



Université
de Toulouse

THÈSE

En vue de l'obtention du
DOCTORAT DE L'UNIVERSITÉ DE TOULOUSE

Délivré par :
Université Toulouse 3 Paul Sabatier (UT3 Paul Sabatier)

Discipline ou spécialité :

Planétologie

Présentée et soutenue par :

Téodolina LOPEZ GONZALEZ

le : jeudi 24 février 2011

Titre :

La convection des fluides dans le sol de Mars et les échanges induits avec l'atmosphère et la paléo-hydrosphère de la planète.

JURY

Jean-Phillipe GASTELLU - ETCHEGORRY	Président	Université de Toulouse III
Pascal ALLEMAND	Rapporteur	Université de Lyon I
Pierre GENTHON	Rapporteur	Université de Montpellier
Nicolas MANGOLD	Examineur	Université de Nantes
Lionel D'USTON	Invité	Université de Toulouse III

Ecole doctorale :
Sciences de l'Univers, de l'Environnement et de l'Espace (SDU2E)

Unité de recherche :
Institut de Recherche en Astrophysique et Planétologie

Directeur(s) de Thèse :
Michel RABINOWICZ et David BARATOUX

A Olivier, mon compagnon et à ma famille, pour leur soutien sans faille. Sans oublier, à Mars, en espérant te revoir un jour...

REMERCIEMENTS

Pour commencer, j'aimerais dire un grand merci à mes deux directeurs sans qui cette thèse n'existerait pas. A David Baratoux, pour ta patience à m'apprendre la programmation sous IDL, de m'avoir ouvert les portes de l'infrarouge thermique et aux séjours sur l'île de la Réunion et au Japon. Un grand merci à Michel Rabinowicz, pour sa patience infinie à me faire comprendre cette science obscure qu'est la "convectologie" et sa modélisation.

J'aimerais également remercier Raphaël (mon prédécesseur) pour ses conseils, son soutien et les moments de franche rigolade sur Formica Léo à regarder les étoiles sous une couverture de survie et sur le Piton de la Fournaise sous un déluge qui a duré plus de 20h... Je lui souhaite plein de réussite pour la suite.

Je pense également aux anciens thésards du DTP pour leur conseils toujours judicieux, Harold et Sandra, en espérant qu'ils aient trouvé leur voie. A Bénédicte, merci pour son soutien tout au long de ces trois ans et demi et aussi lors des formations de monitorat que l'on a pu faire ensemble (la plupart, ennuyeuse...). A Audrey, pour nos discussions et bon courage pour la fin ! Et aussi à toutes les personnes présentes dans le laboratoire.

Je tiens à remercier tout mes amis pour les bon moments passés ensemble, qui ont permis de me changer les idées. Je pense particulièrement à Marion, pour nos discussions quasi-quotidiennes et quasi-dépressive sur notre choix d'avoir fait une thèse, de vouloir refaire le monde et son soutien lors des moments difficiles. Bonne chance pour la suite mais j'ai toute confiance.

Bien sûr, merci à ma famille pour sa présence et à ma petite nièce Sarah, née au moment de ma rédaction et qui m'a apporté beaucoup de joie. Une grosse pensée à ma maman et je n'ai pas besoin d'en écrire plus... Et enfin, à Olivier, présent dès le début de cet aventure, qui a su surmonter cette épreuve : partager le quotidien d'une angoissée. Merci de m'avoir soutenue, de m'avoir remuer lorsque j'étais au plus bas et de m'avoir obligé de dire stop pour souffler un peu (et encore...). J'espère pouvoir un jour te rendre la pareille et je pense qu'un merci n'est guère suffisant pour tout ce que tu m'as apporté ! Avec tout mon amour, merci !!!

Et pour finir, une pensée à Mars et à toutes les personnes qui travaillent dessus depuis le début. Toutes ces images ont permis de nous émerveiller devant sa beauté et surtout ses mystères si nombreux qui nous intriguent toujours. Tout ceci la rend encore plus passionnante à étudier !

TABLE DES MATIÈRES

TABLE DES MATIÈRES	7
LISTE DES FIGURES	10
LISTE DES TABLEAUX	13
INTRODUCTION GÉNÉRALE	15
1 MORPHOLOGIE ET MINÉRALOGIE DE MARS : PREUVES DES VARIATIONS DU CLIMAT AU COURS DU TEMPS	21
1.1 INTRODUCTION	22
1.2 L'ATMOSPHÈRE DE MARS	22
1.2.1 L'atmosphère primitive et son évolution	22
1.2.2 Composition et structure de l'atmosphère actuelle	23
1.3 VARIATIONS CLIMATIQUES RÉCENTES	28
1.3.1 Les paramètres astronomiques de Mars	28
1.3.2 Traces géologiques indicatrices des variations d'obliquité passées	29
1.3.3 Impact de la précession sur la géologie de surface	37
1.4 VARIATIONS CLIMATIQUES SUR LE LONG TERME	40
1.4.1 Les traces d'une présence d'eau liquide à la surface de Mars . .	40
1.4.2 Les grands dépôts d'altération	46
1.5 DISCUSSION ET CONCLUSION	52
2 IMAGERIE ET PROPRIÉTÉS THERMIQUES DES SURFACES PLANÉTAIRES	57
2.1 INTRODUCTION	58
2.2 LES PROPRIÉTÉS THERMIQUES	59
2.2.1 La température et les transferts de chaleur	59
2.2.2 La loi du corps noir	60
2.3 PROCESSUS THERMIQUES DES SURFACES PLANÉTAIRES	62
2.3.1 Variations liées aux propriétés intrinsèques de la surface	62
2.3.2 Variations liées aux autres propriétés de surface	71
2.3.3 Variations liées aux processus externes	73
2.4 UTILISATION DES DONNÉES THERMIQUES	74
2.5 PRÉSENTATION DE LA MISSION ET DU CAPTEUR THEMIS	79
2.6 CONCLUSION	80
3 L'INFLUENCE DES FACTEURS EXTERNES SUR LES ANO- MALIES THERMIQUES DE CERBERUS FOSSAE	83
3.1 INTRODUCTION	84
3.2 CONTEXTE GÉOLOGIQUE DE LA PROVINCE D'ELYSIUM	85
3.2.1 Les structures géologiques de la région	85
3.3 OBSERVATIONS THERMIQUES DE CERBERUS FOSSAE	89

3.3.1	Le champ thermique de surface de la région de Cerberus et des Cerberus Fossae	89
3.3.2	Evolution au cours du temps des températures de la fracture . . .	90
3.3.3	Influences possibles de la topographie et de l'albédo	91
3.4	LITHOLOGIE DE CERBERUS FOSSAE	92
3.4.1	Lithologie des flancs et du fond de la fracture	92
3.4.2	Profils thermiques à travers les fractures	94
3.4.3	Influence de la lithologie	97
3.5	CONCLUSION	97
4	ÉTUDE THERMIQUE D'ARSIA MONS. EVIDENCES D'UNE CIRCULATION D'AIR.	99
4.1	INTRODUCTION	105
4.2	ORIGIN OF THE PIT CRATERS	107
4.2.1	Volcanic pit craters : background	107
4.2.2	Geomorphological mapping of Arsia Mons	108
4.2.3	Origin of pit craters	108
4.3	PIT CRATERS GEOMETRY	111
4.3.1	Geometry determination and depths : results	111
4.4	THERMAL BEHAVIOUR OF THE PIT CRATERS	115
4.4.1	Persistence of the thermal anomaly	115
4.4.2	Correlations between geometry and thermal anomaly of the pit craters	116
4.4.3	Influence of the lithology	118
4.4.4	Extension of the thermal anomaly	118
4.4.5	Relation between amplitudes of thermal anomalies with regional stress	124
4.5	THERMAL OBSERVATION ON SINUOUS RILLES	125
4.6	EXPLORING THE OCCURRENCE AND CONSEQUENCES OF AIR CONVECTION	128
4.6.1	Numerical modelling of air convection in an inclined box applied to Arsia Mons	129
4.6.2	Results of the numerical simulation	133
4.6.3	Surface temperature at the exit of the convective cell	142
4.7	CONCLUSION	144
5	LA CONVECTION D'ARGILES À L'ORIGINE DES TERRAINS CHAOTIQUES ET DES CHENAUX DE DÉBÂCLE ?	147
5.1	INTRODUCTION	148
5.2	STRUCTURES ET MINÉRALOGIE LIÉES À LA CONVECTION D'ARGILES	151
5.2.1	Les terrains chaotiques, les chenaux de débâcle et la minéralogie associée	151
5.2.2	Les terrains chaotiques	155
5.3	DYNAMIQUE DES COUVERTURES DE SURFACE DES CRATÈRES ET DES DÉPRESSIONS	158
5.3.1	Paramètres généraux de la convection à l'état solide et de la compaction	158
5.3.2	Conséquences sur la compaction	167
5.3.3	Conséquences sur la convection	168
5.3.4	Localisation des régions possible de convection	173
5.4	DISCUSSION	177

5.5 CONCLUSION	183
CONCLUSION GÉNÉRALE	185
ANNEXES	191
BIBLIOGRAPHIE	195

LISTE DES FIGURES

1	Echelles stratigraphiques	16
1.1	Structure thermique de l'atmosphère de Mars	24
1.2	Poussière martienne	27
1.3	Carte d'une circulation générale	27
1.4	Les saisons et les paramètres orbitaux	28
1.5	Les glaciers tropicaux	30
1.6	Bilan de masse des glaciers sur Terre et Mars	32
1.7	Les coulées récentes de Mars	34
1.8	Les dépôts stratifiés de la calotte polaire Nord	37
1.9	Hypothèse pour expliquer les strates de la calotte polaire Nord	39
1.10	Carte globale du réseaux fluviatiles martien	41
1.11	Réseaux fluviatiles martiens	43
1.12	Terrains stratifiés de Mars	46
1.13	Carte globale des minéraux hydratés	46
1.14	Stratigraphie de Mawrth Vallis	47
1.15	Dépôts de phyllosilicates	48
1.16	Dépôts de sulfates	50
1.17	Récapitulatif générale de Mars au cours du temps	55
2.1	Flux des planètes	58
2.2	Loi de déplacement de Wien	61
2.3	Bilan énergétique de Mars	62
2.4	Influence de l'inertie thermique sur les variations de température	64
2.5	Libre parcours moyens d'une molécule de gaz	68
2.6	Relation entre la taille des grains, la pression atmosphérique et la conductivité thermique	69
2.7	Conductivité thermique pour différentes granulométries	70
2.8	Influences d'autres propriétés de surface sur les variations de température	72
2.9	Influences de l'opacité sur les variations de température	74
2.10	Carte d'inertie thermique de la surface de Mars	77
2.11	Carte de l'abondance en roche de la surface de Mars	78
3.1	Localisation de Cerberus	85
3.2	Exemples de structures volcaniques de la plaine de Cerberus	86
3.3	Exemples de structures d'érosion par de l'eau dans la plaine de Cerberus	87
3.4	Image de Cerberus Fossae	88
3.5	SIG thermique de Cerberus Fossae	89
3.6	Evolution des températures de nuit et de jour	91
3.7	Différentes lithologies composant Cerberus Fossae	92
3.8	Carte géomorphologique de Cerberus Fossae	93

3.9	Profils de température et de topographie traversant la fracture en P1	95
3.10	Profils de température et de topographie traversant la fracture en P2	95
3.11	Profils de température et de topographie traversant la fracture en P3	96
3.12	Profils de température et de topographie traversant la fracture en P4	96
3.13	Comparaison entre les températures observées et simulées par le modèle de circulation d'air	98
4.1	GIS of Arsia Mons with MOC narrow angle and MOLA	106
4.2	Geomorphological map of Arsia Mons	109
4.3	Pie chart of the pit craters	110
4.4	Comparison of different geometry of the pit craters	111
4.5	Pit craters diameter distribution	112
4.6	Comparison between Jeanne observed shadow and predicted one	113
4.7	Comparison between a pit crater observed shadow and predicted one	114
4.8	Depth in function of pit craters diameters	114
4.9	Evolution among time of the pit craters temperatures	115
4.10	Evolution among time of the impact craters temperatures	116
4.11	Geometry in function of the maximum temperature	117
4.12	Lithology of the pit craters	118
4.13	Sketch for the model of THEMIS-IR sub-pixels	119
4.14	Comparison of effective temperature obtain with two equations	120
4.15	Comparison between the numbers of hot pixels observed and predicted	122
4.16	Comparison between the numbers of hot pixels observed and predicted	123
4.17	Projection of pit craters on a southern topographic profile	124
4.18	Thermal images and plots of the sinuous rille S1	126
4.19	Thermal images and plots of the sinuous rille S2	127
4.20	Extract of THEMIS nighttime infrared global data of the southern aprons of Arsia Mons	129
4.21	Representation of the air circulation within the southern apron	130
4.22	Open box 1 km : isotherms and streamlines	134
4.23	Open box 1 km : plots of temperature air speed and heat flux	135
4.24	Open box 3 km : isotherms and streamlines	137
4.25	Open box 3 km : plots of temperature air speed and heat flux	138
4.26	Open box 6 km : isotherms and streamlines	140
4.27	Open box 1 km : plots of temperature air speed and heat flux	141
4.28	Extract from a THEMIS nighttime image of a TDP	143
5.1	Carte représentant des chenaux de débâcle du Circum-Chryse	148
5.2	Carte de répartition des morphologies étudiées	152
5.3	Carte de la région du circum-Chryse avec la minéralogie	154
5.4	Extrait d'une image HRSC d'Hydraotes Chaos	155
5.5	Schéma représentant les profondeurs initiales et actuelles dans les FFCs	156
5.6	Extrait d'une mosaïque THEMIS thermique de jour	157
5.7	Distribution du rapport L/l des mesas	160

5.8	Graphique contrainte-déformation de la glace	162
5.9	Graphique contrainte-déformation des sulfates	163
5.10	Schéma d'une smectite	164
5.11	Graphique du comportement de la viscosité d'une argile gelée . . .	166
5.12	Graphiques du nombre de Rayleigh d'un mélange argile-glace en fonction de la concentration en eau	171
5.13	Schéma des forces horizontales sur les mesas et les fractures . . .	173
5.14	Graphique de la température moyenne d'une couche d'argile . . .	174
5.15	Graphique de la température moyenne d'une couche d'argile . . .	174
5.16	Graphique de la température moyenne d'une couche d'argile . . .	175
5.17	Graphique de la température moyenne d'une couche d'argile . . .	176
5.18	Schémas pour expliquer la formation des FFCs	179
5.19	Schémas pour expliquer la formation des FFCs-dep	180
5.20	Schéma du produit de l'atération de basalte par de l'eau riche en acide sulfurique	182
5.21	Schéma récapitulatif de la minéralogie, de la morphologie et des échanges surface-atmosphère	189

Liste des tableaux

1.1	Composition atmosphère	24
1.2	Valeurs de l'excentricité, de l'obliquité et de la précession	29
1.3	Cycle de dépôt-sublimation de la calotte Nord selon la précession	38
2.1	Longueurs d'ondes et radiation du visible et l'infrarouge	59
2.2	Longueurs d'onde de THEMIS	79
4.1	Comparison for 33 TDPs of observed and predicted hot pixels	121
4.2	Geometrical parameters of three collapsed sinuous rilles	125
4.3	Physical parameters for the air convection model	130
5.1	Paramètres physiques généraux de la couche convective et des différents matériaux	168
5.2	Résultats physiques pour la glace I	169
5.3	Résultats physiques pour des sulfates	169
5.4	Résultats physiques pour des argiles	170

INTRODUCTION GÉNÉRALE

Mars est la quatrième planète de notre système solaire. Elle est visible à l'oeil nu depuis la Terre, et est connue depuis l'Antiquité. Sa couleur rouge lui valut le rapprochement avec le dieu de la guerre chez les Grecs (Arès) et plus tard avec Mars, chez les Romains. L'observation en 1877 par Schiaparelli de présumés "canaux" à sa surface et interprétés par M. Lowell comme des canaux d'irrigation, a laissé dans l'imaginaire collectif l'image d'une planète source d'eau et de vie. Les premières observations de la surface grâce aux sondes spatiales (e.g., Mariner 9) ont révélé, au contraire, une surface aride, cratérisée comme celle de la Lune, et hostile à toute forme de vie. Cependant, les images obtenues par les sondes Viking, puis par les nombreuses missions réussies sur la période 2000-2010 (Mars Global Surveyor, Mars Odyssey, Mars Express, Mars Reconnaissance Orbiter) ont peu à peu révélé une riche et longue histoire géologique et une surface façonnée par des cratères d'impact mais aussi par des processus magmatiques, volcaniques, tectoniques, fluviatiles, sédimentaires et éoliens.

Les âges des objets géologiques observés (e.g., volcans, rivières), des roches analysées in-situ ou encore des météorites SNC, s'étalent sur 4 milliards d'années. La chimie des roches magmatiques et la morphologie des structures volcaniques, vieilles de 3.8 milliards d'années, peuvent être ainsi comparées avec celles des coulées de lave de seulement quelques millions d'années. Au passage, notons que ces âges récents suggèrent une activité interne se prolongeant jusqu'à aujourd'hui. Cette fenêtre chronologique, très large dans l'histoire d'une planète, est généralisable à l'ensemble des processus géologiques et fait figure d'exception pour tous les corps solides du système solaire. Cet atout fait de Mars un objet de choix pour comprendre l'évolution interne d'une planète (thermique et dynamique), le magmatisme, le volcanisme et les échanges entre les roches ignées et les éléments volatils. A ce titre, l'étude de Mars revêt un intérêt majeur pour comprendre l'évolution des planètes depuis leur accréation jusqu'à nos jours, et porter ainsi un regard neuf sur l'histoire de notre propre planète.

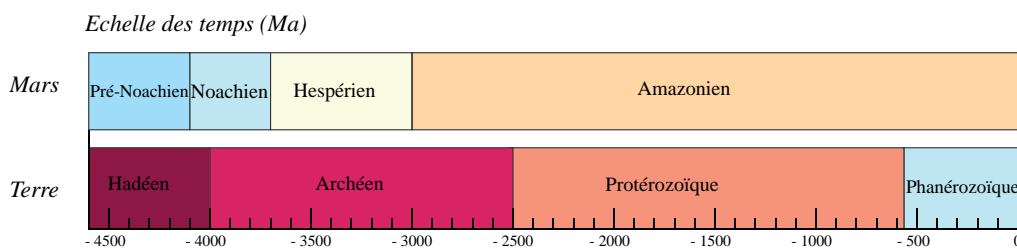


FIGURE 1. Echelles stratigraphiques de Mars (Hartmann et Neukum 2001) et la Terre pour comparaison.

Les réseaux de vallées, qui jalonnent les périodes anciennes Noachienne et Hespérienne (Fig. 1), témoignent de conditions physico-chimiques à la surface de Mars différentes des conditions actuelles, au moins localement. Les réseaux dendritiques forment en effet des vallées fluviatiles étendues et matures, comme sur Terre, principalement au Noachien. Ces réseaux sont réactivés durant l'Hespérien. Cette seconde période est marquée par la formation de chenaux de largeurs pluri-kilométriques appelés chenaux de débâcle. Ces chenaux contrastent avec les

réseaux de vallées et impliquent la libération d'énormes quantités d'eau sur des périodes de temps relativement courtes. Ces études, essentiellement morphologiques, suggèrent une évolution climatique globale vers un climat froid et sec de type périglaciaire (Mangold 2007).

Nous savons grâce aux observations télescopiques de Mars, depuis la Terre, qu'une grande partie de sa surface est recouverte de poussière riche en oxydes de fer (e.g., Bell et Morris 1990). Cependant les études depuis l'orbite martienne, dans le visible, le proche infrarouge et dans l'infrarouge thermique, ont révélé une diversité minéralogique insoupçonnée, en particulier pour les minéraux hydratés avec la présence de phyllosilicates de fer et magnésium (e.g., smectite), de phyllosilicates d'aluminium (kaolinite) et de sulfates (e.g., Bibring et al. 2006). Ces découvertes précisent la nature des évolutions physico-chimiques de la surface de la planète. En effet, la formation des sulfates est liée à une acidification de la surface, associée à un climat plus sec. Ces conditions particulières peuvent refléter une évolution globale, ou des événements régionaux. L'étude de la distribution dans le temps et dans l'espace de ces formations tente de reconstruire, à l'échelle globale et régionale, une évolution cohérente des conditions physico-chimiques de l'atmosphère en relation avec les autres phénomènes (magmatisme, cratérisation) (e.g., Bibring et al. 2006, Carr et Head 2010).

Ces résultats, obtenus lors de la dernière décennie, montrent la richesse des interactions physiques et chimiques entre les éléments volatils de la planète, sous la forme de fluides présents dans l'atmosphère et le sous-sol, et les roches ignées. Comme pour le magmatisme cité plus haut, Mars se retrouve à nouveau être la seule planète du système solaire où ces phénomènes d'altérations physico-chimiques peuvent être étudiés. Cette thèse représente une contribution à la compréhension des échanges air-sol actuels et passés entre les roches de la surface, l'atmosphère et ce que nous appellerons la paléo-hydrosphère. Elle permet également de comprendre les processus de compaction et d'écoulement hydraulique durant la transition Noachien-Hespérien.

Les observations que je présente sont morphologiques, minéralogiques et thermiques à partir d'imagerie visible, proche infrarouge (1-2 μm) et d'infrarouge thermique (6-12 μm). L'étude de la morphologie et de la minéralogie de surface sont d'une manière générale des indicateurs des variations climatiques passées. Je commencerais donc par replacer mon étude dans le contexte des résultats et questions soulevées par ces observations (**Chapitre 1**). Cette synthèse portera tout d'abord sur les caractéristiques et l'évolution de l'atmosphère martienne. Puis j'expliquerai les liens existants entre les variations climatiques récentes et les paramètres orbitaux de Mars. Je présenterais enfin les variations climatiques depuis le Noachien telles qu'elles sont envisagées à partir de l'étude de la morphologie et de la minéralogie de surface.

L'étude des images thermiques a généralement pour objectif de déterminer les propriétés thermiques de la surface et à partir de celles-ci, de discuter leur nature (e.g., sable, poussière, abondances de roches). Une synthèse de ces travaux est faite dans un second chapitre (**Chapitre 2**) avec une présentation des propriétés thermiques et l'influence des différents facteurs sur les propriétés thermiques

des matériaux composant les surfaces planétaires. J'indiquerai également les caractéristiques de l'instrument à l'origine des données thermiques martiennes et les méthodes de traitement de ces données pour en extraire des températures de surface.

La suite de mon travail est une exploration du processus de convection d'air en subsurface dans les sols très poreux des récentes constructions volcaniques. Lorsque que l'on examine les données infrarouges sur certains cratères et failles, on remarque souvent que sur leur sommet est présent des anneaux ou des lignes chaudes, observables seulement durant la nuit. Ces structures thermiques sont généralement associées à la présence d'une roche plus compacte ayant une forte inertie thermique (se refroidissant moins efficacement durant la nuit) (Christensen 1986). Dans ce chapitre (**Chapitre 3**), nous étudierons des données infrarouges le long des fractures de Cerberus Fossae. C'est une région volcanique jeune avec des terrains datés à 2 Ma, pour les plus récents et qui présente un réseau de fractures sub-parallèles. Certaines de ces fractures présentent un comportement thermique particulier, avec une alternance de zones chaudes et froides en leur fond, qui ne peut se satisfaire de l'interprétation standard présentée ci-dessus. Nous proposons l'idée que ces fractures peuvent être le siège d'une convection d'air. Celle-ci démarre à la base des éboulis composant les flancs des fractures et est réchauffée par le flux géothermique lors de sa remontée de long de ces flancs. Ce phénomène peut expliquer la différence de température observée, entre 10 et 20 K, entre le sommet et le fond des fractures. Ce travail donne lieu à un article en commun avec Raphaël Antoine (Antoine et al. 2011).

Par la suite, la question s'est posée de savoir si une convection d'air dans d'autres sites peut exister et être mise en évidence (**Chapitre 4**). Cette recherche nous a conduit à examiner en détail les structures d'effondrements situées sur les flancs nord et sud du volcan Arsia Mons (Cushing et al. 2007). Pour rendre compte des observations thermiques, nous faisons appel à la convection d'air dans le sous-sol d'Arsia Mons. Mais ici l'échelle du phénomène intéresse toute la couverture bréchique du volcan et met en jeu un volume d'air très important. Ce volume est tel que nous pensons qu'il a un impact non négligeable sur les échanges de vapeur d'eau et de CO₂ entre le sous-sol et l'atmosphère de Mars (Lopez et al. 2010).

La dernière partie de ce travail (**Chapitre 5**) porte sur l'hydrologie, et s'attache à expliquer la formation des chenaux de débâcle. Cette étude nous amène à nous intéresser aux remplissages sédimentaires des vastes zones de dépressions (les cratères et les dépressions), souvent situées en amont des principaux chenaux de débâcle. Il est généralement proposé que la formation des chenaux de débâcle soit liée à la présence d'une couche de glace d'eau en subsurface (Carr 1979). En revanche, il reste à comprendre sous quelle forme cette eau est stockée dans le sous-sol (e.g., glace, minéraux hydratés) et surtout comment celle-ci a pu être mobilisée brutalement, sur une vaste superficie, pour aboutir à la formation des chenaux de débâcle. Certaines observations à partir des spectro-imageurs tels qu'OMEGA et CRISM indiquent des dépôts riches en phyllosilicates et en sulfates. De plus, ces remplissages sédimentaires semblent être associés à une

morphologie très particulière. En effet, ils sont divisés en mesas dont les sections sont pluri-kilométriques et sont séparées par des fractures dont la profondeur et la largeur peuvent atteindre le kilomètre. On désigne cette morphologie par le terme "terrains chaotiques" (Baker et Milton 1974). Nous explorons l'idée que les terrains chaotiques soient composés d'argiles, de sulfates ou bien d'un mélange glace-roche, éventuellement recouvert par des coulées basaltiques. Nous montrons que pour une fenêtre de température entre -15 et 0°C, un remplissage d'argiles peut convecter, ce qui n'est pas le cas pour des sulfates ou encore un mélange glace-roche. Dans les zones chaudes de remontées des courants convectifs, la glace interstitielle fond et les argiles se compactent en formant des drains horizontaux, contenant une boue extrêmement riche en eau. Nous montrons que ces drains peuvent alors constituer une source pour les masses d'eau et de boue ayant alimenté et façonné les chenaux de débâcle.

MORPHOLOGIE ET MINÉRALOGIE DE
MARS : PREUVES DES VARIATIONS
DU CLIMAT AU COURS DU TEMPS

1

1.1 INTRODUCTION

Les observations portant sur les terrains anciens de Mars apportent des preuves formelles que la planète n'a pas toujours été aride. La découverte dans les terrains d'âge Noachien de réseaux fluviaux plus ou moins matures ou de structures s'apparentant à des chenaux de débâcle datant de l'Hespérien, suggère l'existence d'eau liquide à ces époques. Des observations géomorphologiques, sur les flancs ouest des volcans, évoquent quant à elles des figures d'érosion spécifiques à des glaciers (e.g., Head et al. 2003).

Toutes ces preuves montrent que, durant le Noachien et l'Hespérien, les conditions étaient adéquates à la présence et à la pérennité d'eau à la surface. La présence d'eau liquide a conduit à la formation des vallées fluviales et à des lacs associés à des dépôts sédimentaires, comme ceux formés par les deltas et les cônes de déjection. Ces deux périodes sont également marquées par la présence de phénomènes d'altération à très grande échelle comme l'atteste la présence de vastes dépôts clairs stratifiés tout autour de l'équateur, composés d'argiles et de sulfates, peu déformés (e.g., Malin et Edgett 2000, Loizeau et al. 2007, Gendrin et al. 2005). L'Amazonien est quant à lui caractérisé par la formation des calottes polaires telles que nous les observons aujourd'hui, des coulées récentes (ou "gullies") et par la présence de glace en proche subsurface aux hautes latitudes. Il est également marqué par la formation de glaciers tropicaux entre 30 °N et 5 °S de latitude lors de périodes de haute obliquité, suggérant ainsi que la glace d'eau pouvait s'accumuler à l'équateur (e.g., Forget et al. 2006b).

Ces observations nous rappellent que Mars est la seule planète où l'on peut étudier des terrains et des structures, allant de 4,4 milliards d'années, c'est à dire du Noachien, jusqu'à aujourd'hui. Dans ce chapitre, je présente une synthèse sur l'évolution du climat de Mars depuis le Noachien, par l'étude des différentes structures géologiques. A la suite de cela, je propose des causes à l'origine de cette évolution, liée soit à des variations des paramètres orbitaux ou bien liée à des causes internes à la planète. Pour ce faire, une présentation des caractéristiques passées et présentes de l'atmosphère martienne est réalisée. Ensuite, j'étudie les différentes causes possibles des traces géologiques récentes, c'est à dire autour de quelques millions d'années, à l'origine des glaciers tropicaux, des coulées récentes et de la stratification des dépôts des calottes. Pour finir, une étude focalisée sur l'évolution climatique de Mars sur le plus long terme est faite, en m'attachant plus particulièrement aux réseaux fluviaux et à la formation des grands dépôts d'altération.

1.2 L'ATMOSPHÈRE DE MARS

1.2.1 *L'atmosphère primitive et son évolution*

Il est difficile de connaître la composition de l'atmosphère primitive des planètes, du fait des différentes interactions entre le rayonnement solaire, les océans liquides primitifs, les impacts météoritiques et les processus physico-chimiques

agissant sur les différents gaz composant l'atmosphère (e.g., Forget et al. 2006a). L'atmosphère martienne n'échappe pas à cette règle et sa composition primitive est peu connue. On peut supposer néanmoins qu'après le bombardement primitif (ou LHB pour *Late Heavy Bombardement*) de comètes et de météorites très hydratées, la teneur en eau de son atmosphère devait être beaucoup plus importante que celle observée actuellement (Forget et al. 2006a). De même, les éléments volatils relâchés par le volcanisme de Tharsis ont du entretenir une atmosphère plus dense que celle d'aujourd'hui.

De ce fait, la faible pression atmosphérique et le climat actuel de Mars devraient résulter :

- de l'échappement de gaz due aux impacts météoritiques,
- des interactions physico-chimiques avec la surface,
- de la faible gravité martienne,
- et de l'arrêt du champ magnétique, qui ne protégeait plus les particules de gaz de l'érosion par le vent solaire.

Les conditions actuelles de pression (~ 6 mbar) et de température (~ 240 K) de l'atmosphère à la surface, ne permettent pas la présence d'eau liquide (e.g., Carr et Head 2010). Les observations attestant de la présence d'eau liquide dans le passé implique donc que le climat était "doux et humide" (Jakosky et Phillips 2001, Barlow 2008). Mars est cependant situé à une certaine distance du Soleil, qui rayonnait moins autrefois qu'actuellement. Ainsi, pour expliquer la présence d'un tel climat, il fallait un effet de serre suffisant pour permettre l'écoulement d'eau et la présence de nuages de glace carbonique pourrait être à l'origine de cet effet de serre (Forget et al. 2006b). Les mesures isotopiques de l'atmosphère martienne montrent un enrichissement en isotopes les plus lourds de l'argon (^{36}Ar et ^{38}Ar), de l'azote (^{14}N et ^{15}N) et du carbone (^{12}C et ^{13}C) (e.g., Jakosky et Phillips 2001). En effet, les isotopes légers de ces éléments vont migrer vers la partie haute de l'atmosphère et seront préférentiellement érodés vers l'espace. Les valeurs obtenues suggèrent qu'entre 50 et 90 % des isotopes légers composant l'atmosphère se sont échappés. La valeur élevée du rapport deutérium/hydrogène prouve que de l'eau était présente dans l'atmosphère primitive, augmentant ainsi la pression de surface. Ces mesures montrent également que la perte de l'hydrogène dans l'espace équivaldrait aux 2/3 de la quantité totale d'eau présente initialement dans l'atmosphère (Jakosky et Phillips 2001).

1.2.2 Composition et structure de l'atmosphère actuelle

La pression actuelle moyenne de l'atmosphère est de 6 mbar et est majoritairement composée de dioxyde de carbone (Tab. 1.1). L'atmosphère martienne est subdivisée en trois couches principales (Fig. 1.1). La première couche, correspondant à la troposphère, s'étend de la surface à une altitude d'environ 40 km. Dans cette couche, le transport d'énergie est essentiellement dominé par la convection (Leovy 2001). La température diminue de 4,3 K par km jusqu'à une alti-

tude de 40 km. La couche atmosphérique intermédiaire s'étend entre 40 km et environ 100 km d'altitude. A ces altitudes, la température se stabilise par l'absorption du rayonnement solaire par le CO₂ et la température est proche du point de condensation du CO₂ (130-150 K) . La haute atmosphère (également appelée thermosphère) qui s'étend de 110 à 130 km d'altitude environ, est chauffée par les rayons ultraviolets du Soleil. De ce fait, les températures de cette région varient fortement avec le cycle journalier et saisonnier (Schofield et al. 1997, Forget et al. 2006a). Une zone de l'atmosphère ionisée par les radiations solaires, que l'on appelle ionosphère, se trouve au-delà de la thermosphère (Barlow 2008).

Composée	Teneur
Dioxyde de carbone (CO ₂)	95 %
Azote (N ₂)	2,7 %
Argon (Ar)	1,6 %
Oxygène (O ₂)	0,13 %
Monoxyde de carbone (CO)	0,07 %
Eau (H ₂ O)	~ 0,03 %

TABLE 1.1. Table représentant la teneur en différents éléments de l'atmosphère martienne actuelle.

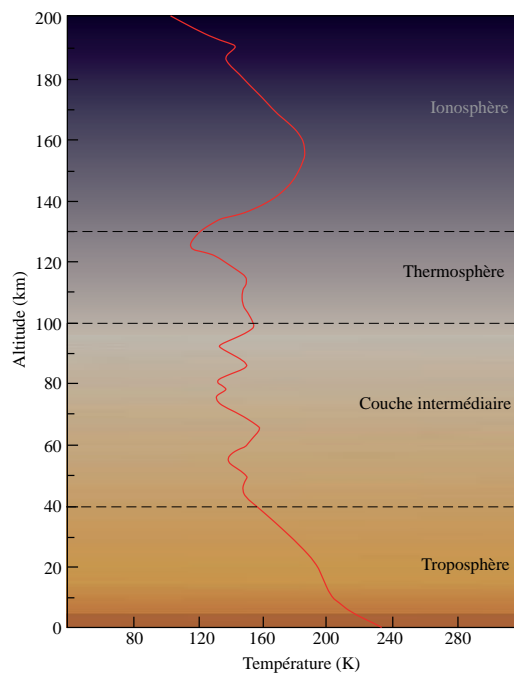


FIGURE 1.1. Structure thermique de l'atmosphère de Mars. Cette courbe a été obtenue lors de la descente de la sonde Viking 1. Elle est subdivisée en quatre couches qui sont la troposphère, la couche intermédiaire, la thermosphère et l'ionosphère (d'après Leovy (2001), modifiée).

Les mouvements atmosphériques dans ces trois différentes couches résultent de diverses sources de chaleurs. La surface et les particules en suspension réfléchissent le rayonnement, surtout dans les ultraviolets. A chaque région spécifique

de l'atmosphère, le transport de chaleur le plus efficace est privilégié (paragraphe 2.2.1). La conduction a surtout lieu dans la couche intermédiaire et la thermosphère et quelquefois également dans la troposphère et plus particulièrement, près de la surface. Le transport par radiation est efficace partout dans l'atmosphère. La convection quant à elle, domine dans la troposphère (Barlow 2008).

1.2.2.1 Cycles de l'eau, du dioxyde de carbone et de la poussière, et relations avec la circulation atmosphérique

L'atmosphère martienne est caractérisée par différents cycles, dont les principaux présentés dans cette section sont le cycle de l'eau, du CO₂ et de la poussière. Le cycle de l'eau est caractérisé par l'existence de très fins nuages dans l'atmosphère martienne, composés de glace d'eau. La concentration de vapeur d'eau dans l'atmosphère varie avec les saisons et est suffisamment forte pour former des nuages de glace d'eau. La plupart de ces nuages sont des nuages orographiques, c'est à dire qu'ils se forment au-dessus des reliefs. Par exemple, ils se forment au-dessus des plus grands volcans de Mars tels que ceux composant le plateau de Tharsis et d'Elysium (Smith et Smith 1972, Benson et al. 2003, Heavens et al. 2010). Des observations LIDAR de la sonde Phoenix près de la calotte polaire Nord dans Vastitas Borealis, ont montré la formation de nuages de glace d'eau à partir du milieu de la nuit et qui disparaissent durant la matinée. Leur disparition suit l'augmentation du rayonnement solaire. Il existe deux types de nuages : 1) un brouillard de glace qui se forme près de la surface et 2) un nuage situé à 4 km au-dessus de la surface, à la limite de la couche convective. Il arrive que durant la nuit, la base de ce nuage s'étende vers le bas pour se mélanger avec le brouillard, formant alors un seul nuage (e.g., Dickinson et al. 2010). Ce cycle est aussi marqué par la présence d'une couche riche en glace d'eau dans les premiers mètres de la surface, dans les hautes latitudes. En effet, l'utilisation d'un spectromètre à neutron (Neutron Spectrometer), à bord de la sonde Mars Odyssey a permis de détecter la présence d'atomes d'hydrogène au-dessus d'une latitude de 50 °. Ces atomes peuvent être associés à la présence de minéraux hydratés et/ou à une couche riche en glace d'eau (e.g., Feldman et al. 2004). La présence d'une couche de glace d'eau a été confirmée par la sonde Phoenix (Smith et al. 2009). Par ailleurs, de nouveaux modèles proposés par Vincendon et al. (2010) suggèrent la possible existence d'une couche de glace d'eau à une latitude de 25 °, dans l'hémisphère sud, et à une profondeur inférieure à 1 mètre.

