la très basse atmosphère ne sont pas nombreuses, il est crucial de développer des méthodes numériques qui permettront de récupérer la plupart des détections. Il a été montré que l'altimètre MOLA, ayant opéré à bord de la sonde Mars Global Surveyor, a observé des structures d'aérosols dans la troposphère, notamment des nuages de glace de CO_2, lors de sa mission de cartographie de la topographie de la surface martienne. Les études précédentes du jeu de données ont été confronté à la difficulté que représente le nombre d'observations et nous montrons qu'avoir recours à des méthodes de machine learning de type clustering permet d'extraire bien plus de détections. Nos résultats sont ensuite comparés aux observations d'autres missions ayant fourni des informations sur les cycles des aérosols pour tirer des conclusions sur la composition des structures atmosphériques. Nous retrouvons la plupart des phénomènes atmosphériques récurrents tout en apportant des observations complémentaires, ce qui permet de dresser une climatologie plus complète.

Dans certains cas, il est difficile de déduire la composition de certaines structures du fait de la corrélation entre les différents cycles. En particulier, les processus de formation et la dynamique des nuages de glace de CO_2 font également intervenir la poussière et la glace d'eau. Ces nuages ont un potentiel convectif qui n'a jamais été étudié par un modèle capable de résoudre la convection. Nous utilisons donc une version méso-échelle du modèle de climat global du LMD dont la résolution permet de résoudre les grandes turbulences responsables des transferts de chaleur, pour étudier la formation et la convection éventuelle des nuages de glace de CO_2 dans les nuits polaires. Grâce au couplage récent d'un modèle microphysique des nuages de glace de CO_2 à ce modèle, nous montrons avec des simulations idéalisées dans la nuit polaire qu'une faible perturbation en température, pouvant être causée par la propagation d'ondes de gravité, suffit à permettre la formation d'un nuage. La convection de ce nuage se fait en plusieurs étapes et nous déterminions la sensibilité de celle-ci à la température de la perturbation initiale mais aussi aux conditions atmosphériques (poussière disponible et vents horizontaux). Il en résulte que la formation du nuage et sa convection se déroulent sur des échelles de temps très courtes de l'ordre de la dizaine de minutes. Les nuages atteignent une altitude maximale, la convection ne semble donc pas pouvoir expliquer des observations au delà d'une certaine altitude. Les simulations réalisées par ce modèle sont idéalisées et de nombreuses perspectives sont évoquées pour éventuellement améliorer les résultats obtenus.

Abstract

Tropospheric CO_2 ice clouds on Mars are atmospheric features of a big interest : on the one hand they represent a rare occurence of major atmospheric component condensing, on the other hand the proximity of the surface implies seasonal interactions throughout the whole martian year. Those interactions consist of changes of state by condensation/sublimation at the polar caps but also of aerosol exchange with the surface, such as lifted dust that can then serve as condensation nuclei. These clouds play a primordial role in the evolution of the martian climate through their radiative effects. Therefore, being able to correctly model both their formation and dynamics seems to be crucial. In particular, the dynamics of CO_2 ice clouds in the troposphere includes convective potential yet to be studied by models that have the capacity of resolving convective motions.

In a first part, our work is focused on observations of aerosols in the troposphere. Since there are few missions that have been able to provide observations of polar CO_2 ice clouds in the lowest layers of the martian atmosphere, developing numerical methods that can acquire as many detections as possible from the data is crucial. The altimeter MOLA that operated onboard the Mars Global Surveyor probe has been shown to be able to observe aerosol structures in the troposphere, including CO_2 ice clouds, during its mission of mapping the topography of the martian surface. Previous studies were limited by the vast amount of data so we will show that using machine learning algorithms, and in particular clustering methods, allows acquiring substantially more detections from the dataset. We then compare our results to other missions that also provided information on aerosol cycles in the atmosphere to conclude on the composition of detected atmospheric structures. Most of the recurrent atmospheric phenomena can be observed in our results. In addition, they provide complementary observations for building a complete climatology of the period.

For some cases, it may be hard to arrive at a clear conclusion on the composition of an atmospheric structure because of the tight correlation between the cycles of the three main aerosols. In particular, both dust and water ice intervene in the process of formation of CO_2 ice clouds. No studies of the convective potential of these clouds have been made by an atmospheric model that would be able to solve convection. That is why we use the mesoscale version of the Martian Global Climate Model from LMD, whose resolution allows resolving the large eddies that are responsible for most of the heat transfer and study the formation and the possible convection of CO_2 ice clouds in the polar night. Thanks to the recent coupling of a microphysical model of CO_2 ice clouds in the climate model, we show through idealised simulations that a low temperature perturbation, which could be caused by the propagation of gravity waves, is sufficient for the formation of a cloud. Cloud convection builds up in several steps and we determine the sensitivity of convection to the temperature of the initial perturbation and to atmospheric conditions (initial profiles of available dust and horizontal winds). Both cloud formation and convection occur on very short timescales, of the order of ten minutes. Clouds reach a maximum altitude, meaning that convection can not explain observations of CO_2 ice clouds above a certain altitude. Since simulations made with this model are idealised, we propose some perspectives on how to improve our results.

Remerciements

D'un jeune collégien fasciné par le ciel, qui rêvait de devenir "astrophysicien" sans vraiment savoir ce que cela voulait dire, à doctorant en astrophysique, ce parcours aura été permis par des rencontres, des discussions, des opportunités. Je serai à jamais extrêmement reconnaissant envers quiconque ayant, de près ou de loin, contribué à mon évolution. La première personne que je voudrai remercier pour cela est Alain Lecavelier des Étangs, que j'ai rencontré étant enfant parce que j'étais inscrit dans le même club d'échecs que son fils, et qui a toujours accepté de me partager son expérience et ses contacts avec un grand sourire. Avoir eu la chance de réaliser mon simple stage d'observation de 3ème à l'Institut d'Astrophysique de Paris m'a mis des étoiles plein les yeux. Je remercie également les responsables des différents stages que j'ai pu réaliser, tous dans ce domaine, au cours de ma scolarité, Florence Durret, Flavien Kiefer et François Leblanc. Ces stages m'ont apporté une précieuse expérience et un aperçu de différents champs de l'astrophysique. Cette expérience provient aussi des cours que j'ai eu tout au long de ma scolarité. En particulier, je voudrais remercier Jacques Lefrère : mon aisance avec les méthodes numériques a, je pense, été un point fort de mon dossier lors des canddatures de M2.

Les plus grands remerciements vont évidemment à Anni Määttänen et Aymeric Spiga. Merci de m'avoir fait confiance il y a maintenant plus de trois ans. Je ne saurais décrire à quel point votre gentillesse, votre bonne humeur et votre bienveillance ont contribué à un environnement de travail des plus agréables. Votre gestion de la situation inédite qu'était la crise sanitaire a été exemplaire et je ne me suis jamais senti seul ou abandonné. Votre passion transparaît à chacune des discussions que l'on a pu avoir et à chacun des points hebdomadaire que l'on a pu faire. Vous avez toujours été d'excellents conseils et, même durant les périodes où j'avais l'impression de ne rien réussir, je me suis toujours senti valorisé. Vous avez toujours trouvé du temps pour moi même quand j'étais extrêmement en retard et que vos emplois du temps étaient surchargés. Merci également à Lola Falletti et Christophe Mathé qui ont complété cette belle équipe de travail. Ces déjeuners passés ensemble à parler de tout et de rien, vos conseils et votre disponibilité ont tous été des facteurs à part entière du bon déroulement de ma thèse.

Merci à Mathieu Barthélemy et à Fleur Couvreux d'avoir accepté de lire et d'évaluer mon manuscrit en tant que rapporteurs, merci pour vous retours qui ont permis à la fois d'améliorer le manuscrit mais aussi de préparer une meilleure soutenance. Merci également aux examinateurs, Laurence Picon, Naomi Murdoch, Mathieu Vincendon et Oliver Forni, qui ont accepté de prendre du temps pour s'intéresser au travail réalisé durant ma thèse et d'être membres de mon jury. Je remercie de nouveau Mathieu Vincendon et François Leblanc pour avoir également accepté de composer mon comité de suivi et de s'être assuré, lors des différentes réunions, que ma thèse se déroulait dans de bonnes conditions. Merci enfin à Sandrine Guerlet et à Franck Lefèvre d'avoir accepté d'assister à un de mes répétitions, vos précieux conseils ont grandement contribué à améliorer ma présentation.

Le LATMOS offre un environnement de travail extrêmement confortable dont j'ai pu grandement profité lorsque la situation le permettait. Cet environnement doit énormément aux personnes y travaillant. Merci à Jean-Luc Engler pour la préparation de mon ordinateur, à Laurent Levy, Oliver Thauvin, Yann Delcambre et Philippe Weill pour leur réactivité face aux moindres soucis ou à la moindre question informatique. Merci à l'intégralité du personnel administratif, et plus particulièrement à Irina Tchoumakova, Valérie Fleury, Caroline Sebire et Jérome Correa, j'ai une forte tendance à ne pas être très doué pour les procédures administratives mais je n'ai jamais eu aucun soucis durant ces trois années grâce à votre amabilité et votre disponibilité. Merci à tous les stagiaires, les doctorants, les post-doctorants que j'ai pu

côtoyer tout au long de ma thèse au travers d'un café, d'une soutenance ou du partage d'un bureau, et pour lesquels je ne me risquerai pas à faire une liste par peur d'oublier quelqu'un. Bien que le télétravail ait malheureusement eu une importance considérable dans ma thèse, ce sont ces interactions qui font du doctorat une expérience si agréable.

J'ai aussi eu la chance de passer du temps avec les membres de l'équipe planéto du LMD et plus particulièrement avec Joseph Naar, Antoine Bierjon, Déborah Bardet, Antony Delavois et Thomas Pierron. Les réunions planéto et du POULDP auxquelles j'ai pu assister avaient toujours une atmosphère extrêmement accueillante et conviviale. Merci à François Forget et à Ehouarn Millour avec qui j'ai pu avoir des discussions extrêmement intéressantes sur la réalisation de mon travail même quand celui-ci ne concernait pas directement la modélisation.

J'en viens aux remerciements un peu plus personnels, à tous les amis qui m'ont encouragé, m'ont soutenu ou m'ont permis de traverser les périodes difficiles. Merci à Alexis et Lucas, mes acolytes de prépa, et aux autres membres de nos après-midi jeux de société, qui ont été des véritables oasis de détente. Merci à Pierre-Antoine pour tout ces bons moments de rigolade et de débats sans fin. Merci à Adrien, les deux Florian, Lilian, Ludovic, Antoine, Maud, Noah, Cédric, Rémy, une belle bande de bras cassés avec laquelle j'aurais finalement passé beaucoup de temps et d'excellents moments. Merci aussi à tous les membres, passés et présents, de l'équipe du club d'échecs de Villejuif. Même si j'ai beaucoup ralenti ces dernières années, quelques unes des parties jouées avec cette équipe constituent certains de mes plus beaux souvenirs.

Enfin, je voudrais évidemment remercier plus que tout ma famille, plus particulièrement ma mère et mes deux frangins, présents pour moi dans les bons comme dans les mauvais moments, durant cette thèse et avant. Merci d'avoir joué les correcteurs orthographiques dans la dernière ligne droite de rédaction de mon manuscrit. Merci également à ma compagne Lysa pour avoir relu ma partie méthodo malgré ton aversion pour les mathématiques, et pour avoir tant endossé de responsabilités pendant ces dernières semaines. Ce manuscrit ne sera que ma deuxième plus belle réalisation cette année après la naissance de Luna.

Table des matières

1 Description de Mars : de ses caractéristiques générales aux propriétés de son atmosphère **1**
1.1 Histoire des études de Mars . . . 2
1.1.1 Un voyage à travers le temps : Observations depuis la Terre . . . 2
1.1.2 Un voyage à travers l'espace : que l'exploration commence . . . 5
1.1.3 Depuis 2010 : Projets en cours et à venir . . . 16
1.2 Caractéristiques de Mars . . . 20
1.2.1 Caractéristiques générales de Mars et son orbite . . . 20
1.2.2 L'atmosphère martienne . . . 21
1.3 Cycle des aérosols . . . 25
1.3.1 Le cycle des poussières . . . 25
1.3.2 Le cycle de l'eau . . . 29
1.3.3 Le cycle du CO_2 . . . 33
1.4 Problématiques de la thèse . . . 41

2 Outils méthodologiques **43**
2.1 Les méthodes d'apprentissage machine . . . 43
2.1.1 Histoire de l'apprentissage machine . . . 43
2.1.2 L'utilisation de l'apprentissage machine en sciences planétaires . . . 47
2.1.3 Les méthodes actuelles d'apprentissage machine : application à l'analyse des données MOLA . . . 50
2.2 Les modèles de modélisation du climat martien . . . 55
2.2.1 Les différents modèles de climat global . . . 55
2.2.2 Mise en équation et projections . . . 57
2.2.3 Le modèle de climat global du LMD . . . 60

3 Analyse des données MOLA par des méthodes d'apprentissage machine et étude des cycles saisonniers des aérosols dans la basse atmosphère **63**
3.1 Motivations et description des résultats . . . 63
3.2 Article : *Revisiting Atmospheric Features of Mars Orbiter Laser Altimeter Data using Machine Learning Algorithms* . . . 65
3.2.1 Introduction . . . 65
3.2.2 Method and Data . . . 66
3.2.3 Results . . . 72
3.2.4 Cloud variability and diversity . . . 76
3.2.5 Conclusions . . . 84
3.3 Perspectives : Visualisation de la diversité des nuages et pistes de distinction . . . 85

4 Modélisation méso-échelle des nuages de CO_2 dans la nuit polaire sud et caractérisation de la convection **89**
4.1 Modèle : Protocole de simulation . . . 90
4.1.1 Description du modèle . . . 90
4.1.2 Adaptation de l'implémentation pour le cas mésoéchelle et réglages . . . 99
4.1.3 Simulations . . . 103
4.2 Simulation de référence . . . 109
4.2.1 Première phase de 0 à 18 s : formation du nuage . . . 109
4.2.2 Deuxième phase de 19 à 75 s : croissance du nuage, début des précipitations 112
4.2.3 Troisième phase de 76 à 102 s : fin de la condensation, intensification des précipitations . . . 115
4.2.4 Quatrième phase de 103 à 500s : début de la convection visible . . . 120
4.2.5 Cinquième phase de 501s à la fin de la simulation : fin de la convection et atteinte de l'altitude maximale . . . 124
4.3 Tests de Sensibilité . . . 128
4.3.1 Sensibilité à la température . . . 128
4.3.2 Sensibilité au profil initial de poussière . . . 142
4.3.3 Sensibilité au vent horizontal . . . 152
4.4 Conclusion du chapitre . . . 162

5 Conclusion générale & Perspectives **165**
5.1 Conclusions . . . 165
5.2 Perspectives . . . 167

Bibliographie **171**

Table des figures

1.1 Observations de la position de Mars par Tycho Brahe à la fin du XVIe siècle. Les ronds jaunes correspondent à ces observations sans télescopes, et sont comparés à la déclinaison théorique tirée de la base de données Horizon de la NASA. Crédits : Christophe Yamahata, *Visualizing Tycho Brahe's astronomical observations of Mars*. Image extraite d'un gif disponible sur https://observablehq.com/@christophe-yamahata/visualizing-tycho-brahe-s-astronomical-observations-mars. 3

1.2 Nomenclature et cartographie de la surface de Mars par Schiaparelli, 1877. La plupart des noms sont encore utilisés aujourd'hui. 4

1.3 Une des premières images de proximité de Mars par la sonde Mariner 4 en 1965. Observation de cratère dans la partie sud de Amazonis Planitia (2°S, 179°W) prise à 14 300 km d'altitude. Crédits : NASA/JPL-Caltech, Mariner 4, frame 05B. 7

1.4 Mosaïque d'images de Mars prises par Mariner 9 en 1972 pendant et à la fin du printemps de l'hémisphère nord. L'image est centrée sur le volcan d'Olympus Mons. Les dépôts saisonniers de glace de CO_2 de la calotte polaire nord sont observables au sommet de l'image. Crédits : NASA/JPL-Caltech. 8

1.5 Mosaïque d'images de Mariner 9 du canal Amazonia-Memnonia de 120 km de long (centrée en 7°S, 151°W). Premières observations prouvant l'existence passée d'eau liquide sur Mars. Crédits : Sagan et al. (1973) 9

1.6 Première image couleur du panorama martien transmise par Viking 1 le jour suivant son atterrissage, le 21 juillet 1976. Crédits : NASA/JPL-Caltech. 10

1.7 Image de viking réalisée le 18 mai 1979 montrant une fine couche de givre à la surface de Mars au niveau d'Utopia Planitia (44°N, 118°E). L'inclinaison de l'image vient du positionnement de l'atterrisseur dont un pied est posé sur un caillou. La vue est orientée sud sud-ouest. Crédits : NASA/JPL-Caltech. 11

1.8 Carte haute résolution de la topographie martienne telle que déterminée par MOLA. Les latitudes comprises entre 70°N et 70°S sont montrées selon une projection mercator, les pôles sont montrés selon une projection de type Lambert. Crédits : NASA/JPL-Caltech/USGS. 12

1.9 Images de Mars par la Mars Orbiter Camera à L_s 121° par composition des images obtenues dans les longueurs d'onde bleu et rouge. La zone noire au niveau du pôle sud montre qu'à cette période de l'année, ce dernier n'est pas observable car par illuminé par le rayonnement solaire (hiver de l'hémisphère sud). Crédits : NASA/JPL/Malin Space Science Systems. 13

1.10 Étapes de formation de la tempête de poussière globale de 2018 capturée par la caméra MARCI à bord de Mars Reconnaissance Orbiter. La première image date du 6 juin 2018. Le point bleu représente la position approximative de Opportunity, mis en veille le temps de la tempête de poussière. Crédits : NASA/JPL-Caltech/MSSS. 16

1.11 Schéma explicatif des saisons et de la position de Mars sur son orbite en fonction de la longitude solaire. Crédits : version web de la Mars Climate Database du LMD. Image disponible sur http://www-mars.lmd.jussieu.fr/mars/time/solar_longitude.html. 21

1.12 Schéma de la structure verticale de l'atmosphère martienne et profils de température relevés par différents rovers à la surface de Mars. À noter que de ces instruments ont procédé à des mesures à des latitudes, longitudes et heures locales différentes. Les altitudes associées à chacune des couches servent d'ordre de grandeur et peuvent varier localement. Source : https://pds-atmospheres.nmsu.edu/data_and_services/atmospheres_data/MARS/mars_lander.html 23

1.13 Vents zonaux moyens en journée (14 h heure locale en fonction de la latitude et de la pression (donc de l'altitude) calculés à partir de l'équation du vent thermique et des mesures de température de TES. Une valeur positive de vent indique un vent d'ouest en est. Les deux figures de gauche montrent les deux cellules propres aux équinoxes, les deux figures de droite représentent le cas général d'une cellule unique, et ici prise à son pic d'intensité aux solstices. Image tirée de Smith (2008). 24

1.14 Illustration du cycle saisonnier de poussière par les variations latitudinales et en longitude solaire de la profondeur optique dans l'infrarouge de la poussière. La première année martienne complète correspond à MY26. Les mesures ont été réalisées par l'imageur infrarouge THEMIS de Mars Odyssey. Figure extraite de Smith (2009). 25

1.15 Visualisation des tempêtes de poussière régionales récurrentes par les mesures de MCS pour la température zonale moyenne diurne (en haut) et nocturne (en bas). De nuit, le réchauffement ne peut plus être expliqué par le rayonnement solaire mais seulement par l'émission IF de la poussière soulevée. Les observations correspondent à la saison des tempêtes de MY31. Figure extraite de Kass et al. (2016) 27

1.16 Image composite de Mars en 2001 telle qu'observée par MOC en l'absence (à gauche) et présence (à droite) d'une tempête globale de poussière. Crédits : Jim Secosky/NASA/JPL/MSSS. 27

1.17 Moyenne zonale diurne du rapport de mélange de la poussière en fonction de la latitude et de l'altitude durant MY26 à L_s=0° (a), L_s=90° (b), L_s=180° (c) et L_s=270° (d). Les parties colorées correspondent à des rapports de mélange non nuls. Une couche de plus haute densité poussiéreuse est observée autour de 40 km d'altitude. Image extraite de Guzewich et al. (2013). 28

1.18 Glace d'eau de la calotte polaire nord de Mars, observée par Mars Reconnaissance Orbiter. Crédits : NASA/JPL-Caltech/MSSS. 30

1.19 Images montrant les nuages de Mars, photo prise par la caméra MOC (MGS). L'image de gauche montre que des nuages se forment au niveau des reliefs de Mars, ici au niveau des volcans. L'image de droite illustre les différents types de nuages d'eau pouvant être observés dans l'atmosphère martienne. Image extraite de Määttänen and Montmessin (2018). Crédits : NASA/JPL-Caltech-MSSS . . . 31

1.20 Observations de la décomposition de la ceinture tropicale de nuages de glace d'eau par les images dans le bleu de la caméra MOC (MGS). Image extraite de Wang and Ingersoll (2002). 32

1.21 Visualisation schématique de l'équilibre énergétique au niveau des pôles de Mars. Les flèches noires descendantes représentent l'énergie solaire qui peut être absorbée ou réfléchie (flèche grise ascendante) par la surface. Les flèches épaisses orientées vers le haut illustrent la chaleur radiative émise par la surface et perdue. Les flèches du sol représentent la conduction thermique (à gauche) et le relâchement de la chaleur solaire vers la glace de surface. La flèche double centrale témoigne de la circulation atmosphérique. Crédit : Titus et al. (2017). . . . 35

1.22 Évolution saisonnière de la pression de surface mesurée par la station météorologique REMS (MSL). Les différences de valeurs proviennent de la différence d'altitude des points auxquels la station a fait les mesures. Crédit : REMS team du *Centro de Astrobologia (CAB*, image disponible sur http://cab.inta-csic.es/rems/wp-content/uploads/2017/03/PLT_Pressure_mean_evol_LS_10_1581_ing.png. 36

1.23 Image composite issue de 21 clichés pris par le rover Curiosity le 19 mars 2021 et dont la colorimétrie a été modifiée pour ressembler à ce qui serait vu à l'œil nu. Observation de nuages considérés comme étant des nuages mésosphériques de glace de CO_2. Crédit : NASA / JPL-Caltech / MSSS. 37

1.24 Simulation de la moyenne zonale et journalière de la densité de colonne de glace de CO_2 par le GCM du LMD avec (en bas) ou sans (en haut) la possibilité de condenser du CO_2 sur les cristaux de glace d'eau. Les points noirs représentent toutes les observations de nuages mésosphériques de glace de CO_2. Les lignes noires définissent les zones pour lesquelles la température a été mesurée comme étant inférieure à la température de condensation du CO_2 dans l'atmosphère polaire par MCS. Image extraite de Määttänen et al. (2022). 38

1.25 Distribution saisonnière et latitudinale des nuages absorbant (à gauche) et réfléchissant (à droite) de glace de CO_2 dans la troposphère martienne. La densité de nuage est définie comme le nombre de nuages dans un *bin* de 2°x2°. Les bandes grises correspondent à des périodes où l'instrument ne transmettait pas de données. Image combinée des figures de Neumann et al. (2003). 39

1.26 Représentation schématique du scénario de formation des nuages orographiques de glace de CO_2 dans la troposphère martienne par Tobie et al. (2003). Les grains de poussière ou les cristaux de glace d'eau sont transportés par les vents dans les zones sursaturées où la nucléation peut se déclencher. Le cristal de glace de CO_2 ainsi formé, grossit par condensation jusqu'à sortir de la zone sursaturée où il pourra sublimer ou précipiter. Image extraite de Tobie et al. (2003). 41

2.1 Illustration schématique de la différence entre une approche déterministe (à gauche) et une approche stochastique de la recherche de relations entre une entrée x et une sortie y. Image extraite de Theodorakos (2016). 46

2.2 Exemple d'images contenues dans la base de données MNIST. À chacune des images est associée un label correspondant au digit représenté. Image extraite de Baldominos et al. (2019). 47

2.3 Part des publications en sciences planétaire (courbe noire) et en sciences physiques (en rouge) ayant au moins une partie de leur discussion axée autour de l'apprentissage machine, selon la base de données Scopus du site Elsevier. Image extraite de Cambioni (2020). 48

2.4 Exemples du choix de cibles pour le spectromètre ChemCam par le programme d'apprentissage machine AEGIS sur les images de la caméra NavCam, respectivement à sols 1400, 1417, 1449 et 1481 (gauche à droite, haut en bas). Les roches sont repérées de manière autonome selon les préférences de l'équipe scientifique, puis classées selon un ordre de priorité : vert pour la cible prioritaire, orange pour une éventuelle cible secondaire, un contour rouge pour une détection réussie mais non analysée, un contour bleu pour une détection éliminée après filtrage. Image extraite de Francis et al. (2017). 50

2.5 Exemple typique de structure d'un réseau de neurones convolutionnel pour l'étude de la base de données MNIST. Image disponible sur https://www.analyticsvidhya.com. 51

2.6 Classification des éléments d'une image lors d'une prise de vue en temps réel par un réseau de neurones convolutionnel entraîné sur le jeu de données SiftFlow. Image extraite de Farabet et al. (2013). 52

2.7 Illustration des étapes de la méthode kmeans pour k=2 clusters. Chaque losange correspond à un objet, les points correspondent aux centroid (centre des clusters). Image extraite de Kalmar et al. (2012). 54

2.8 Représentation schématique de la distinction entre partie dynamique et physique dans un modèle de climat global. Image extraite de la présentation *An introduction to the LMD Mars GCM. The LMD Mars GCM team. 15/10/2007.* 59

2.9 Illustration de trois types de grille utilisées dans les modèles de climat global martien : la grille longitude-latitude (a), la grille à base triangulaire (b) et la grille à base hexagonale (c). Image disponible sur : https://www.intechopen.com/chapters/43438. (d) est la grille icosaédrique définie dans Sadourny et al. (1968) 60

3.1 Simplified scheme of the MOLA receiver illustrating how data are treated from the emission to the reception on one of the four channels. Figure from Abshire et al. (2000) and added specifically for the manuscript. 68

3.2 rT^2 against time for a $\sim$ 15m window from orbital phase ap10. Series of several low rT^2 returns are typical signatures of atmospheric structures while noise returns are sporadic decreases. Dashed line represents detection criteria used in (Neumann et al., 2003). Some signatures appear as completely above this limit and may have been missed 71

3.3 Optimization of the number of clusters with three independent clustering performance testing methods : elbow (top), silhouette score (middle) and gap statistic (bottom). Kmeans method is applied with 2 to 9 clusters on mini batches from the dataset. Red dots highlight optimised number of clusters. Elbow method does not furnish a stringent best number of clusters but its results are coherent with the two other methods, converging toward 5 clusters, with performance for $k = 6$ being relatively close. 72

3.4 Example of clustering structure for ap10 orbital phase (a) and associated cluster distribution in the same rT^2 against time portion than figure 3.2 (b). Cluster 4 gathers cloud returns (bottom of troughs), cluster 2 is made of noise returns (isolated points). Clusters 0, 3 and 5 are surface returns (different parts of the continuum). Cluster 1 is a limit between continuum and troughs and ensure that no surface returns are taken in our cloud cluster. 74

3.5 Seasonal and latitudinal distribution of atmospheric features returns from the clustering. Colors are based on number of returns in the 1°x1° bin around each point. Grey brands correspond to no observations periods while white background represents a lack of MAS detection. Absence of returns at the start of MY25 is due to solar conjunction. The other two thin grey bands are related to spacecraft anomalies that forced MOLA to be turned off (see section 3.2.2.1). Ls axis starts at 90° of MY24 to ease the visualization of the seasons. 75

3.6 Atmospheric structures distribution by most triggered channel. Each structure is associated with the channel that is the most represented among the returns that constitute the structure. The size of markers for the channel 4 panel are bigger for visualization purpose only. Title of each panel corresponds to the number of structures. 77

3.7 Distribution of bMAS (structures of at least 500 returns) over solar longitude and latitude. Grey bands represent periods without MOLA observations while white background means that there was no structure detection (see figure 3.5 for more details about grey bands). 78

3.8 15° window clouds distribution for MY 24. Returns from our clustering are presented above Mars' topography map provided by NASA - Goddard Space Flight Center. The end of the disparition of the aphelion cloud belt. Whole development of the south polar hood happens between $L_s = 160°$ and $L_s = 270°$. A dusty episode caused by a regional dust storm occurs around $L_s = 240°$ 80

3.9 15° window clouds distribution for MY 25. Very few returns are observed on the first panels due to the solar conjunction. Aphelion cloud belt can be seen till $L_s = 160°$. Early stages of the upcoming global dust storm of MY25 are observed in the southern hemisphere from $L_s = 135°$ 81

3.10 Results from the Mars Dust Activity Database (Battalio and Wang, 2019) for MY24 (top) and MY25 (bottom) for comparison with our observations on specific time periods. Markers sizes are proportional to the covered area given in the database for each event. 83

3.11 Exemple de visualisation d'une structure atmosphérique de notre catalogue grâce à l'outil de visualisation développé. Distance au centre de Mars calculé par MOLA (en haut) et produit rT^2 (en bas) en fonction de la ligne de chaque retour dans le fichier d'origine du jeu de données pour des fenêtres de 15 minutes autour du retour médian de la structure. Les couleurs correspondent au canal déclenché pour chaque retour. La prédominance de retour du canal 2 semble indiquer une structure nuageuse 85

3.12 Différents exemples de structure atmosphérique venant des dernières phases orbitales de la mission. Plusieurs comportements peuvent être observés : un nuage absorbant (a), du brouillard proche du sol (b), un nuage optiquement épais (d). 86

4.1 Gestion du domaine horizontale (à gauche) et verticale (à droite) de WRF et différence entre les grilles des variables thermodynamiques (point de la grille) et des vitesses (entre les points) Skamarock and Klemp (2008) 92

4.2 Évolution du nombre de noyaux de condensation du CO_2 durant les 100 premières secondes de simulation où le paramètre nbinco2_cld, soit le nombre d'intervalles de valeurs autorisées pour la taille des cristaux de glace de CO_2, vaut respectivement 10 (gauche), 50 (milieu) et 100 (droite). L'évolution est strictement identique pour les cas 50 et 100, un gain de temps de calcul considérable est donc possible en passant le paramètre à 50. 102

4.3 Évolution de la taille des cristaux de glace de CO_2 au centre de la perturbation pour les 3 mêmes simulations que la figure 4.2. La taille n'est mise à jour qu'au pas de temps physique, ce qui explique l'apparence en créneaux. 102
4.4 Évolution du rapport de mélange initial de la vapeur d'eau et de la poussière avec l'altitude pour la simulation de référence. Le rapport de mélange de la vapeur de CO_2 n'est pas illustré car est constant sur tout le domaine, et à une valeur bien plus élevé que les autres espèces. 105
4.5 Profil initial température-altitude avec (courbe rouge) et sans perturbation (courbe bleue). La courbe en pointillés noirs indique la température de condensation du CO_2 telle que calculée par le modèle. 106
4.6 Profils température-pression au dessus des pôles martiens mesurés par les occultations radio de Mars Global Surveyor. Pôle nord (en haut) et pôle sud (en bas). La pression de saturation du CO_2 est indiquée par la ligne rouge supérieure. Les lignes rouges sur la partie basse représentent plusieurs profils thermiques suivant le gradient thermique adiabatique. Figure de Hu et al. (2012). 107
4.7 Évolution de la densité de colonne du rapport de mélange de la glace de CO_2 en fonction du temps pendant les 500 premières secondes de la simulation. Nous distinguons 4 phases : 0-18s, 19-75s, 75-102s et 102-500s. 110
4.8 Coupe verticale du rapport de mélange de la glace de CO_2 au milieu de l'axe nord-sud (ici à $t = 18$ s, fin de la première phase). Le nuage est complètement formé dans les limites de la perturbation froide initiale. L'axe des abscisses est ici donné en point de la grille horizontale. 111
4.9 Coupe verticale des rapports de mélange de la glace d'eau (a), de la poussière (b) et des noyaux de condensation de glace de CO_2 sur la glace d'eau à $t = 18$s (c). La condensation du CO_2 a consommé tous les noyaux de nucléation possible dans l'espace de la perturbation initiale dès la première phase. 111
4.10 Profil vertical du rapport de saturation à trois instants de la première phase. Être initialement au dessus du seuil critique de nucléation dans la perturbation permet de déclencher la nucléation. Le rapport de saturation y est très rapidement rééquilibré à $S = 1$ mais le reste du profil reste sursaturé et permet de continuer la condensation du CO_2 112
4.11 Profil horizontal du rapport de saturation à trois instants de la première phase. Le profil reste sursaturé sur les bords du nuage formé pendant la première phase et permet son extension verticale 113
4.12 Évolution du rapport de mélange de la glace de CO_2 en différents points du nuage pendant la seconde phase (19-75 s). Après une première période de stabilité, plus courte en allant vers les bords, le rapport de mélange augmente en alternant des phases croissantes et décroissantes du fait des variations de la circulation des vents 114
4.13 Carte des vents verticaux à différents instants de la seconde phase sur profil de rapport de mélange de glace de CO_2. Les vents sont orientés vers l'extérieur et le bas du nuage à la fin de la première phase mais on observe la mise en place d'une circulation qui oriente petit à petit les vents vers le haut, d'abord en dessous, puis au sein du nuage, témoin du début de la convection. À 45s, les flèches les plus grandes correspondent à une vitesse de l'ordre de 0,6 $m.s^{-1}$ 115
4.14 Carte des vents horizontaux à différents instants de la seconde phase sur profil de rapport de mélange de glace de CO_2 à l'altitude du centre du nuage. Les vents sont d'abord orientés vers la perturbation mais se neutralisent rapidement pour ensuite développer une circulation asymétrique, amenant de nouveaux noyaux de condensation, relançant ainsi la condensation. À 45s, les flèches les plus grandes correspondent à une vitesse de l'ordre de 0,5 $m.s^{-1}$. 116

4.15 Évolution de la densité de colonne du nombre de noyaux de condensation du CO_2 dans l'atmosphère, calculée sur une coupe au centre du nuage (condensation sur grain de poussière et sur cristaux de glace d'eau). La condensation est quasiment immédiate sur la plupart des noyaux disponibles pendant la première phase, puis le nombre diminue, preuve de la mise en place de précipitations et de perte de noyaux qui rejoignent la surface. 117

4.16 Profil du rapport de mélange de la glace de CO_2 pendant la deuxième et troisième phase. Le mouvement du nuage est encore difficilement perceptible mais sa croissance et le développement, puis l'intensification des précipitations peuvent être observés sous le nuage. 118

4.17 Évolution de l'écart de température entre le centre de la perturbation et l'environnement pendant les 100 premières secondes de la simulation. L'écart maximal est atteint dès la fin de la première phase et est maintenu pendant les deux phases suivantes 119

4.18 Profil vertical de température au sein et en dehors de la perturbation à 18s. Au centre de la perturbation, le dégagement de chaleur latente causé par le changement de phase a provoqué un réchauffement de la parcelle occupée par le nuage 120

4.19 Évolution de la composante verticale de la vitesse du vent au point le plus dense en terme de rapport de mélange de glace de CO_2. Deux périodes d'accélération constante sont distinguables et témoignent du début de la condensation sur de nouveaux noyaux poussière. A partir de 300 s, le nuage adopte une nouvelle forme et le point le plus dense en glace de CO_2 suivi n'est plus nécessairement dans le nuage. 122

4.20 (a) Rapport de mélange de la glace de CO_2 au centre du domaine en fonction du temps. Le mouvement ascendant du nuage est observable dès 100s de simulation. Les précipitations continuent tout le long de la simulation et leur intensité varie en fonction des moments. Pendant son ascension, le nuage devient de plus en plus dense en glace de CO_2 en captant de noyaux de poussière sur lesquels la condensation se déclenche. (b) Rapport de mélange de la poussière. Toute la poussière en basse altitude est consommée pour la condensation de l'eau et du CO_2 puis le nuage capte de nouveaux noyaux lors de son ascension. 123

4.21 Rapport de mélange de la glace de CO_2 à différents instants de la quatrième phase. Du fait de l'écart de vitesse des différentes parties du nuage, la forme de celui-ci évolue. Le bas du nuage est plus rapide que le haut au niveau du centre du nuage, provoquant un écrasement. 123

4.22 États de l'atmosphère après 400s de simulation. (a) Rapport de mélange de la glace de CO_2. (b) Rapport de mélange de la vapeur d'eau. (c) Rapport de mélange de la glace d'eau. (d) Vents verticaux. De la vapeur d'eau n'ayant pas pu condenser lors de la première phase s'est retrouvée "piégée" dans le nuage et a suivi son mouvement, ce qui lui permet de condenser petit à petit en glace dans le sillage du nuage. 124

4.23 Profil vertical de température au centre du domaine à 400s. La convection du nuage s'accompagne d'un refroidissement adiabatique et donc d'un refroidissement de l'atmosphère. La condensation provoque à l'inverse un réchauffement de l'atmosphère sous le nuage par dégagement de chaleur latente. Dans les plus faibles altitudes, des phénomènes de condensation et de convection peuvent avoir lieu sur les noyaux libérés du nuage par précipitation. 125

4.24 (a) Rapport de mélange de glace de CO_2 au centre du profil entre 0 et 1000s. L'altitude maximale est atteinte autour de 915s de simulation. Le nuage est monté d'environ 1.7 km. (b) Vitesse des vents verticaux au centre du profil. La phase la plus intense de convection a lieu peu avant 400s 126
4.25 Rapport de mélange de la glace de CO_2 à différents instants de la phase 500-1000 s. Le nuage semble se disloquer en plusieurs parties. Les extrémités se resserrent vers le centre et des zones intermédiaires émergent. 127
4.26 Carte des vents horizontaux à l'altitude du maximum de rapport de mélange de glace de CO_2 aux mêmes instants que la figure 4.25. La différence de vitesse entre le centre et les bords du nuage mène à la mise en place de cellule, concentrant une grande partie des cristaux de glace de CO_2 non centraux dans une couronne circulaire. Les flèches les plus grandes, à 800s, correspondent à un ordre de grandeur de 2 $m.s^{-1}$. 128
4.27 Profil vertical initial de température au centre du domaine. Les températures minimales atteintes dans la perturbation pour chacune des 6 simulations sont données en comparaison de l'écart en température réelle utilisé pour les désigner. 129
4.28 Densité de colonne de la glace de CO_2 au centre du domaine pour chaque simulation. Les temps caractéristiques de chacune des phases de la simulation de référence sont indiqués à titre de comparaison. 130
4.29 Profil vertical du rapport de saturation du CO_2 au centre du domaine. Les abscisses sont égales donc les valeurs maximales ne sont pas affichées à 1 s pour certaines simulations : $S_{-10} = 4.8$, $S_{-20} = 24.7$ et $S_{-28} = 109$. Valeur maximale non affichée 10s : $S_{-28} = 2.52$. La valeur seuil indiquée à $S = 1.35$ est une mesure en laboratoire du seuil de nucléation dans des conditions précises de CO_2 sur une surface plane de glace d'eau, et doit être vue comme un ordre de grandeur . . . 132
4.30 Évolution du nombre de noyaux de condensations du CO_2 durant la première phase au centre de la perturbation. Toutes les simulations activent tous les noyaux disponibles pour la nucléation. Les précipitations se mettent en place plus rapidement pour les perturbations les plus froides. 133
4.31 Comparaison du profil vertical de température au centre de la perturbation et dans l'environnement à 18s. Trois classes se distinguent : la simu1 qui n'a pas encore réchauffé l'atmosphère ; les simu2 et simu5 où l'évolution de la température en fonction de l'altitude dans le nuage est constante ; les simu 20 et 28 où le réchauffement est beaucoup plus intense au centre du nuage. La simu10 est un intermédiaire entre les simulations réalistes et extrêmes. 134
4.32 Comparaison du profil vertical de température au centre de la perturbation et dans l'environnement à 102 s. La simulation 1 suit le même cheminement que les autres simulations réalistes mais avec des délais plus longs. Les simulations extrêmes ont un comportement particulier : l'atmosphère se refroidit au niveau du nuage. 135
4.33 136
4.34 Rapport de mélange de la glace de CO_2 au centre du domaine. Plus la simulation est froide, plus l'altitude maximale du nuage est atteinte rapidement, mais plus celle-ci est basse. 139
4.35 Rapport de mélange de la glace de CO_2 pour les simulations limites. Des perturbations trop/pas assez froides empêchent toutes deux un bon développement de la convection. Du fait des valeurs importantes de précipitation, des instabilités numériques se développent à la surface et le rapport de mélange ne peut être calculé au delà de 500s de simulation. 140

4.36 Vitesse du vent vertical. La valeur maximale est atteinte au même moment pour les trois simulations réalistes ou la convection est observée (simu2, simu5 et simu10) mais elle est d'autant plus importante que la perturbation est moins froide. Dans le cas des simulations extrêmes, la convection est peu nette et les vents faibles. 140

4.37 Coupe verticale de rapport de mélange de glace de CO_2 à différents instants pour les simulations réalistes, respectivement simu1, simu2, simu5 et simu10 (de haut en bas). Le nuage de la simu1 met trop de temps et les précipitations deviennent trop importantes avant même que la convection soit notable. Pour les autres simulations, l'évolution horizontale de la forme du nuage est similaire, mais une séparation verticale apparaît pour les simulations les plus froides. 141

4.38 Coupes similaires à la figure 4.37 mais pour les simulations extrêmes. La condensation est trop forte pour la simu28, les valeurs de rapport de mélange deviennent trop importants proche de la surface et provoquent des instabilités numériques. . 142

4.39 Évolution du rapport de mélange de la glace de CO_2 au centre du nuage pour la simulation où le nombre de noyaux de poussière disponible est la plus basse. Le nuage disparaît complètement sous forme de précipitations. 144

4.40 Densité de colonne de la glace de CO_2. Les lignes noires en pointillées indiquent les fins des phases caractéristiques de la simulation de référence, respectivement à 18, 75 et 102s. 144

4.41 Profil vertical du rapport de saturation à différents instants du début des différentes simulations. La valeur en pointillées est une mesure faite en laboratoire et sert ici d'ordre de grandeur d'un seuil typique de limite de la nucléation, mais ne correspond pas au seuil réel, qui dépend notamment de la taille des noyaux. . . . 146

4.42 Nombre de noyaux de condensation activé. L'axe des ordonnées est en log, ce qui donne une fausse impression que le nombre passe de 0 à une valeur plus élevée au bout de quelques secondes. Il y a en réalité des valeurs intermédiaires sur les premiers pas de temps. 146

4.43 Profil vertical de température au coeur du nuage à différents instants des premières phases de chaque simulation. Le profil en pointillé noir est un profil de l'environnement, pris dans les couches les plus éloignées de la perturbation pour s'assurer qu'il n'y ait pas de variations au fil du temps ou d'une simulation à une autre. . 148

4.44 Valeur de la vitesse verticale au point du nuage où le rapport de mélange de glace de CO_2 est le plus élevé. La valeur en pointillé correspond à la vitesse du vent au début de la convection visible pour la simulation de référence. 149

4.45 Évolution temporelle du rapport de mélange de la glace de CO_2 au centre du domaine. Les valeur limites sont réglées sur la simulation de référence pour que le mouvement du nuage de la simu- soit clairement visible. Les valeurs maximales atteintes pour les simu+ et simu++ sont plus importantes. 150

4.46 Évolution temporelle de la vitesse du vent vertical au centre du domaine. La mise en place de la cellule convective se fait de manière similaire pour chacune des simulations. 151

4.47 Apparence du nuage à différents instants pour chacune des simulations, respectivement simu-, simuref, simu+ et simu++ (de haut en bas). 152

4.48 Position du point où le rapport de mélange de la glace de CO_2 est le plus élevé pour la simulation avec vents horizontaux. La position est repérée par la couche de l'axe ouest-est où le centre du nuage, entre 0 et 59. 153

4.49 Densité de colonne de la glace de CO_2 pour une coupe verticale. La coupe est faite au centre du domaine, selon l'axe ouest-est pour la simulation de référence (bleue), selon l'axe ouest-est (rouge) et l'axe nord-sud (verte) pour la simulation avec vents. Les pointillés en noir indiquent les temps de transition entre les différentes phases pour la simulation de référence 154
4.50 Évolution horizontale du rapport de saturation de CO_2 selon l'axe ouest-est à différents instants des phases de formation et d'évolution du nuage. Un élargissement de la zone à $S = 1$ s'effectue pour la simuwind à cause du déplacement du nuage qui condense la vapeur de CO_2 de nouvelles zones. Ici encore, la ligne en pointillées indique un ordre de grandeur du rapport de saturation de nucléation. . . 155
4.51 Profils horizontaux de température au niveau du centre du nuage. Le profil en pointillés noirs est un profil de l'environnement pris au niveau d'une couche non atteinte par le nuage en déplacement de la simuwind. 157
4.52 Évolution temporelle de la vitesse verticale du vent au centre du nuage (traqué par le point de plus forte valeur de rapport de mélange de glace de CO_2). La ligne horizontale en pointillées est un indicateur de la vitesse atteinte par la simulation de référence lorsque la convection devient visible, et est un indicateur de l'ordre de grandeur nécessaire. À partir de $t = 300$ s, le changement de forme du nuage implique qu'il n'y a plus réellement de centre, ce qui provoque le comportement particulier observé. 158
4.53 Rapport de mélange de la glace de CO_2 dans une coupe verticale au centre du nuage (traqué de la même manière que précédemment par le point où le rapport de mélange est le plus élevé dans le nuage). Le gain d'altitude pour la simuwind aux alentours de $t = 900$ s est un artefact de la disparition du nuage et ne représente pas une réelle convection. L'altitude maximale est atteinte dès $t = 529$ s. 160
4.54 Vitesse verticale du vent pour la même coupe que la figure 4.53. À partir de $t = 529$ s, les vents deviennent quasiment négligeables, la convection s'est déjà arrêtée. 160
4.55 Coupe verticale du rapport de mélange de glace de CO_2 à différents instants de la simuref (a) et de la simuwind(b). Au delà de 800s de simulation, le nuage de la simuwind ne constitue plus une structure compacte et disparaît très rapidement. 161

Chapitre 1

Description de Mars : de ses caractéristiques générales aux propriétés de son atmosphère

Contents

1.1 Histoire des études de Mars 2
1.1.1 Un voyage à travers le temps : Observations depuis la Terre 2
1.1.2 Un voyage à travers l'espace : que l'exploration commence 5
1.1.2.1 Les premières images de proximité : les sondes Mariner . . . 6
1.1.2.2 Objectif atterrissage : les missions Viking 9
1.1.2.3 L'ère de MGS, Mars Pathfinder et Mars Odyssey 10
1.1.2.4 L'ESA entre dans la danse : Mars Express 14
1.1.2.5 Les rovers s'enchaînent : les Mars Exploration Rovers 14
1.1.2.6 Les dernières missions pré-2010 : MRO et Phoenix 15
1.1.3 Depuis 2010 : Projets en cours et à venir 16
1.1.3.1 Les missions américaines 16
1.1.3.2 TGO et Exomars : une collaboration Europe-Russie en deux temps 17
1.1.3.3 L'exploration de Mars s'ouvre au monde 18
1.2 Caractéristiques de Mars 20
1.2.1 Caractéristiques générales de Mars et son orbite 20
1.2.2 L'atmosphère martienne 21
1.3 Cycle des aérosols 25
1.3.1 Le cycle des poussières 25
1.3.1.1 Variations saisonnières 25
1.3.1.2 Le soulèvement de poussière, variations inter-annuelles . . . 25
1.3.1.3 Distribution verticale de la poussière dans l'atmosphère . . . 26
1.3.2 Le cycle de l'eau 29
1.3.2.1 Les différents réservoirs d'eau sur Mars 29
1.3.2.2 Les nuages 31
1.3.3 Le cycle du CO_2 33
1.3.3.1 Calottes polaires et équilibre énergétique 33
1.3.3.2 Les nuages de CO2 35
1.4 Problématiques de la thèse 41

1.1 Histoire des études de Mars

1.1.1 Un voyage à travers le temps : Observations depuis la Terre

Un point rouge lumineux dans le ciel dont le mouvement forme une boucle particulièrement différente des autres étoiles. Les civilisations qui se sont succédées depuis l'Antiquité ont tour à tour eu une fascination pour cette astre visible depuis la Terre. Dès 400 avant notre ère, la civilisation babylonienne suit ses mouvements pour déterminer des saisons calendaires et religieuses. Sa couleur leur fait penser au rouge des enfers, la planète rouge est nommée pour la première fois : Nergal, en référence au dieu destructeur des enfers. Les Égyptiens sont les premiers à faire la différence entre ce point rouge et les étoiles qui restent fixes dans le ciel. Cette distinction est aussi faite pour trois autres objets particulièrement lumineux dont le mouvement est similaire et qui s'avèreront être Mercure, Jupiter et Saturne, par la suite. C'est encore une fois sa couleur qui fascine, la planète est donc appelée Har Dècher, littéralement, "la rouge". Pour les Grecs et les Romains, cette couleur rappelle irrémédiablement le sang qui coule lors des batailles, la planète sera donc nommée en référence au dieu de la guerre : Arès chez les Grecs et Mars chez les Romains.

Il faudra attendre le XVIe siècle pour avoir des premières observations de Mars ayant pour but d'en déterminer les caractéristiques. En 1576, Tycho Brahe construit un observatoire sur la petite île de Hven, proche de Copenhague. Il emprunte un système de longues-vues et de compas à la navigation maritime pour améliorer autant que possible l'observation à l'œil nu. Pendant près de 20 ans, il répertorie les positions successives de Mars dans le ciel et les publie dans plusieurs tomes de "Tychonis Brahe Danis Opera Omnia". Par des mesures de parallaxe, il détermine une approximation de la position de Mars, qui diffère de seulement quelques minutes d'arc de l'orbite telle qu'on la connaît de nos jours (figure 1.1).

Mais c'est surtout à partir du début du XVIIe siècle que les choses vont s'accélérer dans l'étude de Mars, notamment grâce à l'invention de ce qui s'apparentera à un télescope, par superposition de deux lentilles par l'opticien hollandais Hans Lippershey en 1608. En 1609, Johannes Kepler essaye d'améliorer les résultats de son mentor Tycho Brahe. Il publie "Astronomi Nova", dans lequel il décrit deux propriétés fondamentales de l'orbite de Mars, connues aujourd'hui comme deux des trois lois de Kepler : l'orbite de Mars n'est pas circulaire mais elliptique et le Soleil en est un foyer (loi des orbites), l'aire balayée par le rayon Mars-Soleil est la même pour des temps égaux, ce qui implique que la planète accélère lorsqu'elle est plus proche du Soleil (loi des aires). La même année, Galilée effectue la première observation au télescope de Mars. Il repère des ombres à la surface de la planète et en conclut sa sphéricité. En 1659, Christiaan Huygens créé à son tour une lunette astronomique dédiée à l'observation de Mars. Il observe ainsi une zone d'ombre, qui semble correspondre au plateau volcanique Syrtis Major. Le temps que met cette zone d'ombre à revenir à une position donnée lui permet de calculer la période de rotation de Mars qu'il estime être d'environ 24 h : un jour martien serait donc très similaire à un jour terrestre. Cette hypothèse sera par la suite confirmée et affinée par Giovanni Cassini qui trouve une période de 24 h et 40 min, seulement trois minutes de moins que la valeur de référence utilisée de nos jours. Ces similitudes entre Mars et la Terre soulèvent un nouveau point d'étude qui accentuera les fascinations pour les observations martiennes : Huygens publie "Cosmotheros" en 1698 et décrit pour la première fois ce qu'il pense être des conditions d'habitabilité de la planète, en étant persuadé que Mars est bel et bien habitée.

À la lumière de cette nouvelle possibilité de trouver de la vie sur Mars, les observations commencent à se tourner vers l'étude de sa composition. Dès 1672, Huygens observe de nouveau des zones aux couleurs particulières : des zones blanches au niveau du pôle sud de Mars. Il s'agit probablement ici des premières observations des calottes polaires martiennes, mais au-

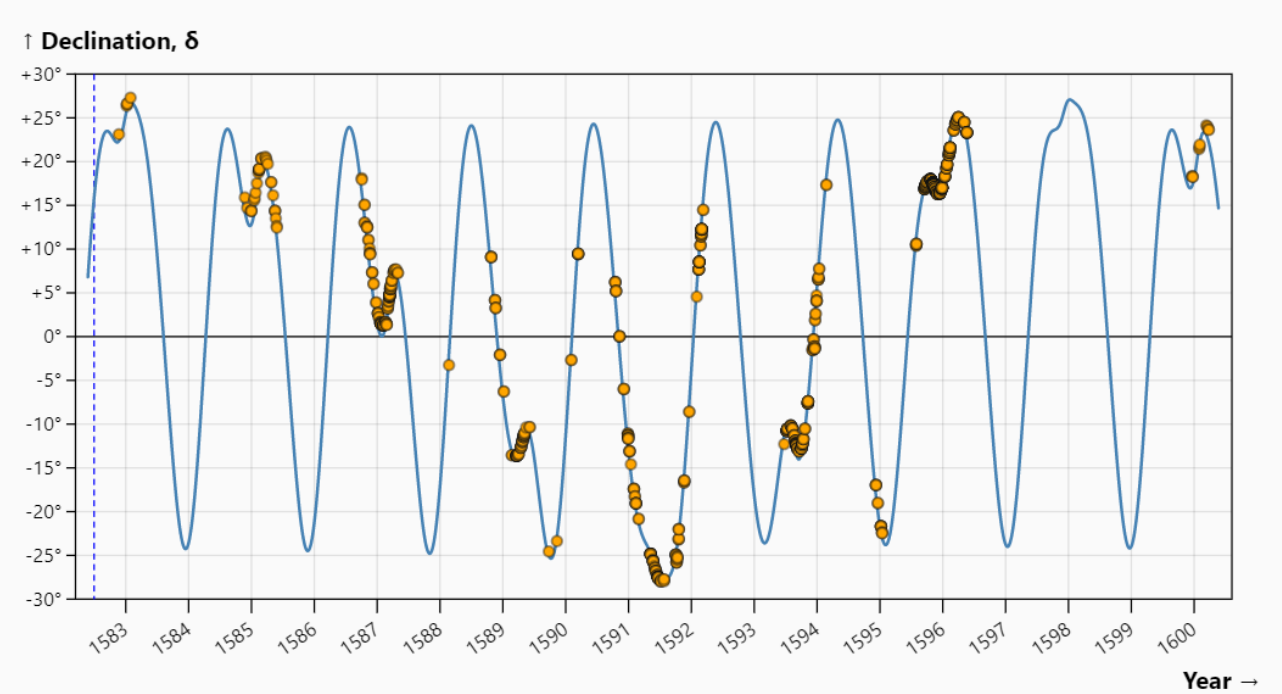


FIGURE 1.1 – Observations de la position de Mars par Tycho Brahe à la fin du XVIe siècle. Les ronds jaunes correspondent à ces observations sans télescopes, et sont comparés à la déclinaison théorique tirée de la base de données Horizon de la NASA. Crédits : Christophe Yamahata, *Visualizing Tycho Brahe's astronomical observations of Mars*. Image extraite d'un gif disponible sur https://observablehq.com/@christophe-yamahata/visualizing-tycho-brahe-s-astronomical-observations-mars.

cune conclusion n'est tirée sur la composition. Il faudra attendre les observations de Giancomo Miraldi pour avoir les premières hypothèses de la présence de glace. Le XVIIIe siècle est notamment marqué par la publication de Friedrich William Herschel en 1784, "On the remarkable appearances at the polar regions on the planet Mars, the inclination of its axis, the position of its poles, and its spheroidal figure ; with a few hints relating to its real diameter and atmosphere." (Herschel, 1784). Il y dresse une liste de conclusions, notamment sur la présence d'eau sur Mars. En effet, puisque les calottes observées varient en fonction des saisons de la même manière que sur Terre, elles doivent être constituées de neige et de glace d'eau. Il effectue aussi une distinction entre les différentes zones de Mars dont la brillance reste constante : les zones sombres sont des océans, les zones plus claires des terres. Bien que certaines de ces conclusions aient été revues depuis, il détermine correctement certaines propriétés de l'atmosphère martienne. Il observe que la lumière émise par deux étoiles très proches de Mars est faiblement atténuée, l'atmosphère doit donc être ténue. De même, la lumière de ces étoiles semblent parfois se refléter dans de très fines bandes au niveau des calottes polaires : il s'agit ici de la première théorie de l'existence de nuages d'eau sur Mars. Enfin, à partir des études menées par Miraldi en 1704 sur l'écart de position entre le pôle sud et la position théorique du pôle de rotation, Herschel est en mesure de donner une première mesure de l'obliquité de Mars, estimée à environ 28° (proche de la valeur de référence de 25°11' utilisée aujourd'hui). Quelques années plus tard, Honoré Flaugergues observe à son tour des nuages à la surface de Mars mais ces derniers sont jaunes et sont la première détection de nuages de poussière.

Durant le XIXe siècle, l'objectif devient de cartographier la surface de Mars pour avoir des noms de référence pour les zones particulières. Wilhelm Beer propose une première version de carte complète de Mars en 1840, avec distinction de continents et de mers. Mais c'est en 1877 qu'est publiée la première nomenclature complète qui restera dans l'histoire (figure 1.2).

Giovanni Schiaparelli attribue des noms tirés de la mythologie ou de l'histoire des observations de Mars à chacun des éléments particuliers de la surface de Mars et en utilisant le choix de méridien 0 proposé par Richard Anthony Proctor en 1867. Les noms utilisés par Schiaparelli servent encore de référence pour la plupart de nos jours. Toutefois, cette carte est aussi à l'origine d'un tournant majeur dans l'étude de Mars. En effet, Schiaparelli désigne ici les traces qu'il a observées à la surface de Mars par le terme *canali*. La publication est reprise par la communauté scientifique, et le contexte historique de la création du canal de Suez amène à une erreur de traduction majeure : *canali* devient *canals* à la place de *channels*. Cela sous-entend dès lors que des canaux ont été construits sur Mars et que la planète est donc habitée. Cela prendra plusieurs décennies avant que les observations prouvant la non-existence de tels canaux soient acceptés. 1877 marque aussi la découverte des lunes de Mars par Asaph Hall, qu'il nomme Phobos et Déimos, en référence aux chevaux du dieu Arès dans la mythologie grecque.

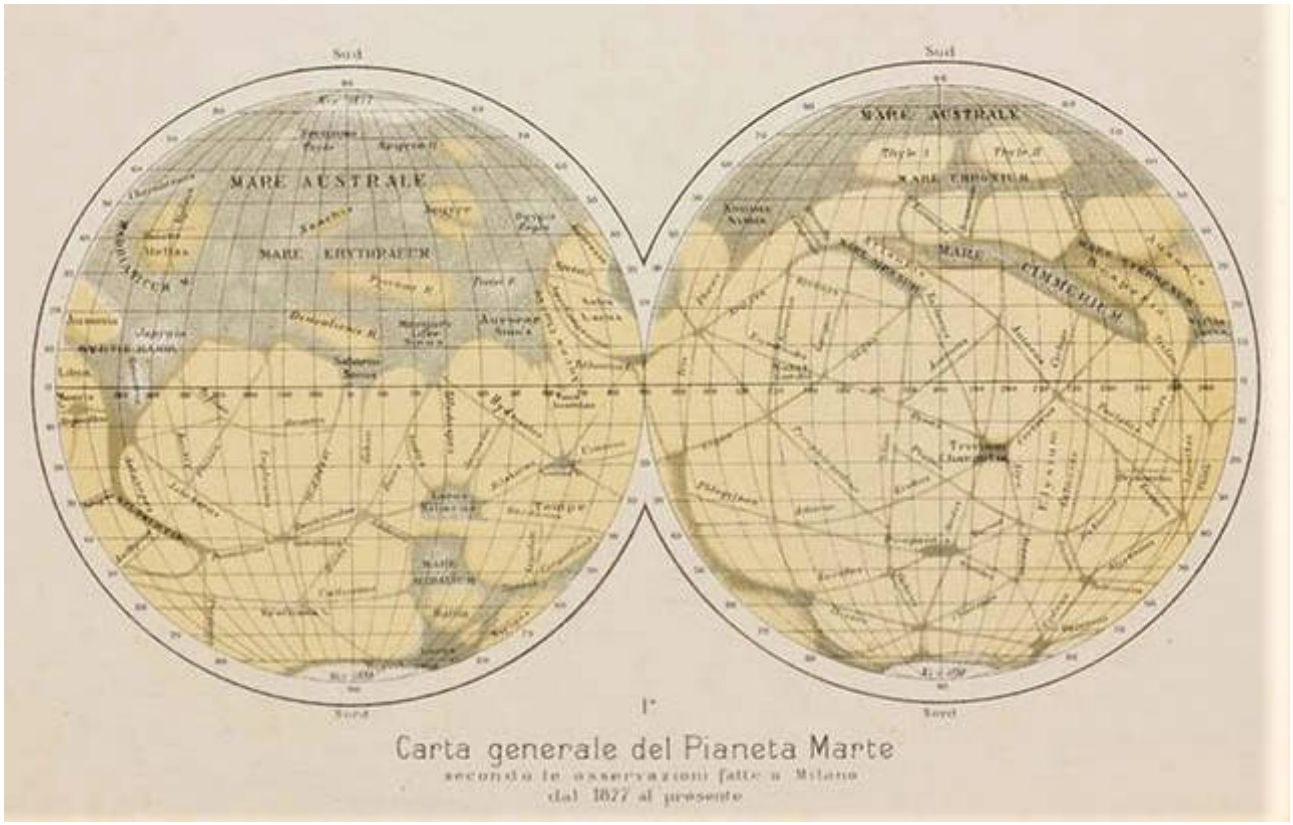


FIGURE 1.2 – Nomenclature et cartographie de la surface de Mars par Schiaparelli, 1877. La plupart des noms sont encore utilisés aujourd'hui.

Au début du XXe siècle, les techniques d'optique se développent. De nouvelles méthodes d'observation de Mars apparaissent, comme la polarimétrie, la spectroscopie ou encore la photométrie et permettent d'axer la recherche sur l'étude de l'atmosphère martienne en particulier. Les premiers objectifs sont d'en déterminer la température et la composition. Les premières propositions sur la température de surface de Mars date des observations saisonnières de Flaugergues en 1813. Puisque les calottes glaciaires polaires fondent en grande partie durant le printemps martien, cela signifierait que les températures soient plus élevées que sur Terre. Cependant, les conclusions de cette époque se basaient sur l'hypothèse que les glaces étaient exclusivement de la glace d'eau. Il faut attendre 1924 pour avoir deux mesures de cette température. À l'observatoire Lowell de Flagstaff, en Arizona, Menzel et al. (1925) et Coblentz (1925) ont décomposé par radiométrie les radiations émises par Mars en composants spectraux, permettant le calcul de la température de surface par des méthodes analytiques. La même année, à

l'observatoire du mont Wilson, en Californie, Pettit and Nicholson (1925) utilisent un thermocouple associé à un télescope, pour convertir les radiations émises par Mars en signal électrique, puis en température. Ces deux études donnent des résultats très satisfaisants pour les valeurs des températures moyennes (environ -63 °C) et maximales (environ 27 °C) sur Mars, ainsi que pour l'élévation de température au niveau de l'équateur, mais échouent à déterminer des valeurs minimales réalistes telles que l'on peut en retrouver dans des zones très spécifiques, et en particulier la calotte polaire sud (où la température de nuit peut atteindre près de -140 °C). Elles mettent toutefois en évidence deux différences majeures avec la Terre, les températures sont plus basses, et les variations saisonnières ainsi que diurnes/nocturnes, sont beaucoup plus importantes.

Tout au long du XIXe et pendant une bonne partie du XXe siècle, il était admis que l'atmosphère de Mars est certes ténue, mais très similaire à celle de la Terre en terme de composition. En 1894, des observations réalisées à l'observatoire Lick, en Californie, tendent à montrer l'absence de vapeur d'eau en abondance dans l'atmosphère martienne et expliquent que les fameux canaux à la surface de la planète ne sont pas des structures topographiques mais des illusions d'optique (Campbell, 1894). Les résultats ne sont pas pris en compte par la communauté et c'est seulement en 1947 que Gerard Kuiper découvrira par spectroscopie à l'observatoire Yerkes que le CO_2 est un composant majeur de l'atmosphère martienne. Néanmoins, l'abandon total de la piste donnant la vapeur d'eau comme étant majoritaire ne sera réalisé que dans les années 60. Cela fera suite aux premières détections d'eau dans l'atmosphère par Andouin Dollfus et par Spinrad et al. (1963), l'eau n'étant observée qu'à l'état de trace dans l'atmosphère, il devient difficilement concevable que de l'eau liquide puisse être trouvée à la surface. de Vaucouleurs (1954) propose que l'argon et l'azote sont tous deux constituants majoritaires de l'atmosphère martienne et réalise une première estimation de la pression de surface, grandement surestimée due à l'absence de CO_2 dans la composition de l'atmosphère qu'il considère (estimation à environ 85 mbar contre 6 mbar en réalité).

Enfin, le début du XXe siècle est aussi le théâtre d'observations des différents éléments constitutifs de l'atmosphère martienne. En 1924, Eugène Antoniadi décrit des tempêtes de poussière globale qui affecteraient l'ensemble de l'atmosphère martienne. Ce sont ces soulèvements de poussière depuis la surface qui seraient à l'origine des structures changeantes à la surface de Mars, que l'on ne retrouve pas à chaque observation. Le développement de la polarimétrie permet aussi des détections plus précises des nuages. On commence à déterminer une corrélation entre la présence de nuages et certains reliefs à la surface de Mars, faisant le rapprochement avec les nuages orographiques terrestres. La diversité des nuages est aussi supposée par l'observation de structures plus fines, plus étendues durant le matin à l'instar du brouillard. Les pôles sont particulièrement observés et les variations saisonnières des nuages s'y formant sont décrites dès 1961 (Focas, 1961). L'atmosphère de Mars commence donc à être contrainte par de nombreuses observations, mais la plupart de ses caractéristiques sont encore mal connues, voire même totalement erronées et les limitations d'une observation depuis le sol terrestre commencent à être un facteur trop important.

1.1.2 Un voyage à travers l'espace : que l'exploration commence

Durant les années 60, les yeux du grand public sont tournés vers la Lune. En plein cœur de la guerre froide, les États-Unis et l'URSS ont pourtant un second objectif, réussir une première mission en direction de la planète rouge. L'Union soviétique est la première nation à tenter d'envoyer une sonde : en 1960, Marsnik 1 s'envole vers Mars mais n'atteint même pas l'orbite terrestre. Il s'agissait ici de la première sonde du programme Mars, qui enverra un total de 10 sondes dans les années 60. Seules Mars 1 en 1963, Zond 2 en 1964 et Zond 3 en 1965 réussiront à se rapprocher de Mars, jusqu'à près de 193 000 km pour Mars 1, mais le contact sera perdu

durant le transit dans chacun des trois cas et aucune donnée ne pourra être récoltée. De leur côté, les américains lancent le projet Mariner pour envoyer des sondes autour des planètes du système solaire les plus proches de la Terre : Mars, Vénus et Mercure. La première tentative en direction de Mars est réalisée par la sonde Mariner 3 en 1963. Ici encore, la mission est un échec. Cette série d'échecs montrera notamment les énormes difficultés à atteindre Mars, notamment dues à la durée du voyage, et provoquera l'apparition de ce que les scientifiques de l'époque appelait de manière informelle la "malédiction martienne". Lors d'un échange entre un journaliste et un responsable de la NASA en 1964, ce dernier évoquera même l'existence d'une *Great Galactic Ghoul*, un monstre fictif censé manger les sondes approchant de Mars, pour justifier de manière comique la non-réussite des missions.

1.1.2.1 Les premières images de proximité : les sondes Mariner

C'est en 1965 que commence donc réellement l'exploration de Mars avec le survol de la planète par la sonde **Mariner 4**, qui ne passera qu'à 9850 km d'altitude de Mars. Celle-ci est notamment constituée d'une caméra de télévision et d'un système de transmission : il s'agit ici des premières images rapprochées d'une autre planète. Au total, 22 images de l'hémisphère sud de la surface martienne seront récupérées. Toutefois, la déception qu'entraînent ces images est grande : aucune trace des fameux canaux, aucune trace de végétation ni même d'océans. Mars ne ressemble en rien à la Terre et semble beaucoup plus similaire à la Lune (Branigan, 1965), avec des plaines désertiques ponctuées de cratères comme illustré sur l'image 1.3. Des mesures de radio occultation sont réalisées pour la première fois et permettent de déterminer un intervalle pour la pression atmosphérique martienne entre 4.1 et 5.7 mb (Kliore et al., 1965), soit bien en deça des estimations réalisées depuis la Terre. Cette mesure de la pression atmosphérique permet par la suite, à partir des travaux sur la pression partielle de CO_2 de Spinrad et al. (1963), de remonter à la part de CO_2 dans l'atmosphère martienne, soit 95%. Il devient alors difficilement envisageable de maintenir l'hypothèse que les glaces observées, notamment dans les calottes polaires, soient constituées d'eau. Leighton and Murray (1966) proposent donc qu'il s'agit de glaces de CO_2 pour expliquer les variations saisonnières, et notamment la disparition des glaces au début du printemps de chaque hémisphère.

Fort de son succès, la NASA enchaîne en 1969 avec deux sondes identiques, **Mariner 5** et **Mariner 6**. Propulsées par un lanceur plus puissant que Mariner 4, les sondes peuvent transporter plus de matériel d'analyse. Les images dans le visible sont cette fois complétées par deux spectromètres, UV et infrarouge, et par un radiomètre infrarouge. L'objectif est clair, tirer une conclusion définitive sur la composition des glaces de la calotte polaire et confirmer la composition de l'atmosphère. Les missions sont un succès discret puisque chacune des sondes parvient à survoler Mars mais seulement quelques jours après les premiers pas de l'homme sur la Lune. Néanmoins, le succès scientifique est conséquent puisque plus de 200 images de la planète Mars sont transmises. La plupart des observations sont encore une fois concentrées sur l'hémisphère sud, mais contiennent cette fois des images de la calotte polaire lorsque les glaces sont encore présentes. À partir des mesures de radiométrie infrarouge, la température des dépôts saisonniers est estimée à 150 K. Étant donné la mesure de pression atmosphérique réalisée quelques années auparavant, cette température correspond à celle d'équilibre du gaz et de la glace de CO_2 (Neugebauer et al., 1969; Neugebauer et al., 1971). La spectroscopie à 3 µm viendra confirmer ce diagnostic, il est maintenant certain que les glaces de la calotte polaire sud sont au moins principalement constituées de CO_2 (Herr and Pimentel, 1979). De la même manière, une étude spectroscopique de la haute atmosphère sera réalisée à 4.3 µm par Herr and Pimentel (1970a) et montrera la présence de nuages de CO_2. On commence à comprendre qu'il existe une dynamique d'une certaine complexité dans l'atmosphère martienne, Leovy and Mintz (1969) décident donc d'adapter un modèle terrestre pour réaliser les premières simulations

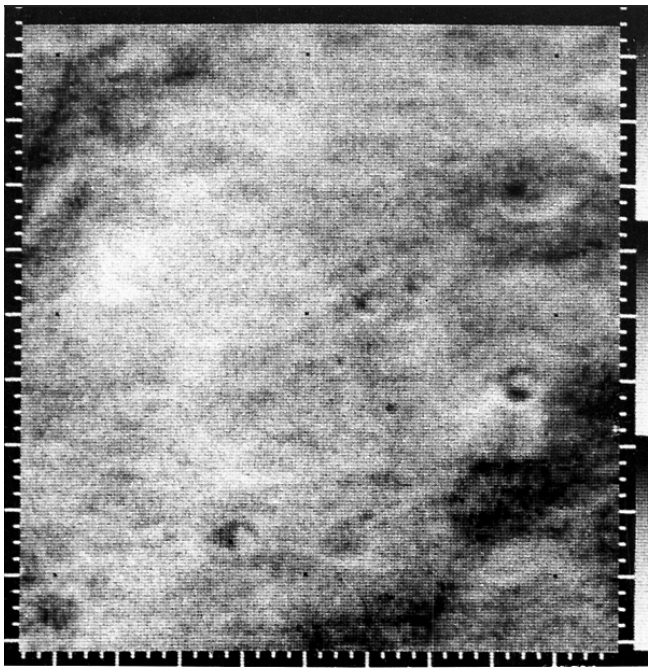


FIGURE 1.3 – Une des premières images de proximité de Mars par la sonde Mariner 4 en 1965. Observation de cratère dans la partie sud de Amazonis Planitia (2°S, 179°W) prise à 14 300 km d'altitude. Crédits : NASA/JPL-Caltech, Mariner 4, frame 05B.

numériques de la circulation atmosphérique sur Mars : il s'agit ici du premier modèle de climat global martien (GCM).

À peine deux ans plus tard, en 1971, c'est de nouveau deux sondes qui sont envoyées vers Mars, **Mariner 8** et **Mariner 9**. L'objectif, cette fois, n'est plus d'avoir des images d'une zone spécifique de Mars par un survol unique de la planète mais bien de mettre la sonde en orbite pour couvrir l'intégralité de Mars. Le lancement de Mariner 8 sera malheureusement un échec et la sonde s'échouera dans l'océan Atlantique, mais Mariner 9 parviendra à s'installer en orbite autour de Mars. La même année, l'Union Soviétique envoie elle aussi deux sondes, Mars 2 et Mars 3 mais les orbiteurs sont accompagnés de landers (ou atterrisseurs en français), il y a donc pour objectif de réussir à atterrir à la surface de Mars pour faire des observations in-situ. L'atterrisseur de Mars 2 s'écrasera à la surface de Mars mais celui de Mars 3 sera le premier appareil à réussir à se poser correctement. Le signal sera quasiment immédiatement perdu mais il s'agit tout de même d'une étape pionnière dans l'exploration de Mars. L'orbiteur de Mars 2 réussit quant à lui à se satelliser lui aussi. Toutefois, en 1971, une tempête de poussière globale, sans doute la plus intense jamais observée pour Mars, couvre la totalité de l'atmosphère martienne. Mariner 9, dont l'objectif est de prendre des images de l'intégralité de la planète, est donc mis en veille le temps de la tempête. Ce n'est pas le cas des sondes soviétiques qui, à défaut de fournir des images de Mars, font les premières mesures de l'atmosphère martienne en temps de tempête de poussière et récoltent des données sur la température de la surface et la pression de l'atmosphère mais aussi sur le contenu en poussière de l'atmosphère et son implication sur les variations d'humidité. Mars 3 fait aussi les premières mesures en radiométrie infrarouge du pôle nord et permet de déterminer ici encore une température de 150 K, température de condensation du CO_2 sous ces conditions atmosphériques : on pense donc à tort que la composition des glaces du pôle nord serait identique à celle du pôle sud.

Le 2 janvier 1972, Mariner 9 est remise en marche pour observer Mars une fois la tempête de poussière terminée. Mars sera cartographiée de long en large par 7329 photographies et amène à une révolution de notre perception de la surface de Mars, tant on découvre des reliefs particuliers et imposants (voir figure 1.4. Les dépôts de poussière permettent de dévoiler que

Nyx Olimpica, nom donné à la structure d'albedo particulière, est en réalité le plus grand volcan du système solaire (et sera par la suite nommé Olympus Mons), avec une altitude au sommet de plus de 25 km et une largeur totale de près de 600 km. On ne découvre pas seulement des monts, mais aussi des canyons et, en particulier, un de 4800 km de long qu'on nomme Valles Marineris, en hommage à la sonde l'ayant découvert.

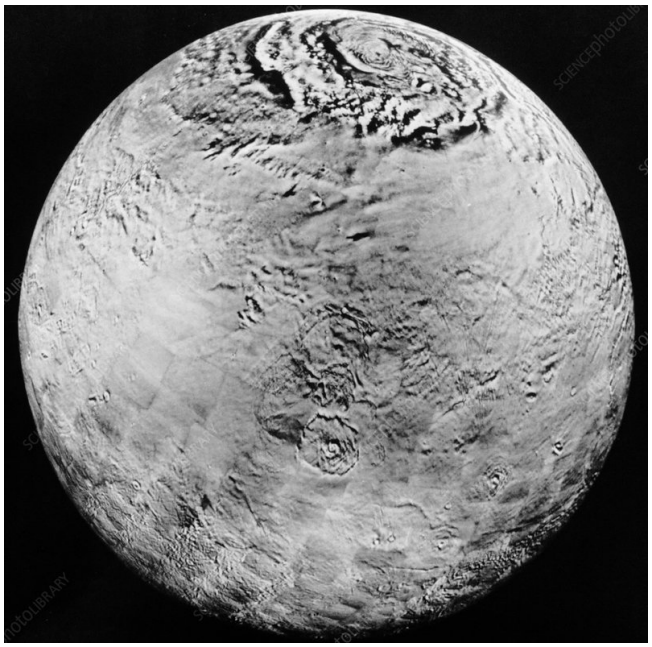


FIGURE 1.4 – Mosaïque d'images de Mars prises par Mariner 9 en 1972 pendant et à la fin du printemps de l'hémisphère nord. L'image est centrée sur le volcan d'Olympus Mons. Les dépôts saisonniers de glace de CO_2 de la calotte polaire nord sont observables au sommet de l'image. Crédits : NASA/JPL-Caltech.

Mais la révolution qu'apporte Mariner 9 ne s'arrête pas là, car sont observés pour la première fois ce qui semble fortement s'apparenter à des lits de rivières asséchées (figure 1.4) : de l'eau liquide a donc sans doute au moins existé par le passé sur Mars (Sagan et al., 1973). De la même manière, l'observation de couches stratifiées tout autour du pôle sud montre que Mars possède une histoire géologique et climatique. La calotte polaire sud est scrutée et on découvre qu'une partie de la glace ne subit pas de variations saisonnières mais est permanente (Paige et al., 1990). Mariner 9 apporte aussi une très grande quantité d'informations sur l'activité actuelle de l'atmosphère martienne, à la fois dans le visible, l'infrarouge thermique (spectromètre à interféromètre infrarouge IRIS), l'ultraviolet (spectromètre ultraviolet UVS) et par radio-occultation. En découlent des conclusions sur la quantité exacte de vapeur d'eau dans l'atmosphère, la composition minérale de la poussière martienne ou encore l'observation de nuages de glace d'eau. Mariner 9 sera donc un tournant de notre compréhension de Mars mais sera aussi un tournant historique de la rivalité entre les États-Unis et l'Union Soviétique. Les deux orbiteurs (Mars 4 et 5) et les deux atterrisseurs (Mars 6 et 7), envoyés par la suite pour faire face au succès de Mariner 9, seront tous des échecs plus ou moins retentissants. Seul Mars 5 parviendra à fournir quelques données mais ne tiendra en orbite autour de Mars que 20 jours, contre 349 pour Mariner 9. Dès lors, il est décidé d'abandonner l'exploration martienne côté soviétique. Ces derniers se consacreront plutôt à l'étude de Vénus par la suite, avec un succès bien plus important.

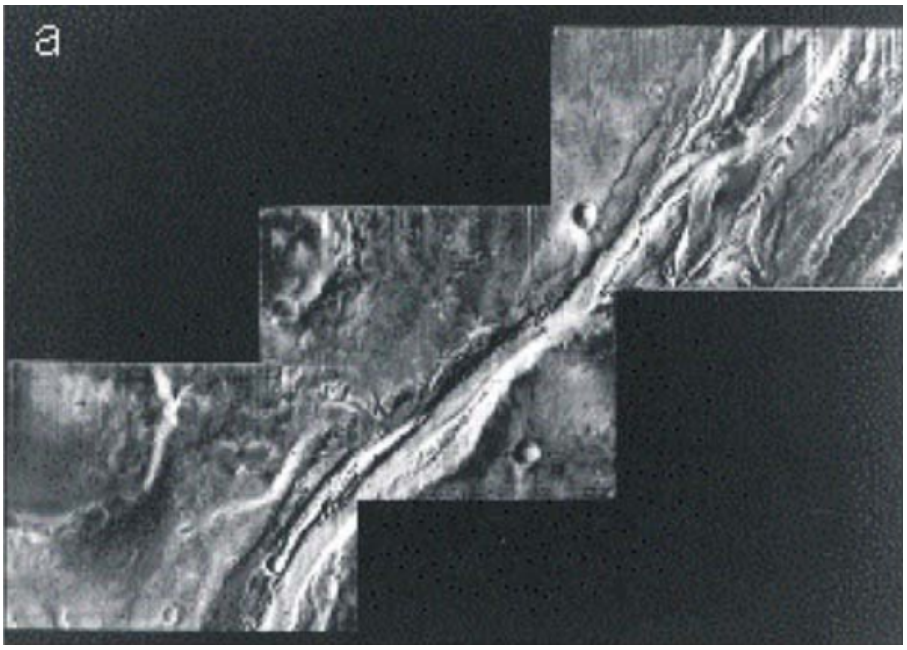


FIGURE 1.5 – Mosaïque d'images de Mariner 9 du canal Amazonia-Memnonia de 120 km de long (centrée en 7°S, 151°W). Premières observations prouvant l'existence passée d'eau liquide sur Mars. Crédits : Sagan et al. (1973)

1.1.2.2 Objectif atterrissage : les missions Viking

Maintenant qu'il existe des milliers d'images de Mars depuis son orbite, et inspirée de l'atterrissage réussi de la mission soviétique Mars 3, la NASA veut dorénavant poser un appareil à la surface de Mars pour pouvoir faire des mesures directes depuis la planète. L'objectif est à la fois d'obtenir les premières images de Mars depuis son sol, mais aussi d'étudier la chimie du sol martien, pour éventuellement remonter à des traces de vie. C'est dans cette optique que sont envoyées les 20 août et 9 septembre 1975 deux sondes de type Mariner avec à leur bord des modules prévus pour un atterrissage : il s'agit respectivement des missions **Viking 1** et **Viking 2**. Une fois les sondes en orbite autour de Mars, une reconnaissance des sites prévus pour l'atterrissage de chacun des atterrisseurs est effectuée. Chacun d'entre eux est ensuite largué, le 20 juillet 1976 dans la plaine de Chryse Planitia pour Viking 1, le 3 septembre 1976 dans la plaine d'Utopia Planitia pour Viking 2 : les deux atterrissages sont des succès. Directement, on obtient les premiers clichés du paysage martien depuis son propre sol : un ciel jaunâtre couvrant un environnement désertique dans les tons orangés où sont parsemées des roches à l'allure volcanique (voir figure 1.6). On sait désormais ce que l'on voit lorsque l'on est sur Mars ! Mais l'objectif principal des missions Viking n'est pas encore atteint, et les mesures en quête de traces de vie commencent. La conclusion sera catégorique, aucun résultat ne peut servir ne serait-ce que d'indices pour ouvrir une piste de présence de vie sur Mars (Klein et al., 1976).

Les missions Viking sont bien loin d'être un échec. Pendant près de trois années martiennes, des mesures quotidiennes de la pression atmosphérique, de la température mais aussi de l'intensité et de la vitesse du vent sont réalisées, fournissant un jeu de données météorologiques considérable, toujours utilisé à ce jour comme observations de référence pour faire tourner des modèles de climat martien. Les instruments de chacun des atterrisseurs permettent une étude de la composition de l'atmosphère, mais surtout du sol de Mars où on découvre une activité chimique. Le positionnement de Viking 2 lui permet d'être témoin des variations saisonnières des glaces de la calotte polaire nord et de l'apparition du premier givre (voir figure 1.7) pendant l'hiver de l'hémisphère nord, dont Svitek and Murray (1990) montrera qu'il s'agit de glace

FIGURE 1.6 – Première image couleur du panorama martien transmise par Viking 1 le jour suivant son atterrissage, le 21 juillet 1976. Crédits : NASA/JPL-Caltech.

d'eau.

Les atterrisseurs Viking fournissent une énorme quantité de données, mais les orbiteurs eux aussi continuent d'opérer pendant la durée de la mission et apportent de nouvelles données sur l'atmosphère martienne. Ces derniers sont notamment dotés d'un instrument conçu pour la détection et la cartographie de la vapeur d'eau via sa bande d'absorption caractéristique à 1.4 µm, le Mars Atmospheric Water Detectors (MAWD), qui déterminera l'évolution saisonnière de la proportion d'eau dans l'atmosphère martienne (les orbiteurs ayant fourni des données pendant près d'une année martienne) et révèle l'existence d'un cycle de l'eau. L'IRTM (Infrared Thermal Mappers) permettra de dresser une cartographie plus précise de l'albedo de la surface de Mars sur l'intégralité de la planète, mais aussi de suivre la température et inertie thermique de surface. L'utilisation combinée de ces deux instruments permet de faire une distinction claire de composition entre les calottes polaires nord et sud : la calotte polaire nord est constituée de glaces d'eau, la calotte polaire sud est constituée de glaces de CO_2. On obtient aussi plus d'informations sur les contraintes de formation et de disparition des dépôts saisonniers dans les calottes. Le retrait des dépôts de la calotte nord se font de manière concentrique (James, 1979), tandis que celui des dépôts de la calotte sud est totalement asymétrique (James et al., 1979).

1.1.2.3 L'ère de MGS, Mars Pathfinder et Mars Odyssey

Suite au succès du programme Viking, il faudra attendre plusieurs années avant qu'une nouvelle mission n'apporte des résultats aussi considérables. En 1988, l'Union Soviétique lance un nouveau programme d'étude d'une des lunes de Mars, le projet Phobos. Phobos 1 et Phobos 2 sont toutes deux envoyées en direction de l'orbite martienne en 1988, d'où elles sont censées larguer les atterrisseurs vers Phobos. Phobos 1 ne parvient pas jusqu'à Mars, le contact est perdu durant le trajet. Phobos 2 parvient, quant à elle, à atteindre l'orbite martienne mais le contact est de nouveau perdu au moment de la libération des atterrisseurs. Il est donc impossible d'obtenir suffisamment d'informations pour déterminer comme espéré si Phobos est un astéroïde capturé par l'attraction martienne ou bien s'il s'agit d'un fragment de la planète. À

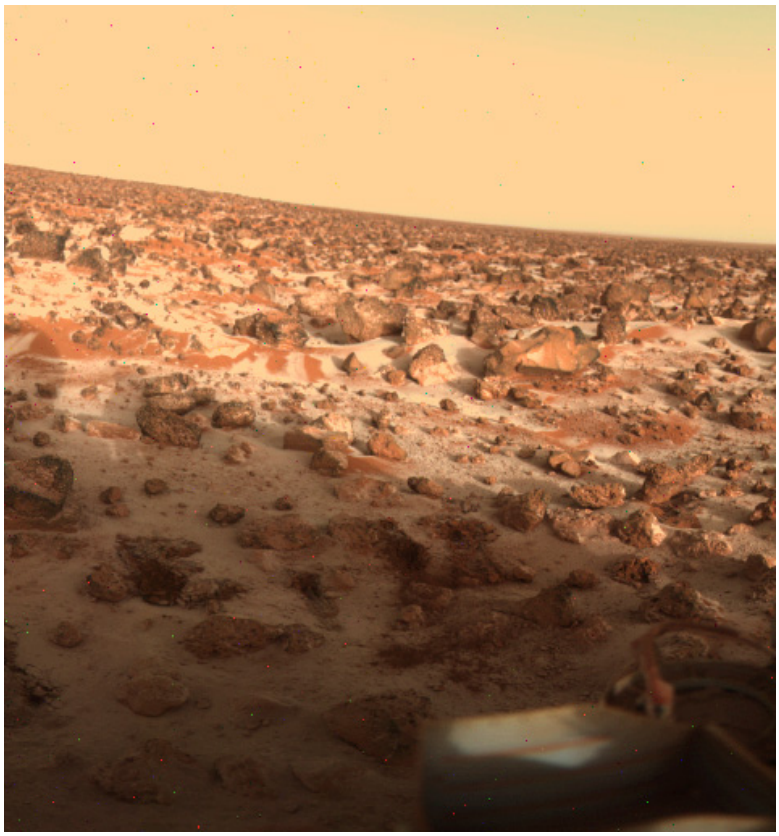


FIGURE 1.7 – Image de viking réalisée le 18 mai 1979 montrant une fine couche de givre à la surface de Mars au niveau d'Utopia Planitia (44°N, 118°E). L'inclinaison de l'image vient du positionnement de l'atterrisseur dont un pied est posé sur un caillou. La vue est orientée sud sud-ouest. Crédits : NASA/JPL-Caltech.

noter néanmoins que durant la phase d'opération de la sonde en orbite martienne, l'instrument ISM, un imageur multispectral, apportera des données sur la composition minéralogique de Phobos. Le fonctionnement correct de l'ISM sera la source de la conception de l'instrument OMEGA, quelques années plus tard. Les Américains connaissent également des déboires dans la poursuite de l'exploration martienne. En 1992, ils lancent la sonde Mars Observer, dont l'objectif est de faire une étude complète de l'atmosphère, de la surface et du climat de Mars par l'utilisation d'instruments spécialisés. Le contact avec la sonde est perdu en 1993 et entame un changement de stratégie drastique du côté de la NASA : plutôt que de faire des missions rares et extrêmement coûteuses, il serait plus facile de faire des missions plus légères mais plus fréquentes.

C'est dans ce contexte que décollent **Mars Global Surveyor** (MGS) et **Mars Pathfinder** en 1996. MGS atteint l'orbite martienne en 1997. Les objectifs de la sonde en elle-même sont orientés vers l'étude du champ de gravité de Mars, son champ magnétique et ses anomalies, la composition du sol mais aussi une première tentative d'étude de la topographie de la planète. Pour répondre à chacun de ces objectifs, la sonde transporte de nombreux instruments dont certains ont apporté des jeux de données encore référence dans leur domaine aujourd'hui et dont nous nous servirons dans cette thèse. Le Mars Orbiter Laser Altimeter (MOLA) est un altimètre laser dont nous décrivons le fonctionnement plus en détail par la suite (chapitre 3), mais pour lequel il faut mentionner qu'il a permis de dessiner une carte de la topographie martienne (voir figure 1.8) avec une résolution de 1/64° en longitude et 1/32° en latitude (Smith et al., 2001a). En simultané, la Mars Orbiter Camera (MOC) a réalisé des clichés haute résolution (jusqu'à 1 m par pixel) dans le visible de Mars (voir figure 1.9). La sonde MGS suivant une orbite

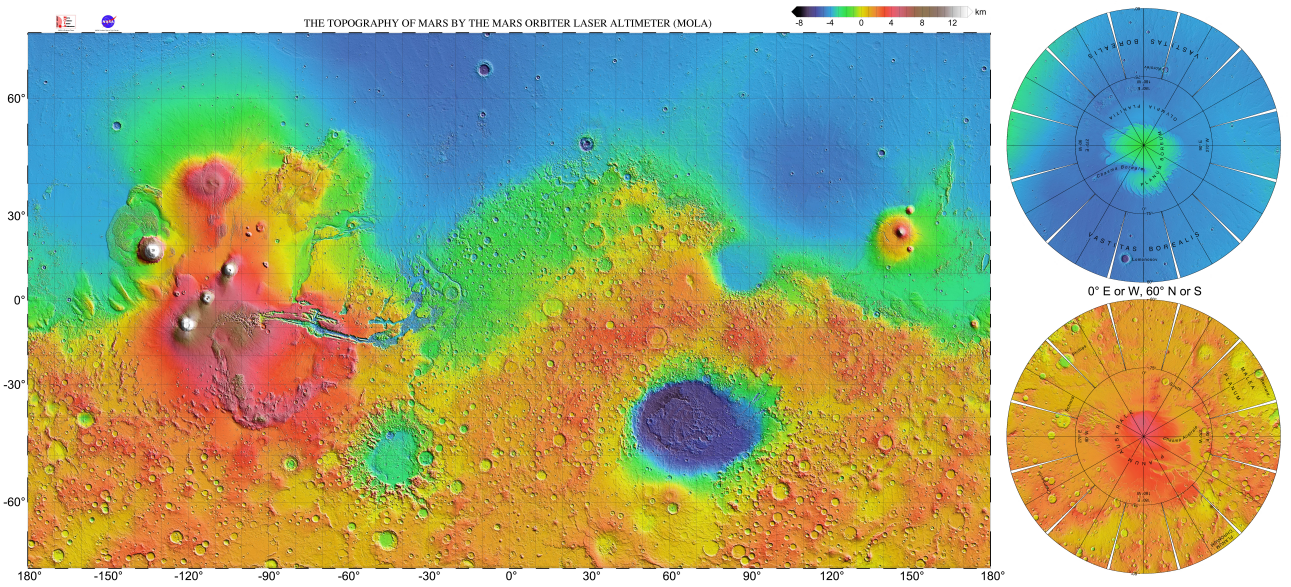


FIGURE 1.8 – Carte haute résolution de la topographie martienne telle que déterminée par MOLA. Les latitudes comprises entre 70°N et 70°S sont montrées selon une projection mercator, les pôles sont montrés selon une projection de type Lambert. Crédits : NASA/JPL-Caltech/USGS.

polaire, l'étude des calottes polaires est grandement facilitée (Benson and James, 2005; James and Cantor, 2001). Un atout majeur de la mission MGS est aussi la complémentarité des observations des différents instruments. Le Thermal Emission Spectrometer (TES) permet de déterminer la composition d'un élément à la surface de Mars par mesure de la température de brillance (Kieffer and Titus, 2001), ce qui a, par exemple, permis d'étudier le givre saisonnier des pôles et l'évolution de leur constitution (Smith et al., 2001b). Ces trois instruments sont d'autant plus complémentaires pour l'observation des cycles d'aérosols dans l'atmosphère martienne. En effet, des structures atmosphériques, dont des nuages, ont été observées par chacune des trois méthodes sur la même période. MOLA a démontré qu'il existait des nuages de type réfléchissant et absorbant dans la basse atmosphère martienne (Neumann et al., 2003), pouvant être constitués de glace d'eau ou de glace de CO_2 (Ivanov and Muhleman, 2001). MOC (Wang and Ingersoll, 2002) et TES (Hale et al., 2011) ont fourni certaines des premières observations pour plusieurs phénomènes atmosphériques récurrents comme la ceinture tropicale nuageuse, mais aussi une base de données des observations d'évènements poussiéreux pendant près de deux années martiennes (Battalio and Wang, 2020). La complémentarité de ces trois jeux de données sera un point clé de notre étude au chapitre 3.

Le 4 juillet 1997, la sonde **Mars Pathfinder** atteint la surface de Mars, plus précisément au niveau de la vallée Ares Vallis, dans la plaine de Chryse Planitia. Le projet est extrêmement novateur, puisqu'il consiste en l'installation d'une station fixe d'où pourra être mis en place un rover, la première unité mobile sur Mars. Du nom de Sojourner, le robot parcourt un total d'environ 100 m sur la surface martienne en procédant à des analyses chimiques d'échantillon du sol, pendant que la station fixe procède à des mesures climatologiques. L'exploit demeure cependant davantage technologique que scientifique, puisque le APXS (Alpha Particles X-Ray Spectrometer), c'est-à-dire l'instrument d'analyse, ne sonde le sol que sur une profondeur de quelques microns. Les échantillons de sol contiennent donc à la fois de la roche, mais aussi de la poussière et aucune conclusion ne peut être tirée sur les compositions. Cela permettra néanmoins d'ajouter un système de brosse pour enlever la poussière des échantillons pour les missions suivantes. L'avancée est aussi médiatique, l'exploration martienne s'ouvre encore davantage au grand public puisque les observations du rover peuvent être suivies directement

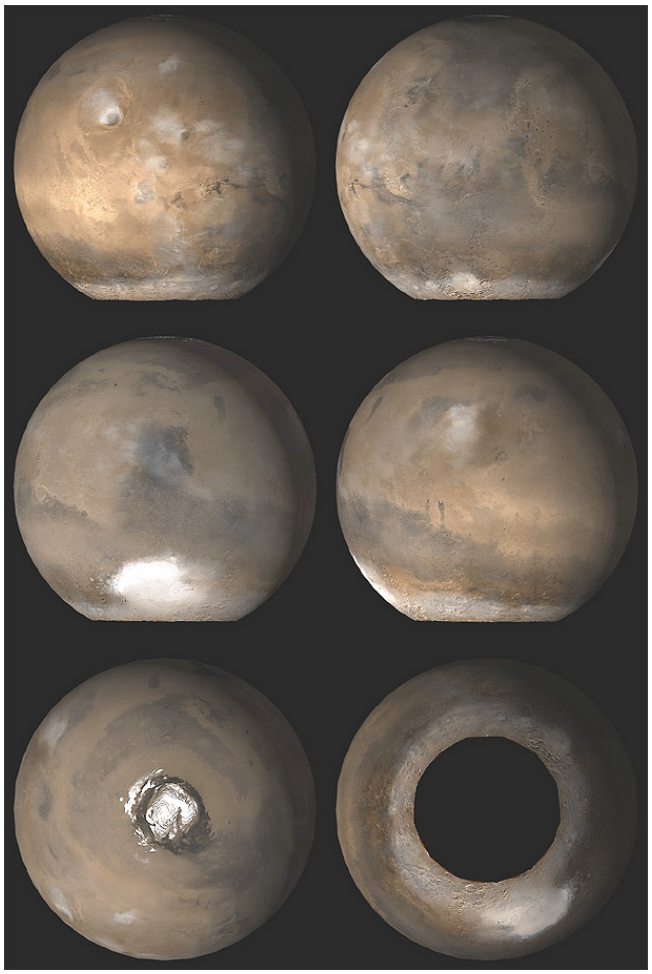


FIGURE 1.9 – Images de Mars par la Mars Orbiter Camera à L_s 121° par composition des images obtenues dans les longueurs d'onde bleu et rouge. La zone noire au niveau du pôle sud montre qu'à cette période de l'année, ce dernier n'est pas observable car par illuminé par le rayonnement solaire (hiver de l'hémisphère sud). Crédits : NASA/JPL/Malin Space Science Systems.

en ligne.

Après de multiples échecs en 1999, la NASA renoue avec le succès en 2001, par l'envoi de la sonde **Mars Odyssey**, dont les deux objectifs principaux sont de déterminer la composition chimique de la surface sur quelques mètres de profondeur et de compléter les observations de TES, pour dresser une cartographie complète de la géologie martienne. Chacun de ces deux buts est atteint, les spectromètres Gamma et à neutrons GRS (Gamma Ray Spectrometer) permettent notamment de déterminer la présence d'eau sous forme glacée sous la surface de Mars dans les régions de hautes latitudes, soit au delà de 60° (Feldman et al., 2004). Il est aussi possible, pour la première fois, d'estimer l'épaisseur des dépôts saisonniers des calottes polaires (Litvak et al., 2005). La caméra infrarouge THEMIS (Thermal Emission Imaging System) assure le rôle de spectro-imageur à haute résolution (environ 100 m par pixel) et donne effectivement des observations très complémentaires de celles de TES. La sonde a atteint l'orbite martienne le 24 octobre 2001 mais est toujours active à ce jour. Cela représente le record de longévité d'une sonde, mais est surtout extrêmement utile pour la détermination des sites d'étude des missions plus récentes, tout en servant de relais pour les atterrisseurs et rovers à la surface de Mars.

1.1.2.4 L'ESA entre dans la danse : Mars Express

En 2003, c'est au tour de l'Agence Spatiale Européenne (ESA) de commencer son exploration de Mars. La mission est préparée en un temps record pour profiter d'une fenêtre de tir spécifique, ce qui lui donnera son nom : **Mars Express**. L'objectif de la mission est cette fois complètement orientée vers l'étude de la composition des différents éléments constitutifs de Mars, son sous-sol, sa surface, son atmosphère. Pour cela, la sonde est à la fois constituée d'un orbiteur et d'un atterrisseur. Le contact avec l'atterrisseur sera malheureusement perdu mais les 7 instruments embarqués à bord de l'orbiteur feront de la mission un véritable succès.

MARSIS (Mars Advanced Radar for Subsurface and Ionosphere Sounding) est la première utilisation des méthodes radar depuis l'orbite martienne. Là où Mars Odyssey avait permis d'estimer l'épaisseur des dépôts saisonniers des calottes polaires, MARSIS permet dorénavant d'avoir une information sur l'épaisseur de la partie permanente de ces calottes (Plaut et al., 2007). Mouginot et al. (2010) dressent une carte de réflectivité de la surface de Mars. Le potentiel diélectrique, calculé depuis les mesures de MARSIS, permet de remonter à la composition des matériaux jusqu'à quelques décamètres sous la surface. Cela leur donne notamment l'occasion de déterminer la présence d'une couche de glace d'eau sous la régolithe, similaire au volume typique d'une calotte polaire, mais à une latitude bien plus faible d'environ 50-60°. La sonde est encore en service de nos jours et continue de fournir des résultats majeurs. En 2018, elle permet notamment de déterminer qu'il pourrait y avoir un lac d'eau liquide en sous-sol, sous la partie permanente de la calotte polaire sud (Orosei et al., 2018). Des avancées majeures sont réalisées dans l'étude de la composition minéralogique du sol martien grâce à l'imageur spectral OMEGA (Observatoire de la Minéralogie, de l'Eau, des Glaces et de l'Atmosphère). Bibring et al. (2006) détermine la présence de phyllosilicates et de sulfates à la surface de Mars, témoins de différentes ères dans l'histoire géologique de Mars, mais surtout de la présence passée d'eau liquide, les phyllosilicates se formant par altération aqueuse de la roche. OMEGA est capable de sonder la composition de la surface sur plusieurs mètres, ce qui permet de revoir la compréhension de la composition de la calotte polaire sud. Il était admis que la calotte polaire sud était constituée principalement de glace de CO_2, à l'inverse de la calotte polaire nord constituée de glace d'eau ; il s'avère que la calotte polaire sud est en fait constituée elle aussi de glace d'eau, recouverte d'une couche d'environ 10 m d'épaisseur de glace de CO_2 (Bibring et al., 2004). Enfin, le spectromètre SPICAM (Spectroscopy for Investigation of Characteristics of the Atmosphere of Mars) permet l'étude précise de l'atmosphère martienne et en particulier de l'évolution des différents constituants dans chacune des couches. Des profils verticaux sont dressés pour l'ozone (Lebonnois et al., 2006) et la vapeur d'eau (Fedorova et al., 2006), ce qui amène aux premières observations de la mésosphère martienne entre 70 et 130 km d'altitude (Montmessin et al., 2017).

1.1.2.5 Les rovers s'enchaînent : les Mars Exploration Rovers

En 2003, année de lancement de Mars Express, la NASA lance le programme Mars Exploration Rover, dans la continuité du succès de Sojourner, en envoyant deux nouveaux rovers à destination de Mars : **Opportunity** et **Spirit**. La sonde atteint l'orbite martienne en 2004 et, le 3 janvier dans le cratère Gusev pour Spirit, le 25 janvier de l'autre côté de la planète dans la plaine de Meridiani pour Opportunity, les rovers atteignent la surface. L'objectif est similaire à celui de Mars Pathfinder, les unités mobiles doivent parcourir de la distance au sol en analysant des échantillons de roche. Une fois encore, les performances des instruments iront bien au-delà des espérances initiales du projet : là ou il était prévu que les rovers ne puissent fonctionner de manière optimale que pendant 90 jours, ces derniers ont été fonctionnels pendant de nombreuses années. Le contact avec Spirit a été perdu en Mars 2010 après près de 7.5 km parcourus sur Mars. De son côté, Opportunity fonctionnera jusqu'en juin 2018, où la NASA décidera de

le mettre en veille le temps d'une tempête de poussière globale. Malheureusement, le contact ne pourra jamais être renoué avec le sonder, signant la fin officielle de la mission en février 2019. Opportunity aura parcouru un total d'environ 45.2 km, durant lesquels il aura traversé de nombreux cratères dont les remparts sont d'une importance remarquable pour l'analyse des ères géologiques de Mars. Les résultats d'analyse des roches permettent de conclure sur le passé aqueux de Mars (Elwood Madden et al., 2004). L'exploit est aussi technologique, les rovers ont été en mesure de franchir des reliefs imposants, et les clichés de panorama obtenus depuis la surface de Mars forment une impressionnante collection.