Il existe également un cycle du CO₂ sur Mars. En effet, au début de chaque printemps et dans les deux hémisphères, une calotte polaire s'étirant des pôles vers 50 ° de latitude est présente (Forget et al. 2006a). Les premiers résultats obtenus par Mariner 4 ont montré que cette glace n'était pas de la glace d'eau mais de la glace carbonique. Durant l'automne et l'hiver, la température de surface chute sous le point de condensation du gaz carbonique, soit 148 K. La seule source possible de CO₂ à l'heure actuelle sur Mars est bel et bien son atmosphère. De ce fait, 1/3 de l'atmosphère martienne se condense aux pôles

durant les saisons les plus froides. Ces calottes se subliment dans l'atmosphère une fois que la température de surface devient supérieure à la température de condensation du CO₂. Au cours de l'été, la calotte de CO₂ disparaît totalement au Nord. Ce qui n'est pas le cas pour la calotte polaire sud. En été, elle est persistante et on parle alors de calotte "résiduelle" de glace carbonique (Forget et al. 2006a). De plus, l'hypothèse de l'existence de nuages de glace carbonique a été avancée pour expliquer la très faible température de l'atmosphère observée durant la nuit polaire (e.g., Smith et Smith 1972, Forget et al. 1995, Montmessin et al. 2006). Ces nuages, situés dans la couche intermédiaire de l'atmosphère, montrent une forte dépendance saisonnière et géographique. Ils se concentrent dans les régions quasi-équatoriales avant et après le solstice d'été, et au-dessus des pôles durant l'hiver (Montmessin et al. 2007).

L'atmosphère martienne est chargée d'une importante quantité de poussière qui résulte des différents processus d'érosion et de l'absence de précipitations (neige ou pluie), lessivant l'atmosphère. Le cycle de la poussière est marqué par la formation de tornades de poussière pouvant atteindre des centaines de mètres de diamètre (Fig. 1.2a) et par des tempêtes globales (Fig. 1.2b) pouvant recouvrir tout un hémisphère (Basu et al. 2004, Kahre et al. 2006). Ces tornades et tempêtes semblent être plus fréquentes dans l'hémisphère sud juste avant et durant tout l'été (Fisher et al. 2005, Whelley et Greeley 2006). Les grandes tempêtes globales se forment seulement lorsque que Mars est à son périhélie et lorsque l'été règne dans l'hémisphère sud (Fig. 1.2c).

Sur Mars, comme sur Terre, les vents résultent des contrastes thermiques et de la rotation de la planète. Le Soleil chauffe préférentiellement l'atmosphère dans la région équatoriale et cela se traduit par une différence de pression en fonction de la latitude (Fig. 1.3). Ainsi, les zones d'air des hautes latitudes (régions froides) sont poussées vers les basses pressions (régions chaudes) et se mettent donc en mouvement. Ce mouvement est à l'origine de la formation des vents. Dans le cas d'une planète en rotation, les mouvements d'air entre le sud et le nord provoquent de forts vents latéraux, d'ouest en est du fait de la force de Coriolis.

Malgré toutes ses ressemblances avec ce que nous connaissons sur Terre, il est plus difficile de comprendre l'atmosphère martienne à cause de l'importante excentricité de son orbite et des larges variations de l'intensité d'insolation. De plus, la poussière, et a fortiori les tempêtes de poussière, a un impact sur le climat puisque celle-ci en réfléchissant la lumière du Soleil, provoque un refroidissement des couches inférieures de l'atmosphère et donc un effet de serre moins important. Cependant, le processus le plus important contrôlant la circulation de l'atmosphère reste la condensation et la sublimation de CO₂ et de l'eau au-dessus des calottes polaires.

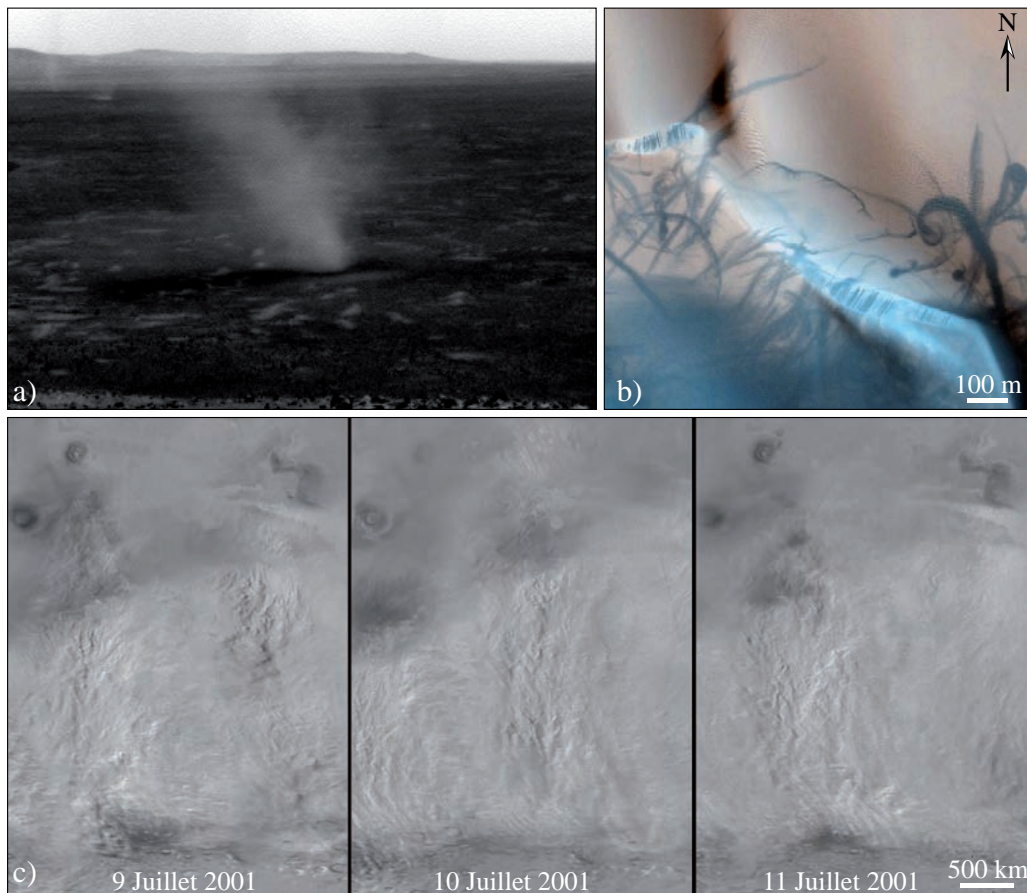


FIGURE 1.2. Extraits d'images représentant le transport de la poussière sur Mars. a) Extrait d'une image prise par Spirit d'une tornade de poussière dans le cratère de Gusev. b) Extrait d'une image HiRISE en fausse couleur IRB (*_014426_2070) montrant des traces du passage de différentes tornades (26.7°N , 62.8°E). Elles permettent de faire affleurer la roche mère plus sombre, située sous la couche de poussière claire. c) Images successives de la sonde MOC où l'on voit la formation d'une tempête de poussière dont le point de départ est le pôle sud, au bas de l'image.

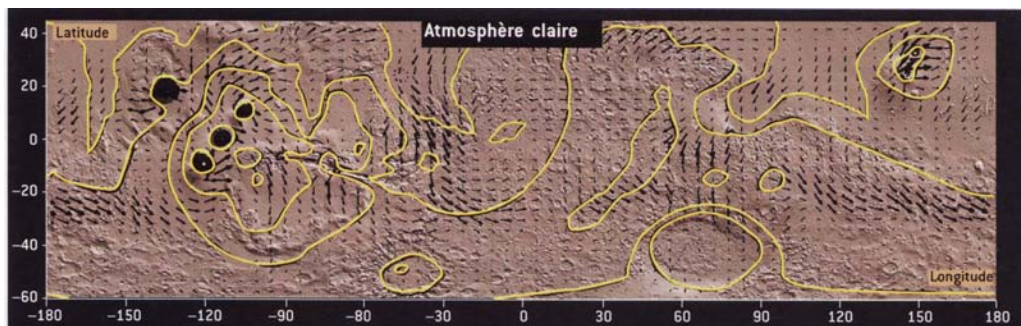


FIGURE 1.3. Carte d'une circulation générale de l'atmosphère de Mars pour une atmosphère claire durant le solstice d'hiver de l'hémisphère nord (d'après Forget et al. (2006a)).

1.3 VARIATIONS CLIMATIQUES RÉCENTES

1.3.1 Les paramètres astronomiques de Mars

Mars est une planète avec un diamètre de 6 779 km, c'est à dire, deux fois plus petit que la Terre. Elle est située entre 1.384 et 1.664 UA du Soleil et sa révolution orbitale se fait en 687 jours terrestres, environ. Les paramètres orbitaux que nous allons évoquer dans ce paragraphe sont l'excentricité, l'obliquité et la précession. L'excentricité orbitale est définie par le rapport entre la distance du Soleil au centre de l'ellipse et la longueur du demi grand-axe. L'obliquité ou inclinaison de l'axe de rotation correspond à l'angle que forme l'axe de rotation de la planète avec la perpendiculaire au plan de l'orbite. La précession est liée à la rotation de la planète sur elle-même. De ce fait, la matière tend à s'éloigner de l'axe de rotation et provoque ainsi l'apparition d'un bourrelet équatorial. Les forces gravitationnelles exercées sur ce bourrelet par le Soleil tendent à faire coïncider le plan équatorial de la planète avec le plan de l'orbite martienne. Ainsi, l'axe de rotation de la planète décrit un cône circulaire autour de la perpendiculaire au plan de l'orbite martienne (Fig. 1.4).

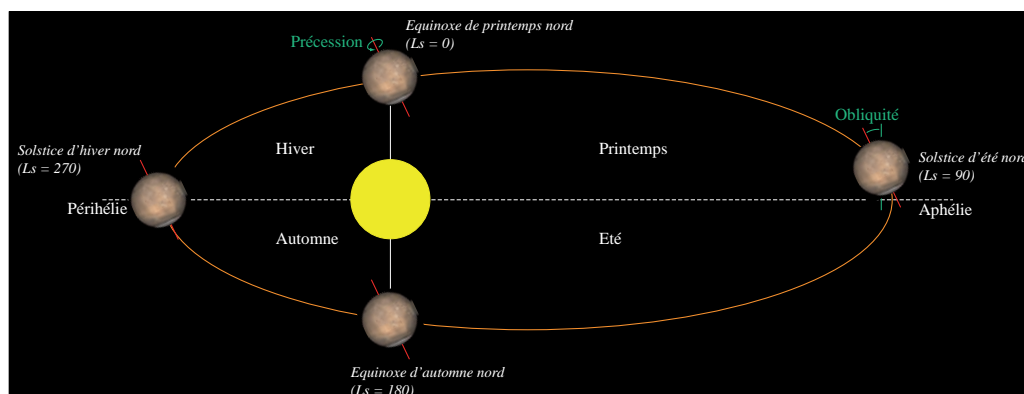


FIGURE 1.4. Schéma représentant l'excentricité de l'orbite martienne. Du fait de cette excentricité, les saisons ont une durée inégale. Pour exemple, l'hiver dans l'hémisphère nord au périhélie est plus chaud mais plus court que l'hiver dans l'hémisphère sud qui a lieu à l'aphélie. La précession et les variations d'obliquité sont également représentées sur ce schéma (d'après Forget et al. (2006a), modifiée).

L'orbite de Mars a la particularité d'être l'une des plus excentriques de notre Système Solaire avec une valeur de 0.0934 et avec des variations sur une période moyenne de 95 000 à 99 000 ans (Laskar et al. 2002; 2004). Cette excentricité induit des variations de durée très importantes des saisons entre l'aphélie et le périhélie. L'obliquité actuelle de Mars est de $25,2^\circ$ et son obliquité moyenne, estimée sur des modèles couvrant 4 Ma, est de $41,80^\circ$. Elle varie sur une période moyenne d'environ 120 000 ans. La précession de Mars a une période estimée à 51 000 ans avec un taux moyen de $-7,83$ arcsec/an (Yoder et Standish (1997), Laskar et al. (2002), Table 1.2). L'autre particularité de Mars est la variation chaotique de son obliquité. L'estimation précédente de sa période moyenne par Laskar et al. (2004) n'est valable que pour remonter jusqu'à une date comprise entre 10 et 20 Ma. Au-delà, le comportement chaotique prend le dessus et il devient très

difficile de faire ressortir une période. De ce fait, Mars, contrairement à d'autres planètes telluriques du Système Solaire, a une obliquité qui varie fortement au cours du temps dues à l'absence d'effets dissipatifs stabilisateurs. Dans le cas de Mercure, les fortes marées due à la proximité du Soleil ont certainement stabilisé son obliquité. Pour Vénus, ce sont les effets dissipatifs dus aux interactions entre le manteau et le noyau, et également les marées provoquées par son épaisse atmosphère qui jouent un rôle stabilisateur sur son obliquité. En dernier lieu, les marées induites par la Lune ont permis de geler les variations d'obliquité de la Terre (Laskar et Robutel 1993).

Dans le cas de Mars, la planète est située trop loin du Soleil pour en subir les effets dissipatifs et ceux dus à la présence des deux petits satellites Phobos et Deimos sont également négligeables (Laskar et al. 2004). Les frictions provoquées par des changements climatiques peuvent avoir un impact sur l'obliquité de Mars. Mais cet effet est très probablement négligeable en comparaison avec ceux attendues de l'attraction solaire et de ses lunes. Il faut noter que contrairement aux autres effets dissipatifs, ceux engendrés par l'atmosphère ne dépendent pas uniquement de la valeur finale d'obliquité mais aussi de son évolution.

Paramètres	Valeurs actuelles	Période (ans)	Valeurs min et max
Obliquité	25.19 °	120 000	Minimum : 0 ° Maximum : 82,035 °
Excentricité	0.0934 °	99 000 - 95 000	Périhélie : 206,62x10 ⁶ km Aphélie : 249,23x10 ⁶ km
Précession moyenne	-7,83 arcsec/an	51 000	

TABLE 1.2. Table présentant les valeurs actuelles, de la période moyenne et les valeurs minimum et maximum de l'excentricité, de l'obliquité et de la précession.

Pour conclure, il faut retenir que l'obliquité actuelle de Mars est de 25,19 ° et peut dépasser les 60 ° (Laskar et al. 2002; 2004). Il est très probable qu'au cours du temps, la planète ait connu des épisodes où l'obliquité a dépassé les 60 °. La détermination des variations des paramètres orbitaux pourrait nous aider à comprendre les traces d'érosions récentes de la surface de Mars, c'est à dire à l'échelle du million d'années.

1.3.2 Traces géologiques indicatrices des variations d'obliquité passées

1.3.2.1 Les glaciers tropicaux

Les volcans de Tharsis présentent des dépôts en forme d'éventail, localisés uniquement sur leurs flancs ouest, ce qui est très inhabituel pour des édifices volcaniques. La comparaison de ces dépôts avec ceux induits par les glaciers arides de l'Antarctique, ont conduit Head et al. (2003) à élaborer l'hypothèse qu'au cours de son histoire, des glaciers tropicaux froids ont pu exister à la surface de Mars. Sous les conditions actuelles d'obliquité, la glace n'est stable

qu'aux pôles de la planète. Pour expliquer la formation de glaciers à l'équateur, il faut que l'obliquité soit supérieure à 45° pour que la glace devienne stable à l'équateur (Mischna et al. 2003). Selon Forget et al. (2006a;b), pour une obliquité de 45° , l'insolation durant l'été de l'hémisphère nord induit une sublimation plus importante de la glace contenue dans la calotte et en subsurface. Ainsi, l'abondance de vapeur d'eau augmente dans l'atmosphère et le cycle de l'eau devient plus vigoureux (Fig. 1.5). Durant l'été, des forts vents d'ouest riches en vapeur d'eau remontent la pente des volcans. L'air se refroidit adiabatiquement en perdant 10 à 20 K et permet ainsi la condensation de la vapeur d'eau sous forme de glace. Ces particules atteignent un diamètre compris entre 20 et 50 μm et précipitent alors sur les flancs ouest des volcans. Avec un taux d'accumulation de glace estimé entre 30 et 70 mm/an, au bout de quelques milliers d'années, des glaciers existent avec une épaisseur de plusieurs centaines de mètres.

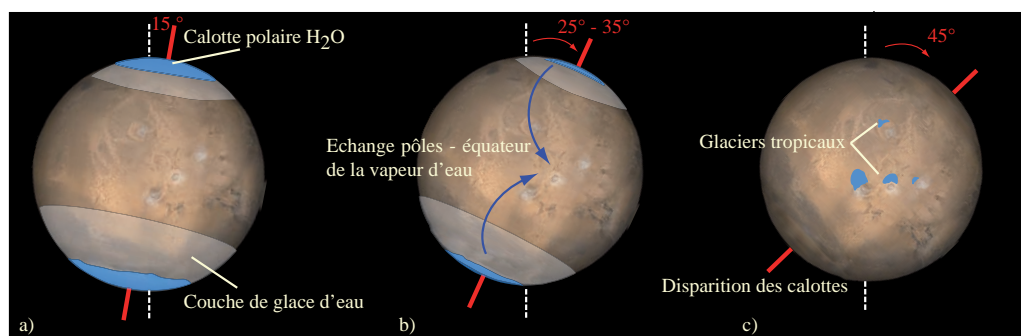


FIGURE 1.5. Le principal impact de l'augmentation de l'obliquité est la disparition des calottes polaires. En effet, lorsque l'obliquité augmente, cela entraîne un réchauffement des pôles et à ce moment, l'équateur est froid. De ce fait, pour une obliquité très forte, des glaciers vont se former à l'équateur et préférentiellement sur les flancs ouest des volcans. A l'inverse, lorsque l'obliquité est faible, les calottes sont étendues et les glaciers tropicaux ont disparu.

Les quatre volcans majeurs de la Plaine de Tharsis ont des dépôts sur leurs flancs ouest avec une extension variable : leur superficie est de 166 000 km² pour Arsia Mons, de 75 000 km² pour Pavonis Mons, de 14 000 km² pour Ascraeus Mons et de 15 000 km² pour Olympus Mons (Shean et al. 2005, Milkovich et al. 2006). Les dépôts ont tous été datés autour de l'Amazonien. Ils peuvent être décrits soit par des rides, soit par des surfaces ressemblant à des terrains moutonnés ou encore par des terrains lisses. Les rides semblent être formées par le dépôt de débris, lorsque le glacier stagne durant un certain temps et commence à se retirer. Les surfaces ressemblant à des terrains moutonnés apparaissent comme étant des tills de sublimation et ne se forment que lorsque le glacier contient de la poussière. En effet, au fur et à mesure de la sublimation de la glace, la poussière remonte à la surface et peut ainsi former une couche protectrice. Si celle-ci est suffisamment épaisse, elle isole la glace sous-jacente et la préserve ainsi du rayonnement solaire. La formation des surfaces lisses, qui contiennent des rides concentriques, semble être associée à un écoulement de glacier rocheux où la couche de débris du dessus est suffisamment dense pour protéger la glace

sous-jacente (Head et al. 2003; 2005, Shean et al. 2005, Milkovich et al. 2006, Kadish et al. 2008). Les rides concentriques correspondent aux lobes délimitant l'extension du glacier.

Sur Terre, il existe différents types de glaciers selon les conditions de température et de pression qui règnent à leur base. On distingue alors les glaciers froids et les glaciers tempérés.

Les glaciers froids ont une température à la base qui ne permet pas de dépasser le point de fusion de l'eau. Le glacier reste toujours gelé et ne glisse pas sur la roche sous-jacente car il y a peu ou pas de déplacement à la base. Le déplacement de ce type de glacier ne se fait que par déformation interne où la plus forte vitesse de déplacement de glace a lieu près de la surface (Shean et al. 2005). Les traces d'érosion caractéristiques sont des tills de sublimation et les moraines délimitant le lobe glaciaire. Ce type de glacier sur Terre s'observe dans les régions très froides et hyper-arides comme la Dry Valley de l'Antarctique où l'on retrouve les mêmes figures d'érosion que celles observées sur Mars (Head et al. 2003).

Les glaciers tempérés sont des glaciers où la température de la glace à la base atteint le point de fusion. La couche d'eau liquide qui se forme ainsi à la base du glacier permet son avancée. Cela produit des figures d'érosion typiques telles que des eskers (dépôts associés à des rivières sous-glaciaires), des moraines frontales et des stries glaciaires. Sur Terre, ils sont localisés dans les régions de moyenne à basses latitudes.

Les figures d'érosion et l'absence de traces attestant de la présence ou d'écoulement d'eau liquide sur ces terrains, tel que des eskers, des chenaux ou des dépôts de lacs, suggèrent que les glaciers étaient de type glacier froid (e.g., Head et al. 2003). L'utilisation d'un modèle atmosphérique propose une épaisseur de glace pour ces glaciers comprise entre $\sim 1,6$ et $2,4$ km qui est analogue avec l'épaisseur type d'un glacier froid terrestre (Mischna et al. 2003). Ce résultat vient ainsi prouver la possible existence passée de glaciers froids à l'équateur de Mars. Il faut cependant faire attention car certains glaciers ont la caractéristique d'être polythermaux ; c'est à dire qu'ils peuvent être de type *tempéré* au niveau de la zone d'accumulation de la neige et/ou de la glace et de type *froid* au niveau du lobe glaciaire (Shean et al. 2005). La prédominance des glaciers froids et surtout leur localisation sur les flancs et non sur les sommets peut être expliquée par les propriétés spécifiques de l'atmosphère martienne, qui vont faire que la formation, l'accumulation et le comportement de la neige et de la glace diffèrent significativement de celles sur Terre (Fastook et al. 2008). La formation et la survie d'un glacier dépend de son bilan de masse. Un bilan de masse résulte de la combinaison du taux d'accumulation et d'ablation annuel. La différence entre ces deux taux nous indique un bilan de masse net ; celui-ci est positif lorsque que le taux d'accumulation domine et est négatif lorsqu'au contraire, c'est le taux d'ablation qui domine. Pour la Terre et pour Mars, il existe une ligne d'équilibre en fonction de l'altitude où ce bilan net est soit positif ou négatif (Fig. 1.6). Sur Terre, le bilan net est positif à partir d'une altitude comprise entre 1200 et 5000 m. Ceci

explique pourquoi la plupart des glaciers se forment à partir des sommets. Au contraire, dans le cas de Mars durant les périodes de haute obliquité, cette zone d'altitude où le bilan est positif est compris entre 1000 et 12 000 m. Or dans le cas d'Arsia Mons, l'altitude du sommet est de 17 km alors que l'altitude où sont observés les dépôts, associés à la présence d'un glacier, est comprise entre 5000 et 10 000 m, correspondant à l'altitude du flanc du volcan. La combinaison du bilan de masse et de la circulation de l'air sur Mars permet ainsi d'expliquer la formation préférentielle des glaciers sur les flancs ouest des volcans.

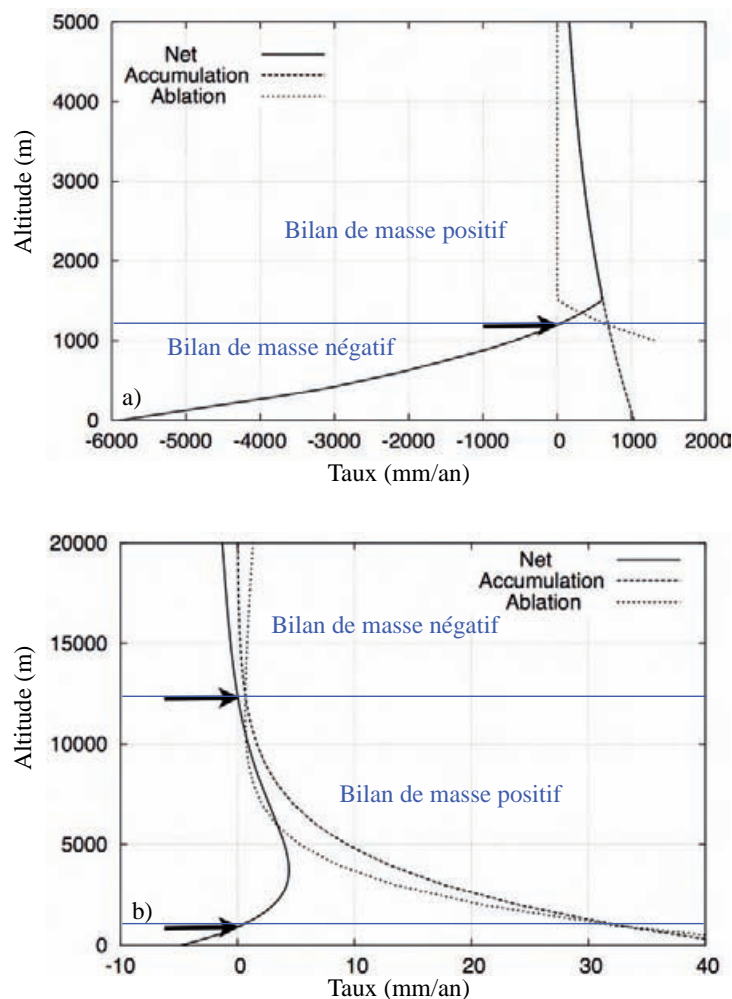


FIGURE 1.6. Graphique représentant le bilan net de masse (trait plein), le taux d'accumulation (trait tiré) et le taux d'ablation (trait pointillé). Sur Terre (a), le bilan net devient positif avec l'altitude à partir de 1200 m. Dans le cas de Mars (b), il existe une zone où ce bilan est positif, entre 1000 m et 12 000 m (d'après Fastook et al. (2008)).

La présence de glace et de neige sur les flancs ouest des volcans ont formé un système glaciaire très étendu. Ce système est simplement décrit par une accumulation de glace et de neige en haut des flancs et par l'étalement en bas de pente de cette glace pour former les lobes glaciaires. Pour expliquer la formation des glaciers au niveau de Tharsis, Forget et al. (2006b) suppose que l'eau est seulement mobilisable à partir de la calotte nord. Mais si l'hypothèse est faite qu'il en est de même pour la calotte polaire sud, alors une accumulation de glace est toujours observée à l'équateur. Cependant, le taux de précipitation deviendra plus

important à l'est d'Hellas Basin où la glace s'accumulera durant l'été. Ces précipitations de neige s'expliquent par la remontée vers l'équateur de l'air chaud et humide de la calotte et qui rencontre un air froid venant du nord d'Hellas, induisant un refroidissement de l'air humide. Des études réalisées par Squyres (1979), Pierce et Crown (2003), montrent que les différentes morphologies observées sur les dépôts, résultant de glissements de terrains, sont indicatrices d'une origine glaciaire. Ainsi, ces études combinées montrent que l'eau a pu être mobilisée à partir de la calotte nord mais également sous certaines conditions, à partir de la calotte sud.

La présence d'une telle quantité de glace aux latitudes basses comme celle de Tharsis et plus hautes comme celles d'Hellas Basin, suggère que les conditions étaient favorables à l'accumulation de glace et de neige à ces latitudes. A plus petite échelle, la superposition des lobes glaciaires observés sur Olympus Mons sont des preuves des fluctuations climatiques mais à des échelles de temps beaucoup plus courtes (Head et al. 2003; 2005, Fastook et al. 2008).

1.3.2.2 Les coulées récentes

La découverte en 1999 par la sonde Mars Global Surveyor (MOC), de coulées formant des chenaux et des cônes de débris soulève le problème de l'existence d'eau liquide sous les conditions actuelles de Mars. Ces coulées ont été observées sur les deux hémisphères entre les moyennes et les hautes latitudes (30 ° et 70 °). La formation de ces coulées semblent être assez récentes, car elles recouvrent des figures d'érosion par le vent tels que des rides. Elles recouvrent également des terrains polygonaux, elles ne sont pas recouvertes de poussière et il n'y a aucune trace de cratères d'impact dessus. Ces indices suggèrent qu'elles sont seulement âgées de quelques centaines de milliers d'années. Elles sont localisées sur les flancs de cratères, de buttes, de dunes, de pits dans la région du pôle Sud et de deux rivières qui sont Nirgal Vallis et Dao Vallis. Elles ont cependant la particularité de se former à 90 % sur les flancs regardant les pôles. Ces coulées sont divisées en trois parties du sommet vers la zone de dépôt :

- une alcôve en forme d'amphithéâtre,
- un chenal principal en forme de V avec parfois des chenaux secondaires et des levées de part et d'autre,
- un cône de débris résultant de l'accumulation de divers produits d'érosion.

Les chenaux ont une largeur et une profondeur de l'ordre de 10 m et leurs longueurs peuvent varier entre quelques mètres et un kilomètre (Fig. 1.7). Ces caractéristiques font plus penser à une érosion impliquant un liquide plutôt qu'un à éboulement (Malin et Edgett 2000, Musselwhite et al. 2001, Stewart et Nimmo 2002, Christensen et al. 2003). Il est maintenant intéressant de connaître le type de fluide à l'origine de cet écoulement car cela permettrait de contraindre les conditions de pression et de température nécessaires à leur formation et donc de donner un aperçu du climat. Les deux types de fluides pouvant être à l'origine des ces coulées sont du CO₂ liquide et de l'eau liquide.

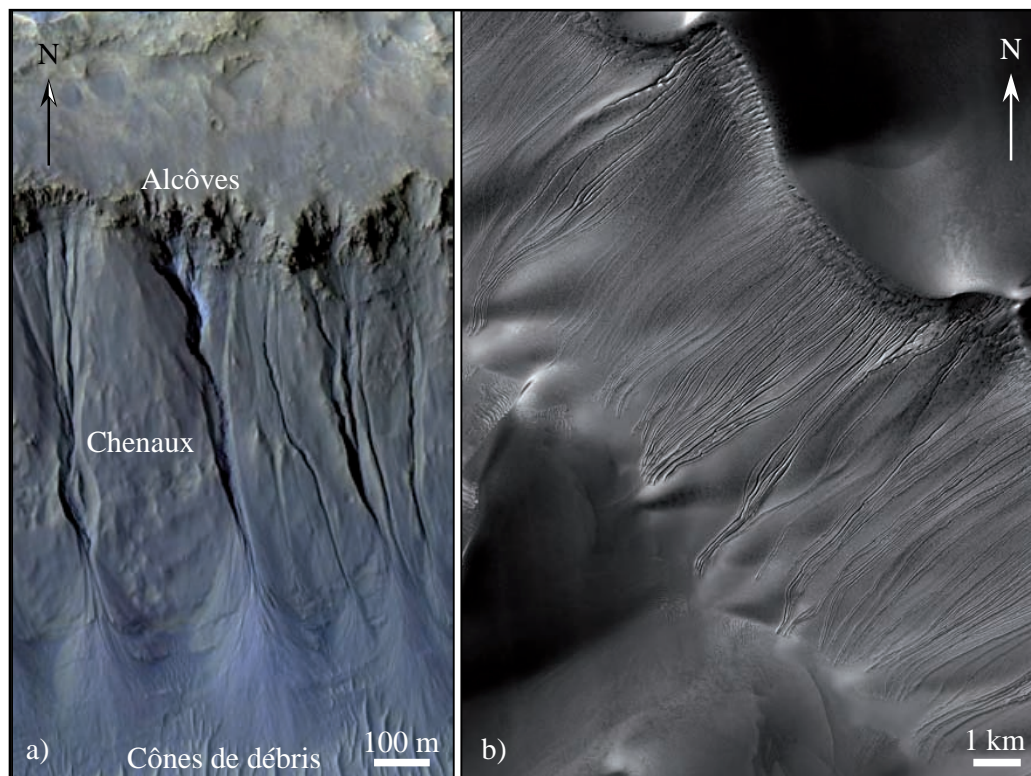


FIGURE 1.7. Extraits représentant des coulées récentes. a) Extrait d'une image HiRISE en fausse couleur IRB (*_011727_1490) avec des coulées récentes dans un cratère situé à 30°S , 316.1°E . Les différents parties caractérisant une coulée telles l'alcôve, les chenaux et les cônes de débris y sont représentées. b) Extrait d'une image HiRISE (*_010446_1255) où on observe des coulées récentes sur une dune, dans le cratère Russell (54.3°S , 13°E).

L'intérêt du CO₂ liquide est qu'il n'est pas nécessaire d'avoir une planète plus chaude et humide (Musselwhite et al. 2001). Dans cette hypothèse, les coulées se feraient tout d'abord par une formation d'une couche de glace carbonique en hiver sous la surface des pentes regardant les pôles, où la température est plus froide. Au printemps et en été, la couche de glace commence à fondre et sous une couche protectrice de glace carbonique, du CO₂ liquide peut exister. Si cette couche de glace protectrice venait à fondre, le liquide s'échapperait vers la surface de manière brutale et emporterait avec lui des débris et de la glace. Une fois le CO₂ au contact avec l'atmosphère, celui-ci s'évapore. Le réchauffement des flancs peut se faire après accumulation de glace carbonique en subsurface durant l'hiver et fonte de celle-ci au cours de l'été. Mais il peut également résulter des variations d'obliquité. En effet, lors des périodes de forte obliquité, les flancs face aux pôles subissent un réchauffement plus important que durant les périodes de faible obliquité. Cela permet d'expliquer la présence des coulées sur les flancs dirigés vers les pôles. Or, une étude réalisée par Stewart et Nimmo (2002) montre que la formation d'une coulée par du CO₂ liquide requiert une grosse quantité de liquide, c'est à dire entre 10⁵ et 10⁶ kg ; valeurs qui dépassent la quantité totale de CO₂ présente dans la croûte actuelle. Egalement, pour ces auteurs, il est difficile de former des chenaux avec du CO₂ liquide. En effet, une fois qu'il arrive en surface au contact avec l'atmosphère, l'échappement du CO₂ se fera sous forme d'un jet de gaz, sans relation avec des chenaux et des cônes d'accumulation.

Il existe plusieurs hypothèses pour expliquer la formation de ces coulées par de l'eau liquide. En effet, il est intrigant de constater la présence d'eau liquide sous des latitudes moyennes à hautes qui sont sans conteste bien plus froides que les régions à l'équateur. Puisque ces coulées sont récentes, cela sous-entend que les conditions de pression et de température qui régnaient lors de la formation de celles-ci sont les mêmes que celles d'aujourd'hui. Une des hypothèses concernant l'origine de l'eau liquide a été proposée par Heldmann et al. (2005). D'après leur modélisation, la formation des coulées pourrait être liée à un processus fluvial. En effet, il montre qu'en profondeur (dans les alcôves) la température pourrait monter jusqu'à 273 K, permettant ainsi la formation d'un aquifère sous cet isotherme. Donc le jaillissement de cette eau en surface expliquerait sa présence sous les conditions actuelles de pression et de température. Malin et Edgett (2000) considère également la possibilité de la présence d'un aquifère liquide dans le sous-sol. Ainsi, à la faveur d'une pente, cet aquifère perché peut s'écouler en aval. Mais du fait de l'orientation des coulées, la présence d'une barrière de glace en surface et à l'ombre empêche son évaporation. Cette barrière de glace laisserait passer de manière intermittente de l'eau qui se charge en débris et provoque ainsi la formation des chenaux et des cônes d'accumulation. Ces hypothèses supposent que le flux géothermique est suffisant pour maintenir une température supérieure à 273 K en profondeur. Or la répartition des coulées n'est pas corrélée avec des zones volcaniques où ce flux est probablement élevé. Il est également difficile de savoir quel est le précurseur de la fonte de cette barrière de glace et de sa relation avec le cycle saisonnier ou l'obliquité. Cependant, ces modèles n'expliquent pas

la formation des coulées dans les dunes où il est difficile de rendre compte de la présence d'une nappe perchée (Forget et al. 2006a).

Deux autres auteurs, Costard et al. (2002), Christensen (2003), suggèrent comme élément précurseur à la présence d'eau liquide, les variations d'obliquité. Costard et al. (2002) propose que, durant les épisodes de forte obliquité, le pergélisol riche en glace d'eau situé à quelques mètres sous la surface peut fondre. Ainsi, à une latitude supérieure à 30° , les flancs faisant face aux pôles subissent un ensoleillement important, permettant la fonte du pergélisol. A cette époque, la pression de surface pouvait être plus élevée permettant la présence d'eau liquide à une température de 273 K. Une dernière hypothèse proposée par Christensen (2003), est que durant les périodes de forte obliquité, les dépôts de neige ont pu se faire dans ces régions de moyennes latitudes. Lorsque l'obliquité diminue, la couche de neige fond partiellement et conduit au développement de couches d'eau liquide situées sous la couche de neige. Ainsi, la formation des coulées découlerait de l'écoulement d'eau liquide sous la protection de la couche de neige. Pour la viabilité de cette fine couche de neige, il doit y avoir sur le dessus une couche de débris et/ou de poussière, plus ou moins fine, qui l'isolerait du rayonnement. Ces coulées ne sont possibles que sur des flancs à l'ombre où la température est suffisamment basse pour permettre, encore à l'heure actuelle, de préserver la neige. Cependant, la source de chaleur qui est l'origine de la fonte de la neige située à la base de la couche reste encore indéterminée.

En conséquence, ces études sur la formation des coulées suggèrent que ce phénomène a lieu avec de l'eau liquide (Malin et Edgett 2000, Costard et al. 2002, Christensen 2003, Malin et al. 2006) plutôt qu'avec du CO_2 (Musselwhite et al. 2001, Stewart et Nimmo 2002). L'origine de la présence d'eau liquide à de telles latitudes est difficilement explicable sous les conditions actuelles de pression et de température car la source permettant de faire fondre la neige ou la glace reste encore inconnue (Heldmann et al. 2005, Malin et Edgett 2000, Christensen 2003). Les écoulements d'eau qui auraient pour origine les variations d'obliquité permettent d'expliquer leur présence à de telles latitudes et peuvent être les précurseurs à la fonte du pergélisol (Costard et al. 2002). Il reste que d'autres hypothèses mettant en jeu d'autres précurseurs existent. Par exemple, le relâchement soudain d'eau gelée en subsurface par la dissociation d'un méthane hydratée. De plus, le volume d'eau fournit par ce phénomène semble être cohérent avec celui nécessaire à la formation des coulées (Max et Clifford 2001).