1.1.2.6 Les dernières missions pré-2010 : MRO et Phoenix

Dans la logique de missions moins lourdes mais plus fréquentes et plus spécialisées de la NASA, il était nécessaire d'envoyer une sonde en orbite de Mars dont les instruments donneraient des informations complémentaires à celles obtenues par Mars Express. C'est pourquoi la sonde **Mars Reconnaissance Orbiter** (MRO) est envoyée en direction de Mars en 2006. Les instruments sont donc inspirés de leur précedesseur dans chacun des domaines : le spectro-imageur CRISM (Compact Reconnaissance Imaging Spectrometer for Mars) travaille sur la même gamme de longueurs d'onde que OMEGA mais avec une résolution de seulement 18 m par pixel, le radar SHARAD (Mars Shallow Radar Sounder) a lui aussi une résolution verticale et horizontale plus fine que MARSIS (cependant il ne peut sonder qu'à une profondeur moins importante que MARSIS). Cette résolution améliorée permettra notamment d'étudier la stratification des calottes polaires, jusqu'ici observée sur leurs flancs, mais dont on observe dorénavant qu'elle continue au sein même de la partie permanente calotte, ce qui amène à confirmer certains scénarios de formation de celle-ci (Smith and Holt, 2010). La caméra HiRISE (High Resolution Imaging Science Experiment) prend les clichés de Mars ayant la meilleure résolution jusqu'alors, environ 25 cm par pixel. Une telle précision est un atout majeur pour l'étude détaillée des phénomènes saisonniers, et notamment ceux des calottes polaires (Hansen et al., 2010). Le Mars Climate Sounder (MCS) permet de dresser des profils verticaux de poussière en différents points et différents temps. C'est notamment la première fois que l'on observe l'existence de couches détachées dans l'atmosphère, une avancée importante pour la compréhension du cycle des poussières. Mais c'est surtout les observations de la caméra MARCI (Mars Color Imager), successeuse de MOC, qui nous intéresseront par la suite dans notre étude, puisque celle-ci a été en mesure de cartographier des nuages de glaces d'eau (Wolff et al., 2019a) et de poussière (Wolff et al., 2010). C'est également la première fois qu'un instrument fournit des images en couleur des étapes de formation et d'évolution d'une tempête globale, et plus spécifiquement de la tempête globale de 2018 (voir figure 1.10).

Le rover **Phoenix** atteint la surface martienne le 26 mai 2008. Là où l'objectif du rover est le même que celui de ces prédécesseurs, c'est-à-dire l'analyse d'échantillons prélevés au sol, sa grande spécificité réside dans son lieu d'atterrissage. Il est le premier rover à se poser au delà du cercle arctique, à 68°N, pour déterminer la composition exacte de la glace d'eau se formant dans la région polaire nord, l'objectif implicite étant de déterminer l'éventuelle habitabilité de la région. L'échantillonnage amène rapidement les premiers résultats, et en particulier la présence d'eau liquide dans la région polaire, à seulement quelques mètres de profondeur. Phoenix est aussi une avancée technologique importante car, là où les missions d'atterrissage précédentes étaient généralement constituées d'une unité fixe pour les relevés météorologiques et d'un rover pour les analyses minéralogiques, ce dernier est doté de nombreux instruments de mesure. Phoenix représente donc une station météorologique mobile, capable de mesurer le pH du sol mais aussi la pression et la température de l'atmosphère, ce qui permettra d'observer une intensification de la couverture nuageuse au début de l'automne de l'hémisphère nord.

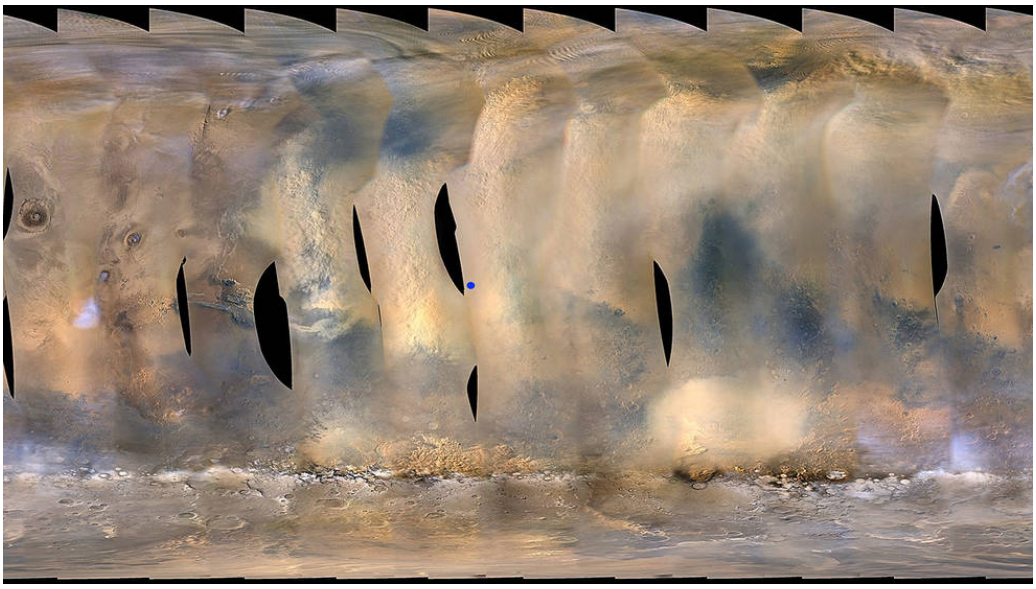


FIGURE 1.10 – Étapes de formation de la tempête de poussière globale de 2018 capturée par la caméra MARCI à bord de Mars Reconnaissance Orbiter. La première image date du 6 juin 2018. Le point bleu représente la position approximative de Opportunity, mis en veille le temps de la tempête de poussière. Crédits : NASA/JPL-Caltech/MSSS.

1.1.3 Depuis 2010 : Projets en cours et à venir

1.1.3.1 Les missions américaines

La NASA continue l'optimisation des rovers qu'elle envoie en direction de la surface martienne. Phoenix a ouvert la voie des rovers dotés de station météorologique, il devient donc envisageable de faire des rovers encore plus lourds mais transportant d'avantage d'instruments d'analyse. L'agence américaine développe donc **Curiosity**, rover transporté par la sonde MSL (Mars Science Laboratory), lancé le 26 novembre 2011 et déposé dans le cratère de Gale le 6 aout 2012. L'expérience des précédents rovers a aussi montré les limitations d'un fonctionnement par énergie solaire, empêchant l'exploration de nuit, mais étant surtout extrêmement sensible aux tempêtes de poussière : Curiosity est donc pourvu de son propre générateur thermoélectrique. L'objectif de la mission reste dans la lignée des précédentes, on continue d'analyser de nouvelles parcelles de la surface martienne pour y déceler d'éventuelles traces d'une vie passée, tout en effectuant des mesures météorologiques. La portée d'action de Curiosity est décuplée par rapport aux rovers précédents, grâce à l'ajout d'un système d'analyse de composition des roches par laser. Le rover est encore fonctionnel de nos jours, mais a déjà permis des études de composition isotopique des gaz sur Mars (Mahaffy et al., 2013) ainsi que de l'environnement radiatif Hassler et al. (2014) par mesure des taux de particules énergétiques par l'instrument RAD (Radiation Assessment Detector).

L'étude de la surface de Mars n'est pas la seule préoccupation de la NASA, qui veut dorénavant comprendre le phénomène d'échappement de l'atmosphère. La sonde **MAVEN** (Mars Atmosphere and Volatile EvolutioN) s'envole donc le 18 novembre 2013 avec à son bord, entre autres instruments, un spectromètre de masse, le NGIMS (Neutral Gas and Ion Mass Spectrometer), qui va pouvoir suivre la densité de chacun des composants de la haute atmosphère martienne. C'est un succès, notre compréhension de l'histoire de Mars est remodelée par l'étude des interactions entre les vents solaires et l'atmosphère martienne (Jakosky et al., 2015).

Par la suite, l'agence américaine veut aussi développer une mission exclusivement dédiée à l'étude de la structure interne de Mars. En se basant sur les études de séismologie sur Terre, elle décide de lancer la mission **InSight** (Interior Exploration using Seismic Investigations, Geodesy and Heat Transport), qui s'envole pour Mars le 5 mai 2018 et arrive le 26 novembre de la même année. La mission n'est pas seulement d'une importance cruciale pour les États-Unis, puisqu'il s'agit d'une collaboration avec la France et l'Allemagne. L'équipe française est notamment responsable du développement du sismomètre SEIS (Seismic Experiment for Interior Structure) dont le fonctionnement a débuté le 2 février 2019. L'objectif de SEIS est pleinement atteint car les premiers "tremblements de Mars" sont rapidement détectés et deviennent un sujet d'étude important. De son côté, l'équipe allemande est responsable de l'instrument HP3, capable de pénétrer le sol martien pour mesurer le flux de chaleur s'échappant de la planète. Malheureusement, le forage ne se passe pas comme prévu, et creuser dans le sol martien s'avère bien plus compliqué qu'escompté. Après de multiples tentatives de sauvetage par la pelle se situant au bout du bras robotique, afin de faciliter le passage de la sonde, le 9 janvier 2021 la NASA annonce la fin de la mission pour HP3. Bien que la mission de HP3 elle-même soit un échec, elle renseigne quand même sur la différence entre le sol théorique qui avait été imaginé à partir des missions précédentes, et le sol effectivement rencontré sous InSight. La mission InSight est, quant à elle, un véritable succès et continue encore aujourd'hui à fournir des résultats. En décembre 2021, SEIS détecte notamment les premières ondes de surface causées par un impact météoritique (Kim et al., 2022).

En 2020, la NASA complète sa collection de rovers à la surface de Mars par la mission **Mars2020**. Le rover **Perseverance**, copie conforme de Curiosity, s'envole pour Mars le 30 mars 2020 et atterrit le 18 février 2021 dans le cratère Jezero, site d'un ancien lac où peut toujours être observé le delta d'anciennes rivières. L'emplacement initial du rover est censé correspondre à une zone où la vie a eu le plus de chances de se développer par le passé. Les mesures réalisées par le rover durant sa mission sont similaires à celles des rovers précédents, mais cette fois l'objectif est de préparer des échantillons qui pourront être rapportés sur Terre par la suite. En tout, environ une quarantaine de carottes de sol martien doivent être prélevées par le rover puis déposées à des sites précis pour être récupérées par une mission future. La NASA profite également de cette mission pour tester de nouvelles technologies. Le rover est accompagné d'Ingenuity, un petit hélicoptère testant la capacité d'un engin aérien à se déplacer dans l'atmophère martienne, et de MOXIE, un instrument de production d'oxygène à partir des gaz constitutifs de l'atmosphère martienne.

1.1.3.2 TGO et Exomars : une collaboration Europe-Russie en deux temps

À une époque où seuls les Américains sont parvenus à déployer des rovers à la surface de Mars, l'ESA et l'agence spatiale russe décident d'une mission commune en deux temps, pour enfin réussir à déposer à leur tour une unité mobile : ainsi nait le programme **Exomars**. La première partie de l'opération, **Exomars 2016**, est constituée d'une sonde devant se maintenir dans l'orbite martienne, TGO (Trace Gas Orbiter) et d'un module d'atterrissage EDM (Entry, Descent and Landing Demonstrator). L'objectif de ce module est de réaliser un atterrissage réussi afin de préparer celui d'un rover lors de la deuxième partie de la mission quelques années plus tard. La sonde atteint Mars le 19 octobre 2016. De là, TGO parvient à s'insérer dans l'orbite martienne sans encombre. Le déploiement de EDM est toutefois un échec cuisant. Le signal est perdu avec le module durant sa phase descendante, et on découvre par la suite qu'il s'est écrasé à la surface de Mars, détruisant les instruments que la plate-forme Schiaparelli qui l'accompagnait transportait. C'est un cruel rappel que les procédures d'atterrissage sont loin d'être triviales, mais les données enregistrées pendant la descente ont un intérêt crucial

pour comprendre l'origine de cet échec et les corrections à apporter avant la deuxième phase, initialement prévue pour 2018.

Exomars 2016 n'est pas un échec complet pour autant. En effet, TGO a comme objectif, comme son nom l'indique, d'étudier spécifiquement les gaz traces dans l'atmosphère martienne. L'instrument ACS (Atmospheric Chemistry Suite) est composé de trois spectromètres infrarouge, dans le proche infrarouge, l'infrarouge moyen et l'infrarouge thermique. En France, les équipes du LATMOS et du LMD ont travaillé en très étroite collaboration sur l'analyse de ces données et sur leur complémentarité avec les données de MCS embarqué sur MRO, afin d'en préparer l'implémentation dans le modèle du LMD de climat martien. L'étude des gaz traces ouvrira la grande problématique du méthane sur Mars. Là où Curiosity avait détecté du méthane dans l'atmosphère martienne (Mumma et al., 2009), dont l'origine aurait pu impliquer de la matière organique, et où les mesures de Mars Express autour de Curiosity dans le cratère de Gale avaient confirmé les mesures (Giuranna et al., 2019), les relevés de TGO n'en révèlent pas la moindre trace (Korablev et al., 2019). À ce jour, les discussions sont encore totalement ouvertes à ce sujet et constituent un des points majeurs de l'étude de la composition de l'atmosphère martienne.

La deuxième partie de la mission était à l'origine prévue pour décoller en 2018. Cependant, devant l'envergure du projet et l'énorme budget alloué par les deux agences, les équipes techniques ont déterminé en mai 2016 que l'intégralité des instruments ne serait pas prête à temps. Exomars2018 devient Exomars2020, et le nouveau lancement est prévu pour la fenêtre de tir de juillet 2020. Malheureusement, en juillet 2020, les mesures de fiabilité des parachutes du modèle d'atterrissage ne semblent pas suffisamment satisfaisantes pour procéder à l'envoi de la mission, celle-ci est de nouveau décalée, et Exomars2020 devient Exomars 2022. Coup du sort ou du destin, la situation géopolitique actuelle a provoqué en mars dernier l'arrêt temporaire des collaborations entre l'ESA et l'agence russe Roscomos, arrêt depuis déterminé comme étant définitif en juillet 2022.

1.1.3.3 L'exploration de Mars s'ouvre au monde

Depuis 2010, l'exploration martienne n'est plus le terrain exclusif des agences européennes et américaines. Chaque pays veut montrer sa capacité à placer une sonde en orbite autour de Mars. Le 5 novembre 2013, l'agence spatiale indienne ISRO (Indian Research Space Organisation) lance sa première mission en direction de Mars. L'orbite est atteinte par la sonde **MOM** (Mars Orbiter Mission) avec succès, le 24 septembre 2014. La sonde est dotée de plusieurs instruments d'observation du climat et de la surface de Mars, mais représente surtout une étape clé dans l'histoire des études planétaires indiennes, MOM étant le premier instrument indien à sortir de l'orbite terrestre.

Le 19 juillet 2020, les Émirats Arabes Unis lancent à leur tour une sonde en direction de Mars. Al-Amal, plus souvent appelée **Mars Hope** ou EMM (Emirates Mars Mission), atteint l'orbite martienne le 9 février 2021, faisant du pays la cinquième organisation à réussir cet exploit. Dotée d'une caméra météorologique et de deux spectromètres, l'un dans l'infrarouge et l'autre dans l'UV, l'objectif de la sonde est très clairement orienté vers l'étude de l'atmosphère de Mars, et plus particulièrement les variations journalières et les processus d'échappement ou d'échanges entre couches de l'atmosphère. Au cours de sa première année d'observation, HOPE aura d'ores et déjà permis l'observation d'aurores très discrètes sur la face nocturne de Mars (Lillis et al., 2022), en accord avec les observations d'aurores martiennes par l'instrument SPICAM plus d'une décennie plus tôt (Bertaux et al., 2005).

Jusqu'alors, la contribution de la Chine à l'exploration martienne se limitait à l'apport d'ins-

truments sur des missions d'autres agences spatiales, notamment le satellite chinois Yinghuo 1 emporté par la sonde russe Phobos-Grunt dont le lancement a été un échec en 2011. Toutefois, après être parvenue à poser une sonde à la surface de la lune lors de la mission Chang'e 5 en 2020, l'Admnistration Spatiale Nationale Chinoise (CNSA) se tourne de nouveau vers Mars. La mission **Tianwen 1** décolle le 23 juillet 2020 et atteint avec succès l'orbite martienne le 10 février 2021. Durant trois mois, la sonde va étudier les différents sites d'atterrissage pré-sélectionnés. Le 15 mai 2021, l'atterrisseur est largué en direction de la plaine d'Utopia Planitia. Le rover Zhurong peut alors commencer son exploration de la surface martienne une semaine plus tard, le 22 mai 2021. L'exploit est extrêmement important puisqu'à ce jour, seuls les États-Unis et l'Union Soviétique avaient réussis à atterrir à la surface de Mars, mais seuls les États-Unis avaient réussi à y développer un rover fonctionnel. L'objectif coordonné de l'orbiteur et du rover est d'étudier la composition des sols (Ding et al., 2022), et plus particulièrement la recherche d'eau.

Le Japon n'en est pas à son premier essai d'envoyer une mission vers Mars. Le 4 juillet 1998 était lancée la sonde Nozomi. Cette dernière atteint l'orbite martienne en 2003 mais échoue à s'y insérer. Durant son trajet, la sonde aura transmis des observations du milieu interplanétaire mais la mission sera tout de même considérée comme un échec. Cependant, l'agence spatiale japonaise JAXA (Japan Aerospace Exploration Agency) a annoncé développer un projet d'exploration du système martien. **La Martian Moons Exploration** (MMX) doit être lancée en 2024 en direction de la lune Phobos, pour y prélever des échantillons de surface, puis faire le trajet en sens inverse pour les ramener sur Terre pour un retour prévu en 2029. Le challenge est donc de taille, puisque les missions russes ayant cet objectif, Phobos et Phobos-Grunt, ont chacune été un échec.

1.2 Caractéristiques de Mars

1.2.1 Caractéristiques générales de Mars et son orbite

Des siècles d'observation et plusieurs dizaines de missions nous ont permis de mieux en mieux comprendre les spécificités de Mars. Au cours de l'histoire, l'étude de Mars a logiquement été réalisée par comparaison avec la Terre. Encore aujourd'hui, et bien qu'on sache qu'elles ont connu des trajectoires d'évolution extrêmement différentes, il n'est pas rare de faire référence à Mars comme étant "une petite Terre". Nous exposons ici les caractéristiques de Mars qui en font un sujet d'étude unique. Le résumé des caractéristiques ainsi que la comparaison des valeurs numériques est exposé table 1.1.

L'histoire de Mars commence en même temps que celle des autres planètes du système solaire, il y a 4,5 milliards d'années suite à l'effondrement de la nébuleuse pro-solaire. Mars est la quatrième planète en terme de distance au Soleil, derrière Mercure, Vénus et la Terre, ce qui fait aussi d'elle la planète tellurique la plus éloignée du Soleil avec une distance variant de 1.38 UA au périhélie (point de l'orbite le plus proche du Soleil) à 1.67 UA à l'aphélie (point de l'orbite le plus éloigné du Soleil). Mars est environ deux fois plus petite que la Terre avec un rayon moyen de 3390 km. La vitesse de rotation de Mars sur elle-même définit un jour martien, ou sol, comme durant environ 24 heures et 40 minutes. Mars parcourt l'intégralité de son orbite en 667 sols, une année martienne dure donc environ deux années terrestres. L'éclairement reçu par Mars sur une année est environ deux fois moins élevé que celui sur Terre et l'albédo de Bond moyen de Mars est de 0,25. Cela correspond donc à une température d'équilibre de surface moyenne d'environ 210 K. Bien qu'elles viennent toutes de l'accrétion d'un même matériau, la différence de distance au Soleil a provoqué une évolution très différente de la constitution de chacune des planètes telluriques, à la fois de leur surface mais aussi de leur atmosphère. L'atmosphère martienne est composée en très grande majorité de dioxyde de carbone et est extrêmement ténue, la pression atmosphérique étant près de 100 fois plus faible que sur Terre. Cela n'empêche néanmoins pas qu'elle est lieu d'un climat complexe.

Un élément important à prendre en compte pour l'étude du climat d'une planète est l'éventuelle variation saisonnière de celui-ci. L'obliquité, qui se définit comme le complémentaire de l'angle formé entre l'axe de rotation de Mars et le plan orbital, de Mars vaut 25,19°, ce qui est très proche de l'obliquité terrestre qui vaut 23,44°. Il y a donc bel et bien des saisons sur Mars, le climat variera en fonction de la position de la planète sur son orbite. Toutefois, la différence majeure entre Mars et la Terre réside dans l'excentricité de l'orbite de Mars. L'excentricité définie l'écart de la forme de l'orbite elliptique par rapport à un cercle (une excentricité de 0 définissant un cercle). L'orbite terrestre est quasiment circulaire (excentricité de 0,019), tandis que l'orbite de Mars a un aspect elliptique plus marqué (excentricité de 0,093). Il en résulte que les saisons n'ont pas toutes la même durée sur Mars. L'été commence dans l'hémisphère nord à l'aphélie et dans l'hémisphère sud au périhélie. La loi des aires de Kepler indique que la planète atteint sa vitesse maximale au périhélie, l'été sud est donc plus court que l'été nord mais est plus intense en terme de modification de la température moyenne de surface. Par la suite, nous parlerons des saisons martiennes en terme de longitude solaire, ou L_s. La longitude solaire est une mesure de l'angle que forme la position de la planète avec une position de référence représentant $L_s = 0°$, soit l'équinoxe du printemps de l'hémisphère nord (voir figure 1.11). Les saisons ont donc des durées différentes en sols, mais durent chacune 90° en longitude solaire.

La couleur rouge caractéristique de Mars vient de la présence d'une couche de poussière à sa surface (surface aussi appelée régolithe). Cette couche de poussière, est composée de roches volcaniques ferreuses et d'une diversité d'autres minéraux. Le contact de ces éléments ferreux

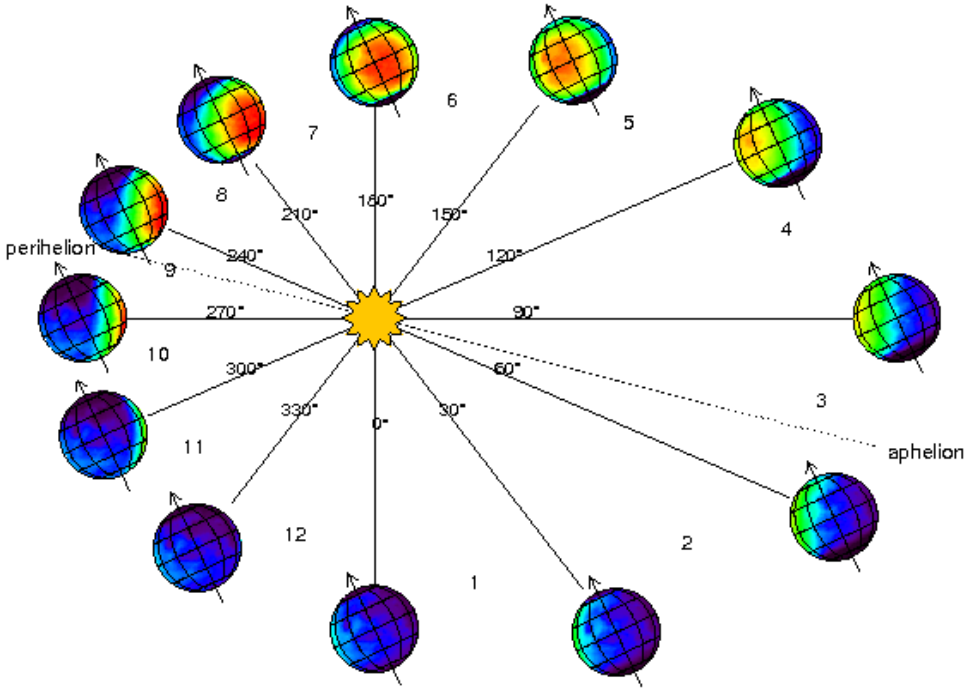


FIGURE 1.11 – Schéma explicatif des saisons et de la position de Mars sur son orbite en fonction de la longitude solaire. Crédits : version web de la Mars Climate Database du LMD. Image disponible sur http://www-mars.lmd.jussieu.fr/mars/time/solar_longitude.html.

avec l'atmosphère donne à la poussière, et donc à Mars, sa fameuse couleur rouille. Mars actuelle est un environnement désertique et aride. L'absence d'océans ou de végétations et la présence de vents favorisent les soulèvement de poussière dans l'atmosphère. Cette omniprésence de poussière dans l'atmosphère explique notamment l'aspect du ciel martien dans les clichés obtenus par les différentes missions. Là où le ciel devrait être d'un bleu plus foncé que celui du ciel terrestre pour des raisons de diffusion de la lumière, la poussière lui donne en réalité une teinte orangée. La surface de Mars est aussi caractérisée par la présence de reliefs, aussi bien sous forme de volcans inactifs que de canyons.

1.2.2 L'atmosphère martienne

Mars possède une atmosphère extrêmement mince, illustrée par une pression de surface environ 100 fois plus faible que la pression de surface terrestre. Elle est très principalement constituée de CO_2 (à 95% selon les mesures des spectromètres de masse envoyés en orbite autour de Mars) et est donc, comme l'atmosphère terrestre, transparente dans les longueurs d'onde du visible en l'absence de poussière. Cette transparence a une incidence majeure sur les processus de réchauffement de l'atmosphère. En effet, Savijarvi (1991) a estimé que la composition de l'atmosphère dépourvue de poussière impliquait l'absorption de seulement 1% des rayonnements solaires reçus par Mars dans les longueurs d'onde des spectres du CO_2 et de la vapeur d'eau, le reste atteignant la surface. L'atmosphère est donc faiblement chauffée par absorption du flux solaire, mais est aussi chauffée par absorption du flux radiatif émis par la surface dans l'infrarouge, principalement dans la bande à 15 µm. Cette bande étant très fine, le flux émis ensuite de l'atmosphère vers la surface est faible. C'est ce piégeage du flux dans l'atmosphère qui constitue l'effet de serre sur les autres planètes, notamment sur Terre, ou de manière encore plus extrême sur Vénus. L'effet de serre est donc quasiment négligeable sur

	Mars	Terre
Paramètres de l'orbite		
Périhélie (UA)	1,38	0,98
Aphélie (UA)	1,67	1,02
Excentricité	0,093	0,017
Obliquité	25°19"	23°44"
Période de rotation	24h 39 min	24h
Période de révolution (jours terrestres)	686,98	365,24
Paramètres de la planète		
Rayon équatorial (km)	3396	6378
Accélération de la gravité ($m.s^{-2}$)	3,72	9,81
Albédo planétaire	0,25	0,306
Température de surface (K)	140-300	184-320
Température d'équilibre (K)	210	256
Paramètres atmosphériques		
Pression moyenne de surface	6,1 mbar	1 bar
Densité atmosphérique moyenne ($kg.m^{-3}$)	0,02	1,217
Hauteur d'échelle atmosphérique (km)	10,8	7,5
Masse molaire moyenne ($g.mol^{-1}$)	43,49	27,8
Composition atmosphérique	CO_2 (96%), Ar (1,93%), N_2 (1,89%)[a]	N_2 (78%), O_2 (21%)

[a] Composition déterminée par Curiosity (Mahaffy et al., 2013)

TABLE 1.1 – Résumé comparatif des caractéristiques de Mars et de la Terre

Mars, ce qui signifie que la température moyenne de la surface sera proche de la température d'équilibre (température moyenne de 220 K pour une température d'équilibre de 210 K).

La constitution du sol martien et l'absence d'océans ou de végétation lui confèrent une faible inertie thermique. L'environnement martien est donc extrêmement différent de l'environnement terrestre car il est possible de considérer qu'il est à l'équilibre radiatif (Spiga, 2011). Une faible inertie thermique implique que le matériau a une faible capacité à se maintenir à une température constante sous l'influence d'éléments extérieurs. Le cycle jour-nuit martien a donc un impact nettement plus important sur la température de surface avec des variations locales de température pouvant atteindre 100 K durant un sol. De même, le cycle saisonnier impacte lui aussi très fortement la température de surface, l'hémisphère d'été aura une température de surface bien plus élevée que l'hémisphère d'hiver. La température de surface suit un gradient de température d'un pôle vers l'autre, c'est ce qu'on appelle un climat de type "hyper-continental".

Les missions envoyées vers Mars ont permis de déterminer des profils verticaux de température et de composition de l'atmosphère martienne, mettant en avant l'existence de différentes couches (voir figure 1.12). Jusqu'à 60 km d'altitude, la température de l'atmosphère est en grande partie modulée par l'absorption par le CO_2 du flux thermique infrarouge émis par la surface. La température décroît donc avec l'altitude : environ 2,5 $K.km^{-1}$. Dans la suite de notre étude, nous nous intéresserons principalement à la très basse atmosphère martienne, en dessous de 20 km donc à une partie de la troposphère. À partir de 60 km et jusqu'à environ 100 km, le CO_2 atmosphérique absorbe également une partie du rayonnement solaire dans le proche infrarouge. La décroissance de température avec l'altitude est donc beaucoup plus faible. Au delà de 100 km, dans la thermosphère, il n'est plus possible de considérer un équilibre thermodynamique local tant les collisions entre molécules sont rares. La température n'est plus impactée par le flux émis par la surface mais plutôt par le chauffage ultra-violet et la conduction moléculaire

(González-Galindo et al., 2005), la température augmente donc avec l'altitude.

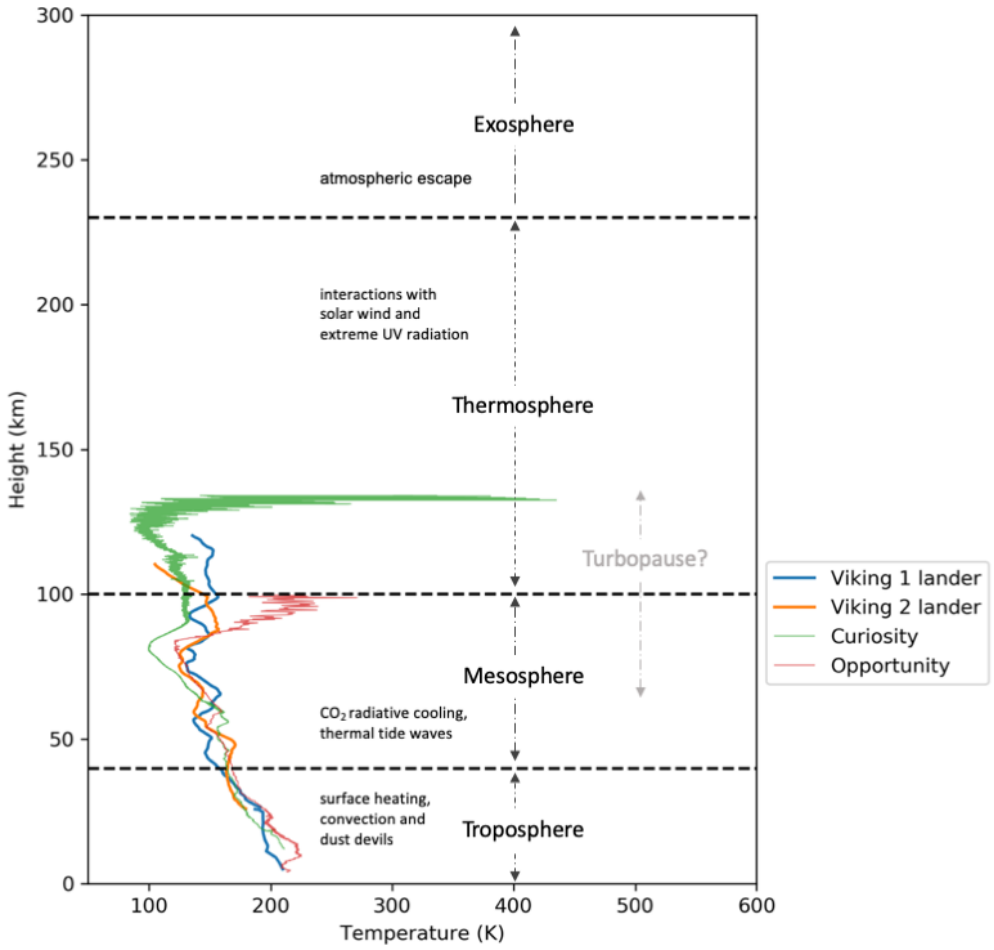


FIGURE 1.12 – Schéma de la structure verticale de l'atmosphère martienne et profils de température relevés par différents rovers à la surface de Mars. À noter que de ces instruments ont procédé à des mesures à des latitudes, longitudes et heures locales différentes. Les altitudes associées à chacune des couches servent d'ordre de grandeur et peuvent varier localement. Source : https://pds-atmospheres.nmsu.edu/data_and_services/atmospheres_data/MARS/mars_lander.html

Ces variations de température avec l'altitude mais également avec la latitude jouent un rôle majeur dans la circulation atmosphérique, notamment par leur influence sur l'orientation des vents. En effet, lorsqu'une parcelle est constituée d'air plus chaud que son environnement, celle-ci va gagner en altitude pour équilibrer le gradient thermique. De la même manière, une parcelle d'air froide aura tendance à descendre. Ces cellules de circulation sont appelées cellules de Hadley et sont aussi observables sur Terre. Le gradient horizontal de température instaure un gradient horizontal de pression et donc une circulation horizontale. Des branches de circulation verticale se mettent également en place pour compenser les convergences et divergences des circulations horizontales. À ces cellules vient s'ajouter la force de Coriolis, créée par la rotation de la planète et source de vents dans la haute atmosphère. Lorsque l'écart de température est maximal entre les deux hémisphères, soit quand la planète est proche des positions des solstices, une unique cellule de circulation atmosphérique se met en place. Les parcelles chaudes montent puis se déplacent latitudinalement de l'hémisphère été vers l'hémisphère hiver. Ces parcelles arrivent donc dans un environnement plus froid où elles vont perdre en altitude et être transportées par des vents de surface en sens inverse (voir figure 1.13). Une spécificité de

l'orbite martienne concerne les périodes d'équinoxe durant lesquelles l'évolution en latitude de la température moyenne de Mars devient similaire à celle sur Terre : une température minimale aux pôles et maximale aux tropiques. Dans ce cas, la circulation atmosphérique se scinde en deux et une cellule peut être observée dans chacun des hémisphères Smith (2008). À noter que nous décrivons ici la circulation générale, donc à l'échelle planétaire. Localement, la circulation est fortement modulée par la topographie, mais également par la propagation des ondes de surface ou des ondes de gravité. Ces vents jouent à leur tour un rôle majeur sur la propagation des aérosols dans l'atmosphère martienne, et plus particulièrement, quand ils sont suffisamment forts, sur le soulèvement de poussière depuis la surface vers l'atmosphère.

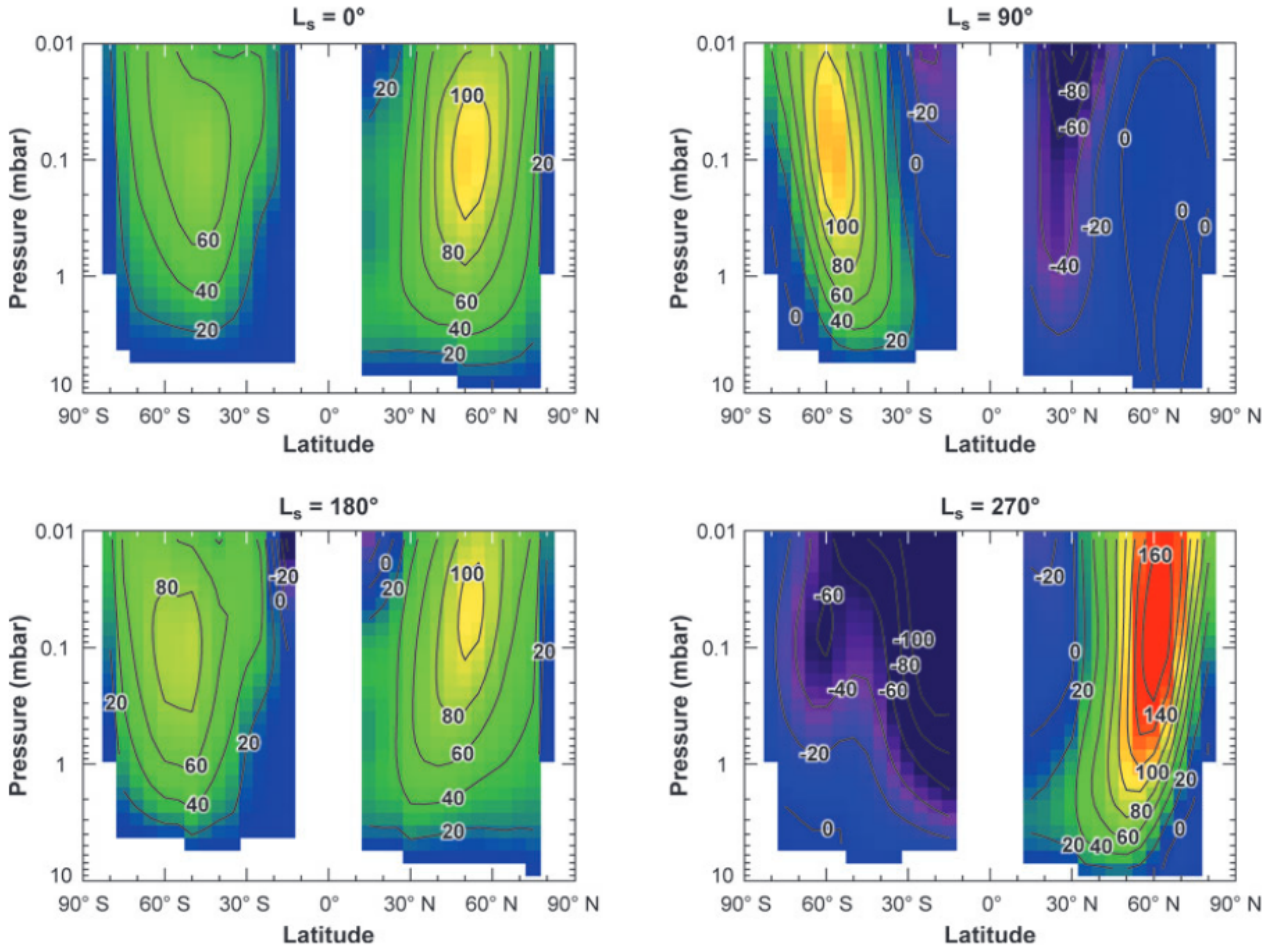


FIGURE 1.13 – Vents zonaux moyens en journée (14 h heure locale en fonction de la latitude et de la pression (donc de l'altitude) calculés à partir de l'équation du vent thermique et des mesures de température de TES. Une valeur positive de vent indique un vent d'ouest en est. Les deux figures de gauche montrent les deux cellules propres aux équinoxes, les deux figures de droite représentent le cas général d'une cellule unique, et ici prise à son pic d'intensité aux solstices. Image tirée de Smith (2008).

1.3 Cycle des aérosols

1.3.1 Le cycle des poussières

1.3.1.1 Variations saisonnières

La contribution de la poussière au profil thermique de l'atmosphère martienne est primordiale car, bien qu'il en soit le composant majoritaire, l'effet radiatif du CO_2 ne suffit pas à expliquer les variations de température au sein de l'atmosphère. En réalité, la poussière en suspension dans l'atmosphère est la plus grande source de chauffage diabatique (Gierasch and Goody, 1972). De par sa composition, la poussière absorbe et diffuse dans le visible. Constituée en partie de silicates, elle émet et absorbe dans l'infrarouge, principalement dans la bande à 9 µm (Toon et al., 1977; Pollack et al., 1979). Il en résulte qu'en journée, la présence de poussière augmente l'opacité de l'atmosphère en absorbant une partie du rayonnement solaire et diminue localement la température de surface. À l'inverse, de nuit, la poussière réchauffée émet à son tour dans l'infrarouge thermique et contribue à augmenter la température de surface. Le soulèvement de poussière amène donc à une diminution des différences diurnes de température. Ce soulèvement est possible pour les plus petits grains de poussière (0,1 à 10 µm) lorsque les vents deviennent suffisamment intenses. Ainsi, puisque le soulèvement est modulé par les vents dont nous avons vu qu'ils suivaient une évolution saisonnière marquée, il est possible d'également déterminer un cycle saisonnier de la poussière. Celui-ci a été observé à de multiples reprises, notamment grâce aux imageurs infrarouge qui suivent l'opacité des poussières dans l'atmosphère. À partir des mesures de l'imageur THEMIS (embarqué à bord de Mars Odyssey), Smith (2009) ont déterminé que le cycle saisonnier de la poussière pouvait être décrit en deux périodes distinctes. À l'aphélie (L_s=90°), l'environnement est moins chargé en poussière qu'au périhélie (L_s=270°). On définit donc une période où l'atmosphère est considérée comme "claire" durant le printemps et l'été de l'hémisphère nord, tandis que l'automne et l'hiver de l'hémisphère nord constituent la saison des tempêtes (voir figure 1.14). Lewis et al. (2016) ont déterminé qu'au moment du solstice d'hiver de l'hémisphère nord, l'activité des ondes planétaires est comme "mise en pause". Il en résulte donc également une diminution quasiment totale du soulèvement de poussière, l'opacité atteignant sa valeur minimum.

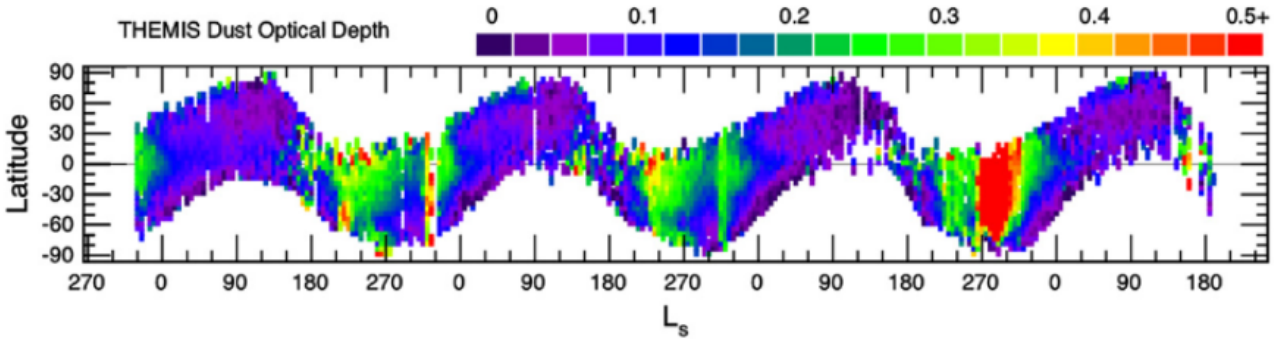


FIGURE 1.14 – Illustration du cycle saisonnier de poussière par les variations latitudinales et en longitude solaire de la profondeur optique dans l'infrarouge de la poussière. La première année martienne complète correspond à MY26. Les mesures ont été réalisées par l'imageur infrarouge THEMIS de Mars Odyssey. Figure extraite de Smith (2009).

1.3.1.2 Le soulèvement de poussière, variations inter-annuelles

Les tempêtes de poussière

Le soulèvement de poussière dans l'atmosphère est principalement causé par des phénomènes diurnes que sont les tempêtes. On distingue des tempêtes à différentes échelles : locale, régionale ou globale. Suite aux observations de 783 tempêtes par la caméra MOC, Cantor et al. (2001) ont défini des surfaces de couverture définissant ces différentes échelles. Ainsi, une structure poussiéreuse est considérée comme étant une tempête locale à partir d'une couverture s'étendant sur plus de 10^2 km^2. Ces tempêtes sont généralement des phénomènes locaux ayant plus de chances d'apparaître en été, les différences plus importantes de température favorisant la mise en place d'une convection intense capable de soulever de la poussière. À partir d'une aire couverte supérieure à 1,6 x 10^6 km^2, la tempête est dite régionale. Il s'agit en grande partie de phénomènes saisonniers causés par la circulation atmosphérique globale durant la saison des tempêtes, soit lorsque l'écart de température entre les hémisphères est le plus important. Certaines tempêtes de poussière régionales sont des phénomènes récurrents et peuvent être observés chaque année martienne à la même saison. L'analyse des données de MCS par Kass et al. (2016) a permis de démontrer la répétition de trois tempêtes régionales se développant dans le pôle sud (voir figure 1.15), "A" (L_s=205-240° à L_s= 235-270°), "B" (L_s=245-260° à L_s= 285-295°) et "C" (L_s=305-320° à L_s= 305-335°). Du fait de la circulation atmosphérique, ces tempêtes peuvent aussi provoquer une réponse dans l'hémisphère nord où la température va également augmenter. Le comportement de ces trois tempêtes se réitère chaque année, à l'exception des années de tempête globale. Une tempête globale est une tempête de poussière à l'échelle planétaire, de la poussière est présente en quasiment tout point de l'atmosphère, Mars semble se couvrir d'un voile (voir figure 1.16). L'observation de tels phénomènes a d'abord été faite à l'œil nu en 1956 (Kuiper, 1957) puis par la sonde Mariner 9 qui avait pu imager la tempête globale de 1971. Mais d'autres tempêtes globales ont eu lieu depuis, en 1977, 1983, 2001, 2007 et 2018. Leur origine est encore mal comprise, bien qu'on sache qu'il s'agit d'une réaction spontanée de l'atmosphère à un réchauffement rapide et intense. L'impact de ces tempêtes est majeur puisque la quantité de poussière soulevée durant une tempête globale, durant seulement quelques mois, équivaut à la masse moyenne totale de poussière soulevée durant une année sans tempête globale (Martin, 1995).

Les dust devils

À ces tempêtes de poussière, viennent s'ajouter les *dust devils*. Les dust devils sont des petites (moins de 1 km de diamètre (Murphy et al., 2016)) tornades de vent, appelées vortex, soulevant et transportant de la poussière dans l'atmosphère martienne. Ceux-ci sont provoqués par les instabilités thermiques de l'atmosphère menant à des phénomènes convectifs dans la couche limite de Mars (Spiga et al., 2016), soit la couche la plus proche de la surface. Lorsqu'un vortex convectif se développe sur une zone où de la poussière est disponible à la surface, le dust devil peut être observé. Des dust devils ont été observés tout au long des années martiennes mais leur formation est favorisée par des environnements plus chauds, il y a donc logiquement une plus grande occurrence au printemps et été de chaque hémisphère (Whelley and Greeley, 2008). Les dust devils sont des phénomènes mobiles, pouvant parcourir jusqu'à une centaine de km avant de se dissiper et laissant une marque sombre très reconnaissable à la surface de Mars. Bien qu'ils affectent principalement la basse atmosphère martienne, la part de poussière soulevée dans l'atmosphère par les dust devils serait équivalente à celle soulevée par les tempêtes locales et régionales (Whelley and Greeley, 2008).

1.3.1.3 Distribution verticale de la poussière dans l'atmosphère

L'impact de la poussière sur la structure verticale de l'atmosphère martienne a été étudié en suivant l'évolution en altitude du sommet de la "brume". Concrètement, cela consiste à se fixer

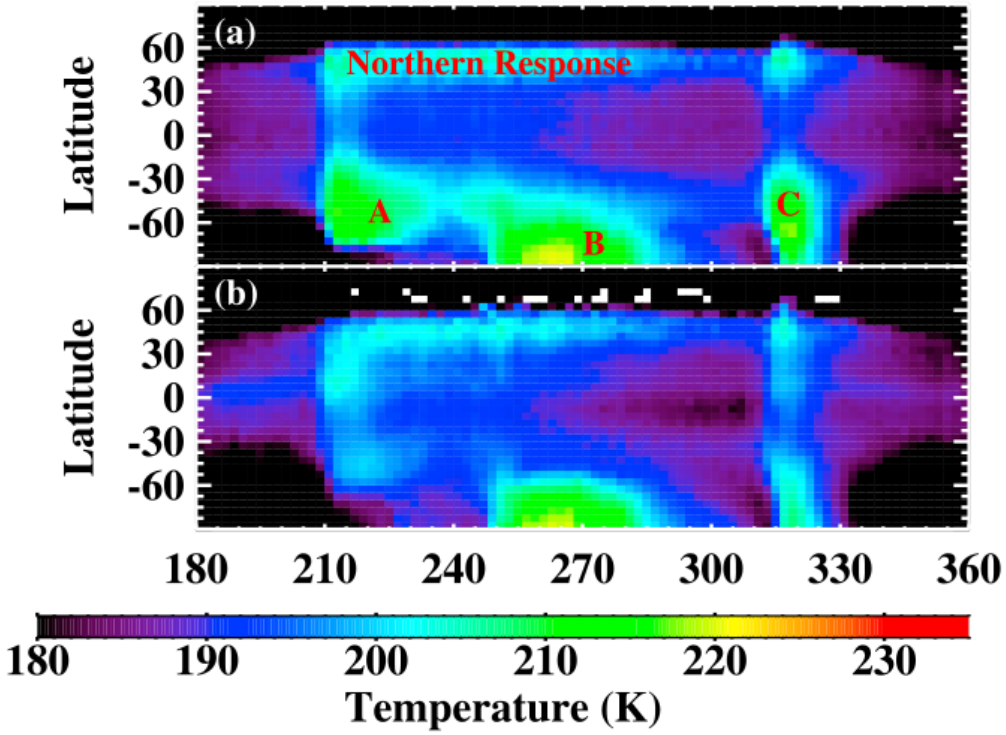


FIGURE 1.15 – Visualisation des tempêtes de poussière régionales récurrentes par les mesures de MCS pour la température zonale moyenne diurne (en haut) et nocturne (en bas). De nuit, le réchauffement ne peut plus être expliqué par le rayonnement solaire mais seulement par l'émission IF de la poussière soulevée. Les observations correspondent à la saison des tempêtes de MY31. Figure extraite de Kass et al. (2016)

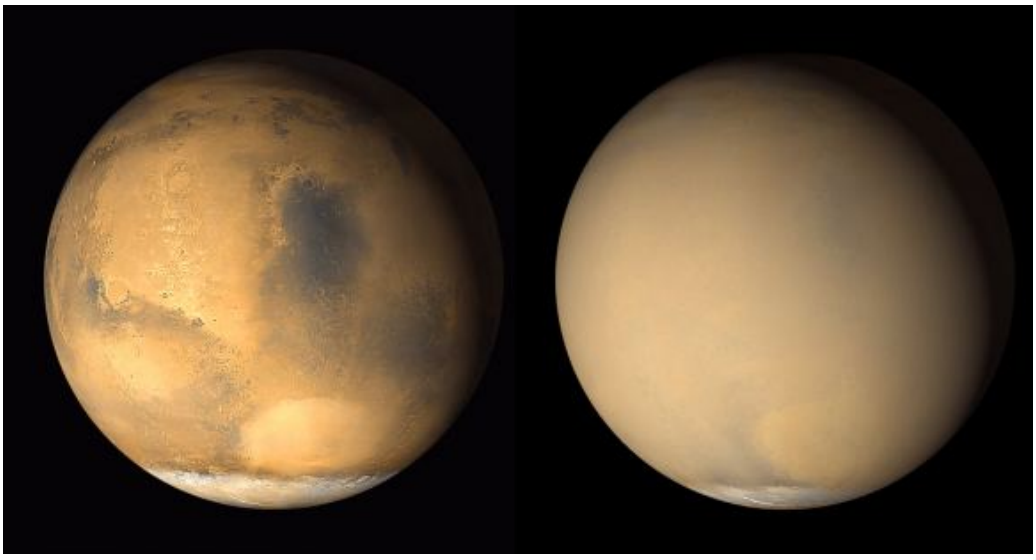


FIGURE 1.16 – Image composite de Mars en 2001 telle qu'observée par MOC en l'absence (à gauche) et présence (à droite) d'une tempête globale de poussière. Crédits : Jim Secosky/NASA/JPL/MSSS.

une altitude de référence correspondante à une opacité donnée, puis d'en étudier l'évolution en altitude au cours des années martiennes. L'analyse des données SPICAM par Määttänen et al. (2013) a montré que l'augmentation de la quantité de poussière dans l'atmosphère amenait à une augmentation de l'altitude des couches de l'atmosphère contenant cette poussière. Cette étude

a aussi démontré le caractère périodique du cycle de poussière au cours d'une année martienne. Les tempêtes, en particulier, sont responsables des plus hautes élévations du sommet de la couche de poussière, l'altitude du sommet passant de 20 km en temps calme à près de 70 km lors d'une tempête globale (Cantor, 2007).

Les modèles de simulation du climat martien ont longtemps utilisé une distribution spécifique de poussière dans l'atmosphère suivant les profils verticaux thermiques : uniforme dans les couches les plus basses puis une quantité de poussière décroissante avec l'altitude (Conrath, 1975). Les observations de MCS ont permis de déterminer qu'il existait en fait des couches localisées dans l'atmosphère où apparaissent des pics de densité de poussière (McCleese et al., 2010; Heavens et al., 011a). Ces couches sont qualifiées de "détachées" du fait de la hausse soudaine de densité de poussière. Une première couche est observée entre 15 et 25 km d'altitude durant la nuit du printemps et de l'été de l'hémisphère nord, soit durant la phase claire, aux latitudes tropicales (Heavens et al., 011b). Une seconde couche détachée, entre 40 et 60 km d'altitude (voir figure 1.17), est observée mais uniquement durant la journée par TES (Guzewich et al., 2013). L'origine de ces couches détachées n'est pas encore parfaitement établie mais leur contribution au profil thermique de l'atmosphère martienne est considérable et doit être prise en compte dans les modèles de climat martien (Vals et al., 2019).

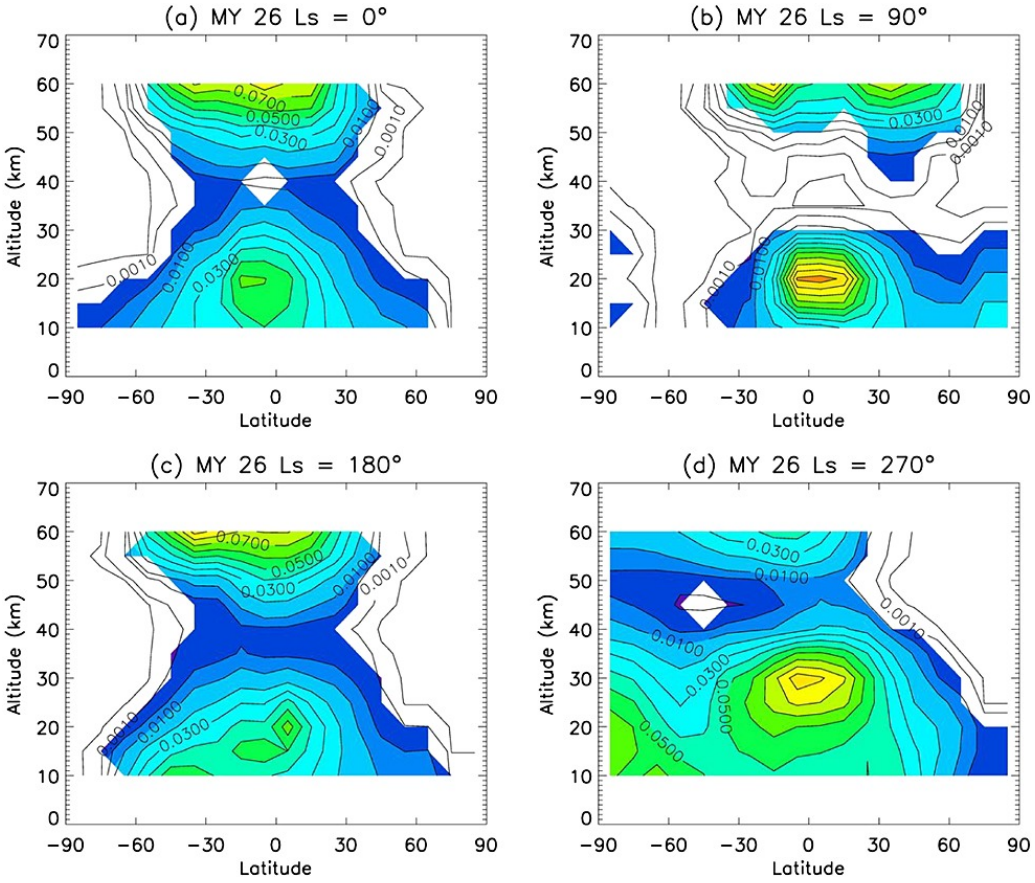


FIGURE 1.17 – Moyenne zonale diurne du rapport de mélange de la poussière en fonction de la latitude et de l'altitude durant MY26 à L_s=0° (a), L_s=90° (b), L_s=180° (c) et L_s=270° (d). Les parties colorées correspondent à des rapports de mélange non nuls. Une couche de plus haute densité poussiéreuse est observée autour de 40 km d'altitude. Image extraite de Guzewich et al. (2013).

1.3.2 Le cycle de l'eau

La vapeur d'eau est un composant extrêmement minoritaire de l'atmosphère martienne (abondance variable mais moyenne estimée par les missions Viking à seulement 0,03% (Haberle, 2003)). Malgré tout, celle-ci suit un véritable cycle tout au long de l'année martienne et a une influence sur le profil thermique de l'atmosphère. Le maintien de ce cycle au fil des années repose sur l'existence de plusieurs sources, ou réservoirs, de glace d'eau sur Mars. Des interactions entre l'atmosphère et la surface permettent une circulation de l'eau sur l'intégralité de la planète par des changements d'état et le transport de la vapeur d'eau atmosphérique.

1.3.2.1 Les différents réservoirs d'eau sur Mars

Le cycle saisonnier de la vapeur d'eau

La première source d'eau dans l'atmosphère martienne est la vapeur dont elle est partiellement constituée. Les premières études de la distribution spatiale de l'abondance de vapeur d'eau sur Mars ont été réalisées grâce au spectromètre infrarouge MAWD des missions Viking (Jakosky and Farmer, 1982). Celles-ci déterminent que la densité de colonne de vapeur d'eau moyenne, soit la quantité de vapeur d'eau intégrée sur l'échelle de hauteur d'une colonne atmosphérique, vaut 10 microns précipitables (quantité d'eau totale si toute la vapeur était condensée à la surface). Si la valeur en elle-même sera modifiée par l'étude des différentes missions ayant permis l'analyse de l'abondance de la vapeur d'eau, toutes révèlent une distribution similaire, la différence de valeur numérique pouvant être imputée à la sensibilité différente des instruments aux aérosols, notamment la poussière, dans l'atmosphère (Fouchet et al., 2007). Une forte disparité apparaît entre les deux hémisphères, l'hémisphère nord étant en général bien plus riche en vapeur d'eau que l'hémisphère sud. Les observations de TES démontrent néanmoins des maximums locaux dans l'hémisphère sud aux niveaux des plateaux de Tharsis et d'Arabia Terra (Smith, 2002), ce qui laisse supposer une sensibilité de la distribution de la vapeur d'eau à la circulation atmosphérique. Cela implique notamment une variabilité saisonnière : le rapport de mélange de vapeur d'eau augmente au dessus des calottes pendant le printemps de chacun des pôles et atteint un maximum au solstice d'été. Il n'y aurait toutefois pas de variabilité inter-annuelle à ce cycle de la vapeur d'eau (Smith, 2004).

Les réservoirs de glace d'eau en surface : calottes polaires, dépôts saisonniers, adsorption de la vapeur

À chacun des pôles de Mars se situent des structures de glace dont une partie est permanente, c'est-à-dire qu'elle se maintient tout au long de l'année martienne, et l'autre est constituée de dépôts saisonniers. Les calottes polaires nord et sud sont différentes de par leur composition. La calotte polaire est constituée de plusieurs couches stratifiées de glace d'eau témoins des différentes ères géologiques de l'histoire martienne (voir figure 1.18) . Chacune des couches contient une quantité plus ou moins importante de poussière selon l'obliquité de Mars au moment de leur formation (Cutts, 1973) mais les dépôts stratifiés polaires (ou NLPD pour *North Polar Layered Deposits*), soit la partie supérieure de la calotte, sont constitués de glace d'eau pure à 95% (Grima et al., 2009). Ces dépôts sont eux-mêmes recouverts par une couche de glace résiduelle extrêmement pauvre en poussière (Byrne et al., 008b; Herkenhoff et al., 2002) dont l'aspect laisse supposer une forte variabilité saisonnière (Thomas et al., 2000). C'est à ce niveau qu'ont lieu les échanges avec l'atmosphère, la vapeur d'eau condensant sur la calotte polaire à l'automne-hiver nord, puis la calotte se sublimant au printemps-été nord. La vapeur d'eau ainsi libérée circule ensuite d'un atmosphère à l'autre par la cellule de Hadley présentée précédemment. Ces échanges sont beaucoup plus limités au niveau de la calotte polaire sud.

En effet, bien que la partie permanente de la calotte polaire sud soit elle aussi constituée de couches stratifiées de glace d'eau (Plaut et al., 2007), celles-ci sont recouvertes par une couche de glace de CO_2.

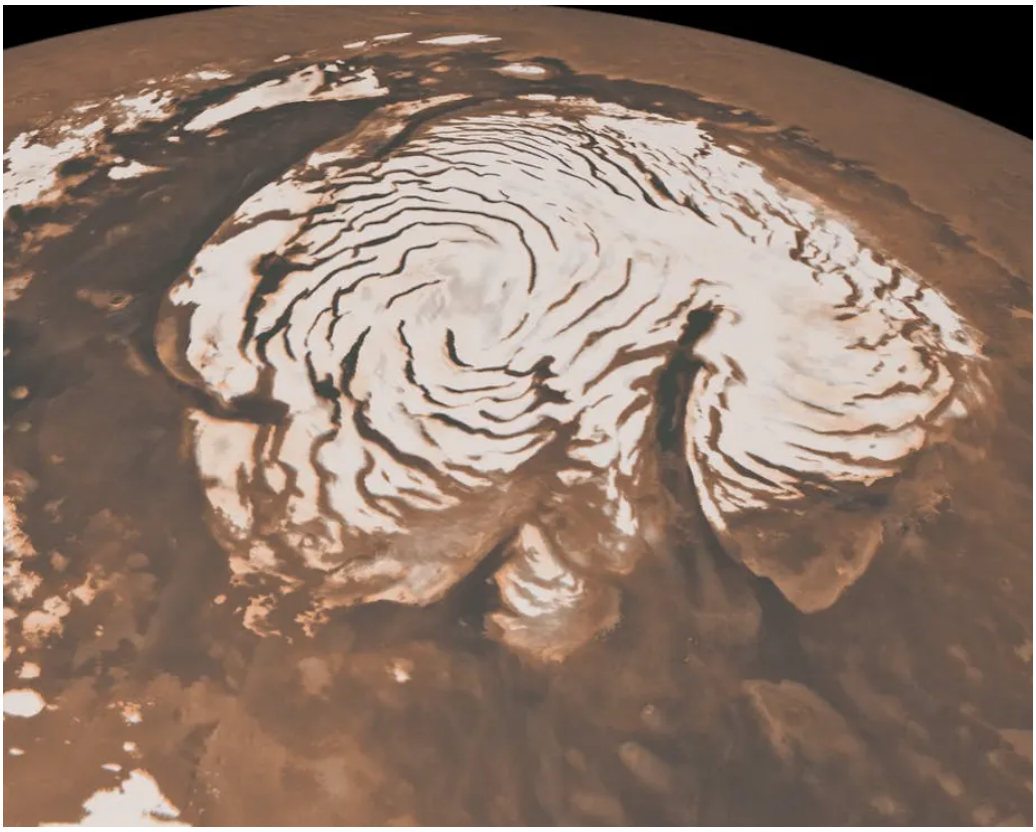


FIGURE 1.18 – Glace d'eau de la calotte polaire nord de Mars, observée par Mars Reconnaissance Orbiter. Crédits : NASA/JPL-Caltech/MSSS.

Les calottes polaires de Mars sont entourées de dépôts saisonniers, de la glace qui se forme autour de la partie permanente des calottes. Ces dépôts sont constitués principalement de glace de CO_2 mais les mesures spectroscopiques indiquent également la présence de glace d'eau dans les dépôts nord (Clark and McCord, 1982). Les discussions ont longtemps tourné sur l'hypothèse que la glace de CO_2 recouvrirait la glace d'eau mais il s'avère qu'il s'agit en fait de "contamination" de la glace d'eau par une très faible quantité de vapeur d'eau qui aurait condensée (Kieffer and Titus, 2001). Lors des retraits des dépôts nord, on observe que les condensats de glace de CO_2 sont entourés par un anneau de glace d'eau (Schmitt et al., 2005). Il existe donc en réalité deux étapes de dépôt : le givre de glace d'eau se forme plus tôt que la glace de CO_2 contaminée par la vapeur d'eau durant l'automne nord. Durant l'été nord, ce givre se sublime avant la glace de CO_2, ce qui augmente la signature spectrale de l'eau sans pour autant permettre un relâchement de vapeur dans l'atmosphère. Le même phénomène n'est pas observé dans l'hémisphère sud où les dépôts de glace de CO_2 ne sont pas entourés par un anneau de glace d'eau. Du givre est néanmoins observé dans le bassin d'Hellas durant l'hiver sud (Langevin et al., 2007). Cette différence entre les dépôts saisonniers des deux hémisphères accentue donc l'asymétrie dans la distribution spatiale de vapeur d'eau dans l'atmosphère.

Des échanges d'eau entre l'atmosphère et la surface de Mars peuvent aussi être observés sur l'intégralité de la planète. En effet, l'étude de la composition des sols martiens a mis en évidence la présence de minéraux hydratés. Les phyllosilicates et les sulfates constitutives des roches

martiennes contiennent structurellement de l'eau qui ne peut donc pas être libérée. Mais les minéraux eux-mêmes échangent de l'eau avec l'atmosphère par adsorption et désorption (Milliken et al., 2007). En particulier, les grains d'oxydes et d'hydroxydes de fer auraient une surface spécifique d'adsorption suffisamment grande (Pommerol et al., 2009) pour que ces échanges jouent un rôle important dans les variations locales et journalières du cycle de l'eau dans l'atmosphère.

1.3.2.2 Les nuages

La vapeur d'eau condense sous forme de glace au niveau des calottes polaire, mais les conditions atmosphériques lui permettent aussi de condenser sous forme de cristaux dans l'atmosphère elle-même. Ces nuages de glace d'eau ont été observés dès les premières missions d'observation de Mars, puis sous différentes formes : nappe fine de brouillard, ceinture nuageuse, structures polaires optiquement épaisses (voir figure 1.19). Ce sont des objets dont il faut absolument tenir compte pour étudier le climat martien car les nuages possèdent des propriétés radiatives qui vont fortement influencer la température de surface. Connaître les tendances de formation des nuages est donc primordial.

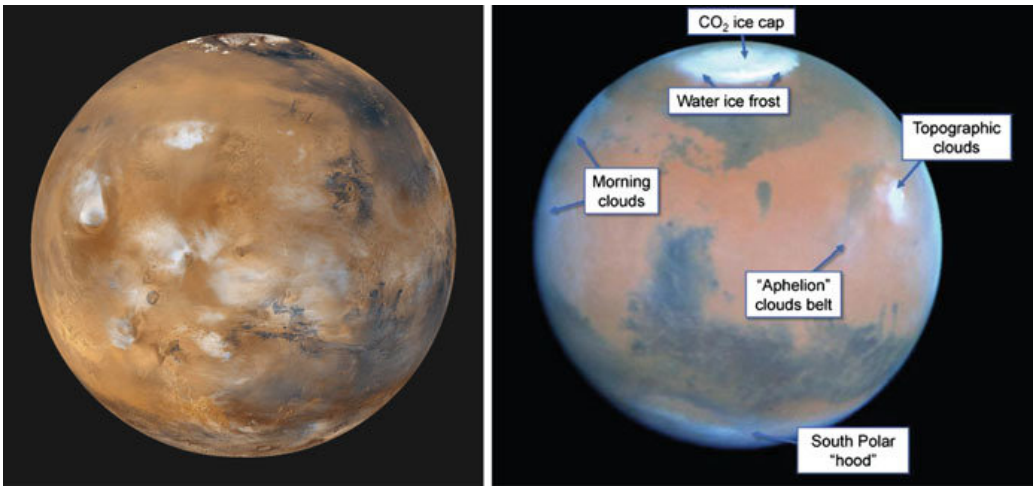


FIGURE 1.19 – Images montrant les nuages de Mars, photo prise par la caméra MOC (MGS). L'image de gauche montre que des nuages se forment au niveau des reliefs de Mars, ici au niveau des volcans. L'image de droite illustre les différents types de nuages d'eau pouvant être observés dans l'atmosphère martienne. Image extraite de Määttänen and Montmessin (2018). Crédits : NASA/JPL-Caltech-MSSS

La condensation de la vapeur d'eau en cristaux est possible à partir d'une certaine valeur du rapport de saturation : il faut que la température atmosphérique soit inférieure à la température de condensation de l'eau à une pression partielle de vapeur d'eau donnée. Ce sont donc les variations journalières, saisonnières, mais aussi en altitude, qui vont contrôler la distribution des nuages d'eau. Lorsque Mars est au périhélie, les conditions atmosphériques ne permettent théoriquement la condensation de l'eau qu'à partir de 50 km d'altitude, tandis qu'à l'aphélie, des nuages de surface (de 5 à 15 km d'altitude) peuvent être observés (Maltagliati et al., 2011). Les observations de nuages ont mis en avant des zones préférentielles de formation durant une année martienne. Vers la fin de l'automne de chaque hémisphère, des nuages se forment au dessus des calottes polaires sous forme de "capuche polaire" (traduction littérale de *polar hood*) puis se maintiennent durant l'hiver. Due à une abondance de vapeur d'eau plus importante, la polar hood de la calotte polaire nord a une extension spatiale plus importante que celle de la calotte polaire sud (Smith, 2004), et est plus opaque. La circulation atmosphérique de

la vapeur d'eau est à l'origine d'un phénomène récurrent de formation des nuages d'eau aux latitudes tropicales, *l'aphelion cloud belt*, commençant durant le printemps de l'hémisphère nord et terminant durant l'été (en moyenne, de L_s=40° à L_s=150°). Les étapes de sa formation puis de sa disparition ont notamment été observées en détail par la caméra MOC (voir figure 1.20) (Wang and Ingersoll, 2002) puis la composition de ces nuages a été confirmée par le spectromètre TES (Hale et al., 2011; Pearl et al., 2001). Les hauts reliefs martiens favorisent également la condensation de la vapeur d'eau par refroidissement diabatique : on retrouve donc systématiquement des observations de nuage au-dessus des montagnes martiennes, comme Olympus Mons ou Arsia Mons, lorsque l'hiver arrive. En étudiant les propriétés radiatives des nuages dans l'infrarouge, il est possible de déterminer la taille des cristaux de glace d'eau les composant. Clancy et al. (2003) ont démontré que les nuages pouvaient être divisés en deux populations : les nuages composant les polar hood ou les brouillards de haute altitude sont faits de cristaux de 1 à 2 µm tandis que les nuages tropicaux ont des cristaux légèrement plus grands, entre 3 et 4 µm.

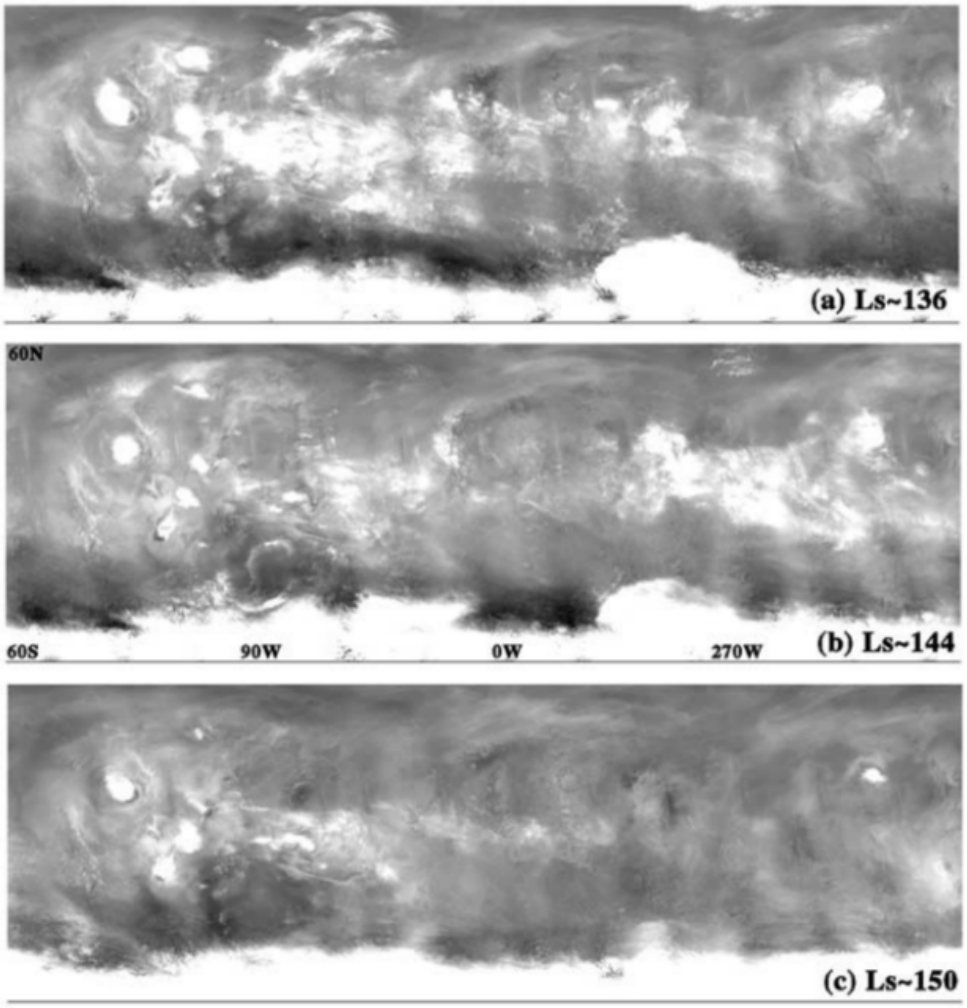


FIGURE 1.20 – Observations de la décomposition de la ceinture tropicale de nuages de glace d'eau par les images dans le bleu de la caméra MOC (MGS). Image extraite de Wang and Ingersoll (2002).

Le cycle de l'eau est corrélé au cycle de la poussière. En effet, la condensation de la vapeur d'eau n'est possible qu'en présence d'un substrat. Dans l'atmosphère martienne, cette condensation s'effectue donc sur les grains de poussière en suspension. Il était d'abord supposé que cette corrélation aurait un effet limitant sur l'élévation en altitude des grains de poussière

(Michelangeli et al., 1993), mais des analyses en occultation solaire semble démontrer, qu'à l'inverse, cela pourrait amener à la formation de nuages de glace d'eau à des altitudes plus élevées qu'attendues (Maltagliati et al., 2013), de la vapeur d'eau atteignant les couches détachées de poussière. Un tel nuage de glace d'eau semble d'ailleurs avoir été observé par OMEGA, avec une altitude estimée à près de 70 km (Vincendon et al., 2011).

1.3.3 Le cycle du CO_2

Nous avons déjà mentionné brièvement dans les parties précédentes la présence de glace de CO_2 au niveau des calottes polaires. Pendant longtemps, il était supposé que les calottes polaires n'étaient constituées que de glace d'eau mais les premiers travaux de modélisation de Leighton and Murray (1966) ont montré que l'équilibre énergétique des calottes ne pouvait être satisfaite par une composition aqueuse. L'évolution saisonnière de ces calottes implique une évolution saisonnière du CO_2 dans l'atmosphère martienne. C'est donc un cas très particulier puisque Mars est la seule planète pour laquelle le composant majoritaire de l'atmosphère, le CO_2, condense à la fois à la surface et directement dans l'atmosphère sous forme de nuage. Nous décrirons dans un premier temps les évolutions spécifiques des pôles et l'équilibre énergétique qui permet le maintien du cycle du CO_2 au travers des années martiennes. Puis nous parlerons de la formation de nuages de CO_2 dans l'atmosphère, en nous focalisant particulièrement sur les nuages de la troposphère, c'est-à-dire de la basse atmosphère.

1.3.3.1 Calottes polaires et équilibre énergétique

De la même manière que pour l'eau, la plupart des échanges de CO_2 entre la surface et l'atmosphère ont lieu de manière saisonnière au niveau des calottes polaires. L'aspect variable de la partie supérieure des calottes montre que le CO_2 peut à la fois y condenser et y sublimer. Les taux de condensation et sublimation sont déterminés par un équilibre de plusieurs sources de masse (donc par échange entre différents réservoirs de CO_2) mais aussi par un équilibre énergétique. En effet, de nombreuses sources ou puits d'énergie affectent les pôles de Mars et vont déterminer la capacité du CO_2 à changer d'état. Le bilan énergétique et ses différentes contributions (schématisées sur la figure 1.21) sont décrits par Paige and Ingersoll (1985) :

$$F_{rad} + F_{hor} + F_{cond} = S_{atm} + S_{CO2} \tag{1.1}$$

où F_{rad} est le flux radiatif incident au sommet de l'atmosphère, F_{hor} est le flux de chaleur horizontal, F_{cond} est la conduction thermique verticale de la surface, S_{atm} est le taux d'échange d'énergie potentielle dans la colonne atmosphérique et S_{CO2} est la chaleur latente de changement d'état du CO_2. Ce bilan peut être réécrit au niveau de l'interface solide-gaz (donc de l'interface entre la partie supérieure de la calotte et l'atmosphère). On distingue alors deux équations selon s'il y a accumulation ou ablation de glace de CO_2 à la surface. Dans le cas d'une phase d'accumulation où le CO_2 condense, on peut écrire plus spécifiquement :

$$(1-A)F^*_{rad} + F^*_{hor} + F_{cond} + F_{condens,CO2} = F_{emis} \tag{1.2}$$

Les termes de gauche correspondent aux sources incidentes d'énergie tandis que le terme de droite correspond aux puits d'émission. Le détail de chacun des termes est donné par la suite :

— (1-A)F^*_{rad}, avec A l'albédo de la glace et F^*_{rad} le flux solaire incident, décrit la part du rayonnement qui est effectivement absorbé par la glace de CO_2. Ce flux se divise en trois contributions différentes : le rayonnement solaire direct, le rayonnement solaire indirect car diffusé par les aérosols contenus dans l'atmosphère, et le rayonnement thermique venant de la réflexion du rayonnement solaire sur la surface martienne. À noter que les phases d'accumulation se déroulent généralement durant les nuits martiennes car la

condensation du CO_2 nécessite une température relativement basse pour être possible à la pression de surface,. Ce terme est donc généralement négligeable mais sera bien plus important pour les phases de sublimation.

— F^*_{hor} témoigne de la chaleur transmise par advection depuis les plus basses latitudes vers les pôles via la circulation atmosphérique qui déplace les masses d'air. Cette contribution est difficilement estimable par mesures mais a été déterminée par des modèles de climat martien qui ont démontré que le terme était négligeable au niveau des pôles eux-mêmes, mais devenait important pour les dépôts saisonniers entourant la calotte polaire (Hourdin et al., 1995), plus proche des basses latitudes.

— F_{cond} est le flux thermique du sous-sol martien. Les changements de forme des éléments radioactifs composant le manteau martien produisent de la chaleur qui est transmise à la surface par conduction. De même, le sous-sol martien emmagasine de la chaleur durant les saisons chaudes. Cette chaleur est restituée à la surface durant les saisons froides par une onde appelée "onde de chaleur". La contribution de ce flux est donc extrêmement dépendante de la composition des sols à l'endroit considéré. Celle-ci sera bien plus importante si le matériau a une forte capacité à changer de température, donc une forte inertie thermique : elle sera plus importante pour les parties de la calotte polaire pour lesquelles de la glace d'eau est en contact avec l'atmosphère que pour les parties composées exclusivement de glace carbonique, celles-ci se maintenant en permanence à la température de condensation du CO_2.

— $F_{condens,CO2}$ désigne la chaleur latente de changement d'état. Dans une phase d'accumulation, il s'agit donc du flux de chaleur transmis du gaz à la glace de CO_2 qui peut s'écrire pour une durée dt considérée :

$$F_{condens,CO2} = L_{CO2}\frac{dM_{CO2}}{dt} \tag{1.3}$$

avec L_{CO2} la chaleur latente de sublimation, qui vaut 5,9 x 10^5 J.kg^{-1} dans le cas du CO_2, et M_{CO2} la masse surfacique de glace de CO_2.

— F_{emis} est la seule source de perte d'énergie dans le cas de la condensation du CO_2. Il s'agit de l'émission dans l'infrarouge de la glace de CO_2 :

$$F_{emis} = \sigma\epsilon T^4_{CO2} \tag{1.4}$$

où σ est la constante de Stefan-Boltzmann (5,67 x 10^{-8} W.m^{-2}.K^{-4}) et ϵ est l'émissivité de la glace de CO_2 à la surface. L'émissivité représente la capacité d'une surface à absorber, ou émettre, l'énergie rayonnée. L'émissivité de la glace de CO_2 varie fortement avec la longueur d'onde et dépend également de la taille des cristaux constitutifs de la glace carbonique (Warren et al., 1990).

On obtient donc une formule de l'augmentation de la masse de CO_2 à la surface durant une phase de condensation :

$$\frac{dM_{CO2}}{dt} = \frac{1}{L_{CO2}}(F_{emis} - F^*_{hor} - F_{condens,CO2} - (1-A)F^*_{rad}) \tag{1.5}$$

Cette formule est également valable lors des phases de sublimation. Le seul terme à être modifié est $F_{condens,CO2}$, puisque la chaleur latente est cette fois transmise de la glace vers le gaz : le terme devient donc un puits énergétique. À noter également que la sublimation est la plus intense lorsque les températures sont les plus élevées : le terme de flux solaire incident passe donc de négligeable à dominant.

La formation et le retrait des calottes polaires jouent un rôle prépondérant dans le cycle du CO_2 atmosphérique. En effet, puisque le CO_2 est le composant majoritaire de l'atmosphère,

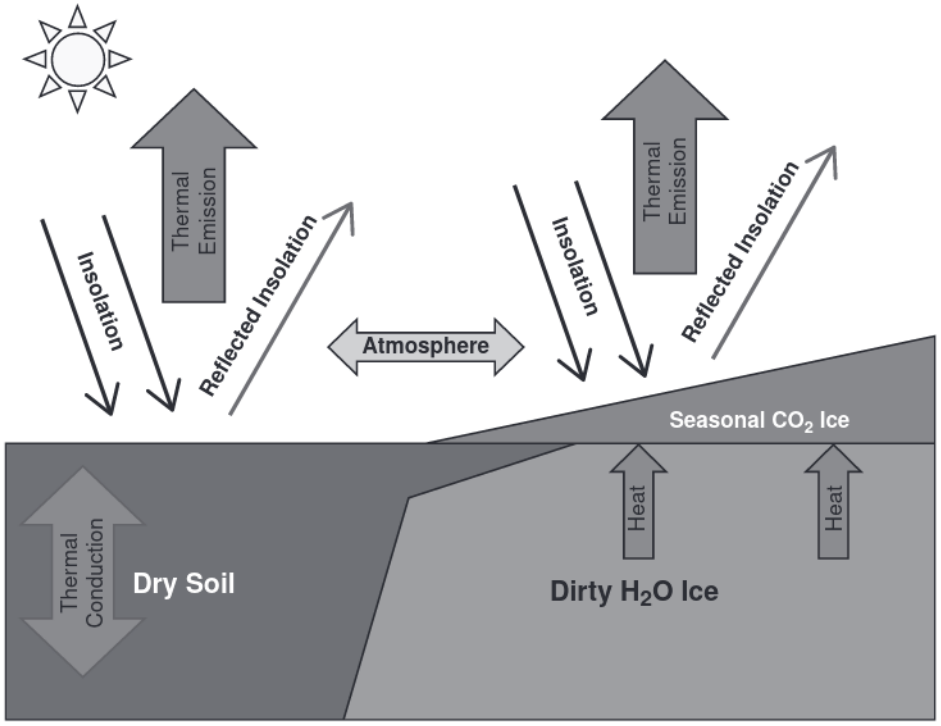


FIGURE 1.21 – Visualisation schématique de l'équilibre énergétique au niveau des pôles de Mars. Les flèches noires descendantes représentent l'énergie solaire qui peut être absorbée ou réfléchie (flèche grise ascendante) par la surface. Les flèches épaisses orientées vers le haut illustrent la chaleur radiative émise par la surface et perdue. Les flèches du sol représentent la conduction thermique (à gauche) et le relâchement de la chaleur solaire vers la glace de surface. La flèche double centrale témoigne de la circulation atmosphérique. Crédit : Titus et al. (2017).

il est estimé que, sur une année martienne, près de 25% de l'atmosphère se solidifie aux pôles (Kelly et al., 2006). Comme pour l'eau, une asymétrie se développe entre les deux hémisphères, mais de manière inverse. Durant l'hiver sud, 30% de l'atmosphère se condense au niveau de la calotte polaire tandis que seulement 15% se condense au niveau de la calotte polaire lors de l'hiver nord (Tillman et al., 1993). Cette différence notable entre les hémisphères est une conséquence de la forme de l'orbite martienne, l'hiver sud durant plus longtemps que l'hiver nord. Les dépôts saisonniers jouent un rôle majeur dans le climat de Mars. Ces derniers peuvent se développer jusqu'à 50° de latitude (James et al., 1992). De telles structures et de tels échanges de masse entre la surface et l'atmosphère ont un fort impact sur la pression de surface qui suit donc elle-aussi une évolution saisonnière corrélée au cycle du CO_2 (voir figure 1.22). On retrouve alors que le maximum de pression de surface intervient au moment où le taux de sublimation du CO_2 dans l'hémisphère sud est le plus important. La pression de surface étant un paramètre important des variations saisonnières des cycles des autres aérosols, eau et poussière, nous avons ici une première source de corrélation entre les trois cycles dans l'atmosphère.

1.3.3.2 Les nuages de CO2

Le CO_2 peut condenser au niveau des calottes polaires, mais il peut également condenser au sein de l'atmosphère sous forme de cristaux, formant ainsi des nuages de glace de CO_2. Ces objets sont une fois encore particulièrement intéressants car c'est un cas unique où le composant majoritaire de l'atmosphère peut former des nuages. En effet, les études de mesure d'occultation radio de MGS montrent que durant la nuit polaire martienne, les profils verticaux de température atmosphérique suivent la température de condensation du CO_2 (Hinson and

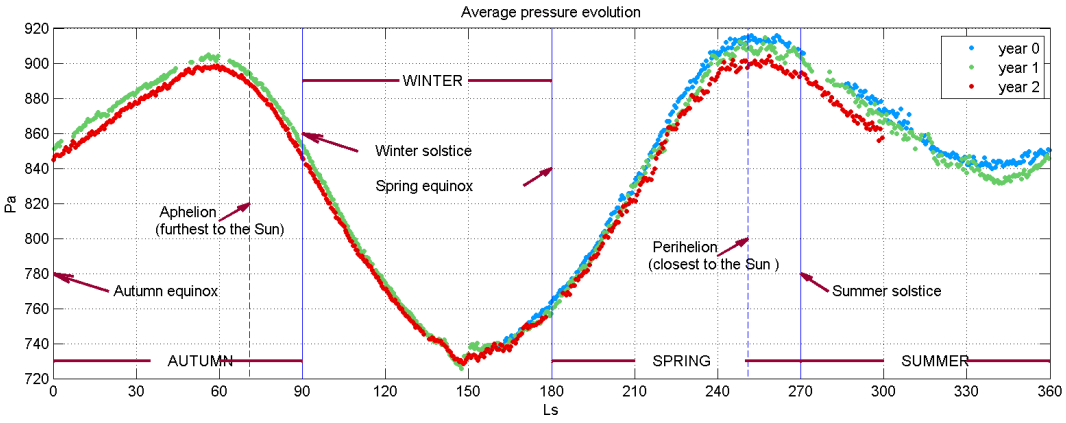


FIGURE 1.22 – Évolution saisonnière de la pression de surface mesurée par la station météorologique REMS (MSL). Les différences de valeurs proviennent de la différence d'altitude des points auxquels la station a fait les mesures. Crédit : REMS team du *Centro de Astrobiologia (CAB*, image disponible sur http://cab.inta-csic.es/rems/wp-content/uploads/2017/03/PLT_Pressure_mean_evol_LS_10_1581_ing.png.

Wilson, 2002; Colaprete et al., 2003)). Ce qui a par la suite été confirmé par le radiomètre MCS de Mars Reconnaissance Orbiter (Hayne et al., 2012). De tels profils impliquent que la température de l'atmosphère doit être modulée par des phénomènes de condensation du CO_2, ce qui semble être confirmé par des mesures d'opacité typique de nuages dans la troposphère. Outre leur rôle direct dans le climat martien grâce à leurs effets radiatifs d'absorption/émission du rayonnement solaire, la compréhension des conditions de formation des nuages de glace de CO_2 est aussi primordiale pour une modélisation correcte des variations saisonnières des calottes polaires. En effet, bien que la grande majorité de la partie supérieure des calottes soit formée par condensation directe du CO_2 à la surface, une contribution plus locale de précipitations de CO_2 depuis les nuages pourrait aussi exister (Colaprete et al., 2005; Hayne et al., 2014). Bien que les nuages troposphériques de glace de CO_2 aient historiquement été observés en premier, nous parlerons tout d'abord des nuages mésosphériques pour revenir plus en détail sur les nuages de basse altitude, sujet principal de cette thèse.

1.3.3.2.1 Les nuages mésosphériques

La mésosphère, établie entre 40 et 120 km, est souvent considérée comme une couche intermédiaire de l'atmosphère martienne, entre la troposphère, où la température atmosphérique est déterminée par un équilibre radiatif-convectif et diminue avec l'altitude, et la thermosphère, où la température est principalement impactée par le rayonnement solaire et donc croît avec l'altitude. Il y a donc un changement de pentes des profils verticaux de température au niveau de la mésosphère, celui-ci s'expliquant par l'absorption infrarouge du rayonnement solaire par le CO_2 gazeux.

Les premières observations de nuages mésosphériques ont été réalisées par les instruments embarqués à bord de la mission MGS, la caméra MOC et le spectromètre TES ayant tous deux détecté des couches d'aérosols à des altitudes élevées à des latitudes tropicales (Clancy et al., 2007). Il faut attendre les mesures d'occultation stellaire de SPICAM (Mars Express) et des mesures simultanées de température pour déduire la présence de glace de CO_2 dans ces nuages (Montmessin et al., 006a). La signature spectrale typique de glace de CO_2 a ensuite été repérée dans les spectres obtenus par OMEGA (Montmessin et al., 2007). Ces premières études permettent aussi de remonter à l'altitude et à la taille des cristaux de CO_2 : ces nuages se situent aux alentours de 80 km d'altitude pour OMEGA, autour de 100 km d'altitude pour SPICAM,

et sont composés de cristaux de l'ordre du micromètre. L'étude des nuages mésosphériques de glace de CO_2 n'est toutefois pas évidente puisque la composition des nuages observés ne peut pas toujours être déterminée et que, comme évoqué précédemment, des nuages de glace d'eau ont également été observés à des altitudes mésosphériques (Vincendon et al., 2011).

FIGURE 1.23 – Image composite issue de 21 clichés pris par le rover Curiosity le 19 mars 2021 et dont la colorimétrie a été modifiée pour ressembler à ce qui serait vu à l'œil nu. Observation de nuages considérés comme étant des nuages mésosphériques de glace de CO_2. Crédit : NASA / JPL-Caltech / MSSS.

Les nuages mésosphériques de glace de CO_2 ont depuis été observés par plusieurs missions, ce qui a permis de déterminer leur distribution spatiale et saisonnière. La distribution spatiale met clairement en avant plusieurs populations différentes de nuages . La plupart des observations concerne des nuages équatoriaux (latitude comprise entre 20°N et 20°S) observés dans chacun des hémisphères, dont l'altitude est estimée être entre 60 et 85 km et étant constitués de cristaux dont le rayon vaut entre 0,5 et 3 µm. Les nuages équatoriaux sont des nuages diurnes et se distinguent donc d'une deuxième catégorie de nuages de glace de CO_2 mésosphériques, les nuages nocturnes. Ces nuages nocturnes se situent plus haut dans la mésosphère, entre 90 et 100 km d'altitude (Montmessin et al., 006a), sont composés de cristaux plus petits (de l'ordre de 100 nm) et ont été observés à des latitudes comprises entre 15°S et 35°S. Certains nuages ont aussi été observés à une latitude d'environ 50°N, suivant les limites géographiques de la calotte polaire nord. La distribution saisonnière des nuages mésosphériques de glace de CO_2 est elle aussi très spécifique. Les nuages diurnes se forment durant deux périodes de l'année martienne, entre L_s=0° et L_s=60°, puis entre L_s=100° et L_s=150° à des niveaux de longitude précis (entre 120°W et 30°E). Les quelques observations de nuages nocturnes correspondent toutes à des longitudes solaires comprises entre 134° et 137°. Enfin, les nuages "polaires" ont été observés aux alentours du solstice de l'hiver nord (L_s=270°) (voir figure 1.24 pour un résumé des observations disponibles de nuages mésosphériques de glace de CO_2). La modélisation de ces nuages mésosphériques dans des modèles de climat martien comme le GCM du LMD a été une des motivations pour le développement d'un modèle de microphysique de la condensation du CO_2 par Listowski et al. (2013). Le modèle de microphysique ayant été implémenté au modèle global (Määttänen et al., 2022), l'un des objectifs de la thèse sera d'adapter ce dernier au cas méso-échelle.

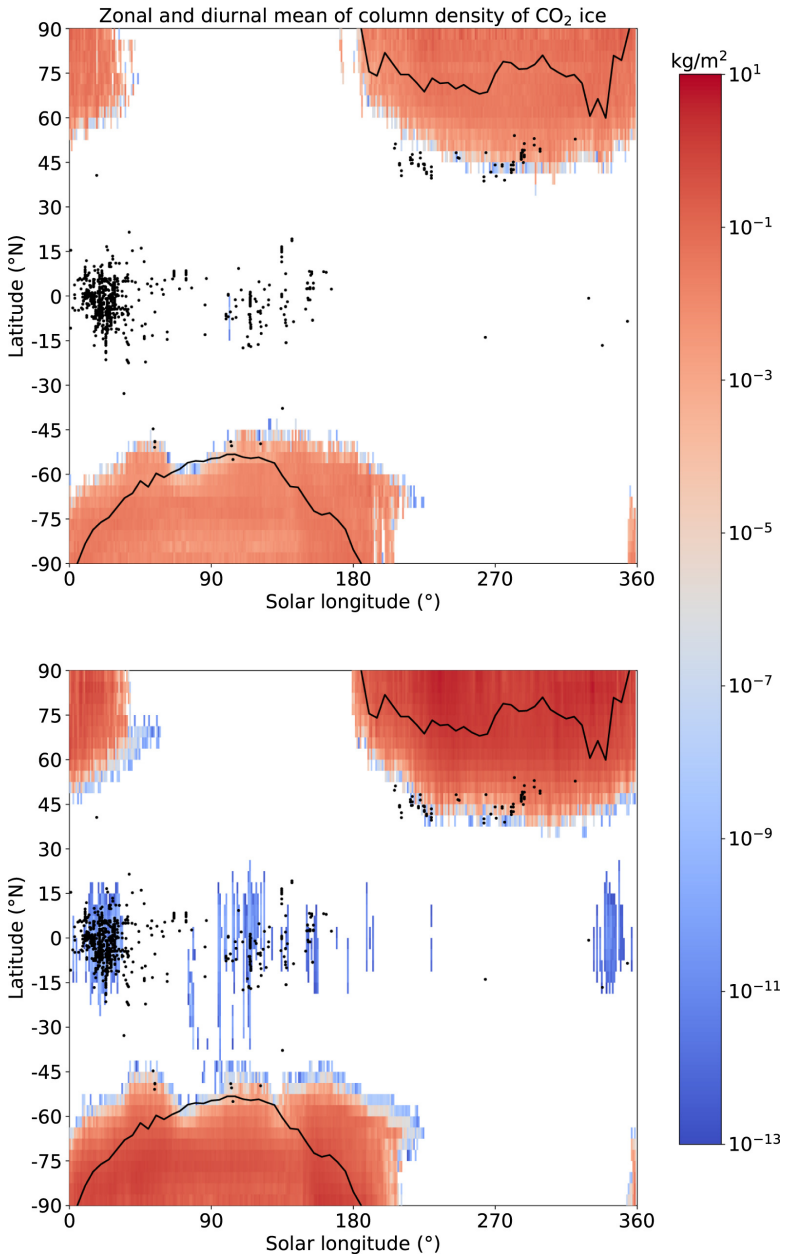


FIGURE 1.24 – Simulation de la moyenne zonale et journalière de la densité de colonne de glace de CO_2 par le GCM du LMD avec (en bas) ou sans (en haut) la possibilité de condenser du CO_2 sur les cristaux de glace d'eau. Les points noirs représentent toutes les observations de nuages mésosphériques de glace de CO_2. Les lignes noires définissent les zones pour lesquelles la température a été mesurée comme étant inférieure à la température de condensation du CO_2 dans l'atmosphère polaire par MCS. Image extraite de Määttänen et al. (2022).

1.3.3.2.2 Les nuages troposphériques

La troposphère est la couche la plus basse de l'atmosphère martienne (on considérera par la suite une altitude inférieure à 30 km). La proximité de la surface en fait un environnement riche en interactions en tout point de la planète, et les profils de température sont dictés par l'équilibre radiatif entre le rayonnement solaire incident et l'émission de la surface. C'est aussi la couche la plus sensible au soulèvement de poussière, et donc la plus à même de permettre des interactions entre les cycles de la poussière, de l'eau et du CO_2. Les premières observations de nuages troposphériques ont été obtenu grâce aux échos laser de l'altimètre MOLA (MGS) lors de sa

mission de cartographie de la topographie de la surface martienne (Neumann et al., 2003; Ivanov and Muhleman, 2001; Pettengill and Ford, 2000), détectant des nuages aux alentours de 15 km d'altitude. Des mesures de brillance réalisées avec MCS, ainsi que des mesures d'abondance de vapeur d'eau, démontrent par la suite que ces nuages sont constitués de glace de CO_2. Là encore, il est possible de déterminer plusieurs populations au sein des nuages troposphériques de glace de CO_2 : Neumann et al. (2003) ont notamment distingué les nuages absorbant des nuages réfléchissant à partir de leur effet d'atténuation sur le laser de l'altimètre. Chacune de ces populations suit une distribution spatiale et saisonnière différente (voir figure 1.25). Bien que nous montrerons par la suite que MOLA n'a finalement pas détecté que des nuages de glace de CO_2 mais aussi des nuages de glace d'eau et des structures poussiéreuses (voir chapitre 3), ces distributions montrent clairement qu'il existe ici encore des nuages formés aux pôles, et des nuages formés à des latitudes équatoriales ou tropicales. Les détections MOLA permettent d'avoir une information sur l'épaisseur optique des objets observés, ce qui semble démontrer une différence nette entre les deux calottes polaires : les nuages du pôle sud semblent plus optiquement épais, plus denses et plus bas en altitude que ceux du pôle nord.

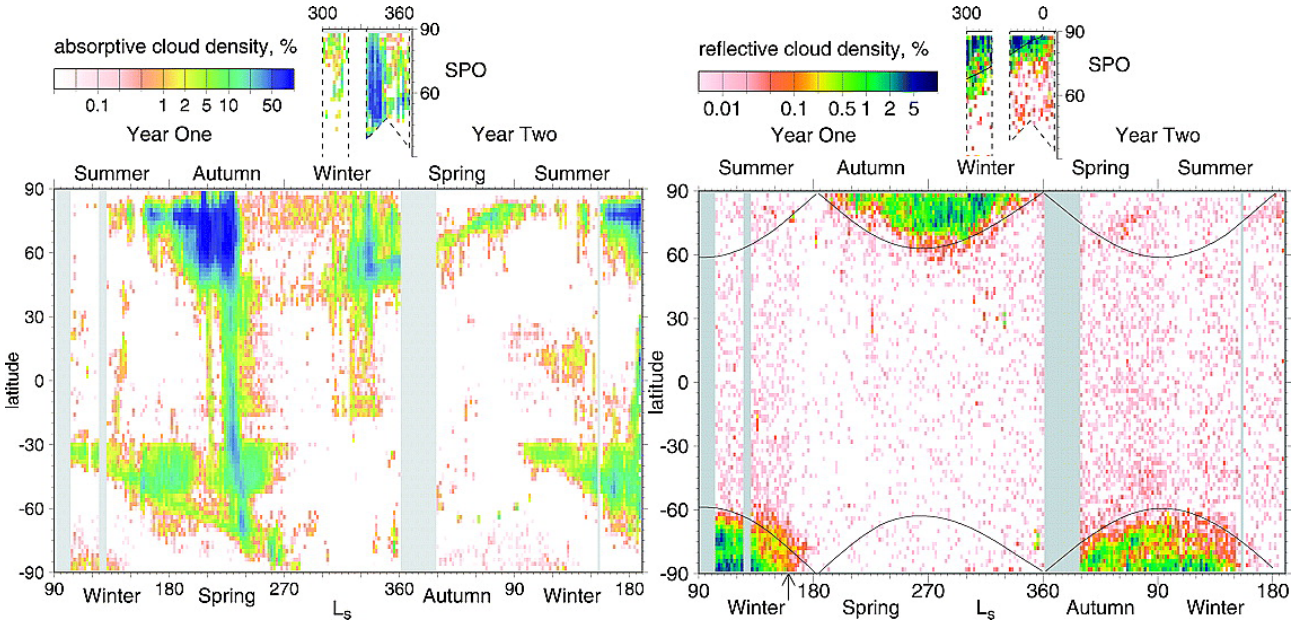


FIGURE 1.25 – Distribution saisonnière et latitudinale des nuages absorbant (à gauche) et réfléchissant (à droite) de glace de CO_2 dans la troposphère martienne. La densité de nuage est définie comme le nombre de nuages dans un *bin* de 2°x2°. Les bandes grises correspondent à des périodes où l'instrument ne transmettait pas de données. Image combinée des figures de Neumann et al. (2003).

Compte tenu de leurs propriétés optiques, il a été proposé que ces nuages puissent être constitués de large cristaux plats de glace de CO_2 (Neumann et al., 2003), ou à l'inverse d'une densité très élevée de petits cristaux (Colaprete et al., 2003). Ces observations ont alors été utilisées pour contraindre des modèles de formation des nuages. Deux scénarios se dégagent :

— pour Tobie et al. (2003), la formation des nuages de glace de CO_2 se fait sous l'effet des vents et des ondes orographiques (voir figure 1.26). Une onde orographique est une onde planétaire qui apparaît lorsqu'une masse d'air se déplaçant horizontalement est contrainte de se déplacer verticalement pour passer un relief. Ces ondes orographiques provoqueraient l'apparition de zone où le rapport de saturation est plus élevé qu'un seuil de saturation critique au delà duquel la nucléation est possible. La valeur de ce seuil de saturation critique dépend notamment de la composition et de la taille des cristaux. Lorsqu'un grain de substrat est transporté par les vents dans cette zone, la nucléation

commence. Une fois la nucléation commencée, la condensation continue tant que le grain ne quitte pas la zone sursaturée (ou S vaut plus que 1). Lorsque le grain atteint une partie de l'atmosphère non sursaturée, il peut soit se sublimer dans l'atmosphère, soit précipiter à la surface, selon la taille atteinte lors de la condensation.

— pour Colaprete et al. (2008), les nuages de glace de CO_2 sont de type convectif. Lorsqu'une parcelle d'atmosphère est suffisamment refroidie, le rapport de saturation augmente et peut dépasser le seuil critique de sursaturation nécessaire pour déclencher la nucléation. La condensation peut alors continuer sur les grains où la nucléation a eu lieu tant que le rapport de saturation de la parcelle reste supérieure à 1. Le retour à l'équilibre et la diminution du rapport de saturation se ferait par dégagement de chaleur latente, ce qui fournirait un potentiel convectif aux nuages troposphériques de glace de CO_2. Une fois formé, le nuage va gagner en altitude en suivant l'adiabatique humide jusqu'au point où celle-ci croise la courbe de température de l'environnement.