1.3.3 Impact de la précession sur la géologie de surface

La précession semble être à l'origine de la formation de la stratification des dépôts des calottes polaires martienne. En effet, l'évaluation de l'âge des dépôts des calottes polaires par Herkenhoff et Plaut (2000) montre que ceux de la calotte polaire nord sont plus jeunes que ceux de la calotte sud. Ces dépôts, qui sont constitués d'une alternance de couches de glace d'eau et de poussière, sont caractéristiques des deux pôles (Fig 1.8).

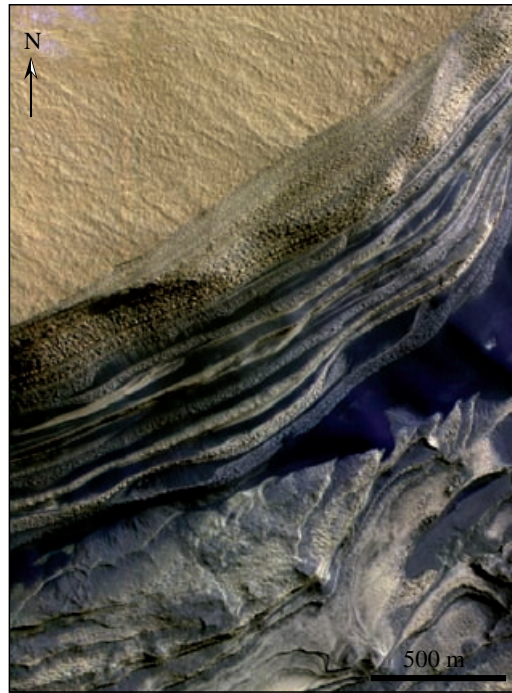


FIGURE 1.8. Extrait d'une image HiRISE en fausse couleur IRB (*_001334_2645) d'un flanc de canyon de la calotte polaire Nord où l'on distingue bien sa stratification. Cette image a été prise dans Chasma Boreale où les terrains sombres constituent la base de du dépôt et les strates sont de la glace d'eau riches en poussières, d'où cette couleur rouge (84.4 °N, 343.5 °E).

Comme l'atteste l'absence de cratères d'impact sur la calotte polaire nord, depuis 100 000 ans, celle-ci est un site actif de dépôt et/ou d'érosion. Au contraire, la calotte polaire sud présente des cratères d'impacts qui permettent d'estimer son âge à 10 millions d'années. Depuis cette période, la calotte sud est stable, c'est à dire sans phénomènes de dépôts ou d'érosion. Pour expliquer l'alternance des couches des calottes polaires, il existe deux hypothèses. La première se base sur le fait que l'alternance des dépôts soit liée aux variations orbitales. En revanche, comme celle-ci ne montre aucune corrélation avec ces variations orbitales, l'hypothèse est abandonnée. Laskar et al. (2002), en étudiant la radiance des différentes couches jeunes (inférieur à 0.5 Ma), découvre un cycle dans leur dépôt qu'il associe à la précession.

Selon Montmessin (2006), la dichotomie et la précession peuvent expliquer l'alternance des dépôts observés et la différence d'âge des deux calottes. Du fait de la dichotomie martienne, la calotte sud se trouve à environ 6 km au-dessus de la calotte nord (Byrne 2009), ce qui conduit à une température moyenne plus

basse au niveau de la calotte sud que pour celle du nord. Ceci explique pourquoi la calotte polaire nord se sublime et précipite plus que la calotte sud. De plus, l'excentricité de l'orbite martienne induit qu'à une altitude comparable, l'été au périhélie du pôle sud est plus chaud que celui du nord. Cependant, cela n'a pas toujours été le cas car il y a 25 000 ans (correspondant à une demi-précession), la situation était inversée (Fig. 1.9, Montmessin (2006)). Dans le cas de la calotte nord, l'été avait lieu au périhélie alors que l'hiver était à l'aphélie (Tab. 1.3). Ainsi, cette configuration entraîne une variation moyenne de l'épaisseur de la calotte nord et est marquée par un dépôt de poussière au périhélie. Actuellement, sur la calotte nord, c'est la formation de glace d'eau qui est facilitée. Durant les cycles de précession, ces précipitations alternées de poussière et de glace pourraient expliquer l'âge si jeune de la calotte nord. La calotte sud connaît également une inversion des saisons tout les 25 000 ans avec un hiver au périhélie alors qu'actuellement, à cette position, l'été y règne (Tab. 1.3). De ce fait, on retrouve l'alternance des dépôts dans la calotte sud. Cependant à cause de son altitude plus élevée, dans toutes ces configurations, la température moyenne reste toujours plus basse induisant alors un taux de précipitation-sublimation moins important. De ce fait, puisque le taux de précipitation reste toujours faible, l'érosion des cratères d'impact l'est également.

	25 000 ans	Aujourd'hui
Calotte Nord	Eté au périhélie Hiver à l'aphélie	Hiver au périhélie Eté à l'aphélie
<i>Dépôts</i>	<i>Sublimation > dépôt de poussière</i>	<i>Condensation de l'H₂O</i>
Calotte Sud	Hiver au périhélie Eté à l'aphélie	Eté au périhélie Hiver à l'aphélie
<i>Dépôts</i>	<i>Condensation de l'H₂O</i>	<i>Sublimation > dépôt de poussière</i>

TABLE 1.3. Tableau des saisons observées aujourd'hui et celles d'il y a 25 000 ans (demi-précession). Il y a 25 000 ans, les saisons étaient inversées par rapport à aujourd'hui induisant un cycle dans le type de dépôts.

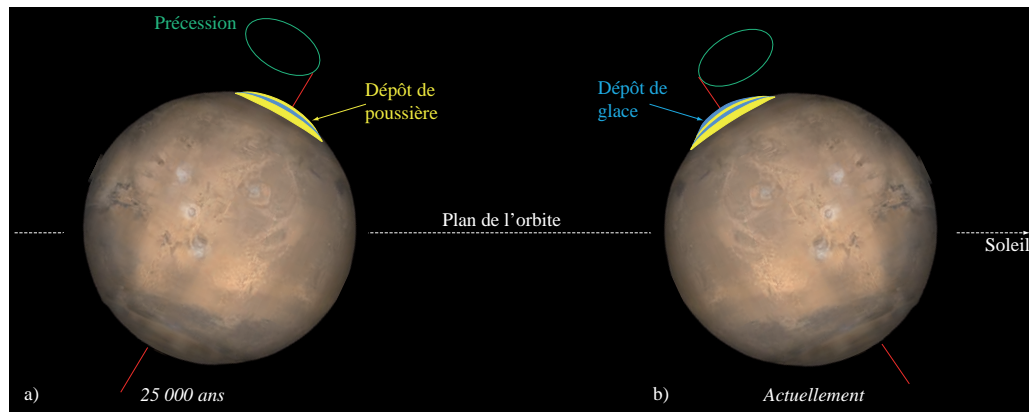


FIGURE 1.9. Schéma pour illustrer l'hypothèse proposée par Montmessin (2006) pour expliquer la stratification des couches de la calotte polaire nord et peut être également à l'origine de cette même stratification de la calotte polaire sud. La flèche du plan de l'orbite martienne indique la direction du Soleil (cas du périhélie). a) 25 000 ans : lorsque le pôle Nord fait face au Soleil durant l'été au nord, la glace se sublime et une couche de poussière se forme (en jaune). b) Aujourd'hui : lorsque le pôle Nord est à l'opposé du Soleil, une couche de glace (en bleu) va se déposer au-dessus de la couche de poussière.

Montmessin (2006) suggère également que sous l'influence de la précession, la structure thermique doit être différente de celle que l'on a actuellement. Il ne faut pas oublier que cette structure thermique dépend considérablement de la quantité et de la distribution des poussières dans l'atmosphère. Dans le cas d'un changement de précession avec un été plus long et plus chaud dans l'hémisphère nord, la quantité de poussière sera moins importante dans l'atmosphère (Montmessin et al. 2004, Montmessin 2006). Cette diminution serait due au manque de poussière mobilisable dans l'hémisphère nord durant l'été comparée à celle du sud. En effet dans le paragraphe 1.2.2.1, il a été montré que les plus grandes tempêtes mais aussi les tornades de poussière se formaient préférentiellement dans l'hémisphère sud et seulement au cours de l'été. Cette diminution de la quantité de poussière pourrait affecter le volume de dépôt de poussière sur la calotte nord.

Un autre impact de la précession sur des observations actuelles est son lien avec la couche de glace d'eau aux hautes latitudes nord. En effet, les études sur la couche de glace d'eau en subsurface, située dans les hautes latitudes, ont montré que sa limite variait selon la latitude (Mellon et al. 2004, Schorghofer et Aharonson 2005, Diez et al. 2008). Cette variation d'extension est contrôlée par la température annuelle moyenne de surface. Ainsi, une étude réalisée par Schorghofer (2008) suggère que les températures autour de la latitude de 60° (limite de la couche de glace d'eau) subissent l'influence de la précession, alors que celles des pôles et de l'équateur sont contrôlées par l'obliquité.

1.4 VARIATIONS CLIMATIQUES SUR LE LONG TERME

1.4.1 *Les traces d'une présence d'eau liquide à la surface de Mars*

Les haut-plateaux cratérisés de l'hémisphère sud martien, datés du Noachien, présentent des vallées fluviales (Fig. 1.10). Les chenaux fluviatiles se sont formés entre 3.7 et 3.5 milliard d'années (e.g., Carr 1981, Tanaka 1986, Carr 1996, Hartmann et Neukum 2001, Irwin et al. 2005) et le début de l'Hespérien (Bouley et al. 2009). Ainsi, ces vallées fournissent des informations sur le climat qui régnait alors sur Mars. En plus de ces vallées, d'autres marqueurs attestent de la présence d'eau liquide à la surface comme les paléolacs dans certain cratères, les cônes de déjection et les deltas, les cratères avec des bordures très érodées et la présence d'argiles et d'évaporites.

Pour expliquer la présence de trace d'eau liquide, à cette époque, à la surface de Mars, il existe deux visions radicalement différentes : (i) une atmosphère dense et humide, (ii) une atmosphère peu différente de celle d'aujourd'hui, c'est à dire froide et sèche, en invoquant d'autres processus à une échelle locale pour permettre l'écoulement d'eau liquide et l'altération des roches.

Dans ces deux cas, les structures observées n'auront pas la même origine. En effet, l'atmosphère dense et humide, permet la stabilité de l'eau liquide à sa surface et son ruissellement. Dans le cas d'une atmosphère peu dense et sèche, l'eau liquide ne peut exister qu'en profondeur. Dans ce cas, l'apparition de l'eau liquide en surface est localisée, temporaire et résulte par exemple de la fonte de glace en subsurface induite soit par intrusion magmatique, soit à cause d'un flux géothermique local élevé ou à la suite des impacts météoritiques. Dans ce dernier cas, les grands impacts météoritiques qui ont lieu durant le grand bombardement (~ 3.9 Ga) peuvent être à l'origine de la formation des rivières (Segura et al. 2002). En effet, les éjectas chauds liés à l'impact enrichissent l'atmosphère en vapeur d'eau et réchauffent également la surface en la maintenant au-dessus de la température de fusion de l'eau. De ce fait, la glace de subsurface et/ou des calottes peut s'évaporer ou fondre et s'associer aux précipitations lors du refroidissement de l'atmosphère.

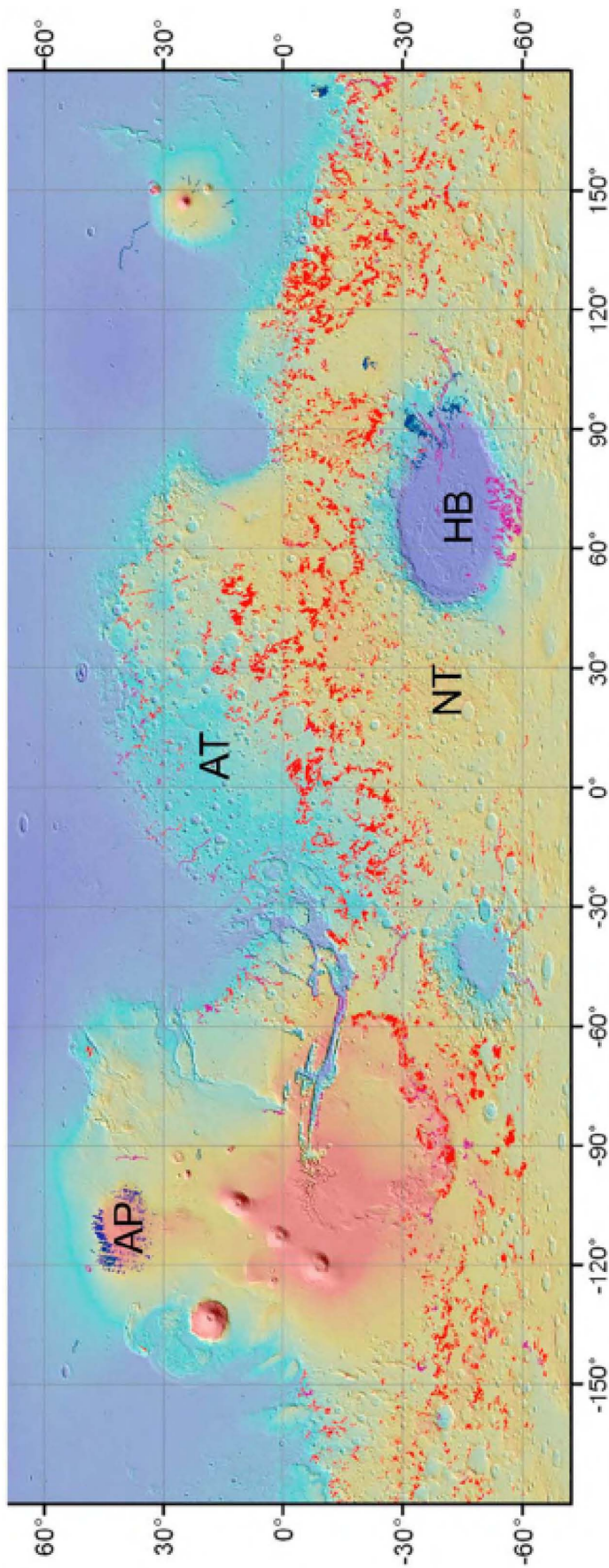


FIGURE 1.10. Carte globale de Mars où sont représentés tout les réseaux fluviaux découverts à ce jour à sa surface. Le fond de carte est une carte topographique MOLA avec les points les plus hauts en rouge et les plus bas en bleu. Abréviations : Alba Patera (AP), Arabia Terra (AT), Hellas Basin (BA) et Noachis Terra (NT) (d'après Hynes et al. (2010)).

1.4.1.1 Les réseaux fluviaux du Noachien

L'érosion fluviale du Noachien a plusieurs caractéristiques qui la différencie de celle des deux périodes suivantes (Fig. 1.11a). L'érosion des haut-plateaux se faisait de manière très étendue dans les bassins inter-cratères. De plus, les bordures des cratères présentent une érosion caractéristique (Craddock et Howard 2002, Forsberg-Taylor et al. 2004). Les chenaux fluviaux ont une coupe transversale en forme de V, caractéristique d'une érosion par ruissellement de surface. Les chenaux de formes rectangulaires résultent soit d'un sapement par de l'eau souterraine soit d'un équilibre entre la pente et la charge de sédiment transportée (Craddock et Howard 2002). La plupart des chenaux ont une largeur comprise entre ~ 100 et 1000 m (Irwin et al. 2005). La longueur de ces chenaux peut varier entre quelques dizaines de mètres jusqu'à atteindre plusieurs centaines de kilomètres (Bouley et al. 2009; 2010). La plupart des têtes de ces chenaux sont en forme d'amphithéâtre. Les amphithéâtres résultent soit d'une érosion par sapement soit de la présence de fractures ou de canyons (Lamb et al. 2006; 2007, Bouley et al. 2009). La forme des réseaux de chenaux a une forte corrélation avec la pente. Pour une pente très faible ($< 1.3^\circ$), les chenaux forment des méandres plus ou moins importants. Lorsque la pente dépasse cette valeur, les chenaux forment un système sub-parallèle. D'autres facteurs influencent la géométrie et la densité de drainage tels que la longueur de la pente, l'aire du bassin de drainage, le relief, le climat et la lithologie (e.g., Craddock et Howard 2002, Mangold et al. 2004). La présence dans la région de Tyrrhena Terra d'un réseau dendritique ayant une importante densité de drainage, montre que l'eau liquide a coulé à sa surface (Mest et al. 2010). L'étude des cônes de déjection à l'intérieur de certains cratères par Moore et Howard (2005) suggère que leur formation a eu lieu, pour la plupart, à la limite entre le Noachien et le début l'Hespérien. Ces cônes de déjection attestent d'une augmentation du ruissellement dues à des précipitations de gouttes d'eau et/ou de cristaux neige.

1.4.1.2 Les réseaux fluviaux et structures d'érosion par de l'eau au cours de l'Hespérien

Certaines études suggèrent que de l'eau liquide a du couler vers la fin de l'Hespérien (Mangold et al. 2004, Quantin et al. 2005, Ansan et Mangold 2006, Bouley et al. 2009), voir jusqu'au début de l'Amazonien (Scott et Dohm 1992, Scott et al. 1995). Il existe une période, entre la fin du Noachien et au début de l'Hespérien, où les systèmes fluviaux se restreignent à des vallées très longues pouvant atteindre 350 m de profondeur (Fig. 1.11b). Ces nouveaux systèmes se mettent en place sur des terrains Noachien. La forte corrélation entre la profondeur d'incision et la longueur des vallées suggère une érosion régionale. Compte tenue de leur faible densité de drainage, ces réseaux sont qualifiés de réseaux immatures. Mais leur longueur importante indique que ces systèmes ont été alimentés par des précipitations anormalement élevées. Il est possible d'avancer une hypothèse qui est : une augmentation du volume de ruissellement par une

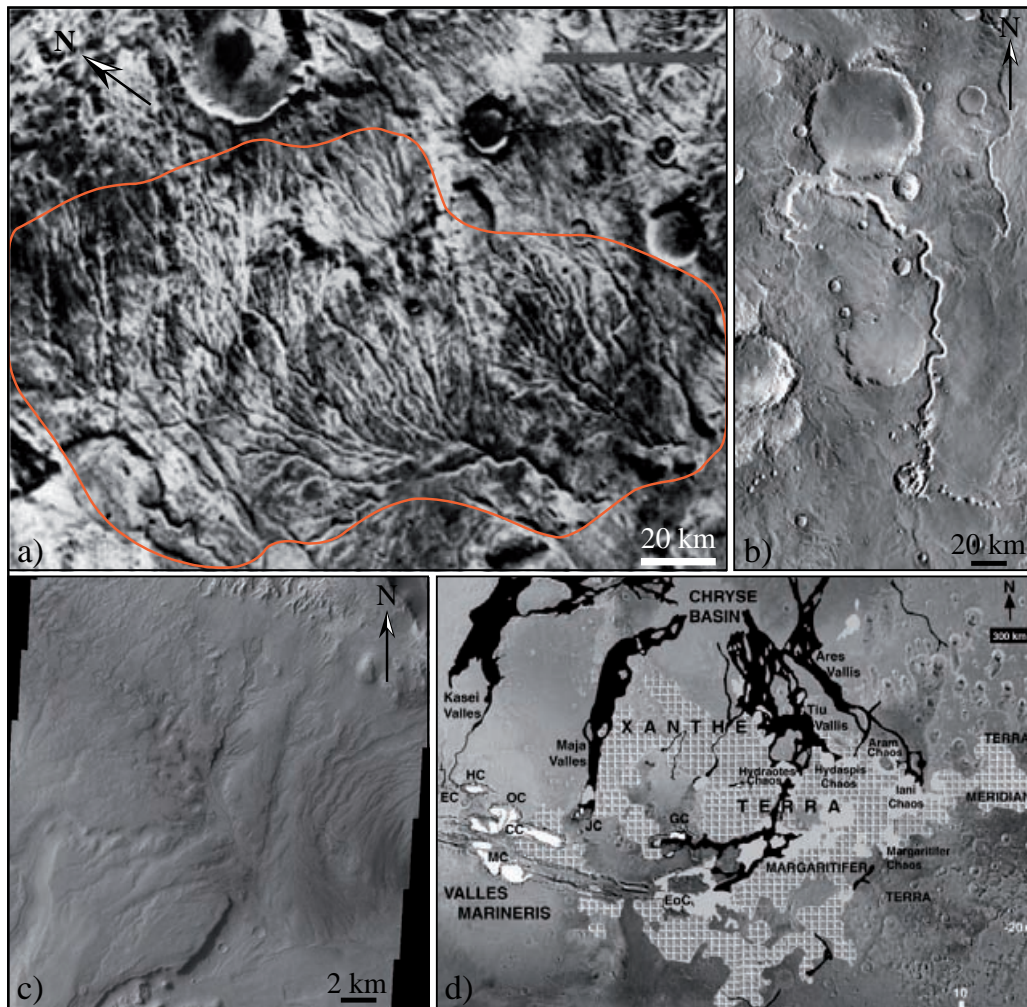


FIGURE 1.11. Extrait d'images représentant les différents réseaux fluviaux de Mars selon l'époque de formation. a) Extrait d'une image Viking (063A08) représentant Warrego Vallis (43°S , 267°E). Le trait orange souligne la limite possible du bassin-versant de ce système et montre que celui-ci est un réseau mature (d'après Craddock et Howard (2002)). Ce bassin s'est formé durant la période du Noachien. b) Extrait d'une mosaïque THEMIS IR de jour (*-30_150) qui montre un chenal typique de la période Noachien - Hespérien, plus profond, plus large et présentant moins de méandres que ceux formés durant le Noachien (4°S , 111°E). c) Extrait d'une image THEMIS visible (V03249001) montrant un réseau mature formé durant l'Hespérien supérieur (d'après Mangold et al. (2004), 10°S , 77.5°E). d) Carte représentant la localisation des grands chenaux de débâcle dans la région de Chryse Planitia. Légende d'après Chapman et al. (2003) EC, Echus Chasma; HC, Hebes Chasma; OC, Ophir Chasma; CC, Candor Chasma; MC, Melas Chasma; JC, Juventae Chasma; GC, Ganges Chasma; and EoC, Eos Chasma. Les chenaux de débâcle sont en noirs.

augmentation des précipitations et/ou de la quantité de neige fondue. Cependant des études menées par Mangold et al. (2004; 2008) ont permis la découverte de réseaux dendritiques matures dans Echus Chasma (Valles Marineris) datant de la fin de l'Hespérien (Fig. 1.11c). Ces réseaux suggèrent que les précipitations dans cette région étaient suffisamment importantes en quantité et dans le temps pour permettre leur maturation.

L'Hespérien est également caractérisé par la formation de lacs dans des cratères et des deltas (e.g., Mangold et Ansan 2006). La présence de lacs dans la région de Thaumasia peut être lié à un ruissellement de surface mais également à un remplissage par de l'eau de subsurface. En effet, ce type de remplissage permet de maintenir un niveau d'eau plus ou moins constant et de créer des brèches dans les bordures des cratères, facilitant la formation de rivières. La présence de deltas dans un lac sous-entend généralement un phénomène lent. Toutefois, même sur Terre, il est courant de trouver des deltas qui se forment rapidement. Par exemple, en l'absence de marées et de vagues à l'embouchure d'un fleuve comme le Mississippi, qui charrie des grandes quantités de sédiments, le delta se forme très rapidement.

Les écoulements datés de l'Hespérien sont une preuve que de l'eau existait sous forme liquide à la surface de Mars. Mangold et Ansan (2006) proposent pour l'Hespérien un climat aride avec des épisodes de fortes précipitations faisant le lien entre le climat humide du Noachien à celui plus sec de l'Amazonien. Une autre interprétation est possible en considérant que la formation des vallées qui datent de la transition Noachien-Hespérien précède celle des chenaux de débâcle (Baker et al. 1991). Cette évolution marquerait la transition vers une atmosphère froide et sèche.

La plus importante concentration de chenaux de débâcle se situe au nord-est de Valles Marineris et s'étend vers la plaine Chryse Planitia. Ces chenaux de débâcle ont une morphologie bien différente des réseaux fluviaux présentés précédemment car ils ont des largeurs bien supérieures à 100 km et incisent sur plusieurs kilomètres les terrains sous-jacents (Fig. 1.11d). La plupart d'entre eux sont datés de la fin de l'Hespérien au début de l'Amazonien. Cependant, il existe des chenaux de débâcle bien plus anciens comme ceux de Mawrth Vallis ($\sim 25^\circ\text{N}$, 20°E) qui datent de la transition Noachien/Hespérien (Scott et Tanaka 1986). Ces chenaux présentent une faible sinuosité et ont peu, voir pas du tout, d'affluents. Pour expliquer cette morphologie particulière et par analogie avec ce que l'on connaît sur Terre (à plus petite échelle), ces chenaux ont dû se former à la suite des relâchements catastrophiques et épisodiques d'énormes quantités d'eau (e.g., Carr 1979). L'analogie est faite avec la formation des grands chenaux résultant d'écoulements catastrophiques et périodiques du lac glaciaire Missoula, lors de d'une rupture des glaciers durant des épisodes interglaciaires (Baker et Milton 1974).

Il est intéressant de noter que la plupart de ces chenaux semblent avoir comme sources des terrains chaotiques et des chasmata (Scott et Tanaka 1986, Chapman

et Scott 1989, Witbeck et al. 1991, Rotto et Tanaka 1995, Chapman et Tanaka 2002). On suppose que les terrains chaotiques se sont formés par l'effondrement de la couverture supérieure de ces terrains après la fonte de la couche de glace sous-jacente (Sharp 1973, Saunders 1979). Chapman et Tanaka (2002) propose que la fonte de la glace peut être liée à une remontée magmatique. Néanmoins, pour expliquer l'énorme volume d'eau requis, différents modèles ont été élaborés. Ceux-ci mettent en jeu différents systèmes hydrologiques et cryosphériques (e.g., Clifford 1993). L'hypothèse la plus communément admise est une recharge par la fonte de glace d'eau à la base des calottes polaires (Clifford 1993). Ce modèle nécessite une forte perméabilité du sol sur de grandes distances et des structures permettant la connexion entre les différentes nappes souterraines. D'autres études suggèrent plutôt une recharge par les monts de Tharsis et d'Elysium (Dohm et al. 2001, Harrison et Grimm 2004, Coleman et al. 2007, Russell et Head 2007). En effet, l'existence des glaciers tropicaux (paragraphe 1.3.2.1) offre une possibilité de recharge plus locale de l'aquifère. La géologie et la topographie autour de ces deux plaines volcaniques permettent un maintien d'un gradient hydraulique suffisant pour former un chenal de débâcle. Finalement, l'action conjuguée entre une alimentation par la calotte polaire sud et par les plateaux volcaniques n'est pas impossible (Harrison et Grimm 2004, Coleman et al. 2007, Russell et Head 2007).

La découverte de dépôts d'altération situés dans et autour de Valles Marineris (e.g., Bibring et al. 2005, Poulet et al. 2005, Bibring et al. 2006) permet d'apporter de nouvelles hypothèses quant à la formation des chenaux de débâcle. En effet, ces dépôts d'altérations sont essentiellement composés de minéraux hydratés, devenant ainsi un réservoir d'eau. La nouvelle hypothèse de travail que je propose, au travers des terrains chaotiques, est d'explorer un possible lien entre la formation des chenaux de débâcle et la présence de ces minéraux hydratés, plus particulièrement, les phyllosilicates (cf. Chapitre 5). Ainsi, cette hypothèse n'a pas besoin d'une connection hydraulique allant du pôle vers l'équateur. De plus, des hypothèses utilisent ce lien possible mettent en jeu la déshydratation des sulfates pour expliquer la formation des chenaux (Montgomery et Gillespie 2005, Peterson et Wang 2006). Finalement, pour mieux comprendre cette hypothèse, il est nécessaire de faire un point sur la nature et les hypothèses de formation concernant les grands dépôts d'altération de Mars.

1.4.2 Les grands dépôts d'altération

Les dépôts clairs stratifiés découverts par Malin et Edgett (2000) composent une unité très épaisse pouvant même atteindre 4 km d'épaisseur par endroits et sont présents sur de très grandes superficies. Cette unité présente une alternance de lits plus sombres et ont été associés à des dépôts sédimentaires (Fig. 1.12). Les premières données spectroscopiques des affleurements de cette unité ont montré une diversité minéralogique surprenante allant des phyllosilicates aux sulfates (Fig. 1.13), indiquant une évolution des conditions physico-chimiques de la surface (Bibring et al. 2006).



FIGURE 1.12. Extrait d'une image HiRISE fausse couleur IRB (*_001955_2015) d'un affleurement de dépôts stratifiés, situé dans le cratère Becquerel (21.7°N, 352°E).

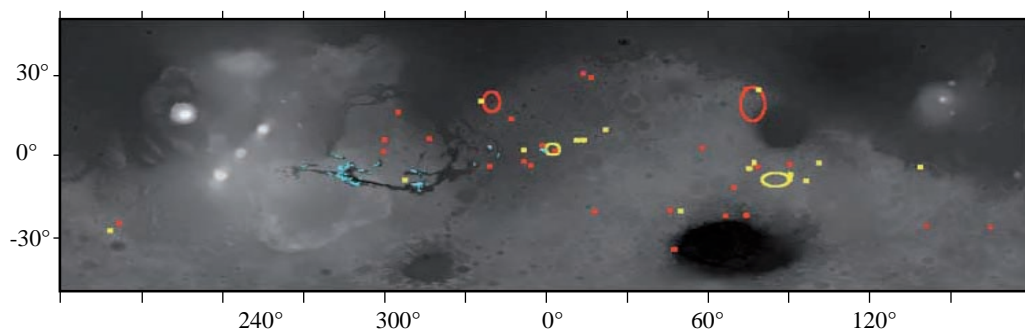


FIGURE 1.13. Carte globale MOLA des minéraux hydratés où sont représentés dessus les phyllosilicates (rouge), les sulfates (bleu) et les minéraux hydratés ne comportant pas de bandes d'absorption spécifiques (jaune) (d'après Bibring et al. (2006)).

1.4.2.1 Les dépôts de phyllosilicates

Dans les terrains Noachien, OMEGA et GRISM (capteurs hyperspectraux) ont détecté des phyllosilicates de Fe/Mg et d'Al (e.g., Bibring et al. 2005, Poulet et al. 2005, Loizeau et al. 2007). Une des régions de Mars la plus étudiée présentant une vaste superficie de phyllosilicates est Mawrth Vallis. (e.g., Loizeau et al. 2007; 2010, Michalski et Noe Dobrea 2007, Bishop et al. 2008, Wray et al. 2008,

Noe Dobrea et al. 2010). Ces minéraux sont souvent détectés sur des affleurements de dépôts clairs stratifiés et indurés. L'âge de ces dépôts est estimé entre 4.1 et 3.8 milliards d'années. L'unité stratigraphique résulte de la superposition de couches pouvant atteindre une épaisseur de 600 m et s'étend sur une surface d'environ 80 000 km². L'unité est formé de couches sub-horizontales non déformées ayant éventuellement recouvert des cratères d'impacts anciens. Cette observation atteste que le dépôt s'est fait lors d'un événement catastrophique ayant affecté une énorme surface (Michalski et Noe Dobrea 2007, Noe Dobrea et al. 2010). La stratigraphie suggère une évolution d'un dépôt primitif de phyllosilicates de Fe/Mg recouvert ensuite par un dépôt de phyllosilicates d'Al mélangé à de la silice hydratée (Bishop et al. (2008), Loizeau et al. (2010), Noe Dobrea et al. (2010), Fig. 1.14).

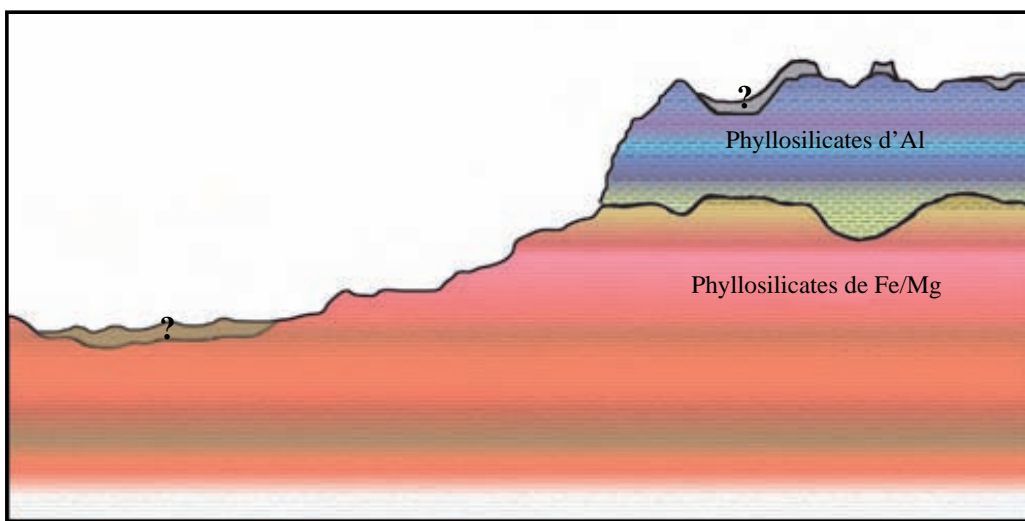


FIGURE 1.14. Schéma représentant une séquence stratigraphique simple de Mawrth Vallis et de la région ouest d'Arabia Terra (d'après Noe Dobrea et al. (2010), modifiée) où l'unité de base est constituée de phyllosilicates de Fe/Mg et au-dessus, se trouve l'unité contenant les phyllosilicates d'Al. Les deux unités de surfaces notées d'un point d'interrogation n'ont pas encore de composition bien définie en raison de l'absence de signal clair des bandes d'absorption. Ces deux unités semblent être des dépôts plus ou moins indurés résultant probablement d'un dépôt éolien.

Les terrains constitués de phyllosilicates de Fe/Mg sont très souvent situés dans les vallées et les zones basses, et ont une épaisseur comprise entre 400 et 500 m. Ils ont une texture massive ou une texture polygonale pouvant résulter d'une dessiccation. L'étude spectroscopique montre que ces phyllosilicates peuvent être des smectites, des vermiculites/biotites, des chlorites et/ou des serpentines (Loizeau et al. 2007, Bishop et al. 2008, Loizeau et al. 2010, Noe Dobrea et al. 2010).

Les terrains enrichis en phyllosilicates d'Al et en silice hydratée sont très souvent localisés sur des hauts topographiques, c'est à dire 200 à 300 m au-dessus des terrains de phyllosilicates de Fe/Mg (Fig. 1.15). Ces deux types de minéraux sont le plus souvent mélangés, et la prédominance de l'un sur l'autre a un impact sur la texture de l'affleurement. En effet, un terrain enrichi en smectite forme des polygones de grandes tailles. Les terrains essentiellement composés de kaolinite présentent soit une surface lisse ou des polygones de petites tailles. Dans les ter-

rains riches en silice hydratée, la surface de l’affleurement est totalement lisse (Loizeau et al. 2007; 2010, Bishop et al. 2008, Noe Dobrea et al. 2010).

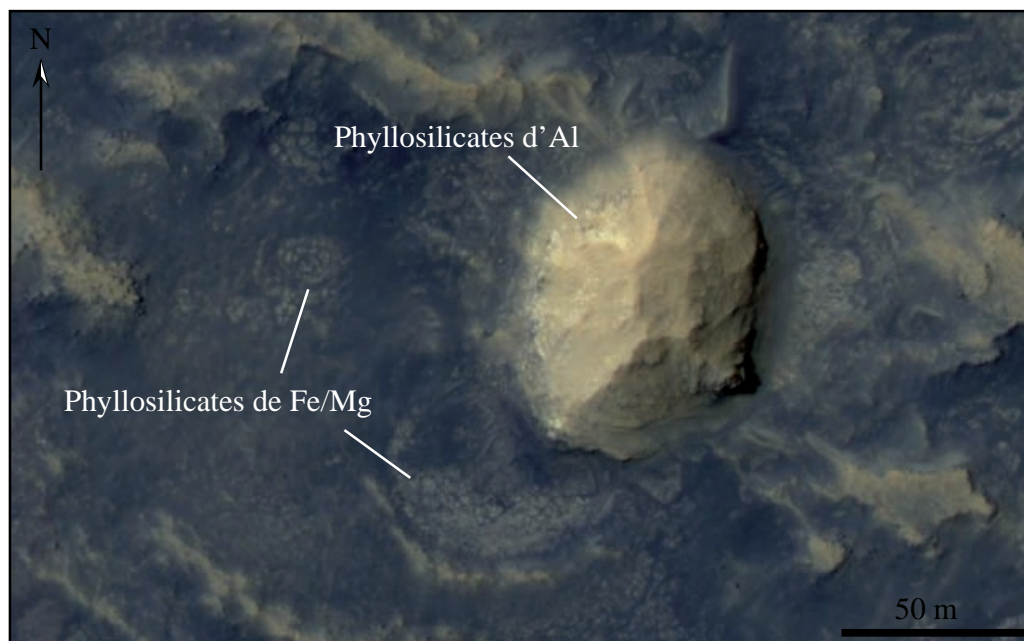


FIGURE 1.15. Extrait d’une image HiRISE fausse couleur IRB (*_008139_1905) d’un affleurement d’un dépôts stratifiés, situé dans la région de Mawrth Vallis (25 °N, 340 °E). D’après Noe Dobrea et al. (2010), la butte observée sur l’image est constituée de phyllosilicates d’Al et celle ci repose sur les terrains de phyllosilicates de Fe/Mg. On peut remarquer également la texture en polygone de ce terrain sous-jacent.