Les deux modèles sont utilisés et parviennent à reproduire la structure des nuages observée par MOLA. Cependant, la taille des cristaux de glace de CO_2 diffère selon les modèles : entre 30 et 80 µm pour Colaprete et al. (2008), jusqu'à 180 µm sous certaines conditions de vent pour Tobie et al. (2003). Hu et al. (2012) ont réalisé les premières mesures de la taille des cristaux grâce aux corrélations entre des profils de température de Radio Science (MGS) et des détections de nuages de MOLA. Les premiers résultats donnent des tailles de cristaux différentes selon les hémisphères mais bien en dessous des estimations des modèles : entre 8 et 22 µm dans l'hémisphère nord, entre 4 et 13 µm dans l'hémisphère sud. Toutefois, la limitation de la méthode de calcul impose de n'avoir des informations que sur les cristaux du sommet des nuages. Par la suite, la structure verticale complète des nuages troposphériques sera analysée par Hayne et al. (2012) grâce à MCS, révélant des tailles de cristaux pouvant atteindre 100 microns.

Le faible nombre d'observations est une limitation majeure dans l'étude des nuages de glace de CO_2 de la troposphère. Il avait été déterminé par le passé que le dégagement de chaleur latente provoqué par la formation des nuages de glace d'eau n'était pas suffisant pour déclencher des mouvements convectifs dans les conditions atmosphériques de la troposphère. Les simulations de Colaprete et al. (2003) semblent montrer que la situation est différente pour les nuages de glace de CO_2. La convection des nuages de glace de CO_2 pourrait expliquer les différentes altitudes de détection, mais les modèles utilisés jusqu'à présent se limitant à des simulations 1D, l'étude de la convection n'a pu être réalisée dans le contexte de la dynamique complète de la troposphère. Étudier l'éventuelle convection des nuages troposphériques sera une partie majeure du travail réalisé pendant cette thèse. Les interactions entre ces cycles est un facteur majeur du climat martien qu'il convient de savoir modéliser correctement.

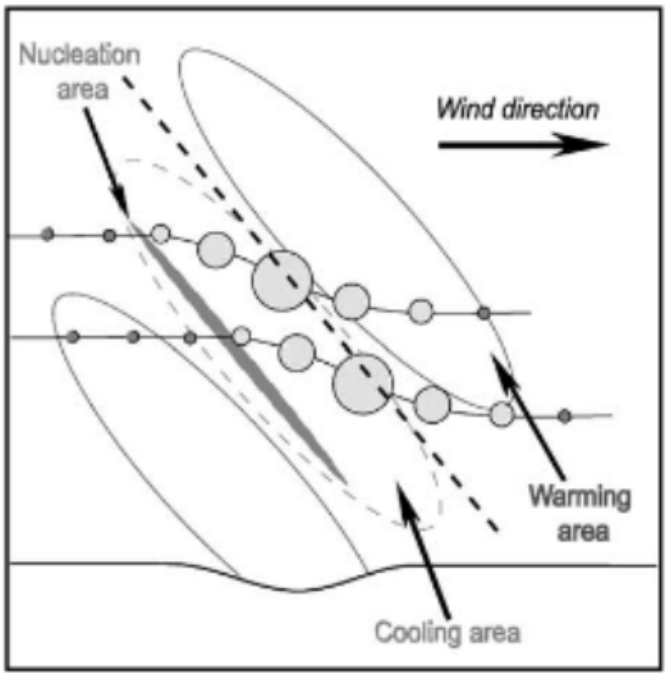


FIGURE 1.26 – Représentation schématique du scénario de formation des nuages orographiques de glace de CO_2 dans la troposphère martienne par Tobie et al. (2003). Les grains de poussière ou les cristaux de glace d'eau sont transportés par les vents dans les zones sursaturées où la nucléation peut se déclencher. Le cristal de glace de CO_2 ainsi formé, grossit par condensation jusqu'à sortir de la zone sursaturée où il pourra sublimer ou précipiter. Image extraite de Tobie et al. (2003).

1.4 Problématiques de la thèse

La troposphère martienne est un environnement complexe du fait de sa proximité avec la surface. Les interactions entre atmosphère et surface tout au long de l'année influent sur le climat de la basse atmosphère et induisent des variations saisonnières. En outre, il n'est pas possible de décrire l'évolution de la troposphère de la même manière sur toute la planète, avec notamment une forte asymétrie entre pôle nord et pôle sud. Un des éléments majeurs de l'étude de la troposphère repose sur les cycles des différentes aérosols constitutifs de l'atmosphère de Mars, soit la poussière soulevée depuis la surface, la vapeur d'eau pouvant condenser à la surface ou sous forme de nuage et le CO_2 gazeux pouvant lui aussi former des nuages dans l'atmosphère. Chacun des aérosols suit un cycle saisonnier particulier mais la troposphère est le théâtre de nombreuses interactions : les grains de poussière peuvent servir de noyaux de condensation pour la formation des nuages de glace d'eau et de glace de CO_2, la glace d'eau pouvant elle aussi servir de noyaux de condensation pour le CO_2. En retour, la présence de nuages dans l'atmosphère a un effet direct sur le climat et donc sur les pressions et températures de surface, favorisant ou inhibant le développement des phénomènes responsables du soulèvement de poussière comme les tempêtes. L'éventuel caractère convectif des nuages nocturnes de glace de CO_2 au niveau des pôles est aussi un paramètre à prendre en compte. En fonction de l'intensité de cette convection, la distribution verticale d'eau et de poussière pourrait être modifiée, expliquant certaines observations dans les plus hautes altitudes. Les problématiques de cette thèse sont donc les suivantes :

— Est-il possible d'obtenir plus d'informations sur les variations saisonnières des cycles de chacun des aérosols dans l'atmosphère martienne, et plus particulièrement dans la troposphère ?

— Les perturbations typiques de la troposphère martienne durant les nuits polaires sont-elles suffisantes pour déclencher la formation de nuage de glace de CO_2 à des altitudes correspondant aux observations ?
— Si oui, ces nuages de glace de CO_2 ont-il un caractère convectif ? Est-il possible de déterminer les paramètres de cette convection et sa sensibilité aux caractéristiques atmosphériques ?
— Le couplage des trois cycles se fait au travers de phénomènes microphysiques comme la formation de nuages. Puis, ces nuages ont un comportement dynamique qui modifie les paramètres atmosphériques, et donc le déroulement des processus microphysiques. Comment sont couplées microphysique et dynamique dans la basse atmosphère martienne ?

Répondre à ces différentes question a amené à utiliser des méthodologies d'analyse de données puis de modélisation (chapitre 2). Les observations dans la troposphère, en particulier de nuages de glace de CO_2 étant rares, il est crucial de tirer le maximum d'information des quelques jeux de données disponibles. C'est pourquoi nous proposons une nouvelle analyse du jeu de données MOLA par des méthodes d'apprentissage machine, ainsi qu'une climatologie des aérosols durant près de deux années martiennes au regard d'autres instruments (chapitre 3). Il n'est cependant pas toujours possible de conclure sur la composition des structures atmosphériques détectées et une connaissance précise de la microphysique de formation des nuages de glace de CO_2 ainsi que de leur dynamique est primordiale. C'est pourquoi nous utilisons le modèle de climat martien du LMD dans sa version méso-échelle pour résoudre les processus responsables de la formation de nuages et étudier leur éventuelle nature convective (chapitre 4).

Chapitre 2

Outils méthodologiques

Contents

2.1 Les méthodes d'apprentissage machine 43
2.1.1 Histoire de l'apprentissage machine 43
2.1.2 L'utilisation de l'apprentissage machine en sciences planétaires 47
2.1.3 Les méthodes actuelles d'apprentissage machine : application à l'analyse des données MOLA 50
2.1.3.1 Les méthodes supervisées 50
2.1.3.2 Les méthodes non supervisées 52
2.2 Les modèles de modélisation du climat martien 55
2.2.1 Les différents modèles de climat global 55
2.2.2 Mise en équation et projections 57
2.2.3 Le modèle de climat global du LMD 60

2.1 Les méthodes d'apprentissage machine

2.1.1 Histoire de l'apprentissage machine

L'apprentissage machine, ou *machine learning* en anglais, désigne un ensemble de méthodes dont le but est de développer des programmes qui vont être capables de "s'entraîner" afin de gagner de l'expérience et obtenir de meilleures performances dans la réalisation d'une tâche spécifique, généralement difficilement exécutable par l'être humain. Cette difficulté peut résulter de plusieurs paramètres d'un problème :

- la complexité du problème dû à un manque de connaissances sur le sujet ; exemple : la navigation des rovers sur Mars
- la non intelligibilité du problème, soit quand l'être humain arrive difficilement à expliquer comment il parvient à le résoudre ; exemple : la reconnaissance de voix
- l'utilisation de modèle pour résoudre des problèmes généraux mais dont chaque utilisation nécessite une grande personnalisation ; exemple : la médecine personnalisée
- l'application de modèle à de très grands jeux de données, limitant les méthodes numériques classiques ou les analyses à l'œil ; exemple : analyse de données satellites

L'apprentissage machine est à l'origine une discipline née du croisement de la cybernétique, la science du contrôle et de l'étude des systèmes de communication, et des sciences numériques, bien qu'aujourd'hui on la considère souvent comme une branche du champs plus vaste de l'intelligence artificielle. Les récentes avancées dans le domaine des sciences numériques, et notamment

l'apparition des GPU (Graphics Processing Unit), des processeurs graphiques utilisant la parallélisation pour l'optimisation d'affichage d'éléments graphiques ou la gestion de la mémoire, ont permis des progrès majeurs dans le développement de méthodes d'apprentissage machine dont l'utilisation s'est récemment démocratisée dans une grande diversité de branches. Il n'est pas rare de nos jours que de telles méthodes soient utilisées dans des domaines éloignés de la recherche numérique, comme la publicité, la finance ou la médecine de précision. Le court historique présenté ci-après est inspiré du résumé de Fradkov (2020).

On attribue généralement l'apparition de l'apprentissage machine à celle de l'intelligence artificielle en 1950, lorsque Alan Turing, un mathématicien britannique, développe un test pour déterminer si on pouvait développer un programme faisant "penser" la machine : le fameux test de Turing (Turing, 1950). Le test est simple, un candidat pose des questions à deux interlocuteurs dont un est une personne et l'autre une machine. Si après une conversation de cinq minutes le candidat n'est pas en mesure de déterminer lequel de ces interlocuteurs est une machine, le programme est considéré comme efficace. Ce test, bien qu'étant toujours une référence de nos jours, a été critiqué puisqu'il n'évalue pas réellement l'aptitude d'un programme à progresser dans un domaine, mais seulement à mimer un comportement humain. En réalité, la notion même de "machine learning" apparaît en 1959 dans une publication d'Arthur Samuel dans laquelle ce dernier décrit un programme développé en 1952 qui est capable d'apprendre à jouer aux dames au fil des parties (Samuel, 1959). Il définit le machine learning comme étant "*The field of study that gives computer the ability to learn without being explicitly programmed*". Afin de développer des programmes capable d'apprendre, les chercheurs en sciences numériques s'inspirent du mode de fonctionnement du cerveau humain ou animal. On en garde d'ailleurs le nom, les programmes d'apprentissage machine étant généralement appelés "réseaux de neurones" pour la ressemblance de leur structure à celle du système nerveux. Le premier ANN (pour Artificial Neuronal Network) voit le jour en 1957, le "perceptron" (Rosenblatt, 1957). Développé par Frank Rosenblatt, il s'agit d'un classificateur binaire, c'est-à-dire un programme capable de séparer des éléments en deux classes. Pour cela, les données d'entrée, ou *input*, sont données sous forme de signal analogique et convertis en signal discrétisé. L'étude mathématique des expériences réalisées avec le perceptron permet de définir des théorèmes de fonctionnement de ce genre de programme. On retient notamment le théorème de Rosenblatt qui définit des conditions d'existence d'une limite de séparabilité entre deux classes (Rosenblatt, 1960) ou le théorème de Novikoff qui décrit les conditions pour qu'un programme type perceptron puisse converger (Novikoff, 1962).

Deux approches s'opposent pour expliquer comment entraîner un classificateur binaire. La première approche est dite déterministe (Vapnik and Lerner, 1963; Vapnik and Chervonenkis, 1964; Yakubovich, 1965), tout le raisonnement est mathématique et ne fait intervenir aucun élément aléatoire, répéter l'expérience amène toujours au même résultat. Pour expliquer l'aspect mathématique, nous allons considérer un set de N objets, typiquement des images : les X_k avec k qui varie de 1 à N. Ces objets sont assimilés par le programme à partir de la valeur de certaines variables pour chacun d'entre eux, dans le cas des images on pourrait imaginer qu'une variable typique serait le niveau de gris d'un pixel ou le niveau de gris moyen des pixels voisins. Pour le programme, les objets sont donc définis par les valeurs $(X_{k1},X_{k2},...,X_{kN})^T$ avec T le nombre de variables. Le but d'un classificateur est de déterminer pour un objet X^* non connu s'il appartient à une classe A ou une classe B. Pour cela, il faut renseigner au programme quels objets du set d'entraînement appartiennent à chacune des classes. Pour simplifier la notation, nous considérons qu'un objet X_k appartient à la classe A si k est compris entre 1 et k_A et appartient à la classe B si k est compris entre k_A+1 et N. Une fonction d'appartenance de l'objet y(X) s'écrirait alors :

$$y(X) = \begin{cases} 1 & \text{si k = 1,...,k}_A \\ -1 & \text{si k = k}_A\text{+1,...,N} \end{cases}$$

Pour que le problème ait une solution et que le programme converge, il faut que les classes soient différenciables, c'est-à-dire qu'elles ne se superposent pas et peuvent être séparées par un hyperplan. Mathématiquement, cela signifie qu'il existe une valeur, appelé biais ou seuil, w_0 et un vecteur de coefficients $w = (w_1,w_2,...,w_n)$, que l'on appelle poids et qui établissent l'importance de chacune des variables, qui définissent une fonction W(X), la fonction d'activation, telle que :

$$W(X) = w^T X + w_0 \text{ avec } W(X_k) \begin{cases} > 0 & \text{pour k = 1,...,k}_A \\ < 0 & \text{pour k = k}_A\text{+1,...,N} \end{cases}$$

Plusieurs fonctions d'activation existent et choisir la plus adaptée représente l'élément majeur de l'optimisation d'un réseau de neurones de manière générale. L'apprentissage consiste par la suite à la détermination des différents poids par le programme. Lorsque le programme est utilisé par la suite, la classe d'un objet X^* est déterminée par la valeur de $W(X^*)$. Durant les années 60, de nombreuses méthodes mathématiques sont développées pour optimiser la vitesse et la précision de détermination des poids. On peut notamment citer l'apparition des méthodes min-max (Vapnik and Chervonenkis, 1964) ou encore des méthodes de Bregman qui transforment le problème en la recherche d'une fonction convergente et deux fois différenciables dans un espace de Hilbert (Bregman, 1967). La méthode utilisée pour le perceptron de Rosenblatt est un cas particulier d'une méthode plus générale communément utilisée en sciences statistiques et en apprentissage machine de nos jours : la méthode du gradient stochastique. Pour cela, on définit une fonction, dites fonction objectif, comme une somme de fonctions différenciables :

$$Q(w) = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^{T} Q_i(w) \tag{2.1}$$

où les fonctions Q_i portent sur la i-ème variable. Déterminer les poids revient alors à trouver le minimum de cette fonction objectif par une méthode itérative de descente de gradient. Un premier ensemble de poids est déterminé au début de la méthode, puis ceux-ci sont modifiés graduellement à chaque itération :

$$w = -\eta \nabla Q(w) = w - \frac{\eta}{T} \sum_{i=1}^{T} \nabla Q_i(w) \tag{2.2}$$

avec η le pas d'itération, que l'on appelle plus fréquemment le taux d'apprentissage. La méthode de Rosenblatt est un cas particulier de la méthode du gradient stochastique où le taux d'apprentissage vaut 1 et où la fonction objectif est le produit scalaire de l'hyperplan séparant les classes avec les valeurs des différentes variables pour les objets mal estimés à chaque itération.

La différence entre l'approche déterministe et l'approche stochastique peut être schématisée comme étant la différence de gestion de l'incertitude (figure 2.1). L'approche déterministe implique que l'incertitude soit comprise dans la valeur de chaque variable, on obtient donc une relation unique entre les variables d'entrée et la classification de sortie et des utilisations répétées du programme sur un même objet donnera toujours le même résultat. Le développement des sciences statistiques amène à considérer le problème autrement (Widrow, 1960; Marill and Green, 1960) : l'incertitude est un paramètre aléatoire qu'il faut garder comme tel, le programme doit en tenir compte et ne peut fournir que des résultats statistiques, il est donc

possible d'avoir des classifications différentes pour une même entrée. L'optimisation d'un programme type perceptron devient donc une recherche de minimisation du risque : on accepte que plusieurs résultats soient possibles, mais il faut réduire au maximum l'écart entre les différentes possibilités (Tsypkin and Nikolic, 1971). Pour cela, on choisit une fonction dites "de coût" Q(X, w) qui sert à mesurer à quel point un modèle, avec des poids w pour chaque variable, se trompe dans l'estimation d'une sortie y pour une entrée x. Un indice de performance classique de l'apprentissage du modèle est donc la moyenne J(w) qui fait intervenir les probabilités d'apparition de chacun des variables d'entrée p(x) :

$$J(w) = \int_X Q(x, w)p(x)dx \tag{2.3}$$

L'apprentissage du modèle devient alors une recherche des poids qui minimisent J. Cette recherche peut s'effectuer ici aussi par une descente de gradient, les fonctions de coût étant choisies comme étant différenciables (voir équation 2.2). Les deux approches sont viables et définissent en réalité des situations différentes. L'approche déterministe est plutôt utilisée de nos jours quand les liens entre entrée et sortie peuvent être clairement définis. Lorsque ceux-ci sont difficilement déterminables, on utilise plutôt l'approche stochastique.

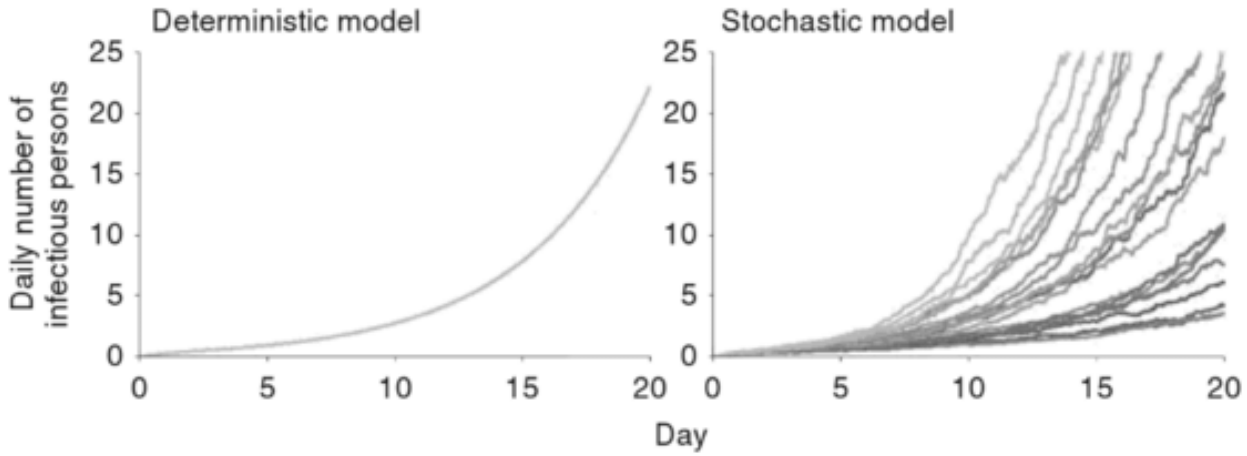
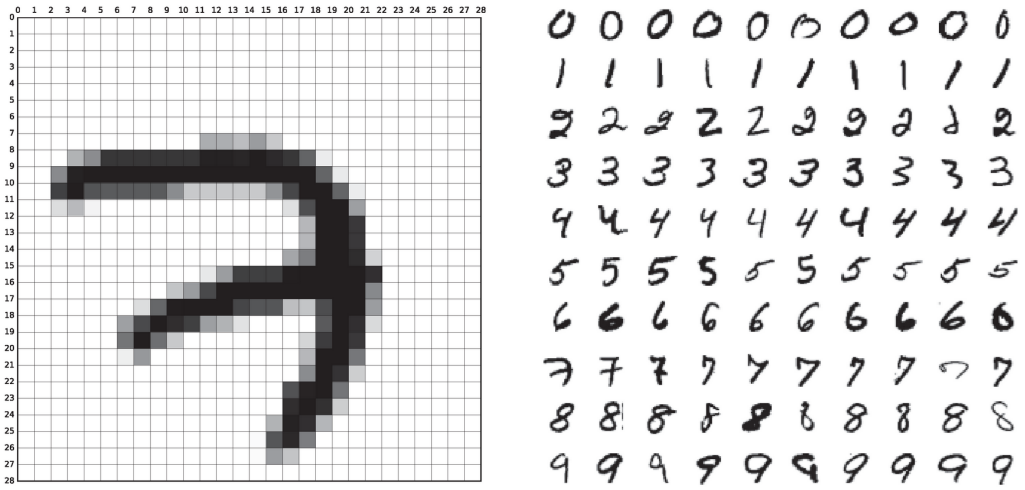


FIGURE 2.1 – Illustration schématique de la différence entre une approche déterministe (à gauche) et une approche stochastique de la recherche de relations entre une entrée x et une sortie y. Image extraite de Theodorakos (2016).

Le développement du perceptron et les études de son optimisation ont donné de très grands résultats mathématiques et théoriques mais les performances du programme n'ont jamais été aussi bonnes qu'attendues. En particulier, un des problèmes de classification binaire les plus connus est de parvenir à modéliser la fonction "OU exclusif" (ou XOR). Minsky and Papert (1969) montreront que le perceptron est, dans l'état, incapable de représenter cette fonction. S'en suivra une période de désintérêt de l'étude de l'apprentissage machine et de l'intelligence artificielle, appelée "l'hiver de l'IA". Plus tard, durant les années 80, certaines avancées majeures sont réalisées pour l'amélioration des programmes. La révolution majeure consiste en l'apparition de réseaux de neurones convolutionnels à plusieurs couches. Nous reviendrons plus en détail sur ces structures mais l'idée étant, comparé au perceptron qui était constitué d'une couche unique, d'analyser les données d'entrée plusieurs fois et à des niveaux de complexité de plus en plus important avant d'arriver à un résultat de sortie (Fukushima, 1980). On améliore également les méthodes de correction de l'erreur. Plutôt que de modifier tous les paramètres du modèle simultanément à partir de la valeur de l'erreur, celle-ci est propagée jusqu'aux premières

couches, puis les modifications sont faites couche par couche : c'est la méthode de *backpropagation* (Rumelhart and McClelland, 1987; Rumelhart et al., 1986). Malgré tout, une fois encore les résultats ne sont pas à la hauteur des fonds investis dans la recherche et commence un "second hiver de l'IA" au début des années 90.

L'âge d'or du développement de l'apprentissage machine commence fin des années 90, début des années 2000. Trois facteurs concomitants expliquent cette révolution. Tout d'abord, au niveau de la disponibilité des données, l'émergence d'internet et l'augmentation des capacités de stockage permet d'obtenir des jeux de données beaucoup plus importants et de se les transmettre plus facilement. Or, les méthodes d'apprentissage machine sont logiquement extrêmement sensibles à la quantité de données d'entraînement que l'on peut leur fournir. Ensuite, comme mentionné précédemment, le développement des GPU a grandement amélioré les performances des réseaux de neurones, notamment par le biais de la parallélisation des optimisations qui réduit fortement les ressources numériques nécessaires. Enfin, des avancées théoriques sont réalisées dans le domaine même de l'apprentissage machine, avec le développement du *deep learning*, de nouvelles structures plus complexes que nous détaillons par la suite. L'apprentissage machine se démocratise et les algorithmes commencent à donner des résultats extrêmement convaincants dans de nombreux domaines. La recherche de la meilleure performance continue encore et encore, notamment sur un jeu de données devenu très classique : la base de données MNIST. Cette dernière regroupe près de 70000 images de chiffres écrits à la main, réparties en 60000 images d'entraînement et 10000 de test (voir exemple figure 2.2). Obtenir de bonnes performances sur le MNIST est une première étape classique dans l'élaboration de réseaux de neurones plus complexes, mais une compétition s'est aussi mise en place pour avoir le plus faible taux d'erreur avec des modèles exclusivement dédiés à cette tâche. À ce jour, la meilleure performance est détenue par la combinaison des trois réseaux de neurones convolutionnels classiques, avec un taux d'erreur de mauvaise classification des digits de seulement 0,09% (An et al., 2020).



(**a**) MNIST sample belonging to the digit '7'. (**b**) 100 samples from the MNIST training set.

FIGURE 2.2 – Exemple d'images contenues dans la base de données MNIST. À chacune des images est associée un label correspondant au digit représenté. Image extraite de Baldominos et al. (2019).

2.1.2 L'utilisation de l'apprentissage machine en sciences planétaires

Le développement de l'apprentissage machine s'est accompagné d'une simplification de son apprentissage ainsi que de sa mise en place. Cela a notamment permis une diversification des

domaines d'étude ayant recours à des algorithmes d'apprentissage machine. En particulier, selon la base de données Scopus du site de recensement de publications scientifiques Elsevier, le nombre de publications témoignant de l'utilisation de méthodes d'apprentissage machine en sciences planétaires a augmenté exponentiellement depuis le début des années 2000, suivant la tendance globale des sciences physiques. En 2019, environ 3,8% des publications en sciences planétaires mentionnait l'apprentissage machine mais l'évolution actuelle indique qu'en 2030, nous passerions à près de 40% (voir figure 2.3).

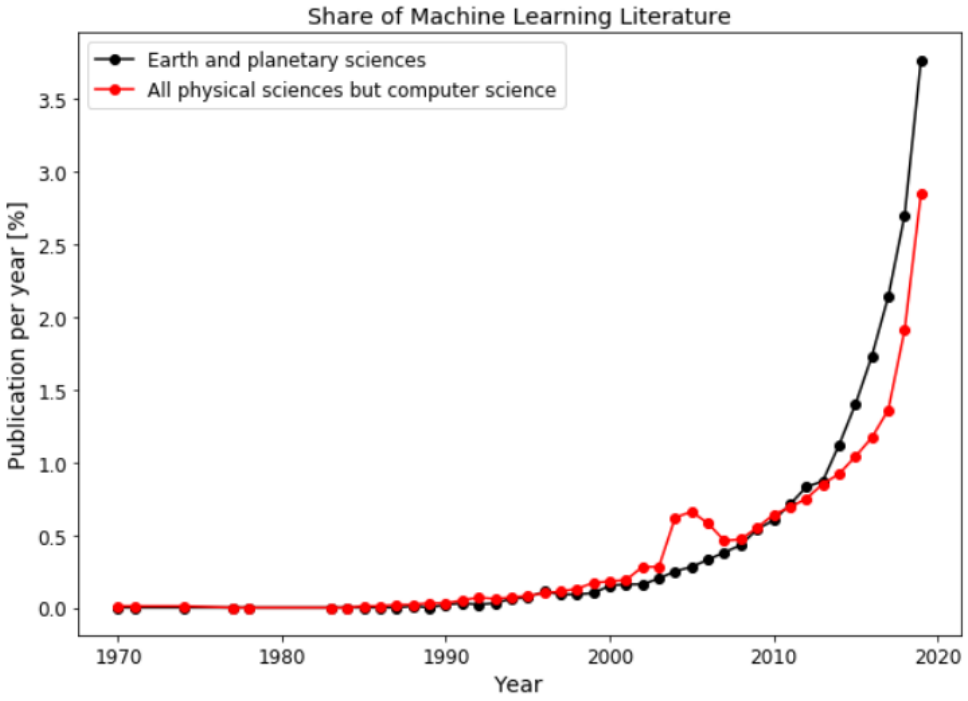


FIGURE 2.3 – Part des publications en sciences planétaire (courbe noire) et en sciences physiques (en rouge) ayant au moins une partie de leur discussion axée autour de l'apprentissage machine, selon la base de données Scopus du site Elsevier. Image extraite de Cambioni (2020).

L'étude des sciences planétaires apparaît comme un terrain idéal pour l'utilisation des méthodes d'apprentissage machine. En effet, entre la taille gigantesque des jeux de données transmis par certains instruments, la complexité de ces données, et même les difficultés opératoires de certaines missions qui ne peuvent être continuellement dirigées par une main humaine, les possibilités d'application apparaissent à chacune des étapes constitutives de la vie d'une mission planétaire. Motivé par l'obtention de résultats convaincant dans des domaines voisins, comme la visualisation d'images de trous noirs par l'analyse de petabytes de données d'interférométrie à très longue base (observations simultanée d'un même objet par plusieurs télescopes à différents points de la surface terrestre) (Bouman et al., 2015), l'analyse de données planétaires se tourne naturellement vers l'utilisation de l'apprentissage machine. Les missions sont en mesure de fournir de plus en plus de données, comme MRO dont la longévité a permis de transmettre autant de données que la plupart des autres missions combinées. Un autre exemple est le satellite TESS (Transiting Exoplanet Survey Satellite) qui fournit une quantité impressionnante de courbes de lumière chaque mois (environ 1 million), et dont l'analyse pour la détection d'exoplanètes a dû être automatisée. Mais, bien qu'elle soit le champ d'application le plus évident, l'analyse de données n'est pas la seule étape de la vie d'une mission planétaire pour laquelle l'apprentissage machine a un intérêt. Azari et al. (2021) ont montré que les méthodes d'apprentissage machine pouvaient être d'une aide remarquable à chaque étape de conception d'une mission :

— **La phase de développement** : durant la conception d'une mission, une transcription

doit être faite entre les objectifs scientifiques et les paramètres des instruments. Cette transcription peut se baser sur des modèles théoriques ou sur l'analyse de données de missions précédentes. En particulier, le calcul de la trajectoire optimale d'une mission est à la fois compliquée et demandeuse en ressources numériques. Izzo et al. (2018) ont démontré qu'un algorithme d'apprentissage machine pouvait être développé pour assurer le guidage en temps réel d'une mission. De même, déterminer le site d'atterrissage des missions est encore à ce jour un défi de taille qui nécessite l'analyse humaine d'une très grande quantité de sites potentiels. Le processus est donc sujet à l'erreur humaine. En 2016, des méthodes d'apprentissage machine ont aidé à la détermination des sites pour la mission Mars 2020, en faisant un tri préalable des sites selon le type de terrain (Ono et al., 2016). Le design même des instruments embarqués à bord d'une mission peut aussi être sujet à l'utilisation de l'apprentissage machine : il est possible de créer des modèles poussés des performances de chacun des composants en situation "réelle" pour évaluer la viabilité d'un instrument (Uebelhart et al., 2005).

— **La phase opératoire** : la transmission des données des missions est principalement limitée par deux facteurs que sont la communication, qui peut être perdue à certains moments ou emplacements, et la latence. Afin d'optimiser la récolte de données, il est possible de jouer sur plusieurs paramètres pouvant être optimisés avec l'aide de l'apprentissage machine. Les fenêtres de communication entre équipe scientifique et instrument pouvant être très courte, une classification des détections, par un algorithme sur l'instrument lui-même, mettant en valeur celles qui ont un lien avec la mission représenterait un gain de temps et donc de performances important. Typiquement, un réseau de neurones a été développé à partir des jeux de données passés pour classer les images de Mars selon les éléments géologiques observés (Wagstaff et al., 2018). Cette classification est aussi un gain de temps majeur pour l'analyse des données, regroupant les images dans un atlas qui facilite la recherche d'un élément spécifique (Ono et al., 2019). À l'inverse, il est aussi possible d'optimiser l'algorithme de telle sorte qu'il fasse ressortir davantage les exceptions, les observations novatrices (Wagstaff et al., 2013). Si l'instrument est capable, par lui-même, de déterminer les objets d'intérêt, il peut concentrer ses observations sur des phénomènes imprévisibles pour apporter plus de données : un exemple typique est l'observation des *dust devil* sur Mars dont nous avons parlé dans l'introduction (Chien et al., 2008). Enfin, dans le cas où la mission cible précisément certains éléments parmi une grande quantité d'observations, comme des roches spécifiques par exemple, l'aptitude de l'instrument à reconnaître et trier les candidats par des méthodes d'apprentissage machine est une avancée majeure (voir figure 2.4).

— **La phase d'analyse des données** : les jeux de données devenant de plus en plus conséquent, l'apprentissage machine est une aide précieuse pour compléter les méthodes statistiques traditionnelles, ou supplanter les détections "à l'œil". Il existe en réalité autant d'applications possibles qu'il existe de types d'algorithmes d'apprentissage machine. Comme cité précédemment, l'identification d'éléments particuliers dans un jeu de données par des classificateurs est l'idée la plus commune : exoplanètes dans des courbes de lumière (Yu et al., 2019), plasmas rares sur Saturne dans des séries temporelles (Azari et al., 2018) ou encore nuages dans des images de l'atmosphère martienne (Mengwall and Guzewich, 2023). Des méthodes de regroupement, ou *clustering*, sur lesquelles nous revenons en détail par la suite, permettent également un tri automatisé des observations en groupes de même caractéristique. Des observations minéralogiques peuvent, par exemple, être triées rapidement selon les minéraux qu'elles révèlent (Dundar and Ehlmann, 2016). Enfin, des réseaux de neurones optimisés peuvent également aider à la constitution de modèle à l'échelle planétaire à partir d'observations locales, comme la détermination des caractéristiques des vents solaires arrivant sur Mars à partir de mesures météorologiques

réalisées à sa surface (Ruhunusiri et al., 2018).

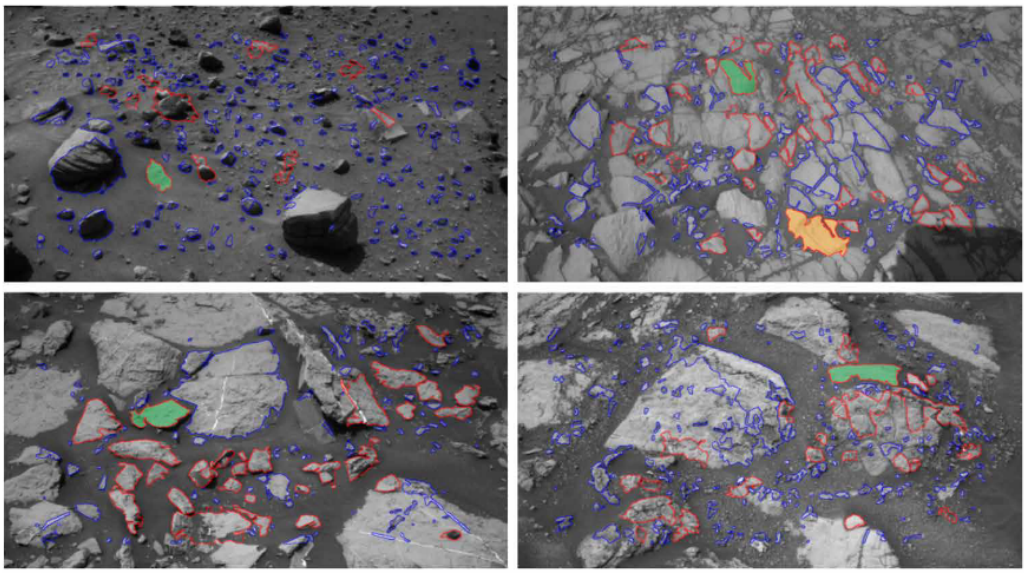


FIGURE 2.4 – Exemples du choix de cibles pour le spectromètre ChemCam par le programme d'apprentissage machine AEGIS sur les images de la caméra NavCam, respectivement à sols 1400, 1417, 1449 et 1481 (gauche à droite, haut en bas). Les roches sont repérées de manière autonome selon les préférences de l'équipe scientifique, puis classées selon un ordre de priorité : vert pour la cible prioritaire, orange pour une éventuelle cible secondaire, un contour rouge pour une détection réussie mais non analysée, un contour bleu pour une détection éliminée après filtrage. Image extraite de Francis et al. (2017).

Les observations de la troposphère martienne, et en particulier des nuages de glace de CO_2 troposphériques, étant extrêmement rares, il est vital d'extraire autant d'observations que possible des jeux de données à notre disposition. L'apprentissage machine a montré à de multiples reprises qu'il permettait des améliorations notables dans l'analyse de données, par rapport aux analyses statistiques ou aux observations à l'œil. Une partie du travail réalisée pendant cette thèse est donc de déterminer quelle méthode d'apprentissage machine pourrait être la plus adaptée pour analyser une nouvelle fois le jeu de données de MOLA et, éventuellement, en extraire davantage d'observations que les études précédentes.

2.1.3 Les méthodes actuelles d'apprentissage machine : application à l'analyse des données MOLA

2.1.3.1 Les méthodes supervisées

Il existe une multitude de méthodes et d'algorithmes différents dans le domaine de l'apprentissage machine. Toutefois, ceux-ci peuvent être répartis en deux grandes catégories : les méthodes supervisées et les méthodes non supervisées. Nous nous intéressons dans un premier temps au fonctionnement des méthodes les plus communes, correspondant notamment aux réseaux de neurones, c'est-à-dire l'apprentissage machine supervisé. Pour les méthodes supervisées, il est nécessaire de fournir au programme un jeu de données d'entraînement dans lequel les objets d'entrée sont associés à un label, donc au résultat attendu pour chacun d'entre eux. Typiquement, dans l'exemple de la base de données MNIST, le jeu d'entraînement est constitué d'une partie des images pour lesquelles on donne également au programme le chiffre représenté sur l'image. L'objectif du programme est alors, de manière similaire au perceptron présenté précédemment, de déterminer la meilleure fonction pour lier variables d'entrée et valeur de

sortie. Les méthodes supervisées se divisent généralement en deux catégories : la classification où le résultat est une valeur qualitative (le digit représenté, l'animal pris en photo ou le type de roches par exemple) et la régression où le résultat est une valeur quantitative (prix d'une maison à partir d'une photo par exemple).

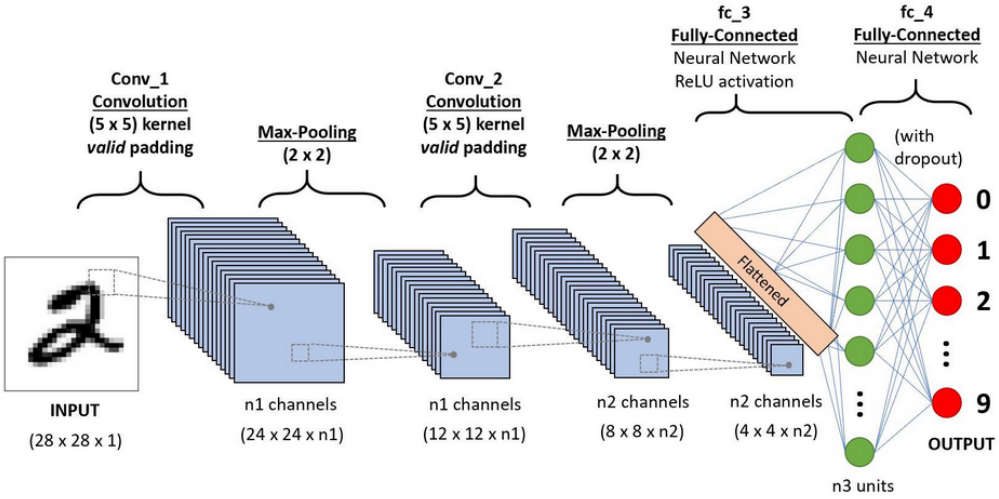


FIGURE 2.5 – Exemple typique de structure d'un réseau de neurones convolutionnel pour l'étude de la base de données MNIST. Image disponible sur https://www.analyticsvidhya.com.

Les réseaux de neurones actuels, qu'ils soient profonds (deep learning) ou non, sont l'héritage du fonctionnement du perceptron. Une structure typique de réseaux de neurones convolutionnels est illustrée figure 2.5. Ces réseaux sont généralement divisés en deux parties, une première où s'effectuent les différentes convolutions, et une deuxième avec des couches de neurones entièrement connectés (chaque neurone reçoit l'information de l'intégralité des neurones de la couche précédente). Le principe de la convolution est d'appliquer un filtre, au travers d'une fenêtre mobile constituée de plusieurs pixels, sur l'image d'entrée. Ces filtres sont des opérations mathématiques plus ou moins complexes, comme une moyenne ou une somme des valeurs de niveau de gris par exemple, qui vont déterminer certaines caractéristiques de l'entrée. Un filtre moyenneur va faire ressortir les éléments les plus visibles d'une image, tandis qu'un filtre gaussien a pour but de réduire le bruit sans perdre en netteté. L'objectif de ces convolutions est de déterminer les structures de la variable d'entrée. Dans le cas d'une image, on veut notamment reconnaître facilement les bords de chaque élément, potentiellement leurs couleurs respectives, leur texture... Dans le cas d'une courbe, comme pour les courbes de lumière, on pourrait vouloir différencier les valeurs positives des valeurs négatives, les parties croissantes et décroissantes, repérer les points d'inflexion... Il est possible d'enchaîner plusieurs couches de convolution, les éléments analysés devenant de plus en plus abstraits. Les informations de chaque partie de l'image sont ensuite remises en commun dans des couches de neurones entièrement connectées : c'est à ce stade que sont déterminés les poids de chacun des éléments selon l'importance qu'ils ont pour séparer les différentes classes. En sortie, le programme donne un score pour chacune des classes, que l'on peut considérer comme une probabilité que l'entrée appartienne à chacune des classes : le résultat proposé par le programme est donc la classe ayant obtenu le meilleur score. Les performances récentes de ces réseaux à convolution sont remarquables, notamment pour l'analyse de scènes (voir figure 2.6).

Dans notre cas, il est imaginable de vouloir analyser le jeu de données MOLA par une méthode de classification. En effet, nous savons que le jeu de données contient des observations d'aérosols et de nuages de glace de CO_2, on pourrait donc entraîner un programme pour

FIGURE 2.6 – Classification des éléments d'une image lors d'une prise de vue en temps réel par un réseau de neurones convolutionnel entraîné sur le jeu de données SiftFlow. Image extraite de Farabet et al. (2013).

différencier ces observations du bruit ou des observations de la surface. Il y a cependant deux problèmes majeurs pour une telle étude. Tout d'abord, les performances d'un algorithme d'apprentissage machine supervisé sont extrêmement sensibles à la taille du jeu d'entraînement (Figueroa et al., 2012; Ramezan et al., 2021). Or, le set d'entraînement doit être constitué d'associations certaines entre valeurs d'entrée et de sortie. Cela impliquerait donc d'utiliser les résultats d'études précédentes, comme ceux de Neumann et al. (2003) ou de Ivanov and Muhleman (2001), pour entraîner notre programme. Il est déconseillé d'entraîner un programme avec des objets sur lesquels il devra travailler par la suite, le risque étant qu'ils n'apprennent non pas à reconnaître un élément, mais plutôt à mémoriser les observations de chaque classe. Il serait envisageable de générer un jeu de données d'entraînement avec de fausses observations générées par un modèle de l'atmosphère martienne mais, cette fois, c'est le manque de connaissances à propos des aérosols qui ferait défaut au jeu d'entraînement, puisque nous ne connaissons pas les particularités et les limites exactes entre les différents types d'observation.

2.1.3.2 Les méthodes non supervisées

Les méthodes d'apprentissage machine non supervisées passent outre ces lacunes. En effet, le jeu de données d'entrées pour ces méthodes ne doit contenir que des données sans label. Le but est de déterminer la structure de ces données en identifiant des points communs redondant à plusieurs observations. Pour chaque nouvel élément, la présence ou l'absence de ce point commun déterminera à quel groupe sera attribué la donnée. Les méthodes non supervisées sont ici aussi divisées en deux types : les méthodes d'association de données qui visent à déterminer les règles régissant la structure du jeu de données, et les méthodes de regroupement qui divisent directement le jeu de données en plusieurs groupes en attribuant des labels spécifiques à chacun des groupes. La particularité de ces méthodes non supervisées est donc de ne pas savoir à l'avance le résultat du programme. Celles-ci sont communément utilisées pour déterminer des populations aux caractéristiques différentes dans un jeu de données, comme dans le monde de la publicité avec l'étude des habitudes clients, ou dans le monde de la finance. Puisque le jeu de données MOLA contient manifestement plusieurs populations différentes, les observations de surface, le bruit et les observations d'aérosols dans l'atmosphère, les méthodes de regroupement, appelées méthodes de *clustering* par la suite, semblent particulièrement adaptées. Là ou l'optimisation des méthodes supervisées se fait par le choix de la structure du réseau et par l'ef-

fet des différentes couches, l'optimisation des méthodes non supervisées se fait principalement en amont, par la détermination de la meilleure liste de variables permettant la séparation des différentes populations. Cela nous permettrait donc de travailler directement à partir du jeu de données brutes, un avantage majeur pour la reproductibilité des résultats.

Il existe là encore une grande diversité d'algorithmes de clustering, d'efficacité différente mais généralement étroitement corrélée à la complexité de la mise en œuvre. Nous présentons ici le fonctionnement mathématique d'une des méthodes de clustering les plus utilisées, la méthode des k-moyennes, également appelée *kmeans* (Asmar, 2016). Considérons de nouveau un ensemble de N objets X = (X_1, X_2,...,X_N) dont on connaît la valeur pour T variables. L'objectif du clustering est de regrouper ces objets en k groupes G_j, aussi appelés *clusters*, repérés par leur label j = 1,...,k. La partition obtenue par clustering est considérée comme satisfaisante quand chaque objet ressemble davantage à tous les objets attribués au même cluster qu'à n'importe quel objet appartenant à un autre cluster. Si on pose C = C_1,C_2,...,C_N les centres respectifs de chaque cluster, appelés aussi *centroids*, et dont les coordonnées sont les moyennes des valeurs de chaque variable pour les objets constituant le cluster, alors la distance intra-cluster J_d s'écrit :

$$J_d = \sum_{j=1}^{n} \sum_{X \in G_j} d(X_i, C_j) \tag{2.4}$$

d est une distance au choix de l'utilisateur. Dans la plupart des cas, pour des soucis de simplification, il est plus facile d'utiliser la distance euclidienne :

$$d^2(X_i, c_j) = ||X_i - C_j||^2 \tag{2.5}$$

Afin de décrire mathématiquement la partition résultant du clustering, nous introduisons une matrice U de taille n x k, dont les éléments u_ij valent 0 ou 1, et on peut réécrire la distance intra-cluster J_d :

$$J_d = \sum_{i=1}^{n} \sum_{j=1}^{k} u_{ij} d(X_i, C_j) \tag{2.6}$$

U doit respecter deux conditions de construction des clusters :

$$\forall i, \sum_{j=1}^{k} u_{ij} = 1 \tag{2.7}$$

$$\forall j, 0 < \sum_{i=1}^{n} u_{ij} < n \tag{2.8}$$

La condition 2.7 impose que chaque objet ne peut appartenir qu'à un seul cluster, la condition 2.8 impose que chaque cluster doit au minimum contenir un objet. L'objectif des algorithmes de clustering est donc de minimiser la distance intra-cluster, c'est-à-dire que les objets contenus dans chaque cluster se ressemblent le plus possible, tout en étant le plus différent possible des objets des autres clusters. Cette optimisation de la partition se fait étape par étape (étapes illustrées figure 2.7) :

- initialisation (**étape 0**) : initialiser les clusters C et attribuer de manière arbitraire les objets X à un cluster (initialise la matrice U). On définit également ce qu'on appelle un paramètre de stabilité r et une valeur de performance d'arrêt ϵ.
- **étape 1** : calculer les distances entre les objets X et le centroid C du cluster auquel ils appartiennent.

— **étape 2** : mettre à jour les appartenances des objets X pour qu'ils soient attribués au cluster dont ils sont le plus proche (on fait un changement si un cluster est plus proche, sinon on ne fait rien). ∀ et j tels que $1 \leq i \leq n$ et $1 \leq j \leq k$

$$u_{ij} = \begin{cases} 1 & \text{si } j = \text{argmin}_{j=1,k}\, d(X_i, C_j) \\ 0 & \text{sinon} \end{cases}$$

— **étape 3** : mettre à jour les clusters en déplaçant les centroid C :

$$\forall j \text{ tel que } 1 \leq j \leq n,\ c_j = \frac{\sum_{i=1}^{n} u_{ij} X_i}{\sum_{i=1}^{n} u_{ij}} \tag{2.9}$$

— **étape 4** : on évalue la stabilité de la nouvelle partition U à partir de la partition avant mise à jour U*, c'est-à-dire si les trois étapes précédentes ont grandement déplacé les clusters ou non :

$$r = ||U - U^*|| \tag{2.10}$$

Tant que r≥ ϵ, c'est-à-dire tant que le déplacement des clusters est plus élevé que la stabilité voulue, on recommence à partir de l'étape 1.

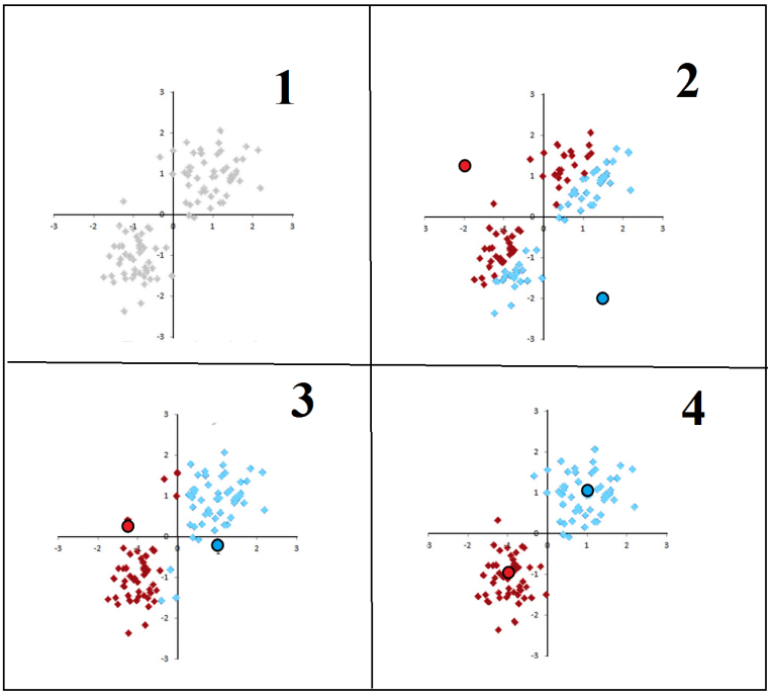


FIGURE 2.7 – Illustration des étapes de la méthode kmeans pour k=2 clusters. Chaque losange correspond à un objet, les points correspondent aux centroid (centre des clusters). Image extraite de Kalmar et al. (2012).

2.2 Les modèles de modélisation du climat martien

Une seconde partie du travail réalisée durant cette thèse vise à modéliser la formation des nuages de glace de CO_2 dans les nuits polaires martiennes dans la troposphère, puis d'étudier leur éventuel caractère convectif ainsi que l'effet de leur dynamique sur les autres aérosols. Bien que l'étude présentée au chapitre 4 soit réalisée par l'utilisation d'un modèle méso-échelle, celui-ci est contraint par un modèle de climat global. Nous présentons donc par la suite la méthodologie derrière le développement et le fonctionnement des modèles de climat, ainsi que les spécificités du modèle du LMD.

2.2.1 Les différents modèles de climat global

Comme évoqué brièvement dans l'introduction, nous devons l'apparition des modèles spécifiques au climat martien à Leovy and Mintz (1969), suite à l'accumulation des données retournées par les premières missions. Face à un tel afflux d'information, il devient nécessaire de pouvoir tester des hypothèses à l'origine de phénomènes physiques. L'objectif est donc, dans un premier temps, de réussir à reproduire les observations, pour ensuite éventuellement pouvoir déduire d'autres éléments non observés. Le premier modèle de circulation adapté à Mars est conçu à partir d'un modèle de circulation terrestre. Dès les premières simulations, il est possible d'étudier la condensation du CO_2, dans l'atmosphère ou à la surface, même si les premiers résultats sont davantage tournés vers l'étude de l'extension des calottes polaires. On détermine aussi la présence d'ondes planétaires semblant être liés à la topographie de la surface martienne qui pourraient être en partie responsable de la saisonnalité des vents, et des différences notables de circulation entre période de solstice ou d'équinoxe. Les modèles de climat sont des projets en perpétuelle évolution. Dès le début des années 70, on reconnaît l'importance d'un tel modèle, non seulement pour les études théoriques, mais aussi pour la préparation des missions futures. La NASA commence donc à s'intéresser au projet, et une collaboration est lancée entre Leovy et Mintz d'un côté et Jim Pollack de l'autre, ce qui permettra par exemple la prédiction des vents au site d'atterrissage des lander Viking (Pollack et al., 1976). Le modèle se développe par la suite au *Ames Research Center*, et sera donc nommé *Ames Mars GCM*. Outre les changements majeurs d'architecture ou de fonctionnement, l'évolution d'un modèle de climat repose sur la succession des chercheurs qui améliorent tour à tour des parties spécifiques du modèle pour l'étude de phénomènes précis. On s'intéresse rapidement aux ondes planétaire du premier modèle, une distinction est faite entre des ondes stationnaires et des ondes mobiles de type barocline (Pollack et al., 1981). Les observations de Mariner 9 puis de la mission Viking sont reproduites et permettent de déterminer l'existence des cellules de Hadley responsables de la circulation atmosphérique (Haberle et al., 1993). Connaître le fonctionnement général de la circulation atmosphérique permet aussi d'en étudier les instabilités, de reproduire les premières turbulences, et plus particulièrement les observations de tourbillons (Barnes et al., 1993; Barnes et al., 1996). De la même manière, on s'intéresse aux processus de soulèvement de poussière pour expliquer les observations de tempête de poussière, ce qui amène à en produire les premières simulations 3D (Murphy et al., 1995). La gestion des cycles des aérosols et de leurs effets radiatifs est en effet un élément majeur du fonctionnement de ces modèles puisque ces cycles ont un effet primordial sur le climat. Peu à peu, grâce à l'enchaînement de missions martiennes, on affine les routines responsables du soulèvement de poussière (Haberle et al., 1999; Kahre et al., 2006), on implémente une version de plus en plus détaillée du cycle de l'eau (Kahre et al., 2015; Haberle et al., 2019) et du CO_2 (Colaprete et al., 2008). Mieux connaître ces cycles permet d'en étudier les interactions, comme l'impact des tempêtes de poussière sur la circulation atmosphérique de la vapeur d'eau (Hollingsworth et al., 1996) ou le couplage entre soulèvement de poussière et cycle du CO_2 (Kahre and Haberle, 2010).

À ce jour, le Ames Mars GCM continue d'être développé et l'accent a été mis sur l'accessibilité de ses résultats, avec l'amélioration récente de la base de données répertoriant les simulations réalisées avec le modèle (Justh et al., 2019). Mais ce modèle a surtout été un précurseur dans le domaine de la modélisation de l'atmosphère martienne, et a amené à l'apparition d'une multitude de modèles de climat global martien dans les laboratoires du monde entier. Durant les années 90, naissent notamment deux GCM européens partageant la même physique mais utilisant des cœurs dynamiques différents : un développé à Oxford, et un développé en France, au Laboratoire de Météorologie Dynamique (LMD) (Forget et al., 1999). Ces mêmes paramétrisations physiques sont également utilisées par le modèle méso-échelle sur lequel nous travaillons durant cette thèse. Conçu de la même manière que le modèle américain à partir d'un modèle de circulation atmosphérique terrestre, le LMDZ, le GCM martien du LMD se distingue rapidement en réussissant à produire une simulation d'une année martienne complète avec le rayonnement solaire incident comme unique forçage (Hourdin et al., 1995) et en reproduisant parfaitement le caractère saisonnier des observations des missions Viking (Hourdin et al., 1995; Forget et al., 1998). De son côté, le modèle anglais met davantage l'accent sur l'aspect dynamique de la modélisation que sur son aspect physique, ce qui permet d'étudier en détail les ondes baroclines (Collins et al., 1996) ou les courants atmosphériques (Joshi et al., 1995). Toujours dans un soucis d'accessibilité, les équipes des deux modèles ont collaboré pour regrouper les résultats issus des simulations de chacun des modèles dans une même base de données développée au LMD : la Mars Climate Database (MCD) (Lewis et al., 1999). Pour assurer la cohérence des résultats et pouvoir mener des études statistiques, il a été convenu d'utiliser une description de la physique similaire, seul le cœur dynamique diffère entre les deux modèles. Nous détaillons les spécificités et les étapes du développement du modèle du LMD par la suite (voir section 2.2.3).

Avoir une diversité de modèles est un véritable atout pour l'exploration de la circulation atmosphérique martienne. En effet, obtenir des résultats similaires malgré des développements indépendants permet de tirer des conclusions sur la viabilité et la véracité des conclusions. À ce jour, c'est une véritable famille de modèles de climat global qui sont développés à travers le globe :

— l'Institut royal d'Aéronomie Spatiale de Belgique (IASB) ont développé un modèle de climat global martien, le GEM-Mars, à partir du cœur dynamique du modèle GEM de prévision météorologique terrestre développé par le *Meteorological Service of Canada* (Neary and Daerden, 2018). L'accent est mis sur l'étude de la photochimie dans l'atmosphère martienne, soit la décomposition des molécules d'eau et de CO_2 permettant la formation d'espèces mineures sous l'effet du rayonnement solaire. Le modèle simule les concentrations et densité de chacune de ces espèces tout du long d'une année martienne dans l'atmosphère (Daerden et al., 2019). En parallèle, le modèle est également capable de reproduire les couches détachées de poussière et a permis d'en proposer un scénario de formation, le processus de *solar escalator* (Daerden et al., 2015).
— deux modèles sont développés au Japon durant les années 2000. Le premier est dédié à l'étude de la dépendance de la circulation atmosphérique méridionale à la topographie martienne, et comment cette dépendance induit une asymétrie entre les deux hémisphères (Takahashi et al., 2003). Ce modèle a également montré l'évolution de l'intensité et du déplacement de la marée thermique diurne (Takahashi et al., 2006). Le second est développé à partir du modèle terrestre japonais CCSR/NIES (Center for Climate Research/National Institute of Environmental Studies) et vise à reproduire les observations de l'atmosphère de MGS (Kuroda et al., 2005, 2013). Le modèle physique est partagé avec un modèle allemand, développé dans le cadre du projet MAOAM (Mars Atmosphere

Observation and Modeling) pour montrer que l'évolution hivernale des températures atmosphériques des observations ne pouvait être correctement reproduite qu'en résolvant les circulations topographiques et thermiques (Hartogh et al., 2005; Bell et al., 2007). Cette collaboration s'est concentrée sur l'activité des ondes planétaires : elle a permis d'évaluer la saisonnalité de l'activité des ondes baroclines dans l'hémisphère nord (Kuroda et al., 2007), ainsi que l'impact des ondes de gravité sur l'atmosphère martienne (Medvedev et al., 2011; Yiğit et al., 2015).

— les américains ont également développé d'autres modèles que le Ames Mars GCM. Durant les années 90, le GFDL (Geophysical Fluid Dynamics Laboratory) se base sur le modèle terrestre atmosphérique Skyhi pour une modélisation de l'atmosphère en plusieurs couches. Les objectifs premiers de ce nouveau modèle sont d'implémenter une routine représentant les ondes de marée thermique (Wilson and Hamilton, 1996) ainsi qu'une étude approfondie du réchauffement localisé des pôles (Wilson, 1997). Cette étude des pôles a été une contribution majeure à notre compréhension du cycle de l'eau et plus particulièrement aux interactions atmosphère-surface (Richardson and Wilson, 2002; Wilson and Guzewich, 2014). Le modèle GFDL est désormais utilisé à Ames et a, par exemple, permis de simuler la tempête de poussière de MY34 (Bertrand et al., 2020). Un modèle générique de représentation des atmosphères des planètes, le PlanetWRF, est également développé par le NCAR (National Center for Atmospheric Research) à partir du cœur dynamique WRF (Research and Forecasting) (Richardson et al., 2007). Le modèle est décliné en plusieurs versions, notamment pour Vénus ou Titan, mais c'est sa version martienne, MarsWRF qui sera d'une importance particulière pour l'étude du passé de Mars (Mischna et al., 2012) ou du cycle des poussières grâce aux différentes échelles d'étude que le modèle permet (Newman and Richardson, 2015).

Cette diversité de modèles est un atout considérable pour l'étude de l'atmosphère martienne dans sa globalité, mais aussi pour l'étude de phénomènes à des échelles plus fines. En effet, les modèles de climat global prêtent généralement leur physique pour contraindre des modèles méso-échelles. L'utilisation de ces modèles est particulièrement adaptée pour l'étude de processus locaux, de phénomènes impliquant des turbulences résolues seulement à haute résolution ou bien pour l'étude de la météorologie de sites spécifiques. Le cœur dynamique WRF sert de base pour la plupart de ces modèles. On peut notamment citer plusieurs modèles méso-échelles . Le modèle de Tyler Jr. et al. (2002) associe au coeur dynamique MM5, prédécesseur de WRF, la physique du Ames Mars GCM. Le modèle de Toigo and Richardson (2002) est basé sur la physique du modèle du GFDL. Le modèle de Rafkin et al. (2001), le MRAMS (Mars regional atmospheric modeling system) reproduit les mesures de température proches de la surface en utilisant la topographie déterminée par MOLA et utilise le cœur dynamique RAMS. Enfin, le modèle de Spiga and Forget (2009) est développé à partir de la physique du GCM du LMD. C'est ce dernier modèle qui sera l'outil principal de modélisation utilisé lors de cette thèse, et donc les spécificités sont décrites dans la première section du chapitre 4.

2.2.2 Mise en équation et projections

Le principe de base de tout modèle de climat global est d'intégrer numériquement les équations dites "primitives" de la dynamique des fluides atmosphériques. Celles-ci font le lien entre les différentes variables caractéristiques de l'atmosphère que sont la température T, la pression p, la densité ρ et la vitesse $\vec{V}$ du fluide en question dont les composantes horizontales et la composante verticale sont respectivement notées u, v et w. Il est également usuel de vouloir suivre l'évolution spécifique des différentes espèces constituant l'atmosphère, que l'on qualifie de traceurs dans le cas d'un modèle. Par la suite on note n_i le rapport de mélange d'un traceur q_i. Ainsi, les équations primitives sont les suivantes :

— l'équation de **conservation de la quantité de mouvement** tirée de la seconde loi de Newton appliquée à une planète en rotation à une vitesse angulaire Ω et ayant une pesanteur g.

$$\frac{D\vec{V}}{Dt} = -2\vec{\Omega} \wedge \vec{V} - \frac{1}{\rho}\vec{\nabla}p + \vec{g} + \vec{F} \tag{2.11}$$

Le premier terme du membre de droite représente la force de Coriolis, le second les forces de pression et le dernier la viscosité, soit le regroupement de toutes les forces internes au fluide.

— l'équation de **conservation de la masse**, aussi appelée équation de continuité :

$$\frac{1}{\rho}\frac{D\rho}{Dt} + \vec{\nabla}.\vec{V} = 0 \tag{2.12}$$

— l'équation de **conservation de l'énergie** que l'on peut écrire à partir du premier principe de la thermodynamique en notant Q les transferts de chaleur :

$$C_p\frac{DT}{Dt} = Q + \frac{1}{\rho}\frac{Dp}{Dt} \tag{2.13}$$

avec C_p la capacité thermique de l'atmosphère.

— l'équation de **conservation des quantités de traceurs** qui fait intervenir les sources d'apport et les puits de consommation du traceur n_i, respectivement S_i et P_i :

$$\frac{D(\rho q_i)}{Dt} = \rho(S_i - P_i) \tag{2.14}$$

Afin de compléter ce système d'équation, il est nécessaire d'ajouter une relation de fermeture. Dans le cas de l'étude d'une atmosphère, il convient d'utiliser **l'équation d'état des gaz parfaits** en notant R la constante des gaz parfaits :

$$p = \rho RT \tag{2.15}$$

Le concept des GCM est donc de partir d'un état initial imposé et de conditions aux limites à la surface et à l'altitude maximale pour évaluer les évolutions temporelles de chacune des variables atmosphériques à partir de ces équations primitives. Pour cela, on introduit le principe de tendances qui distingue les contributions des différents processus physiques à l'évolution d'une variable X_i et qui permet d'écrire la valeur de cette dernière à un instant t+δ t en incrémentant sa valeur à l'instant t :

$$X_i(t + \delta t) = X_i(t) + \delta t \sum \frac{\delta X}{\delta t} \tag{2.16}$$

Comme évoqué dans l'historique, la discrétisation temporelle et spatiale des différentes équations servant à calculer les tendances est divisée en deux parties distinctes : un "cœur dynamique" et une "physique" (voir schématisation figure 2.8). Les GCM sont composés d'une grille 3D appliquée sur l'ensemble de la planète, mais les deux parties opèrent en des points différents :

— la partie dynamique assure l'intégration des équations de circulation atmosphérique à l'échelle planétaire. Il existe une diversité de cœur qui diffère de par les méthodes d'intégration temporelle utilisées ou par les systèmes de coordonnées de projection. En d'autres termes, la dynamique calcule les différents échanges horizontaux dans l'atmosphère et opère donc sur une grille tridimensionnelle.

— la partie physique calcule ce qu'on appelle les "forçages", soit les évolutions des conditions atmosphériques sous l'effet de processus locaux. Pour reprendre les notations utilisées dans les équations primitives, la physique est notamment en charge d'évaluer les puits P_i

et sources S_i de traceurs ou les échanges de chaleur Q. Ces processus sont évalués sur des colonnes atmosphériques et représentent donc les échanges verticaux. La représentation de l'atmosphère sous forme de colonnes est possible car le couplage horizontal entre deux colonnes voisines est négligeable devant les échanges s'opérant entre différentes couches d'une même colonne.

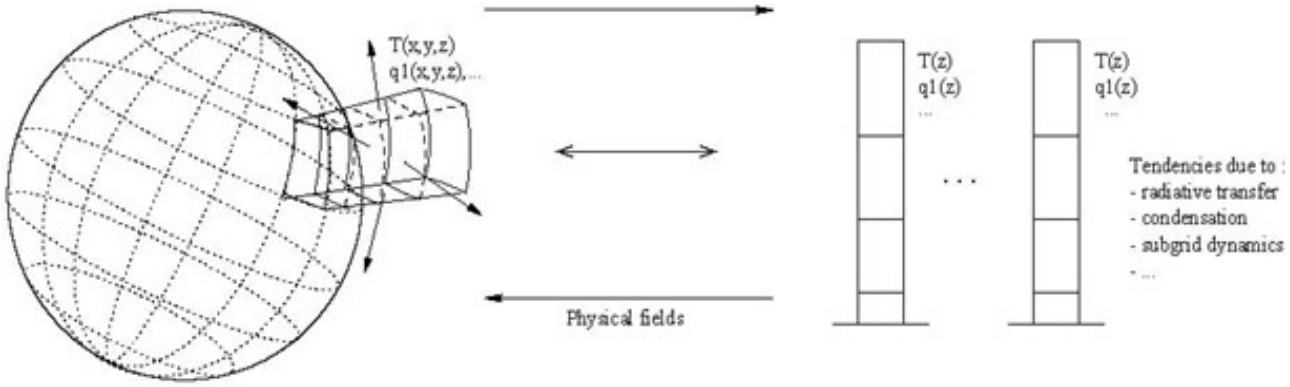


FIGURE 2.8 – Représentation schématique de la distinction entre partie dynamique et physique dans un modèle de climat global. Image extraite de la présentation *An introduction to the LMD Mars GCM. The LMD Mars GCM team. 15/10/2007.*

La discrétisation spatiale des équations se fait donc par projection sur la grille 3D du modèle. Il existe néanmoins différent types de grille. La grille la plus classique, et la plus utilisée jusqu'à il y a une dizaine d'années notamment par le GCM du LMD, était la grille longitude-latitude (voir figure 2.9a). Celle-ci est simple en apparence mais comporte un problème majeur aux pôles où les méridiens convergent. Pour ne pas y enfreindre les lois de conservation, des précautions doivent être prises sur les pas de temps d'intégration, résultat toutefois dans une limitation de la meilleure résolution atteignable. Pour palier à ce problème, d'autres manières de diviser l'atmosphère se sont développées. Ces nouvelles grilles sont également pensées pour pouvoir profiter des avancées numériques récentes, comme la parallélisation (la distribution des tâches entre plusieurs processeurs). Ainsi, les modèles se tournent progressivement vers d'autres grilles, comme la grille à base triangulaire (voir figure 2.9b) (Ullrich et al., 2017) ou la grille à base hexagonale (voir figure 2.9c) (Thuburn, 1997). De son côté, le modèle LMDZ prépare sa transition vers une grille de type icosaédrique (Dubos et al., 2015) : l'atmosphère est divisée en 20 portions, elles-mêmes divisées en base triangulaire (Sadourny et al., 1968).

Le choix de la grille n'est pas uniquement corrélée à une optimisation numérique mais aussi au mode d'intégration des équations. Les modèles se divisent en trois grandes familles selon la méthode utilisée : la méthode des différences finies, la méthode des éléments finis et la méthode spectrale. Comme son nom l'indique, la méthode des différences finies consistent à approcher la valeur d'une dérivée par des différences finies calculées par récurrence. Dans le cas de la méthode des éléments finis, on décompose directement les équations pour obtenir des systèmes d'équations faisant intervenir des fonctions de base et solvables analytiquement. Enfin, un cas particulier de la méthode des éléments finis est la méthode spectrale, où les équations sont décomposées à partir de fonctions polynomiales.

Pour résumé, il est possible de schématiser le mode de fonctionnement d'un modèle de climat global en quelques étapes en précisant que les parties dynamique et physique ont chacune un pas de temps spécifique (la partie physique n'est appelée que tous les quelques pas de temps dynamiques) :

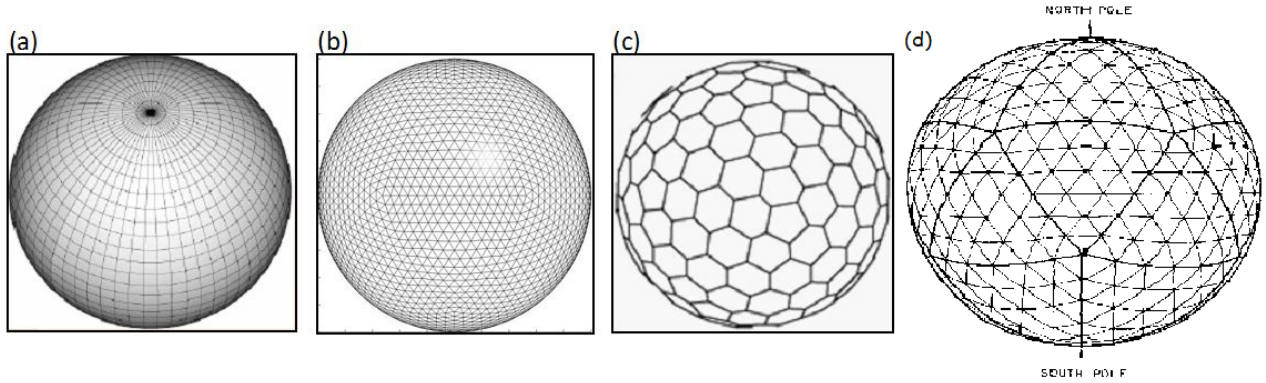


FIGURE 2.9 – Illustration de trois types de grille utilisées dans les modèles de climat global martien : la grille longitude-latitude (a), la grille à base triangulaire (b) et la grille à base hexagonale (c). Image disponible sur : https://www.intechopen.com/chapters/43438. (d) est la grille icosaédrique définie dans Sadourny et al. (1968)

— **étape 0** : initialisation. Lecture de l'état initial et des conditions limites, on initialise les champs de chaque variable atmosphérique.
— **étape 1** : la dynamique calcule les tendances générales pour les variables de la circulation atmosphérique puis met à jour les valeurs des champs pour le pas de temps suivant.
— **étape 2** : on teste si le temps est un multiple du pas de temps physique. Si oui, la partie physique calcule les tendances physiques liées aux forçages et aux paramétrisation et les transmet à la dynamique pour mettre à jour les valeurs des champs. La partie physique transmet également à la dynamique la valeur des variables qui ne sont calculées que localement, comme la température atmosphérique. Cela implique néanmoins que certaines variables ne sont pas calculées à chaque pas de temps dynamique.

2.2.3 Le modèle de climat global du LMD

Le mode de fonctionnement général étant commun à chaque modèle, c'est le développement des paramétrisations de chacun des processus qui va déterminer la spécificité ou la spécialisation d'un modèle par rapport à un autre. Nous présentons par la suite l'état de l'art de la gestion des principaux phénomènes atmosphériques par le GCM du LMD. La physique étant commune entre le modèle global et sa version méso-échelle, les descriptions données ici sont, pour la plupart et sauf mention du contraire dans le chapitre 4, aussi valables pour comprendre la physique du modèle utilisé dans cette thèse.

Le premier élément à prendre en compte pour tout modèle de climat est le transfert radiatif, donc comment le rayonnement incident interagit avec l'atmosphère et la surface martienne et quel est le chauffage que cela induit. En particulier, les interactions avec l'atmosphère doivent tenir compte de l'absorption et de l'émission par les différents aérosols. Le CO_2 étant le constituant majoritaire de l'atmosphère, estimer correctement sa contribution est primordiale pour reproduire correctement le climat martien. Le CO_2 absorbe principalement dans le proche-infrarouge, plus précisément dans la bande à 15 µm, ce qui a été implémenté dans le modèle du LMD par Hourdin (1992). Toutefois, la difficulté d'une modélisation correcte du transfert radiatif provient aussi de son évolution avec l'altitude dans l'atmosphère. Il convient de différencier la troposphère où l'émission de la surface domine le calcul du chauffage solaire de la mésosphère où la contribution du CO_2 devient importante (Forget et al., 1999). Les améliorations du modèle visent également à augmenter l'altitude maximale. Lorsque cette altitude a dépassé les 80 km, le code du transfert radiatif a dû être modifié pour modéliser la thermosphère où la rareté des

collisions entre particules ne permet plus de conserver l'hypothèse de l'équilibre thermodynamique (González-Galindo et al., 2009). Bien que la contribution du CO_2 soit la plus notable, il n'est pas possible de négliger les effets radiatifs de l'eau ou de la poussière. La poussière en suspension diffuse et adsorbe/émet dans l'infrarouge thermique, ce qui provoque un chauffage de l'atmosphère que le modèle du LMD prend en considération grâce au modèle développé par (Toon et al., 1989), qui a depuis été mis à jour grâce aux observations de MRO (Madeleine et al., 2011). Enfin, l'eau, et plus particulièrement les nuages de glace d'eau, a également des effets radiatifs que le modèle prend en compte (Madeleine et al., 2012).

Les aérosols jouent un rôle majeur dans l'obtention de profils verticaux de température correspondant aux observations, le modèle doit donc avoir une représentation la plus fidèle possible des différents cycles :

— le cycle des poussières est extrêmement difficile à modéliser du fait d'un manque de contraintes liées aux observations d'une part, mais aussi du fait de l'impact majeur que le moindre changement peut avoir sur le climat (Murphy et al., 1995). Afin de pouvoir provoquer la formation de tempêtes de poussière, d'autres modèles ont recours à des seuils d'activation : sous certaines conditions atmosphériques, notamment de vents, de la poussière est injectée en grande quantité dans l'atmosphère (Basu et al., 2006; Kahre et al., 2008). La prédiction des tempêtes est difficile mais le modèle est en mesure de reproduire les variations saisonnières en utilisant des scénarios de poussière tirés des observations (Montabone et al., 2015). Durant la simulation d'une année martienne, le modèle est donc capable d'équilibrer les rapports de mélange de poussière atmosphérique pour que l'opacité calculée corresponde à celle mesurée dans les observations. La distribution de la poussière est suivie à chaque pas de temps par un schéma à deux moments (Madeleine et al., 2011). Cela implique néanmoins de choisir un scénario de poussière avant de lancer la simulation (exemple : année martienne avec tempête globale ou non). Pour des simulations sans particularité, une option existe pour avoir un scénario "moyen" où les tempêtes ayant une rétroaction trop importante sur le climat ne sont pas déclenchées.
— l'évolution du rapport de mélange d'eau dans l'atmosphère se fait principalement par la paramétrisation de la formation des nuages de glace d'eau. Par le passé, le modèle convertissait simplement et directement de la vapeur en glace pour atteindre la pression de vapeur saturante (Montmessin et al., 2004; Madeleine et al., 2012). Toutefois, la microphysique à l'œuvre derrière la condensation de la glace d'eau est plus complexe, et fait notamment intervenir un couplage important avec le cycle de la poussière, dont les grains servent de noyaux de condensation. La nature même des nuages, et donc leurs effets radiatifs, dépendent de leur condition de formation et de la taille des cristaux (Määttänen et al., 2005), il est donc important d'avoir une modélisation fidèle des processus. Un schéma de microphysique des nuages de glace d'eau a donc été implémenté dans le modèle (Madeleine et al., 2014; Navarro et al., 2014) à partir des développements de Montmessin et al. (2002). Afin d'avoir un suivi précis de l'évolution des rapports de mélange, l'eau est suivi au travers de quatre traceurs qui représentent chacun une forme différente : la vapeur d'eau, la glace d'eau et deux moments servant à la détermination de la distribution des CCN, soit les noyaux de condensation (lorsqu'un grain de poussière sert à la condensation de l'eau, il est "transféré" du traceur poussière vers la distribution des traceurs CCN). Le modèle gère donc correctement l'advection de l'eau dans l'atmosphère, mais également l'évolution de la taille des cristaux de glace d'eau grâce au modèle de Madeleine et al. (2014).
— de la même manière, le cycle du CO_2 est un élément majeur de l'atmosphère martienne. En particulier, la formation des nuages de glace de CO_2 est un point clé du travail réalisé durant cette thèse. Le nouveau modèle de microphysique du CO_2 développé par Listowski

et al. (2013, 2014) ainsi que son implémentation dans le GCM du LMD (Määttänen et al., 2022) est expliqué en détail dans le chapitre 4.

Outre le soulèvement de poussière, les échanges avec la surface concernent également les cycles de l'eau et du CO_2, notamment au niveau des calottes polaires. Comme évoqué dans l'introduction, la calotte polaire nord est constituée de glace d'eau en échange permanent avec l'atmosphère. Les évolutions notables de la calotte se font sur des échelles temporelles qui dépassent le cadre des simulations, la calotte polaire nord est donc considérée comme une source "infinie" d'eau dans le modèle (où il est également possible de perdre de l'eau par condensation à la surface, la calotte devenant un puits). Au pôle sud, la calotte est constituée de glace de CO_2 sur laquelle une fine couche d'eau peut condenser. Les observations ont montré que la température de la partie permanente de la calotte variait très peu, celle-ci est donc modélisée comme un puits d'eau à une température constante de 144 K en surface. L'évolution des calottes polaires et la variation saisonnière de leur extension spatiale est tirée des observations d'inertie thermique (Mellon et al., 2000), qui servent de forçage dans le modèle.

Chapitre 3

Analyse des données MOLA par des méthodes d'apprentissage machine et étude des cycles saisonniers des aérosols dans la basse atmosphère

Contents

3.1 Motivations et description des résultats 63

3.2 Article : *Revisiting Atmospheric Features of Mars Orbiter Laser Altimeter Data using Machine Learning Algorithms* 65

3.2.1 Introduction 65

3.2.2 Method and Data 66

3.2.2.1 Mars Orbiter Laser Altimeter Data 66

3.2.2.2 K-means method 68

3.2.2.3 Optimization of hyperparameters 69

3.2.3 Results 72

3.2.3.1 Clustering Results 72

3.2.3.2 Cloud and Dust Structure Catalog 73

3.2.4 Cloud variability and diversity 76

3.2.4.1 Size and triggered channel distribution 76

3.2.4.2 Temporal variability 78

3.2.4.3 Tropical Regions 79

3.2.4.4 Southern hemisphere 81

3.2.4.5 Poles 82

3.2.5 Conclusions 84

3.3 Perspectives : Visualisation de la diversité des nuages et pistes de distinction 85

3.1 Motivations et description des résultats

L'utilisation des méthodes d'apprentissage machine (ou *machine learning*) devenant de plus en plus commune dans les études de sciences planétaires, la motivation première de cette étude était de déterminer s'il était possible d'appliquer de telles méthodes sur des jeux de données dont on sait qu'ils contiennent des observations de nuages et de structures de poussière. Des

méthodes de reconnaissance d'image par apprentissage profond (ou *deep learning*) semblent tout indiquer pour déterminer les signatures nuageuses dans des images de l'atmosphère martienne (Mengwall and Guzewich, 2023) mais l'objectif de notre travail est de savoir si ces structures atmosphériques ont aussi une signature particulière dans des jeux de données d'autres types. En particulier, Neumann et al. (2003) et Ivanov and Muhleman (2001) ont montré au début des années 2000 que le jeu de données de MOLA (Mars Orbiter Laser Altimeter), altimètre embarqué à bord du Mars Global Surveyor, contenait des observations de nuage. L'étude de MOLA est particulièrement intéressante car MGS transportait également une caméra, MOC (Mars Orbiter Camera) et un spectromètre infrarouge, TES (Thermal Emission Spectrometer). Il s'agit donc d'une situation privilégiée où la basse atmosphère de Mars est étudiable sur une période commune par trois méthodes différentes. Les observations de nuages, à la fois de glace d'eau et de glace de CO_2, mais aussi les phénomènes poussiéreux peuvent être comparés et se compléter pour une compréhension plus complète des interactions entre les cycles des différents aérosols. Toutefois, les études précédentes du jeu de données MOLA se heurtaient à la quantité très importante d'observations. Les critères de distinctions des nuages étaient des critères strictes et empiriques, ce qui garantissaient de réduire autant que possible les faux positifs, mais pouvaient également réduire le nombre de détections. De plus, il est difficile de définir des caractéristiques précises des objets atmosphériques que l'on veut détecter étant donné leur diversité. C'est pourquoi l'utilisation d'une méthode de machine learning non supervisée, et en particulier d'une méthode de clustering, comme décrite dans la section 2.1 semblait être une manière intéressante de réanalyser les données MOLA. Nous utilisons donc une méthode de type K-means, dont les paramètres sont optimisés pour faciliter la distinction des différents types d'observation, aux données brutes de MOLA. Cette étude est détaillée dans un article publié dans JGR : Planets. Nous donnons par la suite un résumé succinct de cet article puis les pistes envisagés pour continuer l'étude. À noter que la figure 3.1 est absente de l'article et a été rajoutée pour faciliter l'illustration du fonctionnement de l'instrument et du traitement des données.

Une étude préalable à l'application de la méthode sur le jeu de données montre que ce dernier est en effet étudiable par des méthodes de clustering. La méthode K-means nécessite de déterminer les meilleurs paramètres pour la distinction des différents éléments contenus dans le jeu de donnée, mais aussi de déterminer le nombre de clusters le plus adéquat. Pour cela, des méthodes d'optimisation ont été développées. Le clustering est effectué sur un intervalle de valeurs de nombre de clusters et les méthodes d'optimisation mesurent l'efficacité de chacun des clustering. Les différentes méthodes d'optimisation utilisées pour déterminer le nombre de clusters le plus adéquat convergent vers un même intervalle de valeurs. Le choix de travailler avec le produit de la réflectivité par le carré de la transmissivité de l'atmosphère comme paramètre de distinction des différentes mesures de MOLA facilite l'interprétation du type d'observations regroupées dans chacun des clusters. Il y a alors bien distinction entre les détections de la surface de Mars, le bruit, et les détections de structures atmosphériques. L'utilisation d'une méthode de clustering donne une amélioration significative du nombre de détections d'éléments atmosphériques : environ 33 fois plus que l'étude de référence de Neumann et al. (2003), tout en conservant les résultats précédents. Les détections consécutives sont regroupées pour former des structures cohérentes dont on étudie ensuite les variations inter-annuelles et saisonnières pendant la durée de fonctionnement de l'instrument MOLA. Ces structures peuvent être des nuages de glace d'eau, de glace de CO_2 ou des structures de poussière et les périodes et zones de formation sont comparées avec les observations d'autres instruments pour déterminer la composition de la plupart des structures. On retrouve certains phénomènes récurrents de la basse atmosphère martienne tels que le développement et la disparition de la ceinture tropicale (Wang and Ingersoll, 2002; Hale et al., 2011), le mouvement d'une bande nuageuse suivant la

progression de la calotte polaire sud (Benson et al., 2010) ou la tempête régionale de poussière de l'hémisphère sud (Kass et al., 2016). On distingue aussi clairement des zones privilégiées de formation de nuages comme le pôle nord ou le bassin d'Hellas et amenons des pistes quant à leur rôle dans la circulation des aérosols dans la basse atmosphère martienne.

3.2 Article : *Revisiting Atmospheric Features of Mars Orbiter Laser Altimeter Data using Machine Learning Algorithms*

3.2.1 Introduction

Mars' atmosphere is made of a diversity of aerosols and clouds like water ice, CO_2 ice and dust, and strongly varies seasonally. Understanding of their characteristics, composition, extent, spatial and temporal distribution have gradually improved over the last decades thanks to the diversity of Martian missions. First confirmations of water clouds composition were made by thermal infrared spectroscopy with the Mariner 9 Orbiter (Curran et al., 1973) that also highlighted large-scale cloud structures and behavior in the Martian atmosphere (Anderson and Leovy, 1978). Water climatology obtained by the two Viking orbiters' color imaging (Farmer et al., 1977) helped understanding how water clouds were correlated with topographic features (French et al., 1981). Infrared spectroscopy observations by the Mariner 6 and 7 Orbiters (Herr and Pimentel, 1970b) had suggested the existence of CO_2 ice clouds formation, but no direct observations were available at that time. Since then, CO_2 Martian ice clouds have been observed by a diversity of methods like imaging, stellar and solar occultations.

Mars Global Surveyor (MGS) and Mars Pathfinder missions in the late 90's were precursors of missions that provided a wealth of data about Mars' atmosphere and clouds. For example, all of MGS TES (Thermal Emission Spectrometer) (Christensen et al., 2001), MGS MOC (Mars Orbiter Camera) (Malin and Edgett, 2001) and MGS MOLA (Mars Orbiter Laser Altimeter) (Smith et al., 2001a) have allowed the observation of Martian clouds. TES showed the evolution of the aphelion cloud belt (Hale et al., 2011), gave dust and water ice aerosol optical depth, as well as water vapor column density during nearly 3 martian years, and provided interannual variability (Smith, 2004). These observations also allowed to distinguish between spatial variation of daytime and nighttime clouds and the seasonal dependence of clouds formations (Pankine et al., 2013). MOC highlighted clear seasonal patterns in clouds formation and suggested different kinds of clouds (Wang and Ingersoll, 2002), MOLA gave the first observation of CO_2 ice clouds and snowfall (Neumann et al., 2003; Ivanov and Muhleman, 2001). Subsequent missions like Mars Climate Sounder (McCleese et al., 2007; Kleinbohl et al., 2009) or Mars Express (Wilson and Chicarro, 2004) enhanced our understanding of cloud formation, evolution and impact on the Martian atmosphere. A recent review of Martian clouds observation history can be found in Clancy et al. (2017). Still, the number of mission is limited, and getting as many clouds observations as possible from them is very important to fulfill our understanding of involved processes.

MOLA's first goal was to determine Mars' topography, roughness and albedo at 1064-nm wavelength. Results from a similar instrument, the Shuttle Laser Altimeter (SLA) proved the capacity of altimeter to detect clouds in Earth's atmosphere (Bufton et al., 1995; Garvin et al., 1998) and gave hope for MOLA detecting martian clouds despite not knowing if they would be dense enough to trigger detection. In addition to allowing clouds detection, the MOLA instrument also enabled distinguishing reflective and absorptive clouds (Neumann et al., 2003) and

how their formation is linked to low atmosphere properties and dynamics. Because previous studies were numerically restrained by the size of MOLA dataset, we suggest that a reanalysis with modern methods could furnish more clouds and dust observations.

The use of machine learning methods in planetary science has become more and more common in the last years. It can be beneficial at every stage of a mission (Azari et al., 2021). Deep learning, for example, became an important part of the Transiting Exoplanet Survey Satellite processing by doing a pre-idenfication of interesting candidates among the monthly ∼1 million light curves (Yu et al., 2019). Machine learning has led to new way of looking at datasets and can easily be implemented on planetary science or geoscience datasets (Azari et al., 2020; Karpatne et al., 2019). Classification may be the most intuitive way to use machine learning, easing the distinction of specific features among large dataset (Wagstaff et al., 2018). In case of incompletely defined features, unsupervised machine learning can help distinguishing different classes without fixing an arbitrary stringent limit (Ni and Benson, 2020).

We propose here that unsupervised machine learning methods, and especially clustering algorithms, would allow finding more clouds observations in the MOLA dataset than previous studies. Validation of the results could then be done through comparison with other cloud observations. Such a comparison, especially with datasets from the same time period, such as TES and MOC on MGS, could lead to deeper understanding of cloud formation and evolution during the observed two martian years. Our results can also be compared with cloud observations from more recent missions.

3.2.2 Method and Data

3.2.2.1 Mars Orbiter Laser Altimeter Data

The Mars Orbiter Laser Altimeter (MOLA) (Zuber et al., 1992) was an instrument aboard the Mars Global Surveyor whose first objective was to characterize very precisely Mars' surface topography (Smith et al., 2001a). After reaching its mapping orbit at the end of aerobraking phase, it provided almost 1.5 Martian years of data. MOLA provided data from 28 February 1999, L_s 103° of MY24, until 30 June 2001, L_s 187° of MY25. MOLA emission was interrupted three times during the mission. Around L_s 126° of MY24, the obstruction of the MGS high-gain antenna prevented MOLA mapping and forced emission to be turned off for 2 weeks. MOLA was also turned off during the solar conjunction phase, from 1 June 2000 (right after L_s 360° of MY24) to 1 August 2000 (L_s 30° of MY25). The last one week interruption occurred at L_s 154° of MY25 to resolve a spacecraft anomaly. MOLA includes a 1064 μm-wavelength laser sending ∼8 ns short pulses at a 10 Hz rate. Pulses are emitted in the nadir direction forming ∼168 m footprints separated by approximately 300 m. MOLA measures the time of flight of each laser pulse between the instrument and the planet surface. When a pulse is emitted, a time interval unit (TIU) is triggered. The reflected laser is received on a 50-cm diameter parabolic mirror and directed to a silicon avalanche photodiode detector. If returned energy is above a controlled TIU threshold, it will stop the count of clock cycles, giving the time of flight of the relative pulse. Both emitted and received energy are saved for each pulse. Received signal is then amplified and goes through four parallel channels. Each channel is made of its own five-pole Bessel filter and comparator. Channels are hereafter referred by their number, 1 to 4, respectively corresponding to a time constant of 20, 60, 80 and 540 ns. These correspond to target dispersions of 3, 9, 27 and 81 m (see figure 3.1). Saved time of flight is the one from the triggered filter with the lowest impulse response pulse width. Channels give information about the altitude dispersion of the layer in which the laser signal has been backscattered. Accuracy on pulse width and energy measures are ∼ 5% (Abshire et al., 2000). The MOLA range z_{mars},

the distance between the instrument and the spot at Mars' surface, is calculated from the time of flight t_{flight} and the speed of light in vacuum c with the following equation (Smith et al., 2001a) :

$$z_{mars} = \frac{ct_{\text{flight}}}{2} \tag{3.1}$$

All information about a single pulse emission (like target longitude and latitude, transmitted energy), as well as the characteristics of its detection (like solar longitude of detection, triggered channel, backscattered energy and MOLA range) make for one observation and will thereafter be called a "return". Because Mars' atmosphere is very thin, the delay it induces in the signal is considered negligible since it would modify the MOLA range only by a few centimeters (Smith et al., 2001a). The MOLA range is given with an accuracy varying between 37.5 cm for smooth features and $\sim$ 10 m for 30° slopes (Gardner, 1992). More technical information about MOLA elements can be found in Smith et al. (2001a). The complete list of all the observational parameters that are available for each return can be found in the PEDR repository (Ford et al., 1998). In order to reduce the impact of solar photons, thresholds are modified to track Mars' surface in particular. This results in a limitation in MOLA capacity of detecting clouds higher than $\sim$ 10 km in the atmosphere for most of the cases. However, MOLA is also able to categorize a return as a cloud. It saves a histogram of ranges for every 2-s frame and can deduce it is following a cloud layer when it differs too much from a surface range histogram. When most of the returns from a MOLA packet of 14 s were from a cloud layer, MOLA can switch to an acquisition mode allowing detection of features up to 40 km in the atmosphere. Nevertheless, when going in acquisition mode, MOLA resets its detection threshold to a level that induces a very high background noise. This leads to massive false positive clouds detection. Therefore, acquisition mode returns are excluded from most studies, including ours.

Intuitively, it seems like triggered channel and MOLA range could be parameters that would allow distinguishing cloud returns among the MOLA dataset. Initially, time constants of the four filters were determined to maximize the probability of detecting varying slopes on Mars' surface. Channel 1 to 4 were respectively designed for surface with slopes of 1.7, 5, 15 and 39°. This notably allows for the detection of features for which variation of height within footprint is about 3, 9, 27 or 81m, what we call target dispersion. Returned waveform is an indicator of the roughness of the targeted footprint. While channel 1 was supposed to track smooth surface, channel 4 was thought to detect eventual cloud signatures (table 2 of Ivanov and Muhleman (2001)). However, clouds have been detected in every channels. Triggered channel gives information about the optical thickness of the detected atmospheric structures. Channel 1 detection are optically thick within only 3m while channel 4 ones are diffuse and are optically thick within 80m. It could be expected that atmospheric structures with different composition (water ice, CO_2 ice, dust) would have different reflectivity properties and could be differentiated by the most triggered channel but we will show that correlations are hard to find once laser returns are grouped among structures. In addition, this variety among atmospheric structures is the reason the MOLA range, which is supposed to be an indicator of the footprint height, can not be used to distinguish atmospheric returns. Indeed, Neumann et al. (2003) showed that there are absorptive clouds signatures in MOLA dataset. For this kind of cloud, the laser signal is only attenuated by its passage through the cloud. Reflection may still occur at the surface so the time of flight will not give a specific cloud altitude.

MOLA data are provided through daily MOLA Precision Experiment Data Record (PEDR) (Smith et al., 999a) that contains width pulse and energy for each laser returns. Geometric information about each return is also given, such as the local time, the solar zenith angle and

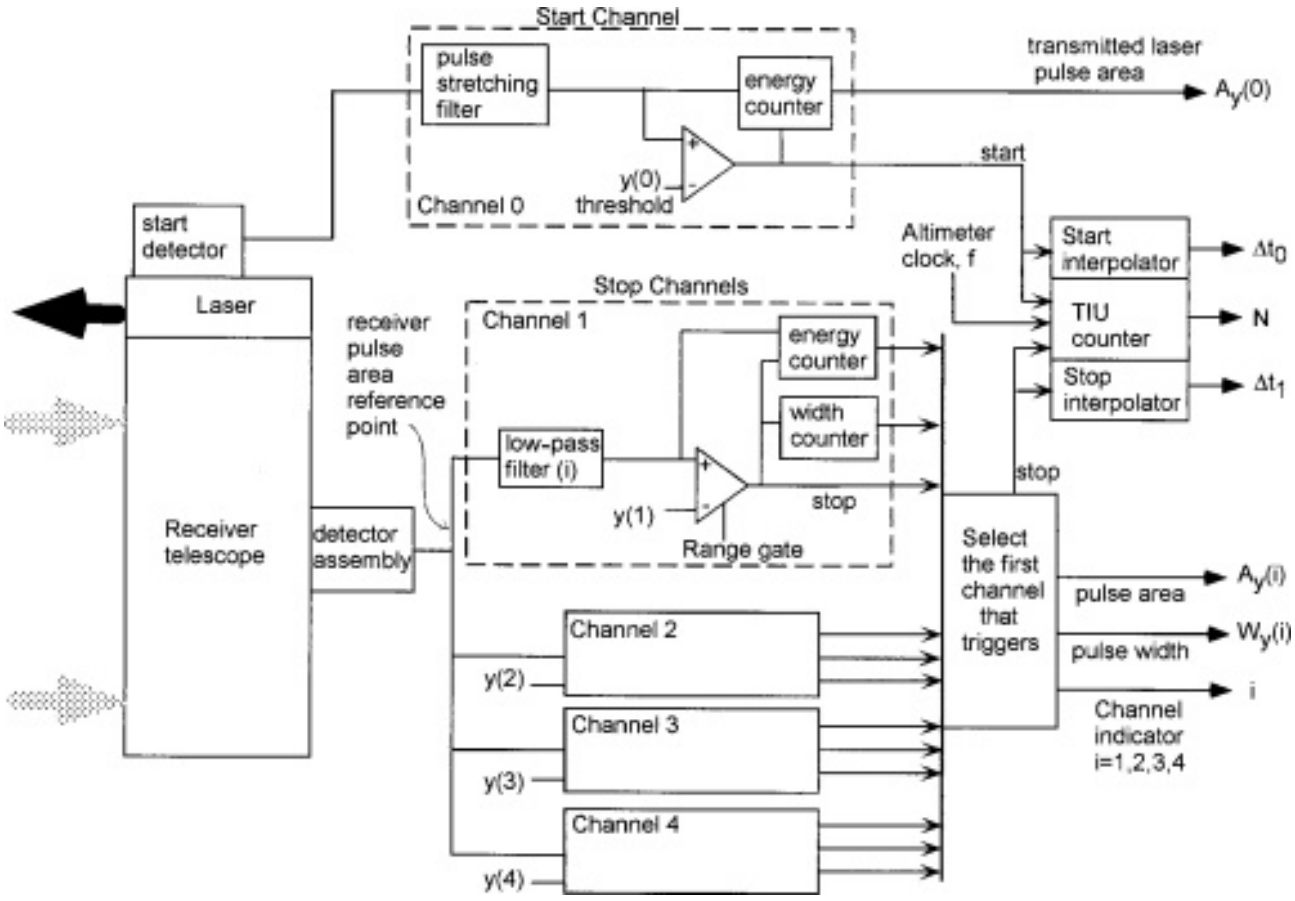


FIGURE 3.1 – Simplified scheme of the MOLA receiver illustrating how data are treated from the emission to the reception on one of the four channels. Figure from Abshire et al. (2000) and added specifically for the manuscript.

.

the localisation of targeted surface spot. MOLA provided 607 852 905 returns divided into 767 files, divided between 12 different orbital phases. Each orbital phase contains data for a range of approximately 40° to 50° of solar longitude, and starting time of each of them is given later in table 3.1. Since orbital phases were made so that they gather around the same number of returns, it will later ease the statistical analysis of our results. The MOLA PEDR data are our starting point in this study. No filtering was made on the dataset and all returns were used.

3.2.2.2 K-means method

Neumann et al. (2003), when performing their cloud analysis on such a large amount of data, used stringent detection criteria on backscattered energy to distinguish cloud laser returns from surface or noise returns. This may have caused some potential cloud returns to be discarded. Unsupervised machine learning algorithms are adapted to numerically analyse the MOLA dataset to highlight a certain class of returns without exactly knowing all of its characteristics. In particular, clustering algorithms are especially designed to divide the dataset into several groups of similar returns. The K-means method is a good first approach because it is certain to converge (Selim and Ismail, 1984) in a manageable time (Har-Peled and Sadri, 2004; Arthur and Vassilvitskii, 2006). Its results can also later serve as initialization for more complex methods. The K-means method aims at partitioning the dataset into k clusters with each data point belonging to only one cluster. The method iterates several times through the process described below to minimize a specific function depending on the chosen algorithm. The only

hyperparameters of the method, i.e. the factors that need to be chosen for the method to run, are the number of clusters k, the n distinguishing variables and eventually fixing the number of steps.

In the n-dimensional space, each laser return is a point with n coordinates, corresponding to every clustering variables, and each cluster is defined by its centroid, i.e. the mean value of every variables for this specific cluster. One algorithm step is made of the succession of two distinct phases : assignment and update. During the assignment phase, each point is assigned to the cluster with the closest centroid. Then, during the update phase, the mean of every cluster is recalculated. If the number of steps is not specified, the algorithm ends when there is no more change during an assignment phase. The resulting clusters represent the final partition. This way, the method aims to minimize within-cluster variances constructing clusters of similar returns (Macqueen, 1967).

The speed of the method and the final results depend on how the first clusters are initialized (Milligan, 1980). We use a classic kmeans algorithm from the scikit-learn package. Several ways exist to initialize the cluster centroids ; we picked the Forgy method (Forgy, 1965; Anderberg, 1973). In this method, a k number of points are randomly chosen from the dataset and are set as k cluster centroids. Then, the algorithm starts with the first assignment phase. Compared to the Random Partition method for which all points are first randomly assigned to a cluster and then an update phase is realised, Forgy initialization leads to better results for standard K-means method (Peña et al., 1999; Hamerly and Elkan, 2002). Controlling the randomization of the Forgy method to make sure that first points are far from each other gives even better results and defines the k-means++ initialization method (Arthur and Vassilvitskii, 2007) that we use here.

3.2.2.3 Optimization of hyperparameters

3.2.2.3.1 Choice of n variables

The first thing to consider before applying the K-means method to the MOLA dataset is to choose how many variables are necessary to distinguish the three main type of laser returns : surface, noise and atmospheric features. Note that atmospheric features are water and CO_2 ice clouds, ground fogs that would be closer to the surface than clouds, and dust structures. For this, we have several constraints.

The optimised number of clusters grows rapidly with the number of variables, so for easier interpretation we try to work with only two variables. Moreover, because we want to work with the raw data with as little preprocessing as possible, the chosen variables must be directly derivable from the features available from MOLA dataset. Not preprocessing the data was a choice to ease the reproductability of the clustering in case of future studies with more complex clustering methods. Moreover, because of the variations of MOLA capacity during the mission duration, removing the surface signature can not be done homogeneously on the whole dataset. Another aspect is the duration of the mission. MOLA's transmitted energy decreased during the two years, so final variables should be normalised to take into account the decrease in performance and remain coherent for the whole dataset.

As reference studies pointed out (Neumann et al., 2003), the product of surface reflectivity with the two-way atmosphere transmissivity, hereafter referred as rT^2 product, can be seen as a "normalised returned energy" (Abshire et al., 2000) and is calculated by the following

equation :

$$r_{\text{surf}} T_{atm}^2 = \frac{E_{rec}}{E_{trans}} z_{mars}^2 \frac{\pi}{t_r A_r} \tag{3.2}$$

where E_{rec} and E_{trans} are respectively the received and transmitted energy, z_{mars} is the distance between the spacecraft and the targeted point of Mars' surface, t_r is the optical transmission of MOLA receiver and A_r is the area of the telescope. The transmitted energy was the main decreasing factor in MOLA capacity over the mission duration since aging of the detector was negligible enough for us to consider them constant. Another benefit of using rT^2 is that no sorting had to be done before applying the method. Indeed, some elements could affect reflectance such as the varying solar zenith angle or shadows at the surface. However, sunlight is already accounted as noise in MOLA detection and sunlight backscattered by the surface is much weaker than laser light, especially at this wavelength.

Figure 3.2 shows an example of the normalised return energy rT^2 against time. Surface returns are represented by a continuum, while atmospheric features, including clouds, cause a dip. Noise returns are seen as sporadic points. From this, we can deduce two variables that would distinguish the three types of laser returns : the rT^2 product and the average of the rT^2 product of the closest neighbour returns thereafter referred as $\overline{rT^2}$. For surface returns, both of these variables should have a value close to the continuum value. For noise returns, rT^2 could be lower than continuum value but, because it is a single return, $\overline{rT^2}$ should not be affected that much and keep a value near the continuum one. Finally, for atmospheric features, both variables should clearly be lower than the continuum. The window around each return to compute $\overline{rT^2}$ will be limited to the two preceding and the two following returns since the probability that five consecutive returns are noise returns is lower than 10^{-5} (see 3.2.3.2.1 for noise returns rate). Keeping the number of returns in the window as low as possible gives more weight to weak rT^2 variations, so five was a good compromise between excluding noise while using a narrow window.

Overall, the energy transmitted by MOLA decreased by half over the mission duration (Neumann et al., 2003). This results in an increase in rT^2 product continuum level over time. Assumptions we made about rT^2 and $\overline{rT^2}$ behaviours for the different kind of returns are a comparison of their values with associated continuum of the same orbital phase. Yet, the continuum level of the first phases would be considered a low value for the latest phases. Thus, we have divided our dataset into periods of approximately constant continuum level to apply our method. Since the dataset is already divided into orbital phases representing approximately 10% of the whole dataset, apart from the ones corresponding to the start and the end of the mapping or the ones containing a part of the solar conjunction (see table 3.1 for more details), we successively apply our clustering method to each of these phases.

In conclusion, we decided to work with only two variables (n=2) that are rT^2 and $\overline{rT^2}$ to apply K-means methods on MOLA dataset.

3.2.2.3.2 Number of clusters

The use of the K-means method implies an optimization of the number of clusters that is done by evaluating the clustering performance for a certain range of k. For this, we use three independent methods that compute different aspects of the partition for every value of k in a certain range :

— Elbow method (Thorndike, 1953) computes the total intra-cluster variation within cluster sum of squares that measures the variability of the two variables. The best number

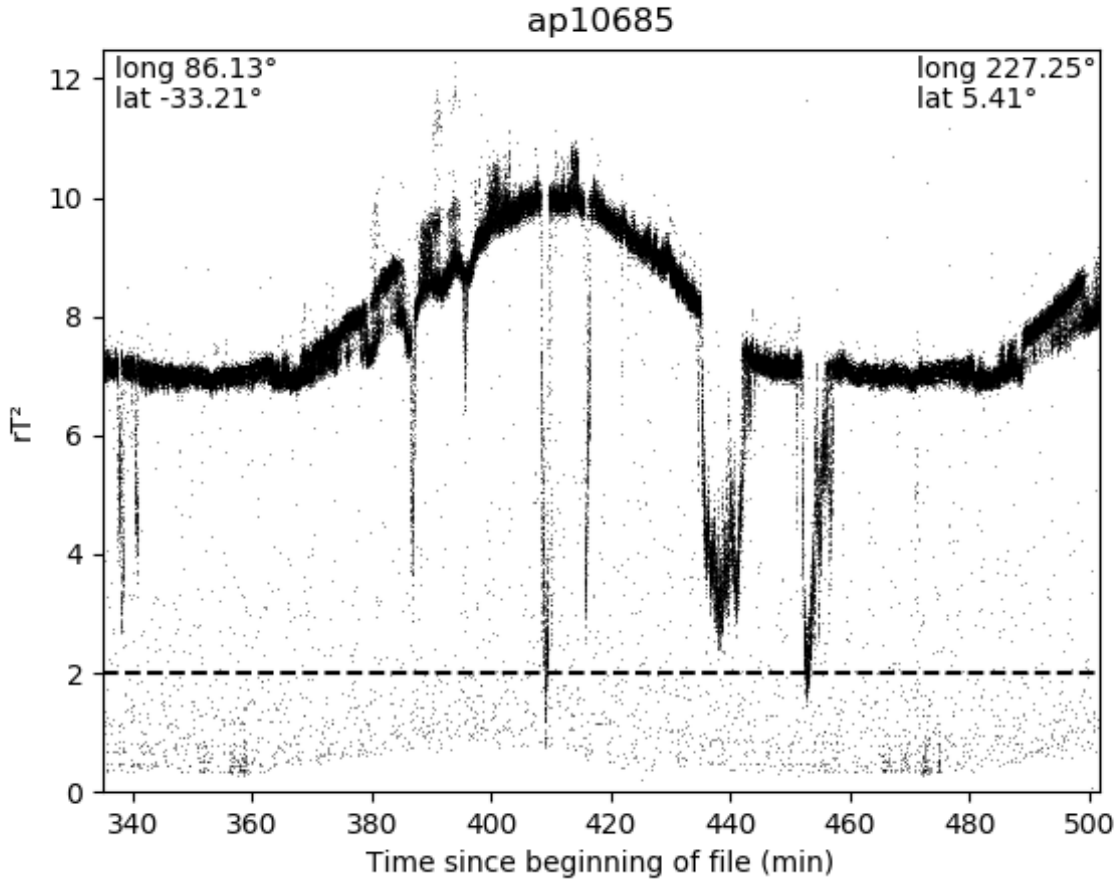


FIGURE 3.2 – rT^2 against time for a $\sim$ 15m window from orbital phase ap10. Series of several low rT^2 returns are typical signatures of atmospheric structures while noise returns are sporadic decreases. Dashed line represents detection criteria used in (Neumann et al., 2003). Some signatures appear as completely above this limit and may have been missed
.

of clusters is the one corresponding to the elbow shape. After the elbow, increasing the number of cluster does not substantively improve the performance since the sum of squares is very slightly modified.

— Average silhouette method (Kaufman and Rousseeuw, 2005) computes the so-called silhouette score from the distance of each point to the centroid of its cluster and the second closest one, evaluating how distinct the clusters are. The best number of clusters is the first maximum larger than the smallest tested number of clusters.

— Gap statistic method (Tibshirani et al., 2001) computes how far the clustering structure is from a random, uniform distribution of points with the same limit values. Here again, the best number of clusters is the first maximum larger than the smallest tested number of cluster.

Figure 3.3 shows the result of all three methods. Despite testing totally independent features of the partition, two methods (silhouette score and gap statistic) converge towards the same number of five clusters. For the elbow method, the result is up to the choice of the user as the method only shows a suitable interval of number of clusters. We see that the gain between $k = 5$ and $k = 6$ is low compared to the one between $k = 4$ and $k = 5$. Beyond $k = 7$, there is no improvement when adding an additional cluster. Thus, any number of clusters between 5 and 7 can be picked because it corresponds to the “elbow” shape. All three methods have coherent

results : this proves that the data set is indeed "clusterable", i.e., different clusters have clearly different properties. However, we decided to visually inspect the clustering structure for four, five and six clusters. While four clusters were not enough to clearly distinguish surface, noise and atmospheric features, both five and six were potential candidates. Because the scores of $k = 6$ were nearly as good as $k = 5$ for at least two methods (silhouette score and gap statistic) and because it eases the physical interpretation of each cluster while minimizing the risk of false positives (discussed in details in section 3.2.3.1.1), we chose six clusters in the continuation of our study. In particular, this will restrain atmospheric features to their most noticeable part, preventing doubtful cluster attributions for their borders.

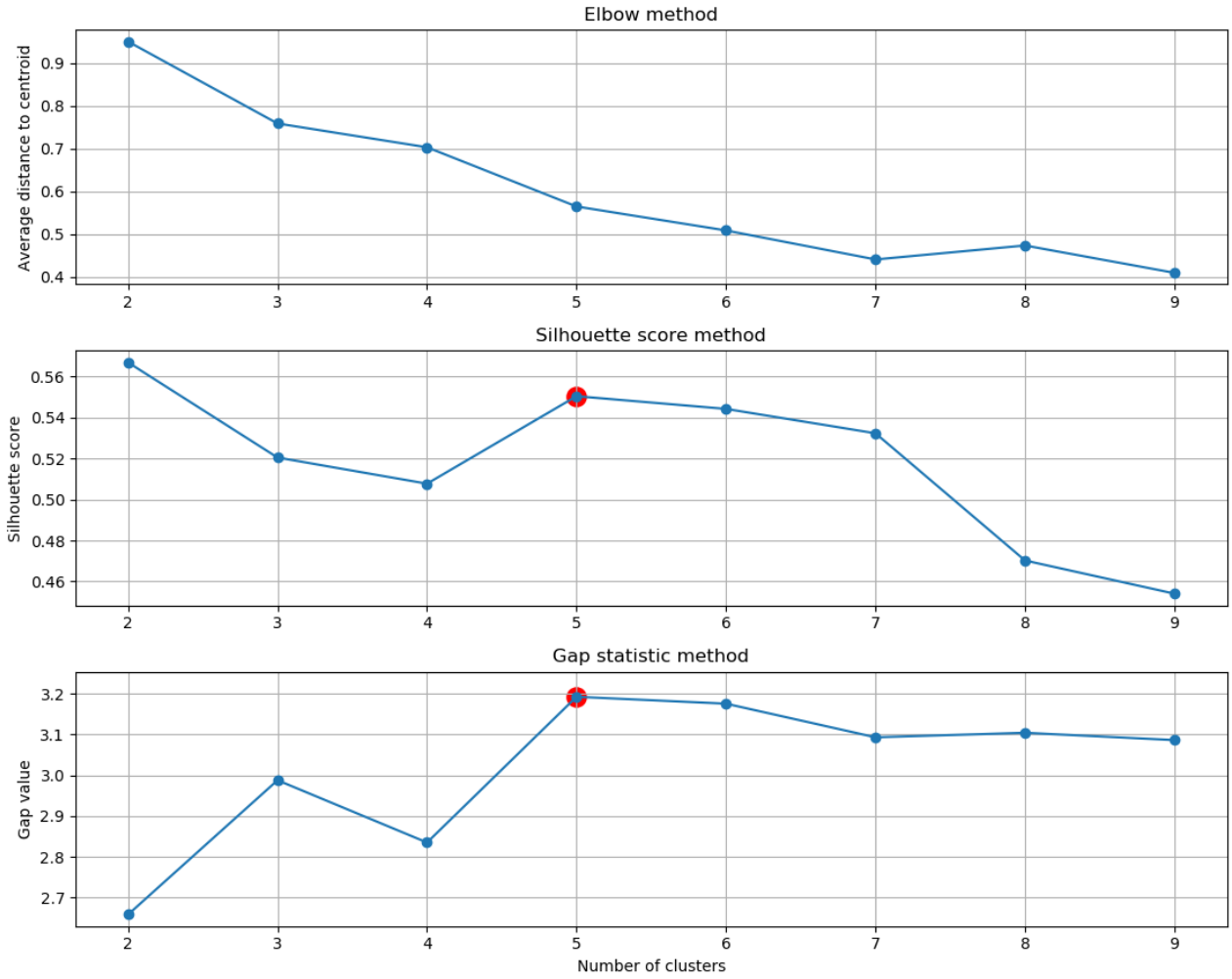


FIGURE 3.3 – Optimization of the number of clusters with three independent clustering performance testing methods : elbow (top), silhouette score (middle) and gap statistic (bottom). Kmeans method is applied with 2 to 9 clusters on mini batches from the dataset. Red dots highlight optimised number of clusters. Elbow method does not furnish a stringent best number of clusters but its results are coherent with the two other methods, converging toward 5 clusters, with performance for $k = 6$ being relatively close.

3.2.3 Results

3.2.3.1 Clustering Results

3.2.3.1.1 Atmospheric features cluster

Typical final clustering structure is illustrated in Figure 3.4a. Note that only one orbital phase is exposed here. We clearly found the expected clusters. The blue cluster (cluster 4) corresponds to both a low rT^2 product and a low $\overline{rT^2}$. Figure 3.4b shows an example of rT^2 against time colors corresponding to clusters : returns from cluster 4 are indeed at the bottom of the troughs and we can consider that the cluster regroups atmospheric features. Light yellow points (cluster 2) do not follow any specific distribution and are isolated points : this cluster regroups noise returns that are coherent with a high $\overline{rT^2}$ despite a low rT^2 product. All three green, dark yellow and orange clusters (respectively cluster 0, 3 and 5) are different parts of the continuum, so they correspond to surface returns. The surface returns are divided into three different clusters by the method because of the difference of altitude between both Mars' poles, south pole being approximately 6 km above the altitude of the north one. Therefore, the MOLA range, used to calculate rT^2 product, has a slight sinusoidal variation during an orbital phase from one pole to the other and gives this aspect to the continuum. Finally, red cluster (cluster 1) is the main reason that led us to choose 6 clusters instead of 5. It includes two kinds of returns : the lowest part of the continuum but also the highest part of some troughs, what could be considered as the extreme borders of the atmospheric features. Still, to be sure that we limit as much as possible false positive detections, we do not keep cluster 1 returns in the rest of our study. The presence of such a cluster in the partition proves that cluster 4 returns are really inside the troughs that would correspond to the core of atmospheric features. This study is a first approach on how basic clustering method can already bring significant results on such datasets, so being confident on our clustering returns appears as more valuable than trying to get every single one of them. However, this also means that the clustering has room for improvements with more complex methods that could make a clearer distinction between atmospheric structures borders and the lowest part of the continuum.

3.2.3.1.2 Comparison to a previous study

To verify the validity of our method, we compare our results with a previous study (Neumann et al., 2003) through seasonal and latitudinal distribution of atmospheric returns. Figure 3.5 shows that the distribution of returns from our atmospheric features cluster is coherent with the one obtained by overlapping both the reflective and absorptive clouds distributions from, respectively, figures 5 and 6 of Neumann et al. (2003). Cloudiest areas such as the north pole during northern autumn, the band between 30°S and 60°S at the end of southern winter and global coverage at L_s 230° clearly appear in both distribution. The poles seem less dense initially. However, Neumann et al. (2003) divided the distribution in two distinct figures for reflective and absorptive clouds : the peak density of reflective clouds is nearly ten times less than absorptive clouds one. Thus, it is expected that in a single plot distribution that regroups both reflective and absorptive clouds such as our figure 3.5, poles would be less noticeable. Still, there are clearly clouds above poles in our distribution too and these results are discussed in detail later in the article (see section 3.2.4.5). Even though we are talking about "atmospheric features" and not about clouds yet, we found around 33 times more returns than Neumann et al. (2003). This is thanks to using clustering algorithms to analyse the data and also due to not having to impose strict constraints for detection.

3.2.3.2 Cloud and Dust Structure Catalog

3.2.3.2.1 Cloud definition

At this point, we have a cluster of atmospheric returns, and we would like to group them into structures. Because we have no information about the composition of implied features,

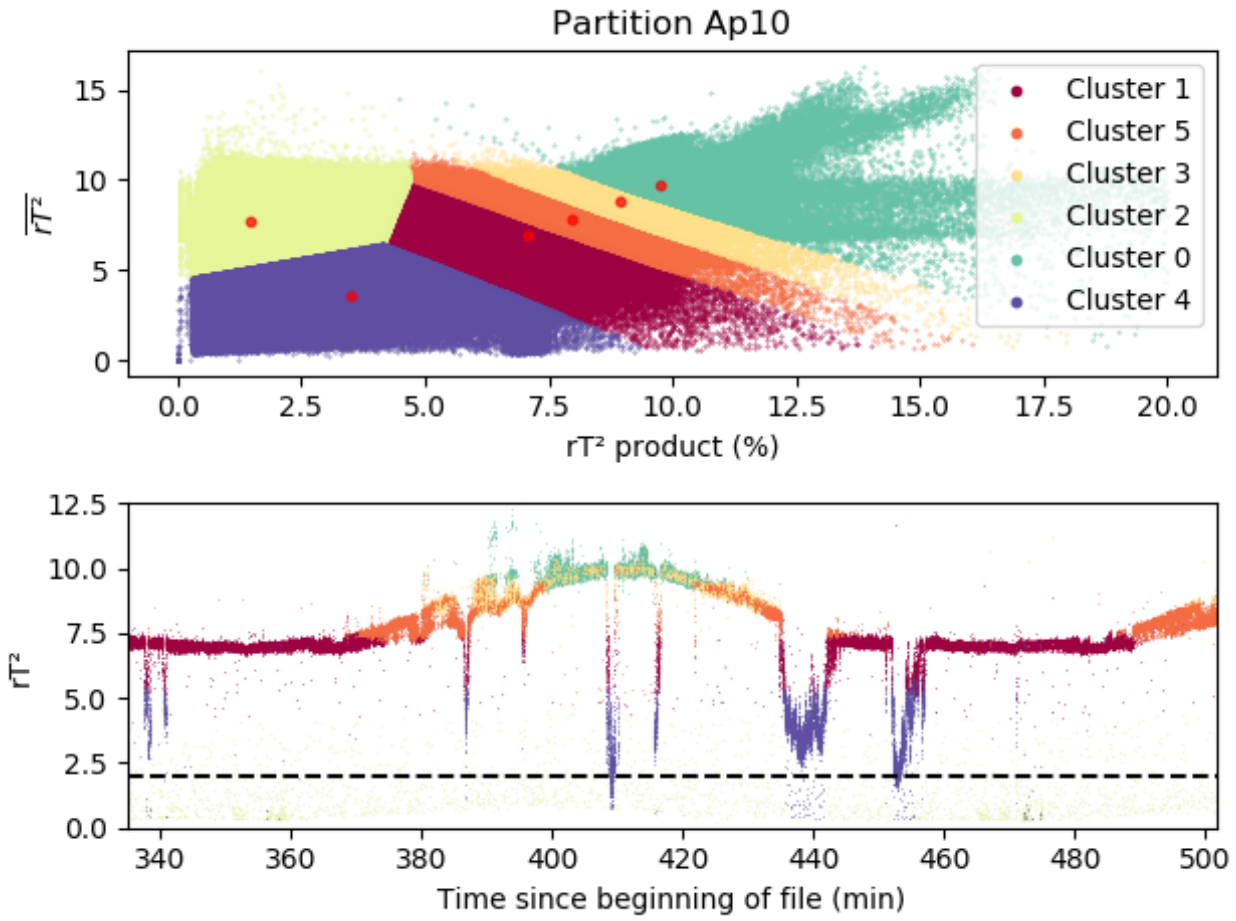


FIGURE 3.4 – Example of clustering structure for ap10 orbital phase (a) and associated cluster distribution in the same rT^2 against time portion than figure 3.2 (b). Cluster 4 gathers cloud returns (bottom of troughs), cluster 2 is made of noise returns (isolated points). Clusters 0, 3 and 5 are surface returns (different parts of the continuum). Cluster 1 is a limit between continuum and troughs and ensure that no surface returns are taken in our cloud cluster.

we define the alias MAS (MOLA Atmospheric Structure) that will be used hereafter and that regroups all possible atmospheric particle types : water clouds, CO_2 ice clouds and dust structures. Choosing a good definition of the MAS in terms of returns will allow for the reduction of the remaining false-positive returns wrongly associated with the atmospheric features cluster. It will give information about the size of structures that can later be used as a comparison criteria. Size is here used as a measure of the number of returns that constitute an atmospheric structure. It gives information about the spatial extent of the structure in one direction, following along-track position of the surface target. The along-track extent of the structure can then be calculated thanks to the space between two consecutive shots : $size_m = size_{returns} * 300$. However, as do not have information on the longitudinal extent of the cloud, we can not, for example, estimate the actual cloud cover or fraction. This will also allow us to make a statistical analysis of the resulting MAS that we will gather in a unique catalog.

The first criterion to determine is the minimum number of consecutive atmospheric returns that is required to consider them forming a unique structure. For two returns to be considered as consecutive atmospheric returns, we must have two temporally successive returns that were both assigned to the atmospheric cluster. Temporally successive returns can also be considered as spatially successive returns in the tracking direction. Because there are approximately 300 m

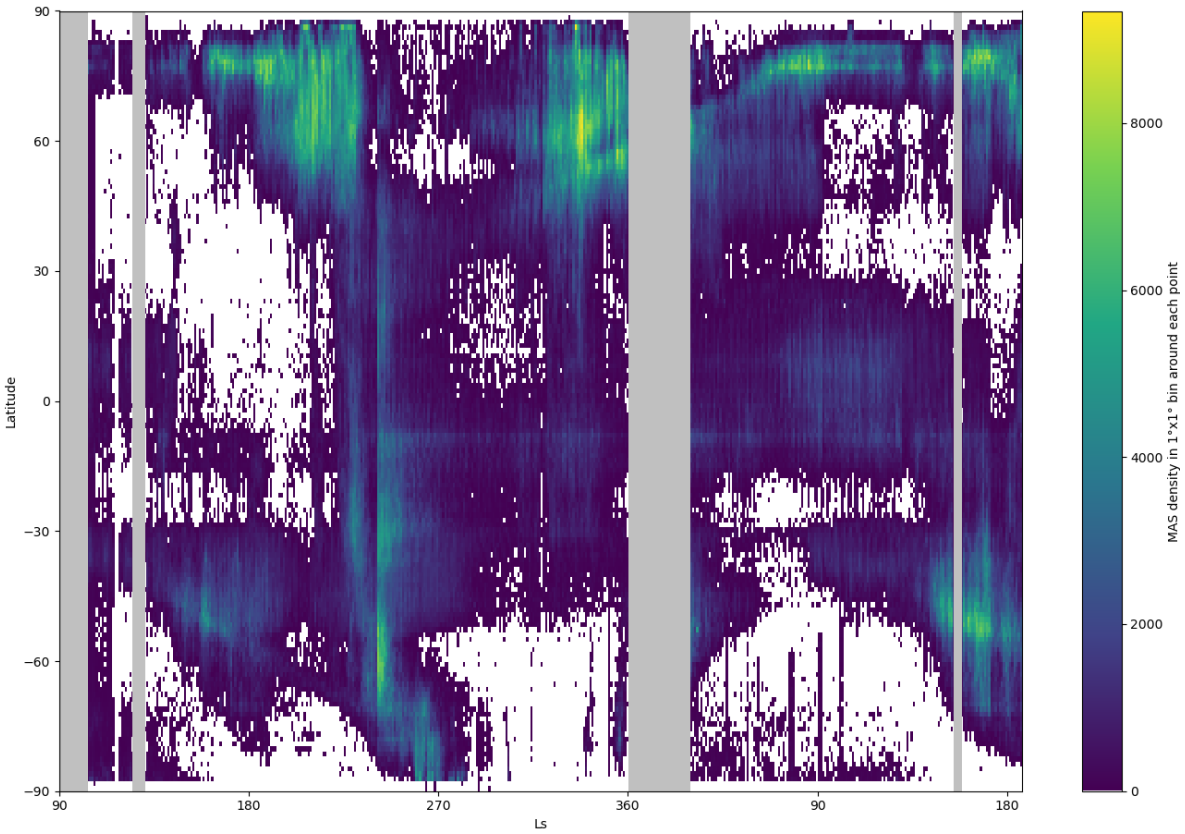


FIGURE 3.5 – Seasonal and latitudinal distribution of atmospheric features returns from the clustering. Colors are based on number of returns in the 1°x1° bin around each point. Grey brands correspond to no observations periods while white background represents a lack of MAS detection. Absence of returns at the start of MY25 is due to solar conjunction. The other two thin grey bands are related to spacecraft anomalies that forced MOLA to be turned off (see section 3.2.2.1). Ls axis starts at 90° of MY24 to ease the visualization of the seasons.

between two consecutive shots' targets, fixing a minimum of 5 consecutive returns defines atmospheric structures of at least 1.5 km, which corresponds to a typical size scale for martian clouds (Clancy et al., 2017). The second criterion to determine is when we have reached the end of the considered MAS, that is to say that the next return in the atmospheric cluster may be part of another MAS. Noise returns, considered here as false triggers, have a uniform distribution over the mission duration with a constant probability of occurrence of about P_{FT} = 1.25% (see section 3.2.2.3.1). The probability that 5 returns in a row are physically part of the considered MAS without being associated to the atmospheric cluster is equivalent to having 5 consecutive false positive, thus less than 1 in 10^5. Therefore, we fix the end of a MAS if 5 consecutive returns are all not assigned to atmospheric cluster. This also requires that we accept a "gap" made of a maximum of 4 consecutive returns that are not in the atmospheric cluster.

We apply this definition to all returns from our atmospheric cluster. Whenever a set of consecutive returns meets the first condition, they form a MAS, and we look for its end. Whenever the second condition is met, the end of the MAS has been reached, and we save it in our catalog. This way, a total of 261 862 MAS are formed.

3.2.3.2.2 Catalog global summary

TABLE 3.1 – Distribution of MAS among the 12 orbital phases of MOLA dataset

Orbital Phase	First return L_s(°)	Total Returns	Atmospheric Returns (% of Total Returns)	MAS number
ap01	103.59	6 120 716	152 668 (∼2.49%)	1 375
ap10	107.72	44 772 367	952 115 (∼2.13%)	7 947
ap11	146.42	69 062 588	3 989 110 (∼5.78%)	21 740
ap12	190.97	65 619 212	9 518 336 (∼14.51%)	34 839
ap13	241.17	68 248 559	6 954 178 (∼10.19%)	42 858
ap14	291.97	62 127 844	5 728 149 (∼9.22%)	30 006
ap15	338.98	32 588 064[a]	3 963 538 (∼12.16%)	17 324
ap16	29.46	49 626 170[a]	2 726 280 (∼5.49%)	20 169
ap17	56.58	64 214 511	3 573 247 (∼5.56%)	22 658
ap18	92.50	64 260 115	2 976 179 (∼4.63%)	20 937
ap19	130.15	59 884 115	5 492 900 (∼9.17%)	28 525
ap20	172.30[b]	21 328 664	2 545 177 (∼11.93%)	14 024
Total		607 852 905	48 571 877 (∼7.99%)	261 862

[a]Partially contain solar conjunction period where no pulses were emitted
[b]Last return L_s is 187.20°

The catalog is available alongside this article. It is presented as a text file in which the four first lines describe the parameters given for each cloud. The fifth line gives every parameters a column title to ease the read of the catalog by numerical libraries. All 261862 MAS are then presented following the exact same scheme. An id number is attributed to every MAS for an easier identification of each of them and is widely used in our plotting program (given with the catalog).

We made the choice to reduce the number of parameters for each MAS compared to the raw data so that the catalog can be navigated easily. First three parameters allow finding the MAS in the PEDR dataset : the file it comes from, the line of the first and last returns of the MAS in that file. The size of the MAS is then given in terms of number of returns. Note that size is different than the difference between the start and end lines because some returns in between may have not been associated to the atmospheric features cluster (and that is why we accepted some "gap" in our cloud definition). Longitude and latitude are then given through three parameters each : mean, start and end. Solar longitude is calculated and only given as a mean for each cloud but ephemerid time is also given by mean, start and end values. Finally, the triggered channel dominating in the cloud is also given. The version of the catalog with percent of occurrence of each channel for each cloud also exists in case of need. That makes a total of 16 parameters for each cloud. The distribution of clouds in the different orbital phases of the mission is given in table 3.1.

3.2.4 Cloud variability and diversity

3.2.4.1 Size and triggered channel distribution

In the following sections, we study the size of clouds in terms of number of returns, keeping in mind that two consecutive returns are spaced by approximately 300 m. We analyse the longitudinal and latitudinal distribution of MAS in function of their size. While structures smaller than approximately 500 returns, i.e. 150 km, seem to follow the general distribution presented in figure 3.5, 500+ returns MAS, hereafter called "bMAS" (big MAS) are not homogeneously distributed and exhibit some interesting areas. In particular, bMAS tend to form above certain

structures such as basin or plains.

The MOLA channel that was triggered was a key point in the distinction of different kinds of clouds (Neumann et al., 2003). A first approach is to look at the dominant channel for each cloud (figure 3.6). Channel 1 is by far the most represented channel, in opposition to Neumann et al. (2003). This tendency remains true even if we consider all atmospheric returns before classifying them as clouds. This means that our method notably allow detecting optically thinner structures. The number of clouds for a specific channel decreases with the increase of the target dispersion with a drastic fall between channel 2 and 3. Channel 1 and 2 clouds are distributed along the same lines as the general spatial distribution (Figure 3.5) while channel 3 clouds are mainly located at both poles, and channel 4 clouds are almost exclusively located at the south pole. Triggering channel 4 implies a dense vertical structure of at least 80 m. It means that something exclusive to the south pole allows the formation of globally optically thicker clouds, possibly the prevalence of CO_2 ice clouds over water clouds.

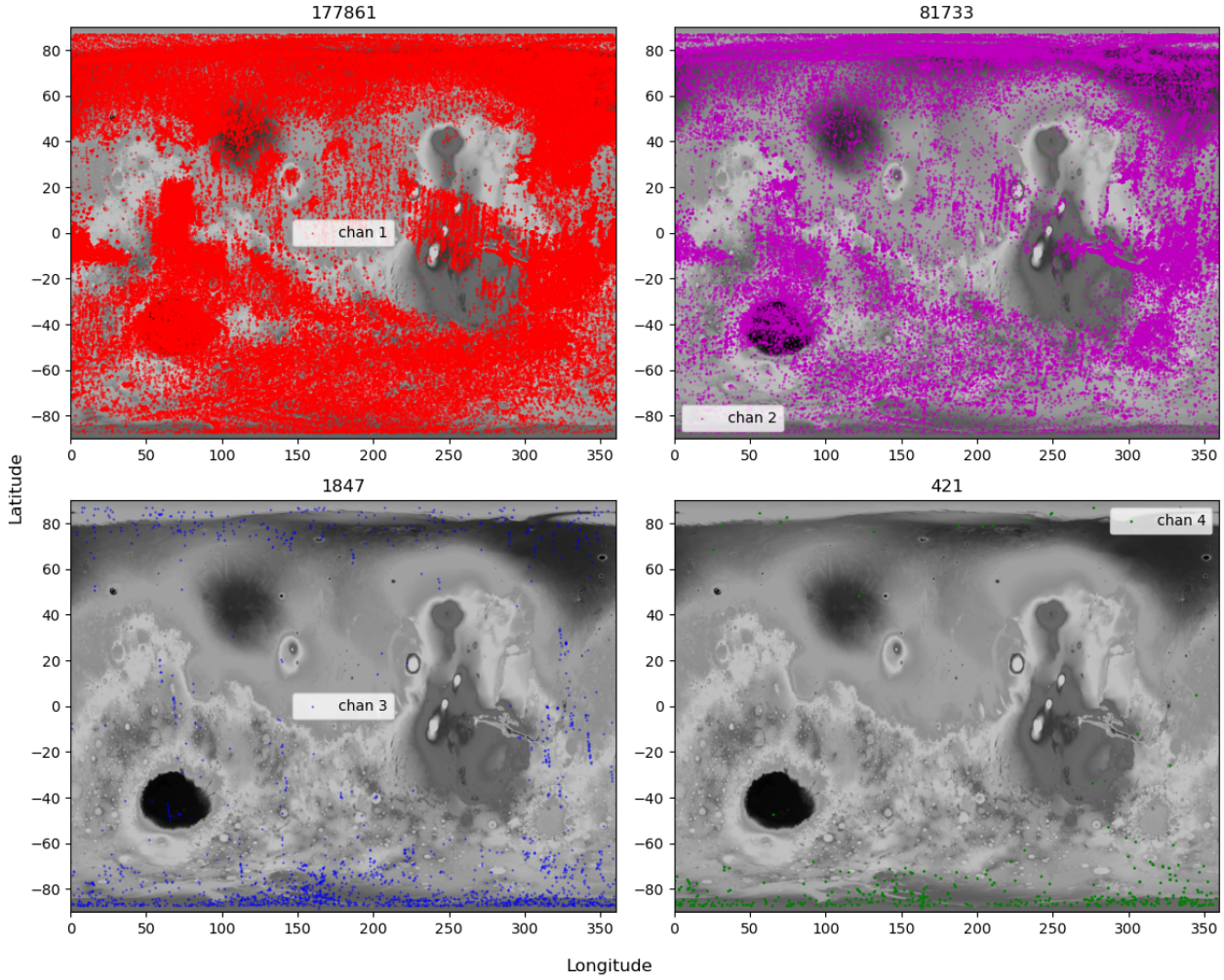


FIGURE 3.6 – Atmospheric structures distribution by most triggered channel. Each structure is associated with the channel that is the most represented among the returns that constitute the structure. The size of markers for the channel 4 panel are bigger for visualization purpose only. Title of each panel corresponds to the number of structures.

3.2.4.2 Temporal variability

In the following section, we only consider bMAS (500+ returns) to highlight recurrent phenomenon that would imply the formation of big structures or reveal places where atmospheric conditions are more suitable for their formations. Distribution of bMAS over solar longitude and latitude is illustrated in figure 3.7. Despite having only 1.5 Martian Years of data, we would like to compare the interannual bMAS variability. Note that the first year lacks the Southern hemisphere fall (start at L_s=103°) while second year data stops after Southern hemisphere winter (end at L_s=187°). Considering only the fraction of bMAS per day for each year, it appears as if the second year was less prolific in terms of bMAS. However, by comparing the only season we have in common for the two years, i.e., Northern hemisphere summer/Southern hemisphere winter (90°<L_s<180°), we see that, in fact, the second year presents more bMAS (comparison is made between 5 first panels of figure 3.8 and 5 last panels of figure 3.9). This discrepancy is explained by the absence of observations of the north pole winter for the second year while most bMAS seem to form above the north pole during this period (see figure 3.8 and 3.9 and section 3.2.4.5). bMAS could form more easily at the north pole thanks to the larger quantity of water vapor in the atmosphere, which would also mean that most of the bMAS are water clouds. Globally, the MAS distribution for each Martian Year looks very similar apart from Tharsis Montes (section 3.2.4.3) that did not appear as a cloudy area for the first year while being one of the cloudier for the second year. The other difference is an apparent diminution of bMAS population at the south pole (latitude lower than 70°S in spite of winter.

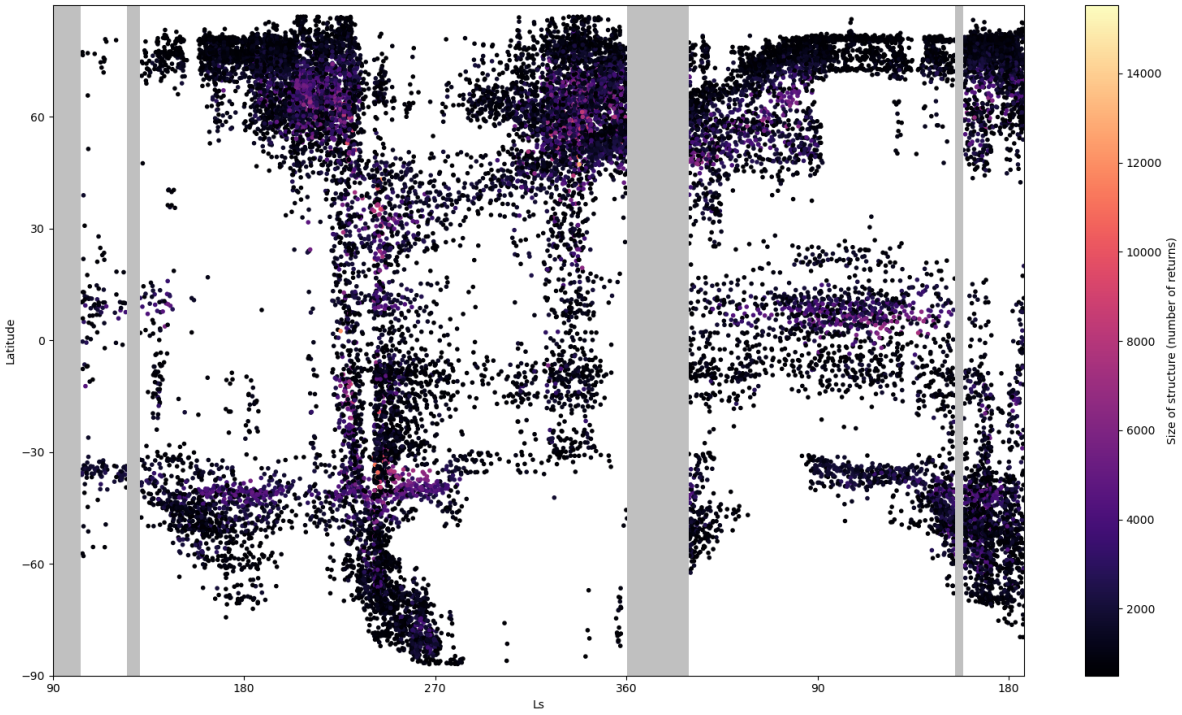


FIGURE 3.7 – Distribution of bMAS (structures of at least 500 returns) over solar longitude and latitude. Grey bands represent periods without MOLA observations while white background means that there was no structure detection (see figure 3.5 for more details about grey bands).

During the observed part of MY24, northern summer is the one with less bMAS, mainly appearing over Hellas Basin, a little bit over Syrtis Major, Argyre Planitia and at the north pole, more precisely over Acidalia Planitia. Northern fall is more dense in terms of bMAS with the same areas of interest to which we can add both polar hood. North pole clouds also extend

to a lower latitude over Utopia Planitia. Distributions at the poles seem to be correlated with the presence of ice at the surface. During northern summer, big clouds are almost all located around the north pole.

Concerning the second year, MY25, northern spring mainly exhibits big clouds in the northern hemisphere, above Syrtis Major and Acidalia Planitia. However, northern summer is notable because it appears to be very different from MY24 northern summer with way more bMAS. While bMAS are still found over the previously mentioned areas, there are also bMAS appearing over Tharsis Montes and in a band at 60°S latitude going from 0° to 150°E. This cloud cover is very similar to the early stages of the martian global dust storm that happened later this year, observed by MOC and TES, and described in Strausberg et al. (2005). These bMAS could be dust structures but are too early in the year to be attributed to the global dust storm that started around $L_s = 177°$. However, their presence may suggest specific precursors for the necessary atmospheric conditions to support a global dust event, particularly given the absence of such features in MY24. Distribution of atmospheric structures at this solar longitudes are compared with the Mars Dust Activity Database results (Battalio and Wang, 2019) in figure 3.10 bottom panel. Latitudes and longitude extend of dust structures are in total agreement with our observations and with the band in the southern hemisphere, allowing us to hypothesize on their compositions. In addition, structures are observed earlier at Solis Planum south border in our observations than in the database, for which dust activity becomes important from L_s 180°. The two datasets may be complementary for a total understanding of how the dust developed in the low atmosphere step by step.

3.2.4.3 Tropical Regions

The first year observed by MOLA starts around $L_s = 103°$, when the tropical belt observed with MOC (Wang and Ingersoll, 2002) begins to disaggregate. However, MY25 shows its whole development. By comparison with other observations, we assume that MAS discussed in the following part are probably water clouds. As soon as $L_s = 15° - 30°$, MAS start to form above Valles Marineris and Syrtis Major. MAS then appear east of Valles Marineris. The belt mainly consists of a band between 10°S and 25°N, and remains almost constant until $L_s = 120°$. Then it decreases slowly, a little bit later than what observed with MOC by Wang and Ingersoll (2002) but corresponds to the TES observation of the period (Hale et al., 2011). The belt is supposed to be longitudinally continuous around $L_s = 60°$ but this never appears to be true in our observations, MAS being rare above Elysium and Amazonis Planitia. This probably means that these clouds are too high to be detected by our method since range gate of MOLA sets the maximum altitude around 10 km for most of the returns, while water clouds such as the ones in the tropical cloud belt can reach up to 20 km. MY24 allows the comparison of the cloud belt decay period for two distinct years. While it was still visible at $L_s = 105° - 120°$ for MY25, it is patchier than the first one. The aphelion cloud belt is a recurrent phenomenon in Mars' atmosphere, but its intensity seems to vary from one year to another.

The first part of the belt to develop is also the last to disappear in the end of northern summer. Indeed, clouds are permanent above the volcanoes of Syrtis Major and above Valles Marineris from $L_s = 15°$ till $L_s = 160°$ for MY25. In fact, MY24 shows that clouds can be associated with Valles Marineris for the majority of the Martian year. Assuming that they do not decay during the solar conjunction for which we have no observation, they can be observed from $L_s = 200°$ of MY24 till the end of the dataset. Note that clouds from Valles Marineris are all small in term of size, which agrees with observation of these clouds being in the canyons as observed by the High Resolution Stereo Camera (HRSC) and the imaging spectrometer

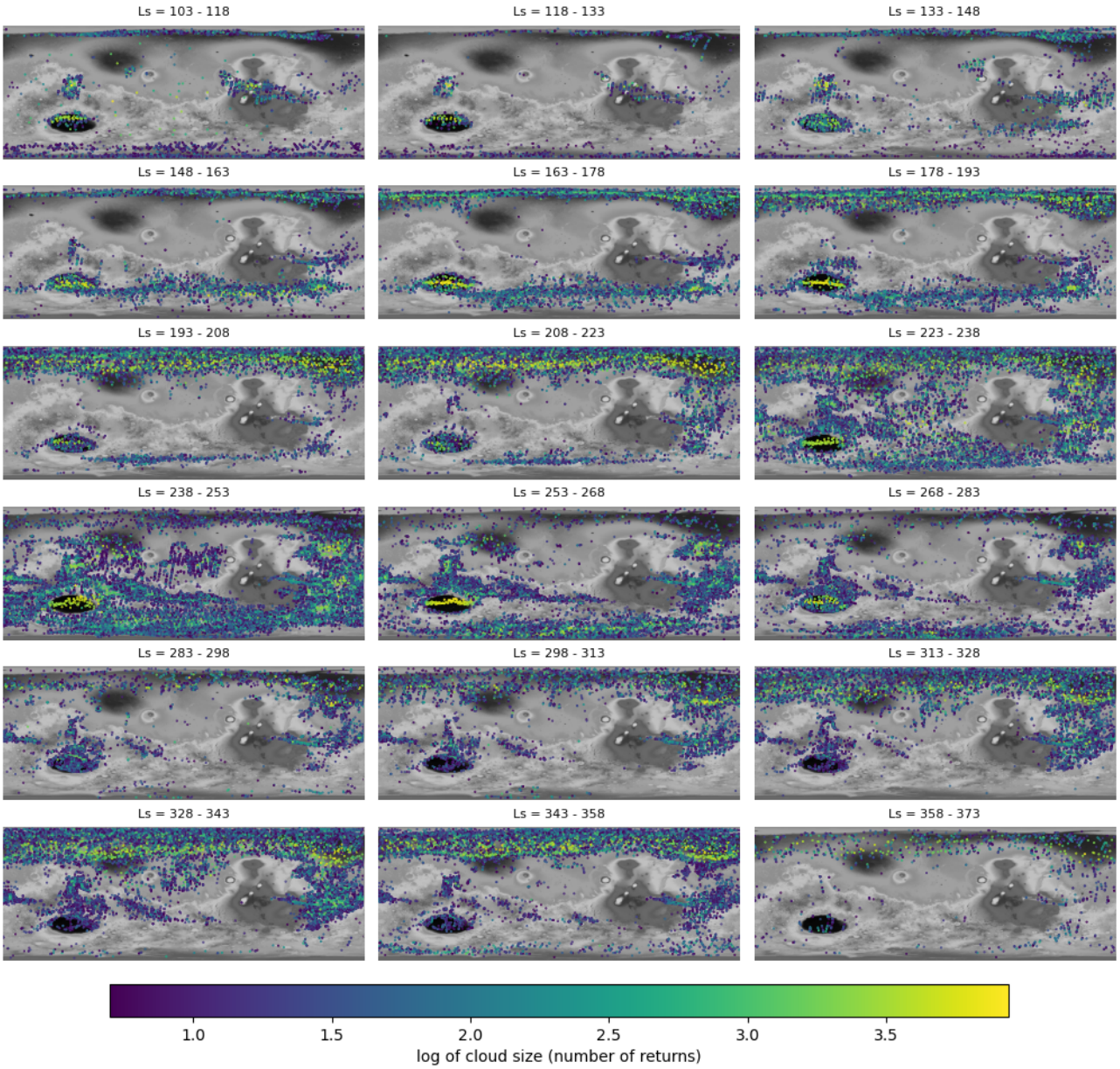


FIGURE 3.8 – 15° window clouds distribution for MY 24. Returns from our clustering are presented above Mars' topography map provided by NASA - Goddard Space Flight Center. The end of the disparition of the aphelion cloud belt. Whole development of the south polar hood happens between $L_s = 160°$ and $L_s = 270°$. A dusty episode caused by a regional dust storm occurs around $L_s = 240°$

Observatoire pour la Minéralogie, l'Eau, les Glaces et l'Activité (OMEGA) (Inada et al., 2008) but also by MOC (Benson et al., 2003), suggesting that these structures could either be water clouds or dust. Syrtis Major tends to be slightly different with two distinct cloudy periods. The first one seems to be part of the aphelion cloud belt evolution, while the second one lasts from $L_s = 220°$ till $L_s = 280°$. This second period has not been observed in MOC images (Wang and Ingersoll, 2002), so these clouds may be different than the ones of the tropical cloud belt. Conversely, clouds can be found above Tharsis Montes only for the second year and mainly during the climax of the tropical cloud belt. The area is one of the first to disintegrate during the decay of the belt, and clouds are exclusively located above the volcanoes. Therefore, all three zones indicate that aphelion belt cloud formation and evolution are correlated with surface relief.

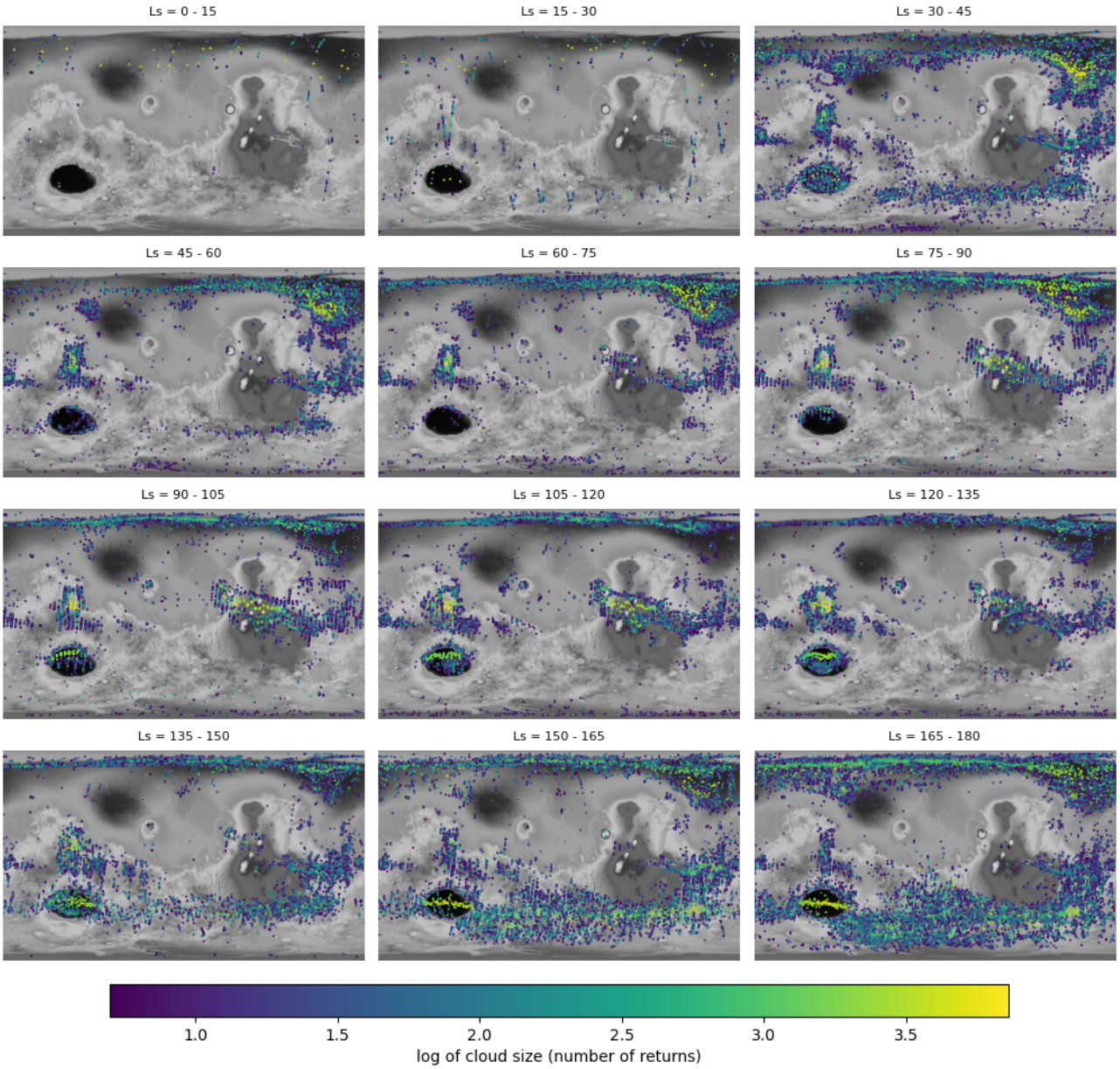


FIGURE 3.9 – 15° window clouds distribution for MY 25. Very few returns are observed on the first panels due to the solar conjunction. Aphelion cloud belt can be seen till $L_s = 160°$. Early stages of the upcoming global dust storm of MY25 are observed in the southern hemisphere from $L_s = 135°$

3.2.4.4 Southern hemisphere

3.2.4.4.1 South polar hood

Another recurrent phenomenon can be seen twice in these observations. From $L_s = 140°$, a "moving" southern belt can be seen in a band between 45°S and 55°S, almost longitudinally homogeneous from Hellas Basin to Argyre Planitia. It is first centered on latitude 50°S but appears to evolve towards the south pole during the end of southern winter where it finally decays at the end of southern spring. This belt has not been observed in MOC images (Wang and Ingersoll, 2002) nor in TES water ice cloud maps (Hale et al., 2011). However, a similar belt has been described as a second phase in the development of Mars' south polar hood (Benson et al., 2010) following the enrichment of the southern hemisphere atmosphere in water by the

circulation of clouds in the region south of Tharsis. At the same time, the latitudinal evolution of this belt seems to correspond to the seasonal CO_2 polar cap edge (Giuranna et al., 2021). Thus, some clouds in the belt could also be CO_2 clouds, and the belt itself could be evidence of CO_2 circulation in Mars' southern atmosphere during local winter.

During MY24, an important number of returns can be observed from L_s 220° till L_s 260°, almost covering the entire surface of Mars. These MAS do not present any signatures neither in Hale et al. (2011) nor in Wang and Ingersoll (2002) ; consequently it is very unlikely that they are water clouds. Because of the period concerned and how it covers the majority of the planet surface, it is also very unlikely that all of them are CO_2 clouds. Thus, this is probably caused by a regional dust storm in the southern hemisphere. This result is consistent with TES observations (Smith, 2004) that show a sudden increase of dust optical depth starting at L_s 210° of MY24, and which is initially more intense in the southern hemisphere. This is also coherent with Montabone et al. (2015) observations of Mars Year 24 where a rise of the mean column dust optical depth was seen in this solar longitude interval. Observations in this period are compared with the Mars dust activity database results (Battalio and Wang, 2019) for MY24 in top panel of figure 3.10. As early as L_s 200°, dust activity was observed around Acidalia Planitia longitude, which can also be seen in the corresponding panel of figure 3.8 on the same time period. Dust then extends to Arcadia Planitia longitude. Differences occur between L_s 238° and L_s 253°, when dust activity is negligible in the dust database while still being very present in our observations. This is probably linked to some limitations on how the MDAD was built Battalio and Wang (2021). Indeed, dust edges were collected by eye, which becomes difficult whenever haze is too diffuse for the boundary between clear-air and dusty-air to be visible. Our clustering method collects all returns of higher opacity in the atmosphere, making it a good complement to MDAD for distinguishing dust haze and surface. Comparing these two datasets provides us additional observations of the phenomenon, allowing us to conclude on the dust composition of some of the atmospheric structures. Start and end of this rise in dust activity, as well as the longitude at which it takes place at, correspond to the definition of the "A" storm from Kass et al. (2016), which is a recurrent regional dust storm happening during Martian Years that are not affected by a global dust storm.

3.2.4.4.2 Hellas Basin

MAS can be seen above Hellas Basin for most of the observed period. During MY25, MAS start forming on the northern border of Hellas around $L_s = 60°$ and thicken until covering the entirety of the Basin at $L_s = 120°$ and then dissipating quickly. At $L_s = 160°$ the only MAS remaining form a line from the western to the eastern border of the Basin. The end phase of this same phenomenon can be seen in MY24 around the same L_s. During southern spring, MAS can be seen in Hellas Basin but can not be distinguished from the southern polar hood. Observation of these MAS are coherent with observations of water clouds in Hellas Basin by the Mars Color Imager (MARCI) (Kahre et al., 2019; Wolff et al., 2019b) . Hellas Basin is also the location for the largest MAS apart from the poles in our observations (around 12% of 500+ MAS across the mission duration) suggesting an important reservoir of water, in agreement with it playing a role in the atmospheric circulation of water from the north polar hood to the southern hemisphere.

3.2.4.5 Poles

3.2.4.5.1 North pole

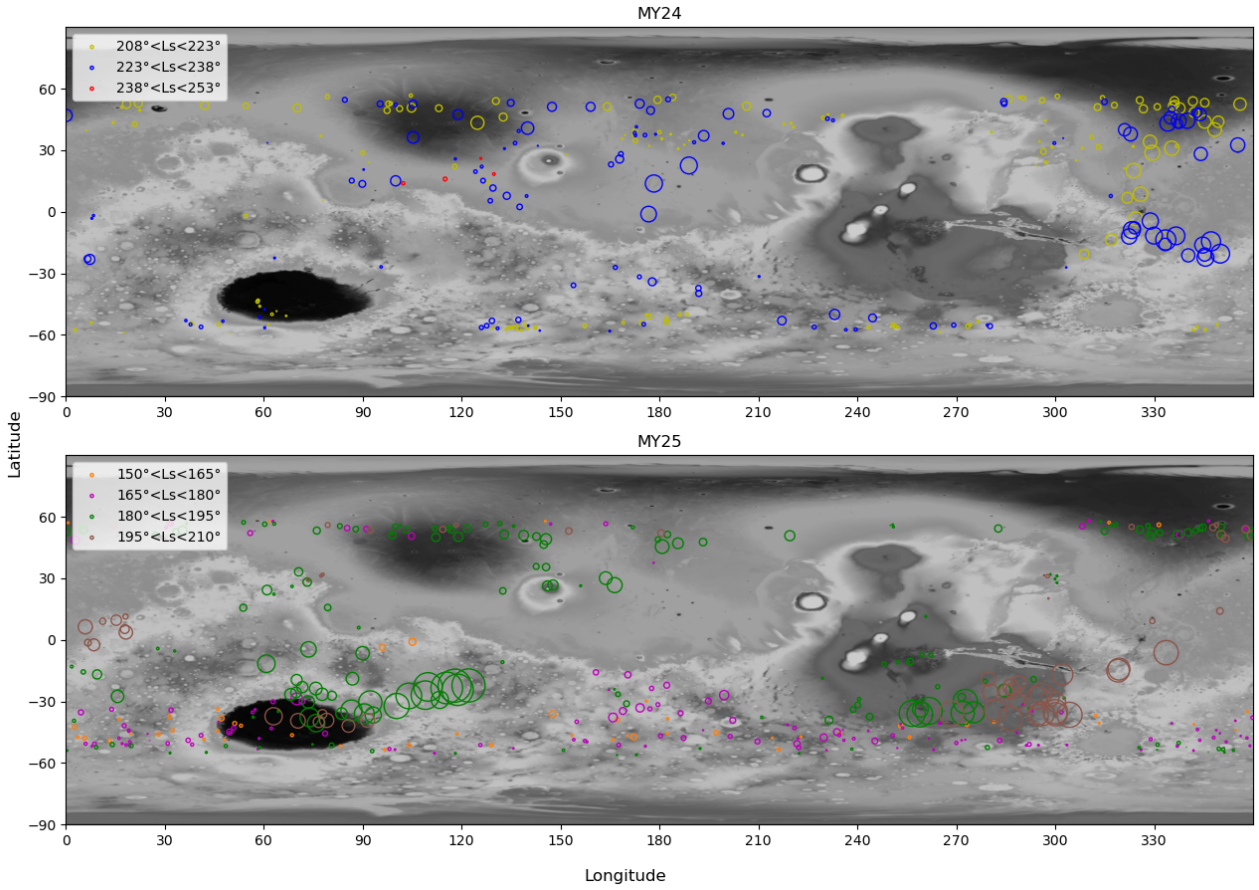


FIGURE 3.10 – Results from the Mars Dust Activity Database (Battalio and Wang, 2019) for MY24 (top) and MY25 (bottom) for comparison with our observations on specific time periods. Markers sizes are proportional to the covered area given in the database for each event.

Combining the two observed martian years, we can see interannual variability of both poles apart from the window between solar longitudes $\sim$ 20° and 40° that corresponds to solar conjunction. The north polar hood develops through late northern summer. MAS are first observed above the pole itself till $L_s = 160°$ when they can also be observed at lower latitudes, above Acidalia Planitia or the western side of Utopia Planitia. MAS then persist through northern fall and winter with almost global coverage of latitude higher than 50°N around $L_s = 330°$. Dust storm can either thicken or dissipate Mars' north polar hood (Martin, 1975). Indeed, large dust events induce a decrease in baroclinic waves activity because the atmosphere stabilizes by modifying the structure of the baroclinic zone, what reduces instabilities (Battalio and Wang, 2020, 2021; Hinson and Wilson, 2021). Moreover, the CO_2 ice cap that forms during the northern fall and winter is constrained by the alignment of CO_2 ice clouds with planetary waves (Kuroda et al., 2007, 2013). A planet-encircling dust storm such as the "A" storm observed earlier causes a massive decreased in traveling waves activity. Thus, this regional dust storm seems to have lowered the number of north pole MAS between $L_s = 250°$ and 280°. This response from the northern hemisphere to a mid-latitude developing dust storm was also observed by Kass et al. (2016). Apart from this period, and assuming clouds did not disappear during solar conjunction, the north polar hood remains present from $L_s = 150°$ to $L_s = 30°$ as observed in Benson et al. (2011). After that, the only remaining MAS at north pole are located above Acidalia Planitia, until $L_s = 90°$, eventually suggesting specific local atmospheric conditions that allow clouds to remain longer than above pole itself.

3.2.4.5.2 South pole

It is much harder to distinguish a clear evolution for the south pole. Clouds can be seen in the first observations of MY24 around $L_s = 100°$ and could be the end of the first phase of Mars' south polar hood (Benson et al., 2010) but dissipate much faster than observed in MOC images (Wang and Ingersoll, 2002) since they can barely be seen as early as L_s 130°. Moreover, they are not observed at the same period in MY25. This would either mean that our method is not well adapted for south pole clouds or that they are too high in the atmosphere to be detected.

3.2.5 Conclusions

The MOLA instrument provides data during 1,5 martian year and has proven being capable of detecting clouds signatures coming from the lower atmosphere, up to 20km. Studying the dataset with machine learning methods, and particularly clustering algorithms, bypasses the determination of a stringent limit between clouds and surface laser returns. We show that the MOLA dataset is indeed clusterable, but also that a certain number of clusters emerges using optimisation methods. Clustering provides more detections than previous studies while keeping a similar seasonal and latitudinal distribution, which confirms the viability of the process. We reduce the chances of having false positive in our atmospheric features cluster by picking the most appropriate number of clusters.

We gather consecutive atmospheric returns into structures to keep track of clouds or dust structures sizes. This way, some areas are revealed in the seasonal distribution as being more favourable for big atmospheric structures. Atmospheric structures are presented in a unique catalog regrouping results from the whole MOLA dataset.

MOLA cloud observations are compared with two other instruments, MGS TES and MGS MOC, that have also observed clouds in the martian atmosphere for the same time period. This comparison notably helps confirm assumptions on the composition of atmospheric structures and shows that both water and CO_2 ice clouds and important dust structures are found in the MOLA dataset. Development of the aphelion cloud belt and the south polar hood are observed with a large temporal resolution. Because of the important proportion of channel 4 structures and by with both dust activity database and dust optical depth observations, we also showed that MOLA observed an important number of the dusty events that occurred during MY24 and MY25.

Results are also compared with more recent mission observations for the development of atmospheric structures within specific places like Valles Marineris or Hellas Basin. Hellas Basin seems to play a crucial role in the atmospheric circulation of water across a martian year, which is highlighted by the omnipresence of clouds above the basin. Seasonal variations above the north pole are important both in terms of clouds sizes and localisation. However, even being apparently less cloudy, MOLA still seems to be less effective for the observation of clouds above the south pole.

The machine learning method optimization ensure us having as few false-positive atmospheric returns as possible. But that may have restrained the limits of the atmospheric cluster by a small margin. One way to improve our results, particularly on the determination of borders of atmospheric features, could be using them as a training set for deep learning methods to recognize clouds signatures in rT^2 against time plots.

3.3 Perspectives : Visualisation de la diversité des nuages et pistes de distinction

Lors de l'étude des résultats du clustering des données MOLA, nous avons mis l'accent sur l'accessibilité de ces derniers. En effet, l'article précédent s'accompagne du catalogue de structures atmosphériques, ainsi que d'un utilitaire de visualisation facilitant la distinction des structures respectant certains critères. Cet outil a notamment servi à l'étude des variations saisonnières des structures atmosphériques, mais a aussi été pensé pour les potentielles études futures qui reprendraient nos observations. Notamment, il a été montré que les détections de MOLA regroupaient une grande diversité d'éléments : au niveau de la composition avec les nuages de glace d'eau, de glace de CO_2 et les structures de poussière (Ivanov and Muhleman, 2001), mais aussi au niveau des propriétés optiques avec des nuages réfléchissants et des nuages absorbants (Neumann et al., 2003), ou encore au niveau des tailles des nuages et des altitudes de détection. Nous proposons dans cette partie une illustration de cette diversité et les pistes que nous avons commencé à explorer pour déterminer les propriétés de ces structures.

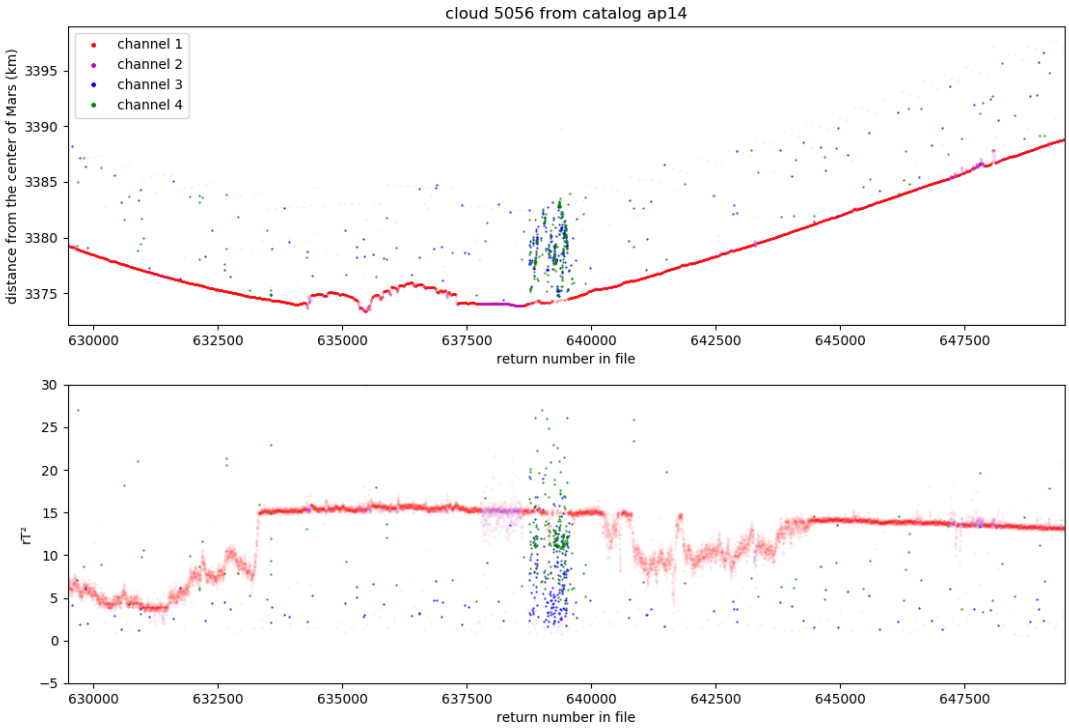


FIGURE 3.11 – Exemple de visualisation d'une structure atmosphérique de notre catalogue grâce à l'outil de visualisation développé. Distance au centre de Mars calculé par MOLA (en haut) et produit rT^2 (en bas) en fonction de la ligne de chaque retour dans le fichier d'origine du jeu de données pour des fenêtres de 15 minutes autour du retour médian de la structure. Les couleurs correspondent au canal déclenché pour chaque retour. La prédominance de retour du canal 2 semble indiquer une structure nuageuse

La figure 3.11 illustre le comportement intuitif de la détection d'une structure atmosphérique dans le jeu de données MOLA. On observe bien un puits dans la figure de rT^2 en fonction du temps (ici donné par la ligne de chaque retour dans le fichier d'origine) et certains retours ont

une altitude au dessus de la surface dans la figure du haut (altitude en fonction du temps sur la même fenêtre). Le canal de détection renseigne sur l'épaisseur optique de l'objet. Lors de la conception de MOLA, il était envisagé que des nuages puissent être détectés, c'est pourquoi le canal 4 était conçu pour détecter des objets optiquement épais. La prédominance de retour du canal 2 dans cette exemple indique qu'il s'agit d'une structure optiquement beaucoup plus fine (Ivanov and Muhleman, 2001), donc vraisemblablement d'une structure de poussière située peu au dessus de la surface et, dans le cas présent, au fond d'un cratère. Mais assimiler une composition ou un type de structure à chaque résultat ne semble pas toujours aussi évident. La figure 3.12 donne d'autres exemples de détections de structures atmosphériques dans notre catalogue. Les quatre exemples sont tous pris dans les dernières phases orbitales (ap19 et ap20) de la mission pour montrer qu'un comportement spécifique n'est pas causé par le vieillissement de l'appareil. On observe ainsi que ces quatre exemples ont un comportement nettement différent de l'exemple donné précédemment. La figure 3.12a est un cas où la structure atmosphérique a bien eu un effet de réduction du produit rT^2 mais les retours associés n'ont pas une altitude située au dessus de la surface. On pourrait donc supposer qu'il s'agit ici d'un nuage absorbant : la lumière du laser est partiellement absorbée par le nuage mais se réfléchit quand même à la surface dont le temps de vol correspond à l'altitude de celle-ci. Pour le cas de la figure 3.12b, la structure atmosphérique semble très légèrement impacter l'altitude de détection mais à peine au dessus de la surface : il pourrait s'agir de nappe de brouillard, très fine et très proche du sol. Enfin, la figure 3.12d donne un cas encore différent où des observations correspondent à des détections sur les canaux 3 et 4 sur une grande gamme d'altitude. Il s'agit donc manifestement d'un nuage optiquement épais.

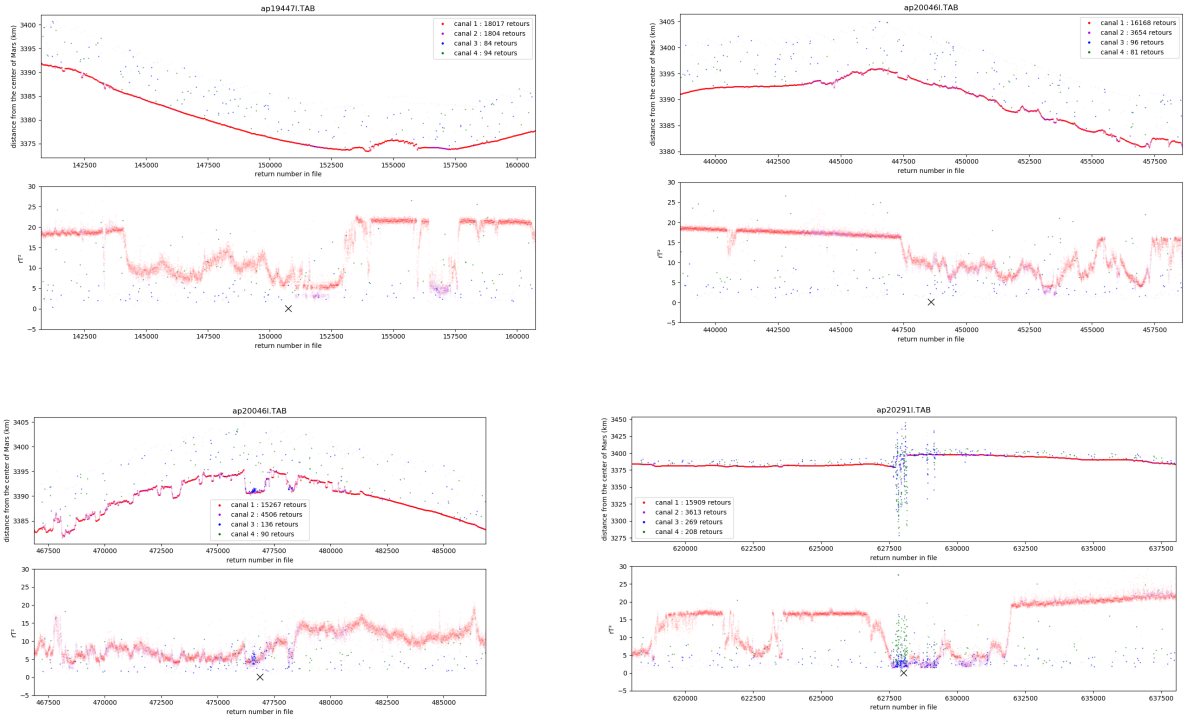


FIGURE 3.12 – Différents exemples de structure atmosphérique venant des dernières phases orbitales de la mission. Plusieurs comportements peuvent être observés : un nuage absorbant (a), du brouillard proche du sol (b), un nuage optiquement épais (d).

Face à cette diversité, il apparaît difficile d'envisager étudier chacune des structures atmosphériques à la main. Une perspective intéressante cependant pourrait d'avoir encore une fois recours à des méthodes de machine learning, mais cette fois par à des méthodes plus puis-

santes et supervisées de deep learning. En effet, il serait possible de regrouper les paramètres de chacune des structures atmosphériques comme les altitudes de détection, la répartition des déclenchements de chaque canaux, la valeur moyenne du produit rT^2, et de créer un échantillon d'entraînement d'un réseau de neurones à partir des structures dont on connaît la composition par comparaison avec MOC et TES. Des réseaux de neurones de reconnaissance de structures, similaires aux méthodes de reconnaissance d'images, pourrait tout à fait déterminer si les structures sont de la glace d'eau, de la glace de CO_2 ou de la poussière.

Chapitre 4

Modélisation méso-échelle des nuages de CO_2 dans la nuit polaire sud et caractérisation de la convection

Contents

4.1 Modèle : Protocole de simulation 90
4.1.1 Description du modèle 90
4.1.1.1 Le modèle méso-échelle du LMD 90
4.1.1.2 Le mode *Large Eddy Simulations* 94
4.1.1.3 Un nouveau modèle de microphysique du CO_2 95
4.1.2 Adaptation de l'implémentation pour le cas mésoéchelle et réglages . . 99
4.1.2.1 Modifications du code 99
4.1.2.2 Optimisation du temps de calcul 101
4.1.2.3 Réglages du modèle 101
4.1.3 Simulations 103
4.1.3.1 Choix du profil 103
4.1.3.2 Simulation de référence 105
4.1.3.3 Autres simulations : exploration des paramètres 107
4.2 Simulation de référence 109
4.2.1 Première phase de 0 à 18 s : formation du nuage 109
4.2.2 Deuxième phase de 19 à 75 s : croissance du nuage, début des précipitations 112
4.2.3 Troisième phase de 76 à 102 s : fin de la condensation, intensification des précipitations 115
4.2.4 Quatrième phase de 103 à 500s : début de la convection visible 120
4.2.5 Cinquième phase de 501s à la fin de la simulation : fin de la convection et atteinte de l'altitude maximale 124
4.3 Tests de Sensibilité 128
4.3.1 Sensibilité à la température 128
4.3.2 Sensibilité au profil initial de poussière 142
4.3.3 Sensibilité au vent horizontal 152
4.4 Conclusion du chapitre 162

4.1 Modèle : Protocole de simulation

4.1.1 Description du modèle

4.1.1.1 Le modèle méso-échelle du LMD

Les résultats de la détection de structures atmosphériques dans le jeu de données MOLA ont notamment permis l'observation de nuages de CO_2 au niveau des pôles de Mars. La limite de détection de MOLA implique que ces nuages se trouvent dans la basse atmosphère, en dessous de 10 km d'altitude. Colaprete et al. (2003) ont proposé que ces nuages étaient convectifs au travers d'un modèle de microphysique 1D. Bien que les résultats aient permis de correctement reproduire les altitudes observées, ceux-ci viennent de modèles 1D dans lesquelles la convection est directement instaurée par le développement de vents verticaux. Le processus complet de développement de la convection depuis la microphysique de formation des nuages n'a jamais été étudié et il n'y a pas eu d'étude de modélisation 3D de cette convection à l'échelle locale dans l'atmosphère martienne. L'objectif de notre étude est donc de pouvoir modéliser la formation des nuages de CO_2 dans la basse atmosphère des nuits polaires martiennes ainsi que la convection que cette condensation peut provoquer en utilisant un modèle méso-échelle du climat martien à une résolution suffisante pour résoudre les turbulences responsables du transport d'énergie.

Pour cela, nous utilisons le modèle méso-échelle martien développé au Laboratoire de Météorologie Dynamique, le LMD-MMM (Spiga and Forget, 2009). Comme expliqué dans la section 2.2, le principe de fonctionnement des modèles de climat global est de résoudre les équations de la circulation atmosphérique par un coeur dynamique tandis qu'une partie physique est en charge du calcul de l'évolution locale des variables météorologiques suite aux autres processus comme le rayonnement solaire, la microphysique des nuages ou la photochimie, ce qui déterminent notamment les cycles de l'eau, du CO_2, de la poussière (Forget et al., 1999). Le modèle LMD-MMM combine les paramétrisations physiques du modèle de climat global de Mars du LMD, le LMD-MGCM, au coeur dynamique de l'*Advanced Research Weather Research and Forecasting* (ARW-WRF, nommé plus simplement WRF par la suite) (Skamarock and Klemp, 2008).

Le modèle méso-échelle WRF a initialement été développé pour des applications terrestres par le *National Centers for Environmental Prediction* (NCEP) et le *National Center for Atmospheric Research* (NCAR). Il intègre les équations de Navier-Stokes à partir des hypothèses de non-hydrostatisme et de compressibilité de l'atmosphère sur une partie locale de la planète. Puisqu'il s'agit ici d'un modèle méso-échelle de phénomènes de convection dans les nuages de CO_2, la résolution visée, de l'ordre de quelques km, implique que l'accélération théorique des vents verticaux peut devenir semblable à celle de l'accélération de la gravité : il n'est donc pas toujours possible de supposer l'équilibre hydrostatique pour simplifier les équations de Navier-Stokes. Ces équations sont projetés sur l'axe vertical par les niveaux η (Laprise, 1992) définis par :

$$\eta = (\pi - \pi_{surf})(\pi - \pi_{top}) \tag{4.1}$$

où π, π_{surf} et π_{top} sont respectivement la composante hydrostatique de la pression, la valeur à la surface et la valeur au sommet du domaine. En utilisant ces coordonnées, les équations primitives peuvent être intégrées avec ou sans l'hypothèse d'équilibre hydrostatique (Laprise, 1992; Janjic et al., 2001). En posant les quantités massiques à partir de la masse de colonne atmosphérique μ :

$$V^* = \mu V,\ u^* = \mu u,\ v^* = \mu v,\ w^* = \mu w,\ \omega^* = \frac{\mu D\eta}{Dt},\ \theta^* = \mu\theta,\ q^* = \mu q \tag{4.2}$$

et en définissant le géopotentiel Φ et la température potentielle θ :

$$d\Phi = gdz \tag{4.3}$$

$$\theta = T\left(\frac{P}{P_0}\right)^{R/C_{p0}} \tag{4.4}$$

il est possible d'obtenir les équations sous leur forme utilisées par le modèle :

$$\frac{\partial u^*}{\partial t} + (\nabla.V^* u) - \frac{\partial}{\partial x}\left(\frac{p\Phi}{\partial n}\right) + \frac{\partial}{\partial \eta}\left(\frac{p\Phi}{\partial x}\right) = F_x \tag{4.5}$$

$$\frac{\partial v^*}{\partial t} + (\nabla.V^* v) - \frac{\partial}{\partial y}\left(\frac{p\Phi}{\partial n}\right) + \frac{\partial}{\partial \eta}\left(\frac{p\Phi}{\partial y}\right) = F_y \tag{4.6}$$

$$\frac{\partial w^*}{\partial t} + (\nabla.V^* w) - g\left(\frac{\partial p}{\partial \eta} - \mu\right) = F_w \tag{4.7}$$

$$\frac{\partial \theta^*}{\partial t} + (\nabla.V^* \theta) = F_\theta \tag{4.8}$$

$$\frac{\partial \mu}{\partial t} + (\nabla.V^*) = 0 \tag{4.9}$$

$$\frac{\partial q^*}{\partial t} + (\nabla.V^* q^*) = F_q \tag{4.10}$$

$$\frac{\partial \phi}{\partial t} + \frac{1}{\mu}(V^*.\nabla\phi - g w^*) = 0 \tag{4.11}$$

Les équations (4.5) à (4.7) sont une réécriture de l'équation de conversation de la quantité de mouvement en la projetant sur les trois axes. Les équations (4.8), (4.9) et (4.10) représentent respectivement la conservation de l'énergie, de la masse et des quantités de traceurs. Enfin, l'équation (4.11) est l'équation d'état qui sert de relation de fermeture au système. En posant $\gamma = C_p/C_v$ le rapport des capacités thermiques et en notant R_d la constante des gaz parfaits normalisées par la masse moléculaire de l'atmosphère ainsi que p_0 la pression moyenne de surface, on obtient également les deux équations diagnostics qui régissent le modèle (une équation diagnostic lie les différentes variables d'un modèle à un instant donné, un exemple d'équation diagnostic pourrait être l'équation des gaz parfaits) :

$$\frac{\partial \phi}{\partial \eta} = \frac{1}{\rho}\mu,\ p = p_0\left(\frac{R_d\theta\rho}{p_0}\right)^{\gamma} \tag{4.12}$$

Le domaine horizontal d'une simulation du modèle méso-échelle peut se faire selon trois projections différentes, plus ou moins adaptées à certaines latitudes : projection type *Mercator* pour les simulations équatoriales, projection type *Lambert Conformal* pour les latitudes intermédiaires et projection type *Polar Stereographic* pour hautes latitudes. Ceci permet notamment d'avoir une grille plus adaptée à l'étude des pôles, sans déformations. Pour le modèle que nous utilisons par la suite, les simulations sont idéalisées, ce qui implique notamment d'utiliser une projection locale simple. La discrétisation horizontale est réalisée selon une grille Arakawa de type C (Arakawa, 1966) : les variables thermodynamiques θ et p sont calculées au niveau des points de la grille, tandis que les vitesses u, v et w sont elles calculées au niveau des centres entre points de grille voisins.

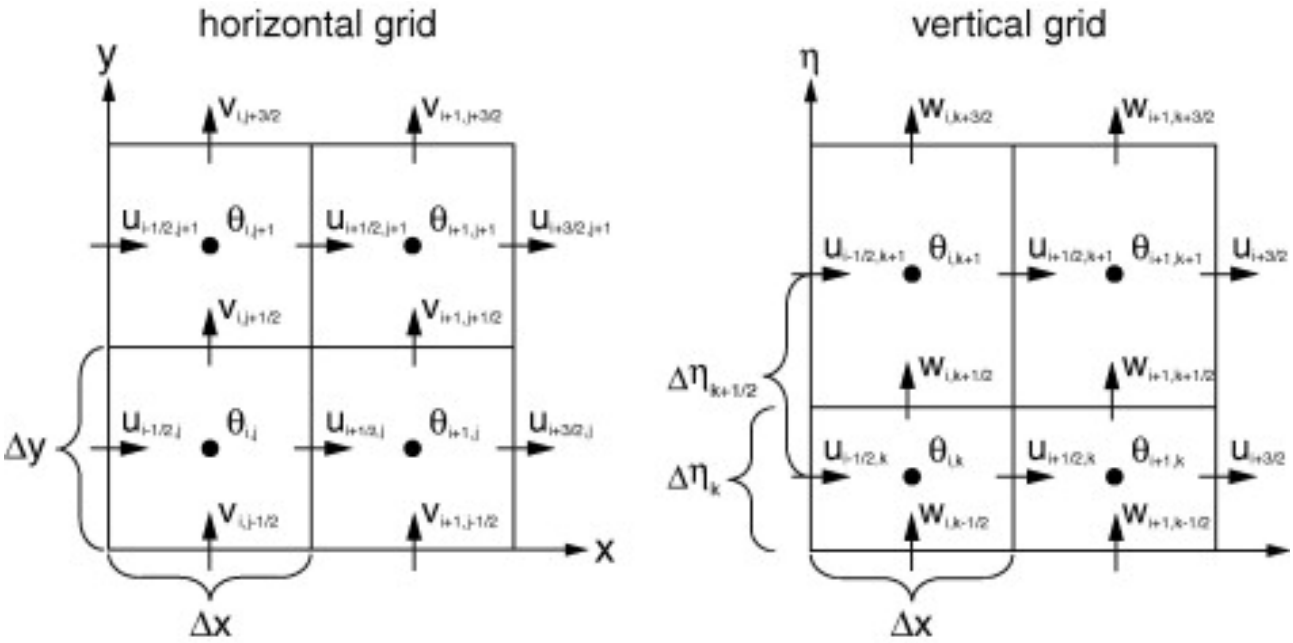


FIGURE 4.1 – Gestion du domaine horizontale (à gauche) et verticale (à droite) de WRF et différence entre les grilles des variables thermodynamiques (point de la grille) et des vitesses (entre les points) Skamarock and Klemp (2008)

Les méthodes Runge-Kutta sont des méthodes itératives apportant des solutions approchées d'équation différentielle par approximations successives. Le schéma d'intégration temporelle des équations utilisé par le modèle est une méthode Runge-Kutta d'ordre 3, apportant une meilleure stabilité numérique et une plus grande flexibilité sur les pas de temps possibles qu'une méthode plus classique type *leapfrog* plus fréquemment utilisée. Le schéma utilisé est de type prédicteur-correcteur : chaque approximation permet le calcul de l'approximation de l'ordre suivant. Pour une variable X, dépendant du temps, et pour laquelle nous avons une équation différentielle de type $X_t = F(X)$, une approximation de $X_{t+\delta t}$ serait calculée par :

$$\begin{aligned} X_{t,1} &= X_t + \frac{\delta t}{3} F(X_t) \\ X_{t,2} &= X_t + \frac{\delta t}{2} F(X_{t,1}) \\ X_{t+\delta t} &= X_{t,3} = X_t + \delta t F(X_{t,2}) \end{aligned} \tag{4.13}$$

L'ordre choisi pour l'intégration temporelle varie en fonction des termes. Les termes de gradient de pression et de divergence sont intégrés à l'ordre 2 : seuls les voisins les plus proches sont utilisés pour le calcul. Les termes d'advection pour les scalaires, les calculs de moments et de géopotentiel peuvent être intégrés à un ordre entre 2 et 6. Un ordre plus élevé assure une meilleure précision mais demande plus de ressources numériques, et donc un temps de calcul plus important. Toutefois, dans l'application du modèle WRF au cas martien, les schémas d'intégration sont réalisés à l'ordre 5, impliquant l'apparition d'un terme de dissipation (terme négatif) dans l'approximation de $X_{t+\delta t}$ (Hundsdorfer et al., 1995).

Le couplage du modèle WRF au cas martien a impliqué d'adapter certaines constantes planétaires. Cela comporte notamment l'accélération de la gravité $g = 3.72\,\mathrm{m\,s^{-2}}$, la capacité thermique de l'atmosphère $C_p = 844\,\mathrm{J\,K^{-1}\,kg^{-1}}$, la valeur de constante des gaz $R = 192\,\mathrm{m^2\,s^{-2}\,K^{-1}}$ et la pression de référence $p_0 = 610\,\mathrm{Pa}$. Certaines variables liées à la végétation

ou aux océans terrestres ont été substituées par des variables plus adaptées à l'étude martienne, comme l'inertie thermique. Le calendrier a aussi du être remodelé pour correspondre aux saisons martiennes. Puisque les dates sont données selon la longitude solaire pour Mars, le calendrier terrestre a été remplacé par le calendrier martien : une année martienne est constituée de 669 sols (une journée solaire sur Mars), répartis en 12 mois de 30° de longitude solaire.

Les paramétrisations physiques du LMD-MMM sont celles du LMD-MGCM (Forget et al., 1999). Les routines physiques sont des processus 1D appliqués aux colonnes à chaque point de la grille visant à résoudre les phénomènes sous-mailles qui ne sont pas résolus par les intégrations des équations de Navier-Stokes par le cœur dynamique. Les tendances de chaque variable sont calculées à chaque pas de temps physique. La partie physique gère donc les éléments que le coeur dynamique ne peut résoudre : les forçages diabatiques de la circulation atmosphérique (transfert radiatif ou diffusion thermique de la surface), les phénomènes dynamiques à des échelles plus petites que les mailles de la grille (ajustement convectif, diffusion et mélange dus à la couche limite) ou encore les sources et puits de traceurs (microphysique, photochimie et soulèvement de poussière depuis la surface). Il y a donc une même gestion des cycles de l'eau, du CO_2 et de la poussière entre les deux modèles, ainsi que de la photochimie (comportant actuellement 37 espèces) (Montmessin et al., 2004; Lefèvre et al., 2004). L'intérêt principal d'utiliser la paramétrisation du LMD-MGCM pour le LMD-MMM, outre son développement dans le même laboratoire, est de pouvoir utiliser plus facilement des résultats du modèle global comme état initial du modèle méso-échelle tout en s'assurant une stabilité numérique.

La paramétrisation physique du modèle LMD-MMM est celle décrite dans Spiga and Forget (2009), à laquelle plusieurs améliorations ont été apportées durant les dernières années. Le transfert radiatif prend en compte les émissions et absorptions dans l'infrarouge du gaz de CO_2 (Hourdin, 1992), de la poussière (Madeleine et al., 2011) et de la glace d'eau (Madeleine et al., 2012). Le mode de calcul de la contribution du CO_2 atmosphérique a été mis à jour et amélioré par Dufresne et al. (2005) en utilisant une formulation spécifique, la *net exchange formulation*, des échanges entre les couches horizontales du modèle. Les contributions de la poussière et de l'eau dans le visible sont aussi prises en compte par le modèle (Forget et al., 1999). La distribution de la taille des particules pour chacun des aérosols est un schéma à deux moments : le rapport de mélange et la densité de masse. Ces derniers sont gérés par le coeur dynamique pour l'aspect transport mais sont influencés par certaines parties de la paramétrisation physique :

- la microphysique de l'eau permet la formation de nuage de glace (Navarro et al., 2014) en plusieurs étapes. Lorsque la pression partielle d'une couche atteint le niveau de saturation nécessaire, il y a nucléation de la vapeur d'eau sur les particules de poussière de l'atmosphère. Ainsi, le processus est modulé par le taux de nucléation et permet de suivre réellement les évolutions à la fois de vapeur d'eau, de glace d'eau, et de grains de poussière au sein-même de la physique. En l'absence de poussière suffisante, la sursaturation est elle aussi permise par la physique du modèle (Navarro et al., 2014).
- la sédimentation des aérosols est déclenchée dès que le rayon d'une particule dépasse 1 nm. La vitesse de chute de ces aérosols est calculée via la loi de Stokes-Cunningham (Rossow, 1978) au sein d'un schéma numérique type Van-Leer.
- la condensation du CO_2 était jusqu'à maintenant permise par le modèle physique (Forget et al., 1999) pour reproduire les variations de la pression atmosphérique suite au changement d'état : quand l'atmosphère était suffisamment sursaturée, du CO_2 gazeux condensait directement jusqu'à contrebalancer les changements de pression. Cependant, la glace de CO_2 atmosphérique n'était pas un traceur à part entière et ne pouvait donc pas être facilement suivi dans les simulations. Le couplage du modèle à une nouvelle microphysique du CO_2 (Määttänen et al., 2022) de manière générale est un point clé de

notre étude. Nous décrivons plus en détail ce modèle microphysique par la suite dans la section 4.1.1.3.

La physique est aussi responsable de la gestion des phénomènes locaux, notamment au niveau de la couche limite :

— lorsque une turbulence amène à des conditions dites superadiabatiques (c'est à dire quand $\partial\theta/\partial z < 0$) dans une couche du modèle, celle-ci devient une couche de mélange. Le mélange vertical entre la couche et ses voisines est géré par un modèle de diffusion de type Mellor-Yamada (Mellor and Yamada, 1982). Celui-ci est notamment appliqué pour les échanges entre la couche limite et la surface du fait des vents éventuellement présents dans les couches les plus basses. L'ajustement appliqué à la couche de mélange pour rétablir un état d'équilibre ($\partial\theta/\partial z = 0$) est réalisé par un schéma d'adiabatique sèche (Hourdin et al., 1993).

— durant la journée, une convection intense a lieu au niveau de la couche limite. Celle-ci est représentée par un modèle de plume thermique (Colaïtis et al., 2013).

Enfin, la paramétrisation physique permet aussi de refléter l'effet d'une éventuelle topographie et des ondes de gravité qu'elle pourrait générer. La topographie est modélisée par une paramétrisation sous-maille de type *Lott and Miller* qui permet de gérer le "blocage" des courants atmosphériques, notamment des vents, lorsque ces derniers font face à un relief élevé (Lott and Miller, 1997). La partie qui passe au dessus du relief génère des ondes de gravité, représentées par le schéma décrit par Miller et al. (1989).

4.1.1.2 Le mode *Large Eddy Simulations*

L'étude de l'éventuelle convection des nuages de glace de CO_2 dans la basse atmosphère de Mars via un modèle 3D implique de pouvoir résoudre les turbulences à grands tourbillons responsables du transport de la majeure partie de l'énergie. De telles simulations sont qualifiées de *Large-Eddy Simulations*, c'est pourquoi nous nommerons par la suite le modèle utilisé comme étant le modèle LES. Des études antérieures, comme celle de Colaprete et al. (2003), ont suivi un cheminement de pensée similaire, en tirant des observations de nuages des données MOLA, puis en modélisant la convection de ces derniers, mais au travers de modèle 1D ou 2D qui ne résolvent cependant pas la convection. Utiliser un modèle 3D permet non seulement d'avoir une meilleure compréhension du phénomène, mais nécessite aussi de faire moins d'approximations et d'hypothèses de départ. Les études LES peuvent se faire par des modèles spécifiquement adaptés (Sorbjan, 2007), mais aussi en utilisant des modèles méso-échelles, en conditions atmosphère non hydrostatique et compressible, à des résolutions très fines (Toigo et al., 2003; Michaels et al., 2006). Les résolutions typiques des modèles LES sont < 100 m, soit une résolution environ 100 fois plus fine que les résolutions typiques des études méso-échelles : utiliser le mode LES de modèle méso-échelle permet donc de faire un "zoom" sur un point de grille précis pour étudier un domaine dont l'extension spatiale est de l'ordre de quelques kilomètres.

Le modèle WRF est doté d'un mode LES qui a réussi à représenter les phénomènes atmosphériques de la couche limite terrestre (Antonelli and Rotunno, 2007). Il a donc été adapté et utilisé par la suite pour le cas martien, d'abord par Spiga and Forget (2009) pour l'étude spécifique du cratère de Gusev, puis de manière plus générale pour la modélisation de la couche limite convective dans plusieurs régions dans Spiga et al. (2010). L'intérêt de l'étude de la couche limite par un modèle LES est de pouvoir récupérer un forçage thermique réaliste à partir de la paramétrisation physique du transfert radiatif. Le mode LES du LMD-MMM a donc été de nouveau utilisé par la suite pour étudier des phénomènes convectifs : pour modéliser les chutes de neige provoquées par la convection nocturne des nuages de glace d'eau dans la couche limite (Spiga et al., 2017), puis dans une étude de préparation de la mission InSight (Kenda

et al., 2017; Murdoch et al., 2017; Spiga et al., 2018) et de comparaison de ses observations des vortex convectifs diurnes dans la couche limite (Spiga et al., 2021).

Les simulations LES ne résolvent qu'une partie du spectre des turbulences. Dans le cas des turbulences trop petites pour être résolues par le modèle, un système de fermeture de type *Prognostic Turbulent Kinetic Energy* (Deardorff, 1980) est mis en place pour gérer les mélanges, de manière analogue aux modèles terrestres (Moeng et al., 2007). Ce schéma a été implémenté dans WRF à partir de la version 3 que nous utilisons pour le LES (Skamarock et al., 2008). À l'inverse du schéma Mellor-Yamada utilisé classiquement pour le méso-échelle et qui est désactivé pour les simulations LES, les termes de mélange sont ici évalués selon les coordonnées de la grille (x, y et z) plutôt que selon les coordonnées de la surface. La résolution des mouvements grâce à la résolution du LES permet de calculer l'énergie cinétique turbulente puis les rapports de mélange horizontaux et verticaux dans le cas des petites turbulences non résolues.

Bien que les simulations LES soient nécessaires pour l'étude des phénomènes convectifs, il est important de préciser que ces simulations sont idéalisées. En effet, afin de se concentrer dans un premier temps sur la résolution des turbulences, certaines simplifications peuvent être effectuées. La topographie est uniforme sur l'ensemble du domaine, ainsi que l'albédo et l'inertie thermique. Les conditions aux limites horizontales peuvent être ouvertes, périodiques ou symétriques mais n'imposent aucun forçage. Les champs météorologiques sont eux aussi simplifiés. L'état initial comporte les profils verticaux des champs des différentes variables atmosphériques qui sont répliqués pour chaque colonne du domaine. Cette idéalisation implique que certaines routines de la paramétrisation physique soient désactivées (par exemple, les effets des ondes orographiques n'ont pas d'intérêt en l'absence de topographie). D'autres peuvent, ou non, être désactivées en fonction du sujet d'étude. Plus de détails seront données par la suite dans la section 4.1.2.3.

4.1.1.3 Un nouveau modèle de microphysique du CO_2

Outre l'utilisation d'un modèle type LES, cette étude repose aussi sur le couplage d'une nouvelle microphysique du CO_2 dans la paramétrisation physique du LMD-MGCM (Määttänen et al., 2022). En effet, les versions précédentes du GCM utilisaient la paramétrisation décrite dans Forget et al. (1998) pour la condensation du CO_2. Lorsqu'une couche de l'atmosphère devenait sursaturée pour la glace de CO_2, soit quand le rapport de saturation du CO_2 devenait supérieur à 1, un changement de phase direct s'opérait de la vapeur vers le solide. Il n'y avait donc notamment pas de gestion spécifique de la nucléation dans le processus de changement d'état. La glace de CO_2 pouvait ensuite sédimenter jusqu'à se déposer à la surface. Une limitation majeur de l'ancienne paramétrisation de la condensation du CO_2, commune à la paramétrisation utilisée par Colaprete et al. (2003), était l'absence de traceur spécifique à la glace de CO_2 atmosphérique. Cela impliquait notamment que la glace persistante dans l'atmosphère après sédimentation était sublimée et ne pouvait être suivie car non gérée par la dynamique du modèle. Cela pose donc problème pour l'étude des nuages de glace de CO_2, notamment aux pôles où les interactions avec les calottes polaires provoquent des variations du rapport de mélange de CO_2. Listowski et al. (2013, 2014) ont développé un modèle 1D de la microphysique du CO_2 apportant notamment des améliorations sur les processus de condensation de la glace de CO_2 et sur son évolution dans l'atmosphère (rétroaction du changement d'état sur les conditions atmosphériques par dégagement de chaleur latente) qui a récemment été implémenté dans le LMD-MGCM par Määttänen et al. (2022) et que nous avons adapté pour le mode LES.

L'implémentation du modèle de microphysique de CO_2 a été réalisé par Määttänen et al. (2022) de la même manière que le modèle de microphysique d'eau avait été implémentée par Madeleine et al. (2014); Navarro et al. (2014). Puisque l'évolution et l'impact des cristaux de glace de CO_2 dépendent logiquement de leur taille, il est important de trouver une méthode qui permet de remonter à la distribution des tailles de cristaux. Or, même en discrétisant la distribution en plusieurs classes de taille, il est numériquement trop lourd d'imaginer avoir un traceur pour chacune de ces classes, et ce pour chacun des aérosols disponibles dans le modèle. C'est pourquoi les modèles de microphysique d'eau et de CO_2 repose sur **la méthode dite des moments**. Toutes les propriétés de la distribution en taille des cristaux peuvent être retrouvés à partir des propriétés de son intégral. On définit les moments de la distribution par :

$$M_k = \int_0^\infty r^k n(r) dr \tag{4.14}$$

où le k-ième moment M_k de la distribution est calculé à partir du rayon r des cristaux et de la concentration n de cristaux ayant ce rayon. Les différents ordres renseignent alors sur différentes propriétés de la distribution totale. On voit notamment que lorsque $k = 0$, M_0 est le nombre total de cristaux, mais aussi que les ordres suivants renseignent respectivement sur le rayon moyen ($k = 1$), l'aire totale de la distribution ($k = 2$) et le volume total de la distribution ($k = 3$). De plus, puisque la forme de la distribution dépend de notre choix de loi de probabilité, celle-ci est connue. Dans le cas de l'étude des aérosols, il est très courant d'utiliser la loi dite log-normal (Jacobson, 2005), puisque celle-ci donne à la fois une représentation réaliste des tailles, mais est aussi facile à intégrer. Connaître la loi que suit la distribution, et donc sa forme, permet de lier les moments de la distribution :

$$M_k = M_0 r_g^k \exp\left(\frac{k^2 ln^2(\sigma_g)}{2}\right) \tag{4.15}$$

avec M_0 le nombre total de particules dans la distribution, r_g leur rayon moyen et σ_g l'écart-type de la distribution. Cela permet donc de réduire au maximum le nombre de traceurs nécessaire pour une connaissance complète de la distribution en taille des cristaux, sachant que les moments choisis seront ceux dont l'évolution sera suivie par la dynamique. Comme évoqué dans la description du modèle, la distribution sera donc par la suite décrite par deux moments que sont le nombre de particules et le rapport de mélange.

Afin de pouvoir étudier la condensation du CO_2, il est important de définir clairement le déroulement de la **nucléation**. Dans le cadre de l'atmosphère martienne, les conditions atmosphériques ne permettent pas d'imaginer une nucléation homogène : les températures ne sont pas assez basses même pour la saison la plus froide des nuits polaires pour atteindre les niveaux de sursaturation requis. Le modèle est donc construit pour ne permettre que la nucléation hétérogène, soit la nucléation à partir d'un substrat. Pour déterminer la fraction de noyaux sur lesquels la nucléation va être activée, le modèle calcule le taux de nucléation. Dans le cas d'une barrière énergétique ΔF, Määttänen et al. (2005) et Vehkamäki (2006) ont donné une expression du taux de nucléation J_{het} dans le cas hétérogène :

$$J_{het} = Z_{het} \beta_{het} c_{vap} \exp(-\Delta F / kT) \tag{4.16}$$

où Z est le facteur de Zeldovich, β représente le taux de collision entre les particules et l'espèce pouvant condenser (ici le CO_2), et c_{vap} la concentration de molécules de l'espèce gazeuse condensable. k est la constante de Boltzmann et T la température. Les facteurs tiennent compte de différents aspects de la nucléation :

— le facteur de Zeldovich témoigne de l'écart entre l'état de l'atmosphère et un état d'équilibre. Il donne la probabilité qu'une molécule au sommet de la barrière énergétique condense et ne se dissolve pas.
— $c_{vap}exp(-\Delta F/kT)$ est un facteur statistique : il s'agit de la part de molécules dotées d'une énergie ΔF à une température T.

Une fois le taux de nucléation calculé, il est plus pratique de calculer la probabilité de nucléation P durant un temps t (Määttänen et al., 2005; Lazaridis et al., 1992) :

$$P = 1 - \exp(J_{het}t) \tag{4.17}$$

Dans le modèle, la distribution en taille des noyaux de condensation est discrétisée en n_{bin} classes, contrairement aux autres traceurs dont la distribution est, comme expliqué précédemment, donnée en moments. Le taux de nucléation, puis la probabilité de nucléation est calculée pour chacune de ces classes. Intégrer la probabilité de nucléation sur l'intégralité des classes de taille de cristaux donne le nombre total de noyaux activés pour la nucléation. Ces noyaux sont donc transférés du traceur "aérosol" (poussière ou glace d'eau dans notre cas) vers un traceur spécifiquement dédié aux noyaux de condensation du CO_2 activés (les "CCN"). À noter qu'un traceur existe pour chacun des deux types de CCN afin de pouvoir suivre la composition des cristaux, mais aussi de pouvoir rétribuer les quantités d'aérosols lors d'une possible sublimation des cristaux de CO_2. La possibilité de pouvoir condenser de la vapeur de CO_2 sur les cristaux de glace d'eau est d'ailleurs d'autant plus importante que notre étude portera sur les pôles où des nuages de glace d'eau épais se forment dans la basse atmosphère.
La théorie de la nucléation a aussi montré l'importance du paramètre de contact m (Cooper, 1974; Määttänen et al., 2005; Määttänen and Douspis, 2014) qui témoigne de l'affinité entre la surface du noyau à activer et l'espèce gazeuse :

$$m = \cos(\theta) = \frac{\sigma_{CN/vap} - \sigma_{CN/ice}}{\sigma_{ice/vap}} \tag{4.18}$$

avec θ l'angle formé par le cap formé par la phase condensé avec le noyaux, $\sigma_{CN/vap}$, $\sigma_{CN/ice}$ et $\sigma_{ice/vap}$ les trois énergies de surface, respectivement des interfaces noyaux/vapeur, noyaux/glace et glace/vapeur. Plus l'angle de contact est petit, plus la nucléation sera favorisée ; un grand angle de contact, et donc un petit paramètre de contact, peut soit indiquer qu'une quantité de glace se trouve déjà à la surface du noyau ou que le substrat constituant le noyau n'est pas favorable à la nucléation. Le paramètre de contact est un élément majeur de la bonne modélisation de la nucléation et sa valeur dépend des espèces considérées dans un environnement donné. Les mesures en laboratoire considérées ici pour obtenir la valeur de référence de m sont celles de Glandorf et al. (2002), qui ont évalué un paramètre de contact entre la glace d'eau et la vapeur de CO_2 $m = 0.952$. D'autres études plus récentes ont évalué la valeur du paramètre de contact entre la vapeur de CO_2 et des minéraux analogues à la poussière martienne (Nachbar et al., 2016). Cependant, il a été démontré que même lorsque la nucléation avait lieu sur des particules de poussière, il subsistait toujours une fine couche de glace d'eau, de telle manière que l'interface est probablement toujours de type vapeur de CO_2 - glace d'eau (Duft et al., 2019). La valeur trouvé par Glandorf et al. (2002) est donc celle utilisée par le modèle.

Une fois les noyaux activés par la nucléation, l'évolution de la taille des cristaux de glace de CO_2 est gérée par le modèle de **condensation**. À partir des différents effets agissant sur la croissance des cristaux, Listowski et al. (2013) et Listowski et al. (2014) ont établi un système d'équations pour les taux de transfert de masse I_m et d'énergie entre l'environnement et le cristal au niveau de la surface à la température T_a :

$$
\begin{aligned}
I_m &= -\frac{4\pi a M_v D}{RT_\infty}(p_{v,\infty} - p_{v,a}) \\
T_a &= T_\infty - \frac{L_{sub} I_m}{4\pi a K} \\
p_{v,a} &= p_{sat}(T_\infty) S_{eq} \exp\left(\frac{L_{sub} M}{R} \frac{T_a - T_\infty}{T_\infty^2}\right)
\end{aligned}
\tag{4.19}
$$

avec $p_{v,\infty}$ la pression partielle de la vapeur de CO_2 dans l'environnement, $p_{v,a}$ celle au niveau de la surface du cristal, T_∞ la température atmosphérique de l'environnement. R est la constante des gaz et M_v la masse molaire du gaz considéré (soit $M_v = 44.03\,\mathrm{g\,mol^{-1}}$ pour la vapeur de CO_2). D et K sont deux coefficients typiques du mélange CO_2/N_2 de l'atmosphère martienne, respectivement le coefficient de diffusion binaire du CO_2 dans le N_2 et la conductivité thermique du mélange CO_2/N_2. L_{sub} est la chaleur latente de sublimation ; ces trois derniers paramètres sont davantage développés dans Listowski et al. (2013). a est le rayon de la particule. S_{eq} est le facteur dit de Kelvin qui prend en compte la courbure de la surface du cristal. Celui-ci est donné par $S_{eq} = \exp(2\sigma M_v / a\rho_{ice} RT_\infty)$ où σ et ρ_{ice} sont respectivement l'énergie de surface ($0.08\,\mathrm{J\,m^{-2}}$) et la masse volumique ($1600\,\mathrm{kg\,m^{-3}}$) de la glace de CO_2 (Wood, 1999).