La nature des minéraux peut nous apporter des éléments importants sur l’origine des dépôts, le type d’érosion et le climat régnant lors de leur formation. Egalement, selon certaines études (e.g., Michalski et Noe Dobrea 2007, Loizeau et al. 2010, Noe Dobrea et al. 2010), l’unité stratifiée contenant les phyllosilicates semble être en discordance avec celle qui se trouve juste en dessous. Il existe plusieurs hypothèses permettant d’expliquer la présence de phyllosilicates et surtout la transition observée entre les deux familles de phyllosilicates et l’enrichissement en silice hydratée. Tout d’abord, pour expliquer la mise en place en discordance avec les terrains plus anciens, l’hypothèse la plus probable est un dépôt sédimentaire ou clastique. Cette hypothèse est également reprise pour expliquer les sous-unités observées dans les unités claires et qui sont altérées par différents processus (Michalski et Noe Dobrea 2007, Noe Dobrea et al. 2010).

Pour expliquer la transition Fe/Mg vers une minéralogie riche en Al, Noe Dobrea et al. (2010) propose : i) que la source des sédiments change, ii) qu’un processus pédogénétique en soit la cause. Toutes ces hypothèses mettent en jeu un climat humide.

Dans le cas d’un changement dans la nature de la source des sédiments, Noe Dobrea et al. (2010) considère une diagénèse des minéraux primaires induite par une interaction fluide-roche dans un aquifère. Les variations minéralogiques peuvent ensuite être expliquées par le dépôt de cendres volcaniques mafiques qui après l’altération forment des phyllosilicates de Fe/Mg. Puis un enrichissement

en aluminium et en silice de nouvelles cendres volcaniques permet la formation des phyllosilicates d'Al et de la silice hydratée. Si ce dépôt se réalise dans un système fluvio-lacustre, la surface du bassin est estimée à 1000 x 1000 km. L'évolution des dépôts de phyllosilicates de Fe/Mg vers des phyllosilicates d'Al trahit un changement de composition de la source des sédiments, passant d'une composition basique à siliceuse. Le problème avec cette hypothèse est que l'on ne retrouve pas de trace de l'existence d'un tel bassin. Il faut donc trouver un mécanisme ayant conduit à l'altération in situ des sédiments.

Le deuxième processus d'altération proposé est inspiré par la pédogenèse. Cette hypothèse part d'une unité de phyllosilicates de Fe/Mg formée soit par un dépôt fluvio-lacustre soit par diagenèse. Si des précipitations ont lieu sur la surface de ces dépôts, l'eau va dissoudre les ions Fe/Mg et les transporter en profondeur. Ce mécanisme va donc être à l'origine du lessivage du sol en ions Fe/Mg, et il ne restera plus que les ions Al, moins solubles, dans la partie supérieure du dépôt.

La dernière hypothèse de formation des dépôts est une altération hydrothermale. Si le dépôt de phyllosilicates de Fe/Mg existe à la surface et qu'une couche plus chaude de cendre volcaniques ou d'éjectas le recouvre, on observera alors un lessivage des ions Fe/Mg.

Toutes ces hypothèses supposent un climat humide et tempéré et la transition des phyllosilicates riches en Fe/Mg vers des phyllosilicates riches en Al n'est du qu'à une différence de chimie des dépôts ou bien à une perte en minéraux solubles par interaction eau-roche. En général, l'altération est réalisée localement sauf lorsque le dépôt résulte d'un processus fluvio-lacustre. Il se peut également que l'altération ait eu lieu tout au long de l'histoire martienne et que ces produits se soient déposés dans la région de Mawrth Vallis. Dans ce cas, les conditions chimiques de surface ont du évoluer au cours du temps pour expliquer la présence des sous-unités (Loizeau et al. 2007; 2010).

Les dépôts de phyllosilicates de Mawrth Vallis sont très étendus et n'ont aucune association particulière avec des structures sédimentaires. Or des études comme celles de Ehlmann et al. (2008) et de Dehouck et al. (2010) montrent que des minéraux similaires peuvent être détectés dans des cratères d'impacts et plus particulièrement dans des sédiments fluvio-lacustres. Dans Ismenius Cavus, un terrain enrichi en phyllosilicates de Fe/Mg a été découvert à la base d'un delta (Dehouck et al. 2010). Des études récentes montrent que ces phyllosilicates sont également observés dans des terrains chaotiques tels que Aureum et Iani Chaos (Glotch et Rogers 2007, Sowe et al. 2010a;b). Certains de ses affleurements ne sont pas associés à l'unité claire stratifiée (Sowe et al. 2010a;b). Les découvertes de dépôts de sulfates dans Valles Marineris, dans Terra Meridiani et dans les plaines entourant la calotte polaire nord (e.g Arvidson et al. 2005, Bibring et al. 2005, Gendrin et al. 2005, Poulet et al. 2005, Massé et al. 2010) suggèrent que la température, la pression et l'humidité de l'air ont favorisé, dans ces sites, la for-

mation des sulfates. Finalement, Bibring et al. (2006) propose que l'acidification de l'atmosphère a pu résulter d'un intense épisode de dégazage volcanique, par un apport de soufre ; événement qu'il relie à la formation du dôme de Tharsis.

1.4.2.2 Les dépôts de sulfates

Des sulfates ont été détectés par OMEGA dans Valles Marineris et Aram Chaos (Gendrin et al. (e.g., 2005), Fig. 1.16), confirmant les observations in situ d'Opportunity dans Terra Meridiani (Arvidson et al. 2005). Ce sont des sulfates hydratés tel que de la kiesérite, du gypse et des sulfates polyhydratés. Les observations montrent qu'ils sont strictement associés à la présence des dépôts clairs stratifiés.

- Les hypothèses de formation proposées par Gendrin et al. (2005) sont :
- des lagunes (playas), avec de l'eau peu profonde ou bien connectées à de l'eau de mer (sebkhas), qui subissent une évaporation conduisant au dépôt des sulfates,
 - un système hydrothermal avec un fluide riche en soufre ayant réagit avec des cendres ou des produits éoliens,
 - une altération de minéraux mafiques par de la pluie ou du givre acide du au dégazage volcanique.



FIGURE 1.16. Extrait d'une image HiRISE fausse couleur IRB (*_4291_1755) d'un affleurement de dépôts stratifiés, situé dans Juvantae Chasma (4.5 °S, 297.4 °E). Ce terrain stratifié est composé de sulfates (Gendrin et al. 2005).

Deux études portent sur la formation des sulfates sur les plateaux dont l'altitude excède 1800 m et qui surplombent Valles Marineris (Le Deit et al. 2010a, Weitz et al. 2010). La superficie de ces dépôts est d'environ 40 000 km². Pour expliquer ces dépôts, le mode d'emplacement doit être éolien et les éléments transportés doivent avoir une origine sédimentaire ou volcanique. Tanaka (2000) suggère qu'une grosse quantité de poussière a pu se former durant le Noachien et l'Hespérien par des impacts, du volcanisme et des processus d'érosion. Les dépôts des plateaux de Valles Marineris pourraient résulter de la remobilisation

de cette poussière (Le Deit et al. 2010a). Cette hypothèse est confirmée par Lucchitta (2005), qui propose comme origine de ces dépôts, des cendres volcaniques. En effet, cela explique bien la couleur claire des dépôts, l'apparente finesse des grains, la friabilité, la superficie de dépôt et la stratification horizontale de l'unité. Cette unité est datée de l'Hespérien moyen à supérieur. Certaines sous-unités de sulfates sont caractérisées par des terrains polygonaux, d'une taille de quelques mètres, formées soit à la suite d'une contraction thermique d'un ancien substratum riche en glace, soit par de la dessiccation ou une déshydratation partielle des minéraux. Pour Weitz et al. (2010), les sulfates résultent de processus fluvio-lacustres, comme pourrait l'attester la présence de vallées fluviales dans ces dépôts et des chenaux avec une topographie inversée, preuve d'un remplissage postérieur au creusement de la vallée. Cependant, Le Deit et al. (2010a) propose que les sulfates résultent d'une altération aqueuse de dépôts éoliens (sédimentaires ou de cendres volcaniques) dans un environnement acide à basse température, comme l'atteste les caractéristiques spectrales des minéraux. La présence des terrains polygonaux et des vallées par exemple, confirment que de l'eau liquide interstitielle et/ou de la glace était présente durant et après le dépôt. De ce fait, les épisodes d'érosion fluviales peuvent être épisodiques et avoir une influence sur l'érosion. Pour finir, ces dépôts stratifiés présentent une alternance de bandes sombres et claires reflétant un cycle climatique associé à des épisodes d'érosion fluviales et des processus d'altération. L'étude des sulfates découverts dans la région de Meridiani Planum a amené une hypothèse selon laquelle ils peuvent se former par altération de basalte avec très peu d'eau, sur des temps très courts et avec un pH inférieur à 3 (Berger et al. 2009).

Il existe également une autre hypothèse proposée par Niles et Michalski (2009) qui se base sur la présence de silicates sous forme de poussière et d'aérosols, riches en sulfate, dans des dépôts glaciaires. En effet, ces auteurs suggèrent que les dépôts de sulfates observés actuellement dans la région équatoriale de la planète résulteraient de la présence dans le passé, d'anciennes accumulations de glace et de poussière. Ces dépôts auraient pu exister lors des périodes de haute-obliquité ou de " True Polar Wander" (TPW).

Dans cette hypothèse, une fois l'accumulation formée et lors d'un réchauffement de la glace, celle-ci située à proximité d'un grain de poussière va fondre et former un film fin d'eau liquide. Au contact des aérosols, cet eau va s'enrichir en soufre et donc s'acidifier. Cette eau acide peut alors s'attaquer aux grains de silicates présents dans la glace et les transformer en sulfates. Une fois les sulfates formés, ils peuvent être mobiliser et déposer par des processus éoliens et d'impact. Cette hypothèse permet d'expliquer l'énorme volume de dépôts présent dans Meridiani Planum (Niles et Michalski 2009) et également la formation des dunes observées autour de la calotte polaire Nord, essentiellement constituées de sulfates (Massé et al. 2010).

Dans le chasmata de Noctis Labyrinthus, des dépôts stratifiés clairs contenant des sulfates hydratés et des sels de chlorite hydratée ont été découverts (Mangold

et al. 2010). La particularité de ce dépôt est qu'il est daté de l'Amazonien, période où le climat serait semblable à celui de l'actuel. Or la présence de ces sulfates nécessite de l'eau d'où une hypothèse de formation liée au volcanisme. En effet, la proximité du plateau de Tharsis permet le dépôt d'une couche de cendre formant ainsi des dépôts stratifiés. Cette cendre volcanique est susceptible de contenir du soufre sous formes d'acide sulfurique. L'altération de cette couche a pu résulter de l'interaction entre la glace d'eau, provenant des reliquats des précipitations de neige et des cendres chaudes. Cependant, une hypothèse proposée par Tréguier et al. (2008) tient compte d'une possible interaction solide-gaz pour former des sulfates. La présence de ce dépôt daté de l'Amazonien montre qu'une altération à une échelle locale peut être rendue possible uniquement par la présence de volcanisme.

Finalement, en résumé, les conditions de formation de ces minéraux sont étroitement liées aux conditions de température, de pression et à la présence plus ou moins importante d'eau en surface. L'étude de la région de Mawrth Vallis montre une évolution des dépôts de phyllosilicates de Fe/Mg à des phyllosilicates d'Al, vers la fin du Noachien. Si l'altération des dépôts stratifiés se fait in situ, cette évolution dans la composition trahit soit une évolution des conditions de température, de pression et chimique de l'atmosphère et/ou un changement de composition de la source des sédiments. La fin de la formation des phyllosilicates au début de l'Hespérien coïncide avec le début des sulfates, marquant la transition vers un climat plus sec et une atmosphère plus acide. Cette stratigraphie se retrouve dans la région de Sinus Meridiani, où les dépôts de phyllosilicates de Fe/Mg se trouvent en dessous des dépôts de sulfates (Fig. 1.13). Cette observation confirme que la formation des phyllosilicates était favorable au Noachien et celle des sulfates, durant l'Hespérien (Bibring et al. 2006, Wiseman et al. 2010). Cette observation a conduit Bibring et al. (2006) à proposer une nouvelle échelle stratigraphique dépendant des minéraux et des conditions chimiques régnant à la surface (Fig. 1.17). Cependant, le développement de phyllosilicates est encore avéré au cours de l'Hespérien comme dans le cas des dépôts du delta d'Ismenus Cavus. Ce dépôt a la particularité de dater de l'Hespérien et peut avoir pour origine soit 1) une altération in situ dans le lac ou 2) un dépôt clastique à l'intérieur du lac. Or la présence de ces phyllosilicates peut s'expliquer par le fait que le lac se soit formé durant une période de transition où les conditions de température et de pression étaient encore favorables à la formation de ces minéraux (Dehouck et al. 2010).

1.5 DISCUSSION ET CONCLUSION

L'atmosphère actuelle de Mars est essentiellement composée de CO₂ et sa pression est de 6 mbar. Elle a la particularité de contenir beaucoup de poussière, quantité qui peut varier selon les saisons. En effet, lorsqu'une grande tempête de poussière se forme lors de l'été austral, la surface de Mars est plus froide car la

poussière bloque les rayonnements solaires. Ainsi, les variations de températures sont liées à la quantité plus ou moins importante de poussière que contient l'atmosphère et peut avoir un impact plus ou moins global, sur une échelle de temps très courte. Sous les conditions actuelles de température et de pression, il est impossible d'avoir de l'eau liquide en surface. Cependant des traces géologiques montrent que de l'eau liquide a coulé suffisamment longtemps et en grande quantité à une certaine époque de Mars. Ces traces géologiques sont indicatrices d'importantes variations du climat qui peuvent avoir plusieurs origines. Dans ce chapitre, je me suis plus particulièrement intéressée à la morphologie et la minéralogie de surface pouvant être indicateur d'un changement de climat. Sur le court terme, les observations géologiques montrent une très bonne corrélation avec les variations d'obliquité et la précession. Sur le long terme, la présence de réseaux fluviaux et la stratigraphie des unités de phyllosilicates et de sulfates montrent que des conditions étaient adéquates pour avoir de l'eau liquide en surface et une altération conduisant à la formation de phyllosilicates. La présence de sulfates, quant à elle, dénote une acidification de l'atmosphère, qui semble postdater la formation des phyllosilicates. La synthèse qui suit permet de replacer les événements dans un ordre chronologique avec les connaissances actuelles et les questions qu'il reste à résoudre.

La période du Noachien est une période très riche, où la planète a connue de grands bouleversements (Fig. 1.17). Tout d'abord suite à l'accrétion, une croûte primitive s'est formée, dont les terrains les plus âgées que l'on retrouve aujourd'hui sont datés de 4,4 milliards d'années. Pendant ce temps, l'atmosphère martienne s'est enrichie en eau et en éléments volatils par les impacts météoritiques et le volcanisme. De ce fait, l'atmosphère devait avoir une pression plus importante, comme le dénote l'enrichissement de l'atmosphère actuelle en isotopes lourds. Elle étaient donc favorable à la mise en place de tout un système hydrique dans la région équatoriale, comme le confirme les réseaux fluviaux bien développés. Les poussières ou les cendres résultant d'impact météoritiques et/ou d'éruptions volcaniques ont du conduire à la formation de dépôts importants. L'altération de ces dépôts ont pu former la succession des couches d'argiles que l'on observe aujourd'hui, c'est à dire les phyllosilicates riches en Fe/Mg puis ceux riches en Al. La progression dans la nature des phyllosilicates peut avoir plusieurs origines. Il se peut que :

1. les dépôts en profondeur aient une composition moins acide,
2. les dépôts en surface aient subi une plus forte altération.

C'est également vers la fin du Noachien que l'atmosphère de Mars commence à voir sa pression diminuer (Fig. 1.17). Les hypothèses avancées pour expliquer cette évolution sont l'important bombardement qui a touché toutes les planètes du Système Solaire aux alentours de 3.9 Ga, des interactions physico-chimiques avec l'atmosphère, la faible gravité martienne qui n'a pu retenir les gaz lors des impacts et/ou l'arrêt de la dynamo. Or la pression diminuant, l'eau devient de moins en moins stable à la surface et l'atmosphère s'assèche. La transition du

Noachien vers l'Hespérien est marqué par la mise en place du réseau fluvial de transition (Fig. 1.17).

L'Hespérien est quant à lui marqué par la formation des ces immenses chenaux de débâcle se trouvant presque tous sur la dichotomie martienne. Cette période est également marquée par la présence de lacs et de réseaux fluviaux, dont certains sont aussi développés que ceux du Noachien. La mise en place des grands volcans boucliers du plateau de Tharsis et d'Elysium correspondent à cette période. De ce fait, malgré une tendance à se raréfier et un enrichissement en éléments volatils produit par ces grands volcans, l'atmosphère a pu préserver l'eau de surface à l'état liquide sur de courtes périodes, permettant ainsi la formation de sulfates.

L'Amazonien est caractérisé par des conditions de pression et de température semblables à celles que l'on observe aujourd'hui (Fig. 1.17). Cependant, des traces de réseaux fluviaux suggèrent qu'épisodiquement de l'eau liquide a coulé en surface. Cette période est marquée par la formation des glaciers tropicaux qui ont pour seule cause une obliquité non pas de 25° comme celle d'aujourd'hui, mais dépassant les 60° . Cette augmentation de l'obliquité pourrait être également à l'origine des traces de coulées d'eau récentes, que l'on observe dans les flancs des dunes et des cratères. Les dépôts stratifiés des calottes datent également de l'Amazonien. Ces deux structures ont pour origine la précession de Mars. L'altération sous une atmosphère sèche et de faible pression a conduit à la formation d'oxydes de fer en surface et éventuellement, l'altération peut se poursuivre en profondeur.

Ce chapitre, avec l'étude des indices géologiques et minéralogiques a permis de faire le lien entre l'évolution du climat, la morphologie et l'altération des roches. Durant l'Amazonien, les observations ont clairement définis les paramètres orbitaux comme cause des changements observés en surface. Les variations du climat qui ont marqué l'Hespérien et l'Amazonien semblent avoir un lien avec des phénomènes comme l'arrêt de sa dynamo et l'évolution du volcanisme. Cependant, il est important de garder en mémoire que l'enchaînement des faits n'est pas encore bien compris. En effet, beaucoup de questions essentielles restent encore en suspens. Quel fût l'impact du volcanisme ancien dans l'enrichissement de l'atmosphère et en quelle proportion ? En contre-partie, ce volcanisme a-t-il joué un rôle dans l'acidification de l'atmosphère ? Quelle est l'impact réel de l'interaction atmosphère-surface, du grand bombardement météoritique qui a touché Mars et l'arrêt de la dynamo sur l'échappement de l'atmosphère ? Combien de temps l'atmosphère primitive a-t-elle mis pour atteindre sa pression actuelle ? Le volcanisme de l'Hespérien a-t-il pu relâcher des volatils dans l'atmosphère ? Si oui, peut-on quantifier leur nature et leur quantité ? Également la formation de ces grands chenaux de débâcle suggère que Mars a un système connecté très perméable, ce qui est sans commune mesure avec ce que nous connaissons sur Terre. Parmi ces questions, nous nous sommes focalisés sur deux problèmes. L'un

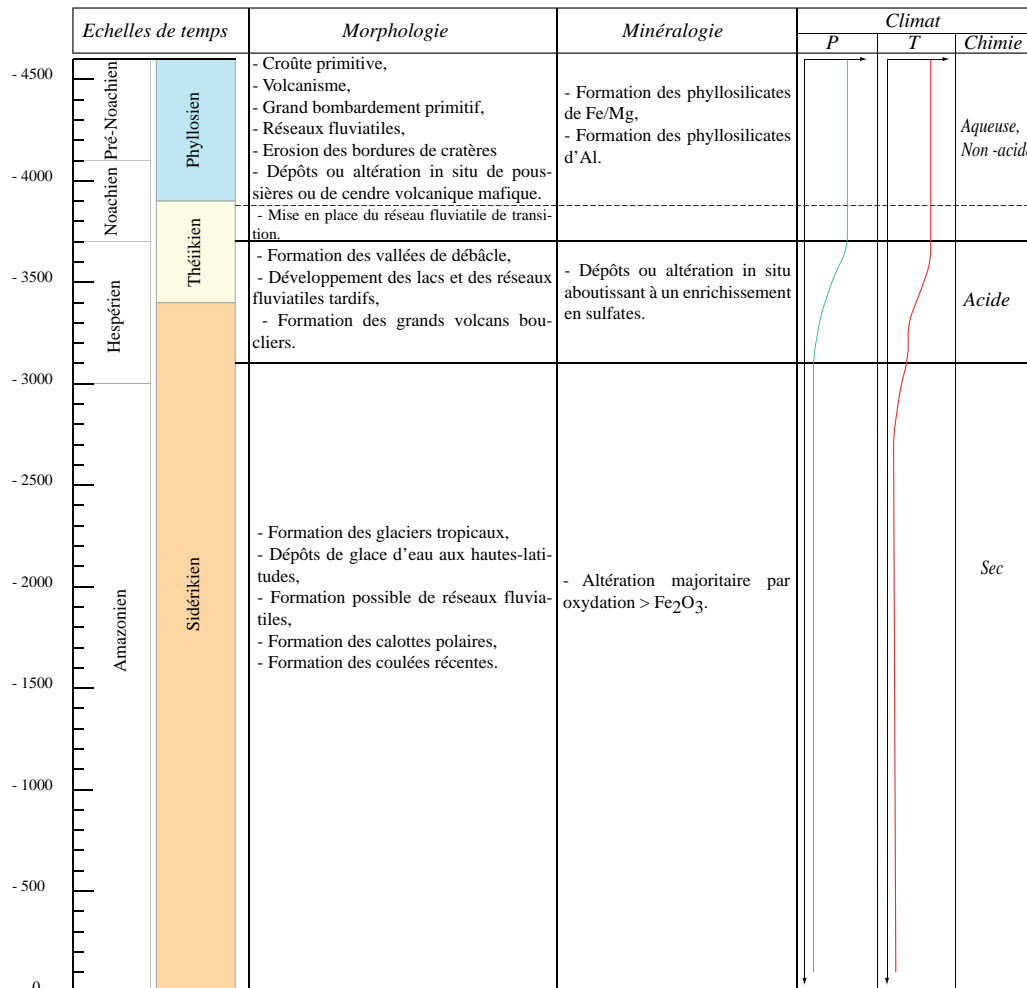


FIGURE 1.17. Echelle des temps (en millions d'années) de Hartmann et Neukum (2001) et une échelle basée sur la minéralogie proposée par Bibring et al. (2006). Pour chaque période, sont reporté les différentes morphologies observées, la minéralogie et les conditions de pression, de température et chimiques de l'atmosphère.

concerne Mars, actuellement, avec l'étude d'une circulation d'air dans les flancs d'une fracture de Cerberus Fossae et d'Arsia Mons. L'autre concerne l'histoire ancienne avec le problème de la compaction des dépôts sédimentaires Noachien et leur relation avec le développement des terrains chaotiques et des chenaux de débâcle à l'Hespérien. Les relations de ces deux processus avec le climat fera l'objet de discussions où les différents points évoqués dans ce chapitre seront utilisés.

IMAGERIE ET PROPRIÉTÉS
THERMIQUES DES SURFACES
PLANÉTAIRES

2

2.1 INTRODUCTION

La télédétection joue un rôle crucial dans l'étude, depuis l'orbite, des différents corps du système solaire car c'est le principal moyen de recueillir en quelques mois ou années des informations sur l'ensemble de la surface du corps étudié. Lorsque de l'énergie arrive à la surface d'un corps, elle est soit réfléchie, absorbée ou transmise. Ces interactions avec la matière doivent respecter le bilan suivant : la somme des quantités réfléchies, absorbées et/ou transmises est égale à la quantité de l'énergie incidente. Elles dépendent des propriétés physiques des matériaux traversés, de la longueur d'onde du rayonnement de la source et de la température de surface. Cette dernière, spécifique à un corps du système solaire, dépend au premier ordre de sa distance par rapport au Soleil (Fig. 2.1).

L'évolution des instruments dans le thermique (et aussi dans le domaine visible) est surtout caractérisée par une augmentation de la résolution spatiale. L'instrument Infrared Thermal Mapper (IRTM) à bord de la sonde Viking (1975) avait une résolution spatiale entre 8 et 170 km selon la configuration de l'orbite de la sonde (Kieffer et al. 1972). Puis fût lancée la mission Mars Global Surveyor avec à son bord l'instrument Thermal Emission Spectrometer (TES) qui avait une résolution de 3 km (Christensen et al. 1992). Le dernier instrument est Thermal Emission Imaging System (THEMIS) qui a une résolution spatiale de 100 m/pixel (Christensen et al. 2004), à bord de la sonde Mars Odyssey.

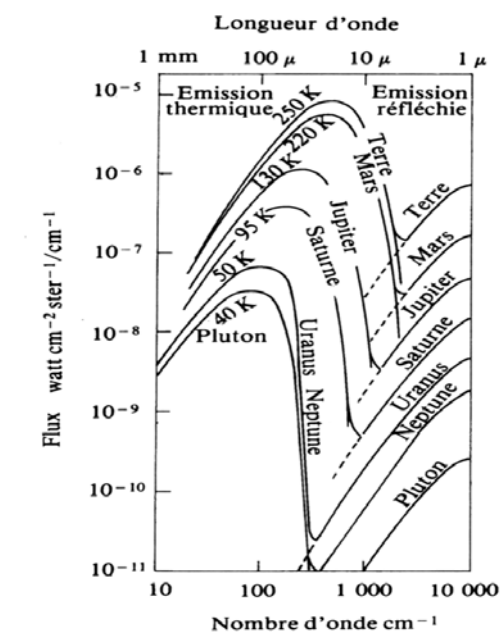


FIGURE 2.1. Graphique représentant le flux des planètes dans le domaine de la réflexion et dans le domaine de l'infrarouge (d'après Encrenaz et al. (2003)).

Selon les longueurs d'ondes utilisées, les informations de la surface obtenues sont différentes. En effet, dans le domaine visible, la réflexion de la lumière solaire est la principale source de radiation. Il est alors possible d'avoir une information sur la minéralogie mais aussi de recueillir des informations concernant l'histoire géologique (Tab. 2.1).

Domaine	Longueur d'onde (μm)	Source de radiation*
Visible	0.4-0.7	Réflexion
Infrarouge (IR) proche	0.7-1.1	Réflexion
IR courte longueur d'onde	1.1-3	Réflexion
IR moyenne longueur d'onde	3-5	Réflexion et émission
IR lointain	8-14	Emission

TABLE 2.1. Table représentant pour le domaine du visible et de l'infrarouge, les longueurs d'onde et le type de radiation. *La transition réflexion/émission dépend de la température de surface du corps étudié (ici la Terre).

Dans le domaine de l'infrarouge, dans les plus grandes longueurs d'ondes, l'émission naturelle de type corps noir est la source de radiation. Cette donnée nous renseigne sur la température de surface de l'objet étudié (Tab. 2.1). A l'échelle d'une roche, sa température va dépendre de ses caractéristiques physiques intrinsèques telle que l'inertie thermique. L'étude thermique des surfaces permet aussi d'avoir des informations sur la minéralogie de surface en utilisant des images multi-spectrales et aussi de retracer l'histoire géologique. En effet, la plupart des matériaux tels que les carbonates, les silicates, les sulfates, les phosphates et les hydroxides ont des spectres en émissivité caractéristiques à ces longueurs d'ondes. Ce premier chapitre s'attache à faire tout d'abord une présentation de l'imagerie thermique et de son utilisation basée sur des notions de physique. Puis l'influence plus ou moins importante de différents facteurs sur le comportement thermique des roches des surfaces planétaires sera étudiée. Par la suite, un bref résumé de l'utilisation des images thermiques pour l'étude de la surface de Mars sera proposée. Enfin, la dernière partie présente les données utilisées dans le cadre de ce travail de thèse.

2.2 LES PROPRIÉTÉS THERMIQUES

2.2.1 La température et les transferts de chaleur

Dans tout corps qui n'est pas au zéro absolu, les particules à l'intérieur de celui-ci ont des mouvements aléatoires, qui provoquent des collisions. Il en résulte alors des changements de l'état d'énergie de ces mêmes particules. Cette agitation engendre un rayonnement électromagnétique émis à la surface du corps et la mesure indirecte de cette agitation donne la température. Pour une température d'environ 300 K, ce rayonnement devient détectable dans les longueurs d'ondes de l'infrarouge et correspond au flux radiatif directionnel, exprimé en $W \cdot m^{-2} \cdot sr^{-1}$. La chaleur générée dans un corps est transportée selon trois modes :

- *la conduction*, qui est un transfert de chaleur à travers un matériau par agitation des atomes,
- *la convection*, qui est un transfert de chaleur par le mouvement de la matière,

- la radiation, qui est un transfert de chaleur sous forme de rayonnement électromagnétique (sous forme de photons). La conduction et la convection ne peuvent avoir lieu que dans de la matière au contraire de la radiation qui est également efficace dans le vide.

2.2.2 La loi du corps noir

L'étude des radiations thermiques ne peut se faire sans l'utilisation du corps noir car celui-ci permet d'obtenir un profil de température selon la longueur d'onde d'observation et la température initiale du corps. Le corps noir est un corps théorique qui absorbe complètement toute radiation et la transforme en chaleur, indépendamment de la bande spectrale du rayonnement incident et de sa température. L'énergie émise par un corps noir est décrite par la loi de Planck qui varie selon la longueur d'onde d'émission et la température :

$$L_{\lambda} = \frac{2hc^2}{\lambda^5} \frac{1}{\exp\left(\frac{hc}{k\lambda T} - 1\right)} \quad (2.1)$$

où L_{λ} est la luminance exprimée en $\text{W.m}^{-2}.\text{sr}^{-1}$, h est la constante de Planck ($h = 6,6256 \times 10^{-34}$ J.s), c est la vitesse de la lumière ($c = 2,9979 \times 10^8$ m.s $^{-1}$), λ est la longueur d'onde en m, k est la constante de Boltzmann ($k = 1,38054 \times 10^{-23}$ J.K $^{-1}$) et T est la température du corps en K.

Lorsque que l'on intègre l'équation 2.1 sur tout le domaine spectral et dans toutes les directions de l'espace, on obtient la loi de Stefan-Boltzmann :

$$R = \sigma.T^4 \quad (2.2)$$

où R est la puissance totale rayonnée par unité de surface du corps noir (équivalent à de l'existance), exprimée en W.m^{-2} et σ est la constante de Stefan-Boltzmann ($\sigma = 5,6698 \times 10^{-8}$ $\text{W.m}^{-2}.\text{K}^{-4}$). Cette loi montre qu'il existe une relation entre la température d'un corps noir et l'énergie émise à cette même température. Lorsqu'un corps est maintenu à une température constante, l'énergie radiative émise varie en fonction de la longueur d'onde. En effet pour une longueur d'onde spécifique, on observera un maximum d'énergie émis appelé pic d'énergie radiatif (λ_{max}). Cette longueur d'onde λ_{max} est inversement proportionnelle à la température du corps. Lorsque cette température augmente, la quantité totale d'énergie radiative émise (représentée par l'aire en-dessous de la courbe) augmente et le λ_{max} se décale vers les plus courtes longueurs d'ondes (Fig. 2.2).

Ce déplacement de la température du corps est décrite par la loi de Wien :

$$\lambda_{max} = \frac{b}{T} \quad (2.3)$$

où b est la constante de Wien qui vaut $2,898^{-3}$ m.K. Pour exemple, un corps comme la Terre a une température de surface moyenne de 300 K. En substituant cette température dans l'équation 2.3, on obtient une valeur de λ_{max} de $9.7 \mu\text{m}$ (Fig. 2.2).

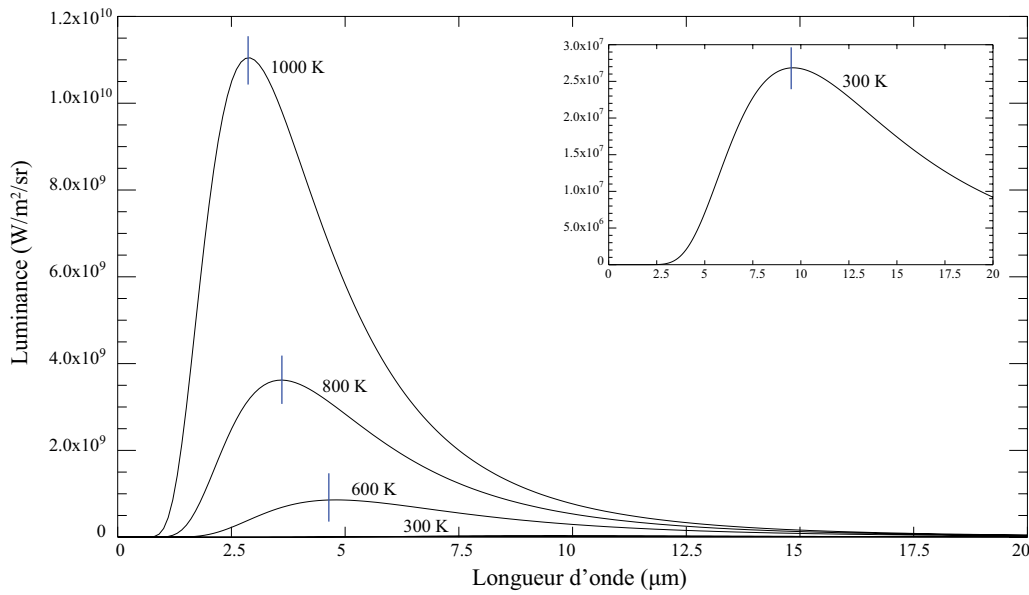


FIGURE 2.2. Graphique représentant les valeurs de luminance d'un corps noir pour des longueurs d'ondes comprises entre 0 et 20 μm et des températures du corps noir de 300, 600, 800 et 1000 K. Les traits bleus représentent les valeurs de λ_{max} spécifiques à chaque température.

La plupart des corps que l'on observe ne sont pas des corps noirs. Pour une température donnée, l'énergie radiative émise est inférieure à celle émise par un corps noir et on ne parle plus de corps noir mais de corps gris. On définit alors l'émissivité (ϵ) qui est équivalente au rapport entre l'énergie émise par la surface considérée et celle émise par le corps noir pour une même température. Cependant, un corps gris a pour caractéristique d'avoir une émissivité constante alors qu'un corps naturel va voir son émissivité varier en fonction de la longueur d'onde. Dans ce dernier cas, on parlera alors d'émissivité moyenne, qui est intégrée sur toutes les longueurs d'ondes. Alors l'équation 2.2 peut se réécrire de la manière suivante :

$$R = \epsilon \cdot \sigma \cdot T^4 \quad (2.4)$$

L'émissivité est une propriété de surface qui permet d'évaluer la capacité d'un corps à absorber et à réémettre l'énergie absorbée. Dans le cas d'un corps noir, celle-ci est de un car toute l'énergie est absorbée sans qu'il n'y ait réflexion. Selon la loi du rayonnement de Kirchoff, à l'équilibre thermique, l'émissivité est équivalente à l'absorption, également exprimée comme étant la réflectivité - 1 :

$$\epsilon = 1 - R \quad (2.5)$$

On en déduit qu'un mauvais récepteur et un bon émetteur comme pour le corps noir. En plus de la longueur d'onde, l'émissivité peut dépendre d'autres facteurs tels que la température du corps et l'angle d'incidence. Les corps ou les surfaces ayant une forte émissivité absorbent et réemettent une quantité importante d'énergie incidente. Au contraire, celles possédant une faible émissivité réfléchissent beaucoup (absorbent peu d'énergie incidente) et donc en réemettent peu.

La température obtenue par l'équation 2.1 permet de remonter à des propriétés intrinsèques du matériel de surface et les variations de ces propriétés peuvent ainsi expliquer les variations de températures.

2.3 PROCESSUS THERMIQUES DES SURFACES PLANÉTAIRES

2.3.1 Variations liées aux propriétés intrinsèques de la surface

2.3.1.1 L'inertie thermique

Les observations radiométriques des planètes permettent d'évaluer des températures en fonction des radiances mesurées (équation 2.4). La radiance permet de calculer une température de brillance T_B . Celle-ci est définie comme étant la température qu'aurait un corps noir émettant le même flux de rayonnement que la surface observée. La combinaison d'un modèle thermique de l'atmosphère (si présente) et des premiers mètres de la surface permet d'obtenir la température et les propriétés physiques intrinsèques, telle que l'inertie thermique, du matériau constituant la surface d'un corps.

Pour ce faire, une première hypothèse simple quant au matériel de surface doit être faite. Il faut supposer que la surface étudiée possède une conductivité isotrope et homogène. Dans ce cas, la température T à l'instant t et à une profondeur z est gouvernée par la conduction et répond à l'équation de la chaleur :

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \frac{k}{\rho C_p} \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} \quad (2.6)$$

où la conductivité thermique k , la densité ρ et la capacité calorifique C_p sont constantes. Pour déterminer la température de surface d'une planète, il faut effectuer son bilan d'énergie. Il faut donc connaître les échanges énergétiques à l'interface entre le sous-sol et l'atmosphère (Fig. 2.3).