Quand l'équilibre quasi-thermique peut être considéré, c'est-à-dire quand la température du cristal est proche de celle du gaz ambiant, il est possible de linéariser l'équation reliant le rapport de saturation à la surface du cristal et dans l'environnement et donc de trouver une solution analytique au système de manière itérative. En combinant les équations 4.19, résoudre le système revient à résoudre $f_c(T_a) = 0$ (Listowski et al., 2014) où :

$$
f_c(T_a) = T_a + c_0 \exp(c_1 T_a) - c_2 \tag{4.20}
$$

avec :

$$
\begin{aligned}
c_0 &= \frac{M_v D p_{sat} L_{sub}}{RT_\infty K} S_{eq} \exp\left(\frac{-L_{sub} M_v}{RT_\infty}\right) \\
c_1 &= \frac{L_{sub} M_v}{RT_\infty^2} \\
c_2 &= T_\infty + \frac{M_v D L_{sub}}{K R T_\infty} p_{v,\infty}
\end{aligned}
\tag{4.21}
$$

La solution analytique donne accès à T_a, et donc à un taux de croissance dr/dt à partir du taux de transfert de masse I_m (Listowski et al., 2013) :

$$
\begin{aligned}
\frac{dr}{dt} &= -\frac{1}{4\pi a^2 \rho_{ice}} I_m \\
&= -\frac{1}{4\pi a^2 \rho_{ice}} \frac{4\pi a K}{L_{sub}} (T_\infty - T_a)
\end{aligned}
\tag{4.22}
$$

Toutefois, cette solution n'est valable que dans le cas de gaz trace. Lorsque la vapeur est quasiment pure, comme c'est le cas du CO_2 sur Mars, et atteint des rapports de saturation très élevés, l'hypothèse de l'équilibre thermique ne peut pas être maintenue car la différence de température entre le cristal et l'environnement est trop importante. Cela impose d'aborder le système d'équations (4.19) différemment. Dans la version de la microphysique utilisée par le LMD-MGCM, le système a été approché par une étude d'ordre de grandeur pour donner à l'équation (4.20) une forme pouvant être résolue analytiquement. En effet, comme montré dans Määttänen et al. (2022), en posant la fraction molaire x_v telle que $p_{v,\infty} = x_v \times p$, la condition de quasi-pureté du gaz s'écrit $x_v \approx 1$, ou encore :

$$\left(\frac{M_v DL_{sub}}{KRT_\infty} p_{v,\infty}\right) >> T_\infty \tag{4.23}$$

À partir de cette inégalité, il est possible de réécrire le coefficient c_2 :

$$c_2 \simeq \frac{M_v DL_{sub}}{KRT_\infty} p_{v,\infty} \tag{4.24}$$

Puisque T_a et T_∞ ont des ordres de grandeur proches, l'inégalité (4.23) peut également s'écrire par rapport à T_a. Ainsi, il est possible de réécrire l'équation (4.20) :

$$f_c(T_a) \simeq c_0 \exp(c_1 T_a) - c_2 \tag{4.25}$$

Il est cette fois possible de résoudre directement le système de manière analytique en isolant T_a. On obtient une nouvelle formule du taux de croissance directement lié au rapport de saturation et qui est celle utilisée dans le modèle :

$$\frac{dr}{dt} = \frac{KRT^2}{r\rho_{ice} L_{sub}^2 M_v} \ln\left(\frac{S}{S_{eq}}\right) \tag{4.26}$$

Le changement dans la gestion de la condensation du CO_2 par l'implémentation de ce nouvelle modèle de microphysique implique aussi de faire des changements dans la gestion de la **sédimentation** des cristaux de glace de CO_2 formés. Le schéma utilisé pour la chute des cristaux est similaire à celui utilisé dans la microphysique de l'eau. Comme évoqué précédemment, cela implique de calculer la vitesse de sédimentation ω par la relation de Stokes-Cunningham (Montmessin et al., 2004) :

$$\omega = \frac{2}{9} \frac{r_{sed}^2 \rho_{ice} g}{\eta_{air}} (1 + \alpha Kn) \tag{4.27}$$

avec g l'accélération de la gravité sur Mars, η_{air} la viscosité de l'air, Kn le nombre de Knudsen qui caractérise le type d'écoulement et α un facteur correctif donné par :

$$\alpha = 1.246 + 0.42 \exp\left(\frac{-0.87}{Kn}\right) \tag{4.28}$$

Le rayon r_{sed} utilisé dans la formule 4.27 est un rayon effectif de sédimentation donné par $r_{sed} = r_c(1 + \nu_{eff})^3$ où ν_{eff} est la variance effective de la distribution de la taille des cristaux et r_c est le rayon massique moyen (Navarro et al., 2014). L'utilisation de traceurs propres aux noyaux de condensation permet d'en garder la trace au sein des cristaux de glace de CO_2 : le modèle gère ces noyaux comme s'ils étaient piégés. Cela a notamment pour effet que, lors de la sédimentation, une éventuelle sublimation libère les noyaux, qui seraient transmis du traceur noyaux de condensation à celui de leur aérosol initial (poussière ou glace d'eau).

4.1.2 Adaptation de l'implémentation pour le cas mésoéchelle et réglages

4.1.2.1 Modifications du code

Le modèle microphysique a peu à peu été implémenté au GCM martien du LMD pour l'étude des nuages mésosphériques (Määttänen et al., 2022). Toutefois, bien que le modèle LES que nous utilisons emprunte la gestion de la physique au LMD-MGCM, certaines spécificités du fonctionnement d'un modèle à haute résolution ont impliqué d'adapter la microphysique

ou de faire des adaptations pour l'interface avec la dynamique. Une différence majeure entre le modèle global et sa version méso-échelle se trouve dans le calcul des niveaux de pression atmosphérique de chaque couche. Dans le cas du modèle global, la pression de chaque niveau est calculée en fonction de l'altitude, la formule fait alors apparaître deux coefficients, a_p et b_p utilisés par la suite pour calculer d'autres paramètres propres à chaque couche. En particulier, ces derniers sont utilisés pour le calcul de la masse de chacune des couches, puis pour le calcul de la quantité de CO_2 disponible pour la condensation. Dans le cas du mode LES, une idéalisation, permise par la limitation de l'altitude de la couche supérieure, implique de fixer directement les niveaux de pression dans l'état initial. Les coefficients a_p et b_p ne sont donc pas estimés et il faut trouver une autre manière d'approximer la masse des couches successives. Puisque nous désirons réaliser des simulations idéalisées de la basse atmosphère martienne, il n'est pas nécessaire de reproduire exactement les quantités du mode global, qui elles visent à reproduire les observations. Il suffit alors de trouver une approximation menant à des ordres de grandeur similaires. Nous utilisons donc une version de la formule de calcul de la masse qui ne fait pas intervenir les coefficients et avons vérifié, par comparaison avec les valeurs obtenues dans des simulations du mode global, que les résultats ainsi obtenus étaient cohérents. De la même manière, le calcul du CO_2 disponible dans chaque couche est réalisé à partir de la même formule que le mode global, en retirant simplement le facteur lié aux coefficients. La dépendance de ces quantités avec l'altitude est alors assurée par la dépendance de la distribution des aérosols avec l'altitude. Une contrepartie importante de ce mode de calcul de la pression est que celle-ci n'est pas mise à jour au cours de la simulation, notamment lors du dégagement de chaleur latente et des changements de rapport de mélange, ce qui représente une perspective majeure d'amélioration du modèle pour le futur.

Une autre différence majeur de fonctionnement entre le mode global et le mode LES concerne la gestion des traceurs. En effet, puisque le cœur dynamique du mode LES est différent de par l'utilisation de WRF, l'interface de communication entre physique et dynamique ne se fait pas de la même manière. L'implémentation de la nouvelle microphysique du CO_2, et plus particulièrement la capacité à former des nuages de glace de CO_2 sur les cristaux de glace d'eau, a amené à ajouter de nouveaux traceurs pour suivre les distributions spécifiques des cristaux où la condensation a commencé sur de la poussière et ceux où la condensation s'est déclenché sur des cristaux de glace d'eau. Ces traceurs sont initialisés à 0 (état initial sans glace de CO_2) et font des échanges avec les traceurs spécifiques au CO_2 gazeux lors des changements d'état. Il a donc fallu implémenter ces mêmes traceurs dans le mode LES, s'assurer qu'ils étaient bien transmis de la physique à la dynamique pour pouvoir les récupérer en sortie lors des simulations.

Un aspect supplémentaire à prendre en compte pour l'adaptation du mode LES est l'évolution constante de la paramétrisation physique du LMD-MGCM. En effet, celle-ci est en permanence modifiée et améliorée par une grande équipe de recherche. Cependant, certaines paramétrisations ne sont en aucun cas pensées pour le mode LES qui, de manière explicite, n'est pas censé entrer dans ces routines du code du GCM. Un travail a donc été mené pour déterminer quelles parties du code n'étaient pas nécessaires pour nos simulations, amenant à ajouter des balises spécifiques dans le code du modèle pour ne conserver que les routines adaptées au mode LES, en attendant de voir si, dans le futur, une adaptation serait bénéfique aux simulations LES et pourrait être réalisée.

L'objectif de cette étude est d'étudier la formation des nuages de glace de CO_2 à partir d'une perturbation en température de l'atmosphère dans les nuits polaires martiennes. Nous avons donc implémenté une option qui permet d'ajouter directement une telle perturbation sous forme de bulle dans l'atmosphère. On définit le rayon de la perturbation comme un paramètre fixe

du code, celui-ci pourrait être modifié mais a été posé comme constant pour nos simulations. Les différentes perturbations se définissent donc par la différence de température à appliquer au centre de la perturbation ΔT, et à la position du centre de la perturbation dans le domaine. Ces deux paramètres sont des variables d'entrée à définir pour chaque simulation. La température diminue graduellement entre le centre de la perturbation et ses bords pour conserver la continuité de la température atmosphérique avec l'environnement entourant la perturbation. Des simulations ont été menées pour vérifier simplement que la physique du modèle réagissait correctement à une perturbation brutale : en désactivant la capacité du modèle à condenser le CO_2, une parcelle d'air chaude a un mouvement ascendant et rejoint des couches d'altitude plus élevées tandis qu'une parcelle d'air plus froid que l'environnement a un mouvement descendant et se rapproche de la surface.

4.1.2.2 Optimisation du temps de calcul

Lors d'études de simulation du climat, l'optimisation du modèle en lui-même n'est pas l'unique critère déterminant pour la viabilité des simulations. En effet, les simulations de climat peuvent être extrêmement coûteuses, à la fois en terme de ressources numériques mais aussi en terme de temps de calcul. Après avoir réglé les problèmes du code, il s'est avéré que le temps nécessaire pour avoir une simulation exploitable avec condensation du CO_2 était beaucoup trop élevé pour mener à bien l'étude. Les réglages, présentés ci-dessous dans la section 4.1.2.3, ayant été choisis pour représenter au mieux la situation nous intéressant et le soucis de temps de calcul n'étant pas apparu avant activation des routines de condensation de CO_2, il semblait probable qu'une optimisation soit possible dans les paramètres de la microphysique. Une étude comparative a alors été réalisée sur l'impact du paramètre déterminant la discrétisation de la distribution en taille dans le calcul de la nucléation de CO_2. Initialement réglé à 100 intervalles (ou *bins*), le temps de calcul est bien moins élevé lorsque le paramètre est diminué à 50 bins. Aucune amélioration notable n'est observée lors de diminution plus intense, en le baissant à 10 bins par exemple. Néanmoins, pour vérifier que la nouvelle valeur ne modifierait pas les résultats obtenus et les comportements attendus, nous comparons le nombre de noyaux de condensation (voir figure 4.2) et la taille maximale atteinte par les cristaux (voir figure 4.3) dans les cas 10, 50 et 100. L'allure générale des courbes est similaire, et les valeurs maximales sont quasiment identiques. Il est donc possible de travailler avec le paramètre fixé à 50, réduisant ainsi le temps de calcul d'environ un facteur 100. Après cette optimisation, l'ordre de grandeur est d'environ 6 h de calcul pour une simulation de 1000 s avec une sortie par seconde sur les machines des serveurs CICLAD du mésocentre ESPRI de l'IPSL.

4.1.2.3 Réglages du modèle

Nous présentons ici les réglages préalables du modèle, indépendant des simulations réalisées et maintenus constants tout au long de l'étude. Les simulations sont réalisées sur une grille de 61x61x61 niveaux. La résolution horizontale est fixée à 50 m pour une extension spatiale totale de 3 km, ce qui permet de choisir une perturbation initiale d'environ 1.5 km de rayon, taille caractéristique des nuages de glace de CO_2 (Clancy et al., 2017). Une telle résolution est suffisante pour la résolution des plus grands tourbillons, responsables de la majorité des transports de chaleur dans l'atmosphère (Spiga et al., 2021). L'étude se limitant aux nuages de la très basse atmosphère martienne, l'altitude du sommet du modèle est fixé à 8 km au dessus de la surface. Des simulations ont été réalisées par la suite pour vérifier que la proximité de la couche supérieure, au sommet du domaine, n'avait pas d'effet restrictif sur le déroulement de la convection, ce qui a permis de valider qu'une altitude maximale de 8 km était suffisante. À noter que dans le cas du modèle méso-échelle, il n'existe pour l'instant pas de "couche éponge" au sommet

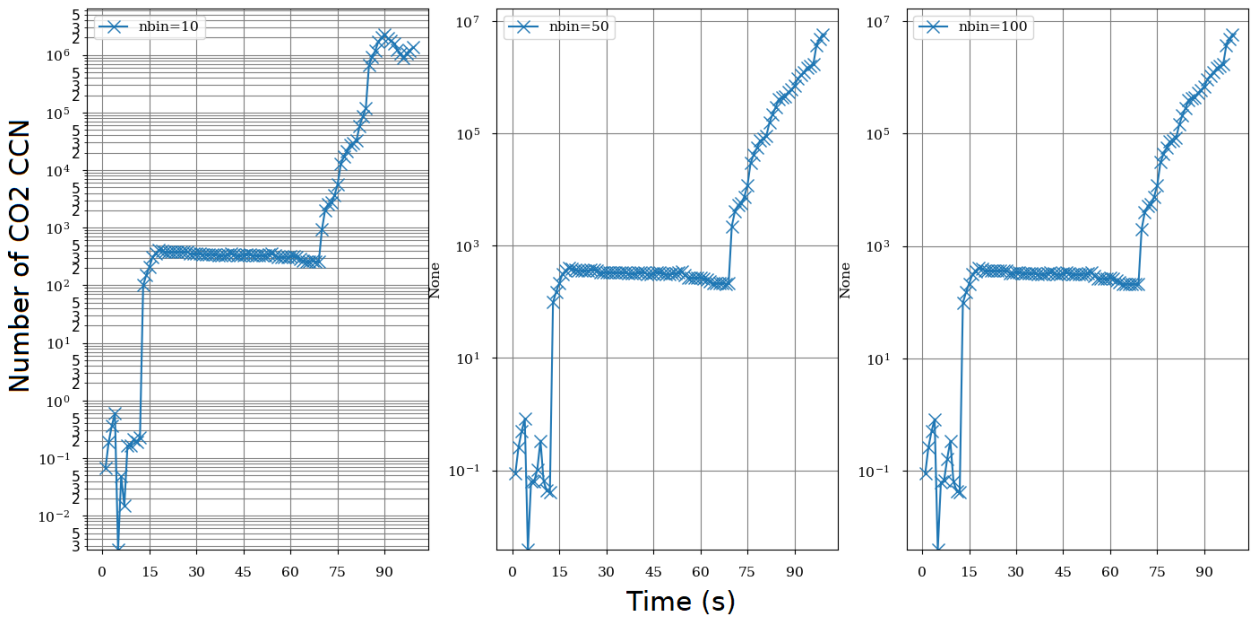


FIGURE 4.2 – Évolution du nombre de noyaux de condensation du CO_2 durant les 100 premières secondes de simulation où le paramètre nbinco2_cld, soit le nombre d'intervalles de valeurs autorisées pour la taille des cristaux de glace de CO_2, vaut respectivement 10 (gauche), 50 (milieu) et 100 (droite). L'évolution est strictement identique pour les cas 50 et 100, un gain de temps de calcul considérable est donc possible en passant le paramètre à 50.

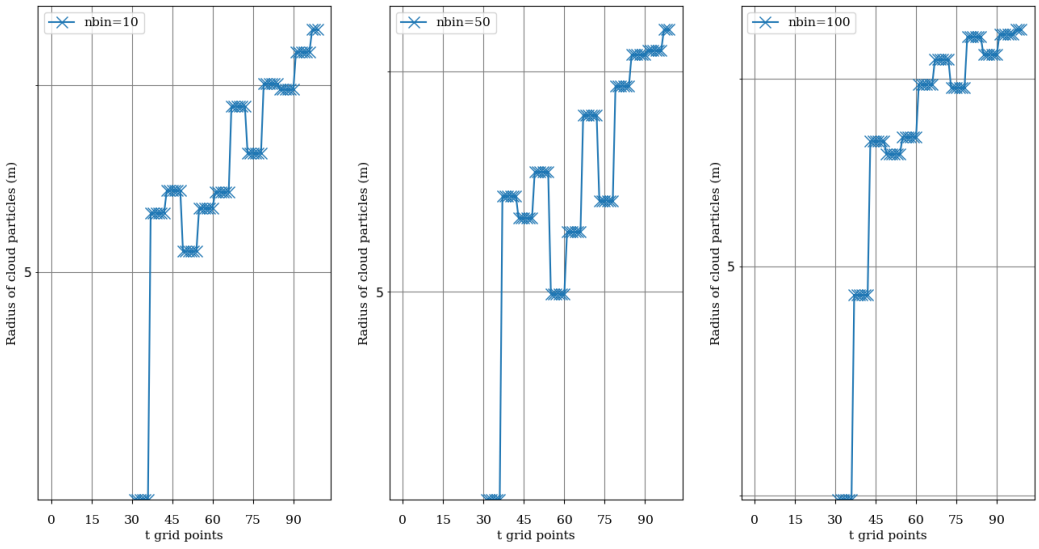


FIGURE 4.3 – Évolution de la taille des cristaux de glace de CO_2 au centre de la perturbation pour les 3 mêmes simulations que la figure 4.2. La taille n'est mise à jour qu'au pas de temps physique, ce qui explique l'apparence en créneaux.

du modèle, il peut donc y avoir des effets de bord notables dans certains cas, notamment par rapport à la propagation verticale des ondes qui se réfléchissent au sommet du modèle. Bien que nous ayons pu évaluer que dans nos simulations cette réflexion n'avait pas d'effets majeurs sur la convection, mettre en place une couche éponge est une perspective d'amélioration notable du modèle. Les conditions aux limites sont périodiques selon les deux directions (axe nord-sud

et ouest-est) et aucune topographie n'est ajoutée afin de reproduire la situation d'une plaine plate infinie. Le pas de temps dynamique est de 0.75 s. La physique est appelée tous les 8 pas de temps dynamique, donc toutes les 3 secondes. Les sorties sont mises à jour toutes les secondes, c'est notamment pour cette raison que certaines variables calculées exclusivement dans la partie physique ont une évolution en créneaux (comme la taille des cristaux de glace de CO_2 dans la figure 4.3). Les microphysiques de l'eau et du CO_2 sont quant à elles appelées tous les pas de temps physique. À noter que les simulations commencent par un appel à la partie physique. Cela expliquera notamment l'apparition quasiment immédiate d'une bande de nuage de glace d'eau proche de la surface, absente dans l'état initial.

Les réglages ne concernent pas uniquement les conditions aux limites ou la définition du domaine d'étude, mais aussi le choix des paramétrisations physiques utiles à notre étude. Puisqu'il s'agit d'une étude de simulations idéalisées, il convient de désactiver certaines routines qui n'auraient manifestement pas d'effets sur la formation des nuages de glace de CO_2 ou sur leur convection. À noter qu'il s'agit de considérations théoriques, et que réaliser des simulations comparatives en activant ces paramétrisations pourraient être une perspective d'amélioration des résultats. Les options physiques permises par le LMD-MGCM mais non utilisées pour nos simulations sont souvent liées à des couches supérieures de l'atmosphère. Ainsi, toutes les options liées à la thermosphère ou à l'apport d'aérosols par la couche supérieure sont désactivées. La poussière est initialisée et gérée par des scénarios de poussière, nous désactivons donc également les soulèvements de poussière depuis la surface et les dust devils. De la même manière, les échelles de temps qui nous intéressent sont bien plus petites que celles nécessaires pour que la photochimie ait un impact sur l'atmosphère, celle-ci est donc également désactivée. Les variations saisonnières des cycles des aérosols sont maintenus mais n'ont pas d'impact sur nos simulations compte tenu de la courte durée de ces dernières.

4.1.3 Simulations

4.1.3.1 Choix du profil

L'objectif de cette étude est d'étudier la formation et l'évolution des nuages de glace de CO_2 dans les nuits polaires martiennes. Comme mentionné dans l'historique des observations (section 1.3.3), des nuages de glace de CO_2 ont pu être détectés aux deux pôles. Cependant, Hu et al. (2012) ont montré que la surface couverte par ces nuages, ainsi que leur épaisseur, étaient plus importantes au pôle sud qu'au pôle nord. De plus, comme nous l'avons observé dans les résultats de l'exploration du jeu de données MOLA, le développement de la couverture nuageuse au pôle nord est plus sensible aux phénomènes atmosphériques régionaux à des latitudes plus basses, notamment aux tempêtes de poussière qui peuvent avoir un effet totalement inhibiteur sur la condensation du CO_2. La réduction de l'activité barocline empêche la formation de nuages de glace de CO_2 (Battalio and Wang, 2020; Hinson and Wilson, 2021), et il y a donc une dépendance beaucoup plus forte à la saison et à l'année martienne choisie pour le profil. Nous avons donc décidé de réaliser les simulations à partir d'un profil du pôle sud, latitude 80°S et longitude 0°E. Nous voulons nous placer dans ces conditions favorables à la formation de nuages de glace de CO_2. Neumann et al. (2003) notamment ont montré que l'hiver de l'hémisphère sud étaient une saison propice à la détection de nuages dans les données MOLA, dont la composition a été associé à des nuages de glace de CO_2 par Hu et al. (2012). Le profil choisi correspond donc au début de l'hiver de l'hémisphère sud, L_s 90°, pour avoir un profil assez froid pour que la condensation du CO_2 soit possible. Puisqu'à la latitude et à la période choisie nous sommes dans la nuit polaire, l'heure locale n'a pas une grande importance. Nous prenons malgré tout un profil de nuit : le profil choisi commence à minuit (local time 1200AM). Il pourrait être intéressant, dans le futur, de faire des simulations analogues

au niveau du pôle nord pour déterminer les éventuels freins à la condensation du CO_2 qui expliqueraient les différences de couverture et d'épaisseur des nuages. À noter que le choix du profil a également un impact sur l'altitude de la surface notamment dû à la force asymétrie entre les altitudes des deux pôles martiens. Par la suite, toutes les figures impliquant l'altitude seront réalisées à l'égard de la géopotentielle (équivalent martien du niveau de la mer sur Terre), l'altitude se situe donc aux alentours de 1800 m.

TABLE 4.1 – Initialisation des différents traceurs

Aérosols	Traceurs	Initialisation
Eau	R vapeur d'eau	0 au dessus de 3000m (voir figure 4.4)
	R glace d'eau	0
	R CCN (glace d'eau sur poussière)	0
	N CCN (glace d'eau sur poussière)	0
CO_2	R vapeur de CO_2	0.95
	R glace de CO_2	0
	R CCN CO_2 (glace CO_2 sur poussière)	0
	N CCN CO_2 (glace CO_2 sur poussière)	0
	R glace de CO_2 sur glace d'eau	0
	R cristaux glace CO_2 sur glace d'eau	0
	N cristaux glace CO_2 sur glace d'eau	0
Poussière	R poussière	Profil moyen sans tempête (voir figure 4.4)
	N poussières	Profil moyen sans tempête

R = Rapport de mélange ; N = Nombre de [...]

L'utilisation du modèle LES implique d'avoir un profil initial donnant les champs thermodynamiques (température, pression, vents) ainsi que les distributions pour chacun des traceurs. Le profil est extrait de la Mars Climate Database (Millour et al., 2014, 2015; Millour et al., 2017, 2019) et vient donc de simulations du LMD-MGCM, ce qui assure d'avoir une cohérence au niveau des paramétrisations physiques. L'utilisation du cœur dynamique WRF implique que certains champs ne soient pas définis de la même manière que dans le modèle LMD-MGCM. C'est notamment le cas des traceurs pour lesquels une initialisation spécifique est nécessaire, seuls les champs thermodynamiques sont donc récupérés des profils de la Mars Climate Database. Les traceurs sont quant à eux initialisés spécifiquement pour nos simulations. Comme évoqué dans la partie méthodologie, les traceurs servent à suivre l'évolution des distributions des différents éléments constitutifs de l'atmosphère. Chacun des aérosols (eau, poussière et CO_2) est divisé en plusieurs traceurs suivant les différentes formes qui peuvent être adoptées. Par exemple, le CO_2 est trouvée sous forme de vapeur, mais il faut aussi être en mesure de suivre la quantité de CO_2 qui condense dans le cas de la formation d'un nuage. La liste complète des traceurs ainsi que la manière dont ils sont initialisés est donnée dans la table 4.1. Puisque nous voulons que notre profil représente l'environnement de la nuit polaire martienne, nous fixons tous les traceurs de glace (eau et CO_2) et de noyaux de condensation (poussière dans de la glace d'eau, poussière dans de la glace de CO_2 et glace d'eau dans de la glace de CO_2) à 0, après vérification que la condensation du CO_2 n'empêchait pas celle de la glace d'eau qui aurait pu avoir lieu avant la perturbation (soit en utilisant tous les grains de poussière disponible avant que la condensation de l'eau ne condense, soit à cause du dégagement de chaleur latente). Pour les formes gazeuses, nous partons d'un rapport de mélange de 0.95 pour le CO_2 sur l'ensemble du domaine (on est donc bien dans l'approximation de vapeur quasi-pure, nécessaire à l'utilisation de la microphysique). La valeur initiale du rapport de mélange de la vapeur d'eau et de la poussière dépendant de l'altitude (figure 4.4). La vapeur d'eau n'est présente dans notre profil

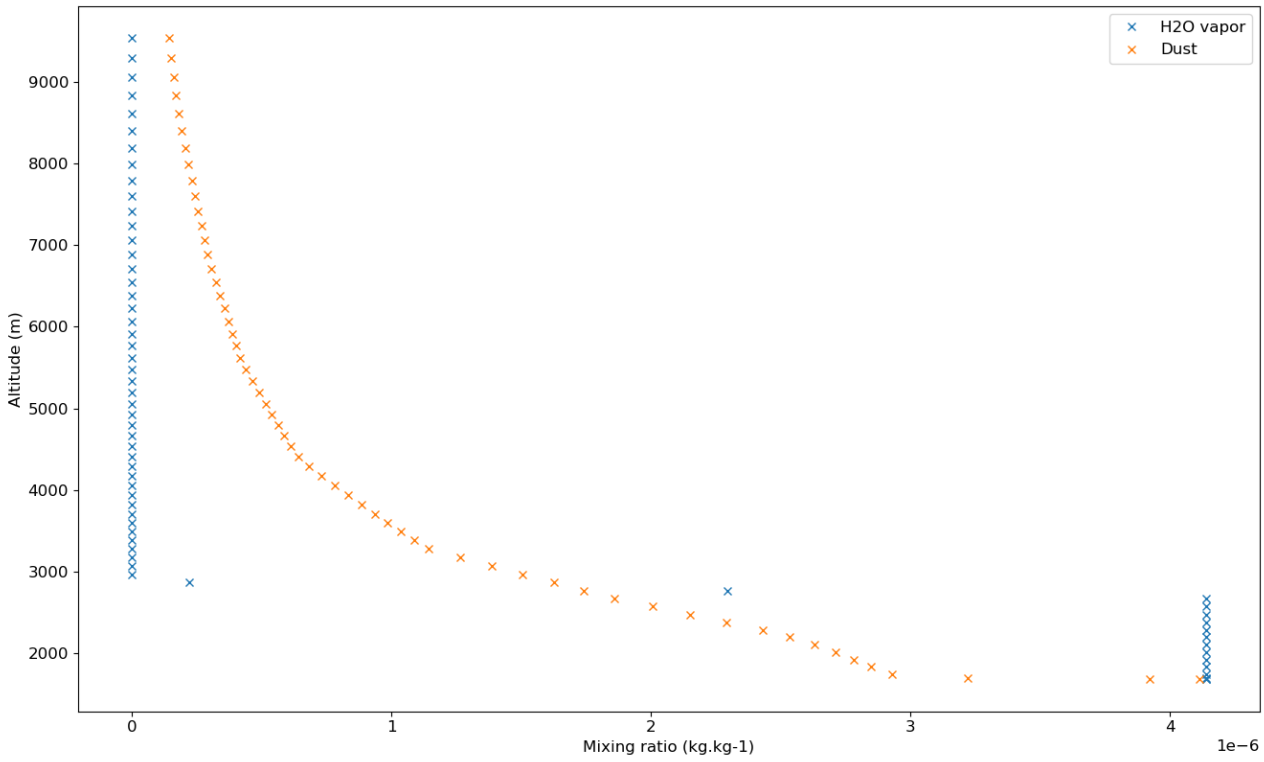


FIGURE 4.4 – Évolution du rapport de mélange initial de la vapeur d'eau et de la poussière avec l'altitude pour la simulation de référence. Le rapport de mélange de la vapeur de CO_2 n'est pas illustré car est constant sur tout le domaine, et à une valeur bien plus élevé que les autres espèces.

initial que dans la très basse atmosphère et avec un rapport de mélange constant. Deux couches horizontales du modèle servent d'intermédiaire entre la partie de l'atmosphère contenant de la vapeur d'eau et celle n'en contenant et ont donc un rapport de mélange plus bas. Le profil de poussière peut être choisi selon plusieurs scénarios, spécifiques à une année martienne ou non. Nous choisissons ici un profil représentant la poussière "climatologique", soit la moyenne des profils des années martiennes sans tempête de poussière. À noter que la distribution de poussière est un des paramètres sur lesquels nous jouerons pour en étudier l'impact sur la condensation du CO_2 et la convection. Le profil de la figure 4.4 correspond donc à la simulation que l'on qualifie de référence par la suite.

4.1.3.2 Simulation de référence

Une fois le profil choisi, il convient de décider des paramètres qui vont évoluer d'une simulation à une autre. Pour faciliter les comparaisons et l'influence d'une variable atmosphérique spécifique, nous définissions une simulation dite "de référence" sur laquelle l'analyse sera menée en détails. Le profil décrit précédemment nous permet d'être dans un environnement d'atmosphère suffisamment froide pour être initialement sursaturée à toute altitude (rapport de saturation $S \geq 1$). La température est donc en dessous de la température de condensation du CO_2 à la pression de chaque couche (figure 4.5). Cela ne suffit cependant pas pour déclencher la nucléation, il faut dépasser un seuil de saturation critique dont la valeur ne peut pas être déterminée précisément au préalable (certaines études en laboratoire comme celles de Wood (1999) permettent néanmoins d'avoir un ordre de grandeur du seuil critique). C'est donc par étude des observations de nuages de CO_2, et notamment des profils de température associés,

que nous allons être en mesure de déterminer la valeur de la perturbation en température que nous devons ajouter au profil initial.

La figure 4.6 montre les profils température-pression récupérés par occultations radio de MGS (Hu et al., 2012) au dessus de chacun des pôles. Certains des profils du pôle sud ont été associé à des observations de nuages de CO_2 dans l'analyse de MOLA par Neumann et al. (2003). On constate donc qu'une perturbation de l'ordre de quelques kelvin est réaliste et devrait théoriquement suffire pour déclencher la nucléation et la condensation du CO_2. Colaprete et al. (2003), par l'utilisation d'un modèle 1D, ont également montré que ces perturbations pouvaient donner un potentiel convectif suffisamment important aux nuages de glace de CO_2 formés pour pouvoir observer un mouvement ascendant. L'ajout instantanée d'une perturbation en température dans notre profil est une manière simplifiée d'avoir un refroidissement. En réalité, la basse atmosphère pendant les nuits polaires est un environnement très stable. Nous supposons donc que la perturbation que nous ajoutons aurait pu être provoquée par des ondes de gravité. Tobie et al. (2003) évoque une température de -2K comme étant une perturbation typique pouvant être observée dans les nuits martiennes sous l'effet d'ondes de gravité. **Par la suite, c'est donc la simulation avec une perturbation en température $\Delta\theta = -2\,\mathrm{K}$ qui sera considérée comme la simulation de référence**. Le profil température-pression associé est illustré par la courbe rouge de la figure 4.5.

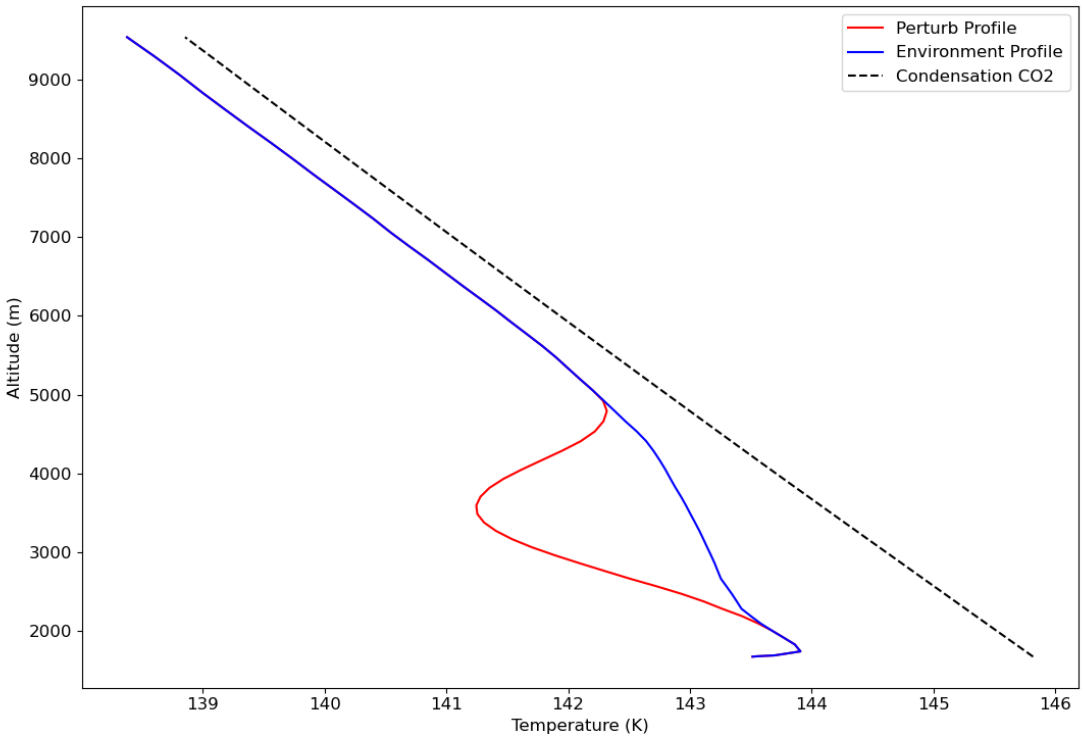


FIGURE 4.5 – Profil initial température-altitude avec (courbe rouge) et sans perturbation (courbe bleue). La courbe en pointillés noirs indique la température de condensation du CO_2 telle que calculée par le modèle.

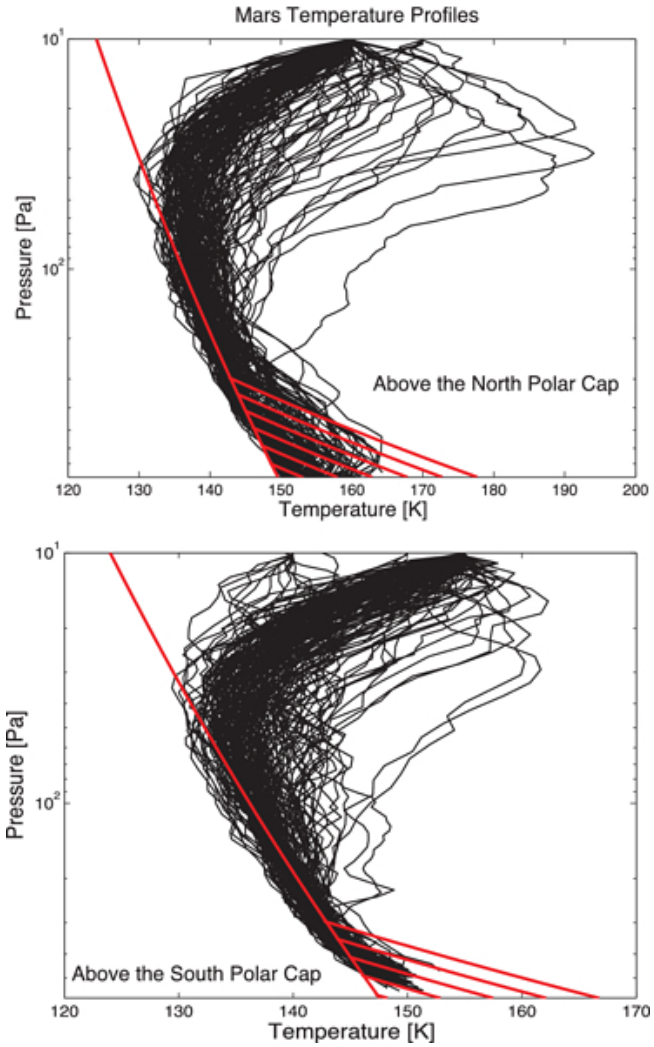


FIGURE 4.6 – Profils température-pression au dessus des pôles martiens mesurés par les occultations radio de Mars Global Surveyor. Pôle nord (en haut) et pôle sud (en bas). La pression de saturation du CO_2 est indiquée par la ligne rouge supérieure. Les lignes rouges sur la partie basse représentent plusieurs profils thermiques suivant le gradient thermique adiabatique. Figure de Hu et al. (2012).

4.1.3.3 Autres simulations : exploration des paramètres

Nous dressons ici la liste des simulations réalisées et qui seront analysées par la suite. La simulation de référence servira de point de départ pour vérifier que la perturbation suffit à déclencher la condensation du CO_2, à former un nuage qui se maintient et à déterminer les caractéristiques de la convection. Cependant, l'objectif est aussi de déterminer si certains paramètres de la simulation, propres à la perturbation en température ou au profil initial, peuvent jouer sur la condensation et la convection. Notamment, Colaprete et al. (2003) ont déterminé que le processus convectif était dépendant non seulement de la température qui fournit un potentiel convectif aux nuages de glace de CO_2, mais aussi du nombre de noyaux de condensation disponibles dans l'atmosphère au moment de la formation du nuage. Nous étudions ces dépendances en faisant varier la température de la perturbation et la distribution initiale de poussière. Durant les études de sensibilité, seul un paramètre est modifié à la fois : par exemple lors de l'étude de sensibilité à la distribution de poussière, la perturbation sera constante et vaudra $\Delta\theta = -2\,\mathrm{K}$.

Le dernier test de sensibilité aura pour objectif d'avoir un environnement légèrement plus

réaliste. Afin d'étudier le développement de cellules convectives de vents horizontaux lors de la nucléation, la condensation ou la convection, le profil initial de vent horizontal contenu dans le profil du LMD-MGCM a été nullifié. Dans une dernière étude de sensibilité, nous étudions donc l'effet d'un cisaillent de vent sur la formation de nuage de glace de CO_2 et sur leur convection en activant de nouveau les vents horizontaux du profil initial.

La liste complète des simulations réalisées est donc la suivante :

— une simulation de référence avec une perturbation de -2 K

— 5 simulations pour l'étude de la sensibilité en température, avec des perturbations de -1, -5, -10, -20 et -28 K (il s'agit ici de la température la plus froide permettant tout de même au modèle de fonctionner). Ces simulations seront divisées en deux catégories : les trois premières seront les simulations considérées comme réalistes tandis que les deux dernières sont des simulations extrêmes. D'un point de vue technique, ces simulations servent à déterminer les éventuelles limites numériques du modèle. D'un point de vue physique, elles permettent de déterminer si certaines observations de nuages pourraient être expliquées par des perturbations encore jamais mesurées ou bien si la convection des nuages troposphériques a une limite.

— 5 simulations où la distribution initiale de poussière est modifiée : deux simulations où elle est enrichie en grain de poussière et deux simulations où le profil est appauvri (le rapport de mélange massique est multiplié par 10 et par 100 pour les simulations enrichies, divisé par 10 et par 100 pour les simulations appauvries).

— une simulation où les vents horizontaux donnés par le profil du GCM sont inclus dans la simulation.

4.2 Simulation de référence

Nous présentons ici les résultats de la simulation qui nous servira de référence, pour laquelle la perturbation est centrée à 4190 m d'altitude au dessus de la surface et dont l'écart de température au centre vaut $\Delta\theta$=−2 K. À cette altitude, une partie de la perturbation se situe au niveau des couches dans lesquelles de la vapeur d'eau condense. Cela permet donc à la fois d'avoir de la condensation sur les cristaux de glace d'eau, mais aussi d'étudier comment se déroule l'éventuel partage des grains de poussière. Nous vérifions tout d'abord que la perturbation est suffisante pour amener à la condensation du CO_2 dans l'atmosphère. La figure 4.7 montre l'évolution de la densité de colonne de glace de CO_2 pour une coupe verticale au centre du domaine pendant les 500 premières secondes de la simulation. Celle-ci n'est plus nulle dès le premier pas de temps suivant l'état initial et montre qu'il y a bien condensation du CO_2. On y distingue 4 phases d'évolution très spécifiques que nous étudions successivement par la suite :

— une première phase de formation du nuage, la condensation est intense au sein de la perturbation.
— une seconde phase de développement du nuage, la condensation continue de manière moins intense. Des précipitations se mettent en place mais les pertes de cristaux qu'elles provoquent sont plus faibles que le gain apporté par la condensation.
— une troisième phase durant laquelle la condensation ralentit et les précipitations s'intensifient. Certains cristaux atteignent des tailles qui provoquent leur sédimentation. Les pertes prennent le dessus sur l'apport de nouveaux cristaux et le rapport de mélange de glace de CO_2 diminue dans le nuage.
— une quatrième phase durant laquelle la convection devient visible puisque le nuage entame un mouvement ascendant. Les précipitations continuent sous le nuage mais l'accès à de nouvelles zones sursaturées et riches en poussière permet l'augmentation du rapport de mélange de glace de CO_2

4.2.1 Première phase de 0 à 18 s : formation du nuage

La première période notable d'évolution de la densité de colonne de glace de CO_2 commence à l'état initial et se termine au bout de seulement 18 s. La densité de colonne augmente d'abord très faiblement pendant 6 s puis augmente très rapidement et fortement pour passer de l'ordre de 10^{-9} à 0.45×10^{-7}. La figure 4.8 montre le rapport de mélange massique de glace de CO_2 dans une coupe au centre du domaine au bout de 18 s. Nous pouvons voir que le rapport de mélange forme un ovoïde dont les valeurs vont de 0 à 4.0×10^{-3}. Ainsi, il y a bien eu condensation du CO_2 et donc formation d'un nuage. Du fait du gradient de température appliqué à notre perturbation, la température est plus froide en son centre que sur les extrémités, justifiant une condensation plus importante au centre.

Les figures 4.9a et 4.9b montrent respectivement les rapports de mélange de glace d'eau et de poussière au bout de 18 s. Durant ces 18 premières secondes, le CO_2 a activé tous les noyaux de nucléation disponibles : poussière et éventuellement glace d'eau. En l'absence de perturbation, le profil de température choisit amène à la formation d'une bande de glace d'eau en dessous de 3600 m d'altitude. L'intégralité des noyaux de poussière dans la parcelle de la perturbation ou en dessous de 3600 m ont servi à la condensation : soit de l'eau, soit du CO_2. La nucléation de la glace d'eau est quasiment instantanée mais la figure 4.9c illustre que pour la partie de la perturbation située sous 3600 m, la nucléation du CO_2 a bien pu se dérouler sur la glace d'eau, d'où le "trou" dans le nuage de glace d'eau. Cela a aussi pour effet de laisser de la vapeur d'eau qui n'a plus d'endroit où condenser et qui se retrouve emprisonnée dans le

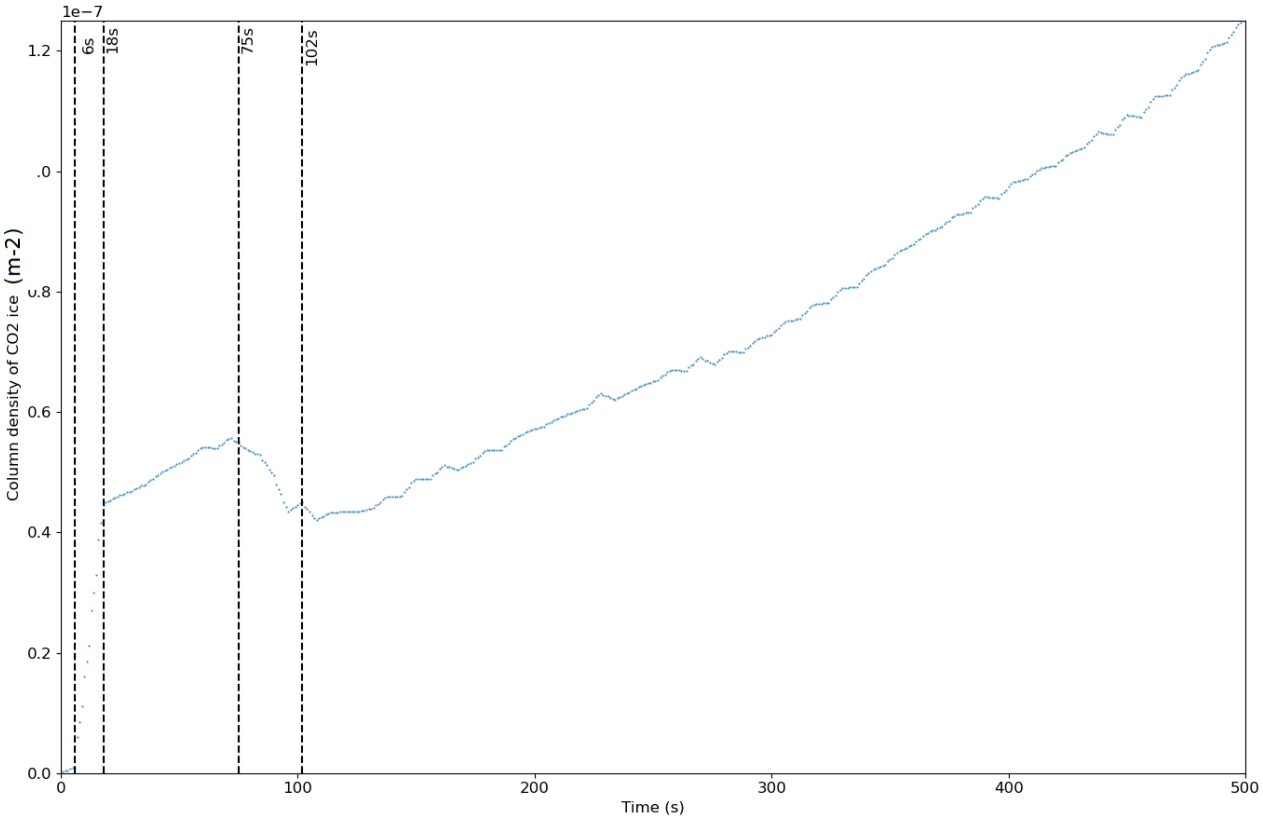


FIGURE 4.7 – Évolution de la densité de colonne du rapport de mélange de la glace de CO_2 en fonction du temps pendant les 500 premières secondes de la simulation. Nous distinguons 4 phases : 0-18s, 19-75s, 75-102s et 102-500s.

nuage de CO_2.

Ce phénomène peut aussi être retrouvé dans une fine bande au dessus de la surface. En effet, les conditions de température en dessous de 5 m au dessus de la surface permettent elles-aussi la condensation du CO_2. Ainsi, ici aussi le CO_2 condense sur la glace d'eau. Toutefois cette condensation est beaucoup moins forte que celle au sein de la perturbation (d'où l'absence de bande de glace de CO_2 au dessus de la surface dans la figure 4.8).

Une circulation se met en place par les vents dès les premières étapes de condensation. Durant la première phase, la bulle est plus froide que son environnement, il se développe donc une dynamique descendante pour rétablir l'équilibre thermique. Cela permet notamment le transport de la vapeur d'eau sous le nuage. On retrouve cette vapeur sous forme de glace d'eau dans la figure 4.9c, le rapport de mélange étant plus important sous le nuage que dans le reste de l'environnement.

Pour comprendre le changement de pente à $t = 18$ s entre les deux premières phases d'évolution de la densité de colonne de glace de CO_2 dans la figure 4.7, nous nous intéressons aux variations du rapport de saturation du CO_2 en fonction du temps. Les figures 4.10 et 4.11 exposent respectivement l'évolution du rapport de saturation avec l'altitude (coupe verticale au centre de la perturbation) et selon l'axe nord-sud (coupe horizontale a l'altitude du centre de la perturbation) durant la première phase. Du fait de la sphéricité de la perturbation initiale, le comportement est symétrique dans les deux dimensions. Des mesures en laboratoire ont permis de déterminer des ordres de grandeur typiques de valeur de sursaturation au dessus de laquelle la nucléation du CO_2 est possible. Cette valeur dépend de plusieurs facteurs, notamment de la taille des noyaux. La valeur affichée sur les figures 4.10 et 4.11 est donc à considérer comme

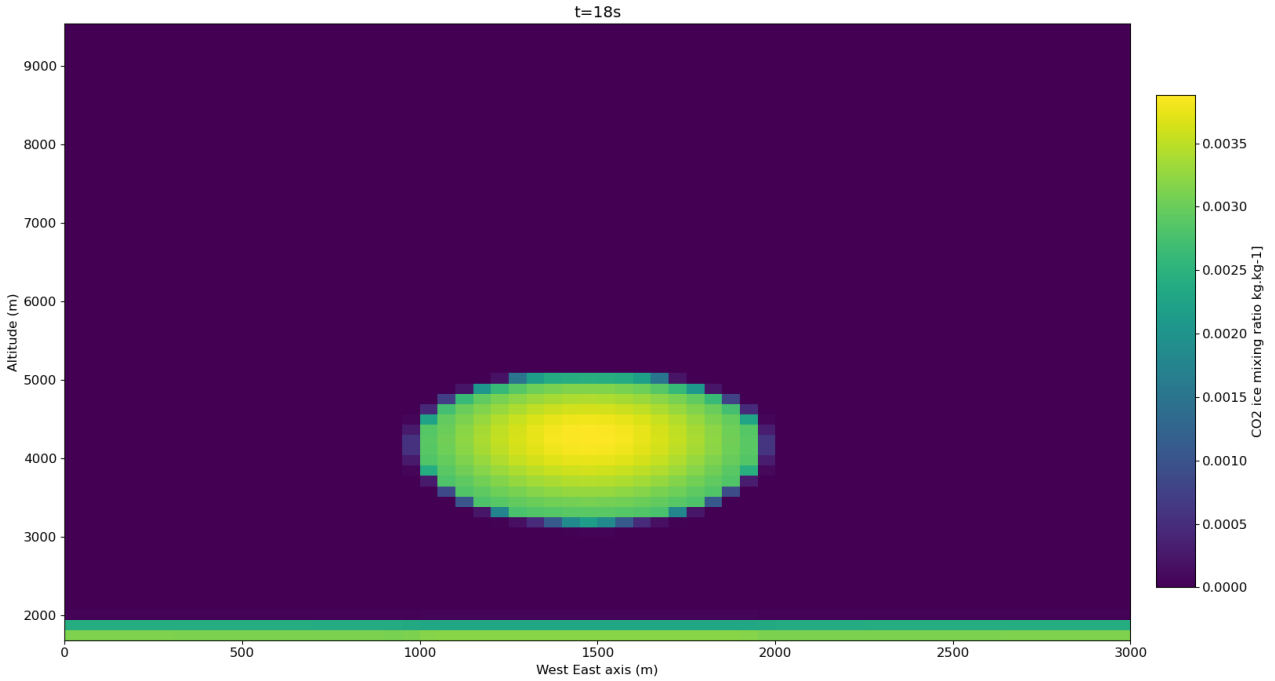


FIGURE 4.8 – Coupe verticale du rapport de mélange de la glace de CO_2 au milieu de l'axe nord-sud (ici à $t = 18$ s, fin de la première phase). Le nuage est complètement formé dans les limites de la perturbation froide initiale. L'axe des abscisses est ici donné en point de la grille horizontale.

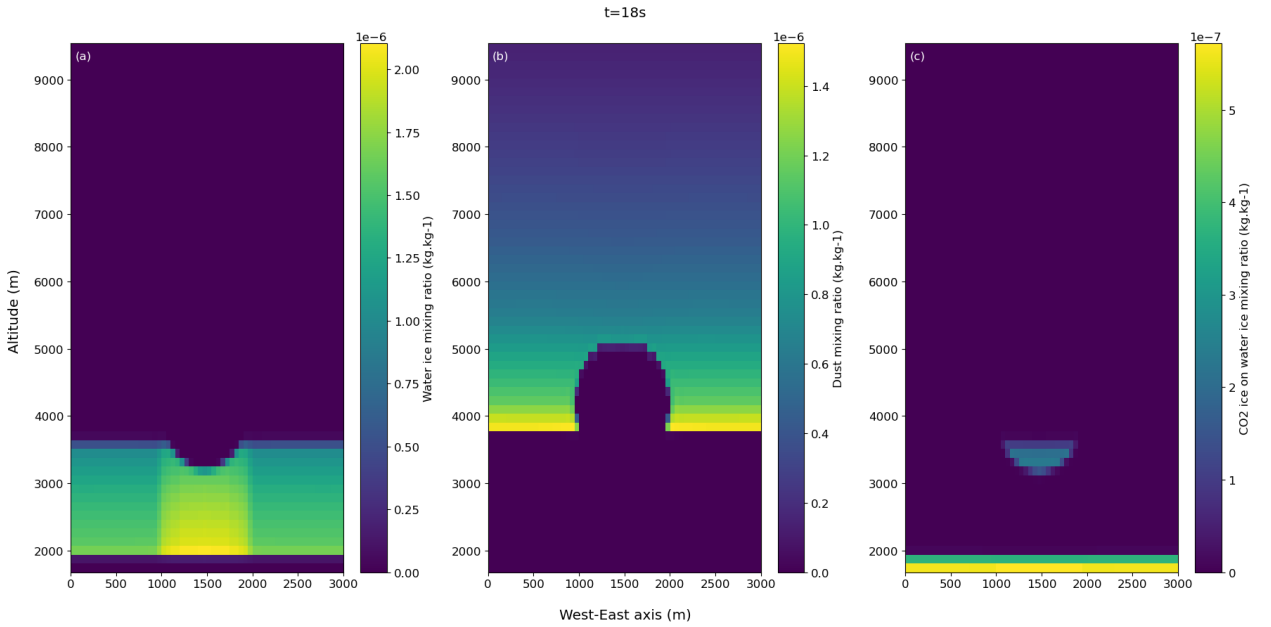


FIGURE 4.9 – Coupe verticale des rapports de mélange de la glace d'eau (a), de la poussière (b) et des noyaux de condensation de glace de CO_2 sur la glace d'eau à $t = 18$s (c). La condensation du CO_2 a consommé tous les noyaux de nucléation possible dans l'espace de la perturbation initiale dès la première phase.

un ordre de grandeur pour la nucléation sur des noyaux de condensation de l'ordre de 1 µm, les temps de passage sous le seuil ne correspondent pas à la fin de la nucléation à la seconde près mais donne une approximation des moments clés d'évolution du rapport de saturation. Celui-ci est initialement (courbe bleue) au-dessus du niveau de sursaturation critique $S = 1.35$,

permettant la nucléation du CO_2. Du fait du changement d'état, il y a dégagement de chaleur latente, ce qui augmente la température au sein de la perturbation, et donc fait diminuer le rapport de saturation. À 10 s (courbe orange), celui-ci est déjà intégralement en dessous du seuil critique, la nucléation ne peut donc plus avoir lieu. Le profil reste toutefois sursaturé ($S > 1$) et la condensation de la vapeur de CO_2 continue. Au bout de 18 s (courbe verte), le dégagement de chaleur latente provoqué par le changement d'état a d'ores et déjà été suffisant pour compenser la perturbation et rétablir l'équilibre thermique. Le rapport de saturation vaut $S = 1$ sur toute l'altitude de la perturbation, et sur une bonne partie de son extension horizontale (entre 1000 et 1900m, sachant que, pour rappel, la perturbation s'étale initialement entre 450 et 2450m sur les axes nord-sud et ouest-est). Le rapport de saturation reste supérieur à 1 autour de la perturbation, horizontalement et verticalement. Cela suffit pour continuer la condensation sur les noyaux activés précédemment par la nucléation, le CO_2 pourra condenser sur la glace déjà formée, augmentant le rayon des cristaux.

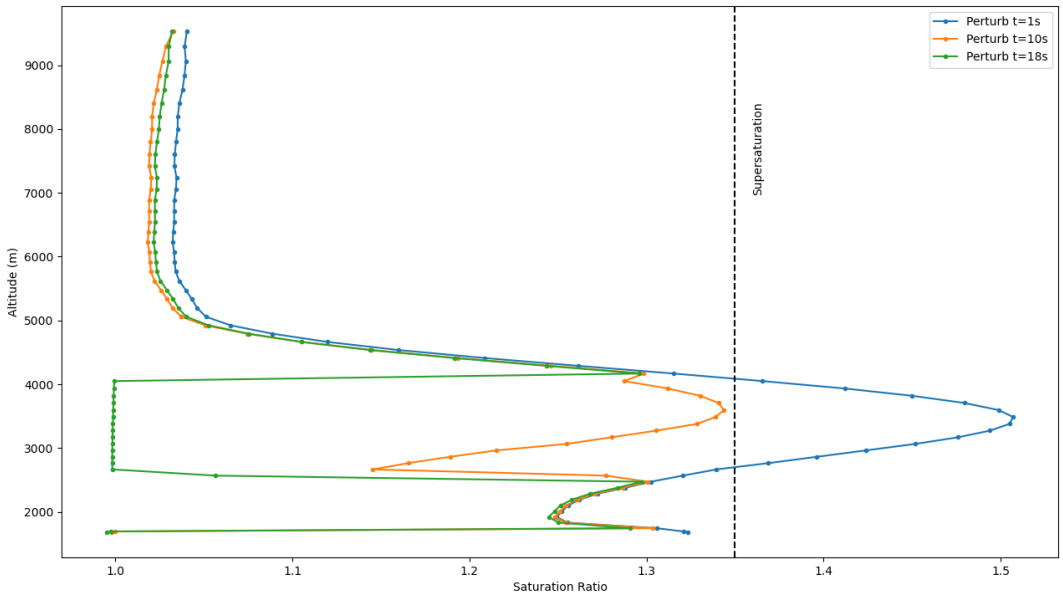


FIGURE 4.10 – Profil vertical du rapport de saturation à trois instants de la première phase. Être initialement au dessus du seuil critique de nucléation dans la perturbation permet de déclencher la nucléation. Le rapport de saturation y est très rapidement rééquilibré à $S = 1$ mais le reste du profil reste sursaturé et permet de continuer la condensation du CO_2

4.2.2 Deuxième phase de 19 à 75 s : croissance du nuage, début des précipitations

La deuxième phase d'évolution de la densité de colonne de glace de CO_2 s'étend entre $t = 18$ s et $t = 75$ s. Celle-ci augmente, beaucoup plus lentement que durant la première phase, mais avec une pente quasiment constante. À ce stade, le nuage de glace de CO_2 ne se déplace pas et a adopté une forme sphérique qui évolue peu. De plus, la figure 4.9 montre qu'au début de cette phase, il n'y a plus aucun noyaux de nucléation disponible dans l'espace occupé en cet instant par le nuage : cette augmentation ne peut donc pas être causée par l'ajout de nouveaux cristaux de glace de CO_2 dans le nuage déjà existant. Il y a donc deux scénarios possible

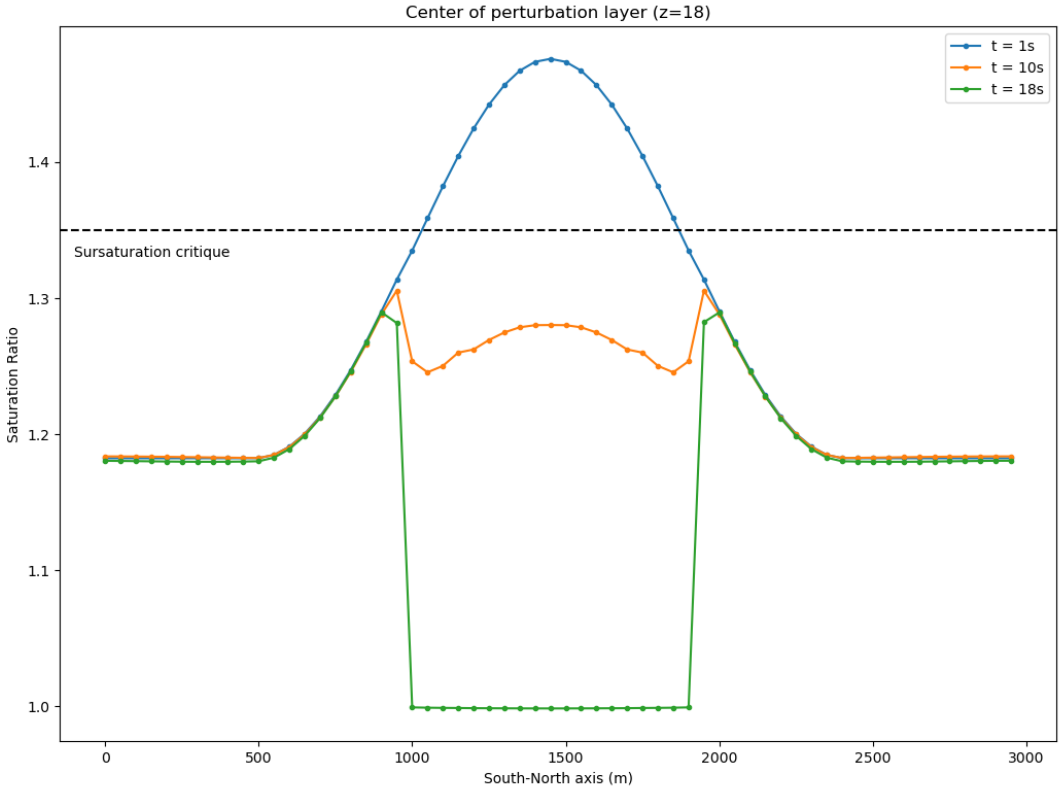


FIGURE 4.11 – Profil horizontal du rapport de saturation à trois instants de la première phase. Le profil reste sursaturé sur les bords du nuage formé pendant la première phase et permet son extension verticale

pouvant expliquer cette augmentation du rapport de mélange. Une circulation locale peut entraîner les cristaux, initialement au sein du nuage, vers ses limites extérieures. Les cristaux s'espacent, menant à l'augmentation de l'extension spatiale du nuage. Les bords seraient donc repoussés dans des zones où la sursaturation de CO_2 subsiste. Il est également envisageable que l'augmentation du rayon des cristaux précédemment formés pendant la première phase soit à l'origine de cette augmentation du rapport de mélange. Cela impliquerait potentiellement qu'une circulation se soit mise en place et que de la vapeur de CO_2, à l'origine extérieure au nuage, soit transportée à l'intérieur de celui-ci.

La figure 4.12 montre l'évolution du rapport de mélange de glace de CO_2 durant cette seconde phase en différents points du nuage : $x = 20$ (bord nord), $x = 24$ (point intermédiaire au sein du nuage) et $s = 29$ (centre du nuage). En tout point, l'évolution suit un schéma identique et commence par une période de stagnation, voire-même par une diminution. Cette diminution est dûe aux précipitations, nous reviendrons plus en détail lors de l'analyse de la troisième phase durant laquelle le phénomène s'intensifie. Il n'y a pas d'augmentation du rapport de mélange de CO_2 dans le nuage déjà formé, donc les cristaux ne grandissent pas à cet instant dans l'espace initial du nuage ; l'augmentation de la densité de colonne est due à la croissance spatiale du nuage. En effet, le rapport de saturation du CO_2 vaut 1 seulement dans la partie centrale du nuage. La condensation continue alors sur les bords et sur des noyaux de poussière plus éloignés du centre de la perturbation initiale.

Au bout d'un certain temps, le rapport de mélange de la glace de CO_2 augmente de nouveau en chaque point du nuage (10 s pour les bords et quasiment 25 s pour le centre). Plus

le point concerné est éloigné du centre de la perturbation, plus l'augmentation est déclenchée rapidement (figure 4.12). De même, plus le point concerné est éloigné, plus l'augmentation sera importante. Le rapport de mélange en bord de nuages augmente de 6.35% entre $t = 18$ s et $t = 80$ s contre seulement 3.64% au centre de celui-ci. Cette augmentation en tout point du nuage est cette fois explicable par la croissance des cristaux. Toutefois, puisque la perturbation de température était initialement plus forte au centre du nuage, la condensation y a été plus forte pendant la première phase, les cristaux de glace de CO_2 atteignant des rayons plus élevés que sur les bords. De plus, puisque la condensation était plus intense au centre du nuage, le dégagement de chaleur latente l'est aussi, et donc le centre se réchauffe plus vite que les extrémités du nuages. La condensation est donc davantage ralentie au centre.

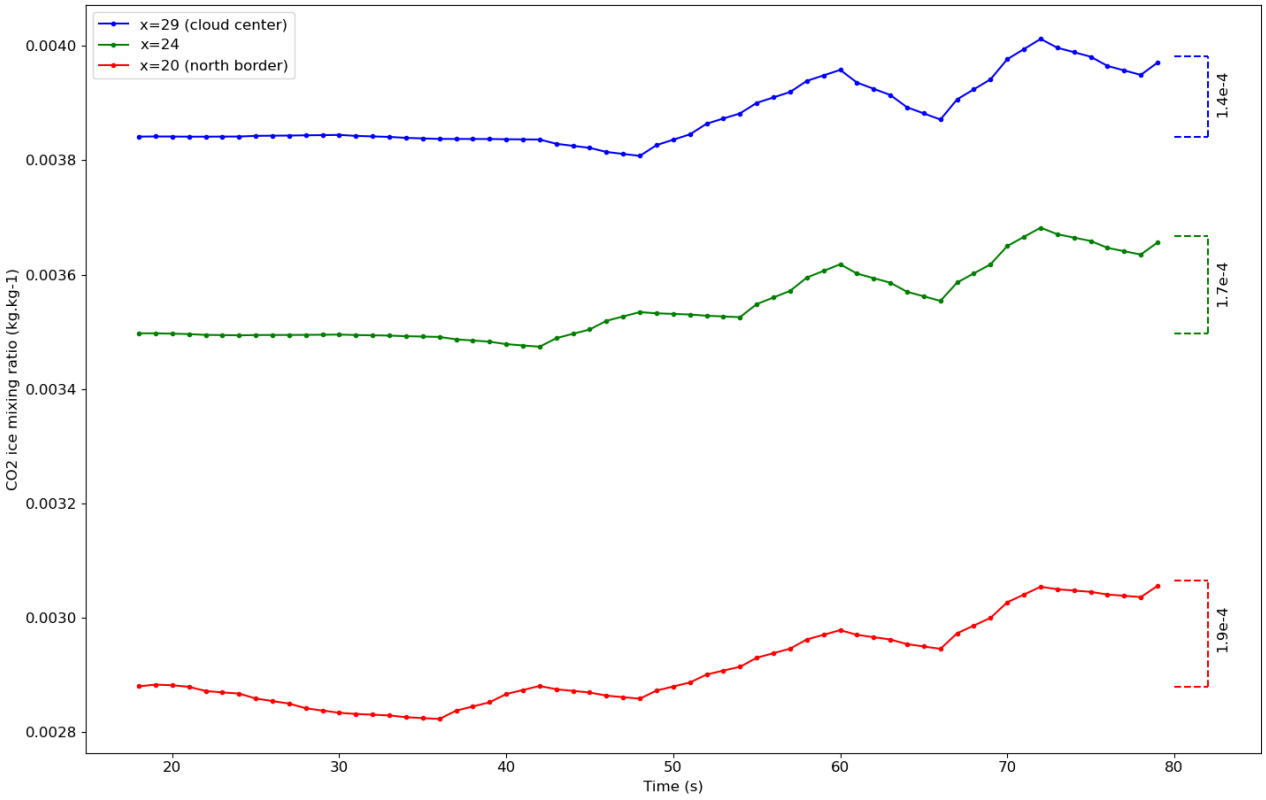


FIGURE 4.12 – Évolution du rapport de mélange de la glace de CO_2 en différents points du nuage pendant la seconde phase (19-75 s). Après une première période de stabilité, plus courte en allant vers les bords, le rapport de mélange augmente en alternant des phases croissantes et décroissantes du fait des variations de la circulation des vents

Durant cette période d'augmentation du rapport de mélange de glace de CO_2, on observe également des fluctuations : la hausse globale est ponctuée de phase de décroissance. Les figures 4.14 et 4.13 exposent respectivement les champs de vents horizontaux et verticaux à différents instants de la deuxième phase. Une circulation se met en place autour et à l'intérieur de la perturbation. Au début de la seconde phase, à l'altitude du centre du nuage, les vents sont divergents, orientés du centre du nuage vers l'extérieur du fait du dégagement de chaleur latente plus important. Aux alentours de $t = 25$ s, les vents horizontaux sont quasiment nuls au sein du nuage, mais se développement de manière asymétrique par la suite, s'orientant vers l'ouest a $t = 35$ s. À $t = 45s$, les vents sont de nouveaux orientés vers l'extérieur du nuage du fait de la reprise de la condensation et de l'accumulation du dégagement de chaleur latente. Ces différentes périodes provoquent des légères différences de température au sein-même du nuage, favorisant la condensation à certains points à certains instants, mais permettent surtout une circulation

de noyaux de condensation de l'extérieur vers l'intérieur du nuage. De la même manière, les champs de vent verticaux montrent qu'après la première phase ou la condensation du CO_2 était très intense, la sédimentation des cristaux de glace de CO_2 domine l'éventuel mouvement ascendant que le réchauffement de l'atmosphère, par dégagement de chaleur latente, pourrait permettre : les vents sont donc descendants (et atteignent une vitesse maximale de 0,5 $m.s^{-1}$, voir figure 4.19). Cependant, on observe que ces vents deviennent plus faibles dès la deuxième phase (autour de $t = 25$ s), puis des vents ascendants se développent du bas du nuage vers son sommet (à $t = 35$ s, les vents sont de l'ordre de 0,5 $m.s^{-1}$). La convection s'est donc d'ores et déjà mise en place, mais les vents ne sont pas encore suffisamment forts pour déplacer le nuage.

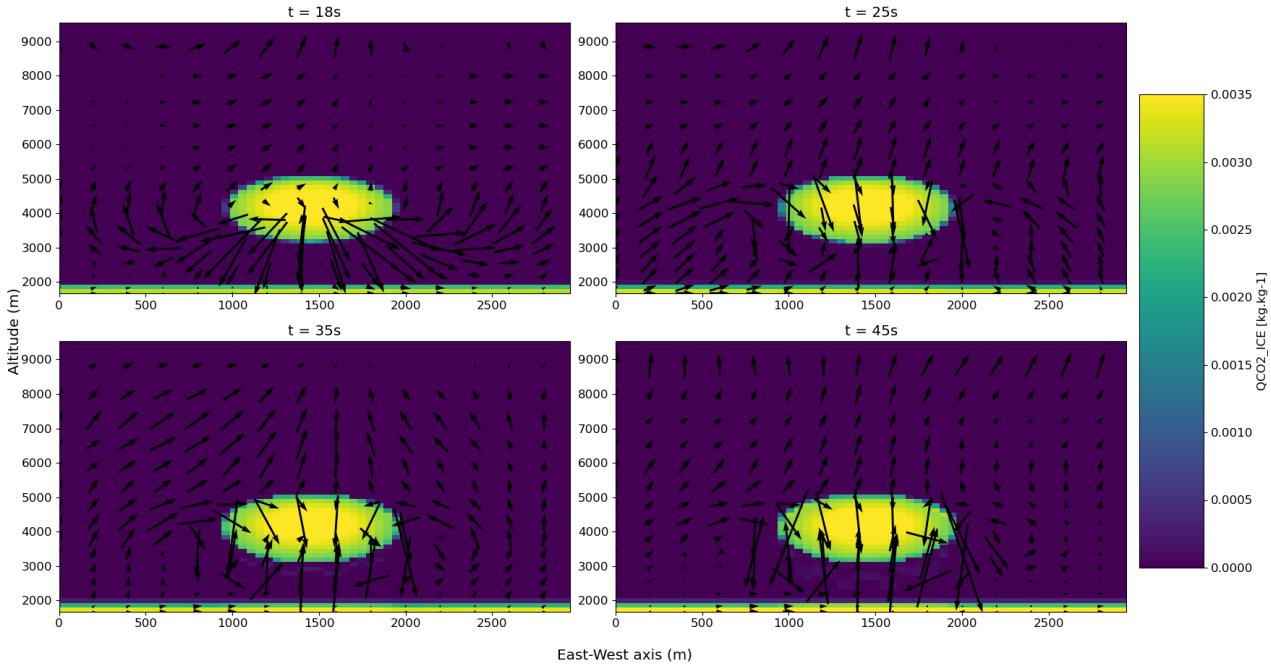


FIGURE 4.13 – Carte des vents verticaux à différents instants de la seconde phase sur profil de rapport de mélange de glace de CO_2. Les vents sont orientés vers l'extérieur et le bas du nuage à la fin de la première phase mais on observe la mise en place d'une circulation qui oriente petit à petit les vents vers le haut, d'abord en dessous, puis au sein du nuage, témoin du début de la convection. À 45s, les flèches les plus grandes correspondent à une vitesse de l'ordre de 0,6 $m.s^{-1}$

4.2.3 Troisième phase de 76 à 102 s : fin de la condensation, intensification des précipitations

A $t = 75$ s, la seconde phase se termine par un maximum local où la densité de colonne atteint une valeur de $4,8 \times 10^{-8}$ m^{-2}. Nous avançons deux hypothèses sur les processus qui pourraient être à l'oeuvre à cet instant pour expliquer l'atteinte d'un maximum.

— Premièrement, la condensation pourrait s'être arrêtée dans le nuage du fait du dégagement de chaleur latente : la température devient trop élevée dans le nuage, la saturation est trop faible en tout point de celui-ci pour continuer à condenser mais l'énergie accumulée par dégagement de chaleur latente n'est pas encore suffisamment importante pour démarrer le mouvement du nuage.

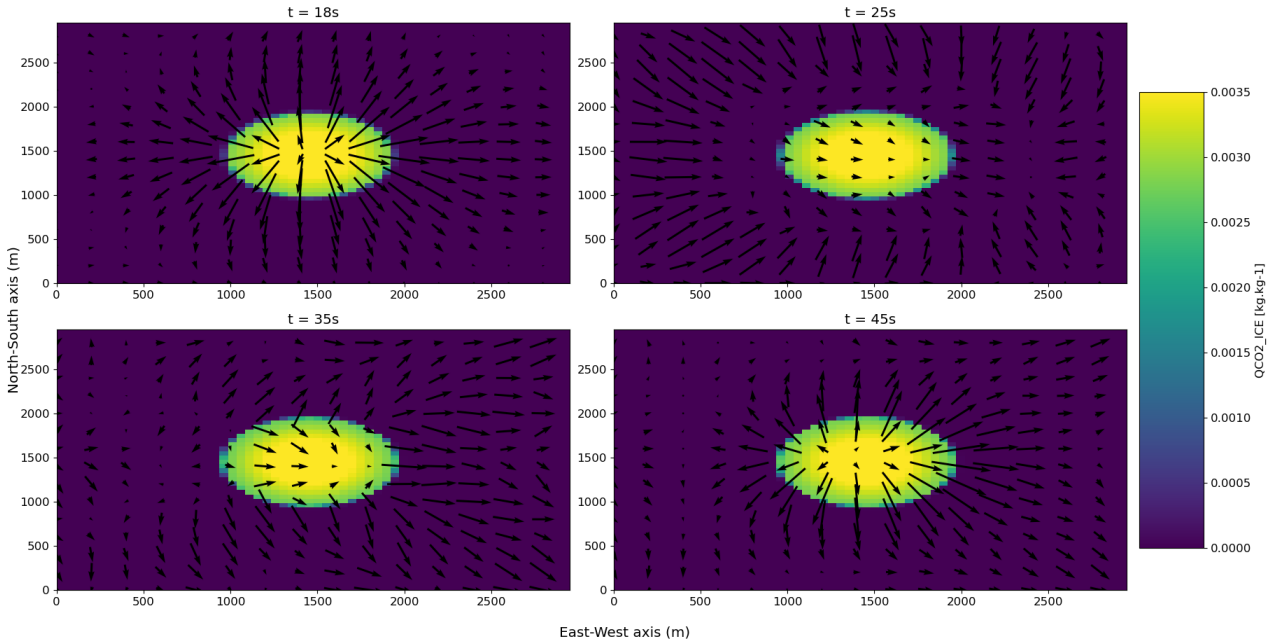


FIGURE 4.14 – Carte des vents horizontaux à différents instants de la seconde phase sur profil de rapport de mélange de glace de CO_2 à l'altitude du centre du nuage. Les vents sont d'abord orientés vers la perturbation mais se neutralisent rapidement pour ensuite développer une circulation asymétrique, amenant de nouveaux noyaux de condensation, relançant ainsi la condensation. À 45s, les flèches les plus grandes correspondent à une vitesse de l'ordre de 0,5 $m.s^{-1}$.

— Deuxièmement, il se pourrait aussi que la condensation continue, mais que les cristaux de glace de CO_2 aient un rayon trop important. Ceux-ci deviendraient trop lourds et la précipitation de CO_2 ne serait pas compensée par la condensation.

Ces deux processus peuvent coexister et sont étudiés durant la 3eme phase.

Pour évaluer le rapport de l'intensité de la condensation de la glace de CO_2 par rapport aux précipitations, nous regardons le nombre de noyaux de condensation (CCN) sur une coupe verticale au milieu du domaine. Il s'agit du nombre total de sites sur lesquels la nucléation a pu être déclenchée en dépassant le seuil de rapport de saturation critique au début de la simulation. Les CCN regroupent donc à la fois la poussière et les cristaux de glace d'eau sur laquelle il y a eu condensation. La figure 4.15 expose l'évolution du nombre de CCN en fonction du temps. En s'intéressant aux 100 premières secondes, il apparaît que le nombre de noyaux augmente logiquement très rapidement pendant les tout premiers instants de la simulation : le nuage se forme, tous les noyaux disponibles dans le volume initial de la perturbation sont utilisés pour la nucléation du CO_2 (comme le montrait la figure 4.9). Ce nombre atteint un maximum puisque le rapport de saturation repasse en dessous du seuil critique, la condensation peut continuer dans les zones sursaturées mais la nucléation ne peut plus se déclencher et il ne peut y avoir de nouveaux CCN. Cependant, le nombre de CCN ne reste pas stable et diminue très rapidement jusqu'à environ $t = 90$ s, des noyaux activés pour la nucléation pendant la première phase "quittent" la parcelle du nuage : il s'agit des précipitations. Cette décroissance semble d'abord être assez lente mais s'accélère durant la seconde ($t = 19 - 75$ s) et troisième ($t = 76 - 102$ s) phase. Les précipitations de CO_2 sont illustrées à différents instants de ces deux phases dans la figure 4.16. On observe clairement que dès la deuxième phase, des quantités de glace de CO_2 se détachent du nuage et tombent en direction de la surface, où il y a sédimentation.

Cette même figure illustre aussi l'intensification des précipitations au cours de la troisième

phase. A $t = 50$ s, celles-ci sont peu intenses et réparties relativement équitablement en dessous de tout point du nuage. Mais dès $t = 70$ s, on voit que la partie la plus basse du nuage commence à s'allonger vers le bas, puis se détache progressivement. Puisque la condensation du CO_2 a pu continuer sur des cristaux de glace formés très rapidement, ceux-ci ont grandi et se sont alourdis. Chaque noyau est soumis à deux forces contraires que sont la flottaison induite par les vents verticaux éventuellement orientés vers le haut du domaine, et leur propre poids qui tend à les ramener vers la surface. Certains cristaux du centre du nuage qui se sont formés dès la première phase, puis sur lesquels la condensation du CO_2 a continué par la suite, ont atteint des tailles suffisamment élevées pour que les vents ne puissent plus compenser le poids, d'où les précipitations. La décroissance de la densité de colonne de glace de CO_2 durant la troisième phase est donc au moins partiellement due à l'intensification des précipitations, qui ne sont plus compensées par la condensation du CO_2 qui continue dans le nuage. Il est cependant peu envisageable que la condensation se soit totalement arrêtée durant la troisième phase, car le dégagement de chaleur latente ne semble pas encore suffisant pour provoquer l'ascension du nuage qui a lieu par la suite.

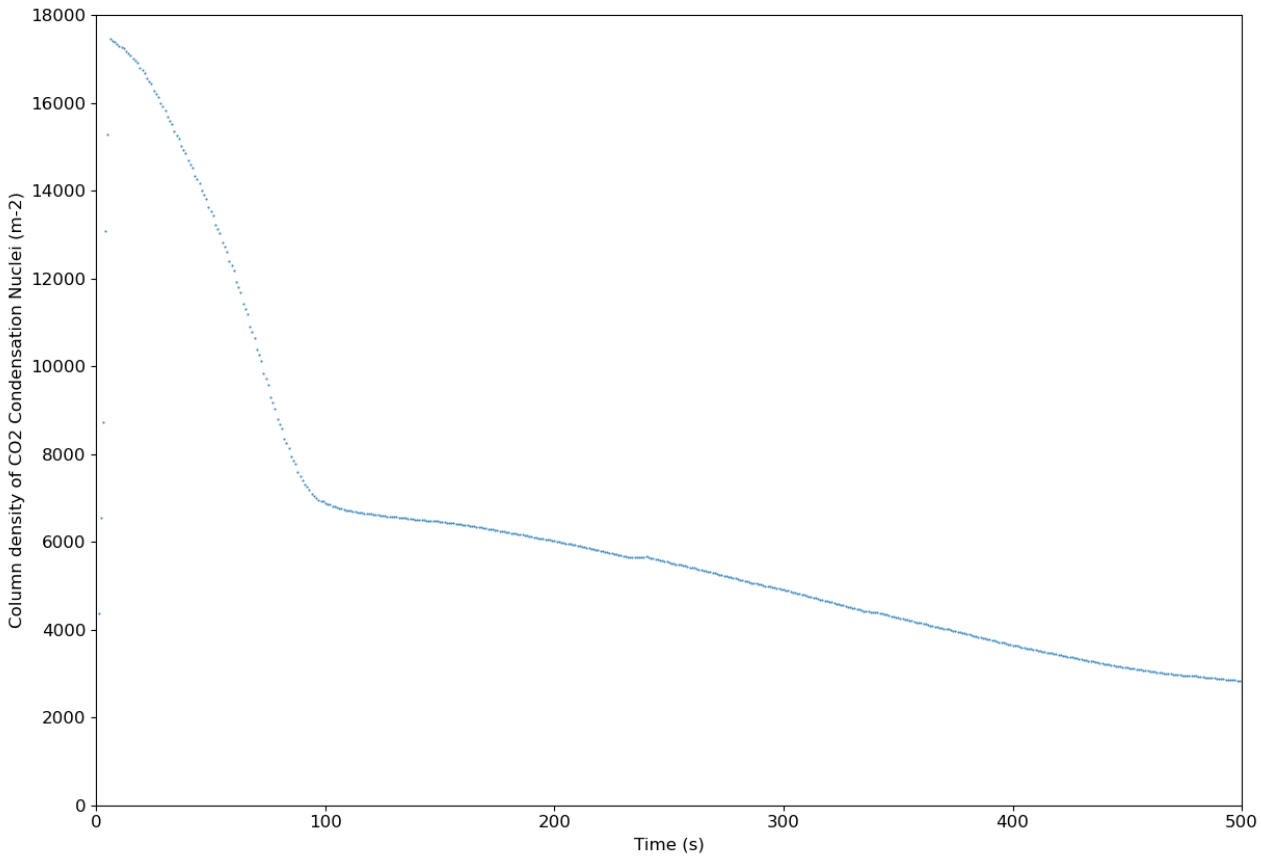


FIGURE 4.15 – Évolution de la densité de colonne du nombre de noyaux de condensation du CO_2 dans l'atmosphère, calculée sur une coupe au centre du nuage (condensation sur grain de poussière et sur cristaux de glace d'eau). La condensation est quasiment immédiate sur la plupart des noyaux disponibles pendant la première phase, puis le nombre diminue, preuve de la mise en place de précipitations et de perte de noyaux qui rejoignent la surface.

Durant ces trois premières phases, nous avons pu voir qu'il y a bien eu condensation du CO_2. Le changement d'état provoque un dégagement de chaleur latente qui contribue à compenser la perturbation froide initiale pour ramener le profil à un état d'équilibre. Toutefois, la condensation étant intense au sein du nuage, le dégagement de chaleur latente l'est aussi et la

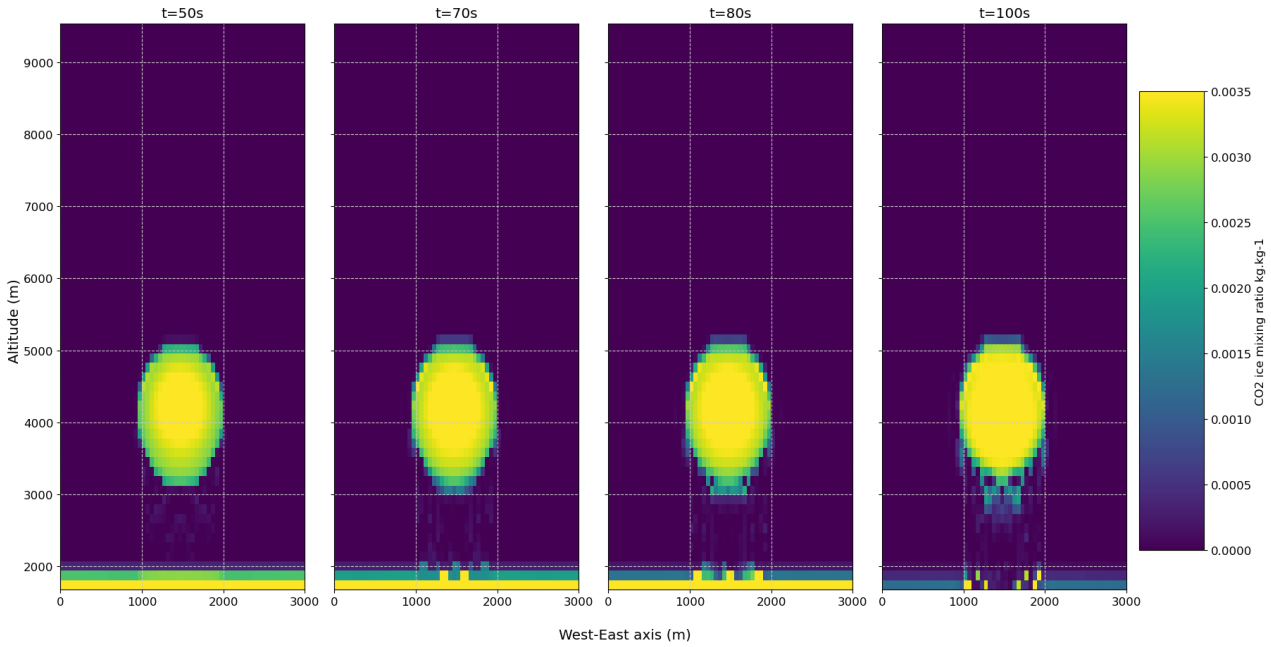


FIGURE 4.16 – Profil du rapport de mélange de la glace de CO_2 pendant la deuxième et troisième phase. Le mouvement du nuage est encore difficilement perceptible mais sa croissance et le développement, puis l'intensification des précipitations peuvent être observés sous le nuage.

perturbation, initialement froide, devient une zone plus chaude que l'environnement qui entoure le nuage. La figure 4.17 montre l'écart de température réelle entre le centre de la perturbation et l'environnement à l'altitude du centre du nuage. En accord avec la description de la première phase réalisée précédemment, on voit ici que la condensation du CO_2 se déclenche très rapidement, et donc le réchauffement de la perturbation aussi. L'écart de température atteint un maximum dès la fin de la première phase, puis est quasiment maintenu pendant l'intégralité de la seconde et de la troisième phase, bien que la condensation continue. Cet écart de température entre celle de la parcelle du nuage T_p et son environnement T_e lui fournit un potentiel convectif. On définit tout d'abord la force de flottaison b par :

$$b = g\frac{T_p - T_e}{T_e} \tag{4.29}$$

avec $g = 3.72\,\mathrm{m\,s^{-2}}$, l'accélération de la gravité sur Mars. Cette force de flottaison permet par la suite de calculer la CAPE (Convectible Available Potential Energy), soit la capacité de la parcelle à pouvoir se déplacer librement :

$$CAPE = \int_{z_1}^{z_2} b dz \tag{4.30}$$

où z_1 et z_2 sont les altitudes des limites inférieures et supérieures de la parcelle. Le profil de température utilisé pour le calcul de la CAPE de notre simulation est illustré en figure 4.18. Puisque l'écart de température n'évolue que très peu durant les seconde et troisième phase, le potentiel convectif du nuage est calculable dès la fin de la première phase, à $t = 18s$, lorsque l'écart de température $T_p - T_e$ atteint son maximum, soit environ 1.05 K. Ce profil montre aussi que le dégagement de chaleur latente n'est suffisant pour compenser l'écart de température initial que là ou la condensation est la plus intense, soit au centre du nuage. Sur les bords, il subsiste des zones froides, où l'écart est graduellement réduit pendant les secondes et troisième phase. Dans ces conditions, la CAPE de notre nuage vaut 39 $\mathrm{J.kg^{-1}}$, soit un ordre grandeur cohérent par rapport aux valeurs présentées par Colaprete et al. (2003) pour des

profils sursaturés dans les nuits polaires martiennes : entre 35 et 250 J.kg^{-1}. Afin de vérifier que la convection observée est réaliste, nous calculons aussi la vitesse verticale maximale w_{max} que devrait pouvoir atteindre le nuage lors de la convection (Colaprete et al., 2003) :

$$w_{\max} = \sqrt{2.CAPE} \tag{4.31}$$

On trouve alors une valeur théorique de $w_{th} \sim 9$ m.s^{-1} qui sera par la suite comparée à la valeur maximale effectivement atteinte lors de l'ascension de notre nuage.

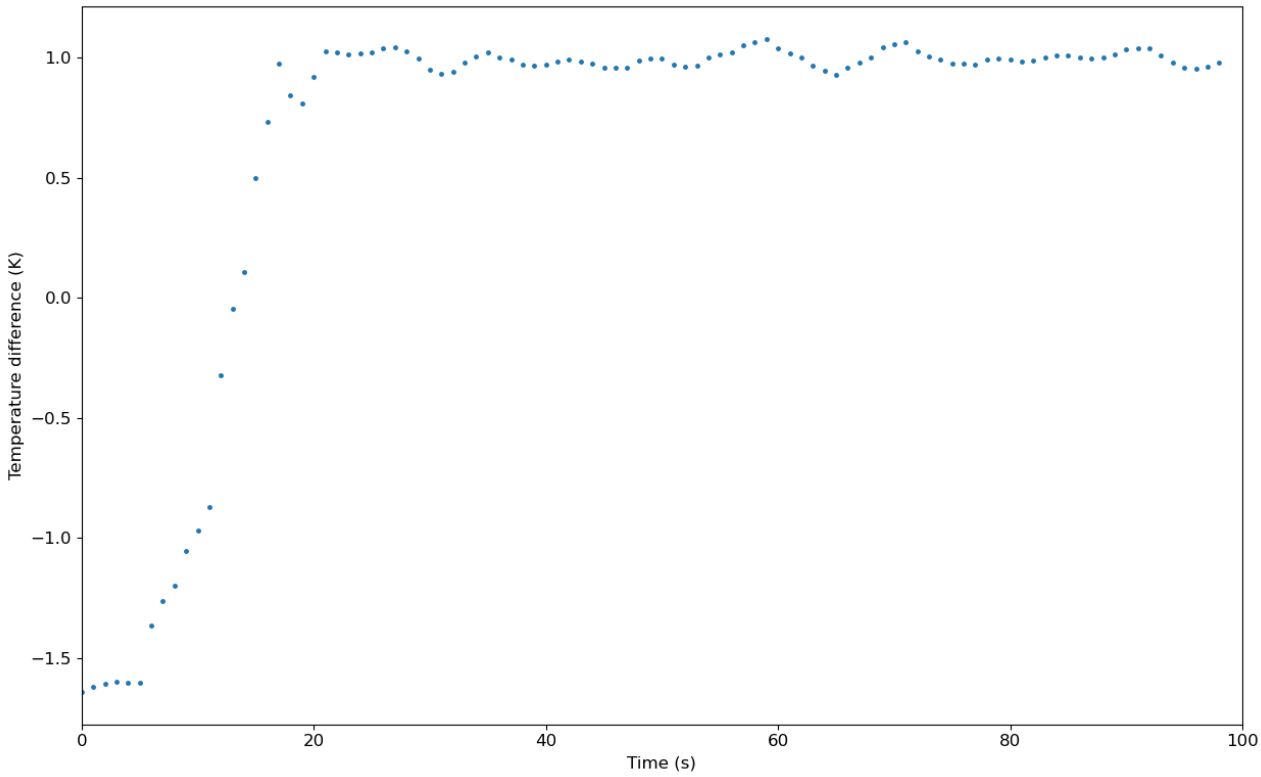


FIGURE 4.17 – Évolution de l'écart de température entre le centre de la perturbation et l'environnement pendant les 100 premières secondes de la simulation. L'écart maximal est atteint dès la fin de la première phase et est maintenu pendant les deux phases suivantes

Nous avons supposé que la perturbation froide initialement ajoutée à notre profil aurait pu être provoquée par la propagation d'une onde de gravité. Au terme de ces trois premières phases, il est possible d'évaluer le réalisme de la simulation en comparant le temps de propagation typique des ondes de gravité dans la basse atmosphère martienne (Tobie et al., 2003) et les temps caractéristiques de notre simulation (temps caractéristique de condensation puis temps caractéristique de convection). En effet, la propagation des ondes de gravité consistant en l'alternance de phase chaude et froide, il faudrait que la durée typique d'une phase froide soit plus longue que les temps nécessaires au déclenchement des processus convectifs de notre simulation. A partir des résultats exposés précédemment, nous considérons que le temps caractéristique de condensation du CO_2 est le temps nécessaire à la formation complète du nuage, soit la durée de la première phase : $\tau_{condens} = 18$ s. Ce temps est cohérent avec les temps de condensation estimés par Listowski et al. (2014) pour les petits noyaux de condensation à des rapports de saturation du CO_2 relativement bas. Le temps caractéristique de convection quant à lui sera assimilé au temps nécessaire au déplacement du nuage, qui commence à être visible durant la quatrième phase, soit après $\tau_{convec} = 102$ s de simulation.

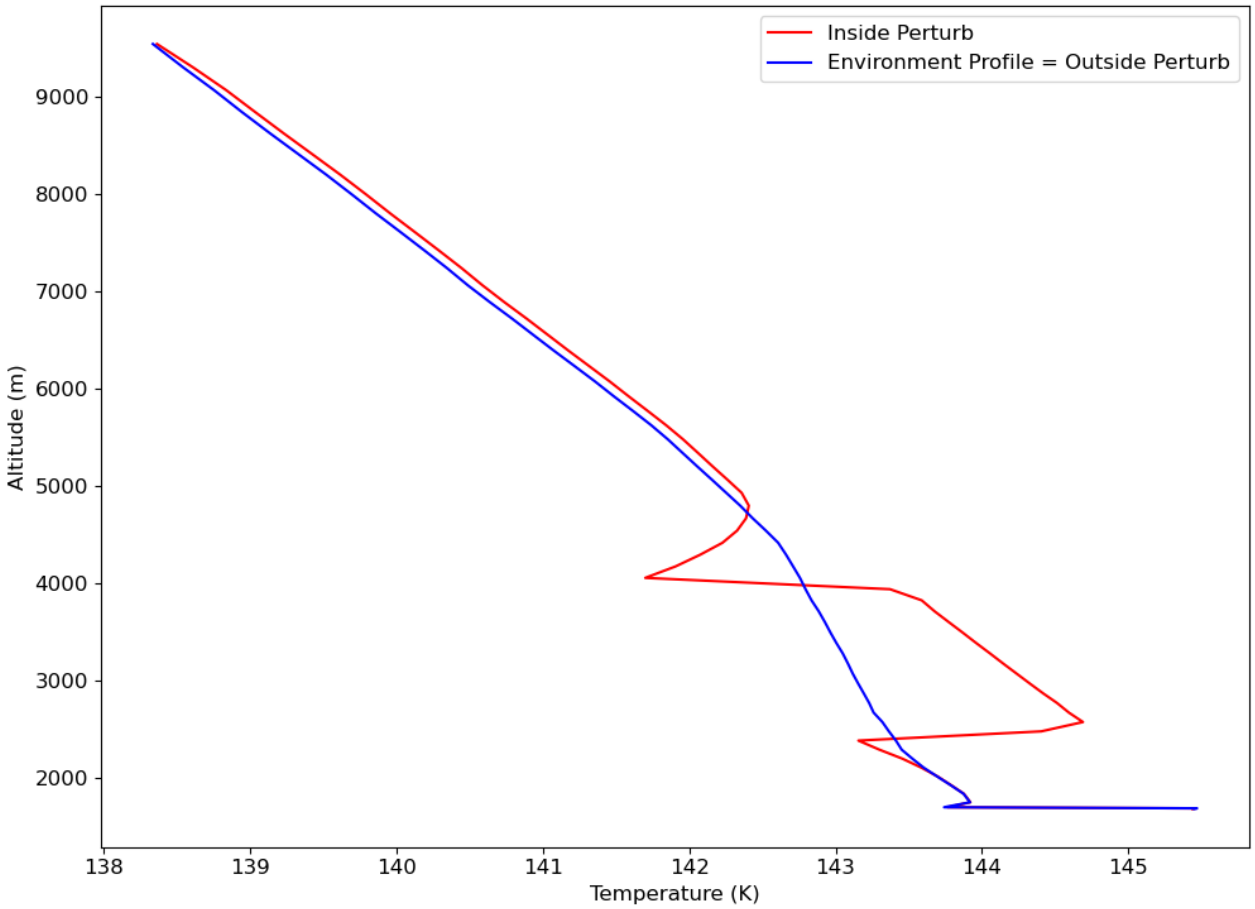


FIGURE 4.18 – Profil vertical de température au sein et en dehors de la perturbation à 18s. Au centre de la perturbation, le dégagement de chaleur latente causé par le changement de phase a provoqué un réchauffement de la parcelle occupée par le nuage

4.2.4 Quatrième phase de 103 à 500s : début de la convection visible

La quatrième phase commence aux alentours de $t = 102$ s, elle se caractérise dans la figure 4.7 par la reprise de l'augmentation de la densité de colonne de glace de CO_2 et représente le début de l'ascension visible de notre nuage. La figure 4.20a montre l'évolution du profil de la glace de CO_2 au centre du domaine pendant les 500 premières secondes de la simulation. On voit effectivement que le nuage a, au bout du temps τ_{convec}, entamé un mouvement ascendant, le sommet du nuage passant d'environ 5070 à 6730 m. A noter que d'autres phénomènes évoqués pendant les phases précédentes sont aussi observables, comme la condensation de glace de CO_2 à la surface (entre 0 et 90s) ou les précipitations sous le nuage (qui apparaissent ici sous forme de panaches sous le nuage). Il convient aussi de mentionner que le nuage n'a ici pas atteint son altitude maximale ; nous verrons par la suite qu'il continue de gagner en altitude mais que son changement de forme imposera un autre type de suivi pendant les 500 secondes suivantes. À partir de 200 s, une bande de très faible rapport de mélange de glace de CO_2 apparaît et semble couper le nuage en deux parties, ce qui laisse présager que le nuage n'a en effet pas conservé sa forme sphérique lors de son ascension.

Nous avons vu dans l'étude des phases précédentes que la convection s'est très rapidement mise en place avec l'apparition de vents ascendants, d'abord en dessous, puis au niveau du nuage. Cependant, ces vents n'étaient manifestement pas suffisant pour prendre le pas sur le poids des cristaux de glace de CO_2, le nuage restant stationnaire pendant les trois premières

phases. L'évolution de la composante verticale de la vitesse du vent au point le plus dense en glace de CO_2 (figure 4.19) permet de déterminer la vitesse minimale w_{min} à partir de laquelle le mouvement du nuage est observable. Nous avons estimé précédemment que le temps caractéristique de déclenchement du mouvement ascendant était $\tau_{convec} = 102$ s, on mesure donc une vitesse minimale $w_{min} = 1.65$ ms^{-1}. Il s'agit ici de la vitesse nécessaire pour compenser le poids de la plupart des cristaux de glace de CO_2 qui constituent le nuage, les cristaux les plus grands restant sur place ou quittant le nuage par précipitations. L'accélération du nuage semble constante ($a = 0.025$ m.s^{-2}) jusqu'à $t = 160$ s où un emballement est observable. L'accélération passe alors à $a = 0.032$ m.s^{-2} et n'est plus tout à fait constante. Pendant l'ascension, la condensation est déclenchée sur de nouveaux noyaux puisque le nuage traverse des zones sursaturées. La figure 4.20b montre que le mouvement du nuage peut aussi être suivi en étudiant l'évolution du nombre de noyaux de poussière (on suit donc les nouvelles nucléations permises par le déplacement du nuage) : quand le nuage atteint une nouvelle altitude, tous les noyaux sont utilisés pour la condensation du CO_2 puisque le rapport de saturation y est supérieur à 1. Il y a donc à nouveau un dégagement de chaleur latente, plus important que le dégagement de chaleur accumulé durant les phases 2 et 3, provoquant cette augmentation de l'accélération. Il faut aussi noter que pendant les premières secondes de la simulation, la valeur de la composante verticale du vent est négative mais la vitesse est trop faible et la période trop courte pour provoquer un mouvement descendant du nuage pour cette simulation (et sera un point majeur de l'étude de sensibilité de la convection à la température de la perturbation initiale dans la section 4.3.1).

À partir de $t = 300$ s, la composante verticale de la vitesse du vent semble chuter. Toutefois, nous suivons dans cette figure le profil central du domaine où le rapport de mélange de la glace de CO_2 est le plus élevé. Cette baisse soudaine témoigne donc pas d'un ralentissement du vent, mais d'un changement de forme du nuage. Le point le plus dense, en terme de rapport de mélange de glace de CO_2, n'est plus le centre du nuage. Cette évolution de la forme du nuage peut être vue à différents instants (figure 4.21). Celui-ci est toujours sphérique au début de son mouvement. A $t = 160$ s, le bas du nuage, où la vitesse verticale du vent est la plus importante, a commencé son ascension, le nuage semble plus "écrasé". C'est en effet à partir de $t = 300$ s que le changement de forme est notable. L'écart de vitesse entre le haut du nuage, où les cristaux sont plus lourds car la condensation a pu continuer en atteignant de nouvelles zones sursaturées, et le bas du nuage où la vitesse est donc plus élevée, provoque un "écrasement" du nuage. Cet écart de vitesse en limite haute et basse du nuage est forcément plus faible sur les bords où l'écart d'altitude est initialement plus faible. Par conséquent, le nuage prend une forme particulière autour de $t = 400$ s : le centre est très écrasé, de petites excroissances sont observables à mi-chemin entre centre et bords. À ces endroits, les cristaux grandissent moins vite qu'au centre puisque la condensation était moins intense, mais la vitesse verticale reste plus élevée que sur les bords. Cela permet à ces cristaux de s'élever plus rapidement que ceux du centre. Au fur et à mesure de l'ascension du nuage, les précipitations continuent et semblent s'intensifier car les cristaux s'alourdissent. Une fois une taille suffisamment grande atteinte, les cristaux sont laissés sur place, voire précipitent si leurs poids devient plus important que la force induite par le vent vertical. La présence exclusive de précipitation sous le coeur du nuage témoigne de l'intensité plus importante de la condensation en son centre que sur ses bords. Le gradient initial de température dans la perturbation est devenu successivement un gradient de condensation, puis un gradient de taille de cristaux.

En étudiant la première phase, nous avions déterminé que la nucléation du CO_2 s'activait sur tous les noyaux disponibles, utilisant notamment tous les noyaux de poussière disponibles dans la parcelle de la perturbation initiale. Or, le bas de la perturbation se trouvait en dessous de l'altitude limite sous laquelle s'effectue la condensation de l'eau dès le premier pas de temps.

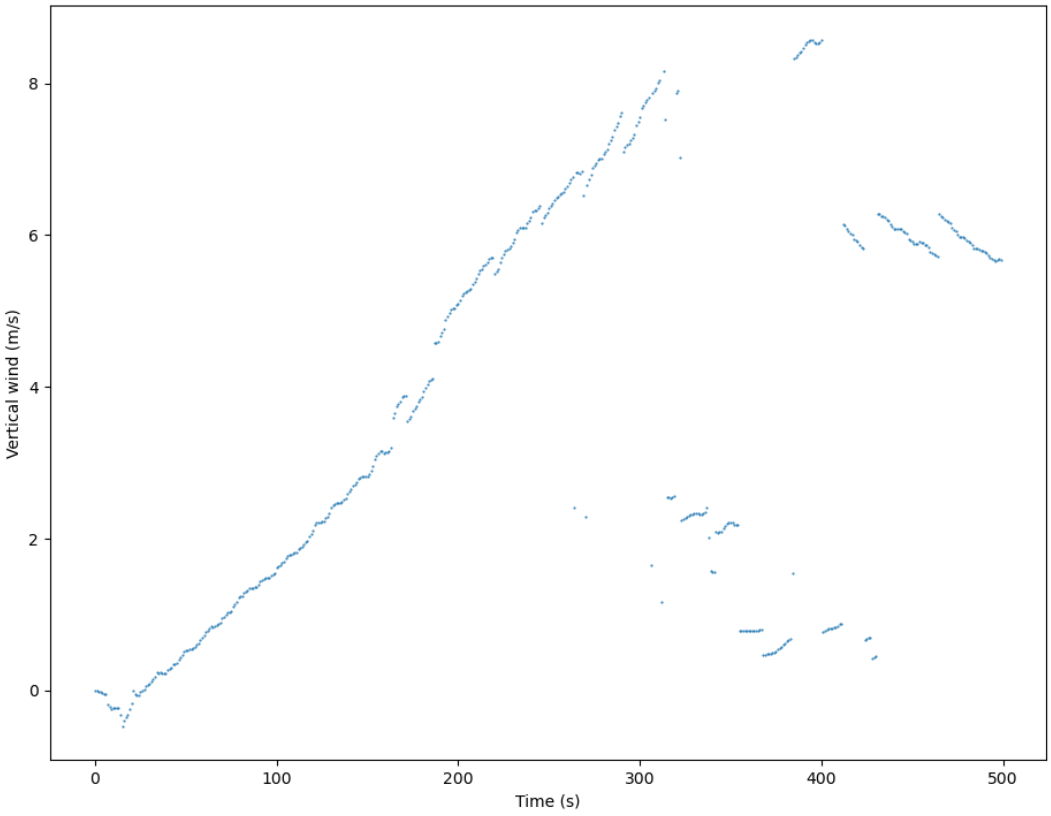


FIGURE 4.19 – Évolution de la composante verticale de la vitesse du vent au point le plus dense en terme de rapport de mélange de glace de CO_2. Deux périodes d'accélération constante sont distinguables et témoignent du début de la condensation sur de nouveaux noyaux poussière. A partir de 300 s, le nuage adopte une nouvelle forme et le point le plus dense en glace de CO_2 suivi n'est plus nécessairement dans le nuage.

Il y a donc une partie du nuage qui contient de la vapeur d'eau qui n'a pas pu condenser, faute de noyaux. À partir de la quatrième phase, cette vapeur d'eau a été transportée par le mouvement du nuage. Un exemple des états de la glace de CO_2, d'eau et de la vapeur d'eau à un instant de la quatrième passe, à $t = 400$ s est illustré au travers de la figure 4.22. À ce stade, le nuage a la forme décrite dans le paragraphe précédent (4.22a). De la vapeur d'eau peut encore être observée dans le domaine du nuage (4.22b) et, étant plus légère que les cristaux de glace de CO_2, a rattrapé le sommet de celui-ci. De la glace d'eau (4.22c) s'est formée dans le sillage du nuage car, lors de son mouvement, celui-ci a atteint des zones où de la poussière était de nouveau disponible comme CCN. À la différence de la première phase, la nucléation du CO_2 n'est plus possible car le rapport de saturation est inférieur au seuil critique. La vapeur d'eau disponible peut donc condenser, même faiblement, et former ce panache de glace. Le profil vertical de température a $t = 400$ s (la figure 4.23 montre les différents phénomènes de condensation prenant place lors de l'ascension du nuage. La convection du nuage s'accompagne d'un refroidissement adiabatique, atteindre de nouvelles zones sursaturées permet donc de continuer la condensation du CO_2 mais aussi de condenser la vapeur d'eau transportée dans le nuage. Ces changements d'état provoquent à leur tour un dégagement de chaleur latente, donc une augmentation de la température sous le nuage. À certaines altitudes, la condensation peut aussi

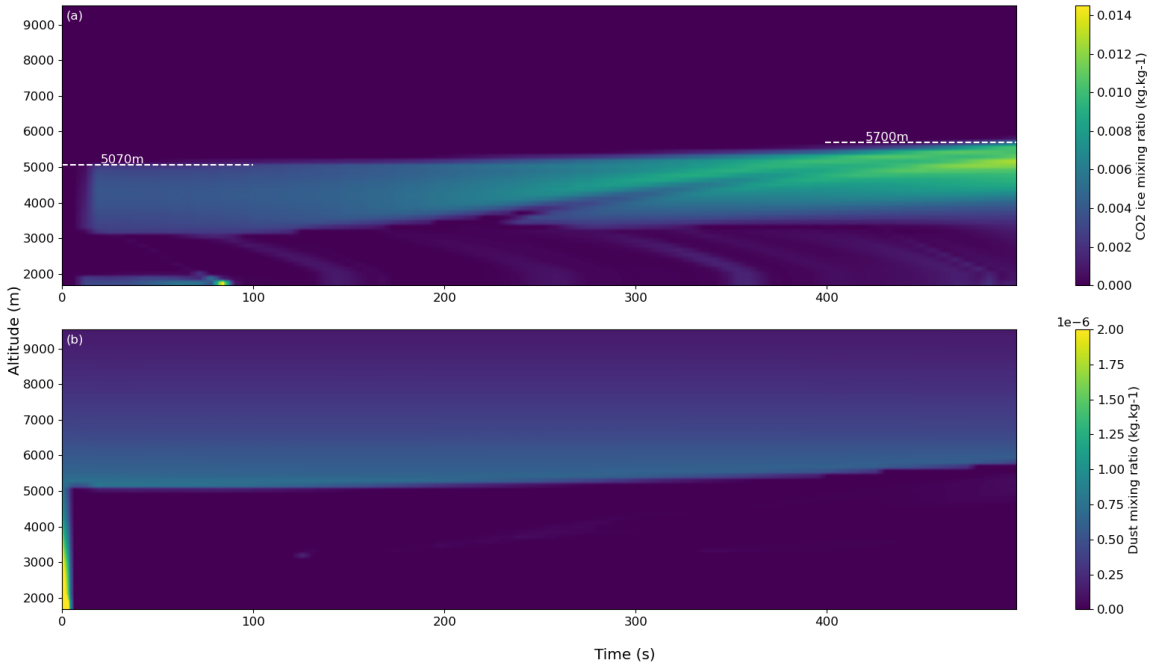


FIGURE 4.20 – (a) Rapport de mélange de la glace de CO_2 au centre du domaine en fonction du temps. Le mouvement ascendant du nuage est observable dès 100s de simulation. Les précipitations continuent tout le long de la simulation et leur intensité varie en fonction des moments. Pendant son ascension, le nuage devient de plus en plus dense en glace de CO_2 en captant de noyaux de poussière sur lesquels la condensation se déclenche. (b) Rapport de mélange de la poussière. Toute la poussière en basse altitude est consommée pour la condensation de l'eau et du CO_2 puis le nuage capte de nouveaux noyaux lors de son ascension.

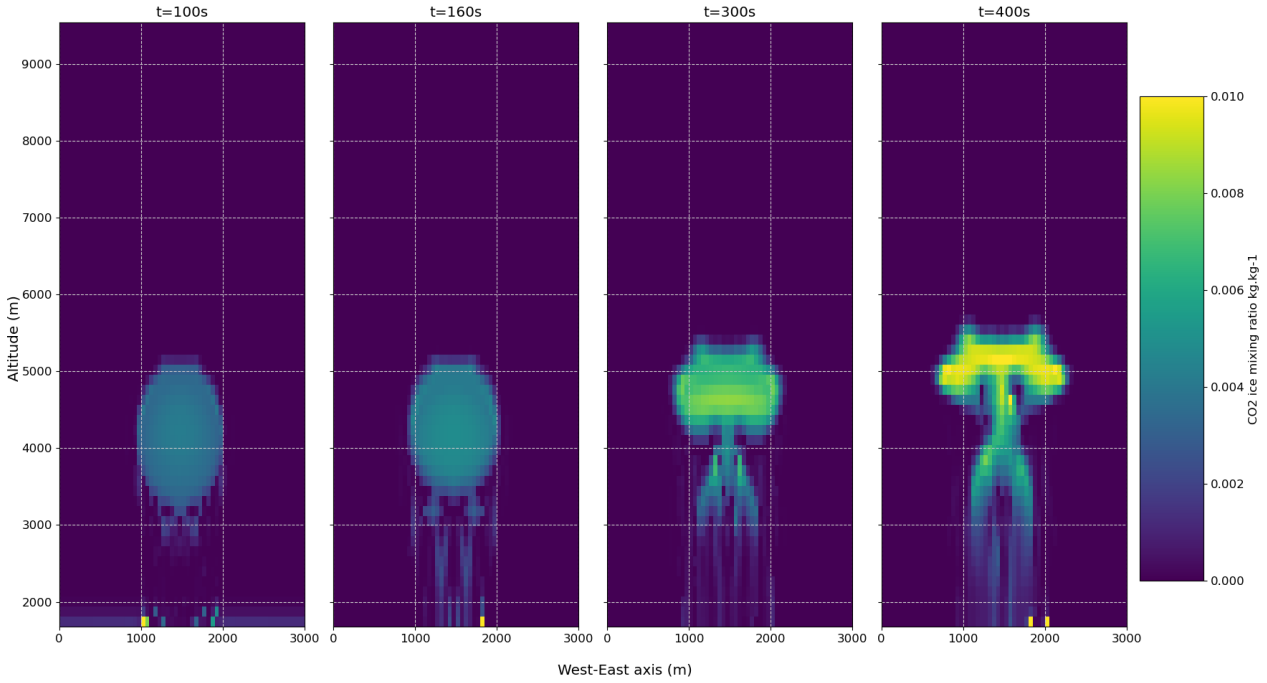


FIGURE 4.21 – Rapport de mélange de la glace de CO_2 à différents instants de la quatrième phase. Du fait de l'écart de vitesse des différentes parties du nuage, la forme de celui-ci évolue. Le bas du nuage est plus rapide que le haut au niveau du centre du nuage, provoquant un écrasement.

s'effectuer sur les noyaux provenant des précipitations, ceci explique notamment l'observation d'une période durant laquelle la température au centre du domaine est plus faible que celle à ses extrémités, légèrement en dessous de 400 Pa. Ce phénomène se retrouve dans les figures 4.22a et c, à proximité de la surface. La valeur plus importante de rapport de mélange de glace d'eau s'explique par la sublimation de certains cristaux de glace de CO_2 qui ont précipité. Certains de ces cristaux ayant initialement condensés sur des cristaux de glace d'eau, celle-ci se retrouve libérée proche de la surface. Il est important de mentionner que cette circulation de la vapeur d'eau au sein du nuage de CO_2 est un artefact de notre simulation idéalisée et de la manière dont le modèle gère la condensation de la glace d'eau. L'état initial utilisé dans notre cas est un profil de vapeur où l'eau n'a pas encore condensé et le bande nuageuse se forme dans le premier pas de temps physique. En réalité, le refroidissement est assez important pour envisager que la vapeur d'eau, qui n'a pas pu continuer à condenser sur la glace d'eau du fait de l'utilisation de ces cristaux pour la condensation du CO_2, puisse à son tour condenser sur des cristaux de glace de CO_2. Cependant, cette éventualité n'a pas été envisagée pour le modèle car, dans l'atmosphère martienne, toute la vapeur d'eau aurait condensée avant même l'installation de la perturbation.

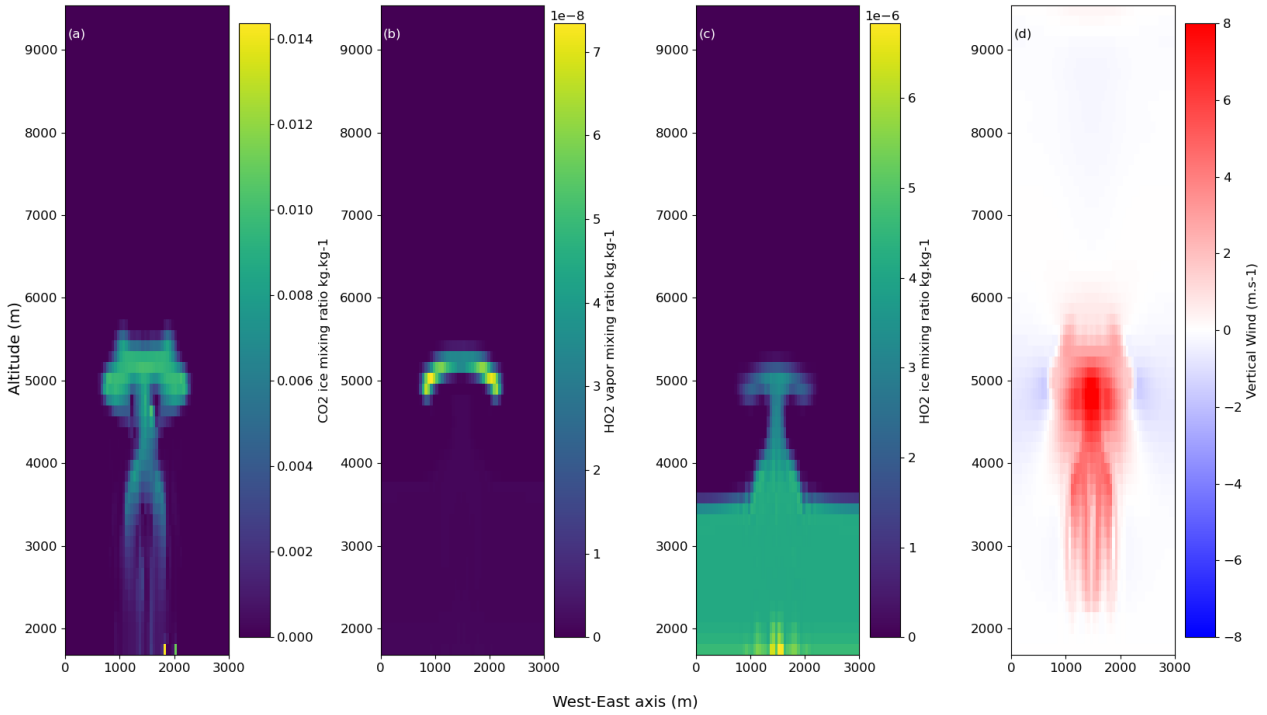


FIGURE 4.22 – États de l'atmosphère après 400s de simulation. (a) Rapport de mélange de la glace de CO_2. (b) Rapport de mélange de la vapeur d'eau. (c) Rapport de mélange de la glace d'eau. (d) Vents verticaux. De la vapeur d'eau n'ayant pas pu condenser lors de la première phase s'est retrouvée "piégée" dans le nuage et a suivi son mouvement, ce qui lui permet de condenser petit à petit en glace dans le sillage du nuage.

4.2.5 Cinquième phase de 501s à la fin de la simulation : fin de la convection et atteinte de l'altitude maximale

Le rapport de mélange de la glace de CO_2 au centre du domaine permet de suivre l'intégralité du mouvement du nuage, et notamment d'évaluer un temps caractéristique nécessaire pour atteindre son altitude maximale. La figure 4.24a montre la suite de l'ascension du nuage. Le

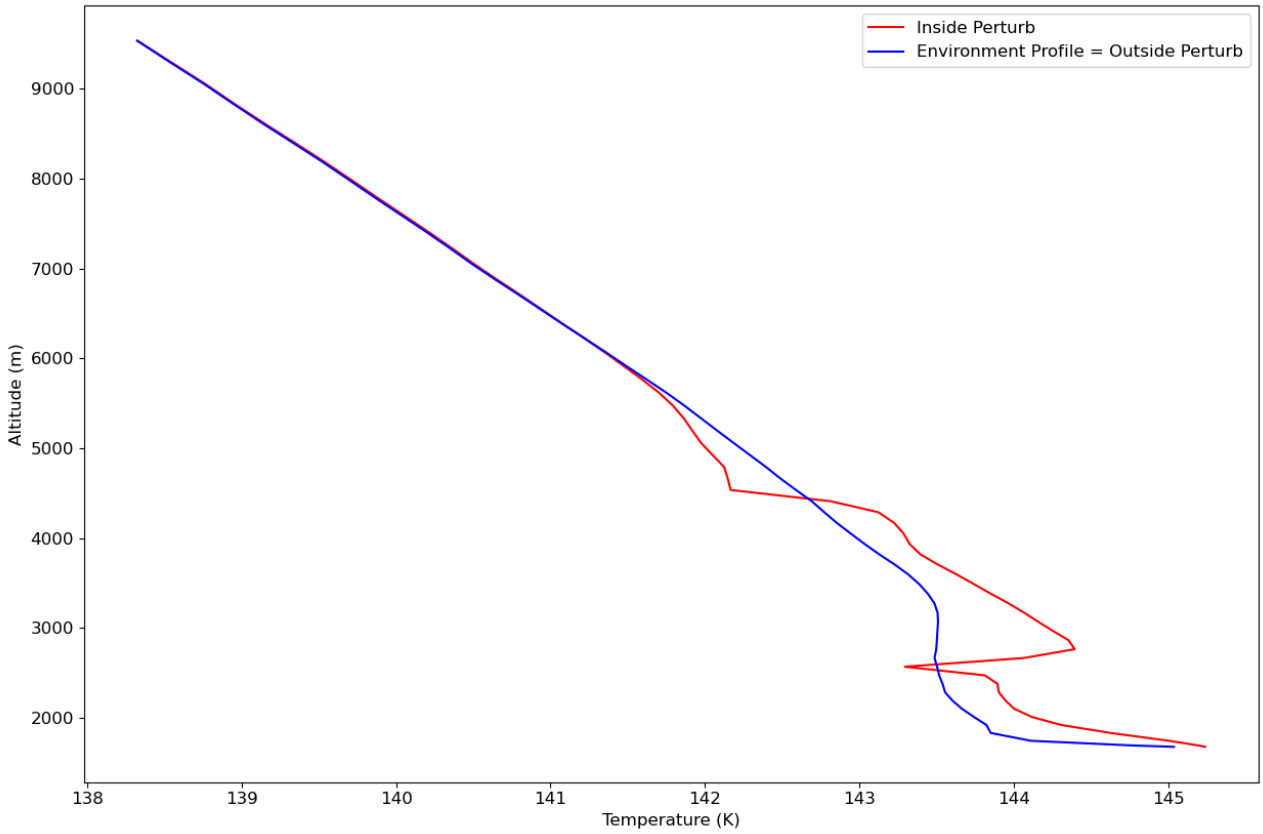


FIGURE 4.23 – Profil vertical de température au centre du domaine à 400s. La convection du nuage s'accompagne d'un refroidissement adiabatique et donc d'un refroidissement de l'atmosphère. La condensation provoque à l'inverse un réchauffement de l'atmosphère sous le nuage par dégagement de chaleur latente. Dans les plus faibles altitudes, des phénomènes de condensation et de convection peuvent avoir lieu sur les noyaux libérés du nuage par précipitation.

sommet du nuage ne bouge plus à partir de τ_{AltMax} = 915 s, à une altitude alt_{max} =6730 m pour le sommet du nuage, ce qui sera considéré comme la fin de la phase convective. Une perturbation de -2 K a donc entraîné une ascension d'environ 1.7 km, ce qui est significatif dans la nuit polaire où les mouvements verticaux de grande échelle sont peu courants et où il n'y a pas de convection de couche limite. À cet instant, les vents verticaux sont toujours ascendants et non nuls mais ne sont plus assez important pour que la force induite surpasse le poids des cristaux du nuage. Le nuage se maintient alors à altitude fixe pendant une certaine période. Le suivi de la durée totale de la simulation et de la convection permet aussi de déduire la période où la convection est la plus intense et la vitesse maximale atteinte par le nuage. C'est autour de t = 400 s que les vents verticaux sont les plus importants (figure 4.24b), avec une valeur maximale atteinte de w_{max}=8.95 m.s^{-1}. L'ordre de grandeur est cohérent avec la valeur trouvée précédemment par calcul de la CAPE (voir section 4.2.3) ; la résolution de la convection semble donc permettre de générer des forces de flottaison "réalistes", et la CAPE pourra servir d'élément de comparaison de différents profils initiaux pour les tests de sensibilité. Le fait que les valeurs de w_{max} et de $\sqrt{2.CAPE}$ soient si proches peut aussi signifier qu'il y a peu d'effets d'entraînement horizontal et de friction dans l'atmosphère martienne. Cette vitesse maximale est atteinte légèrement avant t = 400 s et indique qu'il s'agit d'un moment où la condensation du CO_2 est très intense (et le dégagement de chaleur latente très important). Comme vu lors de l'étude de la quatrième phase, il s'agit approximativement du moment où le nuage change de forme, mais surtout traverse de nouveau des zones sursaturées, ce qui permet de relancer la condensation du CO_2. La vitesse du vent vertical diminue ensuite progressivement entre 500 et

1000 s, alors que les cristaux de glace de CO_2 peuvent continuer de grandir. Le rapport entre les deux forces verticales auxquelles sont soumis les cristaux du nuage diminuent progressivement, jusqu'à atteindre 1 quand le nuage se stabilise. Entre 500 et 1000 s les précipitations se sont intensifiées sous le nuage (4.24a) jusqu'à devenir permanente. Puisque cela fait suite au moment où la condensation du CO_2 semble avoir été la plus intense de la phase convective, des cristaux atteignent en permanence une taille critique où leur poids devient trop important pour continuer l'ascension, leur sédimentation l'emporte.

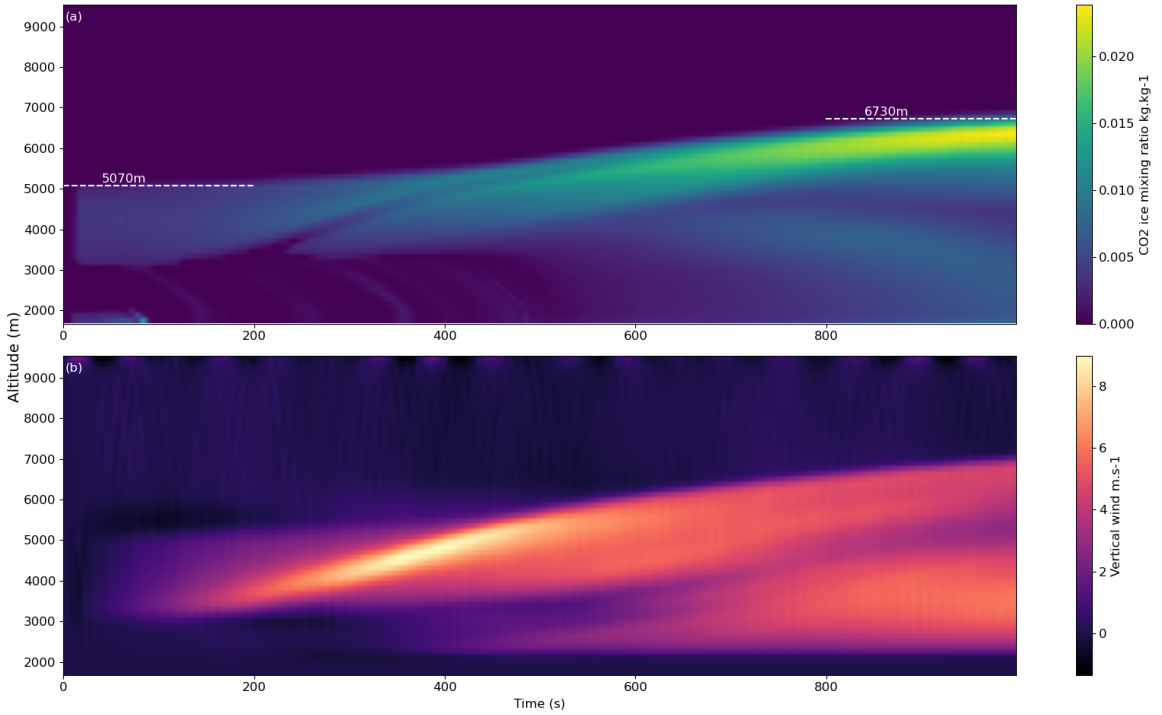


FIGURE 4.24 – (a) Rapport de mélange de glace de CO_2 au centre du profil entre 0 et 1000s. L'altitude maximale est atteinte autour de 915s de simulation. Le nuage est monté d'environ 1.7 km. (b) Vitesse des vents verticaux au centre du profil. La phase la plus intense de convection a lieu peu avant 400s

La forme du nuage continue elle-aussi d'évoluer entre 500 et 1000s. Le nuage se sépare progressivement en plusieurs zones de rapport de mélange de glace de CO_2 élevées. Sur un suivi en coupe de ce rapport de mélange à différents moments de la période 500-1000 s (figure 4.25), 3 morceaux de nuage semblent se dégager, une zone centrale et une zone de chaque côté, plus basse en altitude. Les bords du nuage se sont rapprochés de son centre. Cette modification de structure provient de la mise en place d'une circulation horizontale au sein-même du nuage. Des coupes horizontales du domaine à l'altitude du maximum du rapport de mélange de glace de CO_2 permettent d'observer l'évolution des vents horizontaux (figure 4.26). Les vents au centre du nuage sont relativement faibles mais celui-ci est entouré d'une couronne où les vents sont divergents à $t = 600$ s. En simultanée, les vents entourant les bords du nuage sont eux convergents, et tendent à ramener les cristaux vers l'intérieur du nuage. Dès $t = 700$ s, les vents ont convergé vers des zones intermédiaires du nuage où les noyaux de glace s'accumulent : le rapport de mélange augmente donc logiquement (couronne verte dans le nuage). Une fois cette couronne mise en place, la condensation y est importante et, à la même manière qu'au centre, les vents l'entourant deviennent divergents. Il est possible d'en déduire que, lors de la convection, des zones où la condensation du CO_2 est forte vont provoquer la mise en place de cellule de vent dont la forme ressemble à un anneau. Le centre du nuage, ayant un

mouvement rapide, va provoquer des vents descendants, qui vont ralentir le reste du nuage. La coupe à $t = 900$ s permet notamment de voir que les zones décrites précédemment sont en fait reliées. La forme finale du nuage, quand celui-ci à atteint son altitude maximale, est donc un îlot central, entouré d'une bande où s'est regroupée la majorité des cristaux de glace de CO_2.

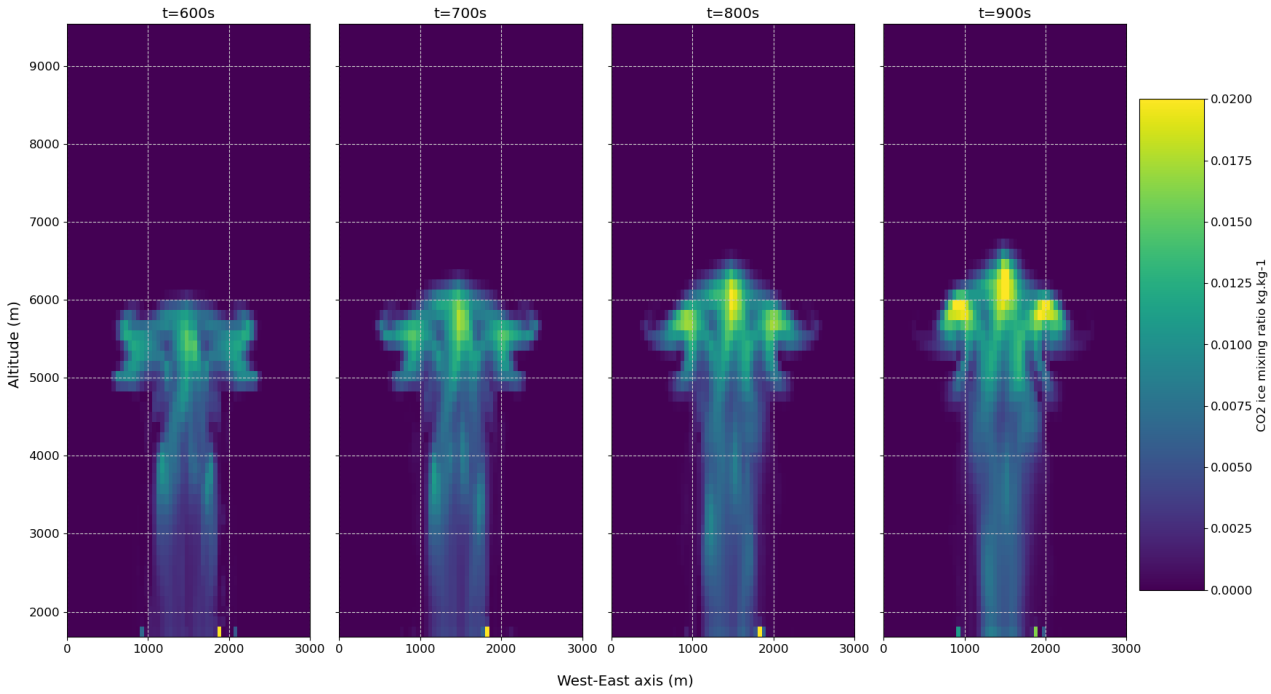


FIGURE 4.25 – Rapport de mélange de la glace de CO_2 à différents instants de la phase 500-1000 s. Le nuage semble se disloquer en plusieurs parties. Les extrémités se resserrent vers le centre et des zones intermédiaires émergent.

Conclusion de l'étude de la simulation de référence

Une perturbation réaliste de seulement -2 K, pouvant être causée par la propagation d'une onde de gravité, déclenche donc non seulement la condensation du CO_2, mais aussi la convection du nuage. L'étude complète du mouvement du nuage jusqu'à son altitude maximale a permis de déterminer différents temps caractéristiques de la formation et de l'évolution du nuage :

— condensation du CO_2 pour la formation du nuage : $\tau_{condens} = 18$ s
— début de la convection visible du nuage : $\tau_{convec} = 102$ s
— le nuage atteint sa vitesse maximale : $\tau_{Wmax} = 400$ s
— le nuage atteint son altitude maximale, fin de la convection visibile : $\tau_{AltMax} = 915$ s

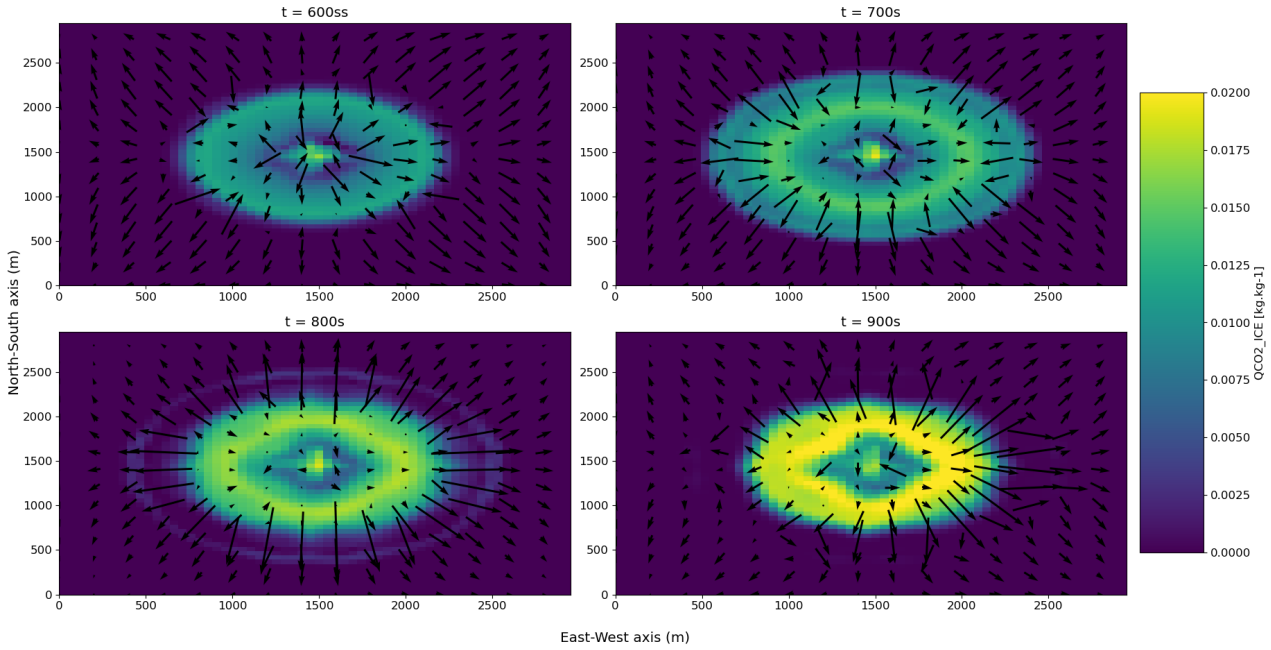


FIGURE 4.26 – Carte des vents horizontaux à l'altitude du maximum de rapport de mélange de glace de CO_2 aux mêmes instants que la figure 4.25. La différence de vitesse entre le centre et les bords du nuage mène à la mise en place de cellule, concentrant une grande partie des cristaux de glace de CO_2 non centraux dans une couronne circulaire. Les flèches les plus grandes, à 800s, correspondent à un ordre de grandeur de 2 $m.s^{-1}$.

4.3 Tests de Sensibilité

4.3.1 Sensibilité à la température

Les premiers tests de sensibilité effectués portent sur la température de la perturbation ajoutée dans l'atmosphère afin d'en étudier l'impact sur les différents aspects du mouvement convectif. Les simulations se divisent en trois catégories et nous donnons ci-dessous les noms que nous utiliserons pas la suite pour désigner plus facilement les différents cas qui sont comparés à la simulation de référence présentée précédemment (désignée par la suite par le nom **simuref** et par la couleur bleue sur les figures) :

- les simulations où la perturbation initiale est plus chaude que la simulation de référence à -2 K. Deux simulations ont été réalisés, avec des écarts de température potentielle au centre de la perturbation valant $\Delta\theta = -0.5$ K et $\Delta\theta = -1$ K. Seuls les résultats de la simulation à -1 K seront présentés par la suite, une simulation à seulement -0.5 K n'ayant pas été suffisante pour former un nuage de glace de CO_2, et sera appelée **simu1** (courbe magenta sur les figures).
- les simulations où la perturbation initiale est plus froide que la simulation de référence mais demeure dans le domaine des écarts de température réalistes, ayant pu être observés ou trouvant une explication dans la propagation de différents types d'onde de gravité (Tobie et al., 2003). Ces deux simulations, avec des écarts de température initial de $\Delta\theta = -5$ K et $\Delta\theta = -10$ K, seront respectivement baptisées **simu5** (couleur verte) et **simu10** (couleur orange). Nous feront quelque fois mention de simulations **réalistes** pour englober à la fois la simu1, et les simu2, simu5 et simu10.
- les simulations **extrêmes**, où la perturbation est beaucoup plus froide que la simulation de référence, atteignant des valeurs irréalistes (jamais observées) mais dont l'exploration par la modélisation permettra de délimiter les cas de nuages explicables par notre modèle

(ainsi que les limites éventuelles du modèle lui-même). Les écarts de températures étant de $\Delta\theta = -20$ K et $\Delta\theta = -28$ K, les simulations seront logiquement nommées **simu20** (couleur rouge) et **simu28** (couleur marron). A noter qu'une simulation à $\Delta\theta = -30$ K provoque des instabilités numériques très rapidement dans le modèle, et ne permet pas de suivre l'évolution d'un quelconque nuage.

Le profil vertical de température initial au centre du domaine (figure 4.27) montre les écarts entre le centre de la perturbation et l'environnement. Du fait de la formule de calcul de la température potentielle, les différences réelles de température ne sont pas exactement les valeurs données pour chaque simulation, mais restent à des ordres de grandeur similaires et permettent bien de faire la distinction entre les trois types de simulation de test. Seule la température au centre de la perturbation est modifiée entre les simulations, et non le volume de la parcelle qu'occupe celle-ci initialement : il y a donc un gradient de température beaucoup plus important pour les températures extrêmes.

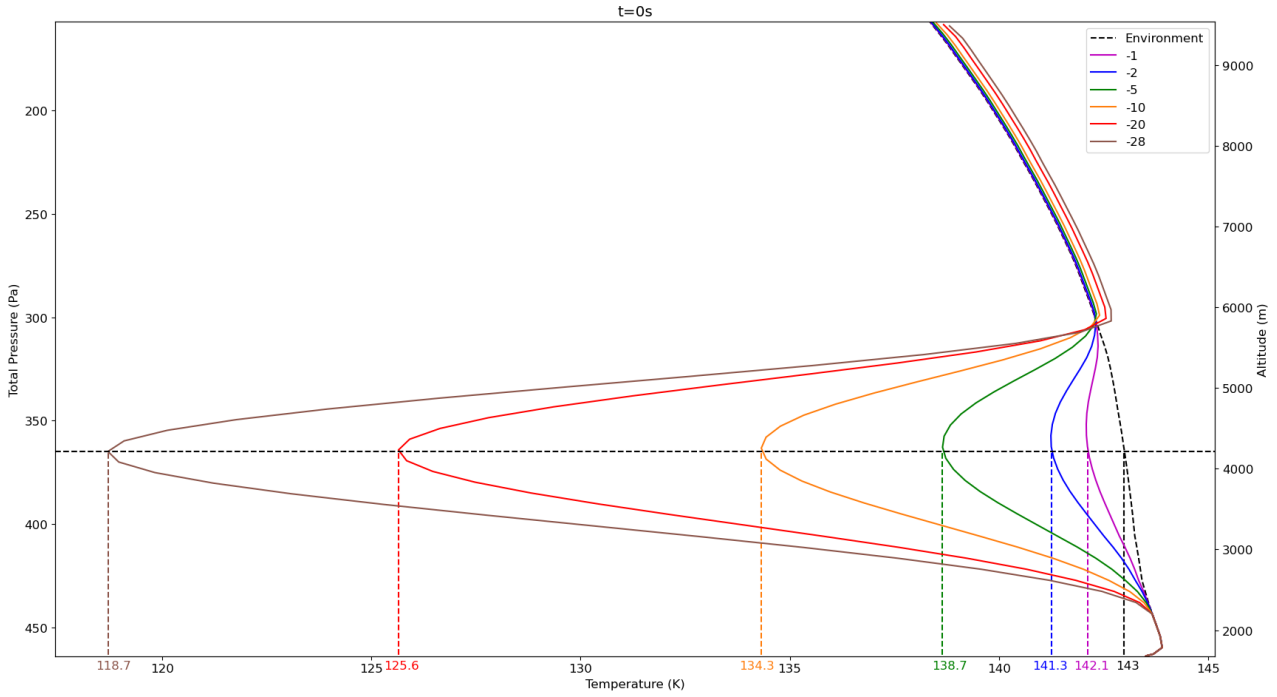


FIGURE 4.27 – Profil vertical initial de température au centre du domaine. Les températures minimales atteintes dans la perturbation pour chacune des 6 simulations sont données en comparaison de l'écart en température réelle utilisé pour les désigner.

Avant de rentrer dans le détail des différentes étapes de la formation, puis de l'évolution, du nuage de glace de CO_2, il convient d'analyser l'évolution globale de la densité de colonne de la glace de CO_2 au cours du temps (figure 4.28) afin de vérifier si les phases repérées précédemment pour la simulation de référence sont aussi repérables pour les autres simulations. L'apparence globale de l'évolution semble être la même pour les 4 simulations réalistes, on retrouve bel et bien quatre phases distinctes, avec successivement une croissance très rapide et très forte de la densité de colonne, une augmentation plus lente et constante, une diminution légère qui précède le début de la phase croissante pendant le reste de la période étudiée. Le comportement des simulations extrêmes diffère cependant légèrement des simulations réalistes. Bien que la seconde phase, la phase d'extension du nuage, semble beaucoup plus instable, les deux premières phases (formation et extension) semblent bien être présentes. Toutefois, il n'y a pas de phase de décroissance de la densité de colonne de la glace de CO_2, et la croissance de l'éventuelle quatrième phase est beaucoup moins nette et beaucoup plus saccadée. L'étude des évènements

se passant durant chacune de ces phases est réalisé par la suite et permet d'expliquer l'origine de ces différences.

La figure 4.28 permet aussi d'avoir une première comparaison des temps caractéristiques de chaque simulation. Il était envisageable que les phases se maintiennent pour chaque simulation mais que leur durée soit dépendante de la température initiale de la perturbation. Il apparaît finalement que le temps caractéristique de la première phase (formation), soit $t = 18$ s, soit indépendant de cette température initiale. La seconde phase (extension), qui dure de 18 à 75 s pour la simuref, semble elle aussi indépendante de la température initiale tant que l'on reste dans le domaine des simulations réalistes (puisqu'il n'y a pas de distinction nette entre deuxième et troisième phase pour les simulations extrêmes). Enfin, la fin de la troisième phase (intensification des précipitations), à $t = 102$ s pour la simuref, semble varier très légèrement entre les différentes simulation réalistes, avec une éventuelle période de stagnation très courte pour la simu10 à la fin de la troisième phase. Enfin, le taux d'augmentation de la densité de colonne de glace de CO_2 durant la quatrième phase (convection) peut aussi être comparée entre les simulations. L'augmentation relative est la plus importante pour les simuref et simu5, ce qui laisse supposer d'un plus grand rapport condensation/précipitations.

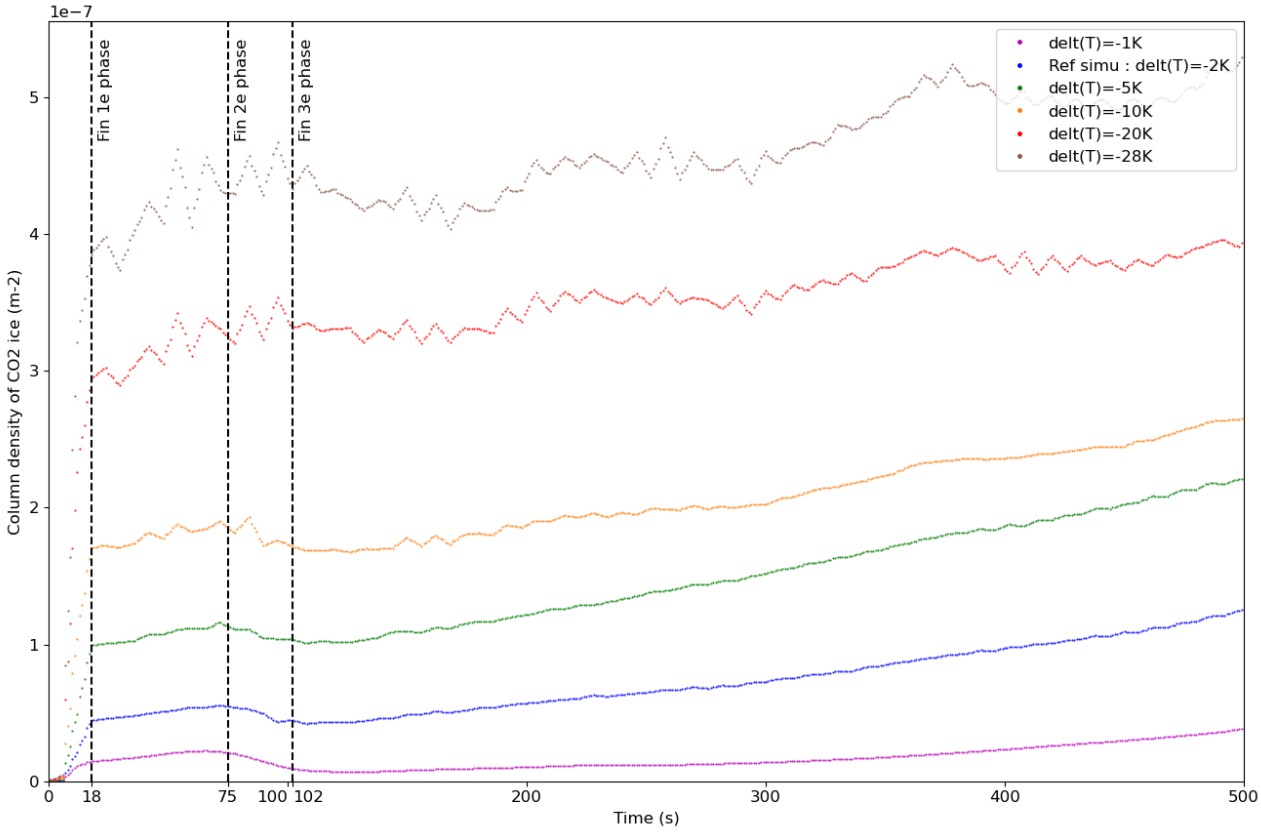


FIGURE 4.28 – Densité de colonne de la glace de CO_2 au centre du domaine pour chaque simulation. Les temps caractéristiques de chacune des phases de la simulation de référence sont indiqués à titre de comparaison.

Étude de la première phase : formation du nuage et nucléation

Durant l'étude de la simulation de référence, nous avions vu que la première phase consistait en la formation du nuage. Très rapidement, il y avait nucléation de la glace de CO_2 sur les noyaux disponibles (grain de poussière et glace d'eau) puis condensation de la vapeur sur ces cristaux. La nucléation est possible lorsque le rapport de saturation du CO_2, S, est supérieure à une

valeur seuil, caractéristique de la taille des noyaux. L'évolution du rapport de saturation du CO_2 dans un profil vertical au centre du domaine pendant la première phase (figure 4.29) permet de comprendre pendant combien de temps la nucléation est possible pour chaque simulation. La ligne verticale à $S = 1.35$ sert ici d'ordre de grandeur, il s'agit d'une mesure en laboratoire de valeur typique de valeur de sursaturation pour des grands CCN, qui ne peut être pris comme valeur stricte de comparaison (car les conditions de formation des cristaux ne sont pas les mêmes), mais permet cependant d'évaluer vers quel instant le rapport de saturation n'est plus suffisant pour continuer la nucléation. Cela explique notamment pourquoi la simu1, bien qu'ayant un rapport de saturation en permanence inférieur à la valeur utilisée pour la figure, permet quand même la formation d'un nuage de glace de CO_2.

Le rapport de saturation initial (à $t = 1$ s, soit le premier pas de temps, pour que le modèle ait pu adapter le rapport de saturation à la perturbation) est logiquement plus élevé pour les simulations les plus froides. Le rapport de saturation diminue très rapidement pendant la première phase, et d'autant plus rapidement en proportion que la valeur initiale était élevée. À partir de $t = 10s$, les simulations passent successivement sous le seuil de nucléation, mais l'atmosphère reste sursaturée et la condensation de la vapeur de CO_2 sur les cristaux précédemment formés continuent. La valeur réelle du seuil critique est donc bien du même ordre de grandeur que les valeurs présentées dans d'autres études (Tobie et al., 2003; Colaprete et al., 2003), et est cohérente avec les estimations de Listowski et al. (2013) pour les sursaturations typiques de la troposphère polaire (estimations : $S < 2$). Bien que la perturbation ait la même taille pour chaque simulation, la couche verticale où la nucléation est possible est plus épaisse pour les simulations les plus froides. Or, on observe qu'à $t = 18$ s, le rapport de saturation vaut 1 sur toutes les couches où la nucléation a été possible. Cela signifie donc que l'atmosphère autour du nuage est davantage sursaturée ($S > 1$) pour les perturbations les moins froides, ce qui aura notamment pour effet de relancer la condensation lors d'un éventuel mouvement convectif ascendant qui transpose les cristaux dans une zone encore sursaturée.

L'analyse des simulations extrêmes permet aussi de repérer une évolution asymétrique par rapport au centre de la perturbation. Le rapport de saturation est initialement une gaussienne dont le centre est le centre de la perturbation. Nous avons vu que le dégagement de chaleur latente du changement de phase réchauffait le volume de la perturbation de sa limite inférieure vers son sommet. Cela explique que le rapport de saturation soit plus rapidement compensé dans les couches inférieures, d'où le décalage observé à $t = 10$ s.

Enfin, la simu1 semble adopter un comportement différent des 5 autres simulations. La nucléation étant possible sur une couche d'une très faible épaisseur, le nuage est manifestement très petit. Mais la différence réside surtout qu'au bout de 18s, le rapport de saturation n'a pas encore été totalement compensé puisque le dégagement de chaleur latente est trop faible, l'atmosphère est donc entièrement encore sursaturée et la condensation peut continuer dans le nuage au-dela de la première phase.

Il est aussi important de mentionner que pour les simulations extrêmes, l'atmosphère apparaît comme étant sous-saturée ($S < 1$) au dessus de la perturbation. Il ne semble pas y avoir d'explication possible à un réchauffement aussi rapide de l'atmosphère, et ce malgré une perturbation si brusque. Ce réchauffement est un artefact de la gestion de la perturbation par le modèle, et la propagation d'une onde non réaliste.

L'étude du rapport de saturation du CO_2 semble indiquer que la nucléation est possible pendant davantage de temps pour les simulations les plus froides, il serait donc logique que la première phase soit d'autant plus longue que la perturbation initiale est importante. La figure 4.30 montre le rapport de mélange des noyaux de condensation (CCN) de la glace de CO_2 au centre de la perturbation pendant la première phase et permet donc de suivre la nucléation par l'activation de nouveaux noyaux. On observe alors que le rapport de mélange atteint un

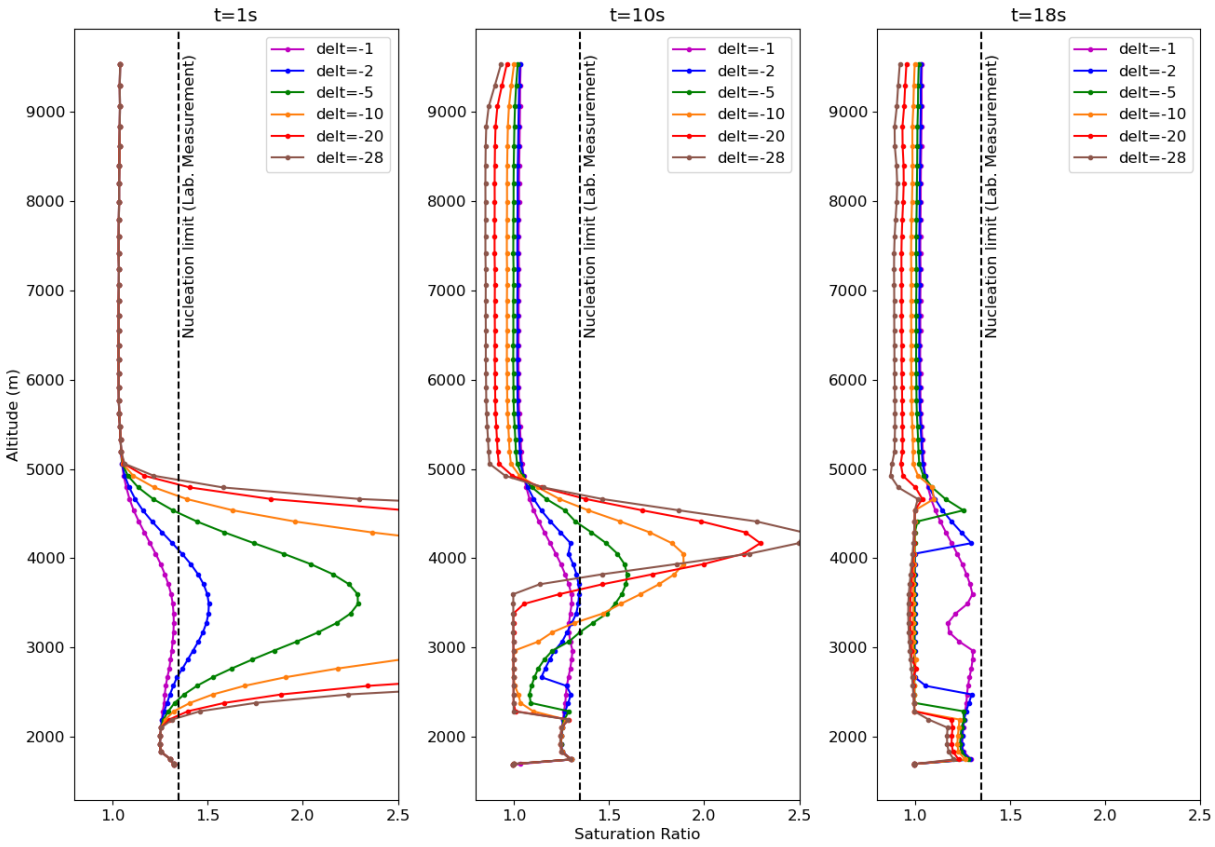


FIGURE 4.29 – Profil vertical du rapport de saturation du CO_2 au centre du domaine. Les abscisses sont égales donc les valeurs maximales ne sont pas affichées à 1 s pour certaines simulations : $S_{-10} = 4.8$, $S_{-20} = 24.7$ et $S_{-28} = 109$. Valeur maximale non affichée 10s : $S_{-28} = 2.52$. La valeur seuil indiquée à $S = 1.35$ est une mesure en laboratoire du seuil de nucléation dans des conditions précises de CO_2 sur une surface plane de glace d'eau, et doit être vue comme un ordre de grandeur

maximum dès $t = 6$ s, dont la valeur ne dépend pas de la température de la perturbation, alors que le rapport de saturation est toujours au dessus du seuil critique de nucléation pour la plupart des simulations. Cela signifie que le facteur limitant de la nucléation est ici le nombre de noyaux initialement disponibles : tous les noyaux sont activés pour toutes les simulations. Dans ces conditions, on en conclut donc que le temps de formation du nuage $\tau_{condens}$ est indépendant de la température initiale de la perturbation. Il serait néanmoins intéressant de savoir si en augmentant le nombre initial de noyaux, en augmentant le nombre de grains de poussière par exemple, la première phase serait plus longue pour les perturbations les plus froides. Cette étude consiste notre deuxième étude de sensibilité dans la section 4.3.2.

Une fois le maximum atteint, on observe aussi qu'une diminution se met en place, et d'autant plus rapidement que la simulation est froide. Puisqu'il s'agit du nombre de CCN à un point précis (centre de la perturbation), cela signifie que certains noyaux ont quitté leur position initiale. Cela témoigne soit de la mise en place des précipitations, qui interviendraient plus rapidement pour les simulations extrêmes, et dont l'intensité semble être plus importante, soit d'un mouvement du nuage dans son ensemble.

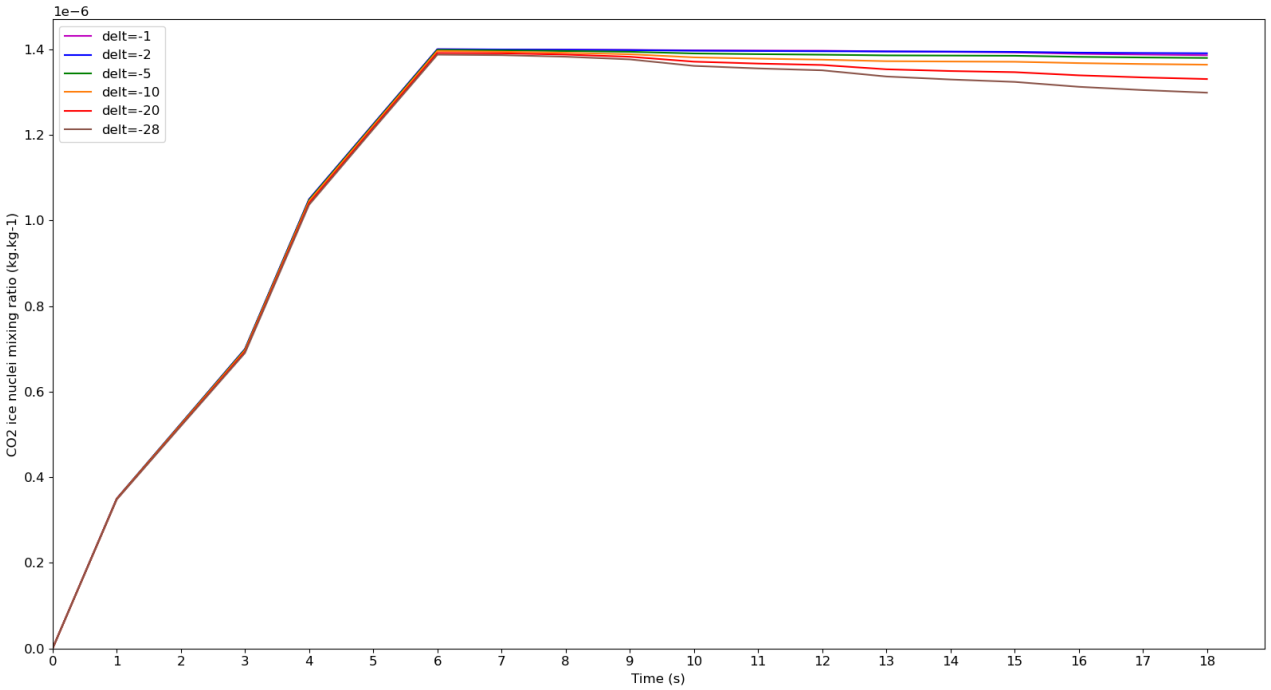


FIGURE 4.30 – Évolution du nombre de noyaux de condensations du CO_2 durant la première phase au centre de la perturbation. Toutes les simulations activent tous les noyaux disponibles pour la nucléation. Les précipitations se mettent en place plus rapidement pour les perturbations les plus froides.

Étude de la deuxième et troisième phase : condensation et mise en place de la convection

Au terme de la phase de formation du nuage, les profils verticaux de température au centre du domaine (figure 4.31) permettent d'accentuer la classification des différentes simulations. Les simulations réalistes ont toutes un comportement très similaire. Le dégagement de chaleur latente a réchauffé l'atmosphère et les profils sont quasiment superposés dans les altitudes occupées par le nuage. La différence se trouve plutôt sur les limites inférieures et supérieures du nuage. Même si la perturbation initiale occupait le même espace, la circulation atmosphérique accompagnant le dégagement de chaleur latente implique un réchauffement de l'atmosphère légèrement plus éloignée du nuage pour la simu5 que pour la simuref. La différence est d'autant plus notable pour la simu10, où le réchauffement est tel que le profil central et en toute altitude plus chaud que l'environnement au dessus du nuage.

La simu10 sert ici de résultat intermédiaire entre les simulations réalistes et les simulations extrêmes. Le réchauffement global du profil au dessus du nuage se retrouve pour les perturbations les plus froides. De même, l'altitude en dessous du nuage à partir de laquelle l'atmosphère n'est plus réchauffée est identique pour les trois simulations les plus froides alors que la condensation était manifestement beaucoup plus intense pour les simulations extrêmes. Au coeur du nuage, le comportement de la simu10 est beaucoup plus proche de celui des simulations réalistes, avec une décroissance constante de la température en fonction de l'altitude. Pour les simulations extrêmes, il existe une partie du nuage où le réchauffement est beaucoup plus intense. La répartition de la chaleur est donc beaucoup moins homogène.

Logiquement, l'évolution particulière du rapport de saturation vu précédemment pour la simu1 se rapporte sur le profil de température. Puisque la nucléation était très localisée, le dégagement de chaleur latente est faible et n'a pas encore suffi à compenser la perturbation froide initiale.

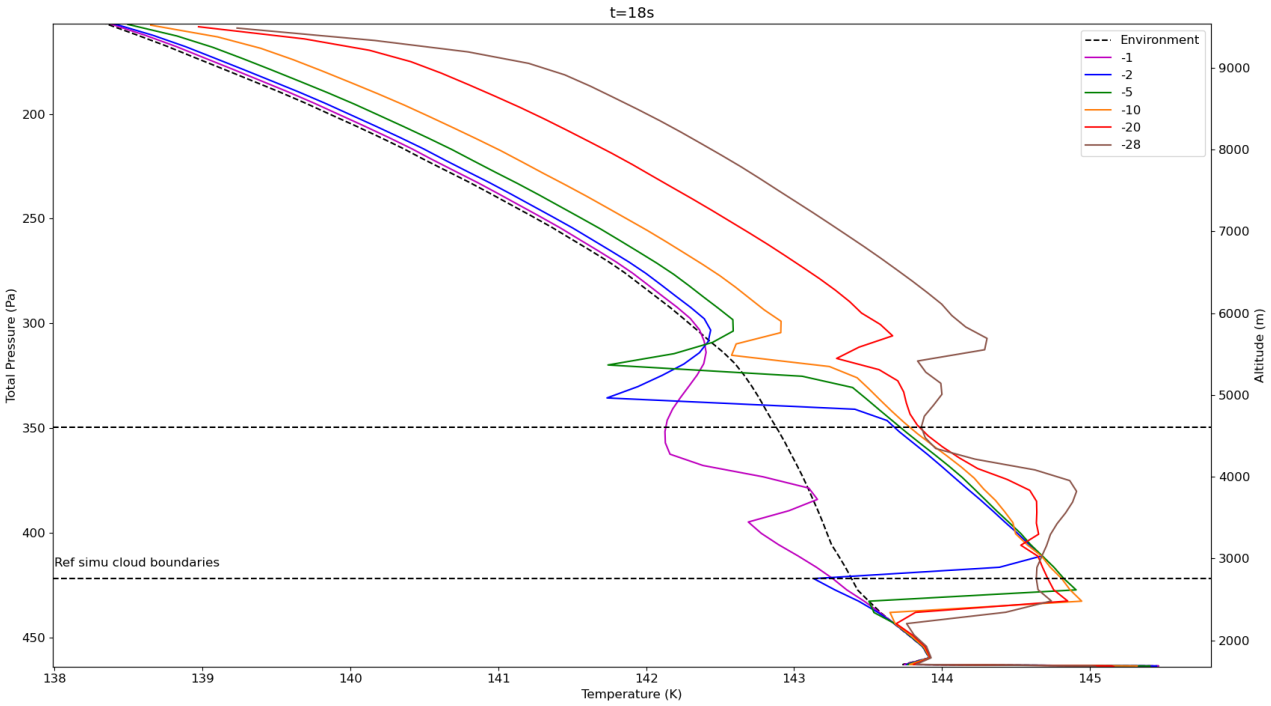


FIGURE 4.31 – Comparaison du profil vertical de température au centre de la perturbation et dans l'environnement à 18s. Trois classes se distinguent : la simu1 qui n'a pas encore réchauffé l'atmosphère ; les simu2 et simu5 où l'évolution de la température en fonction de l'altitude dans le nuage est constante ; les simu 20 et 28 où le réchauffement est beaucoup plus intense au centre du nuage. La simu10 est un intermédiaire entre les simulations réalistes et extrêmes.

L'étude de la simulation de référence avait montré qu'une fois la nucléation terminée, la condensation continue dans le nuage, d'abord par croissance du nuage lui-même, puis par croissance des cristaux. Toutefois, nous avons démontré que le profil de température n'avait pas évolué pendant l'intégralité de la deuxième et troisième phase, soit de $t = 18$ s à $t = 102$ s. Nous regardons donc les profils verticaux de température des autres simulations à $t = 102$ s : il s'agit uniquement d'un comportement observable pour la simulation de référence. Pour l'intégralité des autres simulations, le profil de température a évolué pendant les deuxième et troisième phases (figure 4.32). L'évolution reste cependant peu notable pour les simu5 et simu10 pour lesquelles l'atmosphère au sein du nuage s'est encore légèrement réchauffée. La chaleur latente dégagée par le changement d'état de la première phase n'avait pas encore été totalement compensée au bout de 18 s. La simu1 suit une évolution similaire aux autres évolutions réalistes, mais confirme que les temps caractéristiques de formation complète du nuage, puis de croissance de celui-ci sont bien plus longs. Une perturbation plus faible amène donc un ralentissement de la croissance de formation du nuage.

Le comportement des simulations extrêmes est totalement différent. Là ou les simulations réalistes semblent mettre des temps différents à atteindre un écart de température maximum entre nuage et environnement qui se stabilise ensuite, l'écart de température a diminué pour les simulations extrêmes. Afin de calculer le potentiel convectif des nuages formés par chacune des simulations, nous considérons donc l'instant où l'écart est le plus important entre le centre du nuage et l'environnement, tant que le nuage ne s'est pas encore déplacé et reste donc centré sur son altitude de départ. Les résultats théoriques de force de flottaison, de CAPE et de vitesse verticale maximale sont présentés dans la table 4.2. Lorsque la perturbation est plus froide, la condensation est plus intense, le dégagement de chaleur latente est donc plus important, ce qui

amène à un écart de température maximal plus important, et qui arrive plus rapidement (pour la simulation de référence, l'écart n'ayant pas varié entre 18 et 102 s, nous considérons le temps le plus tardif, synonyme de convection). Nous verrons par la suite que, pour les simulations extrêmes, le résultat du temps d'atteinte de l'écart maximal de température est biaisé par un déplacement du nuage. Nous trouvons donc un résultat qui semble intuitif, plus la perturbation est froide, plus la force de flottaison sera élevée et donc plus le potentiel convectif du nuage sera important. Cela devrait donc, en théorie, donner des nuages pouvant soit aller plus haut, soit atteignant leur altitude maximale beaucoup plus rapidement pour les simulations les plus froides.

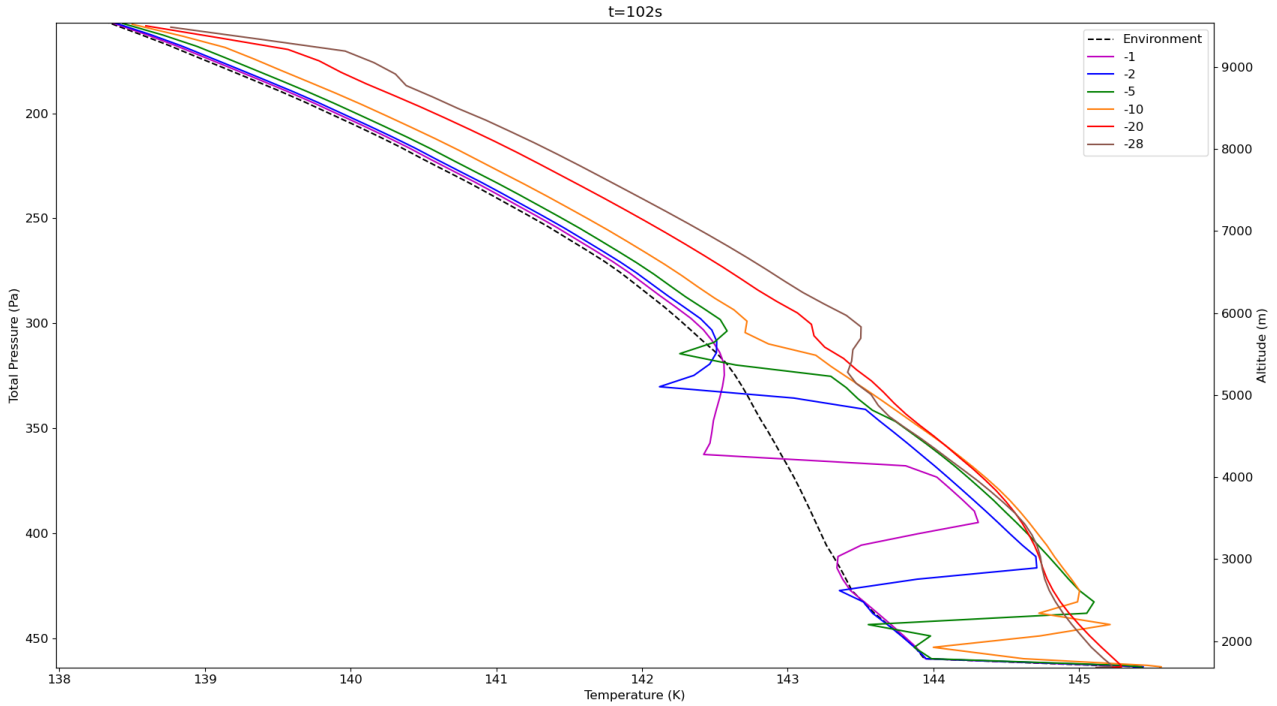


FIGURE 4.32 – Comparaison du profil vertical de température au centre de la perturbation et dans l'environnement à 102 s. La simulation 1 suit le même cheminement que les autres simulations réalistes mais avec des délais plus longs. Les simulations extrêmes ont un comportement particulier : l'atmosphère se refroidit au niveau du nuage.

TABLE 4.2 – Potentiel convectif de chaque simulation avec variation de la température de la perturbation

Simulation	ΔT_{max} (K)	$t_{\Delta T}$ (s)	b (J)	$CAPE$ $(J.kg^{-1})$	W_{th} $(m.s^{-1})$
simu1	0.36	199	0.009	13.3	5.16
simuref	1.05	102	0.027	39	8.82
simu5	1.10	84	0.029	40.7	9.02
simu10	1.39	84	0.036	51.4	10.1
simu20	1.92	84	0.05	71	11.9
simu28	2.40	96	0.062	88.8	13.3

Pour comprendre pourquoi les simulations extrêmes s'écartent du déroulé des simulations réalistes, nous nous intéressons à l'évolution de la vitesse des vents verticaux pendants les premières phases (figure 4.33). Très rapidement, la vitesse au point le plus condensé en CO_2, c'est-à-dire le centre du nuage tant que celui-ci maintient sa forme initiale, devient négative. Là où ces vitesses étaient très faibles, et surtout très rapidement compensées par la flottaison

provoquée par le dégagement de chaleur latente pour la simuref, celles-ci sont bien plus importantes pour les simulations extrêmes. Ainsi, le nuage a le temps d'entamer un mouvement descendant pendant les premières phases. Suivant cette phase, la vitesse augmente progressivement et de manière très similaire pour la simu20 et la simu28. La phase descendante aurait donc compensée l'écart de température entre ces deux simulations et aurait mis le nuage dans les conditions les plus extrêmes permettant la convection par la suite.

Cette phase descendante est causée par la différence de température entre la perturbation et l'environnement : la bulle étant plus froide, elle va subir un mouvement descendant pour rétablir l'équilibre thermique. Ce résultat est donc cohérent avec l'évolution de la densité de colonne de glace de CO_2. Plus les simulations sont froides, plus la condensation du CO_2 est intense mais sur le même nombre de noyaux, les simulations les plus froides déclenchant la nucléation sur des CCN plus bas en altitude. Cela implique donc que la taille des cristaux soient beaucoup plus importantes pour les simulations extrêmes que pour les simulations réalistes. L'écart de température entre les perturbations est devenu un écart de distribution des tailles de cristaux de glace de CO_2. Cette différence est d'autant plus important au centre du nuage, où la condensation est la plus forte. Il faut donc une vitesse verticale plus élevée pour soulever les cristaux des simulations les plus froides, ceux-ci étant plus lourds et ayant donc une sédimentation plus importante. Par comparaison avec le temps nécessaire pour la simuref, soit $t = \tau_{convec} = 102$ s, on peut déduire que les vitesses verticales nécessaires seront atteintes plus tardivement quand les écarts de températures initiaux sont plus élevés.

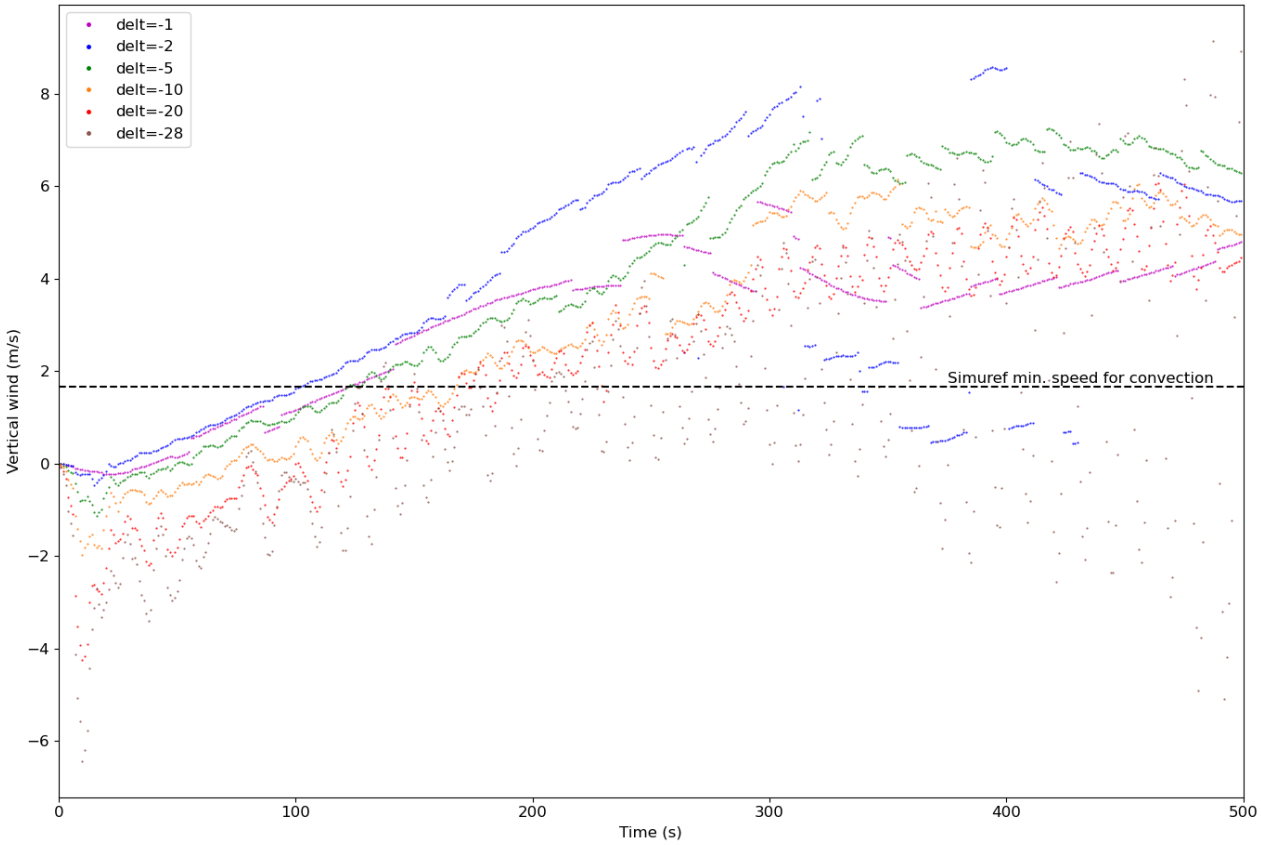


FIGURE 4.33 –

Les deuxièmes et troisième phase, distinguables sur la simulation de référence, sont donc très sensibles à la température initiale de la perturbation. Le temps caractéristique de mise en place de la convection visible τ_{convec} augmente lorsque la perturbation est plus froide. Il apparaît aussi un nouveau temps caractéristique à partir d'un certaine perturbation, qui correspond à

un mouvement descendant du nuage sous le poids des cristaux de glace de CO_2 : $\tau_{descente}$. Ce dernier est d'autant plus long que la perturbation est froide.

Étude de la quatrième phase : convection visible et précipitations

Nous étudions maintenant l'impact de la température initiale de la perturbation sur le développement de la convection visible, soit sur l'altitude maximale atteinte, le temps caractéristique pour l'atteindre, et le temps caractéristique pour atteindre le maximum de vitesse verticale. La figure 4.34 montre l'évolution temporelle du rapport de mélange de glace de CO_2 au centre du domaine, et donc au centre supposé du nuage, pour les simu2, 5, 10 et 20. La phase descendante déterminée précédemment est ici illustrée clairement : elle est bien d'autant plus visible et longue que la perturbation initiale est froide. De même, on retrouve bien que la convection commence à être visible plus tardivement pour les simulations les plus froides.

Une perturbation plus froide semble être un frein à la convection dans un cadre où les noyaux de condensation sont initialement limités en nombre. En effet, la convection semble bien se mettre en place pour toutes les simulations, mais le nuage atteint une altitude plus élevée pour les simulations réalistes que pour les simulations extrêmes, malgré une CAPE théoriquement moins importante. Puisque toute la condensation a dû avoir lieu sur le même nombre de cristaux, les rayons deviennent trop importants pour les simulations extrêmes, et le dégagement de chaleur latente semble ne jamais être suffisant pour déclencher une convection forte. Pour des raisons d'instabilités numériques survenant à différents moments, principalement causées par les propagations d'ondes extrêmes sur la couche limite au sommet du modèle dans les simulations les plus froides, toutes les simulations ne peuvent avoir la même durée. Cependant, nous nous sommes assuré que toutes les durées sont suffisantes pour déduire une altitude maximale, en voyant le début de la retombée du nuage pour les simulations les plus froides. La table 4.3 donne les valeurs caractéristiques de la convection pour chacune des simulations, à l'exception de la simu28 pour laquelle il n'y a pas de convection clairement visible. Afin de pouvoir comparer les altitudes maximales atteintes par les nuages malgré les changements de forme au cours de l'ascension, nous considérons ici l'altitude maximale atteinte par le corps central du nuage, soit le point où le rapport de mélange de glace de CO_2 est le plus élevé (figure 4.34). Ici encore, il apparaît qu'une perturbation plus froide est un frein à la convection du nuage. Plus la perturbation est intense, plus la convection s'arrête rapidement, et à des altitudes moins élevées. Le dégagement de chaleur latente plus important du fait d'une condensation plus intense ne compense pas la différence de taille des cristaux de glace de CO_2 entre les simulations. Le rapport entre les deux forces verticales contraires s'appliquant sur le nuage est donc bien plus favorable pour les simulations les plus réalistes, soit la simu2 et la simu5.

La figure 4.34 permet aussi d'étudier l'impact de la température de la perturbation sur le déclenchement et l'intensité des précipitations. Leur intensité semble similaire quelque soit la simulation, cependant, celles-ci atteignent des valeurs non négligeables de rapport de mélange de glace de CO_2 beaucoup plus rapidement pour les perturbations les plus froides. En effet, plus la perturbation est froide, plus la condensation est importante et donc plus les cristaux atteignent rapidement des tailles pour lesquelles la force de flottaison ne peut compenser le poids. τ_{altmax} dépend donc de la température de la perturbation : plus la simulation est initialement froide, plus le temps sera court mais moins l'altitude atteinte par le nuage sera élevé.

Pour déterminer une conclusion sur les altitudes maximales atteintes par les nuages des différentes simulations, nous faisons cette fois la distinction entre les 4 simulations dont la température initiale est intermédiaire, et les 2 cas extrêmes, soit les simu1 et simu28. Dans le cas de la simu1, la convection met énormément de temps à se déclencher, le condensation est très faible et le nuage met un temps important à se former complètement. La convection est ensuite très faible, et la plupart du nuage est perdue en précipitations. À l'inverse, pour la simu28, la condensation est trop forte. Les cristaux deviennent trop gros trop rapidement, rendant la convection impossible. Cette simulation permet donc d'établir une limite : une observation d'un nuage à des altitudes plus élevées que les altitudes maximales atteintes dans nos simulations

TABLE 4.3 – Caractéristique de la convection

Simulation	Altitude max. (m)	τ_{altmax} (s)	W_{max} $(m.s^{-1})$	τ_{Wmax}
simu1	5100	480	5.66	300
simuref	6730	980	8.95	400
simu5	5850	788	7.14	400
simu10	5600[a]	630	6.08	356
simu20	5000	646	5.22	403

[a]Deux altitudes peuvent être attribuées au centre du nuage, la plus élevée est indiquée ici.

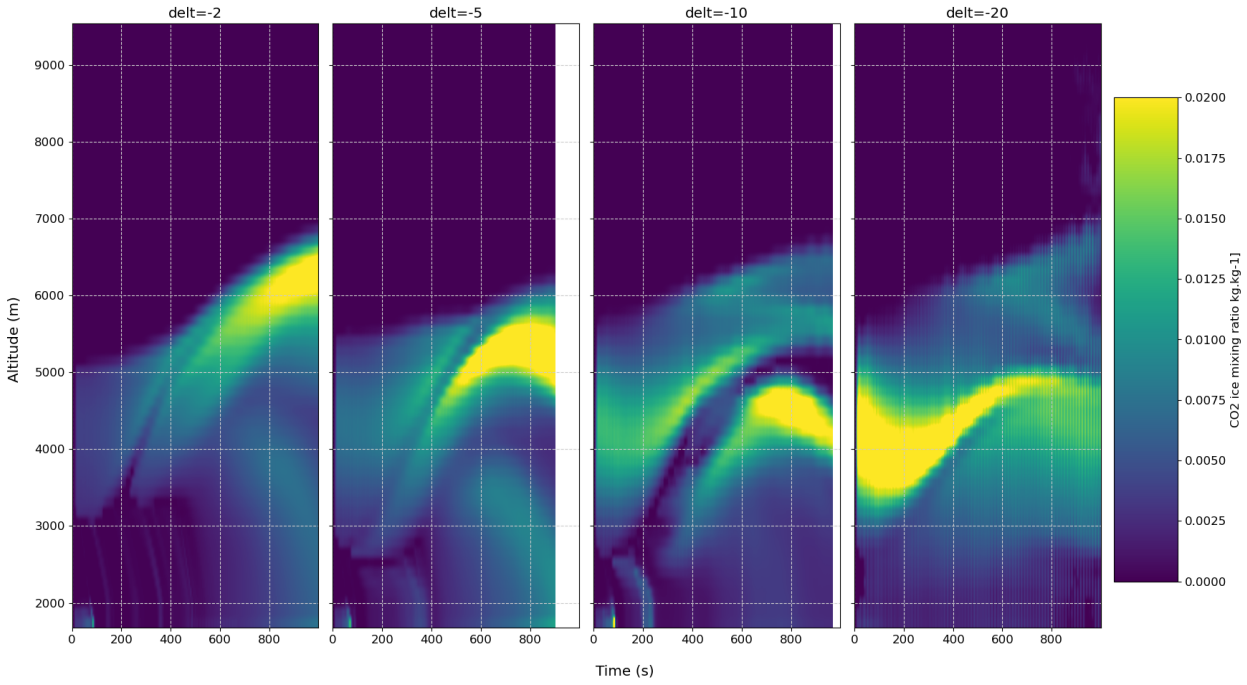


FIGURE 4.34 – Rapport de mélange de la glace de CO_2 au centre du domaine. Plus la simulation est froide, plus l'altitude maximale du nuage est atteinte rapidement, mais plus celle-ci est basse.

ne pourrait être expliquée par des perturbations plus froides de l'atmosphère. I

Afin de confirmer que des perturbations trop froides sont un frein à la convection, nous regardons l'évolution de la vitesse du vent vertical au centre du domaine (figure 4.36 et valeurs caractéristiques dans la table 4.3). Cela illustre un résultat observable dans la figure 4.33, le vent vertical atteint sa vitesse maximale au même moment pour toutes les simulations réalistes : τ_{Wmax} ne dépend pas de la température de la perturbation tant que les températures ne sont pas un inhibiteur trop important à la convection. Toutefois, la vitesse maximale atteinte W_{max} est plus importante quand la perturbation est moins froide, ce qui est cohérent avec le résultat précédent d'une convection plus efficace, et donc d'une altitude atteinte plus élevée. On peut donc en déduire que, parmi les simulations exposées, la simu2 est le profil le plus adapté à la formation d'un nuage convectif de CO_2.

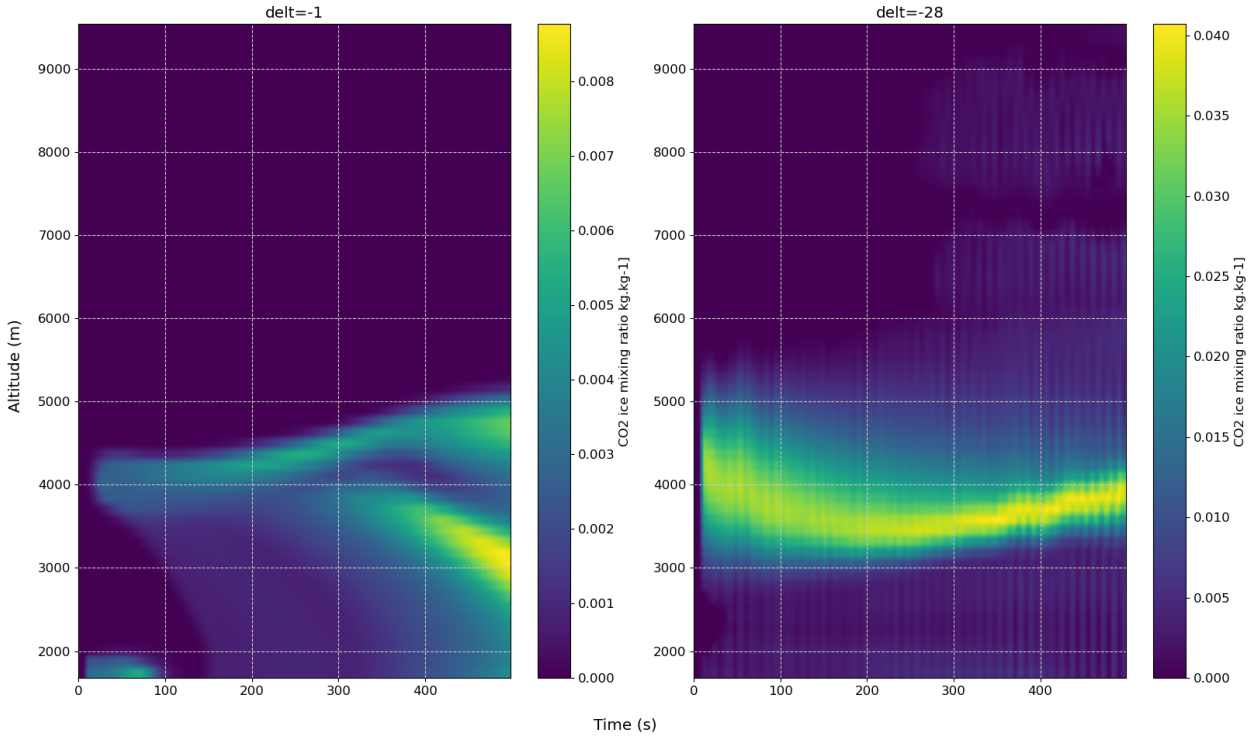


FIGURE 4.35 – Rapport de mélange de la glace de CO_2 pour les simulations limites. Des perturbations trop/pas assez froides empêchent toutes deux un bon développement de la convection. Du fait des valeurs importantes de précipitation, des instabilités numériques se développent à la surface et le rapport de mélange ne peut être calculé au delà de 500s de simulation.

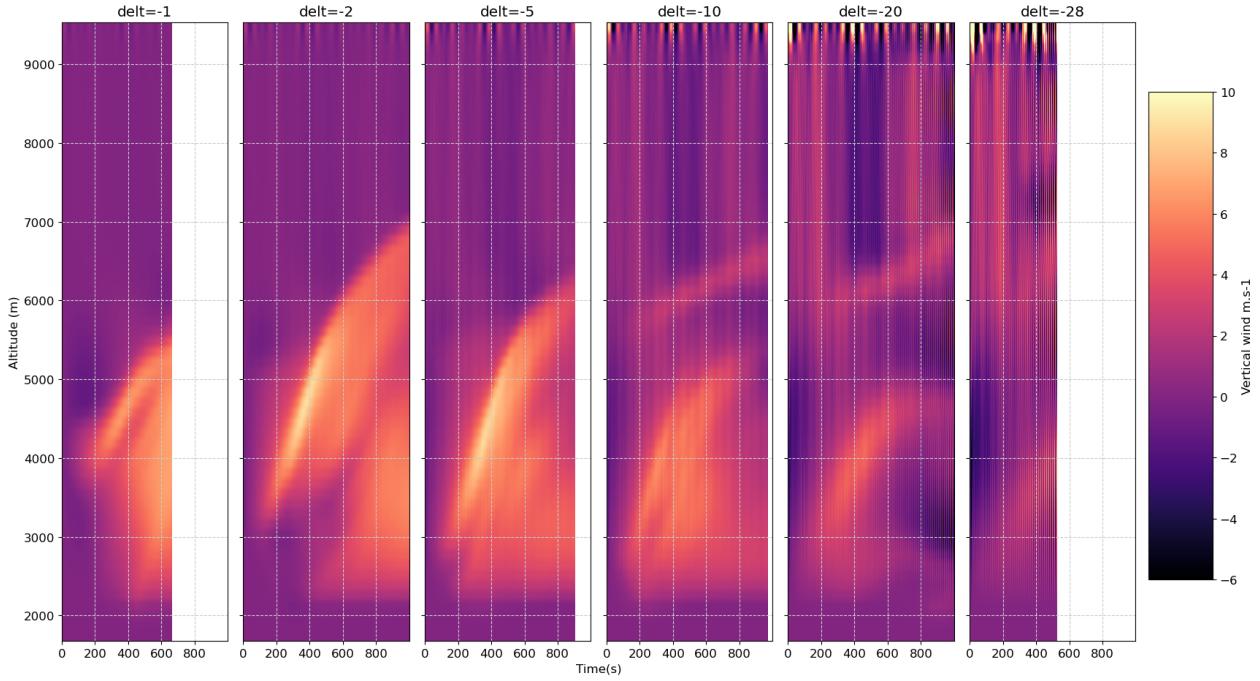


FIGURE 4.36 – Vitesse du vent vertical. La valeur maximale est atteinte au même moment pour les trois simulations réalistes ou la convection est observée (simu2, simu5 et simu10) mais elle est d'autant plus importante que la perturbation est moins froide. Dans le cas des simulations extrêmes, la convection est peu nette et les vents faibles.

Étude de l'évolution de la forme du nuage

Afin d'étudier comment la température de la perturbation initiale va jouer sur le développement de vents horizontaux convergents ou divergents lors de la convection, nous étudions l'évolution de la forme du nuage au cours de la simulation. Plusieurs étapes du changement d'aspect du nuage pour les simulations réalistes sont illustrées par des coupes verticales au centre du domaine (figure 4.37). Le comportement de la simu1 est évidemment différent des autres simulations : le nuage prend énormément de temps à se former et commence à se déliter sous forme de précipitations car la condensation est trop faible pour compenser la sédimentation des cristaux de glace de CO_2. Pour les 3 autres simulations, l'évolution est très similaire pendant les 500 premières secondes : comme expliqué pour la simulation de référence, le bas du nuage monte plus vite que son sommet, ce qui provoque un écrasement du nuage. Par la suite, le développement de vents divergents à l'intérieur même du nuage provoque une séparation du nuage en plusieurs zones de densité élevée en glace de CO_2 : nous avions déduit qu'il subsistait principalement une zone centrale et une couronne, détachée du centre du nuage. Ce phénomène se retrouve pour les simu5 et simu10, mais est accompagné d'une division du nuage en altitude. Plus la perturbation est froide, plus l'étendue des tailles de cristaux de glace de CO_2 dans le nuage est importante. Le nuage passe donc d'un bloc uni à une différenciation à 2 altitudes séparées. Dans le cas des simulations réalistes permettant la convection, nous pouvons donc déduire que le développement des vents horizontaux ne dépend pas de la perturbation initiale, à l'inverse des vents verticaux.

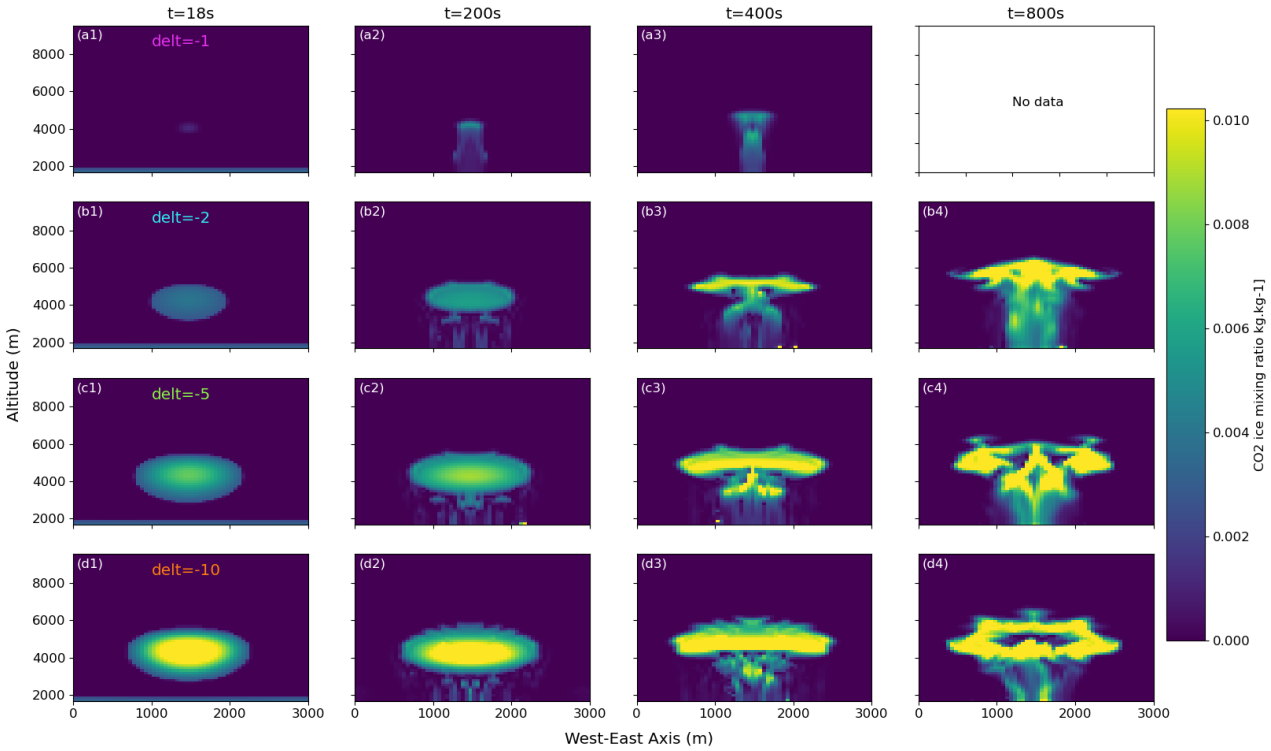


FIGURE 4.37 – Coupe verticale de rapport de mélange de glace de CO_2 à différents instants pour les simulations réalistes, respectivement simu1, simu2, simu5 et simu10 (de haut en bas). Le nuage de la simu1 met trop de temps et les précipitations deviennent trop importantes avant même que la convection soit notable. Pour les autres simulations, l'évolution horizontale de la forme du nuage est similaire, mais une séparation verticale apparaît pour les simulations les plus froides.

La figure 4.38 illustre l'évolution de la forme du nuage pour les simulations extrêmes. La

simu20 suit un cheminement similaire aux simulations réalistes, le nuage s'écrase puis se divise. On observe toutefois qu'il n'existe plus réellement de coeur central au nuage. Le gradient de température initial entre le centre et les bords du nuage s'est traduit en gradient de taille de cristaux durant les phases de condensation. Cela induit une grande différence de vitesse verticale entre les différents points du nuage, et plus particulièrement au centre. Ce gradient de taille de cristaux, et donc de poids, est encore plus repérable pour la simu28. Le centre apparaît comme bien plus lourd que les bords, provoquant une descente beaucoup plus marquée.

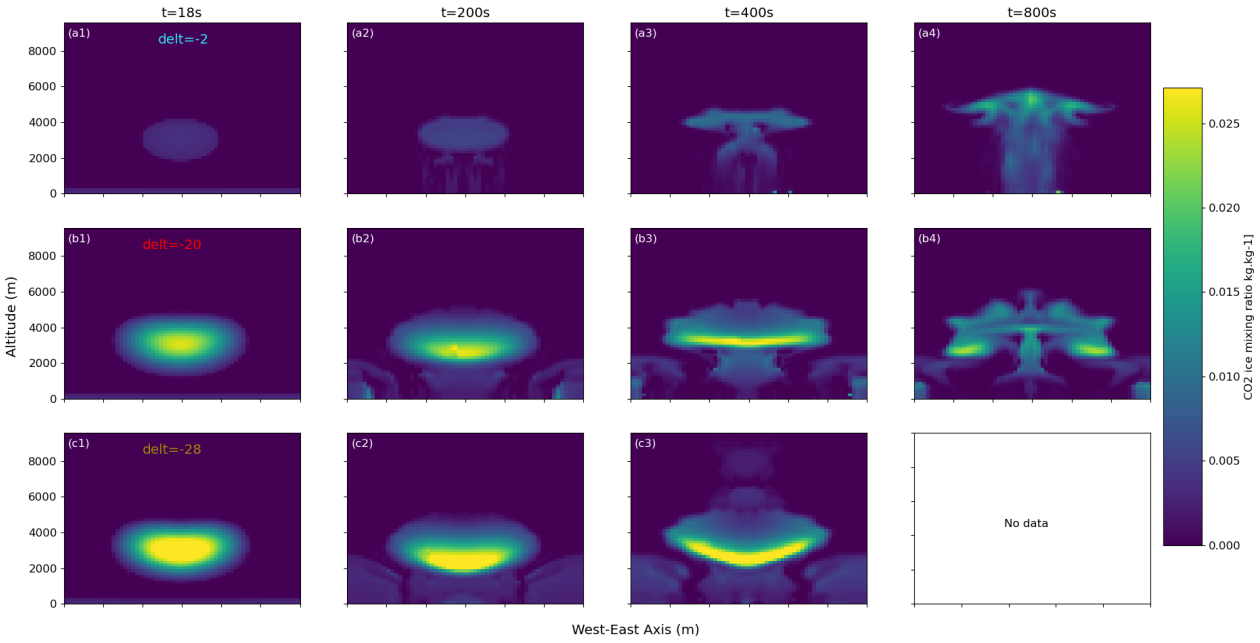


FIGURE 4.38 – Coupes similaires à la figure 4.37 mais pour les simulations extrêmes. La condensation est trop forte pour la simu28, les valeurs de rapport de mélange deviennent trop importants proche de la surface et provoquent des instabilités numériques.

4.3.2 Sensibilité au profil initial de poussière

Lors de l'étude de sensibilité à la température initiale de la perturbation, nous avons évoqué que la distribution de noyaux sur lesquels se déclenche la nucléation pourrait jouer sur les temps de formation de nuage, puis sur les temps de déclenchement des processus convectifs. Afin de ne pas modifier les interactions entre les processus de condensation de l'eau et du CO_2, nous modifions plutôt le profil initial de noyaux disponibles par la distribution initial de poussière. Celle-ci est définie à la fois par le rapport de mélange, et par le nombre de noyaux. Afin de faciliter la dénomination des simulations, nous appliquons le même multiplicateur sur les deux moments de la distribution. Les simulations seront encore une fois comparées à la simulation de référence dont le profil initial de poussière est issu de la Mars Climate Database (la simulation de référence sera ici désignée par **simuref** et représentée par des courbes vertes sur les figures) :

- deux simulations sont faites avec des quantités plus faibles de poussière. Le profil initial est divisé par 10 et par 100, les résultats seront respectivement associés au **simu-** (courbe bleue) et **simu−−** (courbe magenta).
- de la même manière, deux simulations sont réalisées avec des distributions plus élevées de poussière, avec un facteur multiplicatif de 10, puis de 100 : respectivement les **simu+** (courbe orange) et **simu++** (courbe rouge).

De telles fluctuations dans le profil de poussière peuvent être causées par des évènements ponctuels dans l'atmosphère martienne, notamment des tempêtes de poussière (Kleinbohl et al.,

2009). À noter que la latitude choisie pour nos simulations est vraisemblablement trop proche du pôle pour qu'une tempête de poussière s'y développe directement, mais le rapport de mélange peut être modifié sous l'effet de tempêtes survenant à des latitudes plus basses et de la circulation atmosphérique globale. Il s'agit ici d'un test de sensibilité idéalisé car seule la poussière est modifiée et non la température de la perturbation, fixée à $\Delta\theta = -2$ K : nous étudions donc l'évolution d'une telle perturbation dans des profils initiaux différents.

Résultats de la simu−− : cas limite

Les résultats de la simulation où la distribution de poussière est la plus faible sont présentés séparément car il semble qu'il s'agisse d'une distribution limite dans la formation et l'évolution d'un nuage de CO_2. En effet, la figure 4.39 montre l'évolution du rapport de mélange de la glace de CO_2 au centre du domaine : le nuage met du temps à se former, puis disparaît sous forme de précipitations. Puisque la température initiale est la même que pour la simulation de référence, le rapport de saturation est identique et la condensation est potentiellement aussi intense : il y a autant de vapeur de CO_2 qui doit condenser sur un nombre plus restreint de noyaux de condensation. Par conséquent, la vapeur disponible est divisée entre un faible nombre de particules. Les cristaux de glace de CO_2 grandissent alors très rapidement et deviennent lourds. À titre de comparaison, la valeur de rapport de mélange de glace de CO_2 atteinte au bout de 20 s au coeur du nuage pour la simu−−, environ 0.01 kg.kg^{-1}, correspond à la valeur atteinte au même endroit après début de la convection pour la simulation de référence. La convection n'a donc pas le temps de compenser la sédimentation des cristaux, et le nuage disparaît entièrement.

Un autre élément significatif de cette simulation est la formation du nuage en deux étapes. Le CO_2 condense d'abord dans la partie basse du nuage, là ou l'eau condense elle aussi. Plus de noyaux sont disponibles car la vapeur de CO_2 peut y condenser, le nuage commence donc à se former sur les couches où l'eau et le CO_2 cohabitent.

Cette simulation permet donc de déterminer une situation limite. Une perturbation théoriquement suffisante pour entamer la condensation du CO_2 ne mène par forcément à la formation du nuage lorsque le nombre de noyaux de condensation est trop faible.