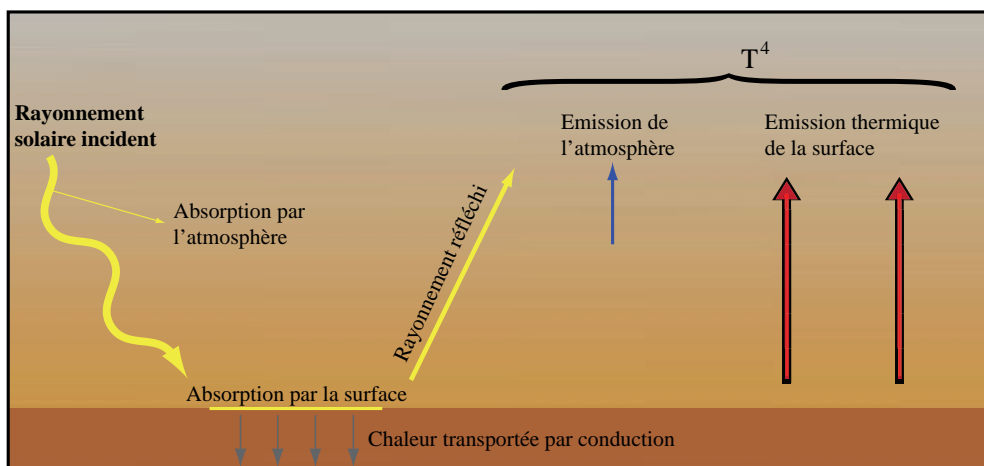


FIGURE 2.3. Représentation schématique des échanges d'énergies entre la subsurface et l'atmosphère martienne.

Dans le cas d'une planète sans atmosphère, la chaleur rayonnée vers l'espace d'une surface à une température T_S est équilibrée par la somme du rayonnement solaire incident et de la conduction en subsurface :

$$\epsilon\sigma T_S^4 = \frac{S}{R^2}(1 - A)\cos(i) + k\left.\frac{\partial T}{\partial z}\right|_{z=0} \quad (2.7)$$

où S représente le flux solaire et R le rayon orbital, le tout à une unité astronomique. L'albédo de surface est A et i est l'angle d'incidence du Soleil qui varie selon le cycle diurne et la saison.

Si la planète possède une atmosphère, il faut considérer le flux radiatif de celle-ci (F_{IR}) et la fraction énergétique des radiations utilisée pour la condensation et/ou l'évaporation saisonnière du CO_2 de l'atmosphère dans le cas de Mars ou de l'eau sur Terre (Fig. 2.3). Ce terme peut être calculé par l'équation suivante :

$$L\frac{\partial m}{\partial t} \quad (2.8)$$

où L est la chaleur latente de sublimation du CO_2 et m est la masse de glace de CO_2 condensée.

Du fait de la rotation des planètes, l'insolation d'une surface est périodique entraînant ainsi une périodicité du flux incident. Elle provoque une oscillation de la température qui diminue avec la profondeur, qui est elle-même dépendante de la période du cycle diurne. Cette profondeur caractéristique correspond à la limite de la peau thermique δ qui dépend de la conductivité thermique (k), de la densité (ρ), de la capacité calorifique du sol (C_p) et du cycle diurne P (Sabins 1997, Mellon et al. 2000). Si le matériel de surface est constitué de poussière, la peau thermique va être très fine car k va être très petit. Cela sous-entend que la chaleur descend à quelques millimètres de profondeur. Par contre, dans le cas d'une roche indurée, cette peau thermique peut atteindre quelques dizaines de centimètres de profondeur. Cette profondeur de peau thermique est décrite par l'équation suivante :

$$\delta^2 = \frac{k}{\rho C_p} \frac{P}{\pi} \quad (2.9)$$

Lorsque $z = \delta$, l'oscillation de l'amplitude de la température diminue d'un facteur exponentiel par rapport à la surface. Si on normalise par la suite, la profondeur avec celle de la peau thermique alors l'équation 2.7 devient :

$$\epsilon\sigma T_S^4 = \frac{S}{R^2}(1 - A)\cos(i) + F_{IR} + L\frac{\partial m}{\partial t} + \sqrt{\frac{k\rho\pi C_p}{P}}\left.\frac{\partial T}{\partial z'}\right|_{z=0} \quad (2.10)$$

$$\Leftrightarrow \epsilon\sigma T_S^4 = \frac{S}{R^2}(1 - A)\cos(i) + F_{IR} + L\frac{\partial m}{\partial t} + I\sqrt{\frac{\pi}{P}}\left.\frac{\partial T}{\partial z'}\right|_{z=0} \quad (2.11)$$

où l'inertie thermique I , exprimée en $\text{J.m}^{-1}.\text{K}^{-1}.\text{s}^{-0.5}$, vérifie :

$$I = \sqrt{k\rho C_p} \quad (2.12)$$

Les équations 2.11 et 2.12 montrent que l'inertie thermique est un des facteurs clés qui contrôle les variations périodiques de la température de surface. Il représente la capacité d'un matériau à stocker de la chaleur en profondeur durant le jour et de la restituer au cours de la nuit. L'inertie thermique dépend des propriétés intrinsèques du matériau de surface. Il est constitué soit de roches massives soit d'un milieu granulaire saturé ou non par des éléments volatils pouvant être condensés. Les variations d'inertie thermique ont un impact sur l'évolution temporelle des températures de surface (Fig. 2.4). En effet, durant un cycle diurne, les matériaux peu indurés tels que des cendres, du sable ou des poussières se refroidissent plus rapidement au cours de la nuit et possèdent donc une faible inertie thermique. Au contraire, les matériaux indurés comme des basaltes ont une forte inertie thermique et un refroidissement moins efficace au cours de la nuit. Ce type de roche apparaîtra plus chaud que des sables sur des images thermiques de nuit.

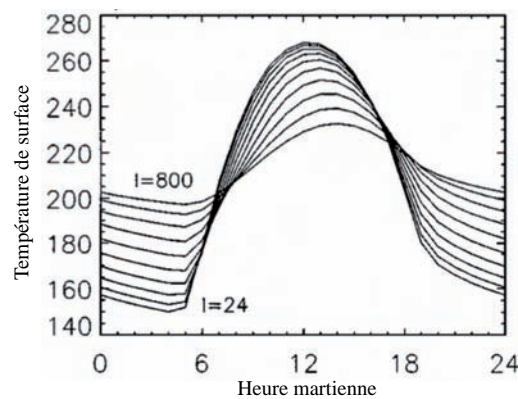


FIGURE 2.4. Graphique représentant l'influence de l'inertie thermique sur les variations de température de surface durant un cycle diurne sur Mars (d'après Mellon et al. (2000)). Les valeurs de l'inertie thermique utilisées sont 24, 35.43, 52.32, 77.24, 114, 168.4, 248.6, 367, 541.9 et 800 $J.m^{-1}.K^{-1}.s^{-0.5}$.

L'inertie thermique dépend de la densité, de la capacité calorifique et de la conductivité thermique d'un matériau. La densité peut être mesurée facilement en laboratoire, au contraire des deux autres. La pression et la température sont des paramètres contrôlés et à partir de cela, il est possible de déterminer la valeur de la capacité calorifique et de la conductivité thermique de l'échantillon. Ainsi, il est possible d'appréhender leurs influences sur l'inertie thermique. La conductivité thermique est une grandeur physique caractérisant le comportement des matériaux lors d'un transfert thermique. Elle représente la quantité de chaleur transférée par unité de surface et par unité de temps sous un gradient de température de 1 K par mètre ($W.m^{-1}.K^{-1}$). La plupart du temps, la capacité thermique varie d'un facteur 2 ou 3 avec la composition de l'échantillon. La densité entre un matériau peu induré et très induré peut varier entre 2 et 6. Dans le cas de la conductivité thermique, des études ont montré que celle-ci est capable de subir des variations de plusieurs ordres de magnitudes avec le changement de pression

des gaz interstitiels, de la taille des pores et de leur géométrie (e.g., Presley et Christensen 1997a;b, Presley et Craddock 2006, Piqueux et Christensen 2009a;b).

2.3.1.2 La conductivité thermique

L'étude de la conductivité thermique des surfaces planétaires se fait essentiellement en considérant un milieu poreux ou granulaire (comme du régolithe ou de la poussière). Dans ce cas, on peut supposer que l'ordre de grandeur de la taille des pores est équivalente à l'ordre de grandeur de la taille des grains et varie selon la taille, la forme et la granulométrie des grains. La porosité d'un matériau est la quantité de vide qu'il y a dans ce matériau par rapport à la quantité de solide. La porosité ne détermine pas la taille des pores.

Les premiers mètres de la surface de la Lune et de Mars étant composés de poussières et/ou de régolithe, de fortes variations de la conductivité thermique sont attendues. Des données sur la température de surface de la Lune existent depuis longtemps et à partir de celles-ci, des chercheurs ont essayé d'obtenir des informations sur la nature de cette surface. Ceci est possible en utilisant la théorie de la conduction de la chaleur dans un solide semi-infini. Il apparaît très vite des différences entre les valeurs de températures observées et celles calculées par un modèle basée sur cette théorie (Wesselink 1948, Jaeger 1953). D'où le questionnement sur les paramètres qui influencent la conductivité thermique des milieux poreux (ou granulaires). Du fait de l'absence d'atmosphère sur la Lune, il n'existe pas de gaz dans les pores. Ainsi, le transfert de chaleur dans ce milieu poreux se fait selon un transfert radiatif. Cela aboutit à une dépendance plus simple de la conductivité thermique avec la taille des pores et dans une moindre mesure, avec la température. Les premières études de la température de surface de Mars se sont très vite révélées très intéressantes et l'influence de la conductivité thermique a commencé à être prise en compte (e.g., Leovy 1966, Neugebauer et al. 1971, Kieffer et al. 1973).

C'est un puissant outil pour caractériser les propriétés des surfaces planétaires étudiées, complémentaire à la morphologie et à la minéralogie. En effet, l'étude de la taille des grains apporte des informations importantes sur les phénomènes d'érosion, de transport et de dépôt à la surface de la planète. La taille de ces grains peut également fournir des informations sur l'origine des dépôts. Cependant, la détermination de l'inertie thermique à partir de la température de surface nécessite de bien connaître les autres facteurs qui influencent la température, comme la pression, l'albédo, la conductivité thermique et l'énergie incidente.

Dans le cas de Mars, la pression atmosphérique varie de manière significative à cause de la topographie, des saisons (par l'accumulation du CO₂ aux pôles) et du cycle diurne. La gamme de pression à la surface varie entre 0,67 mbar (0.5 torr) au sommet d'Elysium Mons et peut atteindre 12 mbar (9 torr) dans le bassin d'Hellas. La pression moyenne est estimée à 6.1 mbar, soit 4.6 torr. La température de surface peut varier entre 148 et 315 K. L'atmosphère martienne a une

très faible pression et cette partie s'attache à faire une synthèse et à comprendre l'influence de cette faible pression sur la conductivité thermique, à l'aide de données de modélisation obtenues par la méthode des éléments finis (Piqueux et Christensen 2009a;b) et de résultats obtenus expérimentalement (e.g., Woodside et Messmer 1961, Fountain et West 1970, Presley et Christensen 1997a;b, Presley et Craddock 2006, Presley et Christensen 2010).

La conductivité thermique effective (k_{eff}) correspond à la conductivité d'un milieu équivalent à celui composé par les différentes phases. L'estimation de k_{eff} d'un sol dont la porosité est comblée par un gaz se fait en tenant compte du :

- transport de chaleur par conduction dans le gaz situé entre les grains (k_g , qui est égal à 0 lorsqu'il n'y a pas d'atmosphère),
- transport de chaleur par conduction dans les grains et entre les grains (à condition qu'il y ait contact entre eux (k_s),
- transport de chaleur par radiation dans les grains et à travers les pores (k_r).

Ces transports se réalisent en même temps et amènent à l'équation suivante :

$$k = k_{eff} = k_g + k_s + k_r \quad (2.13)$$

Lorsque les matériaux sont constitués de grains non indurés, la phase solide est discontinue. Dans ce cas, le flux de chaleur ne peut circuler librement entre les grains. En effet, la chaleur transportée par conduction doit traverser des pores constitués de gaz qui ont une surface de contact négligeable et empêche ainsi le transfert du flux de chaleur. Ceci permet d'expliquer pourquoi la conductivité d'un tel matériau sera toujours plus faible que celle du solide qui compose le grain.

Le modèle thermique appliqué à des cellules symétriques à grains identiques (Piqueux et Christensen 2009a) permet d'évaluer l'évolution thermique au sein d'un grain, entre deux grains et dans le gaz interstitiel. Les grains individuels sont isothermes du fait de leur forte conductivité thermique par rapport à celle du gaz. Au contact entre les grains, la chaleur ne se propage pas librement et induit donc un fort contraste thermique. Dans le gaz, le gradient thermique est fort à cause de sa faible conductivité thermique. Il est à noter que des variations dans la conductivité thermique du gaz affecte fortement la distribution du flux thermique. En effet si on augmente la conductivité thermique des grains, le flux de chaleur va diminuer dans le gaz. On constate donc que k_{eff} du sol :

1. augmente avec k_g ,
2. augmente lorsque la porosité diminue,
3. diminue lorsque la pression du gaz est proche de zéro (condition du vide).

La conductivité thermique du gaz d'un milieu granulaire est fonction du rapport entre le libre parcours moyen d'une molécule de gaz λ (dépendant de la pression) et la taille des pores L (Piqueux et Christensen 2009a). Ce rapport est appelé nombre de Knudsen. En écrivant le libre parcours moyen en fonction de la pression, on obtient :

$$Kn = \frac{\lambda}{L} = \frac{k_B T}{\sqrt{2} \pi \theta^2 L P} \quad (2.14)$$

où k_B est la constant de Boltzmann et θ le diamètre moléculaire de CO_2 . Si on exprime le nombre de Knudsen par son inverse (Kn^{-1}), celui-ci est directement proportionnel à la pression. Lorsque la pression est proche de 0, Kn^{-1} est très faible et k_{eff} tend vers 0. A pression intermédiaire, la conductivité du gaz (k_g) dépend fortement de la pression et peut être estimée comme suit :

$$k_{gaz} = \frac{k_0}{1 + e^{-\xi(Kn^{-1})}} \quad (2.15)$$

où ξKn^{-1} est une fonction de Kn^{-1} et k_0 correspond à la conductivité d'un gaz pour de fortes pressions (domaine classique) :

$$k_0 = \frac{nv\lambda C_v}{3Na} \quad (2.16)$$

où n , v , C_v et Na représentent respectivement, le nombre de molécules de gaz par volume, la vitesse moyenne des particules, la capacité calorifique du gaz et le nombre d'Avogadro. Cette équation montre que la conductivité du gaz ne dépend plus que de la pression.

Sur Terre, la pression varie autour de 101 kPa (soit 1013 mbar) et on peut appliquer l'équation 2.16. Dans ce cas, le libre parcours moyen d'une molécule de gaz est faible et le nombre de Knudsen est fort. Ceci implique qu'une particule de gaz rentrera très souvent en collision avec d'autres particules de gaz avant d'entrer en contact avec le grain (Fig. 2.5a). Si la pression augmente, la particule de gaz verra son nombre de collisions augmenter avant d'entrer en contact avec un grain. De ce fait, la conductivité thermique sur Terre ne dépend pas de la taille des grains mais de la pression et de la porosité du matériau.

Dans le cas de Mars, la pression est intermédiaire et l'équation qui s'applique alors est l'équation 2.15. Le libre parcours moyen d'une molécule de gaz sur Mars influence aussi fortement les échanges thermiques. Plus le libre parcours moyen du gaz augmente, plus il aura de chances d'entrer en collision avec les grains (Fig. 2.5b). Ainsi, sous les conditions de pressions actuelles, le libre parcours moyen d'une molécule de gaz est comparable à la taille des pores. De ce fait, la conductivité thermique dépend de la taille des pores, et comme on suppose que c'est un matériau poreux, alors elle dépend de la taille des grains. En conséquence, si l'on connaît l'inertie thermique, il est possible de remonter à une estimation de la taille des grains par le biais de la conductivité thermique.

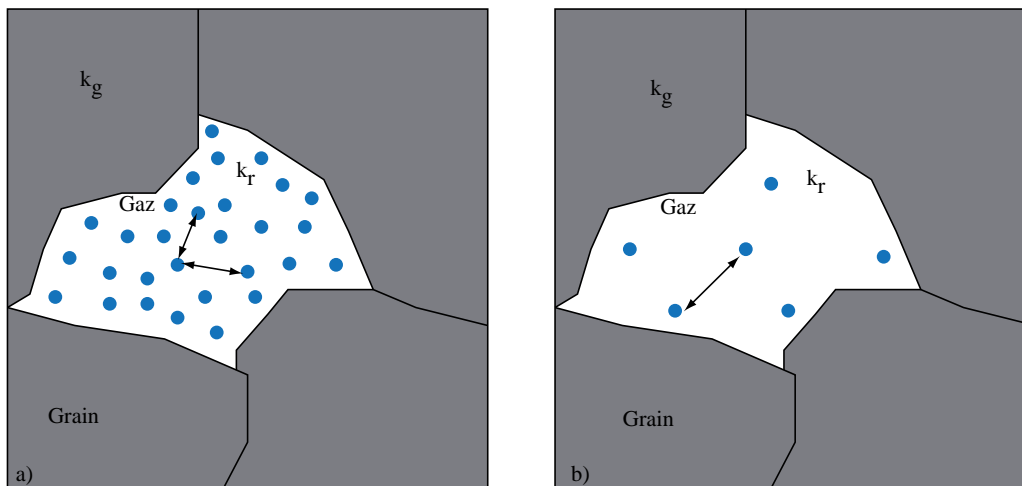


FIGURE 2.5. Schéma représentant un milieu granulaire pour une pression différente et le libre parcours moyen (λ) d'une molécule de gaz. a) Schéma d'une molécule de gaz dans une cavité sous une pression équivalente à celle sur Terre. Du fait de la haute pression, un nombre plus important de molécules de gaz est présent diminuant le libre parcours moyen. b) Schéma pour une pression équivalente à celle sur Mars. La faible pression correspond à une diminution du nombre de molécules de gaz dans la cavité. Le libre parcours moyen étant plus important, les collisions entre molécules de gaz sont moins importantes.

Les résultats des études expérimentales à différentes pressions atmosphériques de Presley et Christensen (1997b) montrent qu'il existe une relation linéaire entre le logarithme de la conductivité effective et le logarithme du diamètre des grains (Fig. 2.6). Il en résulte que la conductivité thermique k_{eff} vérifie :

$$k_{eff} = (CP^{0.6})d^{(-0.11\log P/K)} \quad (2.17)$$

où P est la pression (en torr) et d , le diamètre des grains (en μm). Les deux constantes C et K ont pour valeurs $C \approx 0.0015$ et $K \approx 8.1 \times 10^4$ torr. Cette équation est valable pour des grains bien triés. Cette relation montre que la conductivité thermique augmente lorsque que la pression et la taille des grains augmentent. Cependant, dans l'établissement de la relation 2.17, Presley et Christensen (1997b) ne tiennent pas compte d'une variation de densité entre les différentes tailles de grains. En effet, la conductivité thermique varie aussi selon la porosité du matériau or la densité est liée à cette porosité. Dans leur article, Presley et Christensen (1997b) ont choisi d'étudier différentes classes granulométriques ayant des densité différentes. Cette étude montre que pour chaque classe granulométrique la conductivité augmente avec la pression. Si on veut s'affranchir de l'effet de densité, il est possible de comparer des classes granulométriques de Presley et Christensen (1997b) ayant la même densité pour voir l'évolution de la conductivité thermique en fonction de la pression (Fig. 2.7). Cette figure nous montre que la conductivité augmente avec la taille des grains et avec la pression, à densité constante. L'étude de l'influence de la densité montre que pour des particules très fines ($< 25 \mu m$) sous la pression martienne, il existe une très faible dépendance de la conductivité thermique avec la densité

du matériel. Par contre, pour des particules ayant un diamètre compris entre 25 et 30 μm , si la porosité décroît, la conductivité augmente (Presley et Christensen 2010). Ces études expérimentales ont été les premières à démontrer que sur Mars, les conditions de pression et de température étaient adéquates pour avoir une corrélation entre la taille des grains et l'inertie thermique. Malgré tout, les raisons précises de cette dépendance ne sont pas clairement identifiées et la relation 2.17 ne permet pas de déterminer directement la taille des grains avec la conductivité, à cause de la relation de celle-ci avec la densité. Il reste que l'étude réalisée par Piqueux et Christensen (2009a) permet de mieux comprendre les échanges de chaleur entre les grains et les molécules de gaz en fonction de la pression et de la température.

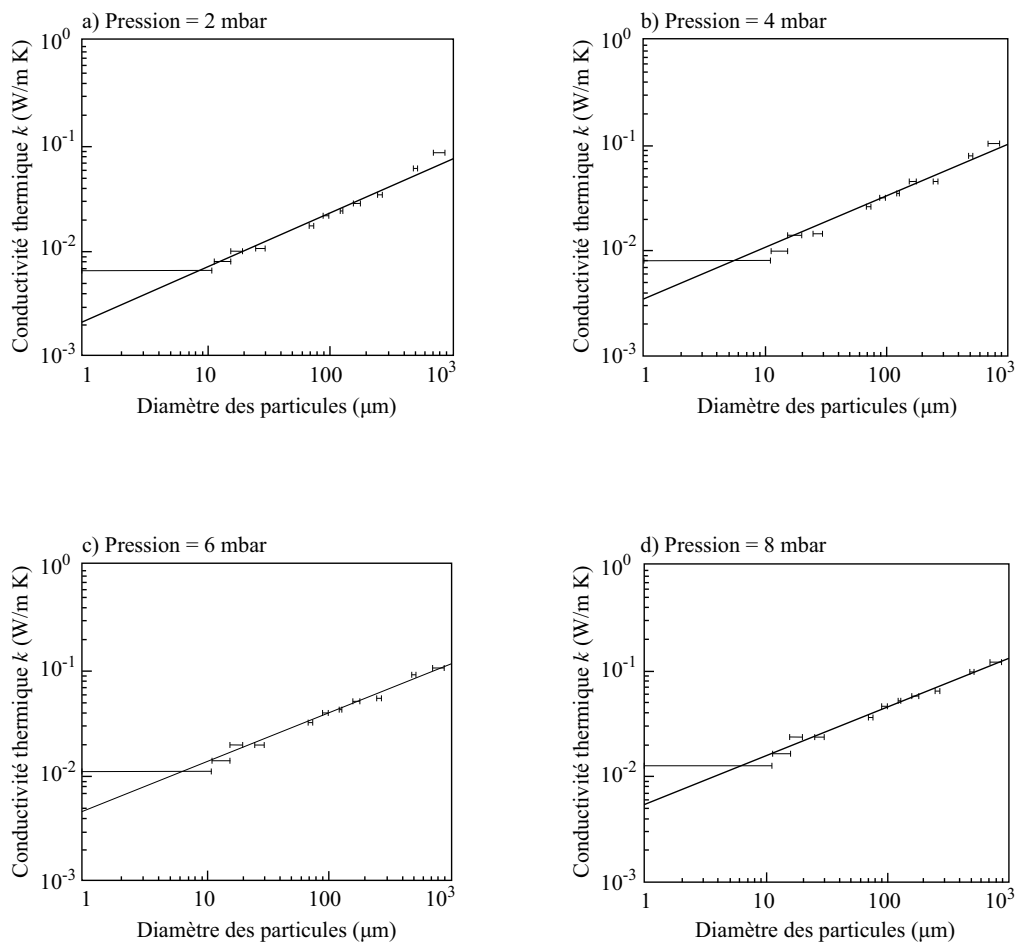


FIGURE 2.6. Graphiques représentant le comportement de la conductivité thermique en fonction de la taille des grains et de la pression atmosphérique martienne à partir des données de Presley et Christensen (1997b). Les valeurs de pression atmosphérique sont dans la gamme de celles observées sur Mars : a) $P = 2$ torr, b) $P = 4$ torr, c) $P = 6$ torr et d) $P = 8$ torr.

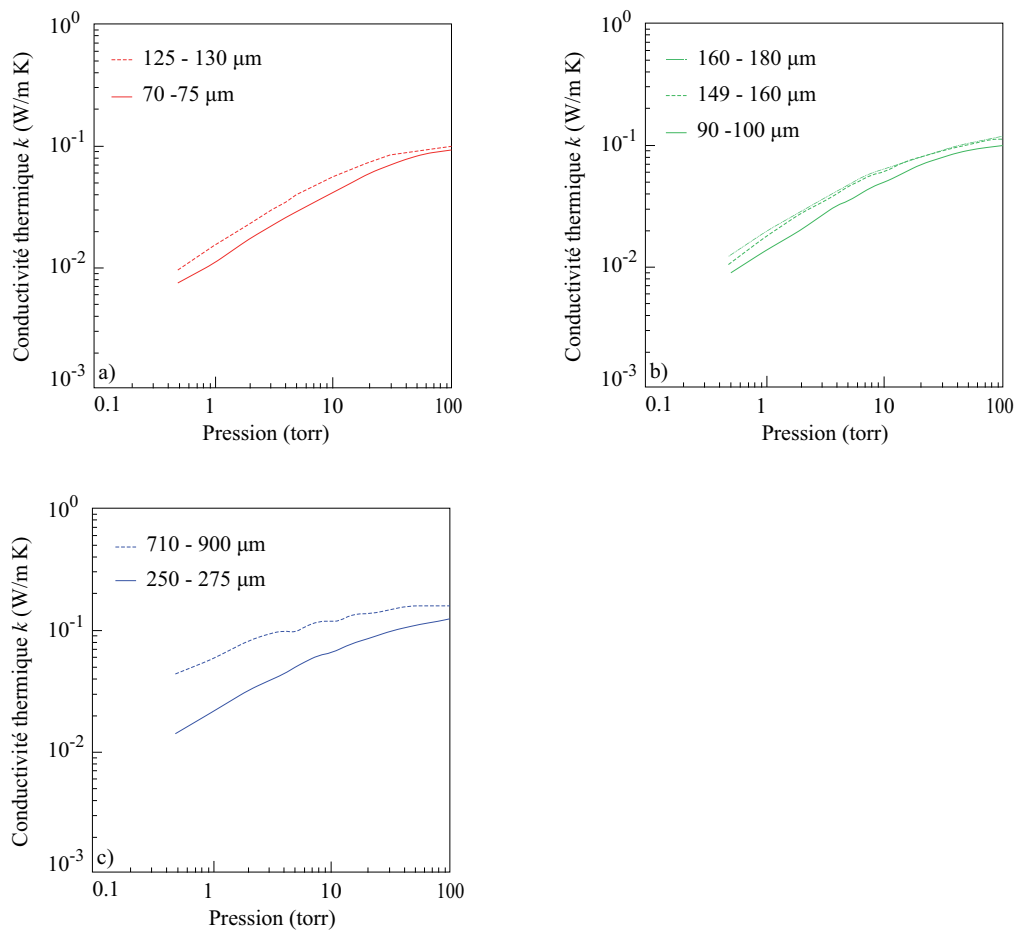


FIGURE 2.7. Graphiques représentant la conductivité thermique en fonction de la pression (d'après Presley et Christensen (1997b), modifiée), pour différentes classes granulométriques à densité constante. a) Graphique pour deux classes ayant une densité de 1500 kg.m^{-3} . b) Graphique pour trois classes ayant une densité de 1700 kg.m^{-3} . c) Graphique pour deux classes ayant une densité de 2000 kg.m^{-3} .

En résumé, sous les conditions martiennes et avec un matériau peu induré, sa conductivité thermique est fortement dépendante de la taille des grains et varie parallèlement avec la pression (Fig. 2.6). Ceci explique pourquoi sur Mars, on observe une telle gamme de valeurs d'inertie thermique. La porosité du matériau influence également la conductivité thermique car comme montré précédemment, une forte porosité entraîne une diminution de la conductivité thermique car la fraction de solide est peu importante. Des études sur des échantillons de grains hétérogènes avec des tailles différentes ou une porosité hétérogène montre également une relation entre la conductivité thermique de l'échantillon avec la taille des grains et la pression. Mais aucune relation théorique comme celle de l'équation 2.17 (e.g., Woodside et Messmer 1961, Presley et Craddock 2006) n'est totalement satisfaisante pour exprimer ces dépendances.

A la surface de Mars, plusieurs observations indépendantes laissent penser qu'une grande partie de la surface est recouverte par une couche indurée de poussière et/ou de sable. Par exemple, cette couche a une albédo intermédiaire (entre 0.16 et 0.26) et une inertie thermique également intermédiaire, entre 200 et 600 $\text{J.m}^{-1}.\text{K}^{-1}.\text{s}^{-0.5}$. Le modèle thermique utilisé par Piqueux et Christensen (2009b) pour des grains indurés montre que la conductivité de ce type de sol sera toujours plus élevée que celle d'un matériel peu induré. Par conséquent, la valeur de l'inertie thermique sera plus forte pour ce type de surface. En effet, la surface de contact entre les grains étant plus importante, la quantité de chaleur traversant ses grains augmente, entraînant ainsi un gradient thermique plus faible. Également, la présence de ce matériau entre les grains agit comme un meilleur conducteur thermique que le gaz interstitiel. De ce fait, les variations de pression du gaz interstitiel n'a que peu d'influence sur les valeurs de conductivité thermique effective du sol étudié. Il est donc difficile d'obtenir une relation directe entre la conductivité thermique d'un sol induré avec la taille des grains. L'inertie thermique de ce type de sol ne doit pas varier de manière significative en fonction de la température due au cycle diurne et aux variations saisonnières, et doit être plus ou moins indépendante des variations de pression, de la taille des grains et de la composition des gaz, au contraire des sols peu indurés.

2.3.2 *Variations liées aux autres propriétés de surface*

Le paragraphe précédent a permis de rendre compte de l'importance de la conductivité thermique du matériau pour expliquer les températures de surface et donc les variations d'inertie thermique. Cependant, il existe également d'autres phénomènes qui peuvent être à l'origine des variations des températures de surfaces. Ce sont l'albédo de surface, la pression de l'atmosphère à la surface et la pente des structures étudiées.

L'albédo (ou réflexion) est exprimée par le rapport de l'énergie réfléchie sur l'énergie incidente. L'albédo d'une surface sombre est plus faible que celle d'une surface claire car dans ce dernier cas, le rapport se rapproche de un. Les surfaces

à faible albédo ont une température de surface qui augmente tout au long de la journée. Ceci s'explique simplement par le fait que ce type de surface va réfléchir moins de rayonnement incident, provoquant ainsi une augmentation de la température. Par contre, l'albédo a peu d'influence sur l'évolution de la température au cours de la nuit (Fig. 2.8a).

Les variations de pression de surface ont peu d'influence sur la température de surface durant la journée. Cependant, son influence est plus importante la nuit car avec l'augmentation de pression, le refroidissement est moins efficace au cours de la nuit. (Fig. 2.8b).

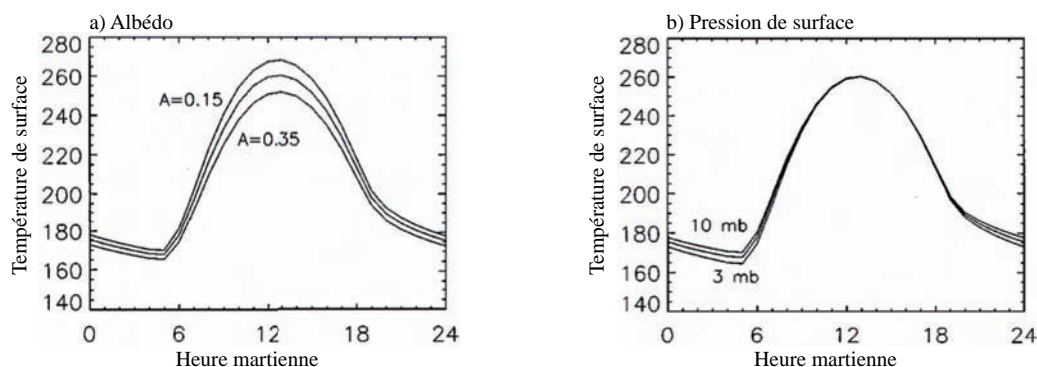


FIGURE 2.8. Graphiques représentant l'influence de deux autres facteurs de surface sur les variations de température durant un cycle diurne sur Mars (d'après Mellon et al. (2000)). a) Influence de l'albédo de surface sur la température de surface. Les valeurs d'albédo sont 0.15, 0.25 et 0.30. b) Influence de la pression de surface à des valeurs de 3, 6 et 10 mb.

La comparaison entre les effets de surface de la figure 2.8 avec ceux engendrés par les variations de l'inertie thermique (Fig. 2.4) confirme que l'influence de l'inertie thermique est bien plus forte que celles de l'albédo et de la pression. L'albédo provoque un décalage vers le haut de la température maximale. Plus l'albédo est faible, plus la température maximale est forte du fait de l'absorption des radiations. Au contraire, une surface à forte albédo diminue la température maximale atteinte durant la journée. La pression quant à elle, influe essentiellement sur le refroidissement au cours de la nuit alors que son influence est nulle, durant la journée. Plus la pression est forte, moins le refroidissement sera efficace la nuit.

Dans l'évaluation de la température de surface, il est nécessaire de tenir compte de la pente des structures. En effet, les surfaces présentant une pente reçoivent une quantité d'énergie incidente différente de celle reçue par une surface plane. Suivant l'orientation de la vallée, la quantité d'énergie reçue va être plus ou moins importante, au cours d'une journée. Si l'orientation se fait selon une direction nord-sud, l'ensoleillement va être moindre, diminuant ainsi la quantité d'énergie absorbée par les pentes de la vallée. Dans le cas d'une orientation est-ouest, du fait de l'importante accumulation de chaleur par l'ensoleillement, ces vallées peuvent présenter une inertie thermique plus importante. Au cours de la nuit, une différence de comportement va également exister entre une surface plane et une surface pentée. En effet, pour une même quantité d'énergie reçue

entre les deux surfaces, la surface plane va échanger cette chaleur avec l'atmosphère, sur toute son hémisphère. Dans le cas de la surface pentée, les échanges de chaleur vont se faire avec le fond de la pente, la surface pentée et sur une plus petite surface d'atmosphère. Comme les radiations provenant du sol composant le fond sont plus importantes que celles de l'atmosphère, la surface pentée présentera un refroidissement moins efficace la nuit et apparaîtra donc plus chaude sur les images thermiques. De ce fait, lors de l'évaluation de l'inertie thermique, il faut tenir compte des pentes présentes sur l'image (e.g., Baratoux et al. 2005, Kossacki et Markiewicz 2009). Une première estimation de cette influence a été réalisée par Ferguson et al. (2006) où ils montrent qu'en-dessous de 10° et pour tout les azimuts de vallées, ces pentes n'ont que peu d'effets sur les températures de surface et donc sur l'inertie thermique. Au dessus de cette valeur de 10° , il faudrait tenir compte des pentes car selon le degré de pente et d'azimut, des variations de l'inertie thermique entre 3 et 20 % ont été déduites par ces même auteurs.

Finalement, il existe des facteurs totalement externes aux propriétés physiques des roches pouvant être à l'origine des changements de température et que l'on ne peut pas négliger.

2.3.3 *Variations liées aux processus externes*

L'opacité de l'atmosphère est liée à la présence de poussière en suspension et peut avoir un impact sur la température de surface. Dans le cas d'une atmosphère ayant une faible opacité, la variation de température de surface au cours d'un cycle diurne est plus importante. Dans le cas d'une atmosphère riche en poussière, cette variation de température est moindre car la poussière empêche la surface de se réchauffer le jour et de se refroidir au cours de la nuit (Fig. 2.9). Durant le jour, la poussière bloque l'énergie solaire incidente dans l'atmosphère et en contrepartie augmente le rayonnement thermique de l'atmosphère vers la surface. Elle va également empêcher le rayonnement thermique du sol de s'échapper et augmenter la température de surface, imitant ainsi une augmentation de l'inertie thermique durant le jour et la nuit. Cependant, l'influence de l'inertie thermique est prépondérante comparée à celle de l'opacité.

La dernière condition externe dont il faut tenir compte lors des calculs pour l'inertie thermique est l'influence des vents catabatiques. Ces vents se forment dès la présence d'un fort gradient topographique sur les volcans martiens mais aussi sur des topographies moins importantes comme celles des cratères d'impact. Les images thermiques de TES présentent un anneau chaud à la base d'Olympus Mons et celui-ci résulte de la présence de vents catabatiques (Spiga et Forget 2009, Spiga et al. 2010). Ce phénomène se met en place très rapidement après le coucher de soleil, sur une largeur comprise entre 30 et 70 km et dure toute la nuit. Le réchauffement de la surface résulte de l'échauffement adiabatique de l'atmosphère par les vents catabatiques. Ce réchauffement est du à une augmentation du flux radiatif infrarouge émis par l'atmosphère, vers la surface. L'augmenta-

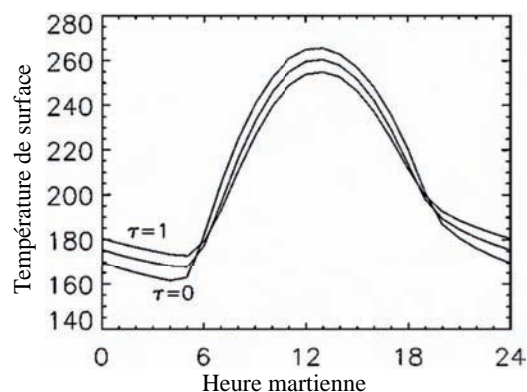


FIGURE 2.9. Graphique représentant l'influence de l'opacité sur les variations de température durant un cycle diurne sur Mars (d'après Mellon et al. (2000)). L'opacité de l'atmosphère (τ) est de 0, 0.5 et 1.

tion de température de l'atmosphère peut se faire sur une hauteur comprise entre 10 et 100 m. Les vents sont présents quelque soit la saison, tout au long de la nuit et pour une large variété de topographie. Toutefois, selon ces mêmes auteurs, les surfaces ayant une forte inertie thermique ne subissent pas d'augmentation de température de surface, comme dans la région de Valles Marineris. Dans le cas d'Olympus Mons, la surface à la base de l'édifice a une faible inertie thermique et montre alors une augmentation de température de 20 K par rapport à la surface avoisinante. Finalement, l'impact des vents catabatiques doit être prise en compte lors de l'évaluation de l'inertie thermique d'une surface. On remarque que sur Terre, l'atmosphère contrôle la température de surface alors que sur Mars, ce sont surtout les propriétés de surface. Ces études montrent que les vents catabatiques sont une exception à cette situation.