Première phase : formation du nuage

De la même manière que pour l'étude en sensibilité à la température de la perturbation, la densité de colonne de la glace de CO_2 donne des informations globales sur les phases de formation et d'évolution du nuage (figure 4.40). La phase de formation du nuage était caractérisée par une croissance extrêmement rapide de la densité de colonne dans les premiers instants de la simulation, suivi d'un changement de pente pour une croissance plus lente. Ce résultat se retrouve facilement dans la simulation de référence et celles avec un faible écart par rapport à la distribution initiale (simu- et simu+). Toutefois, à l'inverse de l'étude de sensibilité en température, le temps auquel intervient le changement de pente semble dépendre fortement de la simulation, et donc de la distribution de poussière : à $t = 12$ s pour la simu-, à $t = 18$ s pour la simuref et à $t = 30$ s pour la simu+. Pour la simu++, le changement de pente est plus discret mais commence aux alentours de $t = 65$ s. Il est aussi important de noter que pour la simu-, le changement de pente pourrait ne pas représenter la fin de la première phase telle qu'elle a été défini jusqu'à maintenant, soit comme le temps nécessaire à la formation du nuage. En effet, le changement de pente est immédiatement suivi d'une diminution de la densité de colonne, puis d'une seconde croissance très rapide et très intense, typique de la première phase. Il se pourrait donc que le nuage se forme en deux temps, d'une manière similaire à la simulation limite vue précédemment.

Afin de suivre plus en détail la formation du nuage durant la première phase, nous suivons le

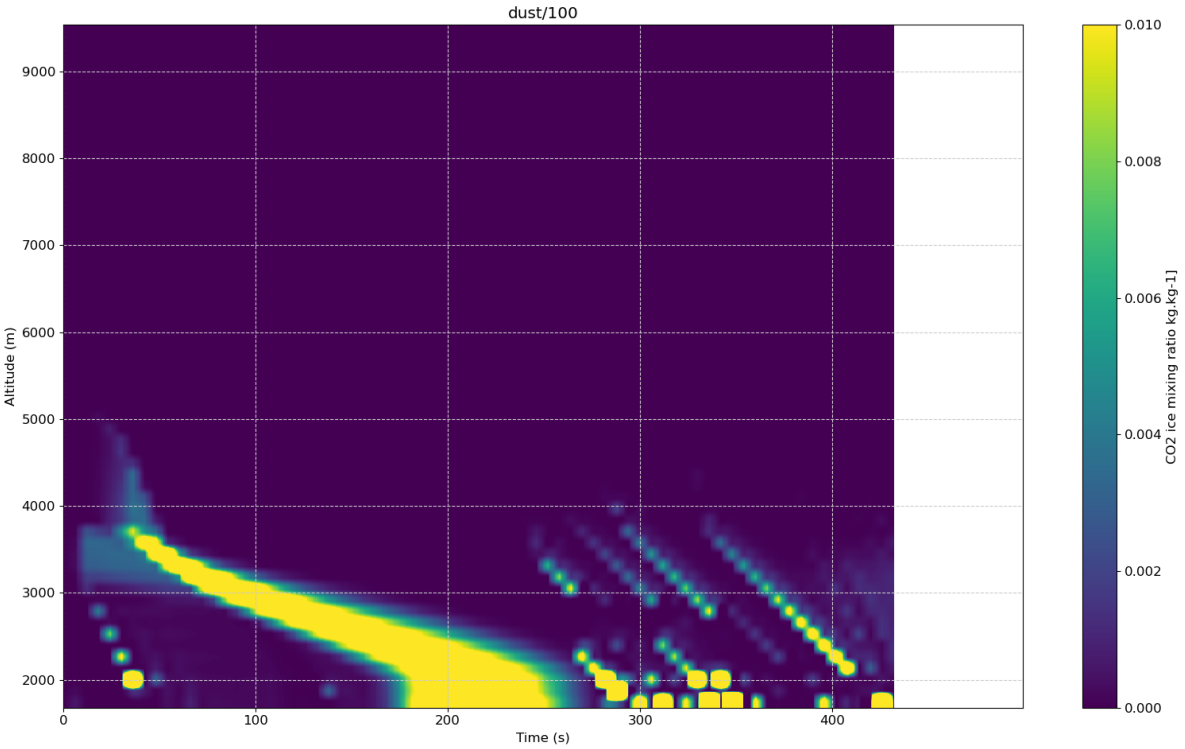


FIGURE 4.39 – Évolution du rapport de mélange de la glace de CO_2 au centre du nuage pour la simulation où le nombre de noyaux de poussière disponible est la plus basse. Le nuage disparaît complètement sous forme de précipitations.

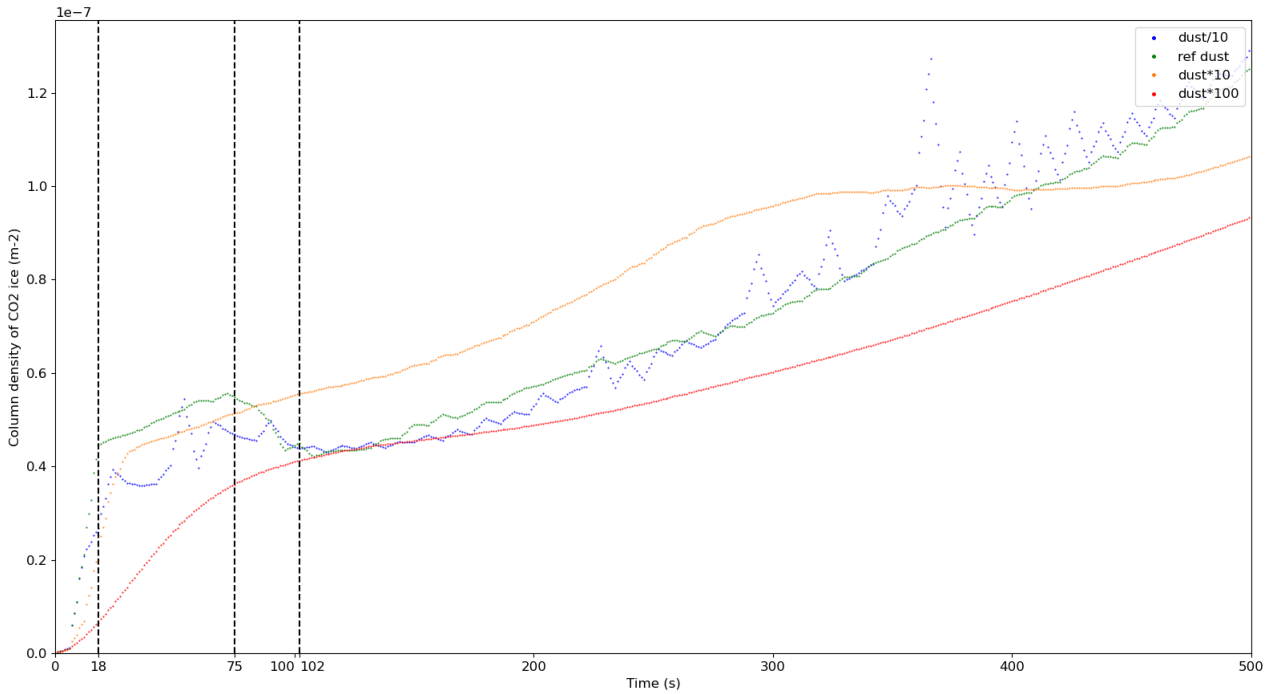


FIGURE 4.40 – Densité de colonne de la glace de CO_2. Les lignes noires en pointillées indiquent les fins des phases caractéristiques de la simulation de référence, respectivement à 18, 75 et 102s.

profil vertical du rapport de saturation du CO_2 au centre du domaine pour chacune des simulations (figure 4.41). Le profil initial est commun à toutes les simulations puisque la perturbation est la même. La simu- ayant un comportement notable par rapport aux 3 autres simulations

étudiées, nous déterminons tout d'abord les similitudes entre la simulation de référence et les distributions augmentées de poussière. À 10 s, la différenciation entre les distributions de poussière est déjà très importante : le rapport de saturation diminue au niveau de la perturbation et plus la distribution est faible, plus cette diminution est rapide (nous avions par exemple déterminé que le rapport de saturation était déjà passées sous le seuil de nucléation pour la simulation de référence, alors que le rapport n'a quasiment pas encore diminué pour la simu++). À $t = 18$ s, la première phase est terminée pour la simuref, le rapport de saturation au coeur du nuage pour la simu+ atteint un ordre de grandeur inférieur à celui des seuils typiques de nucléation, mais la diminution pour la simu++ est encore négligeable. Enfin, à $t = 30$ s, la simu+ atteint à son tour un rapport de saturation $S = 1$, la condensation n'est plus possible dans le nuage, celui-ci est complètement formé. Le rapport de saturation pour la simu++ commence enfin à diminuer de manière significative. On peut donc tirer comme première conclusion que $\tau_{condens}$, temps caractéristique de formation du nuage, dépend de la distribution initiale de poussière : plus le profil initial est riche en poussière, plus le nuage prend du temps à se former complètement.

La formation du nuage se divise elle-même en deux étapes, la nucléation puis la condensation de la vapeur de CO_2 sur les noyaux. L'évolution temporelle du nombre de noyaux de condensation (CCN) activés pour chaque simulation permet de déterminer si la dépendance de $\tau_{condens}$ à la distribution de poussière se passe à l'étape de la nucléation. La figure 4.42 montre que le comportement d'activation des CCN est le même pour les 3 simulations étudiées. Le nombre de CCN atteint un maximum au bout du même temps, et ce maximum est logiquement plus élevé pour les simulations avec le plus grand nombre de grains de poussière puisque ceux-ci servent de noyaux pour la nucléation. Puisque le temps nécessaire à la nucléation ne varie pas entre les simulations, c'est la durée de la seconde étape de formation du nuage, la condensation de toute la vapeur de CO_2 sur les noyaux, qui augmente avec le profil de poussière. De plus, le temps d'activation des CCN est plus court que le temps nécessaire pour que le rapport de saturation ne permette plus la nucléation : le nombre de noyaux est donc toujours un facteur plus limitant que la perturbation de température, quelque soit la simulation. Cela soulève donc une question intéressante dont déterminer la réponse serait une perspective pour le futur : la condensation de la même quantité de vapeur de CO_2 se fait plus rapidement quand le nombre de CCN est possible, cela signifie-t'il qu'il existe un "emballement" de la condensation qui se fait de plus en plus rapidement. Ou bien est-ce une question de surface de disponible pour la condensation, la taille des cristaux augmentant plus vite lorsqu'ils sont peu nombreux, offrant potentiellement plus d'interface où la vapeur de CO_2 peut condenser.

Le comportement de la simu- durant la première phase est lui totalement différent. L'évolution du rapport de saturation dépend de l'altitude, et plus particulièrement de la présence, ou non, de glace d'eau. Le rapport de saturation diminue extrêmement rapidement et l'atmosphère n'est plus sursaturée dès $t = 10s$ lorsque le CO_2 a pu condenser sur d'autres éléments que la poussière. Le nombre de grains de poussière étant plus faible, la vapeur de CO_2 a principalement condensé sur la glace d'eau. Cette diminution extrêmement rapide induit donc que le dégagement de chaleur latente est plus important lorsque la vapeur condense sur la glace d'eau que sur la poussière, ce qui provient de la différence de taille entre les grains de poussière et les cristaux de glace d'eau. Cette formation du nuage en deux temps se retrouve sur la figure 4.42 : le maximum du nombre de CCN activé est atteint plus tardivement que pour les autres simulations puisqu'il y a d'abord activation de la glace d'eau, puis activation du peu de poussière disponible sur les couches supérieures de la perturbation dans un second temps.

Nous pouvons donc conclure que le profil initial de poussière joue un rôle primordial dans la formation du nuage. Ajouter, ou retirer, de potentiels noyaux de nucléation modifie l'intensité du dégagement de chaleur latente, et donc le temps $\tau_{condens}$ pendant lequel la condensation de

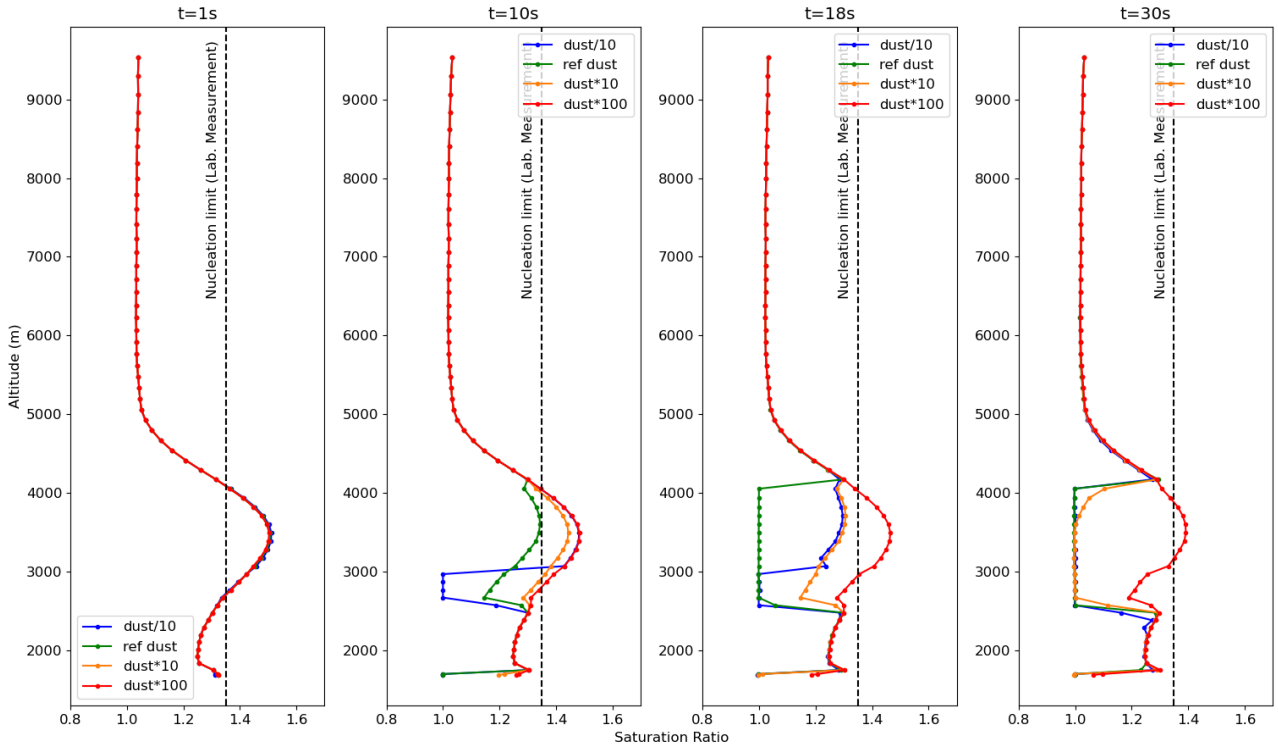


FIGURE 4.41 – Profil vertical du rapport de saturation à différents instants du début des différentes simulations. La valeur en pointillées est une mesure faite en laboratoire et sert ici d'ordre de grandeur d'un seuil typique de limite de la nucléation, mais ne correspond pas au seuil réel, qui dépend notamment de la taille des noyaux.

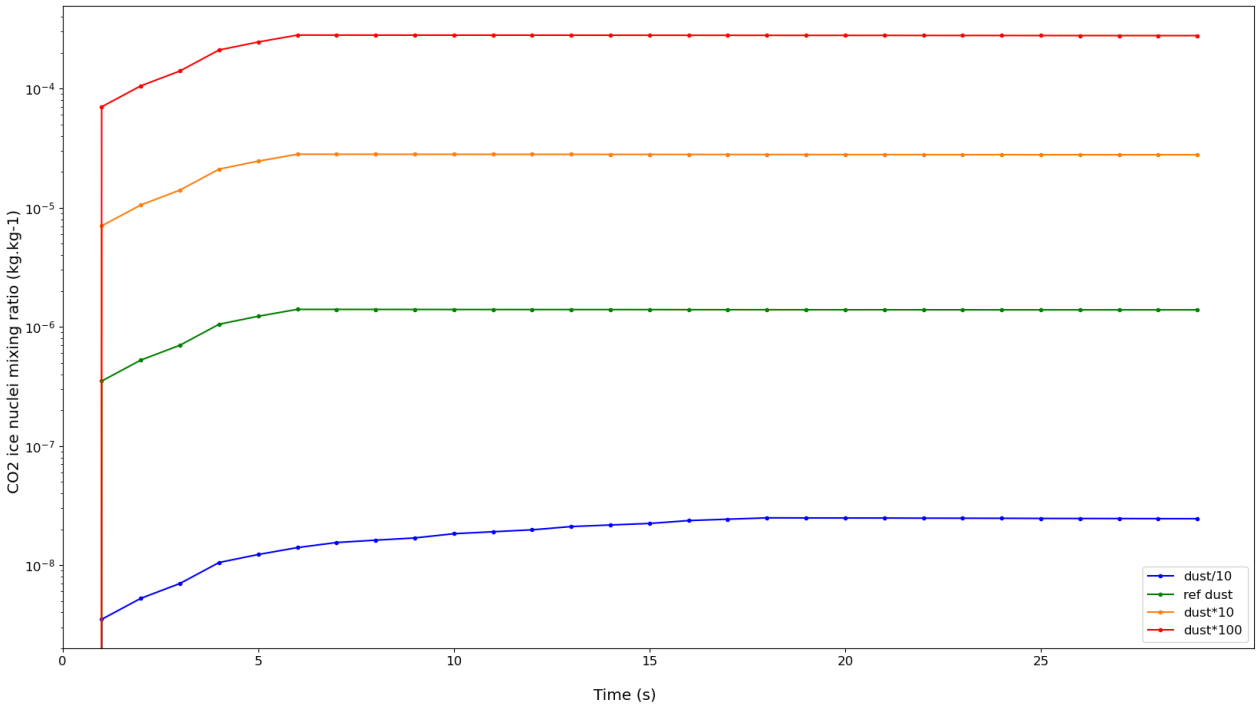


FIGURE 4.42 – Nombre de noyaux de condensation activé. L'axe des ordonnées est en log, ce qui donne une fausse impression que le nombre passe de 0 à une valeur plus élevée au bout de quelques secondes. Il y a en réalité des valeurs intermédiaires sur les premiers pas de temps.

la vapeur de CO_2 est possible au sein du nuage.

Seconde et troisième phase : croissance du nuage, mise en place de la convection et des précipitations

Le maximum atteint à la fin de la première phase est un indicateur de la quantité de glace de CO_2 contenu dans le nuage à la fin de sa formation initiale (avant de s'étendre spatialement). Selon la figure 4.40, la valeur de ce maximum est plus basse pour la simu+ que pour la simuref, et est encore plus basse pour la simu++. Nous avons vu précédemment que la nucléation, puis la condensation, amènent à la mise en place d'une circulation de vents divergents pendant la première phase. La première phase étant plus longue quand la distribution est enrichie en grains de poussière, une partie de la vapeur de CO_2 pourrait avoir eu le temps d'être transportée hors de la parcelle de la perturbation. D'une manière similaire, bien que le nuage se forme en deux étapes pour la simu-, le maximum local atteint par la densité de colonne de glace de CO_2 est plus élevé que celui de la simuref. La part de vapeur de CO_2 pouvant condenser lors de la formation du nuage pourrait donc diminuer lorsque le nombre de grains de poussière augmente.

Lorsque le nuage est formé, la condensation continue lors de la deuxième et troisième phase pour la simulation de référence (figure 4.40. C'est l'accumulation du dégagement de chaleur latente pendant ces phases qui va contribuer à réchauffer l'atmosphère au niveau de la perturbation, permettant la mise en place d'une cellule convective. La distinction des deuxième et troisième phase était principalement notable par une inversion du rapport condensation/précipitations : pendant la deuxième phase la densité de colonne de glace de CO_2 continue d'augmenter, puis durant la troisième phase elle diminue légèrement car les précipitations deviennent plus importantes que l'apport de glace. Cette distinction n'est pas observable pour les simulations enrichies en grain de poussière, les phases 2 et 3 ne forment qu'une seule étape de croissance du nuage. Le nombre de noyaux étant plus important, la condensation est plus lente et les cristaux grandissent moins vite : le rapport condensation/précipitation reste stable et la densité de colonne de glace de CO_2 augmente en continue. Pour la simu-, la distinction est aussi compliquée mais pour des raisons différentes. Puisque la formation du nuage se fait en 2 étapes et de manière intense, chaque augmentation est suivi d'une diminution de la densité de colonne de glace de CO_2. L'évolution du rapport condensation/précipitation est donc beaucoup plus saccadée lors que la distribution initiale de poussière est plus faible.

Les seconde et troisième phases représentent la période d'accumulation de la chaleur latente jusqu'à ce que l'écart de température entre le nuage et l'environnement soit maximal, ce qui va donner un potentiel convectif à la parcelle. Nous regardons donc l'évolution de la température au coeur du nuage pour évaluer si celle-ci dépend de la distribution initial de poussière (figure 4.43). Il apparaît que plus la distribution initiale contient de la poussière, plus la durée nécessaire pour atteindre l'écart maximal de température entre le nuage et l'environnement est importante. La table 4.4 récapitule la valeur de l'écart maximal de température atteinte au sein du nuage pour chaque simulation, et le temps nécessaire pour atteindre ce maximum. L'écart de température ne semble pas dépendre du profil initial de poussière, les valeurs sont extrêmement proches pour toutes les simulations et l'écart de temps pour l'atteindre correspond aux différences de temps de formation du nuage. On en déduit que τ_{convec}, le temps caractéristique de mise en place de la convection, ne dépend pas de la distribution de poussière. Cela a pour conséquence que le potentiel convectif est le même pour chacune de ces simulations, les vitesses théoriques verticales que peuvent atteindre les nuages sont du même ordre de grandeur.

Quatrième phase : début de la convection visible

Le dégagement de chaleur latente lors de la phase de condensation de la glace de CO_2 est

TABLE 4.4 – Potentiel convectif de chaque simulation avec variation du profil initial de poussière

Simulation	ΔT_{max} (K)	$t_{\Delta T}$ (s)	b (J)	$CAPE$ $(J.kg^{-1})$	W_{th} $(m.s^{-1})$
simu-	0.98	94	0.025	36.2	8.51
simuref	1.05	18-102	0.027	39	8.82
simu+	0.93	84	0.024	34.4	8.30
simu++	0.92	137	0.024	34	8.25

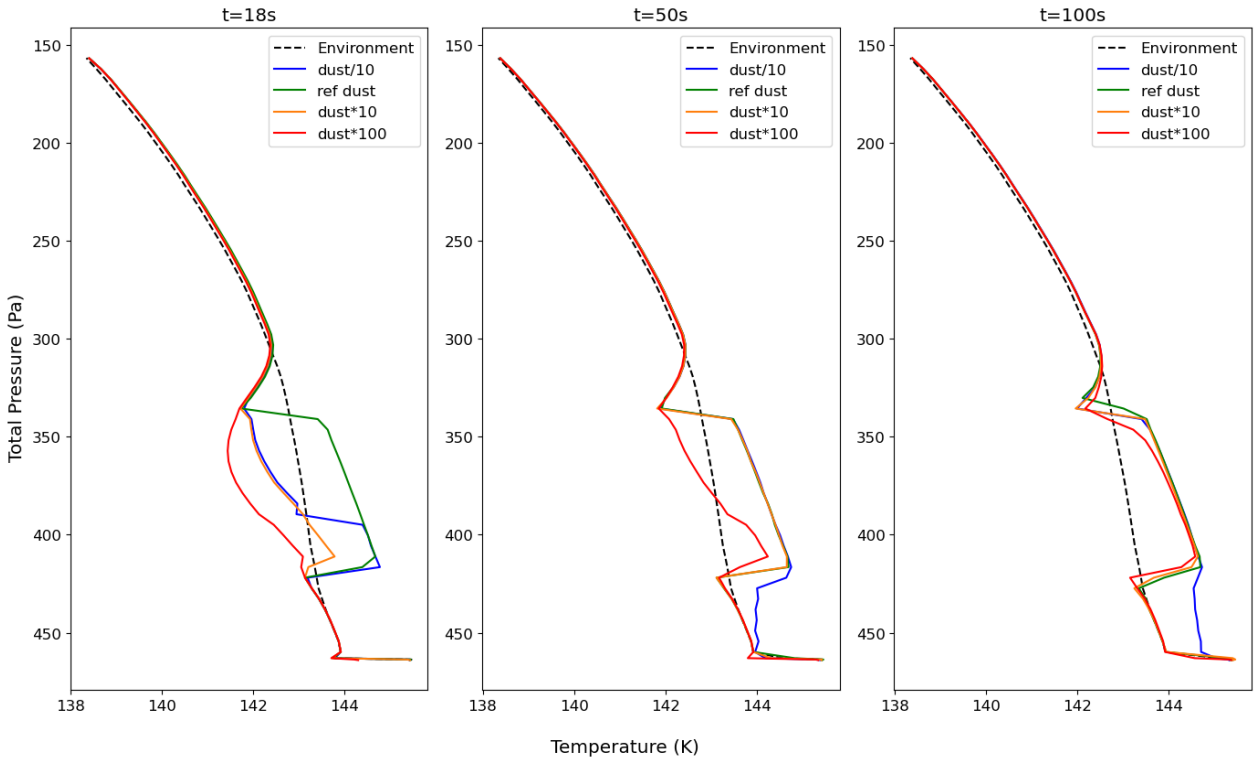


FIGURE 4.43 – Profil vertical de température au coeur du nuage à différents instants des premières phases de chaque simulation. Le profil en pointillé noir est un profil de l'environnement, pris dans les couches les plus éloignées de la perturbation pour s'assurer qu'il n'y ait pas de variations au fil du temps ou d'une simulation à une autre.

à l'origine du développement de vents verticaux ascendants, d'abord sous le nuage, puis dans l'intégralité de celui-ci. La vitesse verticale atteinte au coeur du nuage est un indicateur de la visibilité du mouvement convectif. En effet, l'étude de la simulation de référence a montré qu'un vent positif ne suffisait pas à soulever le nuage, nous comparons donc les ordres de grandeur des vitesses atteintes pour chaque simulation à certains temps caractéristiques pour comparer la rapidité et l'intensité de mise en place des processus convectifs (figure 4.44). La première vérification porte sur le tout début de la convection. L'étude de la sensibilité à la température de la perturbation a démontré que lorsque les cristaux deviennent grands très rapidement, une phase descendante se met en place et freine la mise en place de la convection. Cette phase n'est ici visible pour aucune des simulations : même dans le cas où toute la vapeur a dû condenser sur un plus faible nombre de noyaux, le processus a été assez lent pour que le poids des cristaux ne soit pas trop important. La convection n'est donc freinée pour aucune de ces simulations.

L'allure globale de l'évolution de la vitesse verticale est la même pour toutes les simulations, une croissance nette et quasiment constante jusqu'à un certain point où le suivi du coeur du nuage devient plus compliqué. L'ascension du nuage se fait donc de manière similaire dans les quatre cas. La valeur de vitesse nécessaire à la simuref pour que la convection soit visible

est indiquée à titre de comparaison d'ordre de grandeur. En effet, cette valeur est atteinte plus tardivement quand le nombre de grain de poussière initial est élevé. Cela s'explique par le retard sur le temps de formation du nuage, mais n'est pas forcément signe d'un retard de déclenchement de la convection. En effet, puisque la vapeur de CO_2 a condensé sur plus de noyaux, les cristaux de glace de CO_2 sont moins grands et peuvent donc être transportés par des vents plus faibles.

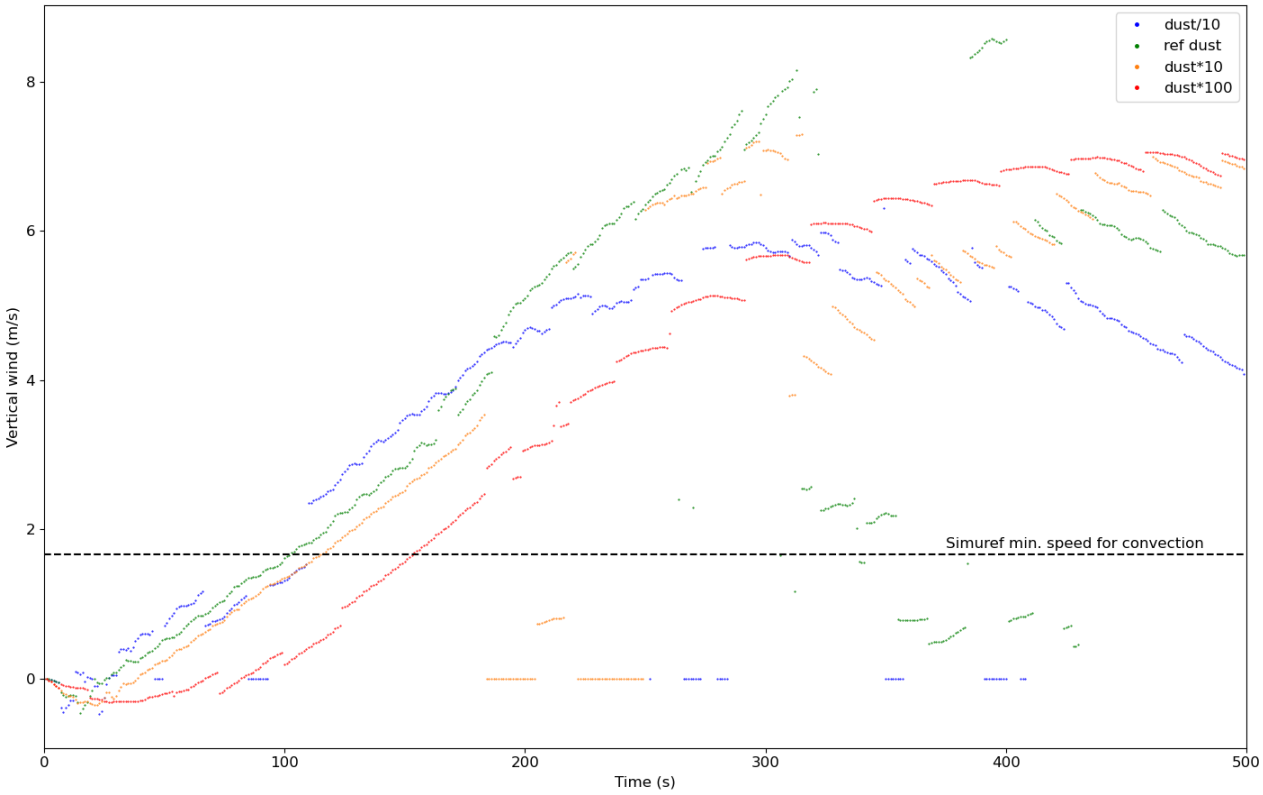


FIGURE 4.44 – Valeur de la vitesse verticale au point du nuage où le rapport de mélange de glace de CO_2 est le plus élevé. La valeur en pointillé correspond à la vitesse du vent au début de la convection visible pour la simulation de référence.

Afin de suivre plus exactement le mouvement ascendant du nuage, nous regardons l'évolution temporelle du rapport de mélange de glace de CO_2 au centre du domaine (figure 4.45). Cela confirme que l'ordre de grandeur de τ_{convec} est bien le même pour chacune des simulations : le mouvement du nuage commence à être notable à des temps très similaires. Cependant, cette figure montre comment le profil initial de poussière agit sur les caractéristiques de cette convection au travers de la taille des cristaux. Plus la distribution initiale est riche en poussière, plus la convection dure longtemps, et plus l'altitude maximale atteinte par le nuage est élevée. Pour la simu- par exemple, toute la vapeur a condensé sur un nombre restreint de noyaux. Les cristaux sont donc plus grands et plus lourds dès le début de la simulation, et atteignent la taille limite au delà de laquelle ils sédimentent. Cela permet aussi de voir que lorsque le nuage atteint son altitude maximale, il se maintient à cette altitude pendant un court instant, avant d'entamer une phase descendante. Puisque celui-ci ne monte plus, il n'atteint pas de nouvelles zones sursaturées, la condensation s'arrête dans le nuage et il n'y a plus de dégagement de chaleur latente pour maintenir la convection.

La figure 4.46 confirme que cette différence d'altitude maximale atteinte pour les simulations n'est pas liée à des vitesses de vent plus importantes, mais plutôt à des cristaux plus légers pour les simu+ et simu++. Les processus de mise en place de la cellule convective sont totalement

similaires pour chacune des simulations. Le nuage se forme, la chaleur latente dégagée s'accumule pendant la phase de croissance du nuage permettant le début de la convection. Celle-ci atteint son pic d'intensité (valeur maximale de vitesse verticale) lorsque le nuage commence à atteindre de nouveau des zones sursaturées où la condensation de la vapeur de CO_2 sur les cristaux du nuage est de nouveau possible. Puis la convection ralentit en vitesse verticale, mais continue, pendant une durée plus longue quand les cristaux sont initialement plus petits. Les temps caractéristiques d'atteinte de la valeur maximale de la vitesse τ_{Wmax} et de l'altitude maximale τ_{altmax} sont donnés dans la table 4.5. La distribution initiale de poussière a un effet modéré sur τ_{Wmax}, le faible décalage pouvant être attribué au temps de formation du nuage. La valeur maximale atteinte quant à elle est maximale pour la simuref, la condensation étant moins intense pour les simu plus riches en particules. Par contre, τ_{altmax} augmente avec le nombre de grains de poussière initialement disponibles. La distribution de poussière ne joue donc pas sur la mise en place de la convection, mais sur son déroulement et son évolution dans le temps : plus le profil est riche en particules, moins la convection est freinée.

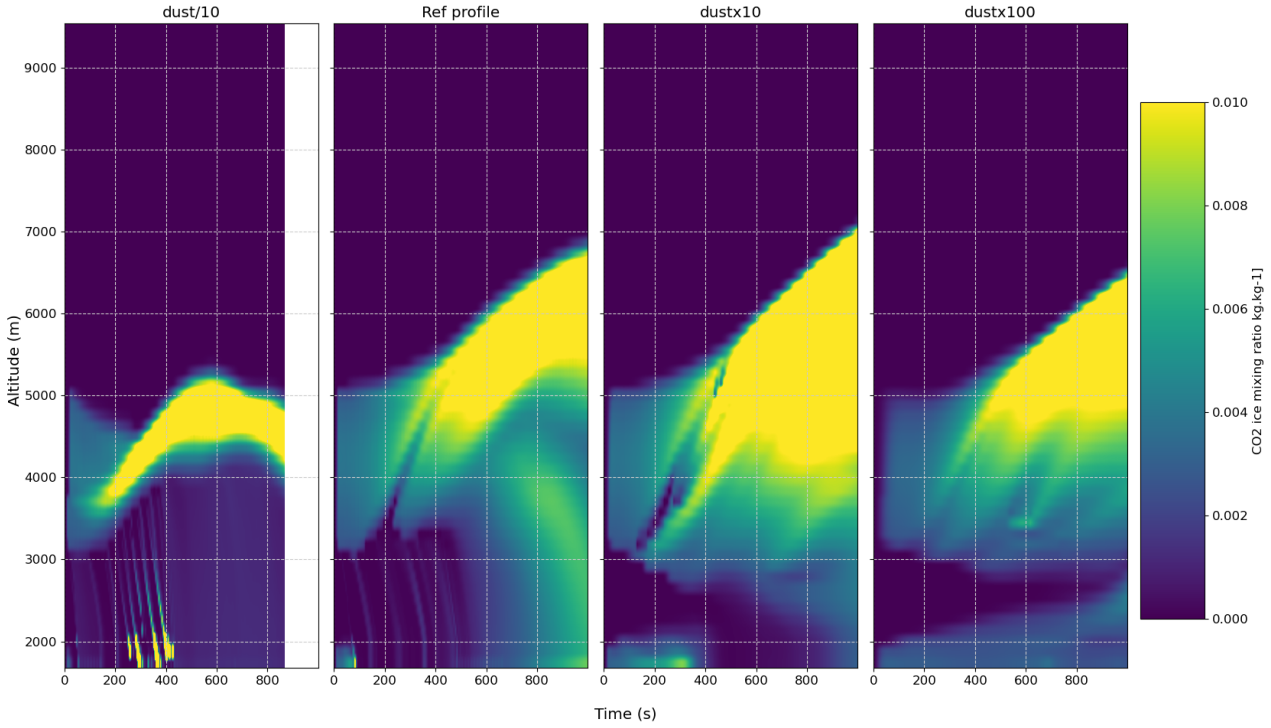


FIGURE 4.45 – Évolution temporelle du rapport de mélange de la glace de CO_2 au centre du domaine. Les valeur limites sont réglées sur la simulation de référence pour que le mouvement du nuage de la simu- soit clairement visible. Les valeurs maximales atteintes pour les simu+ et simu++ sont plus importantes.

TABLE 4.5 – Caractéristique de la convection

Simulation	Altitude max. (m)	τ_{altmax} (s)	W_{max} $(m.s^{-1})$	τ_{Wmax}
simu-	5200	576	6.29	350
simuref	6730	980	8.95	400
simu+	8720	1740	7.33	436
simu++	>9000[a]	>2000[a]	7.07	450

[a]Le nuage devient extrêmement diffus dans les derniers instants de la simu++ et l'ascension du nuage semble pouvoir dépasser la borne supérieure du domaine

La figure 4.45 montre aussi le déclenchement et l'intensité des précipitations sous le nuage.

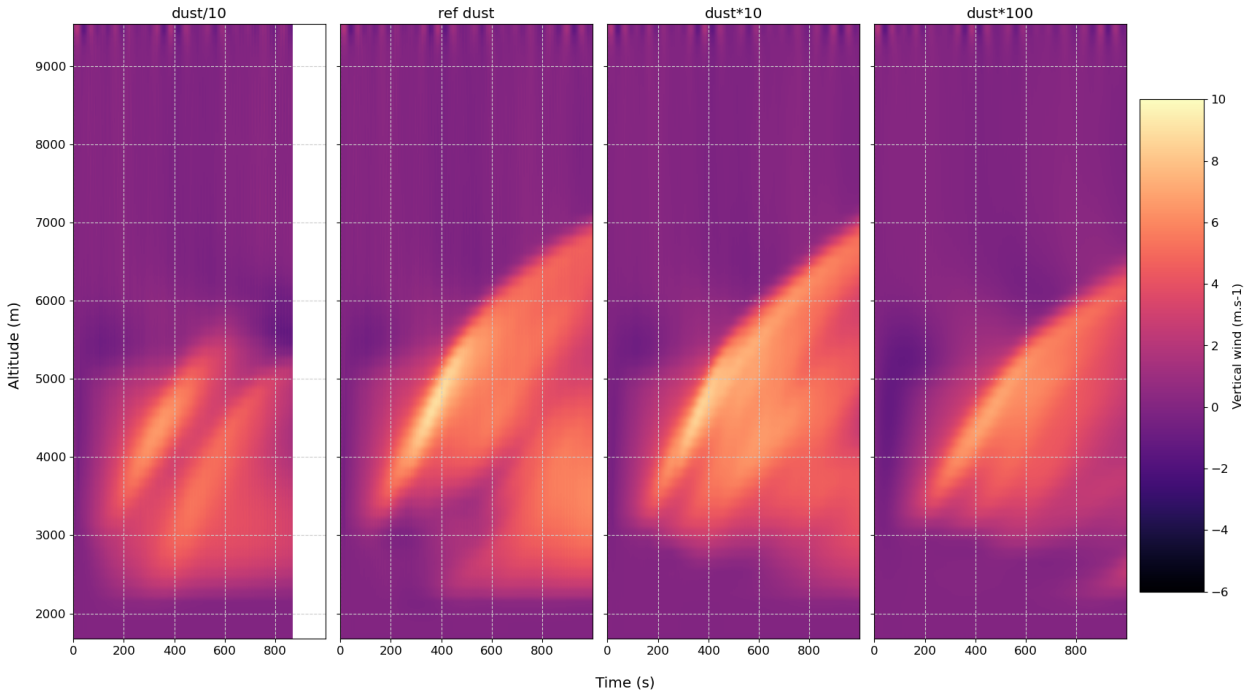


FIGURE 4.46 – Évolution temporelle de la vitesse du vent vertical au centre du domaine. La mise en place de la cellule convective se fait de manière similaire pour chacune des simulations.

Les précipitations des premières phases de formation et de croissance du nuage ont lieu pour chacune des simulations. L'intensité de celle-ci dépend du rapport poids des cristaux / force ascendante induite par le dégagement de chaleur latente. Ce rapport provoque des perturbations plus importantes pour la simu+ durant les premiers instants de la simulation. Nous avions vu que, durant la phase convective, des précipitations avaient lieu en permanence sous le nuage, les cristaux les plus lourds ne pouvant être transportés avec le reste du nuage. Ces précipitations arrivent de plus en plus tard lorsque le profil initial est riche en poussière. La vapeur ayant pu condenser sur plus de noyaux, les cristaux entament la phase convective en étant plus petits, et mettent donc plus de temps à atteindre des tailles où la sédimentation l'emporte. L'intensité de ces précipitations augmente cependant avec l'augmentation du nombre initial de grains de poussière. Puisqu'il y a plus de noyaux sur lesquels condenser, il y a plus de cristaux qui atteignent la taille limite au même moment lors de l'ascension.

Évolution de la forme du nuage

Enfin, le dernier aspect de l'évolution du nuage sur lequel la distribution initiale de poussière pourrait avoir un impact est l'évolution de la forme de celui-ci pendant la convection sous l'effet des cellules de vents successivement convergents et divergents. La figure 4.47 illustre des exemples de forme du nuage à différents instants de la simulation. Pour la simu-, le nuage s'aplatit très rapidement. À $t = 800$ s, le nuage a déjà terminé sa phase convective et la condensation n'est plus suffisante pour maintenir le nuage en altitude. Cela est d'autant plus marqué sur les bords du nuage, où la condensation est initialement moins intense, et donc l'écart de température avec l'environnement moins important. Pour les autres simulations, l'évolution du nuage suit un schéma similaire. La scission typique du nuage en trois parties est observable dans chacun des cas mais est moins marqué lorsque le profil est enrichi en poussière. Nous avions déduit de l'étude de sensibilité en température de la perturbation que c'est principalement le gradient en taille de cristaux au sein du nuage qui provoquait sa déformation lors de la convection. Or, lorsque le profil initial est enrichi en poussière, la vapeur condense sur plus

de noyaux. Même si la condensation est plus intense au centre du nuage que sur les bords, le gradient de taille de cristaux est donc moins important.

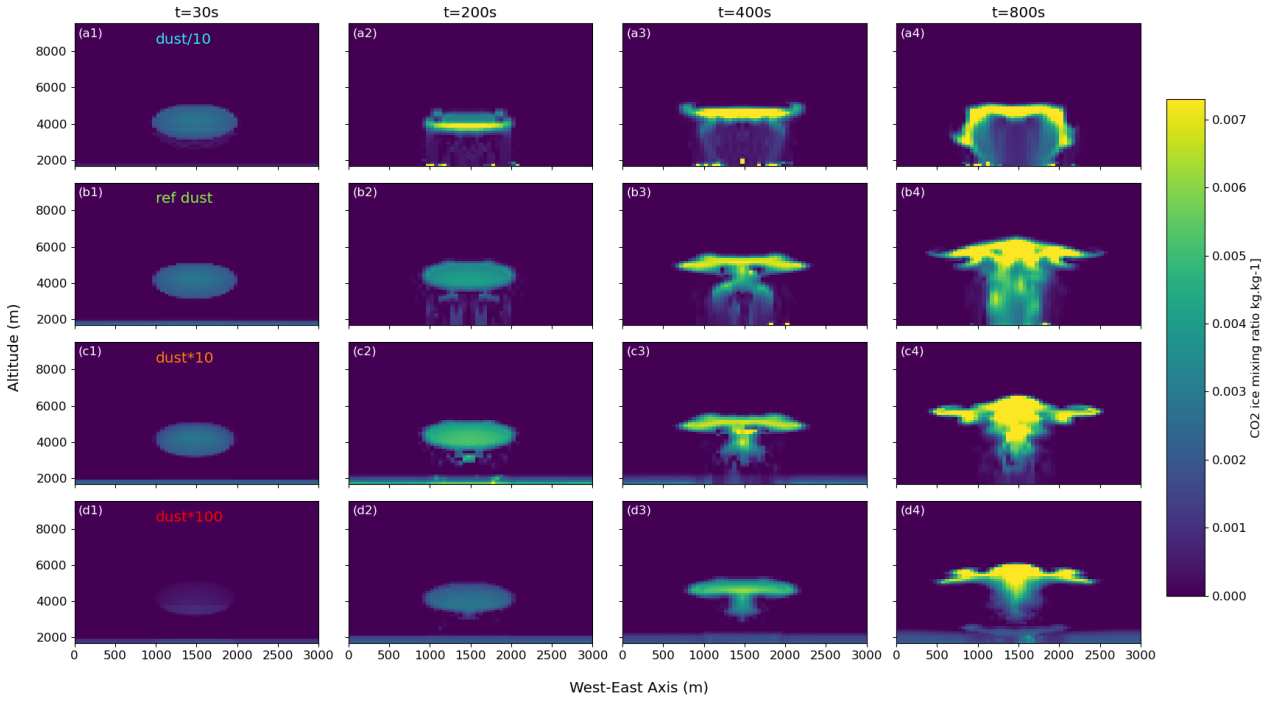


FIGURE 4.47 – Apparence du nuage à différents instants pour chacune des simulations, respectivement simu-, simuref, simu+ et simu++ (de haut en bas).

4.3.3 Sensibilité au vent horizontal

Afin de pouvoir étudier les effets de la formation du nuage puis de la convection sur le développement de vents, à la fois horizontaux et verticaux, nous avions coupé les vents horizontaux initialement présents dans le profil. Nous étudions donc maintenant le cas où ces vents sont de nouveau activés pour en étudier l'effet sur la convection du nuage et nous rapprocher d'une atmosphère plus réaliste. Les comparaisons seront faites entre deux simulations :

- la simulation de référence utilisée jusqu'à présent, sans vent et avec une perturbation dont l'écart de température maximale est $\Delta\theta = -2$ K. Celle-ci sera désignée par le nom **simuref** et une couleur bleue sur les figures.
- une simulation avec les vents horizontaux associés au profil vertical tiré de la Mars Climate Database (et donc de simulations du LMD-MGCM). Les vents sont dirigés d'ouest en est et sont constants et uniformes sur tout l'axe nord-sud. Les vents ne dépendent que de l'altitude et varient de 2 $m.s^{-1}$ proche de la surface à 3.57 $m.s^{-1}$ au sommet du modèle. La simulation est appelée **simuwind** par la suite (courbe rouge).

Jusqu'à présent, du fait de la sphéricité de la perturbation initiale implémentée dans les différentes simulations et de l'absence de vent, les comportements étaient totalement similaires selon les axes ouest-est et nord-sud. Dans ce test de sensibilité, il est attendu que les vents horizontaux provoquent un déplacement du nuage selon l'axe ouest-est. Toutes les figures seront donc présentées selon cet axe. De plus, afin de pouvoir comparer l'intensité des différents phénomènes sur des coupes verticales, il est important de pouvoir repérer le centre du nuage. La figure 4.48 montre la position du point pour lequel le rapport de mélange de glace de CO_2 est le plus élevé pour la simuwind au cours du temps. On observe donc bel et bien un mouvement latéral du nuage qu'il faudra prendre en compte par la suite. On note de plus que, comme dans

les simulations précédentes, il devient difficile de suivre le cœur du nuage de cette manière passé un certain temps (environ 320 s). Cela semble induire un changement de forme du nuage sur lequel nous reviendrons par la suite.

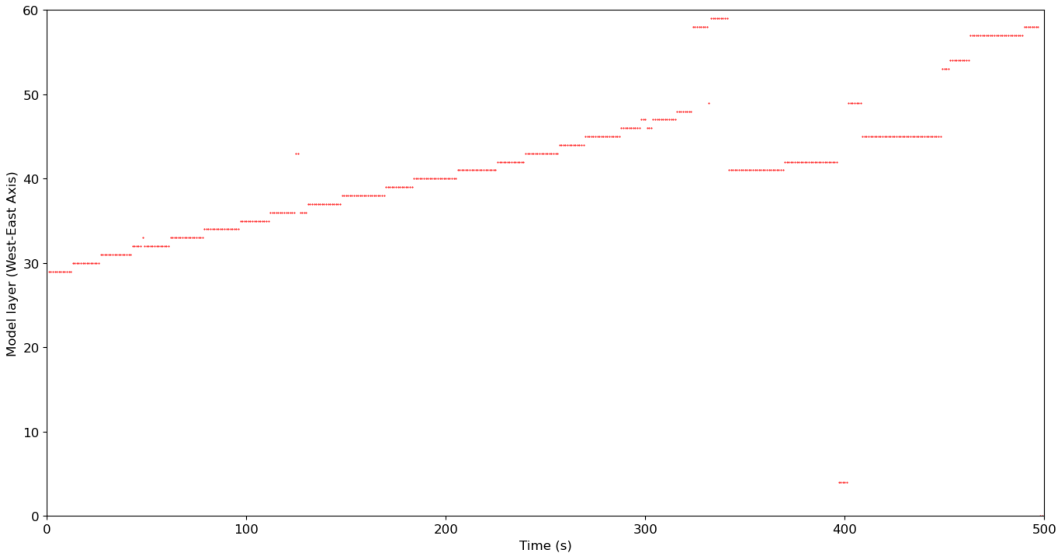


FIGURE 4.48 – Position du point où le rapport de mélange de la glace de CO_2 est le plus élevé pour la simulation avec vents horizontaux. La position est repérée par la couche de l'axe ouest-est où le centre du nuage, entre 0 et 59.

Nous prenons de nouveau la densité de colonne de glace de CO_2 comme marqueur du comportement général des processus de condensation puis de convection dans les deux simulations. La figure 4.49 donne l'évolution de la colonne densité pour une coupe verticale au centre du domaine. La courbe est tracée selon l'axe ouest-est pour les deux simulations mais l'évolution selon l'axe nord-sud est également donnée pour la simuwind. Cette dernière courbe (verte) vise à montrer que le déplacement du nuage suit la direction initiale des vents horizontaux. En effet, le fait que la colonne densité s'annule à partir d'un certain instant montre que le nuage, qui se forme au niveau de la perturbation initialement au centre du domaine, n'est plus du tout centré selon l'axe nord-sud à $t = 300$ s. Le nuage a donc été totalement transporté selon l'axe ouest-est.

La comparaison des évolutions de la densité de colonne de la glace de CO_2 permet d'évaluer l'impact du vent horizontal sur l'enchaînement des phases typiques par lesquelles passent le nuage. L'allure des courbes indique donc que l'ajout de vents ne modifie pas la séquence trouvée pour la simulation de référence : on retrouve bel et bien les quatre phases dans le cas de la simuwind.

Première phase : formation du nuage

La première phase est caractérisée par la très forte augmentation du rapport de mélange de glace de CO_2 du fait de la nucléation du CO_2 et du début de la condensation de la vapeur sur les noyaux activés. La condensation est similaire pour les deux simulations, en intensité (valeur maximale atteinte identique) et en rapidité de mise en place (temps d'atteinte du premier maximum local). Le nuage formé initialement est donc identique. Cela indique notamment que le temps caractéristique de formation d'un nuage dans ces conditions est inférieur au temps

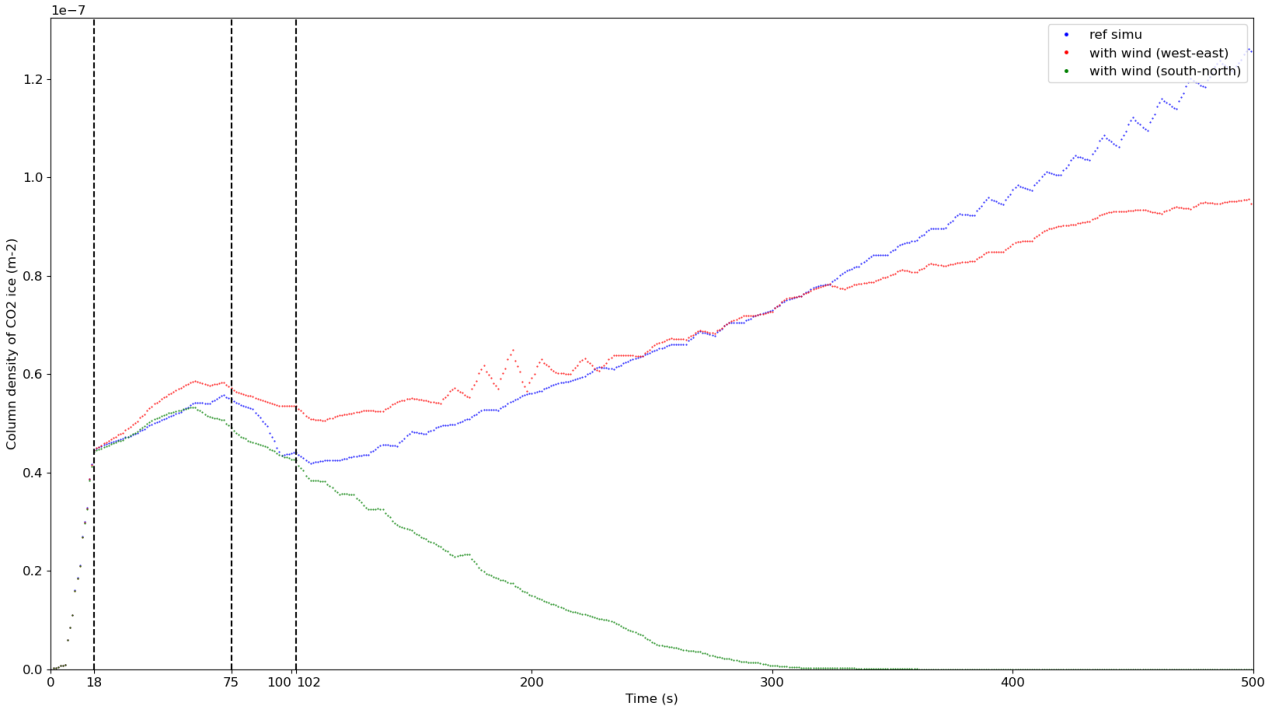


FIGURE 4.49 – Densité de colonne de la glace de CO_2 pour une coupe verticale. La coupe est faite au centre du domaine, selon l'axe ouest-est pour la simulation de référence (bleue), selon l'axe ouest-est (rouge) et l'axe nord-sud (verte) pour la simulation avec vents. Les pointillés en noir indiquent les temps de transition entre les différentes phases pour la simulation de référence

nécessaire à la mise en mouvement sous l'effet des vents horizontaux : une perturbation locale peut donc rapidement mener à la nucléation et à la formation d'un nuage dans la basse atmosphère sans que les processus ne soient altérés par les vents. L'ajout de vents horizontaux n'a pas d'effet sur le temps caractéristique de formation du nuage $\tau_{condens}$.

Deuxième phase : croissance du nuage et début du déplacement horizontal

La distinction entre les deux simulations commencent à se faire dès la deuxième phase. La croissance lente et quasi constante de la densité de colonne de glace de CO_2, typique de la seconde phase, se fait avec une intensité plus importante pour la simuwind. Puisque l'on sait que la convection n'a pas encore commencé à des temps aussi courts, nous regardons l'évolution temporelle du rapport de saturation du CO_2 à l'altitude du centre du nuage selon l'axe ouest-est (figure 4.50). À la fin de la première phase, à $t = 18$ s, les profils sont encore quasiment identiques, le dégagement de chaleur latente a compensé la sursaturation sur l'espace de la perturbation. À $t = 75$ s, fin de la seconde phase pour la simuref, un décalage est déjà clairement visible entre les deux simulations : le rapport de saturation vaut $S = 1$ sur pour une grande proportion du domaine pour la simuwind. Cela indique non seulement que le nuage se déplace bien vers l'est sous l'effet des vents horizontaux, mais surtout que ce déplacement intensifie la condensation de la vapeur de CO_2 dans le nuage. En effet, ce déplacement horizontal permet au nuage d'atteindre de nouvelles zones sursaturées, et où de la vapeur de CO_2 est disponible. La condensation peut donc continuer sur les cristaux formés lors de la première phase, de manière beaucoup plus intense que pour le nuage statique de la simuref, dont la croissance dépend de l'apport de vapeur par les vents convergents sur ses bords extérieurs.

En addition du décalage, l'état du rapport de saturation à $t = 75$ s expose aussi un élargissement de la surface impactée par le nuage : la zone sur laquelle le rapport de satu-

ration a été complètement compensé est plus large pour la simuwind que pour la simuref. La différence du côté Est semble logique, tant que la condensation continue au sein du nuage, un dégagement de chaleur latente opère et réchauffe l'atmosphère. Toutefois, sur le côté ouest de l'intervalle où $S = 1$, un décalage est aussi observé entre les simulations. Le rapport de saturation ne vaut de nouveau plus 1 sur l'extrémité ouest initiale du nuage. Les vents horizontaux ont transporté de la vapeur de CO_2 de l'ouest de la perturbation vers son volume d'origine, provoquant cette hausse du rapport de saturation sur une petite surface. Après vérification, et par comparaison des ordres de grandeur, il est possible d'estimer que les cellules de vents horizontaux qui se développent lors de la formation du nuage pour la simuref (étudiée dans la partie 4.2.2) sont négligeables devant les vents horizontaux de la simuwind.

La seconde différence d'évolution de la densité de colonne de glace de CO_2 entre les deux simulations lors de la seconde phase est la durée de celle-ci. La valeur maximale est atteinte dès $t = 60s$ pour la simuwind, contre environ $t = 75s$ pour la simuref. La fin de la seconde phase est caractérisée par le basculement du rapport condensation / précipitations. Dès lors que les cristaux de glace de CO_2 deviennent trop grands, les précipitations s'intensifient et provoquent une perte plus importante de glace dans le nuage que la condensation n'en apporte. Puisque le nuage en mouvement de la simuwind a accès à plus de vapeur de CO_2, les cristaux peuvent grandir plus rapidement. Ils atteignent alors plus rapidement la taille limite.

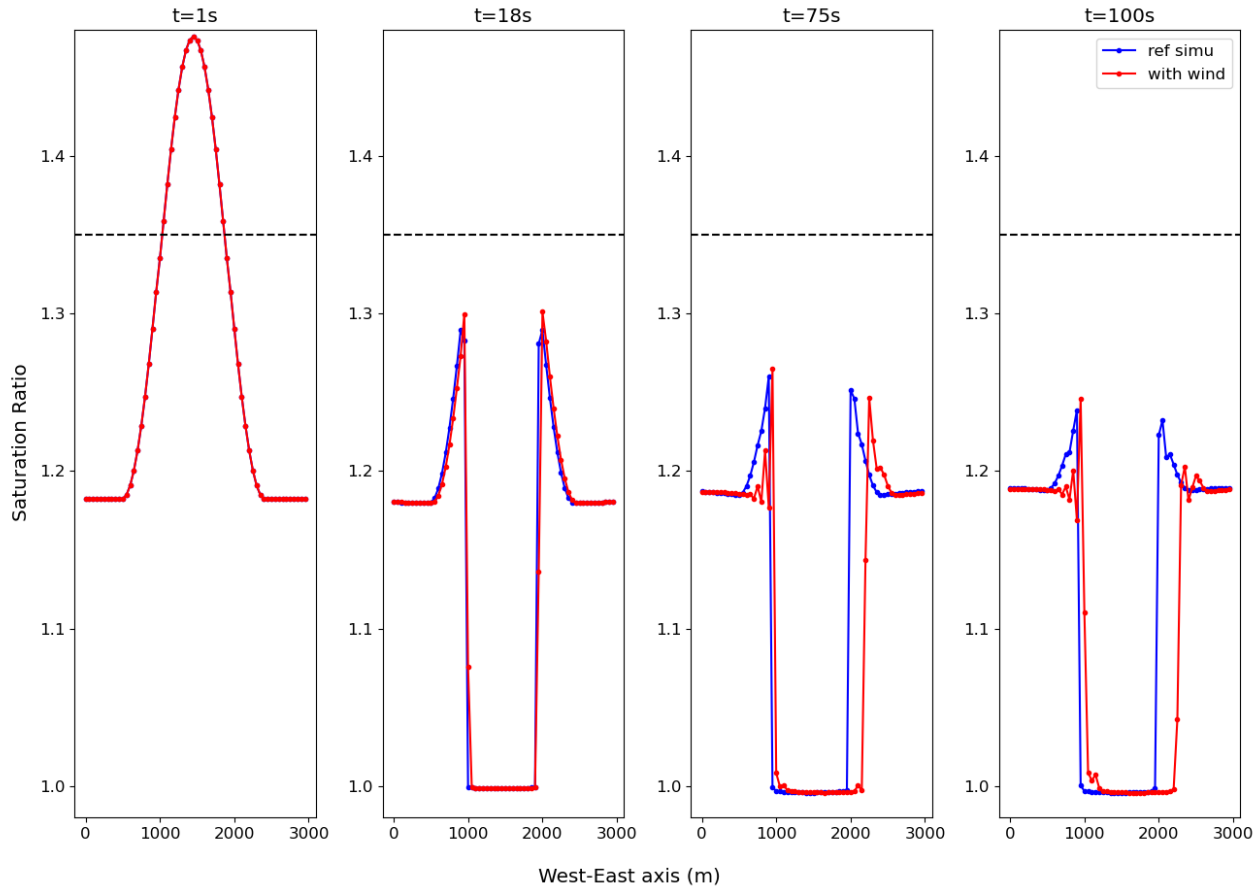


FIGURE 4.50 – Évolution horizontale du rapport de saturation de CO_2 selon l'axe ouest-est à différents instants des phases de formation et d'évolution du nuage. Un élargissement de la zone à $S = 1$ s'effectue pour la simuwind à cause du déplacement du nuage qui condense la vapeur de CO_2 de nouvelles zones. Ici encore, la ligne en pointillées indique un ordre de grandeur du rapport de saturation de nucléation.

Troisième phase : intensification des précipitations et accumulation de chaleur latente

Au cours de la troisième phase, la perte de glace de CO_2 sous l'effet des précipitations est plus importante que l'apport de la condensation, et ce même pour la simuwind qui a pourtant accès à de la vapeur de CO_2 en continue. En effet, cette vapeur permet seulement de continuer la condensation sur des cristaux déjà existants qui vont donc grandir et, dont certains vont sédimenter. Néanmoins, cette apport continu de glace de CO_2 compense mieux les précipitations que pour la simuref. La perte relative de densité de colonne de glace de CO_2 pour la simuwind n'est que de 14%, contre 26% pour la simuref. Les vents horizontaux jouent donc un rôle majeur dans l'évolution du nuage par l'impact que ceux-ci ont sur la quantité de glace de CO_2 au sein du nuage.

La troisième phase représente aussi le temps d'accumulation de la chaleur latente jusqu'à atteinte d'une valeur limite à partir de laquelle un éventuel mouvement convectif ascendant est visible. Afin de déterminer à quel moment l'écart de température devient maximal entre le nuage et l'environnement, soit le moment où le potentiel convectif de la parcelle est le plus élevé, nous regardons les profils verticaux de température au coeur du nuage (figure 4.51). À l'inverse des études de sensibilité à la température de la perturbation ou au profil initial de poussière, on retrouve cette fois que l'évolution de la température suit le même déroulé pour les deux simulations. L'écart maximal de température est atteint dès la fin de la première phase, à $t = 18$ s, et ne varie plus au cours de la seconde et troisième phase. Puisque la condensation continue dans le nuage, le dégagement de chaleur latente peut donc contribuer au développement de la convection. Ce même comportement signifie aussi que la CAPE est identique pour les deux nuages : théoriquement, la convection devrait se dérouler de la même manière pour les deux simulations, avec des valeurs similaires de vitesses horizontales atteintes.

La fin de la troisième phase est caractérisée par le début d'une nouvelle croissance de la densité de colonne de glace de CO_2, symbolisant le début de la phase de convection ascendante du nuage qui a de nouveau accès à des zones sursaturées et à de la vapeur de CO_2. Cette fin intervient au même moment pour les deux simulations. Les vents horizontaux n'ont donc pas d'effet sur τ_{convec}, le temps caractéristique de début de la convection visible. Celui-ci ne dépend donc pas de la quantité de glace de CO_2 dans le nuage à des instants intermédiaires de la seconde ou troisième phase, mais seulement du nuage initialement formé, qui est ici strictement identique pour les deux simulations. Les processus d'augmentation ou diminution de la densité de colonne de glace de CO_2 durant les deuxième et troisième phase se compensent donc entre eux en terme de dégagement de chaleur latente.

Quatrième phase : convection visible

Pour confirmer que le développement de la convection pendant les trois premières phases se fait de la même manière pour les deux simulations, nous regardons l'évolution de la vitesse du vent vertical au niveau du centre du nuage. La figure 4.52 prouve, qu'en effet, l'évolution des vents et la mise en place de vents ascendants est totalement similaire pendant les 100 premières secondes de simulation. Cela confirme que les vents horizontaux n'interfèrent pas dans le développement de la convection dans le cas du profil imposé pour cette simulation. Une perspective d'étude serait d'étudier un cisaillement plus fort de vents horizontaux. Lors de la quatrième phase, la vitesse du vent vertical devient suffisamment importante pour entraîner un mouvement ascendant visible du nuage. Cette vitesse limite est la même pour les deux simulations : autour de $t = 100$ s, il n'y a pas encore de différence entre les évolutions temporelles du vent vertical. Cela montre bien que les cristaux de glace de CO_2 ne peuvent dépasser une

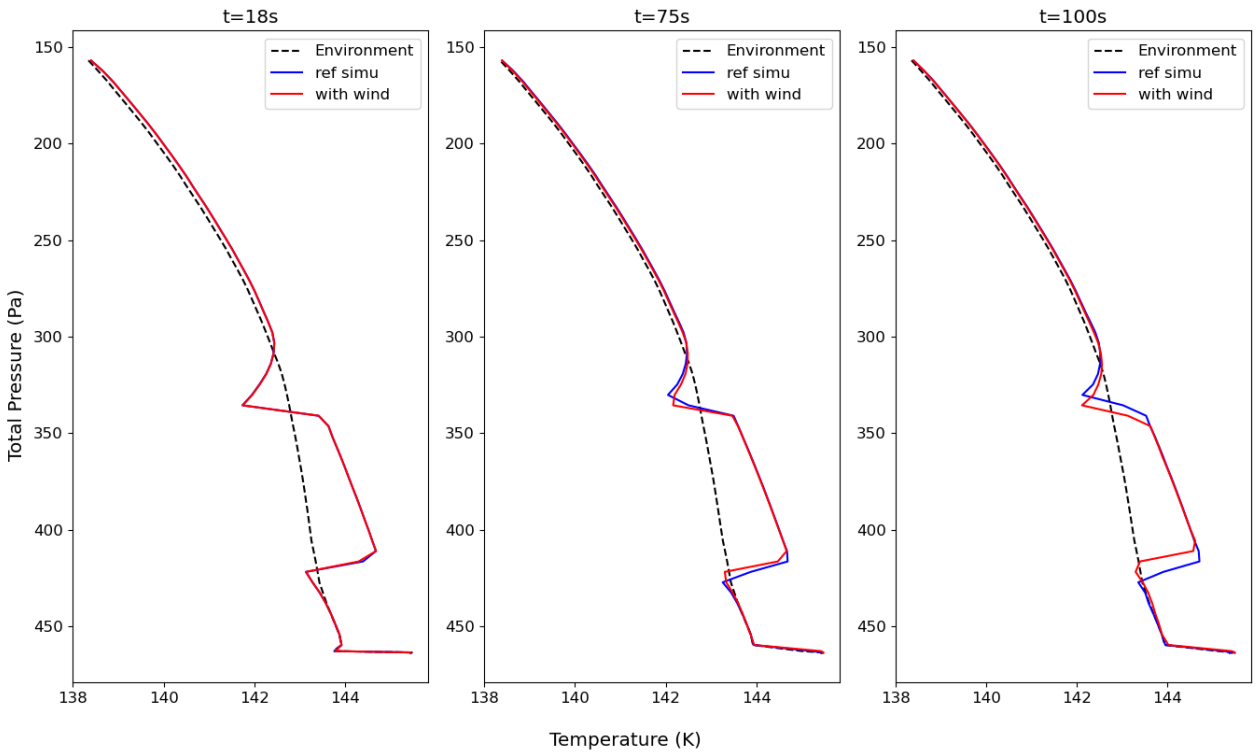


FIGURE 4.51 – Profils horizontaux de température au niveau du centre du nuage. Le profil en pointillés noirs est un profil de l'environnement pris au niveau d'une couche non atteinte par le nuage en déplacement de la simuwind.

taille limite. En effet, puisque le nuage de la simuwind a eu accès à davantage de vapeur de CO_2 et que la densité de colonne de CO_2 était plus élevée à la fin de la troisième phase, il était envisageable qu'une vitesse de vent plus importante soit nécessaire pour soulever les cristaux. Puisque ce n'est pas le cas, cela signifie que les cristaux les plus lourds dans chacun des nuages ont la même taille. Les cristaux ayant dépassé cette taille sont soit laissés sur place, soit ont précipités. L'écart de densité de colonne entre les simulations n'est donc ni lié à une différence de nombre de cristaux (même distribution initiale de CCN), ni à des cristaux atteignant des tailles plus importantes : on peut donc en déduire que cet écart vient d'une diminution du gradient de taille de cristaux dans le nuage. La différence de taille de cristaux de glace de CO_2, entre centre et bord du nuage, telle que observée pour les tests précédents, est ici amoindrie par les vents horizontaux puisque la vapeur de CO_2 n'est un facteur limitant pour aucun cristaux.

L'évolution de la convection durant la quatrième phase est différente pour les deux simulations, simuref et simuwind, bien qu'elle ait commencé de manière totalement similaire. La densité de colonne de glace de CO_2 augmente bien durant la quatrième phase pour la simuwind (figure 4.49) mais beaucoup plus lentement que pour la simuref. L'augmentation est constante dans les deux cas mais vaut $1.9.10^{-10}$ m^{-2} par seconde pour la simuref contre seulement $1.3.10^{-10}$ m−2 par seconde pour la simuwind. Ceci est une conséquence directe de l'aplanissement du gradient horizontal de taille de cristaux de glace de CO_2 au sein du nuage. En effet, au début de la convection, il y a bien plus de cristaux dont la taille est proche de la taille pour laquelle la sédimentation l'emporte. Lors de la convection, la condensation continue puisque le nuage atteint de nouveau des zones sursaturées en vapeur de CO_2. Il y a donc plus de cristaux dépassant cette taille limite et l'apport de glace de CO_2 dans le nuage est amoindri. À l'inverse, pour la simuref, les cristaux du bord du nuage sont restés beaucoup plus petits que ceux du centre pendant les premières phases. Lors de la convection il y a donc une marge plus importante

pour que ces derniers grandissant sans précipiter. Le gain global de densité de colonne de glace de CO_2 est donc plus important.

De la même manière, la distribution de la taille des cristaux de glace de CO_2 au sein du nuage au début de la convection a un impact sur le développement du vent vertical. La condensation, lors de l'ascension du nuage, étant plus faible pour la simuwind, il y a un dégagement de chaleur latente moins important. Cela résulte donc en une augmentation moins forte de la vitesse du vent vertical, telle qu'illustrée sur la figure 4.52 durant la quatrième phase. Le comportement global est le même pour les deux simulations, mais l'augmentation ralentit très fortement aux alentours de $t = 200$ s pour la simuwind, là ou elle accélére au même instant pour la simuref. Les vents horizontaux n'ont donc pas une impact sur la mise en place de la convection, mais semble en avoir sur le déroulement de celle-ci.

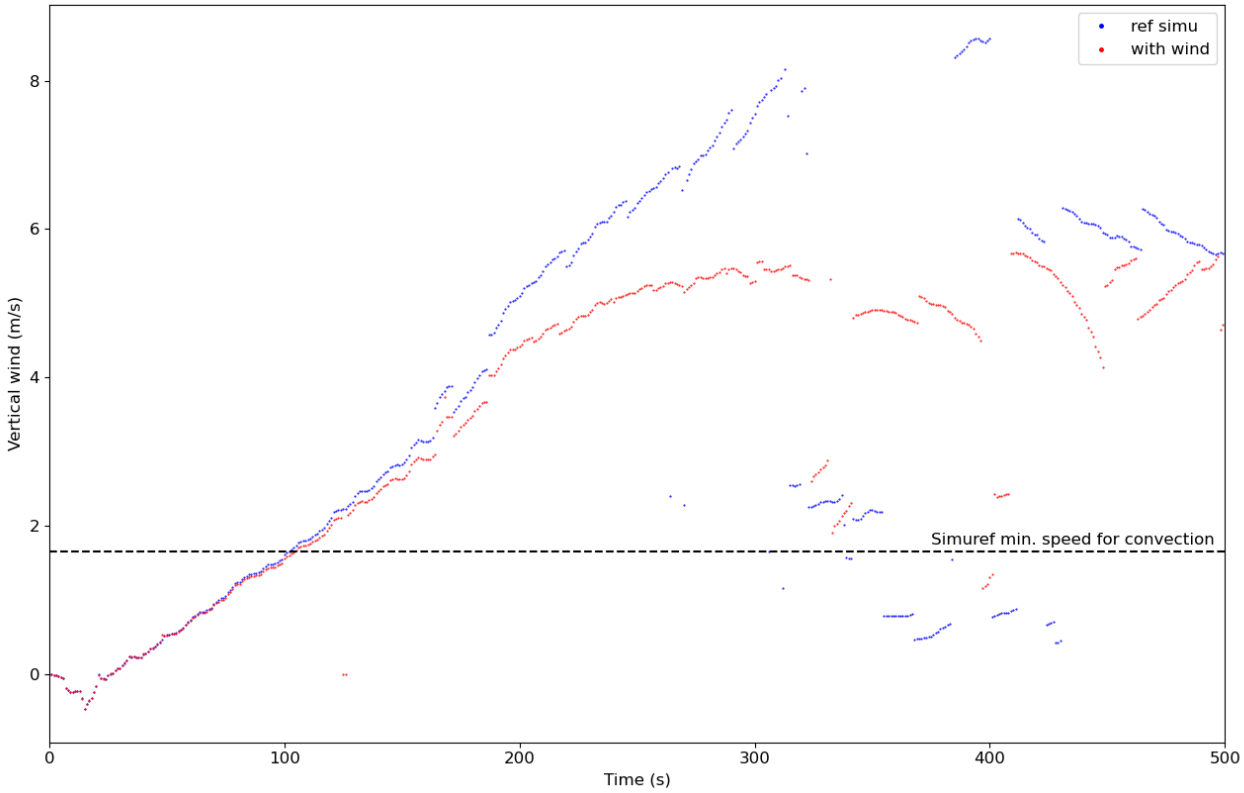


FIGURE 4.52 – Évolution temporelle de la vitesse verticale du vent au centre du nuage (traqué par le point de plus forte valeur de rapport de mélange de glace de CO_2). La ligne horizontale en pointillées est un indicateur de la vitesse atteinte par la simulation de référence lorsque la convection devient visible, et est un indicateur de l'ordre de grandeur nécessaire. À partir de $t = 300$ s, le changement de forme du nuage implique qu'il n'y a plus réellement de centre, ce qui provoque le comportement particulier observé.

Pour évaluer à quel point les vents horizontaux contribuent à freiner la convection du nuage, nous regardons les valeurs maximales atteintes en terme d'altitude et de vitesse verticale, ainsi que le temps nécessaires pour atteindre ces valeurs. La figure 4.53 montre l'évolution du rapport de mélange pour une coupe verticale réalisée au niveau du centre du nuage. Même si le suivi est compliqué pour la simuwind du fait du changement de forme du nuage que l'on verra par la suite (observable ici par l'aplatissement du nuage), certains éléments peuvent être déduit concernant l'évolution de la convection. Tout d'abord, les temps caractéristiques de mise en place semblent bel et bien être similaire, le début de la phase ascendante commence au même moment pour les deux simulations. Cependant, l'altitude maximale atteinte par le nuage est bien plus basse pour la simuwind : 6000 m seulement contre 6730 m pour la simuref. Au moment où cette altitude est

atteinte, le nuage est quasiment complètement délité, nous considérons donc l'altitude maximale atteinte lorsque le nuage est encore cohérent comme une structure atmosphérique, soit 5900 m. Cette altitude maximale est atteinte dès $t = 529$ s, là où il fallait attendre 900 s de simulation pour la simulation de référence. La convection est donc bien moindre lorsque le profil contient des vents horizontaux et τ_{altmax} décroît. La figure 4.53 confirme aussi l'impact des vents sur le gradient de taille de cristaux. Les précipitations sont bien plus intenses sous le nuage lorsque la convection commence pour la simuwind. Cela confirme qu'une plus grande partie des cristaux avait atteint une taille proche de la taille limite lors des premières phases, ce qui est à l'origine du ralentissement de la convection.

La figure 4.54 montre l'évolution du vent vertical dans la même coupe. Le temps caractéristique pour atteindre la valeur maximale est identique pour les deux simulations : $\tau_{Wmax} = 400s$. Celui-ci n'est donc pas impacté par les vents et ne doit dépendre que du potentiel convectif du nuage. Puisque ce dernier était le même pour les deux simulations, le maximum est atteint au même instant. Cependant, le ralentissement de la convection sous l'effet des vents horizontaux s'observe par la valeur de ce maximum : $w_{max} = 5.7$ m.s^{-1} pour la simuwind, $w_{max} = 8.9$ m.s^{-1} pour la simuref. Cela confirme aussi que la convection s'arrête nettement plus tôt pour la simuwind : les valeurs de vitesse de vent vertical deviennent négligeables à partir de $t = 529$ s et ne peuvent donc plus provoquer l'ascension du nuage.

On en conclut donc que les vents horizontaux du profil initial n'ont pas un effet direct sur le potentiel convectif d'un nuage où la mise en place de la convection mais que ceux-ci ont un effet direct sur le déroulé de l'ascension. Par la modification du gradient de taille de cristaux de glace de CO_2, les vents ont un effet de frein sur la convection, permettant à un nuage initialement identique d'atteindre des altitudes moins élevées. La convection s'arrête plus vite car la condensation de la vapeur de CO_2 est trop faible pour maintenir un dégagement de chaleur latente suffisant.

Impact des vents horizontaux sur l'évolution de la forme du nuage

L'étude des phases précédentes a introduit la difficulté de suivre facilement le centre du nuage, principalement à cause du changement de forme de celui-ci. Nous regardons donc ici l'évolution de l'aspect du nuage par des coupes verticales (figure 4.55). Le nuage est initialement le même, il se forme dans l'espace de la perturbation avant de se déplacer et forme une structure sphérique. À $t = 200$ s, le déplacement horizontal est déjà significatif pour la simuwind, le nuage s'est déplacé vers l'est. La convection a aussi commencé mais le gain d'altitude est très faible. À ce stade, le nuage conserve un aspect sphérique similaire à celui de la simuref, mais il apparaît déjà qu'il pourrait y avoir une différence entre le "front" (bord du nuage côté est) et "l'arrière" (bord du nuage côté ouest) du nuage pour la simuwind. À $t = 400$ s, le changement de forme est notable : le nuage s'est aplati pour les deux simulations mais est beaucoup plus homogène dans le cas de la simuwind. Nous avions vu que le nuage se séparait en plusieurs blocs sous l'effet des différences de tailles de cristaux de glace de CO_2 aux différents points du nuage dans la simulation de référence. Ce gradient est beaucoup plus faible pour la simuwind, d'où l'aspect bande que prend rapidement le nuage. Pendant le début de la convection, le changement de forme est donc indirectement modulé par les vents horizontaux, encore une fois par l'homogénéisation des tailles de cristaux de glace de CO_2 dans le nuage.

Par la suite, nous savons que la convection s'est arrêtée pour le nuage de la simuwind. Nous pouvons donc voir les étapes de la disparition du nuage qui ne parvient pas à se maintenir à l'altitude maximale atteinte lors de la convection. En effet, puisque le nuage ne monte plus, il a accès à moins de vapeur de CO_2, la condensation est donc ralentie et n'est plus assez intense pour que le dégagement de chaleur latente suffise à soulever le nuage. La forme du nuage à $t = 600$ s montre l'impact du manque de vapeur de CO_2 sur le nuage. Le seul apport

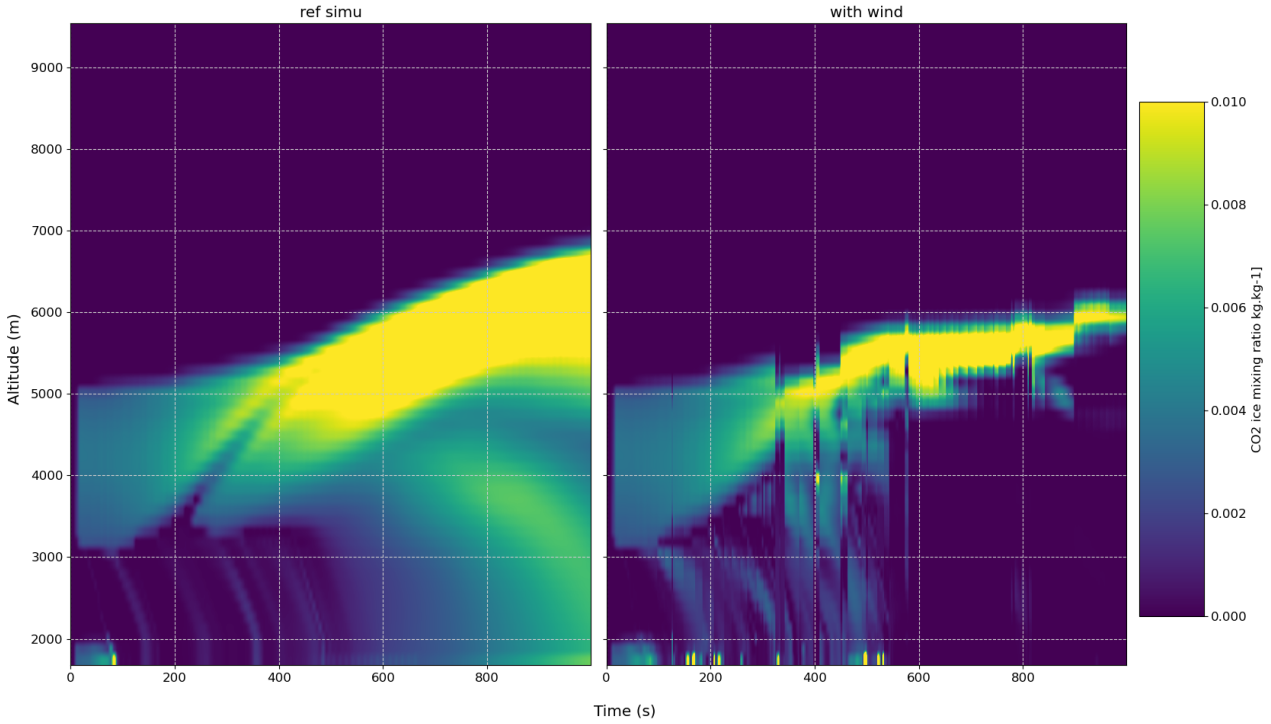


FIGURE 4.53 – Rapport de mélange de la glace de CO_2 dans une coupe verticale au centre du nuage (traqué de la même manière que précédemment par le point où le rapport de mélange est le plus élevé dans le nuage). Le gain d'altitude pour la simuwind aux alentours de $t = 900$ s est un artefact de la disparition du nuage et ne représente pas une réelle convection. L'altitude maximale est atteinte dès $t = 529$ s.

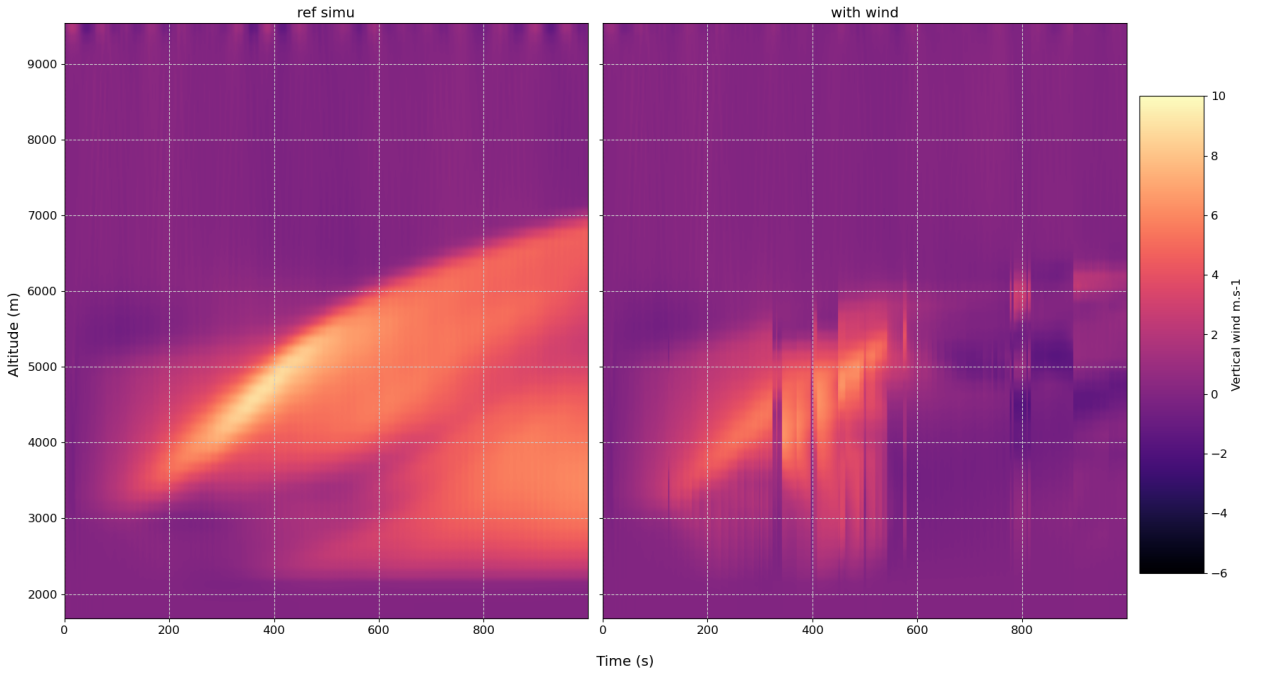


FIGURE 4.54 – Vitesse verticale du vent pour la même coupe que la figure 4.53. À partir de $t = 529$ s, les vents deviennent quasiment négligeables, la convection s'est déjà arrêtée.

se fait grâce au déplacement horizontal du nuage. Le front du nuage rentre donc beaucoup plus rapidement dans ces zones sursaturées que l'arrière, et toute la vapeur a le temps de condenser sur les cristaux du front. Il en résulte que l'arrière du nuage ne peut se maintenir : on voit

que l'avant du nuage forme un structure compacte, alors que l'arrière est déjà détérioré. Ce phénomène est encore accentué à $t = 800$ s, le nuage a grandement perdu en taille, la quasi intégralité de la glace de CO_2 subsistant est concentrée dans l'avant du nuage. Par la suite, le nuage continue de rapetisser, jusqu'à son extinction complète autour de 1000s de simulation.

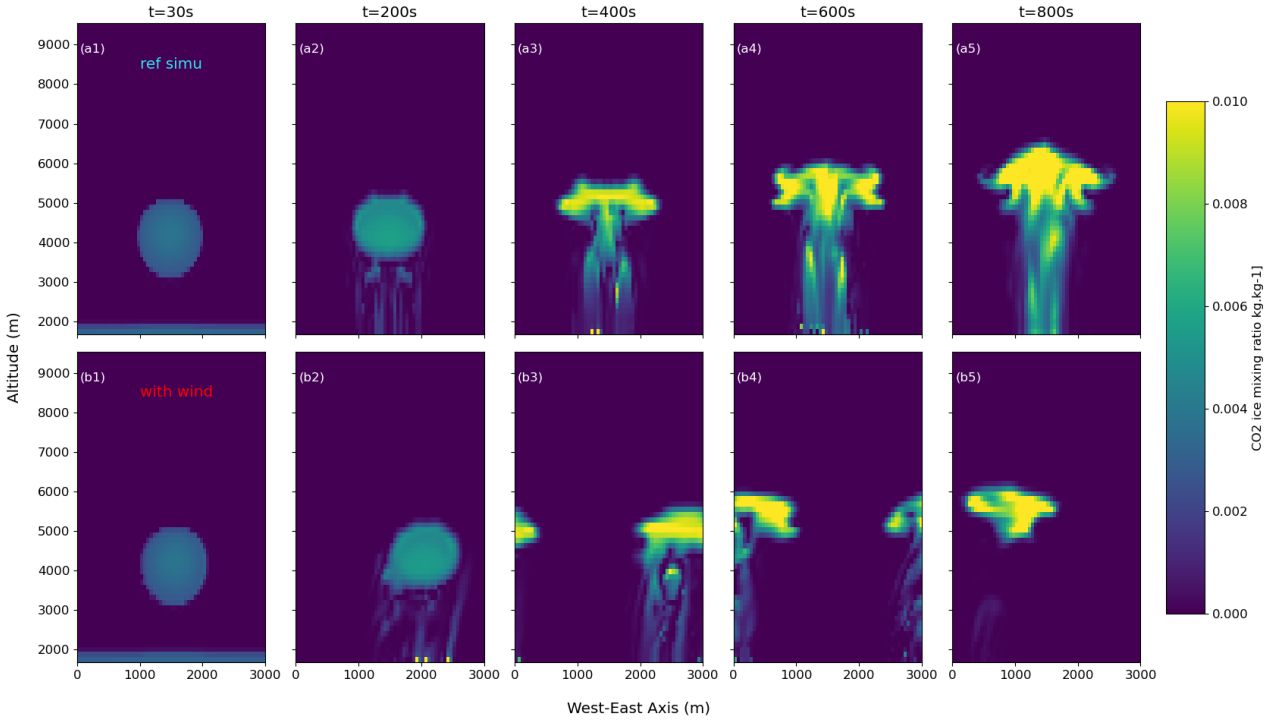


FIGURE 4.55 – Coupe verticale du rapport de mélange de glace de CO_2 à différents instants de la simuref (a) et de la simuwind(b). Au delà de 800s de simulation, le nuage de la simuwind ne constitue plus une structure compacte et disparaît très rapidement.

4.4 Conclusion du chapitre

L'objectif de cette étude était multiple. Dans un premier temps, il était nécessaire d'adapter le code du modèle microphysique des nuages de glace de CO_2 pour que celui-ci soit utilisable en mode LES. Les paramétrisations physiques ont été modifiées pour pouvoir être calculées malgré une gestion différente des niveaux de pression. Nous avons ainsi pu mener à bien un protocole de simulations de la formation et de la convection des nuages de glaces de CO_2 en ajoutant à l'état initial une perturbation en température sous forme de bulle froide. Nous avons d'abord défini une simulation de référence dont la perturbation, de seulement -2 K, peut être expliquée par la propagation d'ondes de gravité. Celle-ci suffit à déclencher la condensation du CO_2 et la formation d'un nuage. Ce nuage a un potentiel convectif suffisant pour entamer un mouvement ascendant dans l'atmosphère. La formation et la convection du nuage se fait en plusieurs étapes distinctes durant lesquelles différents processus sont à l'œuvre. Dans un premier temps, la nucléation se déclenche et le nuage se forme rapidement. La condensation continue pendant une centaine de secondes durant lesquelles des précipitations se mettent en place. Le dégagement de chaleur latente s'accumule, et déclenche finalement la convection. Les caractéristiques de cette convection sont aussi déduites des simulations : vitesse verticale maximale atteinte, altitude maximale du nuage, évolution de la forme du nuage sous l'effet des vents horizontaux. Au bout d'environ 1000 s, le nuage atteint une altitude maximale d'environ 6-7 km. puis commence à redescendre et à se désagréger.

Dans un second temps, nous avons réalisé une étude de la sensibilité de la formation et de la convection du nuage de glace de CO_2 à différents paramètres atmosphériques. Le premier facteur est la température de la perturbation, pour laquelle nous réalisons des simulations réalistes et des simulations extrêmes. Les simulations réalistes révèlent que la croissance trop rapide des cristaux de glace est un frein à la convection, le poids de ces derniers impliquant qu'ils ne puissent être soulevés qu'avec des vents verticaux plus importants. À l'inverse, si la simulation n'est pas assez froide, la condensation est très lente et le dégagement de chaleur latente n'est pas assez important pour provoquer une forte convection. Il existe donc une situation intermédiaire, davantage favorable à la convection. Nos simulations montrent alors que cette situation semble être notre simulation de référence, qui correspond également à la situation la plus réaliste.

La distribution initiale de poussière joue aussi un rôle important dans la formation du nuage, les grains de poussière servant de noyaux de condensation. Une première simulation montre que lorsque le nombre de grains est trop faible, les cristaux de glace de CO_2 atteignent trop rapidement des tailles élevées. Leur poids entraîne alors la chute du nuage qui rejoint la surface. Les autres simulations permettent de déterminer une tendance d'évolution de la convection en fonction de la distribution initiale. Plus l'atmosphère contient de grains de poussière, plus la condensation peut se répartir. Les cristaux de glace ainsi formés sont alors plus petits et plus faciles à soulever. Il en résulte que le nuage atteint des altitudes plus élevées pour les distributions les plus riches. La convection ne semble pas être plus intense puisque la vitesse verticale maximale est quasiment identique pour chacune des simulations et est atteinte au bout du même temps, par contre la convection dure plus longtemps.

Enfin, une simulation a été réalisée pour déterminer l'effet de vents horizontaux sur le développement de la convection. La formation du nuage et les 100 premières secondes de simulation, donc les phases de mise en place de la convection, se déroulent de manière identique en présence de vents. La différence apparaît lors de la phase d'ascension : le nuage atteint bien plus rapidement une altitude maximale plus basse lorsque les vents horizontaux sont activés. Le mouvement horizontal est donc un frein au mouvement vertical, notamment parce que la chaleur latente dégagée par le changement d'état du CO_2 est davantage répartie dans l'atmosphère.

Ces premières simulations résolvant la convection ouvrent de nombreuses perspectives d'amélioration pour la suite de l'étude, tant au niveau du modèle lui-même qu'au niveau des simulations qu'il pourrait être intéressant de réaliser. Les simulations sont idéalisées et ont nécessité de réaliser certaines hypothèses simplificatrices. Notamment, le modèle LES ignore les effets de gradient de pression et de masse molaire au sein du nuage lorsqu'il n'y a plus de CO_2 disponible. Il serait intéressant de modifier le code de telle sorte que les niveaux de pression soient alors mis à jour. Cela pourrait également permettre d'utiliser des formules de calcul de la masse des couches atmosphériques et du CO_2 disponible qui seraient plus proches de celles utilisées dans le modèle global. De la même manière, plusieurs paramétrisations physiques ont été désactivées pour simplifier les simulations. Certaines d'entre elles, comme l'apport extérieur de noyaux de condensation ou les soulèvements de poussière depuis la surface, auraient sans doute un effet sur le développement du nuage qu'il faudrait réussir à évaluer.

Nous avons décidé de travailler avec un profil de la nuit polaire sud. Or, nous avons évoqué tout au long de cette thèse qu'il existait une forte asymétrie entre les deux hémisphères. Il serait donc intéressant de réaliser une étude similaire avec un profil polaire nord. Nos simulations se limitent généralement aux 1000 premières secondes, ce qui suffit à observer le mouvement ascendant du nuage. Une perspective serait d'étudier la suite de l'évolution du nuage jusqu'à son éventuelle disparition. Enfin, une simplification majeure du problème est d'instaurer une perturbation immédiate et stationnaire dans l'atmosphère. En réalité, ces perturbations sont liées à la propagation d'ondes, elles se développeraient donc de manière progressive et hétérogène dans le domaine traversé. Des améliorations pourraient donc être apportées à la modélisation de la perturbation en partant directement de la paramétrisation d'une onde de gravité.

Chapitre 5

Conclusion générale & Perspectives

Contents

5.1 Conclusions 165
5.2 Perspectives 167

5.1 Conclusions

Les objectifs de cette thèse étaient multiples. Dans un premier temps, nous voulions savoir s'il était possible d'extraire davantage de détections des aérosols, et plus particulièrement des nuages polaires de glace de CO_2, des jeux de données venant de mission ayant observé la troposphère. Ces observations permettraient de contraindre davantage les interactions entre les cycles des différents aérosols dans l'atmosphère martienne, notamment lors des processus de formation des nuages de glace de CO_2 dans les nuits polaires. L'environnement troposphérique durant ces nuits polaires est très stable, nous voulions donc déterminer si les faibles perturbations en température que les différentes missions ont pu mesurer seraient suffisantes pour déclencher la formation des nuages de glace de CO_2. Ces nuages de glace de CO_2 ayant été observés à différentes altitudes, une problématique était également d'établir s'ils arboraient un potentiel convectif et s'il était possible de déterminer les étapes de développement de la convection ainsi que sa sensibilité aux conditions atmosphériques. Enfin, dans l'éventualité de nuages convectifs, la dynamique de ces derniers jouerait un rôle important dans le climat de la basse atmosphère, et donc sur les cycles des autres espèces que le CO_2 (poussière et eau principalement). Il existerait donc un couplage notable entre physique et dynamique que nous voulions étudier.

Afin de répondre à la première problématique d'analyse de données, nous nous sommes intéressés à l'altimètre MOLA, un des rares instruments ayant été en mesure d'observer des nuages de glace de CO_2 dans les nuits polaires (Neumann et al., 2003; Ivanov and Muhleman, 2001). Le jeu de données fourni par MOLA est conséquent, ce qui a limité les études précédentes. En effet, les méthodes numériques d'il y a 20 ans ne permettaient pas une analyse d'un tel jeu de données, ce qui a limiter les études à l'utilisation d'approche simple. Nous avons montré qu'une nouvelle analyse des données MOLA par des méthodes d'apprentissage machine, et plus particulièrement de clustering, permet d'en extraire davantage de détections de structures atmosphères. Il est impossible de déterminer la composition de ces structures par les seules informations récoltées par MOLA. Nous avons donc comparé nos résultats aux observations d'autres missions. Un avantage majeur de travailler sur ce jeu de données est la possibilité d'étudier la corrélation entre nos résultats et ceux obtenus par l'analyse des mesures du spectromètre TES et

de la caméra infrarouge MOC, deux instruments embarqués à bord de la même sonde et qui ont, eux aussi, été en mesure d'observer des nuages et des structures poussiéreuses en identifiant leur composition. Afin de déterminer le caractère récurrent de certaines de nos observations, nous avons également comparé nos résultats à des missions plus récentes. Nous avons déterminé que MOLA a été en mesure d'observer la plupart des phénomènes atmosphériques qui se répètent chaque année, comme le développement de la ceinture de nuages de glace d'eau à l'aphélie (aphelion cloud belt) ou des capuches polaires et la formation de tempêtes de poussière régionales. Il est aussi possible d'étudier les cycles saisonniers des aérosols au niveau d'éléments topographiques spécifiques, comme le bassin d'Hellas ou le canyon de Valles Marineris, qui jouent un rôle important dans la circulation globale des aérosols sur la planète durant une année martienne. MOLA apporte également des observations complémentaires à des bases de donnée existantes, comme la Mars Dust Activity Database (Battalio and Wang, 2021) développée à partir des observations MGS. Toutefois, même par comparaison avec les mesures d'autres observations, il est parfois difficile d'attribuer une composition à certaines structures atmosphériques. Cela semble impliquer que le cycle des différents aérosols sont fortement couplés dans la troposphère.

Cette conclusion sur le couplage des cycles, qui est d'autant plus fort aux pôles où les échanges avec la surface sont plus fréquents, est une motivation supplémentaire pour l'étude précise des processus de formation des nuages de glace de CO_2 dans la nuit polaire. Des hypothèses ont été faites par le passé attribuant un caractère convectif à ces nuages (Colaprete et al., 2003). Nous avons donc eu recours à un modèle atmosphérique de type LES, soit un modèle méso-échelle à une résolution suffisamment élevée pour résoudre les plus grands tourbillons, responsables de la plupart des échanges de chaleur dans l'atmosphère. Le couplage récent d'un nouveau modèle de microphysique de la condensation du CO_2 (Listowski et al., 2013, 2014) au modèle de climat global de LMD pour l'étude des nuages mésosphériques de glace de CO_2 (Määttänen et al., 2022) a été adapté au cas LES. Nous avons ainsi pu montrer qu'une perturbation en température typique de la troposphère durant les nuits polaires, pouvant être produite par la propagation d'ondes de gravité (Tobie et al., 2003), était en effet suffisante pour déclencher la condensation du CO_2 et la formation d'un nuage de glace de CO_2. L'accumulation du dégagement de chaleur latente provoqué par le changement d'état confère au nuage un potentiel convectif suffisant pour générer un mouvement ascendant. La formation du nuage, puis le développement de la convection et des précipitations, se fait en plusieurs étapes clairement distinctes dont nous avons pu déterminer les échelles de temps.

La convection ayant bien lieu, nous avons analysé la sensibilité de celle-ci à différents paramètres atmosphériques. La température de la perturbation initiale est un premier facteur majeur pour la formation d'un nuage. Si la perturbation est trop faible, c'est-à-dire quand l'écart de température entre l'environnement et la zone sursaturée n'est pas assez élevé, la condensation du CO_2 n'est pas assez intense pour que le dégagement de chaleur latente déclenche un mouvement convectif. Ces simulations permettent aussi de déterminer qu'une perturbation plus froide ne mène pas à des altitudes maximale plus élevées : il n'est pas possible d'expliquer toutes les observations de nuages troposphériques de glace de CO_2 par la convection de nuage formés près de la surface. La température de la formation joue un rôle sur le rapport entre le poids des cristaux qui se forment et l'énergie libérée par le changement d'état. Il existe donc une température intermédiaire qui est davantage favorable à la convection ; nous avons pu montrer que cette température intermédiaire était la température réaliste de notre simulation de référence. De la même manière, la distribution initiale de grains de poussière dans l'atmosphère va instaurer des gradients plus ou moins importants de taille de cristaux dans le nuage. À une sursaturation donnée, une atmosphère trop pauvre en poussière mène à la formation de cristaux trop grands, dans quel cas la sédimentation l'emporte sur la convection et le nuage ne subit

pas de mouvement ascendant notable. À l'inverse, plus les grains de poussière sont nombreux, plus les cristaux sont petits avec une sédimentation moins rapide, et les altitudes atteintes par le nuage sont alors plus élevées. Enfin, la propagation d'ondes de gravité s'accompagne généralement de vents horizontaux dont nous avons étudié l'effet. Le déplacement horizontal du nuage, emporté par le vent, empêche l'accumulation de chaleur latente, la convection est donc moins intense et s'arrête bien plus tôt que pour un nuage stationnaire.

L'étude de la formation des nuages de glace de CO_2 et de leur convection a aussi été réalisé au regard des autres aérosols. Un couplage existe évidemment lors de la condensation du CO_2, les grains de poussière et les cristaux de glace d'eau servant de noyaux de condensation. Mais la dynamique du nuage, par la convection, a également une rétroaction notable sur les conditions météorologiques et donc sur le cycle des aérosols. Nous avons montré que lors de la convection, une circulation locale se met en place, ainsi que des réchauffements localisés de l'atmosphère. Ces changements pourraient, par exemple, favoriser le soulèvement de poussière depuis la surface. Nous avons donc bien mis en évidence un couplage important entre dynamique et microphysique, dont certains aspects restent évidemment à déterminer.

5.2 Perspectives

Le travail réalisé au cours de cette thèse ouvre de nombreuses perspectives, dont certaines évoquées dans les chapitres précédents, tant dans le domaine de l'analyse de données que dans celui de la modélisation des nuages de CO_2. Cette étude a montré qu'il était bénéfique d'utiliser des nouvelles méthodes numériquement puissantes, comme l'apprentissage machine, sur d'anciens jeux de données, puisque cela permet de récolter de nouveaux résultats, augmentant ainsi le retour scientifique d'anciennes missions. Toutefois, il s'agissait ici d'une première approche de l'application des méthodes de clustering, pour laquelle l'accent a été mis sur l'interprétabilité des résultats. Nous avions choisi une méthode de type kmean pour nous assurer de réduire autant que possible les faux-positifs. Les limitations de cette méthode, efficace mais simple, sont notamment observables dans la détermination des bords des structures atmosphériques. Deux grands axes principaux d'amélioration de la méthode peuvent être déterminés :

— Il existe une grande diversité de méthodes de clustering, de complexité et donc d'efficacité différente mais aussi nécessitant des temps de calcul de plus en plus important (Anand and Kumar, 2022). Là où la méthode kmean est applicable à tout jeux de données "clusterable", les méthodes les plus complexes sont généralement plus spécifiques et leur efficacité dépend de la structure du jeu de données. Il serait donc intéressant de réaliser une analyse comparative pour distinguer la méthode la plus adaptée à nos données. Un autre avantage des méthodes plus complexes est la dépendance moins importante du meilleur nombre de clusters aux nombres de variables de distinction. Dans le cas des données MOLA, ajouter le canal de détection de chaque retour comme troisième variable permettrait vraisemblablement de séparer différents types de structures atmosphériques dès la phase de clustering.

— Puisqu'il s'agissait d'une première approche de l'utilisation des méthodes de clustering sur ce type de jeu de données, nous avons décidé de mettre l'accent sur la reproductibilité des résultats en partant des observations brutes. Plutôt que de complexifier la méthode, il serait aussi possible d'associer à chacun des retours l'intégralité des paramètres observables disponibles puis d'appliquer des méthodes de réduction de la dimensionnalité, ce qui augmente grandement les performances des méthodes de clustering (Song et al., 2013).

Il est également possible de travailler nos résultats directement. En effet, nous avons fait des conclusions sur la composition de la plupart des structures atmosphériques par comparaison avec les observations d'autres missions. Or des comportements différents peuvent être

distingués dans nos résultats, notamment par rapport à l'altitude associée aux détections, à l'apparence de la diminution du produit rT^2 ou encore à la répartition des différents canaux de détection dans une même structure atmosphérique. L'utilitaire que nous avons développé permet de visualiser ces comportements pour chacune des structures mais la quantité de structures est encore trop importante pour faire une analyse approfondie des différents types de structure avec une simple analyse visuelle. Puisque nous pouvons conclure sur la composition de certaines de ces structures, il devient possible d'utiliser ces résultats comme un jeu d'entraînement pour l'application de méthodes de machine learning supervisées de type classificateur. On pourrait, par exemple, déterminer trois classes que seraient la poussière, les nuages de glace d'eau et les nuages de glace de CO_2 et utiliser le réseau de neurones sur les structures pour lesquelles il était impossible de tirer une composition.

L'utilisation des méthodes de machine learning dans le domaine des sciences planétaires se démocratise de plus en plus. Comme mentionné dans les motivations à analyser de nouveau les données MOLA, disposer de trois instruments ayant tous observé des structures atmosphériques par des méthodes différentes sur la même période est une occasion rare de déterminer une climatologie complète de l'atmosphère martienne et des variations saisonnières des cycles d'aérosols. Mengwall and Guzewich (2023) ont réussi à utiliser des méthodes de deep learning pour identifier les nuages de glace d'eau à partir des clichés de la caméra MARCI à bord de MRO. Une méthode similaire pourrait également être utilisée sur les observations de la caméra MOC pour optimiser les détections de nuages et de poussière.

Les résultats obtenus en modélisation sont également sujets à améliorations. L'axe principal d'amélioration réside dans l'idéalisation des simulations. Maintenant qu'il a été possible d'étudier spécifiquement la formation des nuages de CO_2 et le développement de la convection, il serait intéressant de rendre les simulations de plus en plus "réalistes" en ajoutant certaines paramétrisations physiques. Nous avons montré qu'il existe un couplage entre les nuages de glace de CO_2 et la poussière atmosphérique. Lors de notre étude, l'évolution du rapport de mélange de poussière était déterminée par le scénario choisi, il serait intéressant d'utiliser une modélisation plus précise du cycle des poussières, permettant notamment le soulèvement de poussière depuis la surface, le développement de tempêtes ou de dust devils. Cela permettrait notamment de contraindre le couplage qui existe entre le cycle de la poussière et celui du CO_2. De la même manière, la manière d'initialiser la perturbation de température dans l'atmosphère utilisée dans nos simulations est une version très simplifiée, notamment à cause du caractère instantanée et stationnaire de la perturbation ajoutée au profil initial. Les perturbations de la nuit polaire sont généralement dues à la propagation d'ondes de gravité (Tobie et al., 2003), remplacer l'initialisation actuelle de la perturbation par une modélisation de ces ondes permettraient d'en étudier l'effet sur la troposphère, comme cela a été fait pour la mésosphère (Vals et al., 2019). Cela pourrait impliquer d'ajouter la topographie de la surface, les ondes de gravité se formant au niveau des reliefs.

L'utilisation d'un modèle méso-échelle permet d'étudier le développement spécifique de certains phénomènes localement. Hu et al. (2012) ont montré qu'il existait une forte asymétrie entre les couvertures nuageuses des deux pôles, les nuages apparaissant comme étant plus épais et comme ayant une plus grande extension spatiale au niveau du pôle sud. La prochaine étape serait donc de réaliser des simulations similaires à celle faites durant cette thèse mais en partant d'un profil de nuit polaire nord pour évaluer si cette asymétrie peut être expliquée par des différences lors des étapes de formation des nuages de glace de CO_2. Bien qu'ils soient plus rares, Neumann et al. (2003) ont déterminé que des nuages de glace de CO_2 pouvaient aussi être observés à des latitudes plus basses, ce qui a été confirmé par notre analyse des

données MOLA. Pourtant, les conditions atmosphériques semblent bien moins favorables que dans l'environnement des nuits polaires. Il serait donc intéressant de réaliser des simulations à des latitudes spécifiques pour déterminer sous quelles conditions la formation des nuages est possible, et plus particulièrement si cette formation n'est possible que durant certaines saisons ou au niveau des certaines structures topographiques.

Enfin, la paramétrisation physique des ondes de gravité dans le modèle du LMD pourrait prochainement être améliorée grâce au projet de l'ESA *Mars Wind and Waves* (Cardesin-Moinelo et al., 2022). À partir des données récoltées par Mars Express, ainsi que par des télescopes terrestres, l'objectif est de profiter du passage de la tempête de poussière de 2017 pour cartographier les vents à la surface de Mars par des mesures de l'effet Doppler. Ces méthodes ont déja été utilisées pour déterminer la vitesse des vents dans les régions nuageuses de Vénus (Machado et al., 2017). La seconde partie du projet est de produire le premier catalogue des observations d'ondes de gravité sur Mars en en répertoriant les paramètres comme la durée, les coordonnées spatiales, l'orientation ou la vitesse. Ce catalogue permettrait une validation des paramétrisations des ondes de gravité dans les modèles de climat global, permettant ensuite de déterminer leur impact sur les différentes couches de l'atmosphère et sur la formation des nuages, notamment de CO_2.

Les outils développés au cours de cette thèse, lors des études présentées dans ce manuscrit, mais aussi pour les études des nuages mésosphériques de glace de CO_2 par Määttänen et al. (2022), serviront dans le futur à approfondir notre compréhension du cycle du CO_2 dans l'atmosphère martienne. En particulier, contraindre des phénomènes sous-mailles par un modèle méso-échelle peut être une première étape pour l'implémentation d'une paramétrisation plus adaptée dans le modèle global. La convection pourrait alors être étudiée sur l'intégralité de la planète et être liée aux autres formes de circulation atmosphérique. Ces outils représentent une avancée particulière dans la connaissance des processus de formation de la glace de CO_2 dans des couches différentes de l'atmosphère, mettant en évidence les caractéristiques spécifiques des différents types de nuages. Il est désormais possible de déterminer quelle partie des observations sont explicables par ces modélisations, pour commencer à proposer des scénarios de formation et d'évolution des nuages restants.

Bibliographie

Abshire, J. B., Sun, X., and Afzal, R. S. (2000). Mars orbiter laser altimeter : receiver model and performance analysis. *Appl. Opt.*, 39(15) :2449–2460.

An, S., Lee, M., Park, S., Yang, H., and So, J. (2020). An ensemble of simple convolutional neural network models for mnist digit recognition.

Anand, S. K. and Kumar, S. (2022). Experimental comparisons of clustering approaches for data representation. *ACM Comput. Surv.*, 55(3).

Anderberg, M. R. (1973). Chapter 7 - nonhierarchical clustering methods. In Anderberg, M. R., editor, *Cluster Analysis for Applications*, Probability and Mathematical Statistics : A Series of Monographs and Textbooks, pages 156–175. Academic Press.

Anderson, E. and Leovy, C. (1978). Mariner 9 television limb observations of dust and ice hazes on mars. *Journal of Atmospheric Sciences*, 35(4) :723 – 734.

Antonelli, M. and Rotunno, R. (2007). Large-eddy simulation of the onset of the sea breeze. *Journal of the Atmospheric Sciences*, 64(12) :4445 – 4457.

Arakawa, A. (1966). Computational design for long-term numerical integration of the equations of fluid motion : Two-dimensional incompressible flow. part i. *Journal of Computational Physics*, 1(1) :119–143.

Arthur, D. and Vassilvitskii, S. (2006). How slow is the k-means method ? *Proceedings of the twenty-second annual symposium on Computational geometry - SCG 06*, page 144–153.

Arthur, D. and Vassilvitskii, S. (2007). k-means++ : the advantages of careful seeding. In *SODA '07 : Proceedings of the eighteenth annual ACM-SIAM symposium on Discrete algorithms*, pages 1027–1035, Philadelphia, PA, USA. Society for Industrial and Applied Mathematics.

Asmar, S. E. (2016). Contributions à la segmentation non supervisée d'images hyperspectrales : trois approches algébriques et géométriques. (contributions to unsupervised hyperspectral image segmentation : three algebraic and geometric approaches).

Azari, A., Biersteker, J., Dewey, R., Doran, G., Forsberg, E., Harris, C., Kerner, H., Skinner, K., Smith, A., Amini, R., Cambioni, S., Da-Poian, V., Garton, T., Himes, M., Millholland, S., and Ruhunusiri, S. (2021). Integrating machine learning for planetary science : Perspectives for the next decade. *Bulletin of the AAS*, 53.

Azari, A. R., Liemohn, M. W., Jia, X., Thomsen, M. F., Mitchell, D. G., Sergis, N., Rymer, A. M., Hospodarsky, G. B., Paranicas, C., and Vandegriff, J. (2018). Interchange injections at saturn : Statistical survey of energetic h+ sudden flux intensifications. *Journal of Geophysical Research : Space Physics*, 123(6) :4692–4711.

Azari, A. R., Lockhart, J. W., Liemohn, M. W., and Jia, X. (2020). Incorporating physical knowledge into machine learning for planetary space physics. *Frontiers in Astronomy and Space Sciences*, 7.

Baldominos, A., Saez, Y., and Isasi, P. (2019). A survey of handwritten character recognition with mnist and emnist. *Applied Sciences*, 9(15).

Barnes, J. R., Haberle, R. M., Pollack, J. B., Lee, H., and Schaeffer, J. (1996). Mars atmospheric dynamics as simulated by the nasa ames general circulation model : 3. winter quasi-stationary eddies. *Journal of Geophysical Research : Planets*, 101(E5) :12753–12776.

Barnes, J. R., Pollack, J. B., Haberle, R. M., Leovy, C. B., Zurek, R. W., Lee, H., and Schaeffer, J. (1993). Mars atmospheric dynamics as simulated by the NASA Ames general circulation model. 2. Transient baroclinic eddies. *Journal of Geophysical Research*, 98(E2) :3125–3148.

Basu, S., Wilson, J., Richardson, M., and Ingersoll, A. (2006). Simulation of spontaneous and variable global dust storms with the gfdl mars gcm. *Journal of Geophysical Research*, 111.

Battalio, J. M. and Wang, H. (2019). The Mars Dust Activity Database (MDAD).

Battalio, M. and Wang, H. (2020). Eddy evolution during large dust storms. *Icarus*, 338 :113507.

Battalio, M. and Wang, H. (2021). The mars dust activity database (mdad) : A comprehensive statistical study of dust storm sequences. *Icarus*, 354 :114059.

Bell, J. M., Bougher, S. W., and Murphy, J. R. (2007). Vertical dust mixing and the interannual variations in the mars thermosphere. *Journal of Geophysical Research : Planets*, 112(E12).

Benson, J. and James, P. (2005). Yearly comparisons of the martian polar caps : 1999–2003 mars orbiter camera observations. *Icarus*, 174 :513–523.

Benson, J. L., Bonev, B. P., James, P. B., Shan, K. J., Cantor, B. A., and Caplinger, M. A. (2003). The seasonal behavior of water ice clouds in the tharsis and valles marineris regions of mars : Mars orbiter camera observations. *Icarus*, 165(1) :34–52.

Benson, J. L., Kass, D. M., Kleinböhl, A., Mccleese, D. J., Schofield, J. T., and Taylor, F. W. (2010). Mars' south polar hood as observed by the mars climate sounder. *Journal of Geophysical Research*, 115.

Benson, J. L., Kass, D. M., and Kleinböhl, A. (2011). Mars' north polar hood as observed by the mars climate sounder. *Journal of Geophysical Research : Planets*, 116(E3).

Bertaux, J.-L., Leblanc, F., Witasse, O., Quemerais, E., Lilensten, J., Stern, S., Sandel, B., and Korablev, O. (2005). Discovery of an aurora on mars. *Nature*, 435 :790–4.

Bertrand, T., Wilson, R. J., Kahre, M. A., Urata, R., and Kling, A. (2020). Simulation of the 2018 global dust storm on mars using the nasa ames mars gcm : A multitracer approach. *Journal of Geophysical Research : Planets*, 125(7) :e2019JE006122. e2019JE006122 2019JE006122.

Bibring, J.-P., Langevin, Y., Mustard, J. F., Poulet, F., Arvidson, R., Gendrin, A., Gondet, B., Mangold, N., Pinet, P., Forget, F., Berthé, M., Bibring, J.-P., Gendrin, A., Gomez, C., Gondet, B., Jouglet, D., Poulet, F., Soufflot, A., Vincendon, M., Combes, M., Drossart, P., Encrenaz, T., Fouchet, T., Merchiorri, R., Belluci, G., Altieri, F., Formisano, V., Capaccioni, F., Cerroni, P., Coradini, A., Fonti, S., Korablev, O., Kottsov, V., Ignatiev, N., Moroz, V.,

Titov, D., Zasova, L., Loiseau, D., Mangold, N., Pinet, P., Douté, S., Schmitt, B., Sotin, C., Hauber, E., Hoffmann, H., Jaumann, R., Keller, U., Arvidson, R., Mustard, J. F., Duxbury, T., Forget, F., and Neukum, G. (2006). Global mineralogical and aqueous mars history derived from omega/mars express data. *Science*, 312(5772) :400–404.

Bibring, J.-P., Langevin, Y., Poulet, F., Gendrin, A., Gondet, B., Berthé, M., Soufflot, A., Drossart, P., Combes, M., Bellucci, G., Moroz, V., Mangold, N., Schmitt, B., Erard, S., Forni, O., Manaud, N., Poulleau, G., Encrenaz, T., Fouchet, T., Melchiorri, R., Altieri, F., Formisano, V., Bonello, G., Fonti, S., Capaccioni, F., Cerroni, P., Coradini, A., Kottsov, V., Ignatiev, N., Titov, D. V., Zasova, L., Pinet, P., Sotin, C., Hauber, E., Hoffman, H., Jaumann, R., Keller, H. U., Arvidson, R., Mustard, J. F., Duxbury, T., and Forget, F. (2004). Perennial water ice identified in the south polar cap of Mars. *Nature*, 428 :627–630.

Bouman, K. L., Johnson, M. D., Zoran, D., Fish, V. L., Doeleman, S. S., and Freeman, W. T. (2015). Computational imaging for vlbi image reconstruction.

Branigan, T. L. (1965). Mariner 4 : Mission to mars. *The Physics Teacher*, 3(7) :303–307.

Bregman, L. (1967). The relaxation method of finding the common point of convex sets and its application to the solution of problems in convex programming. *USSR Computational Mathematics and Mathematical Physics*, 7(3) :200–217.

Bufton, J., Blair, B., Cavanaugh, J., and Garvin, J. (1995). Shuttle laser altimeter (sla) : A pathfinder for space-based laser altimetry and lidar. volume -1, pages 83–90.

Byrne, S., Zuber, M., and Neumann, G. (2008b). Interannual and seasonal behavior of martian residual ice-cap albedo. *Planetary and Space Science*, 56(2) :194–211. Mars Polar Processes : Atmosphere-Surface Interactions.

Cambioni, S. (2020). On the application of machine learning to planetary sciences.

Campbell, W. W. (1894). The lick observatory photographs of mars. *Publications of the Astronomical Society of the Pacific*, 6(35) :139.

Cantor, B. (2007). Moc observations of the 2001 mars planet-encircling dust storm. *Icarus*, 186 :60–96.

Cantor, B. A., James, P. B., Caplinger, M., and Wolff, M. J. (2001). Martian dust storms : 1999 mars orbiter camera observations. *Journal of Geophysical Research : Planets*, 106(E10) :23653–23687.

Cardesin-Moinelo, A., Wilson, C., Machado, P., Brasil, F., Martin, P., Titov, D., and Gondet, B. (2022). Mars Wind & Wave Mapping (MWWM) research project : preliminary results. In *44th COSPAR Scientific Assembly. Held 16-24 July*, volume 44, page 366.

Chien, S., Castano, R., Bornstein, B., Fukunaga, A., Castano, A., Biesiadecki, J., Greeley, R., Whelley, P., and Lemmon, M. (2008). Results from automated cloud and dust devil detection onboard the mer rovers. In *International Symposium on Artificial Intelligence, Robotics and Automation for Space (ISAIRAS 2008)*, Universal City, CA.

Christensen, P. R., Bandfield, J. L., Hamilton, V. E., Ruff, S. W., Kieffer, H. H., Titus, T. N., Malin, M. C., Morris, R. V., Lane, M. D., Clark, R. L., Jakosky, B. M., Mellon, M. T., Pearl, J. C., Conrath, B. J., Smith, M. D., Clancy, R. T., Kuzmin, R. O., Roush, T., Mehall, G. L., Gorelick, N., Bender, K., Murray, K., Dason, S., Greene, E., Silverman, S., and

Greenfield, M. (2001). Mars global surveyor thermal emission spectrometer experiment : Investigation description and surface science results. *Journal of Geophysical Research : Planets*, 106(E10) :23823–23871.

Clancy, R. T., Montmessin, F., Benson, J., Daerden, F., Colaprete, A., and Wolff, M. J. (2017). *Mars Clouds*, page 76–105. Cambridge Planetary Science. Cambridge University Press.

Clancy, R. T., Wolff, M. J., and Christensen, P. R. (2003). Mars aerosol studies with the mgs tes emission phase function observations : Optical depths, particle sizes, and ice cloud types versus latitude and solar longitude. *Journal of Geophysical Research : Planets*, 108(E9).

Clancy, R. T., Wolff, M. J., Whitney, B. A., Cantor, B. A., and Smith, M. D. (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 : Planets*, 112(E4).

Clark, R. N. and McCord, T. B. (1982). Mars residual north polar cap : Earth-based spectroscopic confirmation of water ice as a major constituent and evidence for hydrated minerals. *Journal of Geophysical Research : Solid Earth*, 87(B1) :367–370.

Coblentz, W. W. (1925). Temperature estimates of the planet Mars. *Astronomische Nachrichten*, 224(22) :361.

Colaprete, A., Barnes, J., Haberle, R., and Montmessin, F. (2008). Co2 clouds, cape and convection on mars : Observations and general circulation modeling. *Planetary and Space Science*, 56 :150–180.

Colaprete, A., Barnes, J. R., Haberle, R. M., Hollingsworth, J. L., Kieffer, H. H., and Titus, T. N. (2005). Albedo of the south pole on mars determined by topographic forcing of atmosphere dynamics. *Nature*, 435(7039) :184—188.

Colaprete, A., Haberle, R. M., and Toon, O. B. (2003). Formation of convective carbon dioxide clouds near the south pole of mars. *Journal of Geophysical Research : Planets*, 108(E7).

Colaïtis, A., Spiga, A., Hourdin, F., Rio, C., Forget, F., and Millour, E. (2013). A thermal plume model for the martian convective boundary layer. *Journal of Geophysical Research : Planets*, 118(7) :1468–1487.

Collins, M., Lewis, S., Read, P., and Hourdin, F. (1996). Baroclinic wave transitions in the martian atmosphere. *Icarus*, 120(2) :344–357.

Conrath, B. J. (1975). Thermal structure of the martian atmosphere during the dissipation of the dust storm of 1971. *Icarus*, 24(1) :36–46.

Cooper, W. A. (1974). A possible mechanism for contact nucleation. *Journal of Atmospheric Sciences*, 31(7) :1832 – 1837.

Curran, R., Conrath, B., Hanel, R., Kunde, V., and Pearl, J. (1973). Mars : Mariner 9 spectroscopic evidence for h2o ice clouds. *Science (New York, N.Y.)*, 182 :381–3.

Cutts, J. A. (1973). Wind erosion in the martian polar regions. *Journal of Geophysical Research (1896-1977)*, 78(20) :4211–4221.

Daerden, F., Neary, L., Viscardy, S., García Muñoz, A., Clancy, R., Smith, M., Encrenaz, T., and Fedorova, A. (2019). Mars atmospheric chemistry simulations with the gem-mars general circulation model. *Icarus*, 326 :197–224.

Daerden, F., Whiteway, J. A., Neary, L., Komguem, L., Lemmon, M. T., Heavens, N. G., Cantor, B. A., Hébrard, E., and Smith, M. D. (2015). A solar escalator on mars : Self-lifting of dust layers by radiative heating. *Geophysical Research Letters*, 42(18) :7319–7326.

de Vaucouleurs, G. (1954). *Physics of the Planet Mars*. Faber and Faber.

Deardorff, J. W. (1980). Stratocumulus-capped mixed layers derived from a three-dimensional model. *Boundary-Layer Meteorology*, 18(4) :495–527.

Ding, L., Zhou, R., and Yu, T. (2022). Surface characteristics of the zhurong mars rover traverse at utopia planitia. *Nature Geoscience*, 15 :171–176.

Dubos, T., Dubey, S., Tort, M., Mittal, R., Meurdesoif, Y., and Hourdin, F. (2015). Dynamico-1.0, an icosahedral hydrostatic dynamical core designed for consistency and versatility. *Geoscientific Model Development*, 8(10) :3131–3150.

Dufresne, J.-L., Fournier, R. A., Hourdin, C., and Hourdin, F. (2005). Net exchange reformulation of radiative transfer in the CO2 15um band on Mars. *Journal of the Atmospheric Sciences*, 62(9) :3303–3319.

Duft, D., Nachbar, M., and Leisner, T. (2019). Unravelling the microphysics of polar mesospheric cloud formation. *Atmospheric Chemistry and Physics*, 19(5) :2871–2879.

Dundar, M. and Ehlmann, B. L. (2016). Rare jarosite detection in crism imagery by non-parametric bayesian clustering. In *2016 8th Workshop on Hyperspectral Image and Signal Processing : Evolution in Remote Sensing (WHISPERS)*, pages 1–5.

Elwood Madden, M., Bodnar, R., and Rimstidt, J. (2004). Jarosite as an indicator of water-limited chemical weathering on mars. *Nature*, 431 :821–3.

Farabet, C., Couprie, C., Najman, L., and Lecun, Y. (2013). Learning Hierarchical Features for Scene Labeling. *IEEE Transactions on Pattern Analysis and Machine Intelligence*, 35(8) :1915 – 1929.

Farmer, C. B., Davies, D. W., Holland, A. L., Laporte, D. D., and Doms, P. E. (1977). Mars : Water vapor observations from the viking orbiters. *Journal of Geophysical Research (1896-1977)*, 82(28) :4225–4248.

Fedorova, A. A., Korablev, O., Perrier, S., Bertaux, J.-L., Lefèvre, F., Rodin, A., and Kiselev, A. (2006). Exploration of Mars in the SPICAM-IR experiment onboard the Mars-Express spacecraft : 2. Nadir observations : Simultaneous observations of water vapor and O2 glow in the Martian atmosphere. *Cosmic Research*, 44 :294–304.

Feldman, W. C., Prettyman, T. H., Maurice, S., Plaut, J. J., Bish, D. L., Vaniman, D. T., Mellon, M. T., Metzger, A. E., Squyres, S. W., Karunatillake, S., Boynton, W. V., Elphic, R. C., Funsten, H. O., Lawrence, D. J., and Tokar, R. L. (2004). Global distribution of near-surface hydrogen on Mars. *Journal of Geophysical Research (Planets)*, 109(E9) :E09006.

Figueroa, R., Zeng-Treitler, Q., Kandula, S., and Ngo, L. (2012). Predicting sample size required for classification performance. *BMC medical informatics and decision making*, 12 :8.

Focas, J. H. (1961). Étude photométrique et polarimétrique des phénomènes saisonniers de la planéte Mars. *Annales d'Astrophysique*, 24 :309.

Ford, P., Neumann, G., and Smith, D. E. (1998). MOLA PRECISION EXPERIMENT DATA RECORD [Data set].

Forget, F., Hourdin, F., Fournier, R., Hourdin, C., Talagrand, O., Collins, M., Lewis, S. R., Read, P. L., and Huot, J.-P. (1999). Improved general circulation models of the martian atmosphere from the surface to above 80 km. *Journal of Geophysical Research : Planets*, 104(E10) :24155–24175.

Forget, F., Hourdin, F., and Talagrand, O. (1998). Co2snowfall on mars : Simulation with a general circulation model. *Icarus*, 131(2) :302–316.

Forgy, E. W. (1965). Cluster analysis of multivariate data : Efficiency versus interpretability of classifications. *Computer Science*.

Fouchet, T., Lellouch, E., Ignatiev, N. I., Forget, F., Titov, D. V., Tschimmel, M., Montmessin, F., Formisano, V., Giuranna, M., Maturilli, A., and Encrenaz, T. (2007). Martian water vapor : Mars Express PFS/LW observations. *Icarus*, 190(1) :32–49.

Fradkov, A. L. (2020). Early history of machine learning. *IFAC-PapersOnLine*, 53(2) :1385–1390. 21st IFAC World Congress.

Francis, R., Estlin, T., Doran, G., Johnstone, S., Gaines, D., Verma, V., Burl, M., Frydenvang, J., Montaño, S., Wiens, R. C., Schaffer, S., Gasnault, O., DeFlores, L., Blaney, D., and Bornstein, B. (2017). Aegis autonomous targeting for chemcam on mars science laboratory : Deployment and results of initial science team use. *Science Robotics*, 2(7) :eaan4582.

French, R. G., Gierasch, P. J., Popp, B. D., and Yerdon, R. J. (1981). Global patterns in cloud forms on mars. *Icarus*, 45(2) :468–493.

Fukushima, K. (1980). Neocognitron : A self-organizing neural network model for a mechanism of pattern recognition unaffected by shift in position. *Biological Cybernetics*, 36 :193–202.

Gardner, C. (1992). Ranging performance of satellite laser altimeters. *Geoscience and Remote Sensing, IEEE Transactions on*, 30 :1061 – 1072.

Garvin, J., Bufton, J., Blair, J., Harding, D., Luthcke, S., Frawley, J., and Rowlands, D. (1998). Observations of the earth's topography from the shuttle laser altimeter (sla) : Laser-pulse echo-recovery measurements of terrestrial surfaces. *Physics and Chemistry of the Earth*, 23(9) :1053–1068.

Gierasch, P. J. and Goody, R. M. (1972). The effect of dust on the temperature of the Martian atmosphere. *Journal of Atmospheric Sciences*, 29 :400–402.

Giuranna, M., Viscardy, S., Daerden, F., Neary, L., Etiope, G., Oehler, D., Formisano, V., Aronica, A., Wolkenberg, P., Aoki, S., Cardesín-Moinelo, A., Marín-Yaseli de la Parra, J., Merritt, D., and Amoroso, M. (2019). Independent confirmation of a methane spike on Mars and a source region east of Gale Crater. *Nature Geoscience*, 12(5) :326–332.

Giuranna, M., Wolkenberg, P., Grassi, D., Aronica, A., Aoki, S., Scaccabarozzi, D., Saggin, B., and Formisano, V. (2021). The current weather and climate of mars : 12 years of atmospheric monitoring by the planetary fourier spectrometer on mars express. *Icarus*, 353 :113406. From Mars Express to Exomars.

Glandorf, D. L., Colaprete, A., Tolbert, M. A., and Toon, O. B. (2002). Co2 snow on mars and early earth : Experimental constraints. *Icarus*, 160(1) :66–72.

González-Galindo, F., Forget, F., López-Valverde, M. A., Angelats i Coll, M., and Millour, E. (2009). A ground-to-exosphere martian general circulation model : 1. seasonal, diurnal, and solar cycle variation of thermospheric temperatures. *Journal of Geophysical Research : Planets*, 114(E4).

González-Galindo, F., López-Valverde, M. A., Angelats i Coll, M., and Forget, F. (2005). Extension of a martian general circulation model to thermospheric altitudes : Uv heating and photochemical models. *Journal of Geophysical Research : Planets*, 110(E9).

Grima, C., Kofman, W., Mouginot, J., Phillips, R., Hérique, A., Biccari, D., Seu, R., and Cutigni, M. (2009). North polar deposits of Mars : Extreme purity of the water ice. *Geophysical Research Letters*, 36 :L03203.

Guzewich, S. D., Talaat, E. R., Toigo, A. D., Waugh, D. W., and McConnochie, T. H. (2013). High-altitude dust layers on mars : Observations with the thermal emission spectrometer. *Journal of Geophysical Research : Planets*, 118(6) :1177–1194.

Haberle, R. (2003). Planetary atmospheres — mars. In Holton, J. R., editor, *Encyclopedia of Atmospheric Sciences*, pages 1745–1755. Academic Press, Oxford.

Haberle, R. M., Joshi, M. M., Murphy, J. R., Barnes, J. R., Schofield, J. T., Wilson, G., Lopez-Valverde, M., Hollingsworth, J. L., Bridger, A. F. C., and Schaeffer, J. (1999). General circulation model simulations of the mars pathfinder atmospheric structure investigation/meteorology data. *Journal of Geophysical Research : Planets*, 104(E4) :8957–8974.

Haberle, R. M., Kahre, M. A., Hollingsworth, J. L., Montmessin, F., Wilson, R. J., Urata, R. A., Brecht, A. S., Wolff, M. J., Kling, A. M., and Schaeffer, J. R. (2019). Documentation of the nasa/ames legacy mars global climate model : Simulations of the present seasonal water cycle. *Icarus*, 333 :130–164.

Haberle, R. M., Pollack, J. B., Barnes, J. R., Zurek, R. W., Leovy, C. B., Murphy, J. R., Lee, H., and Schaeffer, J. (1993). Mars atmospheric dynamics as simulated by the NASA Ames General Circulation Model. 1. The zonal-mean circulation. *Journal of Geophysical Research*, 98(E2) :3093–3123.

Hale, A., Tamppari, L., Bass, D., and Smith, M. (2011). Martian water ice clouds : A view from mars global surveyor thermal emission spectrometer. *Journal of Geophysical Research*, 116.

Hamerly, G. and Elkan, C. (2002). Alternatives to the k-means algorithm that find better clusterings. *Proceedings of the eleventh international conference on Information and knowledge management - CIKM 02*.

Hansen, C., Thomas, N., Portyankina, G., McEwen, A., Becker, T., Byrne, S., Herkenhoff, K., Kieffer, H., and Mellon, M. (2010). Hirise observations of gas sublimation-driven activity in mars' southern polar regions : I. erosion of the surface. *Icarus*, 205(1) :283–295. MRO/HiRISE Studies of Mars.

Har-Peled, S. and Sadri, B. (2004). How fast is the k-means method ? *Algorithmica*, 41(3) :185–202.

Hartogh, P., Medvedev, A. S., Kuroda, T., Saito, R., Villanueva, G., Feofilov, A. G., Kutepov, A. A., and Berger, U. (2005). Description and climatology of a new general circulation model of the martian atmosphere. *Journal of Geophysical Research : Planets*, 110(E11).

Hassler, D. M., Zeitlin, C., Wimmer-Schweingruber, R. F., Ehresmann, B., Rafkin, S., Eigenbrode, J. L., Brinza, D. E., Weigle, G., Böttcher, S., Böhm, E., Burmeister, S., Guo, J., Köhler, J., Martin, C., Reitz, G., Cucinotta, F. A., Kim, M.-H., Grinspoon, D., Bullock, M. A., Posner, A., Gómez-Elvira, J., Vasavada, A., Grotzinger, J. P., Team, M. S., Kemppinen, O., Cremers, D., Bell, J. F., Edgar, L., Farmer, J., Godber, A., Wadhwa, M., Wellington, D., McEwan, I., Newman, C., Richardson, M., Charpentier, A., Peret, L., King, P., Blank, J., Schmidt, M., Li, S., Milliken, R., Robertson, K., Sun, V., Baker, M., Edwards, C., Ehlmann, B., Farley, K., Griffes, J., Miller, H., Newcombe, M., Pilorget, C., Rice, M., Siebach, K., Stack, K., Stolper, E., Brunet, C., Hipkin, V., Léveillé, R., Marchand, G., Sánchez, P. S., Favot, L., Cody, G., Steele, A., Flückiger, L., Lees, D., Nefian, A., Martin, M., Gailhanou, M., Westall, F., Israël, G., Agard, C., Baroukh, J., Donny, C., Gaboriaud, A., Guillemot, P., Lafaille, V., Lorigny, E., Paillet, A., Pérez, R., Saccoccio, M., Yana, C., Armiens-Aparicio, C., Rodríguez, J. C., Blázquez, I. C., Gómez, F. G., Hettrich, S., Malvitte, A. L., Jiménez, M. M., Martínez-Frías, J., Martín-Soler, J., Martín-Torres, F. J., Jurado, A. M., Mora-Sotomayor, L., Caro, G. M., López, S. N., Peinado-González, V., Pla-García, J., Manfredi, J. A. R., Romeral-Planelló, J. J., Fuentes, S. A. S., Martinez, E. S., Redondo, J. T., Urqui-O'Callaghan, R., Mier, M.-P. Z., Chipera, S., Lacour, J.-L., Mauchien, P., Sirven, J.-B., Manning, H., Fairén, A., Hayes, A., Joseph, J., Squyres, S., Sullivan, R., Thomas, P., Dupont, A., Lundberg, A., Melikechi, N., Mezzacappa, A., Berger, T., Matthia, D., Prats, B., Atlaskin, E., Genzer, M., Harri, A.-M., Haukka, H., Kahanpää, H., Kauhanen, J., Kemppinen, O., Paton, M., Polkko, J., Schmidt, W., Siili, T., Fabre, C., Wray, J., Wilhelm, M. B., Poitrasson, F., Patel, K., Gorevan, S., Indyk, S., Paulsen, G., Gupta, S., Bish, D., Schieber, J., Gondet, B., Langevin, Y., Geffroy, C., Baratoux, D., Berger, G., Cros, A., d'Uston, C., Forni, O., Gasnault, O., Lasue, J., Lee, Q.-M., Maurice, S., Meslin, P.-Y., Pallier, E., Parot, Y., Pinet, P., Schröder, S., Toplis, M., Éric Lewin, Brunner, W., Heydari, E., Achilles, C., Oehler, D., Sutter, B., Cabane, M., Coscia, D., Israël, G., Szopa, C., Dromart, G., Robert, F., Sautter, V., Mouélic, S. L., Mangold, N., Nachon, M., Buch, A., Stalport, F., Coll, P., François, P., Raulin, F., Teinturier, S., Cameron, J., Clegg, S., Cousin, A., DeLapp, D., Dingler, R., Jackson, R. S., Johnstone, S., Lanza, N., Little, C., Nelson, T., Wiens, R. C., Williams, R. B., Jones, A., Kirkland, L., Treiman, A., Baker, B., Cantor, B., Caplinger, M., Davis, S., Duston, B., Edgett, K., Fay, D., Hardgrove, C., Harker, D., Herrera, P., Jensen, E., Kennedy, M. R., Krezoski, G., Krysak, D., Lipkaman, L., Malin, M., McCartney, E., McNair, S., Nixon, B., Posiolova, L., Ravine, M., Salamon, A., Saper, L., Stoiber, K., Supulver, K., Beek, J. V., Beek, T. V., Zimdar, R., French, K. L., Iagnemma, K., Miller, K., Summons, R., Goesmann, F., Goetz, W., Hviid, S., Johnson, M., Lefavor, M., Lyness, E., Breves, E., Dyar, M. D., Fassett, C., Blake, D. F., Bristow, T., DesMarais, D., Edwards, L., Haberle, R., Hoehler, T., Hollingsworth, J., Kahre, M., Keely, L., McKay, C., Wilhelm, M. B., Bleacher, L., Brinckerhoff, W., Choi, D., Conrad, P., Dworkin, J. P., Floyd, M., Freissinet, C., Garvin, J., Glavin, D., Harpold, D., Jones, A., Mahaffy, P., Martin, D. K., McAdam, A., Pavlov, A., Raaen, E., Smith, M. D., Stern, J., Tan, F., Trainer, M., Meyer, M., Voytek, M., Anderson, R. C., Aubrey, A., Beegle, L. W., Behar, A., Blaney, D., Calef, F., Christensen, L., Crisp, J. A., DeFlores, L., Ehlmann, B., Feldman, J., Feldman, S., Flesch, G., Hurowitz, J., Jun, I., Keymeulen, D., Maki, J., Mischna, M., Morookian, J. M., Parker, T., Pavri, B., Schoppers, M., Sengstacken, A., Simmonds, J. J., Spanovich, N., de la Torre Juarez, M., Webster, C. R., Yen, A., Archer, P. D., Jones, J. H., Ming, D., Morris, R. V., Niles, P., Rampe, E., Nolan, T., Fisk, M., Radziemski, L., Barraclough, B., Bender, S., Berman, D., Dobrea, E. N., Tokar, R., Vaniman, D., Williams, R. M. E., Yingst, A., Lewis, K., Leshin, L., Cleghorn, T., Huntress, W., Manhès, G., Hudgins, J., Olson, T., Stewart, N., Sarrazin, P., Grant, J., Vicenzi, E., Wilson, S. A., Hamilton, V., Peterson, J., Fedosov, F., Golovin, D., Karpushkina, N., Kozyrev, A., Litvak, M., Malakhov, A., Mitrofanov, I., Mokrousov, M., Nikiforov, S., Prokhorov, V., Sanin, A., Tretyakov, V.,

Varenikov, A., Vostrukhin, A., Kuzmin, R., Clark, B., Wolff, M., McLennan, S., Botta, O., Drake, D., Bean, K., Lemmon, M., Schwenzer, S. P., Anderson, R. B., Herkenhoff, K., Lee, E. M., Sucharski, R., Ángel de Pablo Hernández, M., Ávalos, J. J. B., Ramos, M., Malespin, C., Plante, I., Muller, J.-P., Navarro-González, R., Ewing, R., Boynton, W., Downs, R., Fitzgibbon, M., Harshman, K., Morrison, S., Dietrich, W., Kortmann, O., Palucis, M., Sumner, D. Y., Williams, A., Lugmair, G., Wilson, M. A., Rubin, D., Jakosky, B., Balic-Zunic, T., Frydenvang, J., Jensen, J. K., Kinch, K., Koefoed, A., Madsen, M. B., Stipp, S. L. S., Boyd, N., Campbell, J. L., Gellert, R., Perrett, G., Pradler, I., VanBommel, S., Jacob, S., Owen, T., Rowland, S., Atlaskin, E., Savijärvi, H., García, C. M., Mueller-Mellin, R., Bridges, J. C., McConnochie, T., Benna, M., Franz, H., Bower, H., Brunner, A., Blau, H., Boucher, T., Carmosino, M., Atreya, S., Elliott, H., Halleaux, D., Rennó, N., Wong, M., Pepin, R., Elliott, B., Spray, J., Thompson, L., Gordon, S., Newsom, H., Ollila, A., Williams, J., Vasconcelos, P., Bentz, J., Nealson, K., Popa, R., Kah, L. C., Moersch, J., Tate, C., Day, M., Kocurek, G., Hallet, B., Sletten, R., Francis, R., McCullough, E., Cloutis, E., ten Kate, I. L., Kuzmin, R., Arvidson, R., Fraeman, A., Scholes, D., Slavney, S., Stein, T., Ward, J., Berger, J., and Moores, J. E. (2014). Mars' surface radiation environment measured with the mars science laboratory's curiosity rover. *Science*, 343(6169) :1244797.

Hayne, P., Paige, D., and Heavens, N. (2014). The role of snowfall in forming the seasonal ice caps of mars : Models and constraints from the mars climate sounder. *Icarus*, 231 :122–130.

Hayne, P. O., Paige, D. A., Schofield, J. T., Kass, D. M., Kleinböhl, A., Heavens, N. G., and McCleese, D. J. (2012). Carbon dioxide snow clouds on mars : South polar winter observations by the mars climate sounder. *Journal of Geophysical Research : Planets*, 117(E8).

Heavens, N., Richardson, M., Kleinböhl, A., Kass, D., McCleese, D., Abdou, W., Benson, J., Schofield, J., Shirley, J., and Wolkenberg, P. (2011a). The vertical distribution of dust in the martian atmosphere during northern spring and summer : Observations by the mars climate sounder and analysis of zonal average vertical dust profiles. *Journal of Geophysical Research*, 116.

Heavens, N. G., Richardson, M. I., Kleinböhl, A., Kass, D. M., McCleese, D. J., Abdou, W., Benson, J. L., Schofield, J. T., Shirley, J. H., and Wolkenberg, P. M. (2011b). 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(E1).

Herkenhoff, K. E., Soderblom, L. A., and Kirk, R. L. (2002). MOC Photoclinometry of the North Polar Residual Cap on Mars. In *Lunar and Planetary Science Conference*, Lunar and Planetary Science Conference, page 1714.

Herr, K. and Pimentel, G. (1979). Infrared absorptions near three microns recorded over the polar cap of mars. *Science*, 166 :496–499.

Herr, K. C. and Pimentel, G. C. (1970a). Evidence for solid carbon dioxide in the upper atmosphere of mars. *Science*, 167(3914) :47–49.

Herr, K. C. and Pimentel, G. C. (1970b). Evidence for solid carbon dioxide in the upper atmosphere of mars. *Science*, 167(3914) :47–49.

Herschel, W. (1784). On the Remarkable Appearances at the Polar Regions of the Planet Mars, the Inclination of Its Axis, the Position of Its Poles, and Its Spheroidical Figure ; With a Few Hints Relating to Its Real Diameter and Atmosphere. By William Herschel, Esq. F. R. S. *Philosophical Transactions of the Royal Society of London Series I*, 74 :233–273.

Hinson, D. P. and Wilson, R. J. (2002). Transient eddies in the southern hemisphere of mars. *Geophysical Research Letters*, 29(7) :58–1–58–4.

Hinson, D. P. and Wilson, R. J. (2021). Baroclinic waves in the northern hemisphere of mars as observed by the mro mars climate sounder and the mgs thermal emission spectrometer. *Icarus*, 357 :114152.

Hollingsworth, J. L., Haberle, R. M., Barnes, J. R., Bridger, A. F. C., Pollack, J. B., Lee, H., and Schaeffer, J. (1996). Orographic control of storm zones on Mars. *Nature*, 380(6573) :413–416.

Hourdin, F. (1992). A new representation of the absorption by the co2 15-μm band for a martian general circulation model. *Journal of Geophysical Research : Planets*, 97(E11) :18319–18335.

Hourdin, F., Forget, F., and Talagrand, O. (1995). The sensitivity of the martian surface pressure and atmospheric mass budget to various parameters : A comparison between numerical simulations and viking observations. *Journal of Geophysical Research : Planets*, 100(E3) :5501–5523.

Hourdin, F., Van, P. L., Forget, F., and Talagrand, O. (1993). Meteorological variability and the annual surface pressure cycle on mars. *Journal of Atmospheric Sciences*, 50(21) :3625 – 3640.

Hu, R., Cahoy, K., and Zuber, M. (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 :7002–.

Hundsdorfer, W., Koren, B., vanLoon, M., and Verwer, J. (1995). A positive finite-difference advection scheme. *Journal of Computational Physics*, 117(1) :35–46.

Inada, A., Garcia-Comas, M., Altieri, F., Gwinner, K., Poulet, F., Bellucci, G., Keller, H. U., Markiewicz, W. J., Richardson, M. I., Hoekzema, N., Neukum, G., and Bibring, J.-P. (2008). Dust haze in valles marineris observed by hrsc and omega on board mars express. *Journal of Geophysical Research : Planets*, 113(E2).

Ivanov, A. B. and Muhleman, D. O. (2001). Cloud reflection observations : Results from the mars orbiter laser altimeter. *Icarus*, 154(1) :190–206.

Izzo, D., Sprague, C., and Tailor, D. (2018). Machine learning and evolutionary techniques in interplanetary trajectory design.

Jacobson, M. Z. (2005). *Fundamentals of Atmospheric Modeling*. Cambridge University Press, 2 edition.

Jakosky, B. M. and Farmer, C. B. (1982). The seasonal and global behavior of water vapor in the mars atmosphere : Complete global results of the viking atmospheric water detector experiment. *Journal of Geophysical Research : Solid Earth*, 87(B4) :2999–3019.

Jakosky, B. M., Grebowsky, J. M., Luhmann, J. G., and Brain, D. A. (2015). Initial results from the maven mission to mars. *Geophysical Research Letters*, 42(21) :8791–8802.

James, P. and Cantor, B. (2001). Martian north polar cap recession : 2000 mars orbiter camera observations. *Icarus*, 154 :131–144.

James, P. B. (1979). Recession of martian north polar cap : 1977–1978 viking observations. *Journal of Geophysical Research : Solid Earth*, 84(B14) :8332–8334.

James, P. B., Briggs, G., Barnes, J., and Spruck, A. (1979). Seasonal recession of mars' south polar cap as seen by viking. *Journal of Geophysical Research : Solid Earth*, 84(B6) :2889–2922.

James, P. B., Kieffer, H. H., and Paige, D. A. (1992). The seasonal cycle of carbon dioxide on Mars. In George, M., editor, *Mars*, pages 934–968. Environmental Science.

Janjic, Z., Gerrity Jr, J., and Nickovic, S. (2001). An alternative approach to nonhydrostatic modeling. *Mon. Weather Rev.*, 129 :1164–1178.

Joshi, M. M., Lewis, S. R., Read, P. L., and Catling, D. C. (1995). Western boundary currents in the martian atmosphere : Numerical simulations and observational evidence. *Journal of Geophysical Research : Planets*, 100(E3) :5485–5500.

Justh, H. L., Dwyer Cianciolo, A. M., Burns, K. L., Hoffman, J., and Powell, R. W. (2019). Mars Global Reference Atmospheric Model (Mars-GRAM) Upgrades. In LPI Editorial Board, editor, *Ninth International Conference on Mars*, volume 2089 of *LPI Contributions*, page 6140.

Kahre, M., Haberle, R., Hollingsworth, J., and Wolff, M. (2019). Marci-observed clouds in the hellas basin during northern hemisphere summer on mars : Interpretation with the nasa/ames legacy mars global climate model. *Icarus*, 338 :113512.

Kahre, M., Hollingsworth, J., Haberle, R., and Murphy, J. (2008). Investigations of the variability of dust particle sizes in the martian atmosphere using the nasa ames general circulation model. *Icarus*, 195 :576–597.

Kahre, M., Hollingsworth, J., Haberle, R., and Wilson, R. (2015). Coupling the mars dust and water cycles : The importance of radiative-dynamic feedbacks during northern hemisphere summer. *Icarus*, 260 :477–480.

Kahre, M. A. and Haberle, R. M. (2010). Mars CO_2 cycle : Effects of airborne dust and polar cap ice emissivity. *Icarus*, 207(2) :648–653.

Kahre, M. A., Murphy, J. R., and Haberle, R. M. (2006). Modeling the martian dust cycle and surface dust reservoirs with the nasa ames general circulation model. *Journal of Geophysical Research : Planets*, 111(E6).

Kalmar, A., Öllös, G., and Vida, R. (2012). Analysis of an event forecasting method for wireless sensor networks. *Acta Universitatis Sapientiae-Electrical & Mechanical Engineering*.

Karpatne, A., Ebert-Uphoff, I., Ravela, S., Babaie, H. A., and Kumar, V. (2019). Machine learning for the geosciences : Challenges and opportunities. *IEEE Transactions on Knowledge and Data Engineering*, 31(8) :1544–1554.

Kass, D. M., Kleinböhl, A., McCleese, D. J., Schofield, J. T., and Smith, M. D. (2016). Interannual similarity in the martian atmosphere during the dust storm season. *Geophysical Research Letters*, 43(12) :6111–6118.

Kaufman, L. and Rousseeuw, P. J. (2005). *Finding groups in data an introduction to cluster analysis*. Wiley-Interscience.

Kelly, N. J., Boynton, W. V., Kerry, K., Hamara, D., Janes, D., Reedy, R. C., Kim, K. J., and Haberle, R. M. (2006). Seasonal polar carbon dioxide frost on mars : Co2 mass and columnar thickness distribution. *Journal of Geophysical Research : Planets*, 111(E3).

Kenda, B., Lognonné, P., Spiga, A., Kawamura, T., Kedar, S., Banerdt, W. B., Lorenz, R., Banfield, D., and Golombek, M. (2017). Modeling of Ground Deformation and Shallow Surface Waves Generated by Martian Dust Devils and Perspectives for Near-Surface Structure Inversion. *Space Science Reviews*, 211(1-4) :501–524.

Kieffer, H. H. and Titus, T. N. (2001). Tes mapping of mars' north seasonal cap. *Icarus*, 154(1) :162–180.

Kim, D., Banerdt, W. B., Ceylan, S., Giardini, D., Lekić, V., Lognonné, P., Beghein, C., Beucler, E., Carrasco, S., Charalambous, C., Clinton, J., Drilleau, M., Durán, C., Golombek, M., Joshi, R., Khan, A., Knapmeyer-Endrun, B., Li, J., Maguire, R., Pike, W. T., Samuel, H., Schimmel, M., Schmerr, N. C., Stähler, S. C., Stutzmann, E., Wieczorek, M., Xu, Z., Batov, A., Bozdag, E., Dahmen, N., Davis, P., Gudkova, T., Horleston, A., Huang, Q., Kawamura, T., King, S. D., McLennan, S. M., Nimmo, F., Plasman, M., Plesa, A. C., Stepanova, I. E., Weidner, E., Zenhäusern, G., Daubar, I. J., Fernando, B., Garcia, R. F., Posiolova, L. V., and Panning, M. P. (2022). Surface waves and crustal structure on mars. *Science*, 378(6618) :417–421.

Klein, H. P., Horowitz, N. H., Levin, G. V., Oyama, V. I., Lederberg, J., Rich, A., Hubbard, J. S., Hobby, G. L., Straat, P. A., Berdahl, B. J., Carle, G. C., Brown, F. S., and Johnson, R. D. (1976). The viking biological investigation : Preliminary results. *Science*, 194(4260) :99–105.

Kleinbohl, A., Schofield, J., Kass, D., Abdou, W., Backus, C., Sen, B., Shirley, J., Lawson, W., Richardson, M., Taylor, F., Teanby, N., and McCleese, D. (2009). Mars climate sounder limb profile retrieval of atmospheric temperature, pressure, and dust and water ice opacity. *Journal of Geophysical Research : Planets*, 114.

Kliore, A., Cain, D., Levy, G., Eshleman, V., Fjeldbo, G., and Drake, F. (1965). Occultation experiment : Results of the first direct measurement of mars's atmosphere and ionosphere. *Science*, 149(3689) :1243–1248.

Korablev, O., Vandaele, A. C., Montmessin, F., Fedorova, A. A., Trokhimovskiy, A., Forget, F., Lefèvre, F., Daerden, F., Thomas, I. R., Trompet, L., Erwin, J. T., Aoki, S., Robert, S., Neary, L., Viscardy, S., Grigoriev, A. V., Ignatiev, N. I., Shakun, A., Patrakeev, A., Belyaev, D. A., Bertaux, J.-L., Olsen, K. S., Baggio, L., Alday, J., Ivanov, Y. S., Ristic, B., Mason, J., Willame, Y., Depiesse, C., Hetey, L., Berkenbosch, S., Clairquin, R., Queirolo, C., Beeckman, B., Neefs, E., Patel, M. R., Bellucci, G., López-Moreno, J.-J., Wilson, C. F., Etiope, G., Zelenyi, L., Svedhem, H., Vago, J. L., Alonso-Rodrigo, G., Altieri, F., Anufreychik, K., Arnold, G. E., Bauduin, S., Bolsée, D., Carrozzo, G., Clancy, R. T., Cloutis, E. A., Crismani, M., da Pieve, F., d'Aversa, E., Duxbury, N., Encrenaz, T., Fouchet, T., Funke, B., Fussen, D., Garcia-Comas, M., Gérard, J.-C., Giuranna, M., Gkouvelis, L., Gonzalez-Galindo, F., Grassi, D., Guerlet, S., Hartogh, P., Holmes, J. A., Hubert, B., Kaminski, J. W., Karatekin, Ö., Kasaba, Y., Kass, D., Khatuntsev, I., Kleinböhl, A., Kokonkov, N., Krasnopolsky, V., Kuzmin, R., Lacombe, G., Lanciano, O., Lellouch, E., Lewis, S., Luginin, M., Liuzzi, G., López-Puertas, M., Lopez-Valverde, M., Määttänen, A., Mahieux, A., Marcq, E., Martin-Torres, J., Maslov, I., Medvedev, A., Millour, E., Moshkin, B., Mumma, M. J., Nakagawa, H., Novak, R. E., Oliva, F., Patsaev, D., Piccialli, A., Quantin-Nataf, C., Renotte, E., Ritter, B., Rodin, A., Schmidt, F., Schneider, N., Shematovich, V., Smith, M. D., Teanby, N. A., Thiemann, E., Thomas, N., Vander Auwera, J., Vázquez, L., Villanueva, G., Vincendon, M., Whiteway, J., Wilquet, V., Wolff, M. J., Wolkenberg, P., Yelle, R., Young, R., Zasova, L., and Paz Zorzano, M. (2019). No detection of methane on Mars from early ExoMars Trace Gas Orbiter observations. *Nature*, 568 :517–520.

Kuiper, G. P. (1957). Visual Observations of Mars, 1956. *Astrophysical Journal*, 125 :307.

Kuroda, T., Hashimoto, N., Sakai, D., and Takahashi, M. (2005). Simulation of the martian atmosphere using a ccsr/nies agcm. *J. Meteorol. Soc. Jpn., v.83, 1-19 (2005)*, 83.

Kuroda, T., Medvedev, A. S., Hartogh, P., and Takahashi, M. (2007). Seasonal changes of the baroclinic wave activity in the northern hemisphere of mars simulated with a gcm. *Geophysical Research Letters*, 34(9).

Kuroda, T., Medvedev, A. S., Kasaba, Y., and Hartogh, P. (2013). Carbon dioxide ice clouds, snowfalls, and baroclinic waves in the northern winter polar atmosphere of mars. *Geophysical Research Letters*, 40(8) :1484–1488.

Langevin, Y., Bibring, J.-P., Montmessin, F., Forget, F., Vincendon, M., Douté, S., Poulet, F., and Gondet, B. (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(E8).

Laprise, R. (1992). The euler equations of motion with hydrostatic pressure as an independent variable. *Monthly Weather Review*, 120(1) :197 – 207.

Lazaridis, M., Kulmala, M., and Gorbunov, B. Z. (1992). Binary heterogeneous nucleation at a non-uniform surface. *Journal of Aerosol Science*, 23(5) :457–466.

Lebonnois, S., Quémerais, E., Montmessin, F., Lefèvre, F., Perrier, S., Bertaux, J.-L., and Forget, F. (2006). Vertical distribution of ozone on mars as measured by spicam/mars express using stellar occultations. *Journal of Geophysical Research : Planets*, 111(E9).

Lefèvre, F., Lebonnois, S., Montmessin, F., and Forget, F. (2004). Three-dimensional modeling of ozone on mars. *Journal of Geophysical Research*, 109.

Leighton, R. B. and Murray, B. C. (1966). Behavior of carbon dioxide and other volatiles on mars. *Science*, 153(3732) :136–144.

Leovy, C. and Mintz, Y. (1969). Numerical Simulation of the Atmospheric Circulation and Climate of Mars. *Journal of Atmospheric Sciences*, 26(6) :1167–1190.

Lewis, S. R., Collins, M., Read, P. L., Forget, F., Hourdin, F., Fournier, R., Hourdin, C., Talagrand, O., and Huot, J.-P. (1999). A climate database for mars. *Journal of Geophysical Research : Planets*, 104(E10) :24177–24194.

Lewis, S. R., Mulholland, D. P., Read, P. L., Montabone, L., Wilson, R. J., and Smith, M. D. (2016). The solsticial pause on mars : 1. a planetary wave reanalysis. *Icarus*, 264 :456–464.

Lillis, R. J., Deighan, J., Brain, D., Fillingim, M., Jain, S., Chaffin, M., England, S., Holsclaw, G., Chirakkil, K., Al Matroushi, H., Lootah, F., Al Mazmi, H., Thiemann, E., Eparvier, F., Schneider, N., and Curry, S. (2022). First synoptic images of fuv discrete aurora and discovery of sinuous aurora at mars by emm emus. *Geophysical Research Letters*, 49(16) :e2022GL099820. e2022GL099820 2022GL099820.

Listowski, C., Määttänen, A., Montmessin, F., Spiga, A., and Lefèvre, F. (2014). Modeling the microphysics of co2 ice clouds within wave-induced cold pockets in the martian mesosphere. *Icarus*, 237 :239–261.

Listowski, C., Määttänen, A., Riipinen, I., Montmessin, F., and Lefèvre, F. (2013). Near-pure vapor condensation in the martian atmosphere : Co2 ice crystal growth. *Journal of Geophysical Research : Planets*, 118(10) :2153–2171.

Litvak, M., Mitrofanov, I., Kozyrev, A., Sanin, A., Tretyakov, V., Boynton, W., Hamara, D., Shinohara, C., and Saunders, R. (2005). Modeling of martian seasonal caps from hend/odyssey data. *Advances in Space Research*, 36(11) :2156–2161. Planetary Atmospheres, Ionospheres, and Magnetospheres.

Lott, F. and Miller, M. J. (1997). A new subgrid-scale orographic drag parametrization : Its formulation and testing. *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, 123(537) :101–127.

Määttänen, A., Listowski, C., Montmessin, F., Maltagliati, L., Reberac, A., Joly, L., and Bertaux, J.-L. (2013). A complete climatology of the aerosol vertical distribution on Mars from MEx/SPICAM UV solar occultations. *Icarus*, 223(2) :892–941.

Määttänen, A. and Montmessin, F. (2018). Clouds in the Martian Atmosphere. In *Oxford Research Encyclopedia of Planetary Science*, page 114.

Machado, P., Widemann, T., Peralta, J., Gonçalves, R., Donati, J.-F., and Luz, D. (2017). Venus cloud-tracked and doppler velocimetry winds from CFHT/ESPaDOnS and Venus Express/VIRTIS in April 2014. *Icarus*, 285 :8–26.

Macqueen, J. (1967). Some methods for classification and analysis of multivariate observations. In *In 5-th Berkeley Symposium on Mathematical Statistics and Probability*, pages 281–297.

Madeleine, J.-B., Forget, F., Millour, E., Montabone, L., and Wolff, M. J. (2011). Revisiting the radiative impact of dust on mars using the lmd global climate model. *Journal of Geophysical Research : Planets*, 116(E11).

Madeleine, J.-B., Forget, F., Millour, E., Navarro, T., and Spiga, A. (2012). The influence of radiatively active water ice clouds on the martian climate. *Geophysical Research Letters*, 39(23).

Madeleine, J.-B., Head, J. W., Forget, F., Navarro, T., Millour, E., Spiga, A., Colaïtis, A., Määttänen, A., Montmessin, F., and Dickson, J. L. (2014). Recent ice ages on mars : The role of radiatively active clouds and cloud microphysics. *Geophysical Research Letters*, 41(14) :4873–4879.

Mahaffy, P. R., Webster, C. R., Atreya, S. K., Franz, H., Wong, M., Conrad, P. G., Harpold, D., Jones, J. J., Leshin, L. A., Manning, H., Owen, T., Pepin, R. O., Squyres, S., Trainer, M., null null, Kemppinen, O., Bridges, N., Johnson, J. R., Minitti, M., Cremers, D., Bell, J. F., Edgar, L., Farmer, J., Godber, A., Wadhwa, M., Wellington, D., McEwan, I., Newman, C., Richardson, M., Charpentier, A., Peret, L., King, P., Blank, J., Weigle, G., Schmidt, M., Li, S., Milliken, R., Robertson, K., Sun, V., Baker, M., Edwards, C., Ehlmann, B., Farley, K., Griffes, J., Grotzinger, J., Miller, H., Newcombe, M., Pilorget, C., Rice, M., Siebach, K., Stack, K., Stolper, E., Brunet, C., Hipkin, V., Léveillé, R., Marchand, G., Sánchez, P. S., Favot, L., Cody, G., Steele, A., Flückiger, L., Lees, D., Nefian, A., Martin, M., Gailhanou, M., Westall, F., Israël, G., Agard, C., Baroukh, J., Donny, C., Gaboriaud, A., Guillemot, P., Lafaille, V., Lorigny, E., Paillet, A., Pérez, R., Saccoccio, M., Yana, C., Armiens-Aparicio, C., Rodríguez, J. C., Blázquez, I. C., Gómez, F. G., Gómez-Elvira, J., Hettrich, S., Malvitte, A. L., Jiménez, M. M., Martínez-Frías, J., Martín-Soler, J., Martín-Torres, F. J., Jurado, A. M., Mora-Sotomayor, L., Caro, G. M., López, S. N., Peinado-González, V., Pla-García,

J., Manfredi, J. A. R., Romeral-Planelló, J. J., Fuentes, S. A. S., Martinez, E. S., Redondo, J. T., Urqui-O'Callaghan, R., Mier, M.-P. Z., Chipera, S., Lacour, J.-L., Mauchien, P., Sirven, J.-B., Fairén, A., Hayes, A., Joseph, J., Sullivan, R., Thomas, P., Dupont, A., Lundberg, A., Melikechi, N., Mezzacappa, A., DeMarines, J., Grinspoon, D., Reitz, G., Prats, B., Atlaskin, E., Genzer, M., Harri, A.-M., Haukka, H., Kahanpää, H., Kauhanen, J., Kemppinen, O., Paton, M., Polkko, J., Schmidt, W., Siili, T., Fabre, C., Wray, J., Wilhelm, M. B., Poitrasson, F., Patel, K., Gorevan, S., Indyk, S., Paulsen, G., Gupta, S., Bish, D., Schieber, J., Gondet, B., Langevin, Y., Geffroy, C., Baratoux, D., Berger, G., Cros, A., d'Uston, C., Forni, O., Gasnault, O., Lasue, J., Lee, Q.-M., Maurice, S., Meslin, P.-Y., Pallier, E., Parot, Y., Pinet, P., Schröder, S., Toplis, M., Éric Lewin, Brunner, W., Heydari, E., Achilles, C., Oehler, D., Sutter, B., Cabane, M., Coscia, D., Israël, G., Szopa, C., Dromart, G., Robert, F., Sautter, V., Mouélic, S. L., Mangold, N., Nachon, M., Buch, A., Stalport, F., Coll, P., François, P., Raulin, F., Teinturier, S., Cameron, J., Clegg, S., Cousin, A., DeLapp, D., Dingler, R., Jackson, R. S., Johnstone, S., Lanza, N., Little, C., Nelson, T., Wiens, R. C., Williams, R. B., Jones, A., Kirkland, L., Treiman, A., Baker, B., Cantor, B., Caplinger, M., Davis, S., Duston, B., Edgett, K., Fay, D., Hardgrove, C., Harker, D., Herrera, P., Jensen, E., Kennedy, M. R., Krezoski, G., Krysak, D., Lipkaman, L., Malin, M., McCartney, E., McNair, S., Nixon, B., Posiolova, L., Ravine, M., Salamon, A., Saper, L., Stoiber, K., Supulver, K., Beek, J. V., Beek, T. V., Zimdar, R., French, K. L., Iagnemma, K., Miller, K., Summons, R., Goesmann, F., Goetz, W., Hviid, S., Johnson, M., Lefavor, M., Lyness, E., Breves, E., Dyar, M. D., Fassett, C., Blake, D. F., Bristow, T., DesMarais, D., Edwards, L., Haberle, R., Hoehler, T., Hollingsworth, J., Kahre, M., Keely, L., McKay, C., Wilhelm, M. B., Bleacher, L., Brinckerhoff, W., Choi, D., Dworkin, J. P., Eigenbrode, J., Floyd, M., Freissinet, C., Garvin, J., Glavin, D., Jones, A., Martin, D. K., McAdam, A., Pavlov, A., Raaen, E., Smith, M. D., Stern, J., Tan, F., Meyer, M., Posner, A., Voytek, M., Anderson, R. C., Aubrey, A., Beegle, L. W., Behar, A., Blaney, D., Brinza, D., Calef, F., Christensen, L., Crisp, J. A., DeFlores, L., Ehlmann, B., Feldman, J., Feldman, S., Flesch, G., Hurowitz, J., Jun, I., Keymeulen, D., Maki, J., Mischna, M., Morookian, J. M., Parker, T., Pavri, B., Schoppers, M., Sengstacken, A., Simmonds, J. J., Spanovich, N., de la Torre Juarez, M., Vasavada, A. R., Yen, A., Archer, P. D., Cucinotta, F., Ming, D., Morris, R. V., Niles, P., Rampe, E., Nolan, T., Fisk, M., Radziemski, L., Barraclough, B., Bender, S., Berman, D., Dobrea, E. N., Tokar, R., Vaniman, D., Williams, R. M. E., Yingst, A., Lewis, K., Cleghorn, T., Huntress, W., Manhès, G., Hudgins, J., Olson, T., Stewart, N., Sarrazin, P., Grant, J., Vicenzi, E., Wilson, S. A., Bullock, M., Ehresmann, B., Hamilton, V., Hassler, D., Peterson, J., Rafkin, S., Zeitlin, C., Fedosov, F., Golovin, D., Karpushkina, N., Kozyrev, A., Litvak, M., Malakhov, A., Mitrofanov, I., Mokrousov, M., Nikiforov, S., Prokhorov, V., Sanin, A., Tretyakov, V., Varenikov, A., Vostrukhin, A., Kuzmin, R., Clark, B., Wolff, M., McLennan, S., Botta, O., Drake, D., Bean, K., Lemmon, M., Schwenzer, S. P., Anderson, R. B., Herkenhoff, K., Lee, E. M., Sucharski, R., Ángel de Pablo Hernández, M., Ávalos, J. J. B., Ramos, M., Kim, M.-H., Malespin, C., Plante, I., Muller, J.-P., Navarro-González, R., Ewing, R., Boynton, W., Downs, R., Fitzgibbon, M., Harshman, K., Morrison, S., Dietrich, W., Kortmann, O., Palucis, M., Sumner, D. Y., Williams, A., Lugmair, G., Wilson, M. A., Rubin, D., Jakosky, B., Balic-Zunic, T., Frydenvang, J., Jensen, J. K., Kinch, K., Koefoed, A., Madsen, M. B., Stipp, S. L. S., Boyd, N., Campbell, J. L., Gellert, R., Perrett, G., Pradler, I., VanBommel, S., Jacob, S., Rowland, S., Atlaskin, E., Savijärvi, H., Boehm, E., Böttcher, S., Burmeister, S., Guo, J., Köhler, J., García, C. M., Mueller-Mellin, R., Wimmer-Schweingruber, R., Bridges, J. C., McConnochie, T., Benna, M., Bower, H., Brunner, A., Blau, H., Boucher, T., Carmosino, M., Elliott, H., Halleaux, D., Rennó, N., Elliott, B., Spray, J., Thompson, L., Gordon, S., Newsom, H., Ollila, A., Williams, J., Vasconcelos, P., Bentz, J., Nealson, K., Popa, R., Kah, L. C., Moersch, J., Tate, C., Day, M., Kocurek, G., Hallet, B., Sletten, R., Francis, R., McCullough, E., Cloutis,

E., ten Kate, I. L., Kuzmin, R., Arvidson, R., Fraeman, A., Scholes, D., Slavney, S., Stein, T., Ward, J., Berger, J., and Moores, J. E. (2013). Abundance and isotopic composition of gases in the martian atmosphere from the curiosity rover. *Science*, 341(6143) :263–266.

Malin, M. and Edgett, K. (2001). Mars global surveyor mars orbiter camera : Interplanetary cruise through primary mission. *The Journal of Geophysical Research Planets*, 106 :23,429–23,570.

Maltagliati, L., Montmessin, F., Korablev, O., Fedorova, A., Forget, F., Määttänen, A., Lefèvre, F., and Bertaux, J.-L. (2013). Annual survey of water vapor vertical distribution and water–aerosol coupling in the martian atmosphere observed by spicam/mex solar occultations. *Icarus*, 223(2) :942–962.

Maltagliati, L., Titov, D. V., Encrenaz, T., Melchiorri, R., Forget, F., Keller, H. U., and Bibring, J.-P. (2011). Annual survey of water vapor behavior from the OMEGA mapping spectrometer onboard Mars Express. *Icarus*.

Marill, T. and Green, D. M. (1960). Statistical recognition functions and the design of pattern recognizers. *IRE Transactions on Electronic Computers*, EC-9(4) :472–477.

Martin, L. J. (1975). North polar hood observations during martian dust storms. *Icarus*, 26(3) :341–352.

Martin, T. Z. (1995). Mass of dust in the martian atmosphere. *Journal of Geophysical Research : Planets*, 100(E4) :7509–7512.

McCleese, D., Heavens, N., Schofield, J., Abdou, W., Bandfield, J., Calcutt, S., Irwin, P., Kass, D., Kleinböhl, A., Lewis, S., Paige, D., Read, P., Richardson, M., Shirley, J., Taylor, F., NA, T., and Zurek, R. (2010). Structure and dynamics of the martian lower and middle atmosphere as observed by the mars climate sounder : Seasonal variations in zonal mean temperature, dust, and water ice aerosols. *Journal of Geophysical Research*, 115.

McCleese, D. J., Schofield, J. T., Taylor, F. W., Calcutt, S. B., Foote, M. C., Kass, D. M., Leovy, C. B., Paige, D. A., Read, P. L., and Zurek, R. W. (2007). Mars Climate Sounder : An investigation of thermal and water vapor structure, dust and condensate distributions in the atmosphere, and energy balance of the polar regions. *Journal of Geophysical Research (Planets)*, 112(E5) :E05S06.

Medvedev, A. S., Yiğit, E., Hartogh, P., and Becker, E. (2011). Influence of gravity waves on the martian atmosphere : General circulation modeling. *Journal of Geophysical Research : Planets*, 116(E10).

Mellon, M. T., Jakosky, B. M., Kieffer, H. H., and Christensen, P. R. (2000). High-resolution thermal inertia mapping from the mars global surveyor thermal emission spectrometer. *Icarus*, 148(2) :437–455.

Mellor, G. L. and Yamada, T. (1982). Development of a turbulence closure model for geophysical fluid problems. *Reviews of Geophysics*, 20(4) :851–875.

Mengwall, S. and Guzewich, S. D. (2023). Cloud identification in mars daily global maps with deep learning. *Icarus*, 389 :115252.

Menzel, D. H., Coblentz, W. W., and Lampland, C. O. (1925). Planetary temperatures derived from radiation measurements using Russell's formula (abstract). *Popular Astronomy*, 33 :297.

Michaels, T., Colaprete, A., and Rafkin, S. (2006). Significant vertical water transport by mountain-induced circulations on mars. *Geophys. Res. Lett*, 33.

Michelangeli, D. V., Toon, O. B., Haberle, R. M., and Pollack, J. B. (1993). Numerical Simulations of the Formation and Evolution of Water Ice Clouds in the Martian Atmosphere. *Icarus*, 102(2) :261–285.

Miller, M. J., Palmer, P. M., and Swinbank, R. (1989). Parametrisation and influence of sub-grid scale orography in general circulation and numerical weather prediction models. *Meteorol. Atmos. Phys.*, 89 :84–109.

Milligan, G. W. (1980). An examination of the effect of six types of error perturbation on fifteen clustering algorithms. *Psychometrika*, 45(3) :325–342.

Milliken, R. E., Mustard, J. F., Poulet, F., Jouglet, D., Bibring, J.-P., Gondet, B., and Langevin, Y. (2007). Hydration state of the martian surface as seen by mars express omega : 2. h2o content of the surface. *Journal of Geophysical Research : Planets*, 112(E8).

Millour, E., Forget, F., Spiga, A., Navarro, T., Madeleine, J.-B., Montabone, L., Pottier, A., Lefèvre, F., Montmessin, F., Chaufray, J.-Y., Lopez-Valverde, M. A., Gonzalez-Galindo, F., Lewis, S. R., Read, P., Huot, J.-P., and Desjean, M.-C. (2015). The Mars Climate Database (MCD version 5.2). European Planetary Science Congress 2015. Poster.

Millour, E., Forget, F., Spiga, A., Navarro, T., Madeleine, J.-B., Pottier, A., Montabone, L., Kerber, L., Colaitis, A., Lefèvre, F., Montmessin, F., Chaufray, J.-Y., Lopez-Valverde, M., Gonzalez-Galindo, F., Lewis, S., Read, P., and Huot, J.-P. (2014). A new Mars Climate Database v5.1. In Forget, F. and Millour, M., editors, *The Fifth International Workshop on the Mars Atmosphere : Modelling and Observations*, page id.1301, Oxford, United Kingdom.

Millour, E., Forget, F., Spiga, A., Vals, M., Zakharov, V., Montabone, L., Lefèvre, F., Montmessin, F., Chaufray, J.-Y., López-Valverde, M., González-Galindo, F., Lewis, S., Read, P., Desjean, M.-C., and Cipriani, F. (2019). The Mars Climate Database (version 6). In *EPSC-DPS Joint Meeting 2019*, volume 2019, pages EPSC–DPS2019–593.

Millour, E., Forget, F., Spiga, A., Vals, M., Zakharov, V., Navarro, T., Montabone, L., Lefevre, F., Montmessin, F., Chaufray, J.-Y., Lopez-Valverde, M., Gonzalez-Galindo, F., Lewis, S., Read, P., Desjean, M.-C., and MCD/GCM Development Team (2017). The Mars Climate Database (MCD version 5.3). In *EGU General Assembly Conference Abstracts*, EGU General Assembly Conference Abstracts, page 12247.

Minsky, M. and Papert, S. (1969). *Perceptrons : An Introduction to Computational Geometry*. MIT Press, Cambridge, MA, USA.

Mischna, M., Lee, C., and Richardson, M. (2012). Development of a fast, accurate radiative transfer model for the martian atmosphere, past and present. *Journal of Geophysical Research (Planets)*, 117 :10009–.

Moeng, C., Dudhia, J., Klemp, J. B., and Sullivan, P. P. (2007). Examining two-way grid nesting for large eddy simulation of the pbl using the wrf model. *Monthly Weather Review*, 135 :2295–2311.

Montabone, L., Forget, F., Millour, E., Wilson, R., Lewis, S., Cantor, B., Kass, D., Kleinböhl, A., Lemmon, M., Smith, M., and et al. (2015). Eight-year climatology of dust optical depth on mars. *Icarus*, 251 :65–95.

Montmessin, F., Bertaux, J.-L., Quémerais, E., Korablev, O., Rannou, P., Forget, F., Perrier, S., Fussen, D., Lebonnois, S., Reberac, A., and Dimarellis, E. (2006a). Subvisible CO2 ice clouds detected in the mesosphere of Mars. *Icarus*, 183(2) :403–410.

Montmessin, F., Forget, F., Rannou, P., Cabane, M., and Haberle, R. M. (2004). Origin and role of water ice clouds in the martian water cycle as inferred from a general circulation model. *Journal of Geophysical Research : Planets*, 109(E10).

Montmessin, F., Gondet, B., Bibring, J.-P., Langevin, Y., Drossart, P., Forget, F., and Fouchet, T. (2007). Hyperspectral imaging of convective co2 ice clouds in the equatorial mesosphere of mars. *Journal of Geophysical Research : Planets*, 112(E11).

Montmessin, F., Korablev, O., Lefèvre, F., Bertaux, J.-L., Fedorova, A., Trokhimovskiy, A., Chaufray, J., Lacombe, G., Reberac, A., Maltagliati, L., Willame, Y., Guslyakova, S., Gérard, J.-C., Stiepen, A., Fussen, D., Mateshvili, N., Määttänen, A., Forget, F., Witasse, O., Leblanc, F., Vandaele, A., Marcq, E., Sandel, B., Gondet, B., Schneider, N., Chaffin, M., and Chapron, N. (2017). Spicam on mars express : A 10 year in-depth survey of the martian atmosphere. *Icarus*, 297 :195–216.

Montmessin, F., Rannou, P., and Cabane, M. (2002). New insights into martian dust distribution and water-ice cloud microphysics. *Journal of Geophysical Research : Planets*, 107(E6) :4–1–4–14.

Mouginot, J., Pommerol, A., Kofman, W., Beck, P., Schmitt, B., Herique, A., Grima, C., Safaeinili, A., and Plaut, J. (2010). The 3-5 MHz global reflectivity map of Mars by MARSIS/Mars Express : implications for the current inventory of subsurface HO. *Icarus*, 210(2) :612.

Mumma, M. J., Villanueva, G. L., Novak, R. E., Hewagama, T., Bonev, B. P., DiSanti, M. A., Mandell, A. M., and Smith, M. D. (2009). Strong release of methane on mars in northern summer 2003. *Science*, 323(5917) :1041–1045.

Murdoch, N., Kenda, B., Kawamura, T., Spiga, A., Lognonné, P., Mimoun, D., and Banerdt, W. B. (2017). Estimations of the Seismic Pressure Noise on Mars Determined from Large Eddy Simulations and Demonstration of Pressure Decorrelation Techniques for the Insight Mission. *Space Science Reviews*, pages 1–27.

Murphy, J., Steakley, K., Balme, M., Déprez, G., Esposito, F., Kahanpää, H., Lemmon, M., Lorenz, R., Murdoch, N., Neakrase, L., Patel, M., and Whelley, P. (2016). Field Measurements of Terrestrial and Martian Dust Devils. *Space Science Reviews*, 203(1) :39–87.

Murphy, J. R., Pollack, J. B., Haberle, R. M., Leovy, C. B., Toon, O. B., and Schaeffer, J. (1995). Three-dimensional numerical simulation of martian global dust storms. *Journal of Geophysical Research : Planets*, 100(E12) :26357–26376.

Määttänen, A. and Douspis, M. (2014). Estimating the variability of contact parameter temperature dependence with the monte carlo markov chain method. *GeoResJ*, 3-4 :46–55.

Määttänen, A., Mathé, C., Audouard, J., Listowski, C., Millour, E., Forget, F., González-Galindo, F., Falletti, L., Bardet, D., Teinturier, L., Vals, M., Spiga, A., and Montmessin, F. (2022). Troposphere-to-mesosphere microphysics of carbon dioxide ice clouds in a mars global climate model. *Icarus*, 385 :115098.

Määttänen, A., Vehkamäki, H., Lauri, A., Merikallio, S., Kauhanen, J., Savijärvi, H., and Kulmala, M. (2005). Nucleation studies in the martian atmosphere. *Journal of Geophysical Research*.

Nachbar, M., Duft, D., Mangan, T. P., Martin, J. C. G., Plane, J. M. C., and Leisner, T. (2016). Laboratory measurements of heterogeneous co2 ice nucleation on nanoparticles under conditions relevant to the martian mesosphere. *Journal of Geophysical Research : Planets*, 121(5) :753–769.

Navarro, T., Madeleine, J.-B., Forget, F., Spiga, A., Millour, E., Montmessin, F., and Määttänen, A. (2014). Global climate modeling of the martian water cycle with improved microphysics and radiatively active water ice clouds. *Journal of Geophysical Research : Planets*, 119(7) :1479–1495.

Neary, L. and Daerden, F. (2018). The GEM-Mars general circulation model for Mars : Description and evaluation. *Icarus*, 300 :458–476.

Neugebauer, G., Münch, G., Kieffer, H., Chase, S. C., J., and Miner, E. (1971). Mariner 1969 Infrared Radiometer Results : Temperatures and Thermal Properties of the Martian Surface. *Astronomical Journal*, 76 :719.

Neugebauer, G., Münch, G., Chase, S. C., Hatzenbeler, H., Miner, E., and Schofield, D. (1969). Mariner 1969 : Preliminary results of the infrared radiometer experiment. *Science*, 166(3901) :98–99.

Neumann, G. A., Smith, D. E., and Zuber, M. T. (2003). Two Mars years of clouds detected by the Mars Orbiter Laser Altimeter. *Journal of Geophysical Research (Planets)*, 108(E4) :5023.

Newman, C. E. and Richardson, M. I. (2015). The impact of surface dust source exhaustion on the martian dust cycle, dust storms and interannual variability, as simulated by the marswrf general circulation model. *Icarus*, 257 :47–87.

Ni, H. and Benson, S. M. (2020). Using unsupervised machine learning to characterize capillary flow and residual trapping. *Water Resources Research*, 56(8) :e2020WR027473. e2020WR027473 2020WR027473.

Novikoff, A. B. (1962). On convergence proofs on perceptrons. In *Proceedings of the Symposium on the Mathematical Theory of Automata*, volume 12, pages 615–622, New York, NY, USA. Polytechnic Institute of Brooklyn.

Ono, M., Rothrock, B., Almeida, E., Ansar, A., Otero, R., Huertas, A., and Heverly, M. (2016). Data-driven surface traversability analysis for mars 2020 landing site selection. In *2016 IEEE Aerospace Conference*, pages 1–12.

Ono, M., Rothrock, B., Mattmann, C., Islam, T., Didier, A., Sun, V., Qiu, D., Ramirez, P., Grimes, K., and Hedrick, G. (2019). Make planetary images searchable : Content-based search for pds and on-board datasets.

Orosei, R., Lauro, S. E., Pettinelli, E., Cicchetti, A., Coradini, M., Cosciotti, B., Paolo, F. D., Flamini, E., Mattei, E., Pajola, M., Soldovieri, F., Cartacci, M., Cassenti, F., Frigeri, A., Giuppi, S., Martufi, R., Masdea, A., Mitri, G., Nenna, C., Noschese, R., Restano, M., and Seu, R. (2018). Radar evidence of subglacial liquid water on mars. *Science*, 361(6401) :490–493.

Paige, D. A., Herkenhoff, K. E., and Murray, B. C. (1990). Mariner 9 observations of the south polar cap of mars : Evidence for residual co2 frost. *Journal of Geophysical Research : Solid Earth*, 95(B2) :1319–1335.

Paige, D. A. and Ingersoll, A. P. (1985). Annual heat balance of martian polar caps : Viking observations. *Science*, 228(4704) :1160–1168.

Pankine, A. A., Tamppari, L. K., Bandfield, J. L., McConnochie, T. H., and Smith, M. D. (2013). Retrievals of martian atmospheric opacities from mgs tes nighttime data. *Icarus*, 226(1) :708–722.

Pearl, J. C., Smith, M. D., Conrath, B. J., Bandfield, J. L., and Christensen, P. R. (2001). Observations of martian ice clouds by the mars global surveyor thermal emission spectrometer : The first martian year. *Journal of Geophysical Research : Planets*, 106(E6) :12325–12338.

Pettengill, G. H. and Ford, P. G. (2000). Winter clouds over the north martian polar cap. *Geophysical Research Letters*, 27(5) :609–612.

Pettit, E. and Nicholson, S. B. (1925). The Diurnal Maximum of Temperature on Mars. *Astronomische Nachrichten*, 225(19) :331.

Peña, J., Lozano, J., and Larrañaga, P. (1999). An empirical comparison of four initialization methods for the k-means algorithm. *Pattern Recognition Letters*, 20(10) :1027–1040.

Plaut, J. J., Picardi, G., Safaeinili, A., Ivanov, A. B., Milkovich, S. M., Cicchetti, A., Kofman, W., Mouginot, J., Farrell, W. M., Phillips, R. J., Clifford, S. M., Frigeri, A., Orosei, R., Federico, C., Williams, I. P., Gurnett, D. A., Nielsen, E., Hagfors, T., Heggy, E., Stofan, E. R., Plettemeier, D., Watters, T. R., Leuschen, C. J., and Edenhofer, P. (2007). Subsurface radar sounding of the south polar layered deposits of mars. *Science*, 316(5821) :92–95.

Pollack, J., Colburn, D., Flasar, F., Kahn, R., Carlston, C., and Pidek, D. (1979). Properties and effects of dust particles suspended in the martian atmosphere. *Journal of Geophysical Research*, 84 :2929–2945.

Pollack, J. B., Leovy, C. B., Greiman, P. W., and Mintz, Y. (1981). A martian general circulation experiment with large topography. *Journal of Atmospheric Sciences*, 38(1) :3 – 29.

Pollack, J. B., Leovy, C. B., Mintz, Y. H., and Van Camp, W. (1976). Winds on mars during the viking season : Predictions based on a general circulation model with topography. *Geophysical Research Letters*, 3(8) :479–482.

Pommerol, A., Schmitt, B., Beck, P., and Brissaud, O. (2009). Water sorption on martian regolith analogs : Thermodynamics and near-infrared reflectance spectroscopy. *Icarus*, 204(1) :114–136.

Rafkin, S. C., Haberle, R. M., and Michaels, T. I. (2001). The mars regional atmospheric modeling system : Model description and selected simulations. *Icarus*, 151(2) :228–256.

Ramezan, C., Warner, T., Maxwell, A., and Price, B. (2021). Effects of training set size on supervised machine-learning land-cover classification of large-area high-resolution remotely sensed data. *Remote Sensing*, 13 :368.

Richardson, M. I., Toigo, A. D., and Newman, C. E. (2007). Planetwrf : A general purpose, local to global numerical model for planetary atmospheric and climate dynamics. *Journal of Geophysical Research : Planets*, 112(E9).

Richardson, M. I. and Wilson, R. J. (2002). Investigation of the nature and stability of the martian seasonal water cycle with a general circulation model. *Journal of Geophysical Research : Planets*, 107(E5) :7–1–7–28.

Rosenblatt, F. (1957). The perceptron - a perceiving and recognizing automaton. Technical Report 85-460-1, Cornell Aeronautical Laboratory, Ithaca, New York.

Rosenblatt, F. (1960). Perceptron simulation experiments. *Proceedings of the IRE*, 48 :301–309.

Rossow, W. B. (1978). Cloud microphysics : Analysis of the clouds of earth, venus, mars and jupiter. *Icarus*, 36(1) :1–50.

Ruhunusiri, S., Halekas, J. S., Espley, J. R., Eparvier, F., Brain, D., Mazelle, C., Harada, Y., DiBraccio, G. A., Dong, Y., Ma, Y., Thiemann, E. M. B., Mitchell, D. L., and Jakosky, B. M. (2018). An artificial neural network for inferring solar wind proxies at mars. *Geophysical Research Letters*, 45(20) :10,855–10,865.

Rumelhart, D. E., Hinton, G. E., and Williams, R. J. (1986). Learning representations by back-propagating errors. *Nature*, 323(6088) :533–536.

Rumelhart, D. E. and McClelland, J. L. (1987). *Learning Internal Representations by Error Propagation*, pages 318–362.

Sadourny, R., Arakawa, A., and Mintz, Y. (1968). Integration of the nondivergent barotropic vorticity equation with an icosahedral-hexagonal grid for the sphere1. *Monthly Weather Review*, 96 :351–356.

Sagan, C., Toon, O. B., and Gierasch, P. J. (1973). Climatic change on mars. *Science*, 181(4104) :1045–1049.

Samuel, A. L. (1959). Some studies in machine learning using the game of checkers. *IBM Journal of Research and Development*, 3(3) :210–229.

Savijarvi, H. (1991). Radiative fluxes on a dustfree Mars. *Contributions to Atmospheric Physics/Beitraege zur Physik der Atmosphaere*, 64 :103–112.

Schmitt, B., Douté, S., Langevin, Y., Forget, F., Bibring, J. P., Gondet, B., and OMEGA Team (2005). Northern Seasonal Condensates on Mars by OMEGA/Mars Express. In Mackwell, S. and Stansbery, E., editors, *36th Annual Lunar and Planetary Science Conference*, Lunar and Planetary Science Conference, page 2326.

Selim, S. Z. and Ismail, M. A. (1984). K-means-type algorithms : A generalized convergence theorem and characterization of local optimality. *IEEE Transactions on Pattern Analysis and Machine Intelligence*, PAMI-6(1) :81–87.

Skamarock, W., Klemp, J., Dudhia, J., Gill, D., Barker, D., Wang, W., and Powers, J. (2008). A description of the advanced research wrf version 3.

Skamarock, W. C. and Klemp, J. B. (2008). A time-split nonhydrostatic atmospheric model for weather research and forecasting applications. *Journal of Computational Physics*, 227(7) :3465–3485. Predicting weather, climate and extreme events.

Smith, D. E., Neumann, G. A., Ford, P. G., Arvidson, R. E., A., G. E., and Susan, S. (1999a). Mars global surveyor laser altimeter precision experiment data record. Tech. Rep. MGS-M-MOLA-3-PEDR-L1A-V1.0. NASA Planet. Data Syst., St. Louis, Missouri.

Smith, D. E., Zuber, M. T., Frey, H. V., Garvin, J. B., Head, J. W., Muhleman, D. O., Pettengill, G. H., Phillips, R. J., Solomon, S. C., Zwally, H. J., Banerdt, W. B., Duxbury, T. C., Golombek, M. P., Lemoine, F. G., Neumann, G. A., Rowlands, D. D., Aharonson, O., Ford,

P. G., Ivanov, A. B., Johnson, C. L., McGovern, P. J., Abshire, J. B., Afzal, R. S., and Sun, X. (2001a). Mars orbiter laser altimeter : Experiment summary after the first year of global mapping of mars. *Journal of Geophysical Research : Planets*, 106(E10) :23689–23722.

Smith, I. B. and Holt, J. W. (2010). Onset and migration of spiral troughs on mars revealed by orbital radar. *Nature*, 465(7297) :450—453.

Smith, M. (2002). The annual cycle of water vapor on mars as observed by the thermal emission spectrometer. *J. Geophys. Res*, 107.

Smith, M. D. (2004). Interannual variability in tes atmospheric observations of mars during 1999–2003. *Icarus*, 167(1) :148–165. Special Issue on DS1/Comet Borrelly.

Smith, M. D. (2008). Spacecraft observations of the martian atmosphere. *Annual Review of Earth and Planetary Sciences*, 36(1) :191–219.

Smith, M. D. (2009). Themis observations of mars aerosol optical depth from 2002–2008. *Icarus*, 202(2) :444–452.

Smith, M. D., Pearl, J. C., Conrath, B. J., and Christensen, P. R. (2001b). Thermal emission spectrometer results : Mars atmospheric thermal structure and aerosol distribution. *Journal of Geophysical Research : Planets*, 106(E10) :23929–23945.

Song, M., Yang, H., Siadat, S., and Pechenizkiy, M. (2013). A comparative study of dimensionality reduction techniques to enhance trace clustering performances. *Expert Systems with Applications*, 40(9) :3722–3737.

Sorbjan, Z. (2007). Statistics of shallow convection on Mars based on large-eddy simulations. Part 1 : shearless conditions. *Boundary-Layer Meteorology*, 123(1) :121–142.

Spiga, A. (2011). Elements of comparison between martian and terrestrial mesoscale meteorological phenomena : Katabatic winds and boundary layer convection. *Planetary and Space Science*, 59(10) :915–922. Comparative Planetology : Venus-Earth-Mars.

Spiga, A., Banfield, D., Teanby, N., Forget, F., Lucas, A., Kenda, B., Rodriguez Manfredi, J., Widmer-Schnidrig, R., Murdoch, N., Lemmon, M., Garcia, R., Martire, L., Karatekin, O., Le Maistre, S., Van Hove, B., Dehant, V., Lognonné, P., Mueller, N., Lorenz, R., and Banerdt, W. (2018). Atmospheric science with insight. *Space Science Reviews*, 214.

Spiga, A., Barth, E., Gu, Z., Hoffmann, F., Ito, J., Jemmett-Smith, B., Klose, M., Nishizawa, S., Raasch, S., Rafkin, S., Takemi, T., Tyler, D., and Wei, W. (2016). Large-Eddy Simulations of Dust Devils and Convective Vortices. *Space Science Reviews*, 203 :245 – 275.

Spiga, A. and Forget, F. (2009). A new model to simulate the martian mesoscale and microscale atmospheric circulation : Validation and first results. *Journal of Geophysical Research : Planets*, 114(E2).

Spiga, A., Forget, F., Lewis, S. R., and Hinson, D. P. (2010). Structure and dynamics of the convective boundary layer on mars as inferred from large-eddy simulations and remote-sensing measurements. *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, 136(647) :414–428.

Spiga, A., Hinson, D. P., Madeleine, J.-B., Navarro, T., Millour, E., Forget, F., and Montmessin, F. (2017). Snow precipitation on Mars driven by cloud-induced night-time convection. *Nature Geoscience*, 10(9) :652 – 657.

Spiga, A., Murdoch, N., Lorenz, R., Forget, F., Newman, C., Rodriguez, S., Pla-Garcia, J., Moreiras, D. V., Banfield, D., Perrin, C., Mueller, N. T., Lemmon, M., Millour, E., and Banerdt, W. B. (2021). A study of daytime convective vortices and turbulence in the martian planetary boundary layer based on half-a-year of insight atmospheric measurements and large-eddy simulations. *Journal of Geophysical Research : Planets*, 126(1) :e2020JE006511. e2020JE006511 2020JE006511.

Spinrad, H., Münch, G., and Kaplan, L. D. (1963). Letter to the Editor : the Detection of Water Vapor on Mars. *Astrophysical Journal*, 137 :1319.

Strausberg, M. J., Wang, H., Richardson, M. I., Ewald, S. P., and Toigo, A. D. (2005). Observations of the initiation and evolution of the 2001 mars global dust storm. *Journal of Geophysical Research : Planets*, 110(E2).

Svitek, T. and Murray, B. (1990). Winter frost at Viking Lander 2 site. *Journal of Geophysical Research*, 95 :1495–1510.

Takahashi, Y. O., Fujiwara, H., and Fukunishi, H. (2006). Vertical and latitudinal structure of the migrating diurnal tide in the martian atmosphere : Numerical investigations. *Journal of Geophysical Research : Planets*, 111(E1).

Takahashi, Y. O., Fujiwara, H., Fukunishi, H., Odaka, M., Hayashi, Y.-Y., and Watanabe, S. (2003). Topographically induced north-south asymmetry of the meridional circulation in the martian atmosphere. *Journal of Geophysical Research : Planets*, 108(E3).

Theodorakos, K. (2016). *Modelling of Stochastic Compartmental Spatio-Temporal Epidemic Simulations with Cellular Automata and acceleration with CPU and GPGPU parallelism.* PhD thesis.

Thomas, P., Malin, M., Edgett, K., Carr, M., Hartmann, W., Ingersoll, A., James, P., Soderblom, L., Veverka, J., and Sullivan, R. (2000). North-south geological differences between the residual polar caps on mars. *Nature*, 404 :161–164.

Thorndike, R. (1953). Who belongs in the family ? *Psychometrika*, 18 :267–276.

Thuburn, J. (1997). A pv-based shallow-water model on a hexagonal icosahedral grid. *Monthly Weather Review - MON WEATHER REV*, 125.

Tibshirani, R., Walther, G., and Hastie, T. (2001). Estimating the number of clusters in a data set via the gap statistic. *Journal of the Royal Statistical Society Series B*, 63 :411–423.

Tillman, J. E., Johnson, N. C., Guttorp, P., and Percival, D. B. (1993). The martian annual atmospheric pressure cycle : Years without great dust storms. *Journal of Geophysical Research : Planets*, 98(E6) :10963–10971.

Titus, T. N., Byrne, S., Colaprete, A., Forget, F., Michaels, T. I., and Prettyman, T. H. (2017). *The CO2 Cycle*, page 374–404. Cambridge Planetary Science. Cambridge University Press.

Tobie, G., Forget, F., and Lott, F. (2003). Numerical simulation of the winter polar wave clouds observed by mars global surveyor mars orbiter laser altimeter. *Icarus*, 164(1) :33–49.

Toigo, A., Richardson, M., Ewald, S., and Gierasch, P. (2003). Numerical simulation of martian dust devils. *Journal of Geophysical Research (Planets)*, 108 :5047–.

Toigo, A. D. and Richardson, M. I. (2002). A mesoscale model for the martian atmosphere. *Journal of Geophysical Research : Planets*, 107(E7) :3–1–3–21.

Toon, O. B., B. Pollack, J., and Sagan, C. (1977). Physical properties of the particles composing the martian dust storm of 1971–1972. *Icarus*, 30(4) :663–696.

Toon, O. B., McKay, C. P., Ackerman, T. P., and Santhanam, K. (1989). Rapid calculation of radiative heating rates and photodissociation rates in inhomogeneous multiple scattering atmospheres. *Journal of Geophysical Research : Atmospheres*, 94(D13) :16287–16301.

Tsypkin, Y. Z. and Nikolic, Z. J. (1971). *Adaptation and learning in automatic systems*, volume 73. Academic Press New York.

Turing, A. M. (1950). I.—COMPUTING MACHINERY AND INTELLIGENCE. *Mind*, LIX(236) :433–460.

Tyler Jr., D., Barnes, J. R., and Haberle, R. M. (2002). Simulation of surface meteorology at the pathfinder and vl1 sites using a mars mesoscale model. *Journal of Geophysical Research : Planets*, 107(E4) :2–1–2–17.

Uebelhart, S., Miller, D., and Blaurock, C. (2005). Uncertainty characterization in integrated modeling. In *46th AIAA/ASME/ASCE/AHS/ASC Structures, Structural Dynamics and Materials Conference*, page 2142.

Ullrich, P. A., Jablonowski, C., Kent, J., Lauritzen, P. H., Nair, R., Reed, K. A., Zarzycki, C. M., Hall, D. M., Dazlich, D., Heikes, R., Konor, C., Randall, D., Dubos, T., Meurdesoif, Y., Chen, X., Harris, L., Kühnlein, C., Lee, V., Qaddouri, A., Girard, C., Giorgetta, M., Reinert, D., Klemp, J., Park, S.-H., Skamarock, W., Miura, H., Ohno, T., Yoshida, R., Walko, R., Reinecke, A., and Viner, K. (2017). Dcmip2016 : a review of non-hydrostatic dynamical core design and intercomparison of participating models. *Geoscientific Model Development*, 10(12) :4477–4509.

Vals, M., Forget, F., Spiga, A., Millour, E., Wang, C., Bertrand, T., and Bardet, D. (2019). Modeling of detached dust layers with a parametrization of the dust entrainment at the top of sub-grid scale mountains. In *EPSC-DPS Joint Meeting 2019*, volume 2019, pages EPSC–DPS2019–570.

Vapnik, V. and Chervonenkis, A. (1964). On a perceptron class. *Avtomat. i Telemekh.*, 25 :112–120.

Vapnik, V. and Lerner, A. (1963). Recognition of patterns with help of generalized portraits. *Avtomat. i Telemekh.*, 24 :774–780.

Vehkamäki, H. (2006). Classical nucleation theory in multicomponent systems. *Classical Nucleation Theory in Multicomponent Systems*.

Vincendon, M., Pilorget, C., Gondet, B., Murchie, S., and Bibring, J.-P. (2011). New near-IR observations of mesospheric CO_2 and H_2O clouds on Mars. *Journal of Geophysical Research (Planets)*, 116 :E00J02.

Wagstaff, K., Lu, Y., Stanboli, A., Grimes, K., Gowda, T., and Padams, J. (2018). Deep mars : Cnn classification of mars imagery for the pds imaging atlas. *Proceedings of the AAAI Conference on Artificial Intelligence*, 32(1).

Wagstaff, K. L., Lanza, N. L., Thompson, D. R., Dietterich, T. G., and Gilmore, M. S. (2013). Guiding scientific discovery with explanations using demud. AAAI'13, page 905–911. AAAI Press.

Wang, H. and Ingersoll, A. P. (2002). Martian clouds observed by mars global surveyor mars orbiter camera. *Journal of Geophysical Research : Planets*, 107(E10) :8–1–8–16.

Warren, S. G., Wiscombe, W. J., and Firestone, J. F. (1990). Spectral albedo and emissivity of co2 in martian polar caps : Model results. *Journal of Geophysical Research : Solid Earth*, 95(B9) :14717–14741.

Whelley, P. and Greeley, R. (2008). The distribution of dust devil activity on mars. *Journal of Geophysical Research*, 113.

Widrow, B. (1960). Adaptive sampled-data systems. *IFAC Proceedings Volumes*, 1(1) :433–439. 1st International IFAC Congress on Automatic and Remote Control, Moscow, USSR, 1960.

Wilson, A. and Chicarro, A. (2004). Mars express - the scientific payload. *ESA Special Publication*, SP-1240 :pp. 1–219.

Wilson, R. and Hamilton, K. (1996). Comprehensive model simulation of thermal tides in the martian atmosphere. *Journal of the Atmospheric Sciences*, 53 :1290–1326.

Wilson, R. J. (1997). A general circulation model simulation of the martian polar warming. *Geophysical Research Letters*, 24(2) :123–126.

Wilson, R. J. and Guzewich, S. D. (2014). Influence of water ice clouds on nighttime tropical temperature structure as seen by the mars climate sounder. *Geophysical Research Letters*, 41(10) :3375–3381.

Wolff, M. J., Clancy, R. T., Kahre, M. A., Haberle, R. M., Forget, F., Cantor, B. A., and Malin, M. C. (2019a). Mapping water ice clouds on Mars with MRO/MARCI. *Icarus*, 332 :24–49.

Wolff, M. J., Clancy, R. T., Kahre, M. A., Haberle, R. M., Forget, F., Cantor, B. A., and Malin, M. C. (2019b). Mapping water ice clouds on Mars with MRO/MARCI. *Icarus*, 332 :24–49.

Wolff, M. J., Todd Clancy, R., Goguen, J. D., Malin, M. C., and Cantor, B. A. (2010). Ultraviolet dust aerosol properties as observed by MARCI. *Icarus*, 208(1) :143–155.

Wood, S. E. (1999). *Nucleation and growth of CO2 ice crystals in the Martian atmosphere*. PhD thesis, University of California, Los Angeles.

Yakubovich, V. (1965). Certain general theoretical principles in the design of learning pattern recognition systems, part i. *In Vichislitelnaia Tekhnika i Voprosi Programirovania*, 4.

Yiğit, E., England, S. L., Liu, G., Medvedev, A. S., Mahaffy, P. R., Kuroda, T., and Jakosky, B. M. (2015). High-altitude gravity waves in the martian thermosphere observed by maven/ngims and modeled by a gravity wave scheme. *Geophysical Research Letters*, 42(21) :8993–9000.

Yu, L., Vanderburg, A., Huang, C., Shallue, C. J., Crossfield, I. J. M., Gaudi, B. S., Daylan, T., Dattilo, A., Armstrong, D. J., Ricker, G. R., Vanderspek, R. K., Latham, D. W., Seager, S., Dittmann, J., Doty, J. P., Glidden, A., and Quinn, S. N. (2019). Identifying exoplanets with deep learning. III. automated triage and vetting of TESS candidates. *The Astronomical Journal*, 158(1) :25.

Zuber, M. T., Smith, D. E., Solomon, S. C., Muhleman, D. O., Head, J. W., Garvin, J. B., Abshire, J. B., and Bufton, J. L. (1992). The mars observer laser altimeter investigation. *Journal of Geophysical Research : Planets*, 97(E5) :7781–7797.