2.4 UTILISATION DES DONNÉES THERMIQUES

L'intérêt des données thermophysiques pour l'étude de la géologie planétaire est l'information sur la taille des grains de la surface observée, obtenue par les valeurs d'inertie thermique. Celle-ci permet de définir si un matériau est induré ou non et ainsi d'interpréter le contexte géologique de la région. Cette information permet de distinguer différents processus géologiques comme les processus éoliens, fluviaux, volcaniques ou des impacts météoritiques. Cependant, du fait de la diversité d'interprétation de la nature des roches en fonction de son inertie thermique, il est judicieux d'utiliser cette méthode en la comparant avec des données visibles.

Grâce aux différents capteurs thermiques utilisés durant les dernières explorations martiennes, plusieurs cartes globales d'inertie thermique ont été obtenues. Celles-ci tiennent compte de l'influence du CO_2 présent dans l'atmosphère et sous forme de glace au sol (e.g., Kieffer et al. 1977, Jakosky et al. 2000, Mellon et al. 2000, Christensen et al. 2001, Putzig et al. 2005, Putzig 2006, Ferguson et al. 2006).

La carte d'inertie thermique présentée dans la figure 2.10 a une résolution

de $\frac{1}{20}^\circ$ par pixel et les valeurs d'inertie thermique ont été calculées à partir des températures de brillance obtenues par l'instrument TES (Putzig et al. 2005, Putzig 2006). A cette résolution, 60% de la surface a été couverte par la sonde et les valeurs d'inertie thermique au-dessus de 80°N et 80°S ont été interpolées pour faciliter leur représentation graphique. Ces cartes d'inertie thermique sont utilisables sur l'essentiel de la surface. Mais dans certaines régions, à cause des lacunes géographiques dans la couverture ou lors de calibrations ou d'observations du limbe, les températures obtenues sont en-dehors de la gamme de celles acceptées. Par exemple, des zones de lacunes de couverture sur la région de Tharsis présentent des températures de nuit associées à des surfaces ayant une inertie thermique bien moindre que $24 \text{ J.m}^{-1}.\text{K}^{-1}.\text{s}^{-0.5}$. Au contraire, d'autres régions telles que le fond de Valles Marineris ou la bordure du bassin d'Hellas, présentent des petites superficies ayant une inertie thermique plus forte que les $800 \text{ J.m}^{-1}.\text{K}^{-1}.\text{s}^{-0.5}$ proposés par ces auteurs. Néanmoins, ces cartes donnent un très bon aperçu de la nature géologique des 60 % de la surface martienne ayant une couverture TES et permet ainsi d'estimer le type de matériau et les processus géologiques à l'origine de son dépôt. De manière locale, ces données thermiques sont utilisées pour réaliser des cartographies qualitatives en fonction des propriétés thermiques des surface observées et permettent ainsi de délimiter des unités thermophysiques (Pelkey et al. 2001, Pelkey et Jakosky 2002, Pelkey et al. 2003, Milam et al. 2003, Pelkey et al. 2004).

Malgré les ambiguïtés associées à l'interprétation des données thermiques, certains auteurs ont tenté d'en déduire des cartes globales d'abondances de roches (Christensen 1986, Nowicki et Christensen 2007). L'abondance de roches est déterminée par le pourcentage de la surface observée, à l'échelle du sub-pixel, recouvert par du matériel avec une inertie thermique estimée à celle de la roche. La roche est définie comme ayant une inertie thermique supérieure à $1250 \text{ J.m}^{-1}.\text{K}^{-1}.\text{s}^{-0.5}$. Cette valeur représente des matériaux consolidés ayant un diamètre de 15 cm. Ce sont des affleurements rocheux, des sédiments indurés, des rochers ou bien une combinaison des trois. La figure 2.11 représente ainsi la carte d'abondance de roches obtenues également par les données de nuit de la sonde TES. Cette carte, d'une résolution de 8 degrés/pixel, a une couverture totale de 45 % entre les latitudes 60°N et 60°S . Moins d'1 % de la surface cartographiée à une abondance de roches estimée à plus de 50 % et environ 7 % de la surface a une abondance de roches de plus de 30 %. Il faut cependant remarquer que certaines régions ayant des températures de nuit très faibles ou avec une couche de poussière importante comme Olympus Mons n'ont pas été étudiées.

Les données thermiques permettent également d'aider à la caractérisation des futurs sites d'atterrissage de rover. L'un des points essentiel dans le choix d'un site est la distribution de roches sur une surface donnée. Des études ont été réalisées dans le cadre du choix du site de Pathfinder par Golombek et al. (1997) et les méthodes développées ont été réutilisées pour le choix du site des rovers Spirit et Opportunity (Golombek et al. 2003a;b). Ces méthodes consistent entre autre à

déterminer la distribution diamètre-fréquence des roches de la surface étudiée. La prédiction de cette distribution permet de comprendre les processus géologiques à l'origine d'une telle distribution. Les roches sont également des cibles intéressantes pour l'étude de la minéralogie de la surface étudiée. Cependant, ces roches constituent un risque lors de l'atterrissage car elles peuvent augmenter l'abrasion des airbags des rovers et aussi constituer un obstacle lors de leur circulation. Un site est considéré comme intéressant lorsque que l'abondance de roches présente est moyenne ou faible. Une limite maximum a été estimée à 20 % d'abondance de roches. Concrètement, sur le site choisi, la surface de roches dépassant 0.5 m de haut ne doit pas dépasser 1 % de la surface totale du site d'atterrissage. Les rovers peuvent rouler sur une surface ayant une couverture rocheuse de 20 % mais voient leur vitesse se réduire dès que cette couverture dépasse les 15 %.

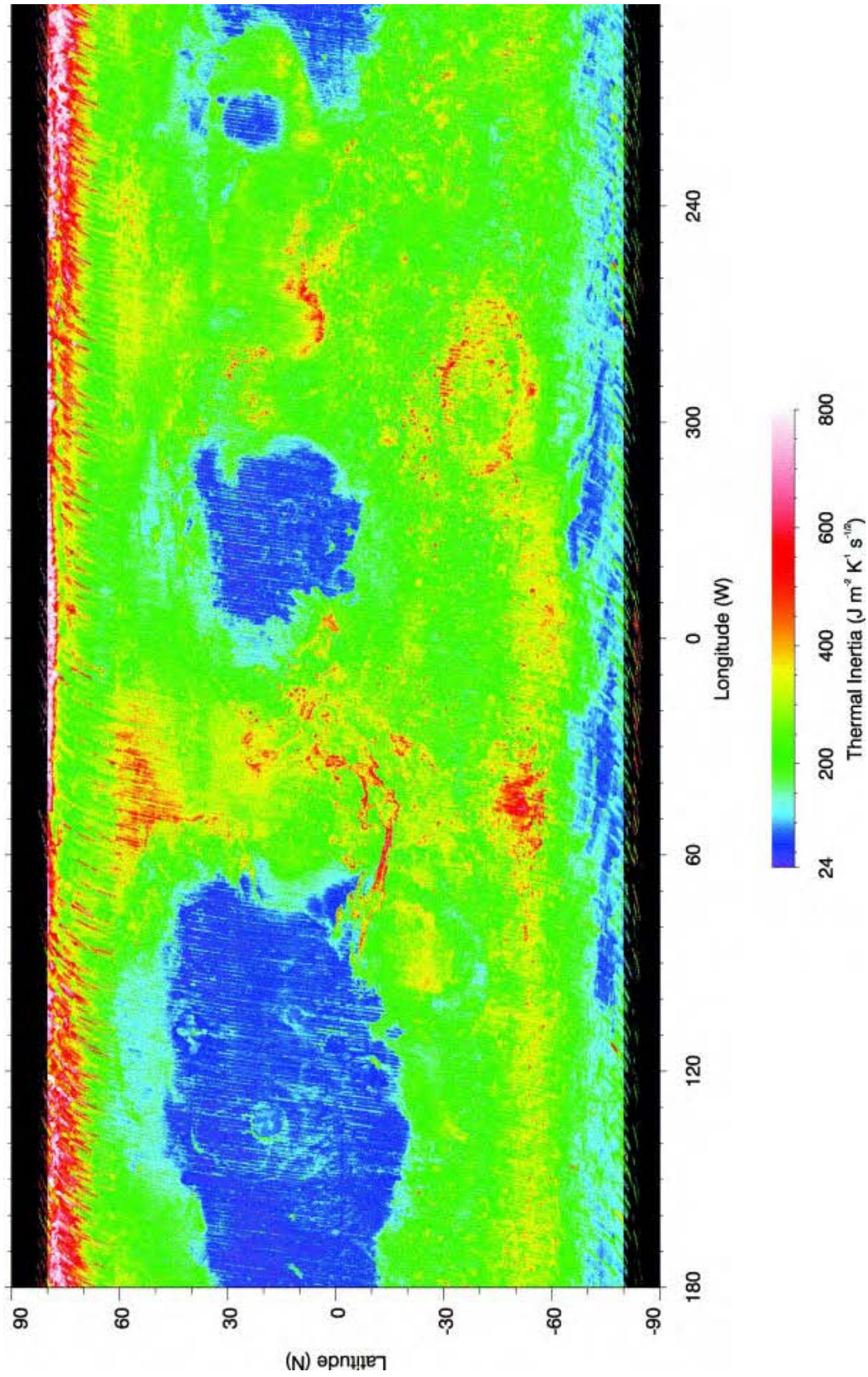


FIGURE 2.10. Carte d'inertie thermique de la surface de Mars par Putzig et al. (2005). La résolution de cette carte est de $\frac{1}{20}^\circ$ par pixel des données de nuit obtenues par TES. Les valeurs d'inertie sont comprises entre 24 et $800 \text{ J.m}^{-2}.\text{K}^{-1}.\text{s}^{-0.5}$.



FIGURE 2.11. Carte de l'abondance de roche de la surface de Mars par Nowicki et Christensen (2007). La résolution de cette carte est de 8 degré/pixel des données de nuit obtenues par TES. Les valeurs d'abondances sont exprimées en pourcentage et sont comprises entre 0 et 50%.

2.5 PRÉSENTATION DE LA MISSION ET DU CAPTEUR THEMIS

La mission Mars Odyssey a été lancée le 7 avril 2001 du Centre Spatial Kennedy en Floride. Elle a atteint Mars, 200 jours après son décollage soit le 24 Octobre 2001. La mission scientifique a débuté courant 2002 jusqu'en 2004 et depuis elle est en extension de mission. L'orbite de la sonde est quasi-polaire et est synchrone avec le soleil.

Cette sonde a à son bord trois instruments qui sont le *Gamma Ray Spectrometer* (ou GRS), le *Thermal Emission Imaging System* (ou THEMIS) et le *Mars Radiation Environment Experiment* (ou MARIE). Le GRS permet d'analyser la composition chimique de la surface martienne, plus précisément, de déterminer l'abondance et la distribution de certains éléments de la surface comme l'hydrogène et donc de détecter la présence d'eau à de faibles profondeurs. MARIE mesure les radiations à la surface de Mars et celles de l'espace. Les objectifs de THEMIS, à bord de la sonde, sont d'étudier la minéralogie de différents dépôts et de détecter des traces d'altération dans des environnements hydrothermaux ou ayant été marqués par la présence d'eau stagnante.

THEMIS est un capteur multi-spectral, de mode pushbroom, dans le domaine visible (Vis)/proche infrarouge (p-I) et aussi dans l'infrarouge (I). Les images dans le domaine visible de THEMIS sont acquises dans un plan focal de 1024x1024 pixels avec une différenciation spectrale de 5 bandes d'une largeur d'environ 1 μm (Table 2.2). La résolution spatiale est de 18 m/pixel et une largeur d'image aux alentours de 20 km.

Bandes (μm)	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
Vis/p-I	0.42	0.54	0.65	0.74	0.86					
Infrarouge	6.78	6.78	7.93	8.56	9.35	10.21	11.04	11.79	12.57	14.88

TABLE 2.2. Table récapitulative des bandes spectrales de THEMIS

Dans le domaine de l'infrarouge, THEMIS utilise un microbolomètre avec 320 pixels ayant une acquisition perpendiculaire au capteur ("cross-tracking") et 240 pixels situés dans l'alignement de celui-ci ("down-track") et le champ de vue instantané est de 100 m/pixel avec une largeur d'image de 32 km, environ. Lors de l'acquisition d'une image, Mars est en rotation quasiment dans la direction du "cross-tracking" car la sonde est en orbite quasi-polaire. Ceci explique le décalage des images en est-ouest et ce décalage s'inverse selon que l'on est en orbite descendante pour les images de jour ou en orbite ascendante pour les acquisitions de nuit. La différenciation spectrale dans l'infrarouge se réalise par l'intermédiaire de 10 bandes allant de 7 μm à 15 μm (Table 2.2). Les bandes 1 et 2 sont doublées pour augmenter le rapport signal/bruit de cette région spectrale, utilisées pour la détection de bandes d'absorption caractéristiques de minéraux

et la bande 10 est une bande atmosphérique qui correspond à la principale bande d'absorption du CO₂.

L'orbite de Mars Odyssey est intéressante car elle permet d'avoir des températures de nuit (quelques heures avant l'aube) aux moyennes latitudes et près de l'équateur. A ces latitudes et à cette heure-ci, l'éclairement, l'albédo et les effets de pentes n'agissent presque plus sur la thermique, ne reste plus alors qu'à déterminer l'influence des propriétés physiques intrinsèques du terrain observé. Pour étudier le comportement thermique de la surface de Mars, l'utilisation de la bande 9 de THEMIS s'avère la plus judicieuse. Cette bande a le plus grand rapport signal/bruit et est relativement transparente à la poussière atmosphérique. La température obtenue est la température de brillance et donne ainsi la meilleure approximation de la température de surface. De plus, THEMIS fournit des informations minéralogiques permettant d'identifier les minéraux de surface (e.g., Bandfield et al. 2004b;a, Christensen et al. 2000; 2003; 2004).

2.6 CONCLUSION

THEMIS a permis d'acquérir des images thermiques de la surface martienne avec une résolution bien meilleure que celles des précédentes missions. Ainsi les données thermiques offrent la possibilité d'une étude à plus petite échelle de phénomènes de variations de température de surface. Elle est obtenue en considérant le bilan d'énergie entre la surface et l'atmosphère. Cependant, plusieurs facteurs peuvent être à l'origine des variations de température d'une surface observée, en présence ou non d'une atmosphère. Le premier type de facteur est lié aux propriétés physiques du matériau de surface et le second est lié à des phénomènes externes.

Les facteurs qui influenceront la température sont la conductivité thermique, la densité et la capacité calorifique du matériau de surface. L'inertie thermique, qui est fonction de la densité, de la conductivité thermique et de la capacité thermique est une propriété de surface que l'on mesure. Par contre, les trois facteurs précédents peuvent varier avec la profondeur. Toutefois, l'inertie thermique est de loin le facteur ayant l'impact le plus important sur la température. L'inertie thermique de la surface permet de remonter à la nature de la roche avec une relative confiance. En effet, on sait que l'inertie thermique d'une roche dépend de sa conductivité thermique qui sur Mars ne dépend essentiellement que de la taille des grains. Dans le cas d'une inertie thermique faible, correspondant à une faible conductivité thermique, est associée à une roche friable telle que du sable ou de la poussière. Une forte inertie thermique, donc une conductivité thermique forte, peut être associée à une roche indurée tel que du basalte ou des sédiments indurés.

Les variations d'albédo provoquent une augmentation de la température maximale atteinte par la surface au cours de la journée. La pression influe seulement sur l'efficacité du refroidissement au cours de la nuit. L'orientation de pente

quant à elle doit être prise en compte. En effet, des changements dans le degré de la pente et de son azimut peuvent entraîner une variation de l'inertie thermique de 3 à 20 %. Pour finir, le dépôt, le retrait ou l'absence d'une couche de poussière peut entraîner des fortes variations de l'inertie thermique.

On peut ainsi obtenir une carte globale de l'inertie thermique et à partir de là, une carte d'abondance des roches. Ces données sont très utiles pour déterminer les possibles sites d'atterrissages où l'abondance des roches ne doit pas dépasser les 20 % pour permettre l'atterrissage et l'utilisation d'un rover. Il est tout à fait possible de réaliser des cartes géologiques à partir de ces mêmes données en fonction des propriétés thermophysiques des différentes unités. Cependant, une étude comparative avec des données visibles est nécessaire car une valeur d'inertie thermique peut recouvrir une gamme importante de nature de roche, introduisant alors un biais dans l'interprétation de l'origine de cette roche.

Les autres facteurs externes pouvant avoir une influence sur les variations de température sont l'opacité de l'atmosphère et les vents catabatiques. Une augmentation de l'opacité a tendance à augmenter la température de surface du fait du réchauffement de l'atmosphère due à la présence de poussière. Cet effet reste toujours peu important au regard de l'effet de l'inertie thermique mais ne doit pas être négligé surtout pendant et peu après les grandes tempêtes de poussière, si fréquentes sur Mars. Les vents catabatiques ont une influence encore peu connue mais qui permettrait d'expliquer une différence de température de surface de 20K entre une région subissant l'effet de ce vent et une région sans vent. Même si ce phénomène s'observe dès la présence d'une pente, son extension spatiale est limitée. Par contre cela permet de mettre en avant l'influence de l'atmosphère/météorologie sur l'évaluation de la température de surface. En effet, actuellement ces valeurs de températures dépendent essentiellement des propriétés de surface sans aucune considération de l'effet induit par la météorologie. La présence de ces vents catabatiques entraîne des variations importantes de la température de surface sans qu'il n'y ait aucun changement des propriétés de la surface. Ceci sous-entend que la circulation atmosphérique à une échelle locale influence les variations de températures et dans cette idée, une circulation en subsurface pourrait avoir également un impact sur la température de surface.

L'INFLUENCE DES FACTEURS
EXTERNES SUR LES ANOMALIES
THERMIQUES DE CERBERUS FOSSAE

3

3.1 INTRODUCTION

La sonde Mars Odyssey a permis la cartographie précise, dans l'infrarouge, de la plus grande partie de la surface martienne grâce au capteur THEMIS. La détection de source de chaleur endogène ne peut se faire que durant la nuit. En effet, durant la journée, l'effet prépondérant de l'ensoleillement surpasse les sources endogènes. La nuit, les variations thermiques sont encore essentiellement liées aux propriétés physiques intrinsèques des roches, à la topographie et à l'albédo. Les variations de lithologie peuvent entraîner des différences de température de l'ordre de 40 K. Également la géométrie des structures étudiées peut entraîner une forte variation sur les températures. Par la suite, nous appelons anomalie thermique une variation de température de surface qui a pour origine d'autres facteurs que ceux cités précédemment.

Pour démontrer l'origine endogène d'une anomalie thermique, il est nécessaire de prouver que les facteurs cités plus haut, ou qu'une combinaison de ceux-ci ne suffisent pas à expliquer les observations. Il faut alors chercher une autre origine associée plutôt à une source de chaleur interne. La question est de savoir par quelle processus la chaleur est transportée vers la surface. Ce doit être un processus vigoureux pour expliquer les différences de température et pour maintenir cette différence au cours de la nuit et du temps. L'hypothèse que l'on avance ici est d'utiliser le processus de convection d'air dans un sol très perméable (sol propice à la mise en place de ce phénomène (Antoine et al. 2009)).

Ainsi, nous avons recherché l'existence de telles anomalies à la surface de Mars et une première étude a été faite sur une variation de température particulière d'une fracture. Celle-ci fait partie d'un réseau de fractures, nommé Cerberus Fossae, qui se situe à l'intersection avec une région volcanique. Cerberus Fossae est une région volcanique (donc très perméable) jeune avec des terrains datés à 2 Ma, pour les plus récents. De ce fait, le but de l'étude est de détecter un effet thermique lié à la circulation d'air dans les flancs d'une des fractures de Cerberus Fossae tout en démontrant que les facteurs externes tels que l'albédo ou la topographie ne peuvent pas expliquer cette anomalie thermique. Cette étude faite avec Raphaël Antoine a donné lieu à un article commun (Antoine et al. 2011). Dans ce chapitre, je présente les études que j'ai réalisées sur l'influence des facteurs tels que la lithologie et la topographie sur l'anomalie thermique et le modèle de convection, réalisé par Raphaël Antoine, sera présenté brièvement dans la conclusion. Dans un premier temps, j'étudie les lithologies observées en utilisant les différentes données visibles de la région. Puis, une étude thermique a été faite par l'utilisation d'images thermiques de THEMIS. Pour finir, une carte géomorphologique de la fracture a été réalisée avec un système d'information géographique permettant ainsi une comparaison précise entre la lithologie, la topographie et les données thermiques.

3.2 CONTEXTE GÉOLOGIQUE DE LA PROVINCE D'ELYSIUM

3.2.1 Les structures géologiques de la région

Les premières études de la province de Central Elysium Planitia (CEP) datent de l'ère Viking. Elles ont permis la découverte de nombreux indices d'écoulements d'eau, de laves et d'événements tectoniques majeurs. Ces différents processus sont fortement corrélés entre eux. Ces plaines s'étendent au sud d'Elysium Mons, plus précisément entre 2 °S et 12 °N et entre 150 ° et 180 °E. Elles sont bordées au sud par la formation de Medusae Fossae et au nord par des affleurements résiduels de terrain des "highlands". Au nord-ouest, se trouve Elysium Mons et au nord-est, se trouve une plaine étendue, nommée Amazonis Planitia (Burr et al. (2002b), Fig. 3.1).

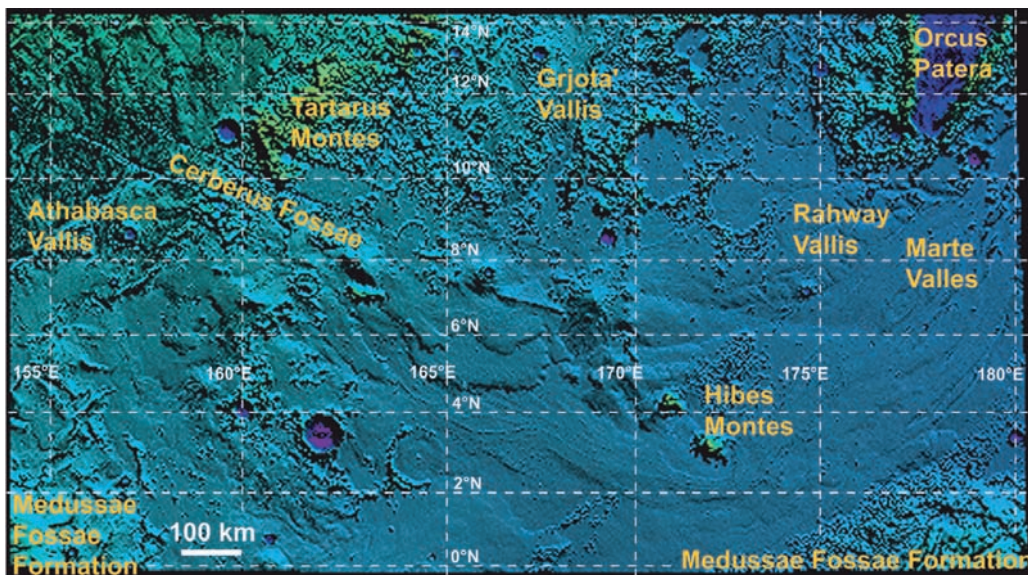


FIGURE 3.1. Relief ombré (données MOLA) de CEP avec toute les formations découvertes. Ces régions présentent les surfaces volcaniques les plus jeunes de Mars (Vaucher 2007).

Les plaines de CEP présentent des surfaces volcaniques datées entre 2.61 Ma et 1.98 Ma pour les plus jeunes et pouvant atteindre les 200 Ma (e.g., Plescia 1990, Tanaka 1986, Vaucher 2007, Vaucher et al. 2009). L'épanchement de lave fluide sur une surface de près d'un million de kilomètres carrés et avec une pente régionale inférieure à 10°, donne à la région une apparence plate et peu rugueuse (Plescia 2003, Burr et al. 2002a;b, Berman et Hartmann 2002). La région possède des volcans boucliers de 100 km de diamètre et de 100 m de haut (au nombre de 22, Vaucher (2007), Vaucher et al. (2009)) et des fissures éruptives de plusieurs centaines de kilomètres de long (Fig. 3.2), qui semblent être contemporaines de l'épanchement des laves.

En plus des terrains volcaniques, les efforts de cartographies prouvent que les plaines de Cerberus ont également connu des épisodes de débâcle fluviale. Il existe trois chenaux majeurs qui sont : Athabasca Vallis (9 °N, 156 °E), Marte

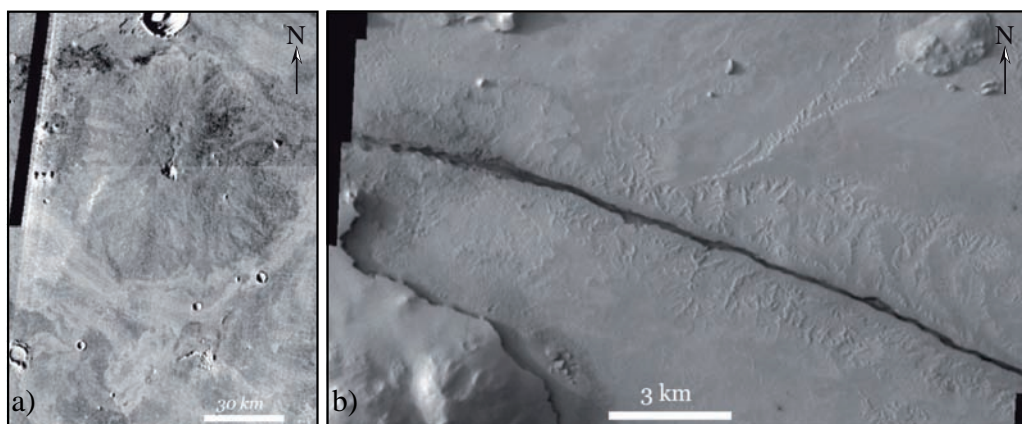


FIGURE 3.2. a) Extrait de la mosaïque THEMIS infrarouge de jour d'une structure apparentée à un volcan bouclier (0°N , 160°E). b) Extrait d'une image visible de THEMIS (V13637006) d'une des fractures de Cerberus Fossae représentant une fissure éruptive (9°N , 160°E).

Vallis (15.5°N , 180°E) et Grojta' Vallis (9°N , 164.5°E). Ces trois chenaux présentent des linéations longitudinales, parfois des dunes transverses et des îles de forme allongées (Fig. 3.3) typiques d'une érosion par de l'eau (Burr et al. 2002a;b, Berman et Hartmann 2002, Plescia 2003). Plus précisément, ces structures sont typiques des chenaux de débâcle car ils ont une source bien définie, une sinuosité faible et des chenaux parfaitement découpés, présentant une forte érosion autour des obstacles (e.g., Carr 1979, Plescia 2003).

Ce qui caractérise le mieux les plaines de Cerberus, est la présence d'un réseau de fractures sub-parallèles dénommé les "Cerberus Fossae" (Fig. 3.4). Le réseau débute à 700 km d'Elysium Mons et s'oriente dans une direction nord-ouest, sud-est. Les fractures s'étendent à peu près entre 6.2° et 12°N et entre 150° et 170°E , et ont une longueur de 1200 km avec une orientation $\text{N}80^{\circ}\text{W}$ dans le sud-est et $\text{N}70^{\circ}\text{W}$ dans le nord-ouest (Plescia 2003). Elles sont perpendiculaires aux rides de compression, concentriques autour d'Elysium Mons (Lanagan 2004). Ces fractures semblent être à l'origine des chenaux de débâcle et des coulées de lave de la région (Berman et Hartmann 2002, Burr et al. 2002b, Plescia 2003, Head et al. 2003). La cause de la formation de ces fractures reste encore une énigme. Hall et al. (1986) et Head et al. (2003) proposent qu'elles se soient formées par l'extension résultant de la charge d'Elysium Mons et/ou développées à la faveur de dykes, qui se sont propagés en bordure du dôme. Dans ce cas, l'arrivée en surface des dykes conduit au développement des coulées de lave observées. Les relâchements d'eau par fonte de la cryosphère sont attribués au développement de systèmes hydrothermaux dans les fractures dues au réchauffement induit par la remontée du magma. Une dernière hypothèse a également été proposée par Plescia (1990; 1993). Elle suppose que ces fractures sont des fissures éruptives induites par la décharge d'une chambre magmatique souterraine. La cartographie réalisée par Vaucher et al. (2009) montre que Cerberus Fossae recoupe toute les formations, même les coulées de lave les plus récentes et les escarpements frais.

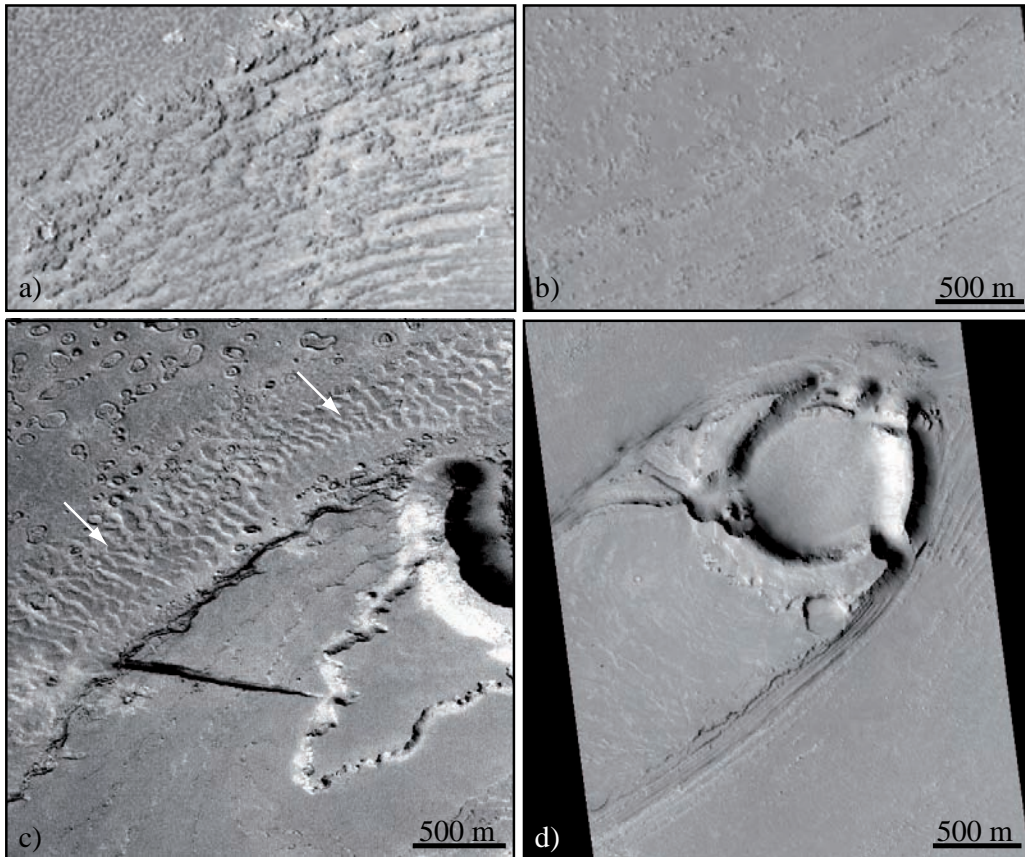


FIGURE 3.3. a) Extrait d'une image MOC (E02-02487) avec des linéations longitudinales, centrée près de 15.5°N , 174.2°E . b) Autre extrait d'une image MOC (M07-00614) représentant d'autres linéations longitudinales dans Athabasca Valles. c) Extrait d'une image MOC (E10-01384) centrée près de 9.6°N , 156.2°E , où des dunes transverses (repérables par les flèches blanches) sont localisées en bordure d'une mesa. d) Extrait d'une image MOC (M07-00614) représentant des îlots ayant une forme allongée en aval, également dans Athabasca Valles. Ces figures d'érosion sont associées à un chenal de débâcle, d'origine volcanique (e.g., Carr 1979, Plescia 2003).

Ceci suggère comme hypothèse que ce dernier événement tectonique est le plus récent par rapport aux épanchements de lave (Berman et Hartmann 2002, Plescia 2003). Cependant, l'albédo très faible autour de pits associés aux fractures suggèrent qu'il y a une activité volcanique contemporaine à l'ouverture des fractures de Cerberus (Roberts et al. 2007).

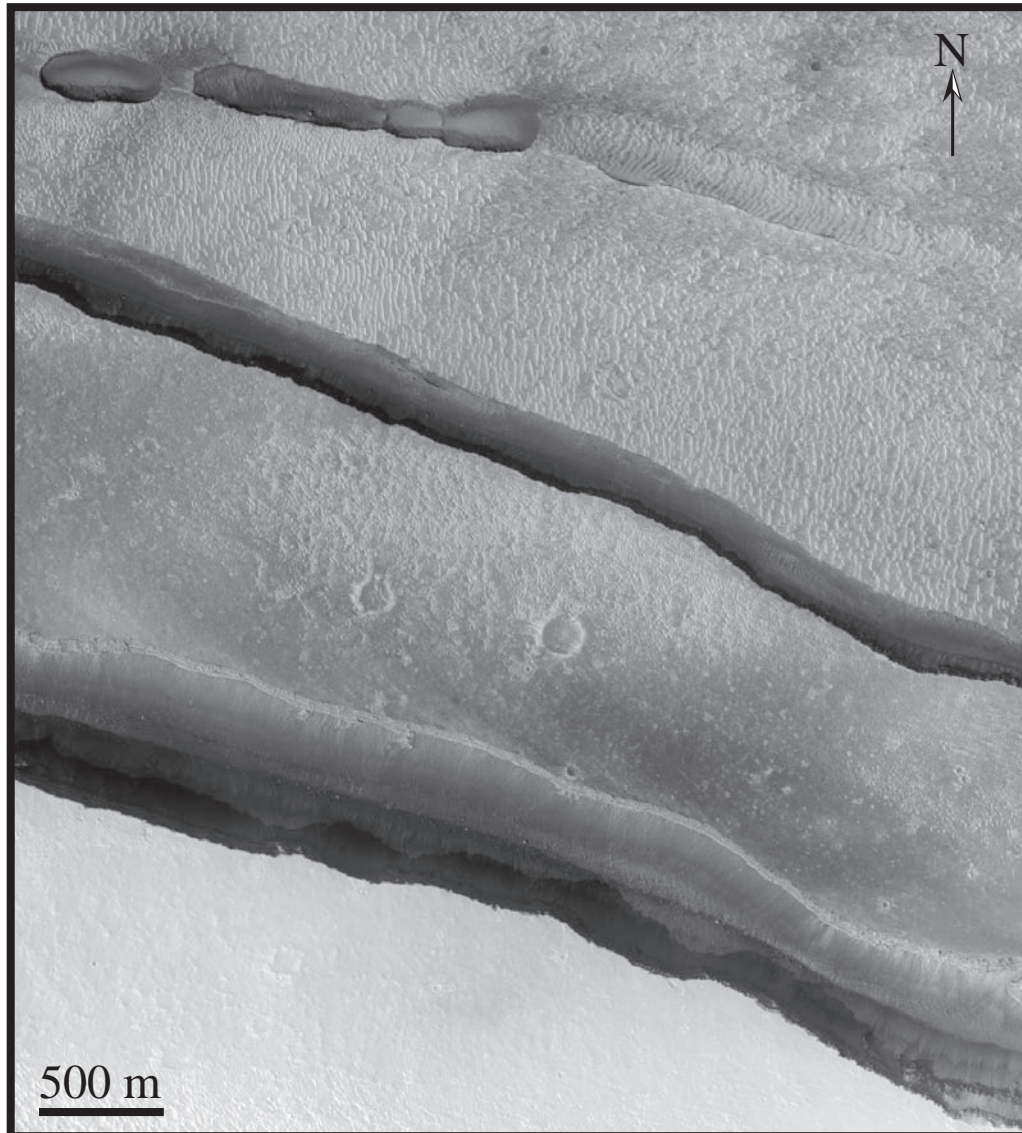


FIGURE 3.4. Image HiRISE haute résolution projetée (50 cm/pixel) de multiples fractures de Cerberus Fossae. Image *_14383_1910 (10.7 °N, 158.9 °E).

3.3 OBSERVATIONS THERMIQUES DE CERBERUS FOSSAE

3.3.1 *Le champ thermique de surface de la région de Cerberus et des Cerberus Fossae*

L'étude thermique de Cerberus Fossae, par imagerie infrarouge THEMIS s'est faite à travers deux fractures qui s'étendent de 10.0 °N, 160.80 °E à 9.4 °N, 161.40 °E. Ces fractures ont la particularité d'avoir des bordures chaudes et un fond alternant des zones chaudes et froides ; particularité qui a attiré notre attention.

Pour faciliter l'étude thermique, j'ai réalisé un système d'information géographique (SIG) avec pour image de fond une mosaïque d'images THEMIS-Vis et auxquelles se superposent une mosaïque des images infrarouges de nuit. Les images en température de brillance ont été obtenues à partir des valeurs en radiance de la bande 9 du capteur (bande ayant le plus fort rapport signal/bruit et la plus transparente à l'atmosphère (Mellon et al. 2000)). L'échelle de couleur représente la gamme de température de brillance entre 175 et 215 K.

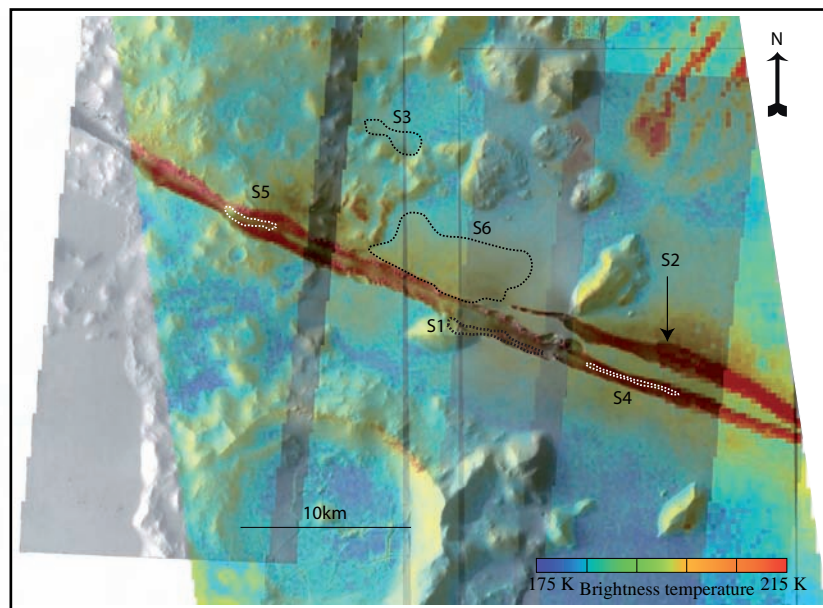


FIGURE 3.5. SIG ayant pour base une mosaïque visible de THEMIS. Dessus est superposée une mosaïque d'image thermique de nuit avec l'information en température de brillance. Des zones d'études ont été définies entre S1 et S6.

La figure 3.5 montre la température moyenne dans deux grandes régions. La première est une plaine entourant Cerberus Fossae qui a une température aux alentours de 175 K, et avec une inertie thermique inférieure à $100 \text{ J.m}^{-2}.\text{K}^{-1}.\text{s}^{1/2}$. Cette valeur d'inertie thermique montre que la plaine est recouverte de poussière (e.g., Christensen et al. 2001, Putzig et al. 2005, Nowicki et Christensen 2007). La deuxième région de température plus ou moins homogène, aux alentours de 190 K, correspond à des buttes résiduelles d'anciens plateaux

(terrain HNu dans Vaucher et al. (2009)). A plus petite échelle, des variations entre 10 et 30 K par rapport à la plaine sont observées sur cette mosaïque. On remarque que la fracture est plus chaude que la plaine. Cet excès de température s'observe également au niveau du rempart nord du cratère situé au sud de la fracture. Une zone chaude est également détectable au nord-est de l'image (notée S6). Cette zone a un comportement étrange car aucune structure particulière ne ressort sur les images visibles. Dans cette même zone, on peut voir des sortes de filaments plus ou moins larges et plus sombres, qui pourraient expliquer la thermique observée. Finalement, on note la présence d'une sorte d'auréole symétriquement chaude de part et d'autre de la partie est de Cerberus Fossae. Auréole chaude que l'on retrouve seulement sur la plaine nord vers le milieu de la fracture. Ces auréoles peuvent atteindre une largeur de 2 km et voient leurs températures décroître avec la distance. Les bordures de la fracture montrent une température plus ou moins homogène sur toutes leur longueur. Par contre le fond de la fracture présente clairement une alternance de zones chaudes et froides.

3.3.2 Evolution au cours du temps des températures de la fracture

Il est intéressant de voir si la structure thermique dans la faille, décrite ci-dessus, est présente toute l'année. Pour ce faire, cinq images de jour et quatre images de nuit ont été utilisées (Fig. 3.6). L'étude des images de nuit permettent de voir l'influence de l'inertie thermique, de s'affranchir des effets de topographie et d'ensoleillement. Au contraire, durant la journée, il est tout à fait possible de voir l'effet de la topographie, mais aussi les variations d'albédos. Sur chaque image, des zones caractéristiques d'études ont été choisies, chacune représentant les plaines, les bordures nord et sud et le fond de la fracture.

Les images de jour montrent que les variations au cours du temps dans chaque zone sont liées aux saisons. On observe une forte variation du contraste de température entre les plaines, les bordures et le fond de la fracture. Ces variations doivent être dues à l'ensoleillement, qui dépend fortement de l'angle d'incidence. La température la plus faible est observée pour une longitude solaire, L_S , d'environ 270° . Le contraste de température le plus marqué pour cette période est celui observé au fond de la fracture. En effet on peut supposer que pour cette L_S , l'angle d'incidence est tel que le fond de la fracture est à l'ombre. Le contraste de température dans les deux plaines est à peine plus faible de 10 K alors que celui entre les bordures est de 20 K. Ces importants contrastes de température sont causés par les conditions d'ensoleillements.

Les images de nuit montrent elles aussi une influence des saisons sur le comportement thermique globale à travers la faille. La température du fond de la fracture reste stable autour de 190 K et est peu influencée par les variations de température saisonnières ; sauf pour la $L_S = 0^\circ$ où la température diminue légèrement. Le contraste de température entre les deux bordures de la faille est moins importante durant la nuit, où elle descend en-dessous de 5 K. Cette faible différence de

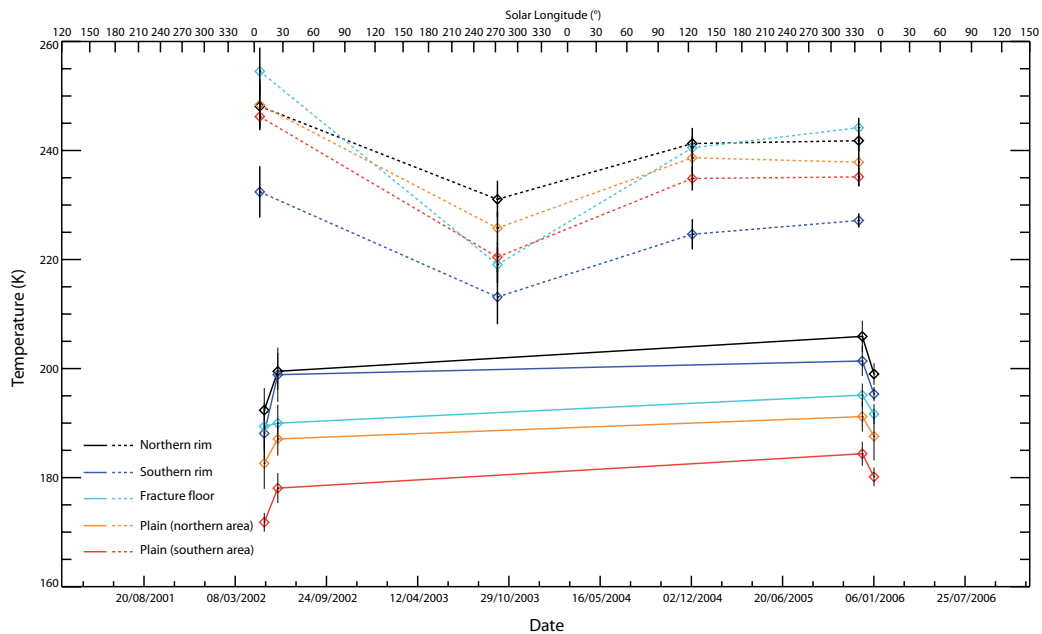


FIGURE 3.6. Graphique représentant l'évolution au cours du temps des températures de zones représentées sur la figure 3.5. Les dates d'acquisition d'images de l'axe x, situé en bas, ont été converties en longitude solaire sur l'axe du haut. Les lignes en pointillées concernent les températures de jour alors que les températures de nuit sont représentées par des traits pleins.

température dénote qu'il n'y a pas d'influence de l'ensoleillement à l'aube. Egalement durant la nuit, l'écart de température entre les deux plaines diminue pour atteindre 10 K. Cette différence de température, somme toute importante entre la plaine de part et d'autre de la fracture, peut s'expliquer soit par une variation d'albédo et/ou de la conductivité thermique de la couche superficielle.

3.3.3 Influences possibles de la topographie et de l'albédo

Du fait de la forme de la fracture, celle-ci apparaît plus chaude la nuit, de même pour le fond de la fracture, à cause de sa proximité avec les pentes (paragraphe 1.3.2). Or, on voit clairement que certaines parties du fond de la fracture sont froides. La diminution de la proportion de ciel vu par chaque point au fond de la fracture réduit son refroidissement au cours de la nuit. Cette observation montre que la topographie ne permet pas de comprendre le comportement atypique du fond de la fracture.

Il y a peu de variation d'albédo au sein de la fracture. Les seules variations d'albédo que l'on observe sont situées sur les plaines. Sur l'image HRSC, de part et d'autre de la fracture, on distingue des zones plus sombres de jour qui apparaissent effectivement plus chaude de nuit (la plus étendue étant notée S6, Fig.3.5). Une zone d'albédo comparable (notée S3) présente une température de nuit 5 K plus basse que celle de la zone S6. La zone S2, au nord-est de l'image 3.5, a une albédo plus faible que S3 et S6 et pourtant sa température de nuit est plus forte que celle de S6 mais est la même que celle de S3. On en déduit

que l'albédo n'est pas le facteur prédominant dans le contrôle thermique de ces différentes structures, la nuit.

3.4 LITHOLOGIE DE CERBERUS FOSSAE

3.4.1 Lithologie des flancs et du fond de la fracture

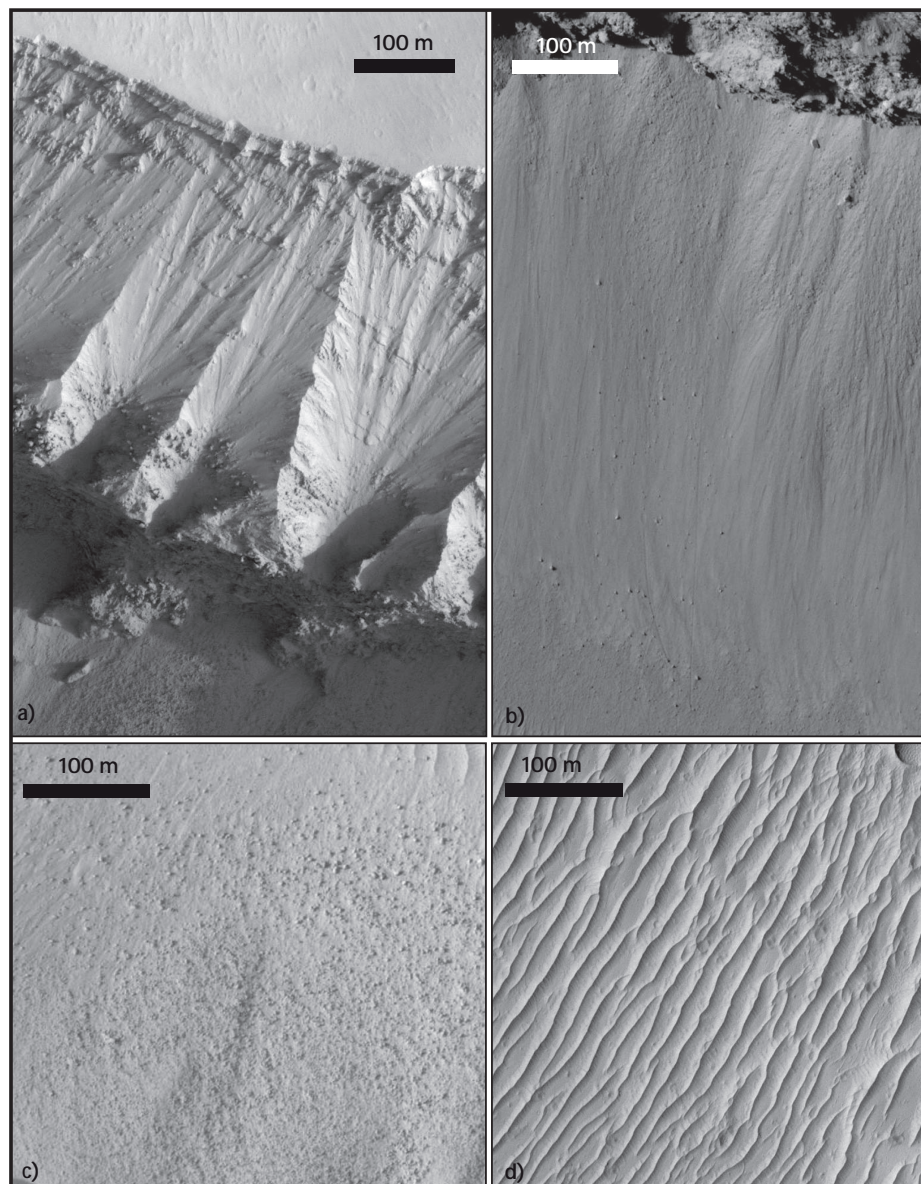


FIGURE 3.7. Exemples typiques de trois types de surfaces présentes dans les fractures. Extraits provenant de l'image HiRISE *_0100638_1890. a) Affleurement de roches indurées pouvant être des basaltes, présentant une succession de couches. b) Tablier d'éboulis composé par des matériaux de tailles différentes comme l'atteste la présence de larges blocs sur le sable. c) Autre exemple d'un tablier d'éboulis composé d'une large proportion de matériau grossier. d) Présence de dunes et/ou de rides suggérant que le fond des fractures est couvert d'une couche de quelques mètres de sable.

Dans son étude sur Cerberus Fosse, Plescia (2003) distingue trois lithologies dans la fracture (Fig.3.7) : la première couvre la partie supérieure de la bordure de la fracture et se compose de basaltes stratifiés. La seconde située plus bas sous les basaltes forme des tabliers d'éboulis composés de débris et de poussière. Enfin, le fond de la fracture est partiellement recouvert de dunes et de rides.

Dans la figure 3.8, je présente la distribution de ces différentes lithologies. Pour réaliser cette étude, des images HRSC, MOC, HiRISE et des images visibles de THEMIS ont été utilisées. Les basaltes sont très facilement reconnaissables à leurs dépôts stratifiés et leurs morphologies très anguleuses. Les débris composant les tabliers d'éboulis ont une taille centimétrique à pluri-centimétrique. De plus, les images HiRISE montrent que des blocs métriques éparses sont présents tout au long des tabliers.

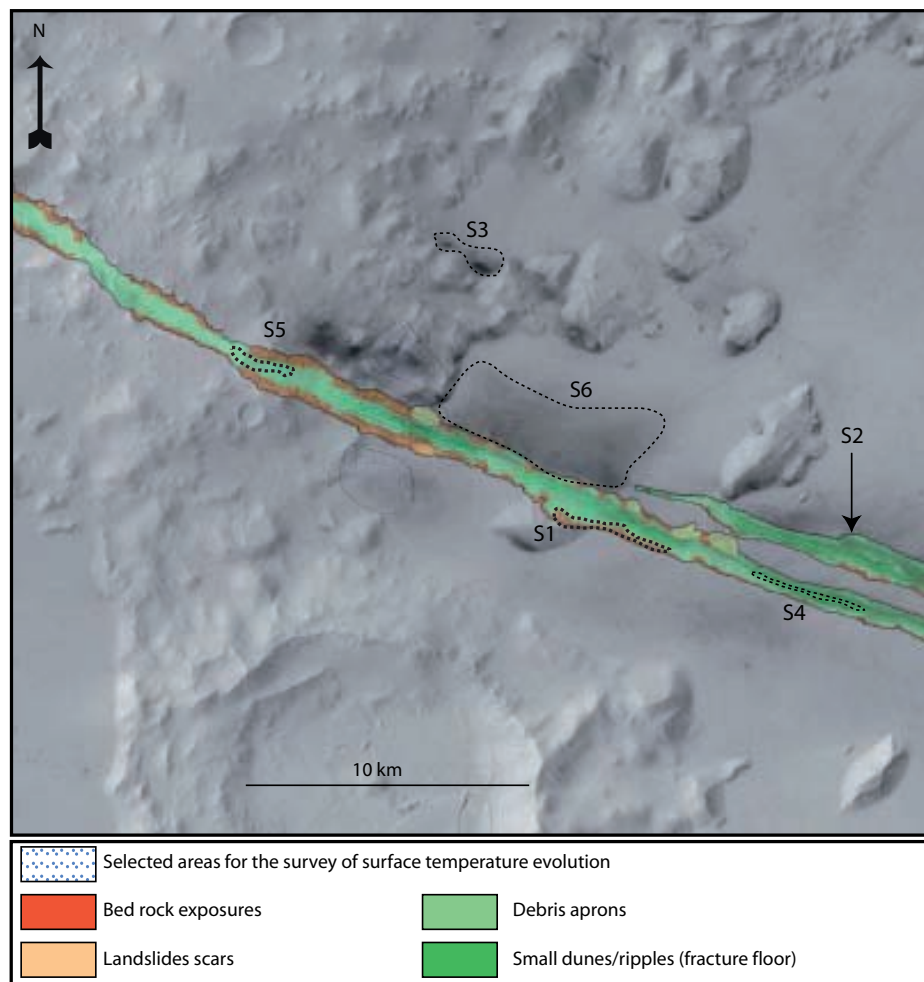


FIGURE 3.8. Carte géomorphologique d'une fracture de Cerberus Fossae superposée à une image HRSC (*_1152). Les matériaux étudiés dans la fracture ont été classifiés en trois types : 1) affleurement de basaltes (*bed rocks exposures*), 2) tablier d'éboulis (*debris aprons*), 3) dunes et rides (*dunes/ripples*). Des loupes d'arrachement (*landslides scars*) associées à des éboulements ont également été représentées.

Ce qui ressort de l'étude de cette carte est la prédominance de l'unité composant le talus. L'affleurement des basaltes représente 10% des flancs de la fracture. Il est possible de suivre leurs formations sur quelques kilomètres, mais il existe des zones où leurs affleurements semblent disparaître (soit ils n'affleurent pas, soit les conditions d'observations des capteurs, notamment leurs angles d'observation empêchent leur reconnaissance). Le sable, observé sur le fond de la fracture, forme des bandes de dunes d'une largeur inférieure à 100 m. Les informations apportées par l'observation ne permettent pas de dire si les dunes sont indurées ou non. Il est important de considérer l'une ou l'autre des hypothèses car si le sable est indurée, son inertie thermique sera très forte, alors qu'elle sera très faible dans le cas contraire. Cependant, une étude de Schatz et al. (2006) suggère que toutes les dunes martiennes soient indurées telles que celles situées autour de la calotte polaire Nord et dans les terrains plus âgés comme le bassin d'Herschel, dans Apollinaris Sulci (Edgett et Blumberg 1994). Cette hypothèse est également confirmée par une étude de Bourke et al. (2008).

3.4.2 Profils thermiques à travers les fractures

J'ai tracé quatre profils en différents endroits présentant ou non des dunes. Pour ce faire, des traces MOLA ont été superposées sur une même image thermique. Pour corriger les décalages entre les données MOLA et les images thermiques, celles-ci ont été reprojctées en utilisant des points remarquables présents sur les deux types d'images. La précision de la reprojction est comparable à la distance caractéristique entre deux points de la trace MOLA (soit 300 m). Pour chaque trace MOLA, l'information topographique est obtenue en même temps que les valeurs de températures extraites de l'image.

Les profils P1 (Fig. 3.9), P2 (Fig. 3.10), P3 (Fig. 3.11) et P4 (Fig. 3.12) sont localisés dans la partie la plus à l'est de l'image thermique et traversent deux fractures. P1 et P2 recourent des dunes présentes dans les fractures, alors que les profils P3 et P4 sont éloignés des zones de dunes.

La température le long de P1 augmente progressivement pour atteindre son maximum (~ 198 K) dans la partie haute du flanc sud de la première fracture et redescend pour atteindre son minimum (entre 187 et 189 K) à peu près dans le fond (à cause de la résolution de MOLA, on ne peut définir précisément si ce point est situé au fond de la fracture ou bien à la base du flanc). A travers la deuxième fracture, on retrouve le même comportement. Le maximum est atteint au sommet de la fracture est de 200 K et le minimum dans le fond est de 190 K.

Le long du profil P2 (Fig. 3.10) la température augmente progressivement pour atteindre son maximum (200 K) sur le flanc nord de la première fracture et redescend pour atteindre à nouveau son maximum sur le flanc nord de la deuxième fracture. Mais le fond des fractures est chaud avec des températures situées entre 196 et 198 K.

Le profil P3 montre également un fond de fracture chaud, entre 195 et 198 K.

Le long du dernier profil P4, la température au fond de la fracture descend

pour atteindre une valeur autour de 192 K avec un maximum sur le flanc nord, d'une valeur de 209 K.

Les températures observées dans les quatre cas sont toujours supérieures à celles des plaines avoisinantes, même lorsque que l'on atteint un minimum au centre de la fracture.

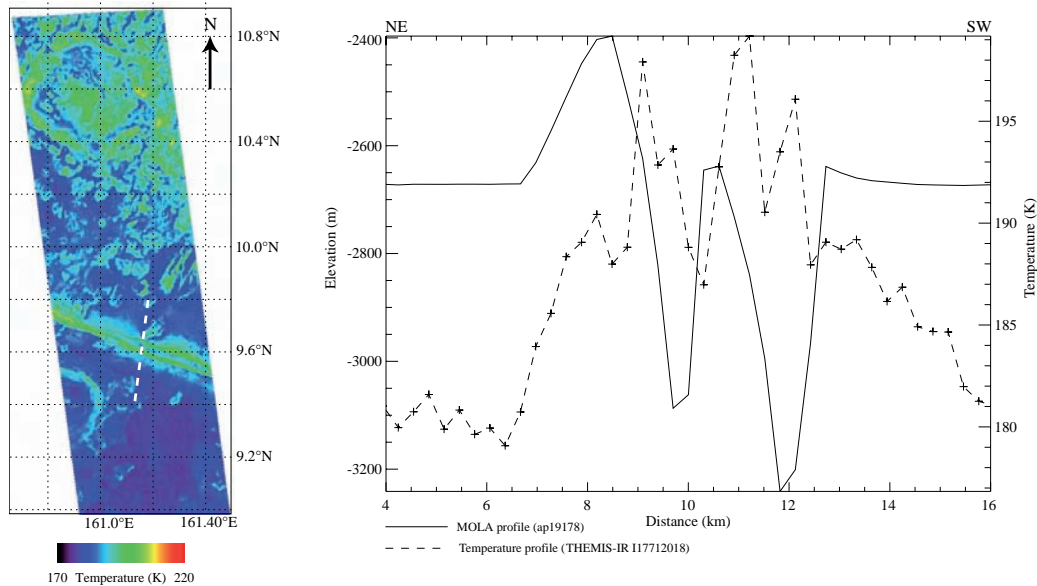


FIGURE 3.9. *Gauche* : Superposition d'une image THEMIS infrarouge de nuit (I17712018) avec une trace MOLA en pointillé (P1). *Droite* : La topographie est représentée par un trait plein et la température par un trait en pointillé. Dans ce cas, la température atteint son minimum dans la fracture corrélé avec la présence de dunes.

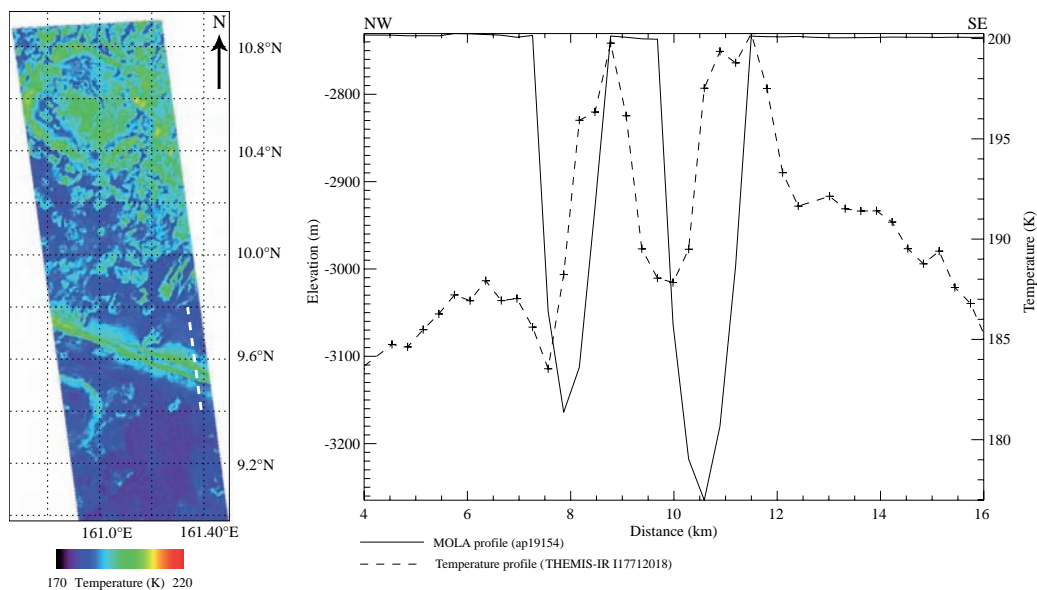


FIGURE 3.10. *Gauche* : Superposition d'une image THEMIS infrarouge de nuit (I17712018) avec une trace MOLA en pointillé (P2). *Droite* : La topographie est représentée par un trait plein et la température par un trait en pointillé. Dans ce cas, la température atteint son maximum dans la fracture corrélé avec la présence de dunes.

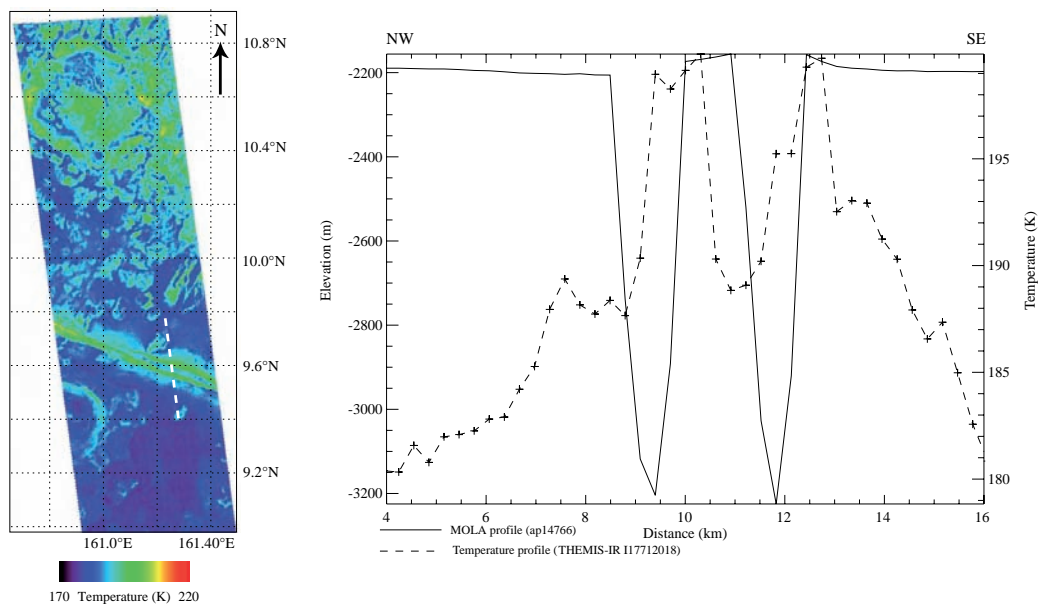


FIGURE 3.11. Gauche : Superposition d'une image THEMIS infrarouge de nuit (I17712018) avec une trace MOLA en pointillé (P3). Droite : La topographie est représentée par un trait plein et la température par un trait en pointillé. Dans ce cas, la température atteint son maximum dans la fracture là où des dunes sont absentes.

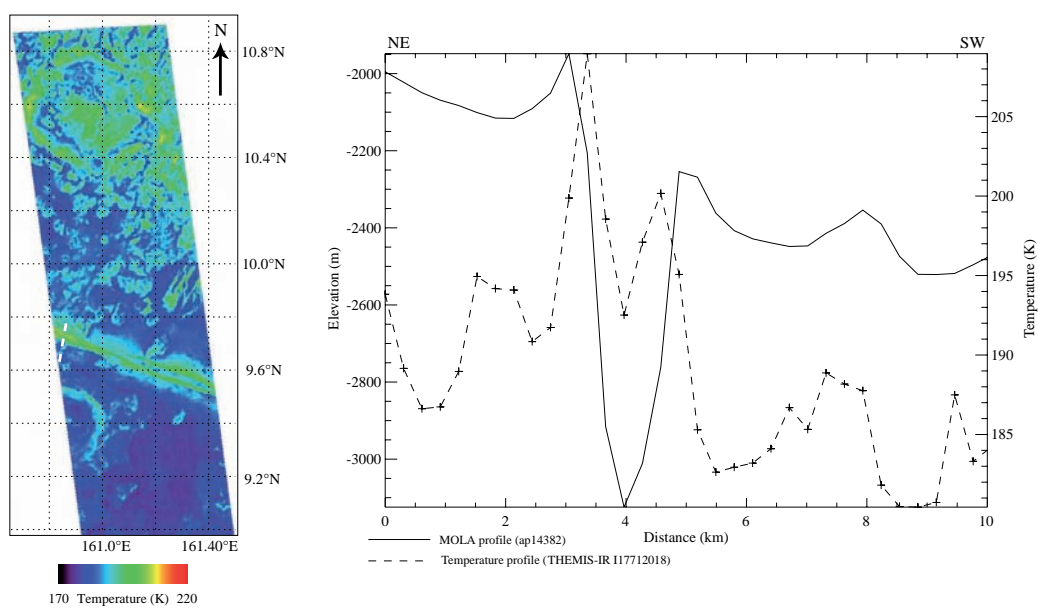


FIGURE 3.12. Gauche : Superposition d'une image THEMIS infrarouge de nuit (I17712018) avec une trace MOLA en pointillé (P4). Droite : La topographie est représentée par un trait plein et la température par un trait en pointillé. Dans ce cas, la température atteint son minimum dans la fracture là où des dunes sont absentes.

3.4.3 Influence de la lithologie

A certains endroits, les températures chaudes sont corrélées avec les affleurements rocheux. Cette observation peut être facilement expliquée par la forte inertie thermique des basaltes affleurants. Cependant, on observe de forte variation de température entre les affleurements. En effet, si on compare la température de l’affleurement rocheux en S1 (Fig. 3.5), celui-ci est 20 K plus froid que les affleurements rocheux et en particulier avec ceux situés au-dessus de S5. On remarque également qu’en S2, les talus ne peuvent être distingués thermiquement des affleurements rocheux. Les quatre profils de température (P1 à P4) présentés dans le paragraphe 3.4.2 ne montrent aucune corrélation entre les zones froides et les dunes. Cette observation peut aussi se faire en regardant la figure 3.5, où l’on voit que la région S4, où sont présentes des dunes, est très chaude. Au contraire, la région S5 est froide alors qu’elle n’a aucune dune. Egalement la faible extension en longueur des zones de dunes (~ 1000 m) sur la carte ne permet pas d’expliquer l’extension des zones froides pluri-kilométriques. Si ces dunes avaient été cimentées, celles-ci auraient alors une forte inertie thermique, entraînant des températures plus chaudes la nuit. Or dans ce cas, comment expliquer que sur le profil P1 le minimum de température soit atteint sur une zone de dunes ?

3.5 CONCLUSION

La relation entre les températures de brillance et les sources de chaleurs endogènes est très difficile à établir. En effet, les différences de températures entre 10 et 40 K peuvent facilement s’expliquer par les variations des propriétés intrinsèques de la roche, de la lithologie, de l’albédo et des variations de l’ensoleillement sur la topographie. Le cas de Cerberus Fossae est très intéressant car il présente sur des profils thermiques des variations entre 30 et 40 K. Mais, ces variations ne sont pas corrélées à la lithologie et aux pentes. De plus, c’est une fracture volcanique très jeune et très perméable du fait des matériaux qui la recouvrent.

L’influence de la topographie et de l’albédo sur la température de surface n’est pas apparente. En effet, une topographie comme celle de Cerberus Fossae doit automatiquement entraîner un refroidissement moins efficace la nuit. Or les images thermiques nous montrent que sur une longueur de 22 km, le fond de la fracture apparaît froid avec des températures comprises entre 185 et 190 K. En ce qui concerne l’albédo, il n’y a pas de variation importante d’albédo à l’intérieure de la fracture. Les seules variations observées sont localisées à l’extérieure de celle-ci.

L’impact de la lithologie sur les profils de température est faible. Les affleurements de basalte sur la partie supérieure de la fracture peuvent expliquer les fortes températures observées. Cependant, il existe des variations le long de la faille latérales difficilement explicables. Les zones de dunes dans le fond de la fracture pourraient expliquer la présence des zones froides si elles ne sont pas indurées mais ne permet pas d’expliquer la présence de zones chaudes associées. A l’inverse, si ces dunes avaient été indurées, il n’est pas possible d’expliquer le

lien avec des zones froides. Or les profils topographiques montrent qu'il n'existe aucune corrélation forte entre les zones de dunes et les zones froides.

En conclusion, je montre ici, que dans le cas de Cerberus Fossae, les propriétés intrinsèques des roches et la topographie ne permettent pas d'expliquer individuellement les différences de température à travers la fracture. Il doit exister un autre processus physique qui permet d'expliquer ces différences de température, et de l'entretenir au cours du temps. Ainsi la deuxième partie de notre article (Antoine et al. 2011) propose un modèle de convection d'air qui permettrait d'expliquer les différences de température observées en considérant une perméabilité comprise entre 10^{-6} et 10^{-4} m^2 . Ces valeurs sont raisonnables pour un sol composé de débris centimétriques à pluri-centimétriques observés sur les tabliers. Le profil de température obtenu à partir d'une simulation pour un nombre de Rayleigh équivalent (Ra_{eq}) de 45 est semblable à celui qui est observé (Fig. 3.13).

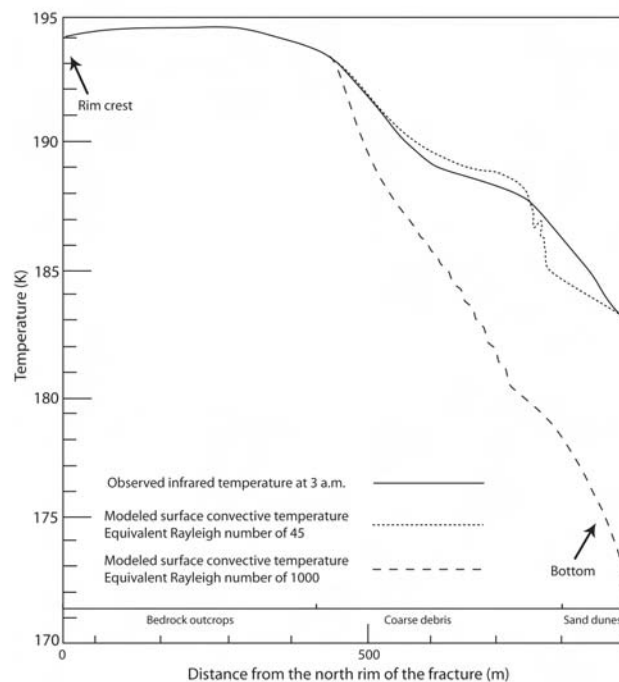


FIGURE 3.13. Graphique représentant le profil de température de la bordure au centre de la fracture. La ligne pleine représente les températures observées, la ligne pointillée est la température simulée par une convection d'air avec un Ra_{eq} de 45 et la ligne tiretée est la température simulée avec un Ra_{eq} de 1000. Le flux géothermique imposé à la base est de $20 \text{ mW}\cdot\text{m}^{-2}$.

L'air froid martien entre au fond de la fracture, cet air va être chauffé par le flux géothermique en même temps qu'il remonte la pente des tabliers et ressort au niveau des affleurements rocheux. Cette hypothèse permet d'expliquer la présence d'une bande froide dans le fond de la fracture et les hautes températures sur la partie supérieure des tabliers. Il faut bien comprendre que les processus liés à la lithologie, l'albédo et la topographie sont toujours présents, mais le transport de chaleur par convection d'air est dominant dans ce type de sol.

ÉTUDE THERMIQUE D'ARSIA
MONS. EVIDENCES D'UNE
CIRCULATION D'AIR.

4

RÉSUMÉ

La découverte d'une circulation d'air dans la région volcanique de Cerberus Fossae sous-entend que ce phénomène ne peut avoir lieu que dans des milieux très perméables. D'autres régions volcaniques martiennes peuvent également être le siège de cette circulation d'air telles que les volcans de Tharsis. Ces volcans peuvent avoir une perméabilité très forte du fait de la présence avérée de tunnels de laves, de "pit craters" et de fractures. Je me suis intéressée plus particulièrement à l'un d'entre eux, Arsia Mons. Ce dernier est un volcan qui fait partie d'un alignement de trois volcans majeurs qui sont du nord au sud, Ascraeus Mons, Pavonis Mons et Arsia Mons. Il est localisé à 230°E et 5°S. L'édifice atteint une altitude de 17 km environ et a un diamètre de 400 km. Le comptage des cratères a permis de déterminer sa période d'activité principale qui est comprise entre 2.5 et 0.5 milliards d'années et avec des épisodes plus récents limités à sa caldeira, aux alentours de 130 millions d'années. L'une des particularités morphologiques d'Arsia Mons est la présence de deux "bourrelets" plus développés que ceux des volcans voisins. Ces bourrelets se sont formés à mi-hauteur des flancs nord-est et sud-ouest de l'édifice. Ils résulteraient de l'accumulation de couches de lave sur une épaisseur pouvant atteindre 6 km. Sur le bourrelet nord, sept structures d'effondrements formant des trous circulaires ont été découverts et sont apparentés à des "pit craters" (Cushing et al. 2007). Lors de cette étude, soixante-seize autres ont été découverts sur le bourrelet sud.

Ces "pit craters" présentent une caractéristique propre qui semble liée, en premier lieu, à leur géométrie. En effet, sur les images visibles, ils apparaissent avec un diamètre à peu près circulaire et dans la plupart des cas avec une ombre pouvant recouvrir la totalité de leur fond. Ces "pit craters" ne peuvent être confondues avec des cratères d'impact car ils présentent ni bordures, ni éjectas. Les premières observations thermiques effectuées sur les "pit craters" du nord ont montré que ceux-ci étaient plus chaud la nuit que la surface avoisinante (Cushing et al. 2007). Ces structures ont des diamètres compris entre 100 et 1300 m et une profondeur variant entre 22 et 500 m.

L'objectif de cette étude est de savoir si l'anomalie thermique de ces "pit craters" est simplement liée à l'insolation par le biais de l'inertie thermique des roches les composant et de leur géométrie ou si une circulation d'air à l'intérieur des bourrelets pourrait être à l'origine de ces différences de température qui sont en moyenne de 10 K et observables toute l'année. Il est d'autant plus intéressant de comprendre pourquoi ces pit craters apparaissent chaud alors que certains d'entre eux sans aucune raison apparente, ne présentent aucune différence de température avec l'extérieur.

Pour répondre à cette question, il m'a semblé important de comprendre l'origine de telles structures car leur condition de formation doit être intrinsèquement liées aux caractéristiques physiques internes du volcan. Ces "pit craters" sont localisés sur des bourrelets qui résultent de l'accumulation des coulées de lave. Les bourrelets d'Arsia Mons sont bien développés et se situent au nord et au sud de la caldera. Ces conditions permettront de définir des contraintes plus ou moins rigoureuses quant à la composition de ces bourrelets. Pour ce faire, je me suis basée sur les connaissances des "pit craters" de certains volcans et coulées terrestres. Il en existe sur Hawaii, sur les îles Galápagos et dans une région volcanique du Queensland du Nord en Australie. Cependant, il existe différentes hypothèses pour expliquer leur formation. Les observations géomorphologiques d'Arsia Mons par l'intermédiaire d'une carte que j'ai réalisé, montre que la plupart des "pit craters" se sont formés au-dessus ou très près de tunnels de lave effondrés. La région d'Arsia Mons est également associée à une zone de rift. Ces deux caractéristiques sont observées sur Terre mais aucune hypothèse ne tient compte d'une possible interaction. Pour expliquer la formation de ces "pit craters", je considère (au vue des résultats obtenus) une possible interaction entre les contraintes extensives provoquées par le rift et l'effondrement de zones structurales fragiles telles que les tunnels de lave.

L'étude au cours du temps de cette différence de température pour six des premiers "pit craters" découverts dans le nord, a permis de montrer que cette anomalie thermique est présente la nuit. L'évolution au cours du temps montre que la différence de température avec la surface avoisinante subit des différences dans son amplitude. Ces variations pourraient être expliquées par une possible influence des saisons. Pour comparer, j'ai également effectué une étude thermique des cratères d'impact ayant plus ou moins le même diamètre que les "pit craters" et localisés dans une région proche autour du "pit crater" pour s'affranchir des variations de lithologie et/ou d'albédo. Il en résulte que pour trois cratères d'impact, ceux-ci apparaissent plus froids que la surface, confirmant ainsi le caractère unique de l'anomalie thermique des "pit craters".

La détermination de la profondeur des "pit craters" est essentielle pour savoir si une corrélation existe entre leur profondeur et leur température. Trois formes simples sont ainsi considérées, cylindrique, parabolique et conique. Chaque géométrie génère une ombre avec une forme spécifique. La comparaison entre les ombres observées et celles générées pour chaque géométrie permet de déterminer, avec fiabilité, la géométrie du "pit crater" étudiée et donc sa profondeur. Du fait de l'influence de la géométrie sur la proportion de ciel observée, la corrélation entre la profondeur des "pit craters" et la température devraient être importante. Or le coefficient de corrélation est de 0.5 entre la profondeur et la température et lorsque que je considère le rapport profondeur/diamètre en fonction de la température, ce coefficient chute à 0.2. Cette faible corrélation va à l'encontre de l'hypothèse que la géométrie gouverne l'excès de température au cours de la nuit des "pit craters".

Pour la plupart des "pit craters" chauds, la surface de l'anomalie thermique semble excéder la surface du "pit crater". A l'échelle sub-pixellaire, la température se comporte de manière fortement non linéaire expliquant pourquoi à l'échelle de THEMIS, la surface chaude apparaît plus grande que celle de la structure. Il est donc nécessaire d'évaluer, par le biais d'un modèle tenant compte des conditions d'observations de THEMIS et de l'anomalie observée, sur quelle surface cette anomalie va s'étendre. Les résultats de ce modèle pour chaque "pit craters" étudié sont comparés aux observations thermiques et une comparaison du nombre de pixels chauds est effectuée. Cette observation montre que dans la plupart de cas, le nombre de pixels chauds observé excède celui prédit par le modèle. L'anomalie chaude est plus grande, d'environ 200 % que la surface du "pit crater" associée. Le fait que l'anomalie thermique surpasse la surface des "pit craters" ne peut pas être expliqué dans un pure contexte d'effet géométrique. Dans ce dernier cas, la surface de l'anomalie chaude serait confinée au "pit crater".

L'influence de la lithologie et de l'albédo peut être très important dans les processus thermiques. Dans le cas des "pit craters", il n'y a pas de variations d'albédo entre ces structures et la surface avoisinante permettant ainsi de ne pas considérer cette hypothèse. En ce qui concerne la lithologie, du fait de la nature même des bourrelets, les affleurements observés dans la partie supérieure des flancs peuvent être considérés comme étant des basaltes ou des cendres indurées. Dans les deux cas, ces deux lithologies ont une plus forte inertie thermique que la couche de matériel peu induré recouvrant une grande partie de l'édifice. Cependant, les "pit craters" ne présentent pas d'auréole chaude (tel que les cratères d'impact à cause de la nature des roches affleurantes) alors que leurs fonds chauds sont recouverts de poussière. Egalement, on observe une asymétrie dans la répartition de la température car ce sont les flancs faisant face au sommet qui sont les plus chauds. Ces observation prouvent que les variations de lithologie ont peu d'impact sur le comportement thermique observé.

D'autres structures à la surface d'Arsia Mons présentent également des anomalies thermiques chaudes. Ces structures sont des tunnels de lave effondrés. Ils sont légèrement obliques par rapport à la ligne de plus grande pente et présentent des différences de température pouvant atteindre 23 K. Tel que les "pit craters", les tunnels de laves présentent une asymétrie dans la répartition de la température. En effet, le maximum de température est atteint dans les flancs faisant face au sommet du volcan.

Pour expliquer le comportement thermique des "pit craters" et des tunnels de lave, l'étude précédente montre que le contrôle par des facteurs passifs n'est pas suffisant. De ce fait, je vais dès lors étudier l'impact que pourrait avoir une circulation d'air atmosphérique à l'intérieur des bourrelets d'Arsia Mons. Pour que cette convection soit possible, il faut que le milieu soit très perméable. Les bourrelets d'Arsia Mons, résultant d'une accumulation de couches de lave

peuvent avoir une perméabilité verticale de 10^{-8} m^2 et une perméabilité horizontale plus forte (du fait de la présence de tunnels de lave) à 10^{-4} m^2 . Ces conditions font que l'anisotropie de ce système est très forte, équivalent à 10^4 . Un modèle de convection 2D est utilisé pour un tel milieu et sous les conditions atmosphérique martienne. Il montre que le transport de chaleur est possible pour un milieu ayant 6 km de profondeur et une perméabilité de $2.5 \times 10^{-8} \text{ m}^2$ avec une vitesse moyenne de $3.8 \times 10^{-4} \text{ m}^2$. Sous les "pit craters" et les tunnels de lave, la perméabilité peut descendre jusqu'à $4 \times 10^{-6} \text{ m}^2$ et résulte ainsi à un flux de chaleur en sortie d'environ 450 mW.m^{-2} .

Ces résultats montrent que dans le cas des bourrelets d'Arsia Mons, une circulation d'air est possible et permet d'entretenir au cours du temps, une différence de température d'environ 10 K au niveau des "pit craters" et permet également d'atteindre 23 K pour les tunnels de lave. Cependant des contraintes très importantes sont nécessaires pour la mise en place d'un tel système de transport de chaleur. Cette circulation d'air peut avoir un impact non négligeable sur la teneur en eau de l'atmosphère locale au dessus d'Arsia Mons. En effet, la présence d'un nuage de glace d'eau a été découvert au-dessus de l'édifice et contrairement à ceux présents sur d'autres grands volcans martiens, il ne disparaît pas durant l'hiver de l'hémisphère nord.

Thermal anomalies in Arsia Mons : Evidence and implications of atmospheric air circulation in the volcano aprons

Lopez T., Antoine R., Baratoux D., Rabinowicz M., Kurita, K. et d'Uston L. Soumis à Icarus.

ABSTRACT

This study focuses on the thermal behaviour of some of the Martian pit craters and sinuous rilles on Arsia Mons, which appear to be ~ 10 K warmer during the night, as observed by the THEMIS instrument. Warmer pit craters are referred in the following as TDP standing for Thermally Distinct Pit. Geomorphological analysis of the aprons indicates that pit craters and sinuous rilles are mainly collapsed lava tubes. Pit craters diameters range from 100 m to 1.3 km and depths, inferred from shadows, range from 22 to 500 m. Temperature differences of 10 K and more are common on Mars and often related to a combination of thermal and optical properties through conductive and radiative processes. However, we found several lines of evidence against this view in our specific context. First, thermal anomalies at TDPs, occurring independently of the seasons, often exceed the area defined by the pit crater walls. Second, temperature contrasts of TDPs are not correlated with geometrical factors, and the absence of warmer anomalies at impact craters of similar diameters confirms that a geometrically induced reduction of cooling efficiency must be excluded here. Third, the temperature pattern within TDPs and sinuous rilles is not uniform with higher temperatures often observed on the walls facing the volcano summit. Last, we note that thermal anomalies vanish for some pit craters which are found to be clustered on a slope break of the volcano flank. An additional mechanism of heat transfer is therefore required to explain these observations and conditions for the occurrence of ~ 40 km long subsurface air flow through the volcano apron and its consequences on surface temperature were considered. Our numerical simulations assume that cold air penetrates the apron through slope break. It then flows up-slope affecting a thickness of ~ 6 kilometres and finally exits ~ 40 km away through warm pit craters and sinuous rilles. An extremely high horizontal permeability of $\sim 10^{-4}$ m² and a vertical permeability of $\sim 10^{-8}$ m² are used considering the anisometric media resulting from the accumulation of lava flows and ash/scoria deposits. In addition, a higher vertical permeability (3×10^{-6} m²) must occur at TDPs or sinuous rilles for air exit. The numerical simulations show that the ascending convective flow induces a surface a heat flux of ~ 450 mW.m⁻². A consistent warmer anomaly of 10 K is found when considering the subsequent transport of these heat in the martian atmosphere.

4.1 INTRODUCTION

The Tharsis plateau, centered south of the equator of Mars, is a major volcanic province of Mars. In the present study, we focus on surface structures of Arsia Mons, a volcano located at the south end of Tharsis (5°S and 230°E) (Carr 1973, Crumpler et Aubele 1978). The volcano was mainly active over a period ranging from 2.5 to 0.5 Gyr (Crumpler et Aubele 1978, Neukum et Hiller 1981, Bleacher et al. 2007), with more recent events inside the caldera at 130 My (Neukum et al. 2004). The edifice has a diameter of 400 km and culminates at 17.7 km. The summit caldera has a diameter of 130 km. The total volume of the edifice is $9 \times 10^5 \text{ km}^3$ (Plescia 2004). The slopes of the volcano flanks are about 5° . Two aprons radiate away on the northern and southern sides with gentle slopes lower than 2° . Aprons were fed by accumulation of up to 6 km of material including lava flows venting from the collapsed terrain unit (Fig. 4.1)(Lillis et al. 2009). Lava flows ages increase with the distance to the volcano centre (Carr et al. 1977).

Seven pit craters have been discovered on the northern apron (Cushing et al. 2007). We report here on 76 new findings on the southern one (Lopez et al. 2009). Their extremely dark appearance is the main characteristic feature which draws the attention in high-resolution images. The pit craters of Arsia Mons differ from previously documented pit craters chains (PCC) (Wyrick et al. 2004) in the western hemisphere of Mars which are strongly related with fault - bounded grabens. PCC are generally elliptical with dimensions exceeding 1 km. Contrary to the case of PCC, Arsia's pit craters appear smaller and circular. Some of the pit craters appear to be $\sim 10 \text{ K}$ warmer than the background in nighttime THEMIS infrared images. Our paper presents a detailed analyse of the thermal behaviour of the pit crater. We will refer to this feature as TDP standing for Thermally Distinct Pit. A geomorphological analyse helps first to understand the origin of the pit craters. Then, the shadow shapes on pits' floors are used to determine their depths. Temperature differences of 10 K and more are common on Mars and often related to a combination of thermal and optical properties through conductive and radiative processes. We present several lines of evidence against this view in our specific context and conclude than an additional process of heat transfer must operate here. We thus explore the conditions for the occurrence of subsurface air convection systems (termed here and hereafter aerothermal systems) and the contribution that such systems would have on the surface temperature pattern over the pit craters. For this purpose, a numerical model of CO_2 circulation in an anisotropic and permeable media is presented.

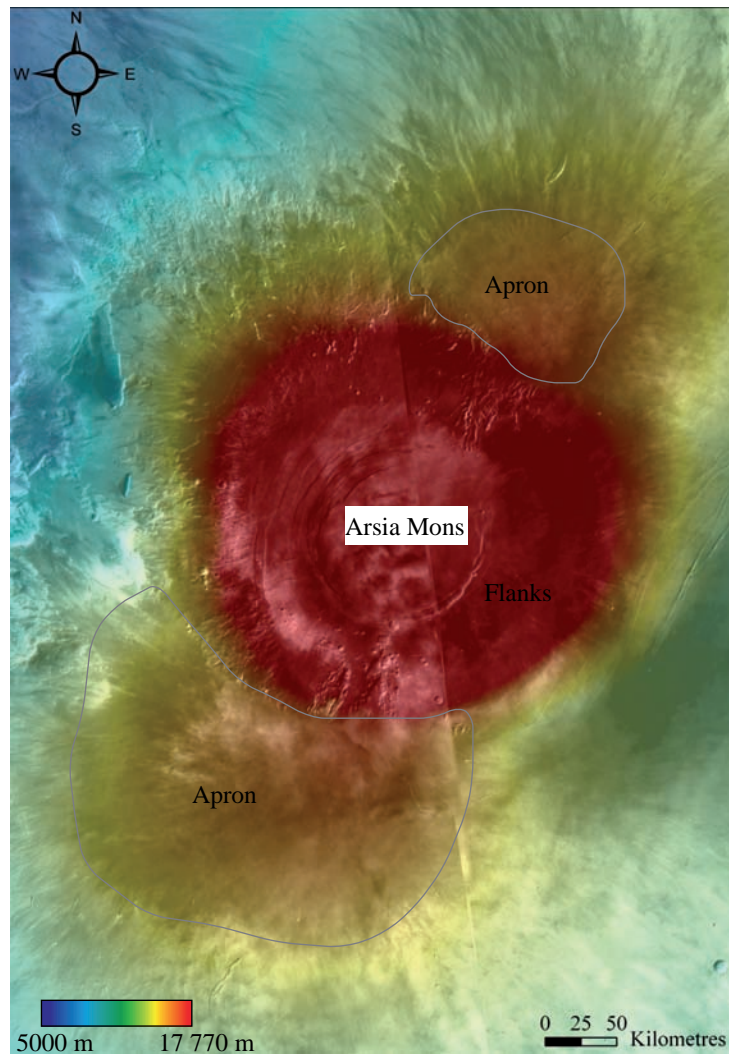


FIGURE 4.1. GIS of MOC narrow angle of Arsia Mons with MOLA topographic information. Aprons are approximately outlined, with a thin grey line.

4.2 ORIGIN OF THE PIT CRATERS

4.2.1 *Volcanic pit craters : background*

Various mechanisms for the formation of martian pit craters have been proposed, such as phreatomagmatic eruption, plinian-style eruption, dyke with exsolving volatiles, collapsed magma chamber, extensional fractures, or karst dissolution (Wyrick et al. 2004). The pit craters on Arsia Mons occur systematically on volcanic material, and karst dissolution can be ruled out. Association with fall-back material such as ejecta occurring in the case of impact or explosive craters has never been reported. The diameter of rimless cavities bounded by vertical to overhanging walls is typically a few hundred metres large. These characteristics are similar to those of the relatively rare terrestrial pit craters essentially found in the Galapagos islands (Ballard et al. 1979), in Hawaii (Walker 1991, Okubo et Martel 1998) and in the volcanic province of North Queensland, Australia (Stephenson et Whitehead 1996, Whitehead et Stephenson 1998). These pit craters have a diameter ranging from a few metres and to about 1 km and a depth up to 300 metres. Depth to diameter ratio varies between 0.5 and 2. Their formation is generally associated to collapsed lave tubes. The dimension of the cavity could represent a fraction of the lava tube section (e.g., Favre 1993) and alignment of pit craters should mark its trajectory. Another hypothesis, built from Okubo et Martel (1998) observations in Hawaii, considers the role of the rift zone and associated extensional stresses in triggering ground cracks and pit craters. A fracture reaching a structural or stratigraphical weak zone would be first responsible for the collapse. Ground cracks parallel to the rift zone and bounding the pit craters are considered by the authors as a convincing evidence in favor of this model. We note that the two hypotheses on the formation of the pit craters are not necessarily incompatible as lava tubes are obvious zones of structural weakness.

In opposition with these hypotheses, Walker (1991) has raised the fact that a number of pit craters are not obviously connected with lava tubes and proposed that pit craters are the result of lava inflation of the surrounding rather than a collapse phenomenon. Arguing from the presence of numerous tumuli in Hawaii, similar in size with the pit craters, he renamed them as lava-rise pits. The lack of systematic associations with lava tubes were also reported by Stephenson et Whitehead (1996), Whitehead et Stephenson (1998) for pit craters in the Toomba basalt flow in North Queensland, Australia. Given the rare occurrence of pit craters on Earth, the pit craters' origin remains debated. The presence of several tens of pit craters on Mars may help to determine their origin, despite investigations are limited to remote sensing data. In practice, the hypotheses, which have emerged from the study of a few terrestrial cases, may be evaluated from statistical studies on the relatively larger number of Arsia's pit craters. A prevailing association of pit craters with lava tubes, the presence of ground cracks, independent evidence for a rift zone, or the occurrence of tumuli of similar dimensions would alternatively support one or another hypothesis.

4.2.2 *Geomorphological mapping of Arsia Mons*

Various data sets were integrated here into an ArcGis Geographical Information System (GIS) in order to achieve a geomorphological map of Arsia Mons. Images in the visible to the infrared domain from High Resolution Stereo Camera (HRSC), MOC narrow and wide angles and Thermal Emission Imaging systems (THEMIS), High Resolution Imaging Science Experiment (HiRISE) and Context Camera (CTX) were all projected into the cylindrical projection. Mars Orbiter Laser Altimeter data (MOLA) are used for the topographic information. We note that a map of the south flank of Arsia Mons was published by (Bleacher et al. 2007). As its coverage was not sufficient for our study, a map extending from -117.40°E to -123.00°E and from 4°S to 21.5°S (Fig. 4.2) was achieved with similar morphological approaches. The first group of units include lava flows unit, sinuous rilles unit and raised ridges unit as in Bleacher et al. (2007). Several units are interpreted as mantled units (e.g., composed of aeolian sediments and volcanic ashes) and are separated into smooth unit and hummocky unit. The last one corresponds to tectonic features and includes knobby unit (also described in (Scott et al. 2005) for Pavonis Mons), aligned features unit and collapsed terrain unit. All pit craters were then mapped and carefully distinguished from volcanic or impact craters, using the specific characteristics defined above (rimless, no surrounding deposits).

The edifice itself (summit part and flanks, Fig. 4.1) is a relatively featureless and likely covered by a layer of volcanic ashes or locally derived fine material (Mouginis-Mark 2002). On the NE and the SW flanks, a collapse unit was already documented by Crumpler et Aubele (1978). The volcanic plains surrounding the edifice are composed of lava channels flows, some collapsed sinuous rilles, long raised ridges and some aligned features corresponding, probably, to fractures with a north/south asymmetry. The northern apron is essentially composed of hummocky unit and some lava flows and dykes are also reported. The south apron displays long lava flows, numerous raised ridges and sinuous rilles.

4.2.3 *Origin of pit craters*

Pit craters distribute in a zone elongated in the northeast-southwest direction and are often isolated. In few cases, alignment of pit craters can be reported, but these alignments are never related with fault-bounded grabens such as in the case of PCC. The depressions are generally circular. Less than 5 % of pit craters have an elliptical geometry. They occur on both aprons but are more frequent in the southern one. Most of the pit craters are located on sinuous rilles (39%) and hummocky unit (33%), 18% are associated with lava channels, 6% with the collapse unit and the last 4% are equally divided between the aligned features unit and the raised ridges unit (Fig. 4.3). The inflation model proposed by Walker (1991) implies the existence of tumuli with similar dimensions as the pit craters. Small features on lava flow may be indeed interpreted as tumuli (Glaze et al. 2005), but the presence of pit craters of more than 1 km and the absence of tumuli

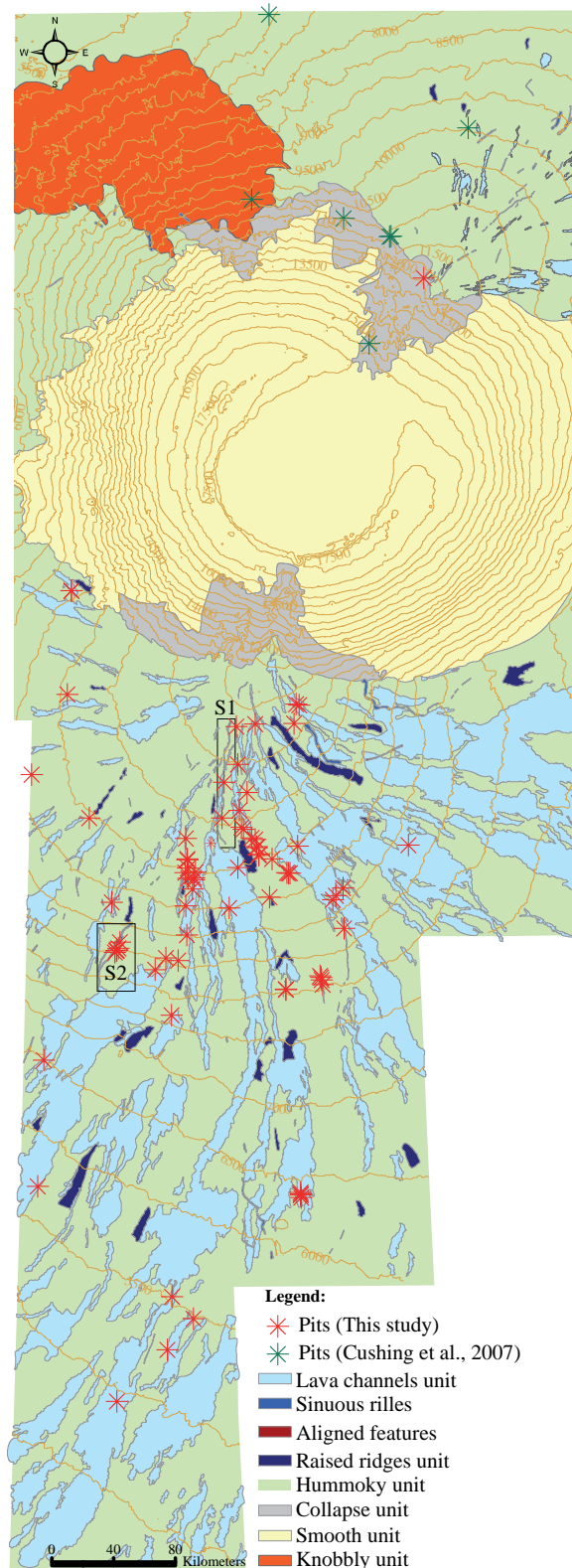


FIGURE 4.2. Geomorphological map of Arsia Mons based on HRSC images. Green crosses are pit craters discovered by Cushing et al. (2007) and red one are pit craters discovered during this study. The different units are reported in the legend of the figure. Black boxes S1 and S2 are the localisation of two studied sinuous rilles hereafter.

of this dimension rules out this idea. 39% of the pit craters on the southwest apron of Arsia Mons are located near or on collapsed sinuous rilles and on lava tubes, supporting the model of Favre (1993). Also, a fair proportion of pit craters are found on the hummocky unit, a situation which may be explained if this unit overlies lava tubes and sinuous rilles.

The preferential direction of the pit craters, already noted by Crumpler et Aubele (1978) and Mouginiis-Mark et Christensen (2005), suggests that Arsia Mons, but also Pavonis and Asraeus Montes, were affected by a rift zone. This idea is also supported by the presence of small shield volcanoes in the caldera of Arsia Mons (Carr 1973, Crumpler et Aubele 1978, Mouginiis-Mark et Christensen 2005) and the presence of the collapsed terrain unit on the flanks. Such observations may be found consistent with the idea of Okubo et Martel (1998). However, ground cracks could not be reported from HiRISE or THEMIS images. In the case of Hawaii, existing ground cracks are hard to see from SPOT or LANDSAT images because of vegetation. In the case of Arsia Mons, dust or ash deposit (Mouginiis-Mark 2002) may also prevent the observations of existing ground cracks from the orbit. In an attempt to reconcile the views of Okubo et Martel (1998) and Favre (1993), we conclude that pit craters may generally form near the rift zone due to extensional stresses while the presence of lava tubes is a structural weakness facilitating their formation.

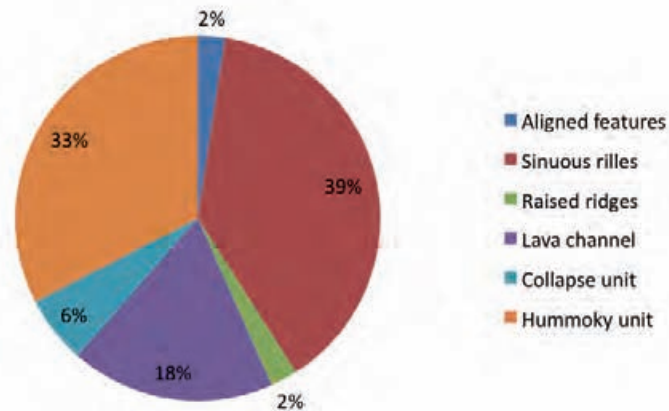


FIGURE 4.3. Pie chart of the pit craters in function of the geomorphological units. 39 % of pit craters are associated to sinuous rilles and 33 %, to hummocky unit. These observations mainly supports the view that pit craters result from the collapse of the roof of lava tubes.

4.3 PIT CRATERS GEOMETRY

In first approximation, images suggest that pit craters have a cylindrical rather than a conical shape. Such geometry would also explain why the sun illuminates rarely pit crater floors directly. MOLA data or HRSC Digital Elevation Models (DEMs) are too coarse to resolve pit craters' topography. HiRISE DEMs may have been useful but a statistical analysis of the pit craters geometry cannot be built from limited stereoscopic observations targeting the pit craters. The depth can be alternatively derived from the lengths of shadows, assuming a simple mathematical function for the pit crater's geometry Wyrick et al. (2004). However, using an inappropriate function will lead to large depth estimation errors (Fig. 4.4). It is possible to overcome this difficulty by determining first, from the shape of the shadow, the right function to be used for the shape of the pit crater. Equations for simulating the shape of shadows in the cylindrical, conical, and parabolic cases are given in appendix A, or can be also found in Chappelow et Sharpton (2002). Once the shape has been determined, the depth and its error as function of measurement errors are calculated from the appropriate equations also given in appendix A.

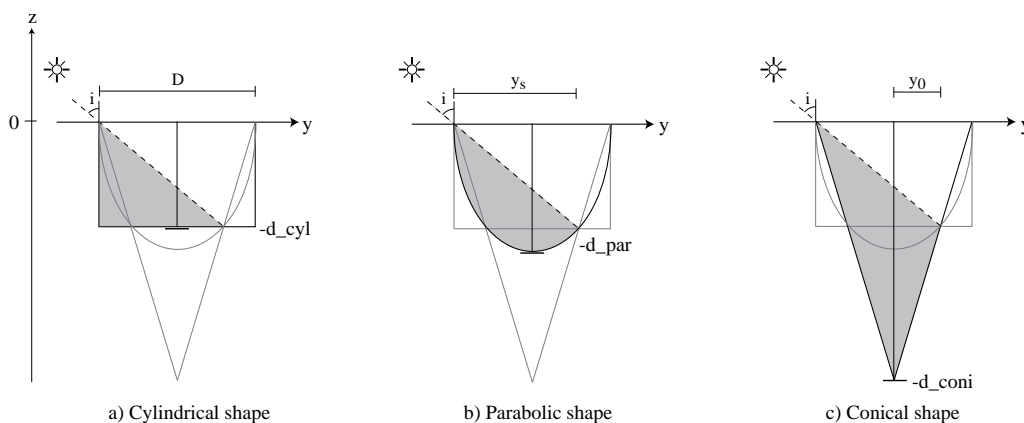


FIGURE 4.4. Illustrations of three different shapes for a same diameter and for a same incidence angle ($i = 50^\circ$) where D is the diameter (also equivalent to x_m), x_s is the length of the shadow, x_0 the distance between the end of the shadow and the center of the pit and d is the depth for each shape. a) cylindrical shape in black line, b) parabolic shape and c) conical shape. For each case, the two other shapes are in thin line to give an idea on the depth estimates between all the geometry. It appears that the conical shape, in comparison with the parabolic shape, overestimates the depth of the pit craters.

4.3.1 Geometry determination and depths : results

The diameters of the pit craters are calculated from HiRISE and CTX images. Figure 4.5 represents the diameter frequency distribution ranging from 100 m to 1.3 km. The most frequent diameter is about 350 m. The comparison between simulated and observed shadow is illustrated in the case of a cylindrical and of a parabolic pit crater (Figs. 4.6, 4.7). Applying this method to all pit craters, we find that 81% of them have a cylindrical shape, 5.6% have a parabolic shape. For the

remaining fraction (13%), it was not possible to determine the shape with confidence. Figure 4.8 illustrate the weak correlation existing between cylindrical pit crater depths and diameters (correlation coefficient = 0.5). It is not possible to establish with confidence the presence or absence of correlation for the parabolical craters, given their small number. We note also that the fact that the cylindrical shape dominates the pit craters justifies further their distinction from PCC which are mostly conical.

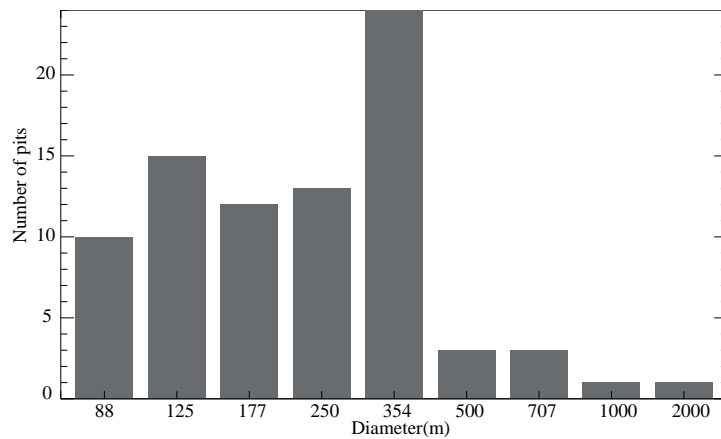


FIGURE 4.5. Bar charts of the pit craters diameter (D) distribution using $\sqrt{2D}$ intervals. The smallest pit has a diameter of 100 m, and the largest pit has a diameter of 1.3 km. The mean diameter is ~ 350 m.

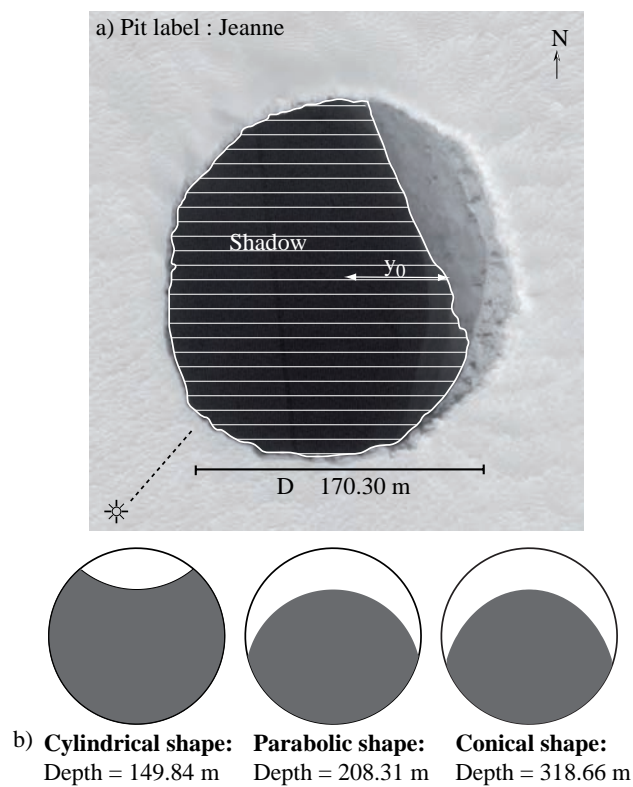


FIGURE 4.6. a) Example of the observed shadow for this pit crater. The length y_0 of the shadow along the sun direction has been noted. b) Illustration of the three simulated shadows for the cylindrical, parabolic, and conical shapes with the same sun incidence angle ($i = 41^\circ$). Depths that would be estimated in each case are given. The shape of the shadow is similar to the parabolic, but its area is close to the case of the cylindrical shape. Jeanne is therefore classified as a cylindrical pit.

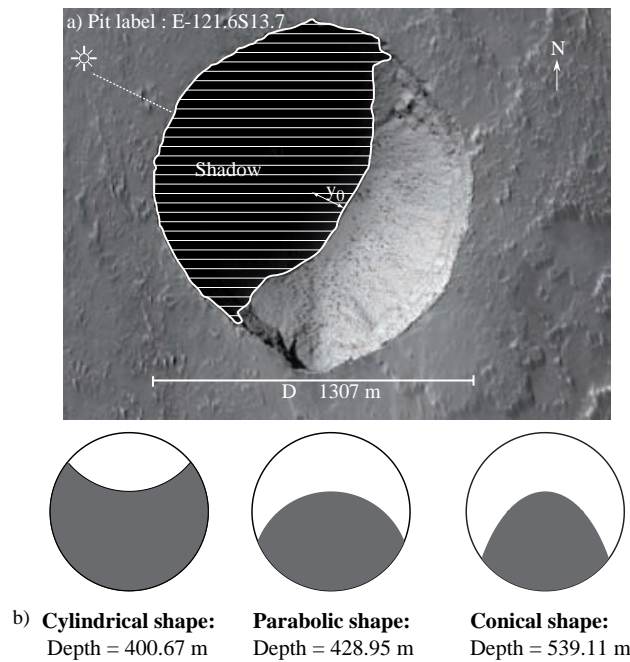


FIGURE 4.7. a) Example of the observed shadow for this pit crater. The length y_0 of the shadow along the sun direction has been noted. b) Illustration of the three simulated shadows for the cylindrical, parabolic, and conical shapes with the same sun incidence angle ($i = 64^\circ$). Depths that would be estimated in each case are given. The shape of the shadow is similar to the parabolic and conical shape, but its area is close to the case of the parabolical shape. Jeanne is therefore classified as a parabolical pit.

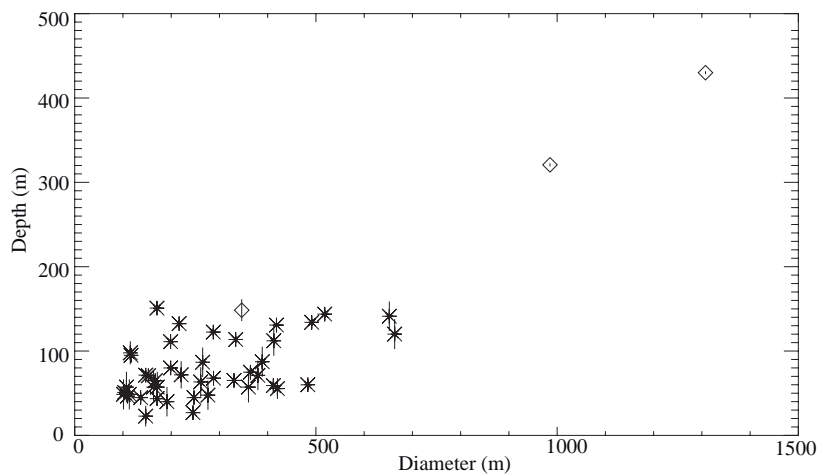


FIGURE 4.8. Plot of the depth in function of the diameter of the pit craters. Cylindrical pit craters are noted with stars and parabolical pit craters are noted with diamonds.

4.4 THERMAL BEHAVIOUR OF THE PIT CRATERS

Cushing et al. (2007) have been the first to report that pit craters on THEMIS thermal nighttime images are warmer than the background. They notice a similar behaviour with terrestrial caves which receive limited insolation during the day but keep a warmer temperature at night. In the following, we investigate (1) the evolution of the thermal anomaly with time, (2) the relationship between pit craters geometry and the intensity of the thermal anomaly and (3) the spatial extent of the thermal anomaly compared to the surface of pit craters.

4.4.1 Persistence of the thermal anomaly

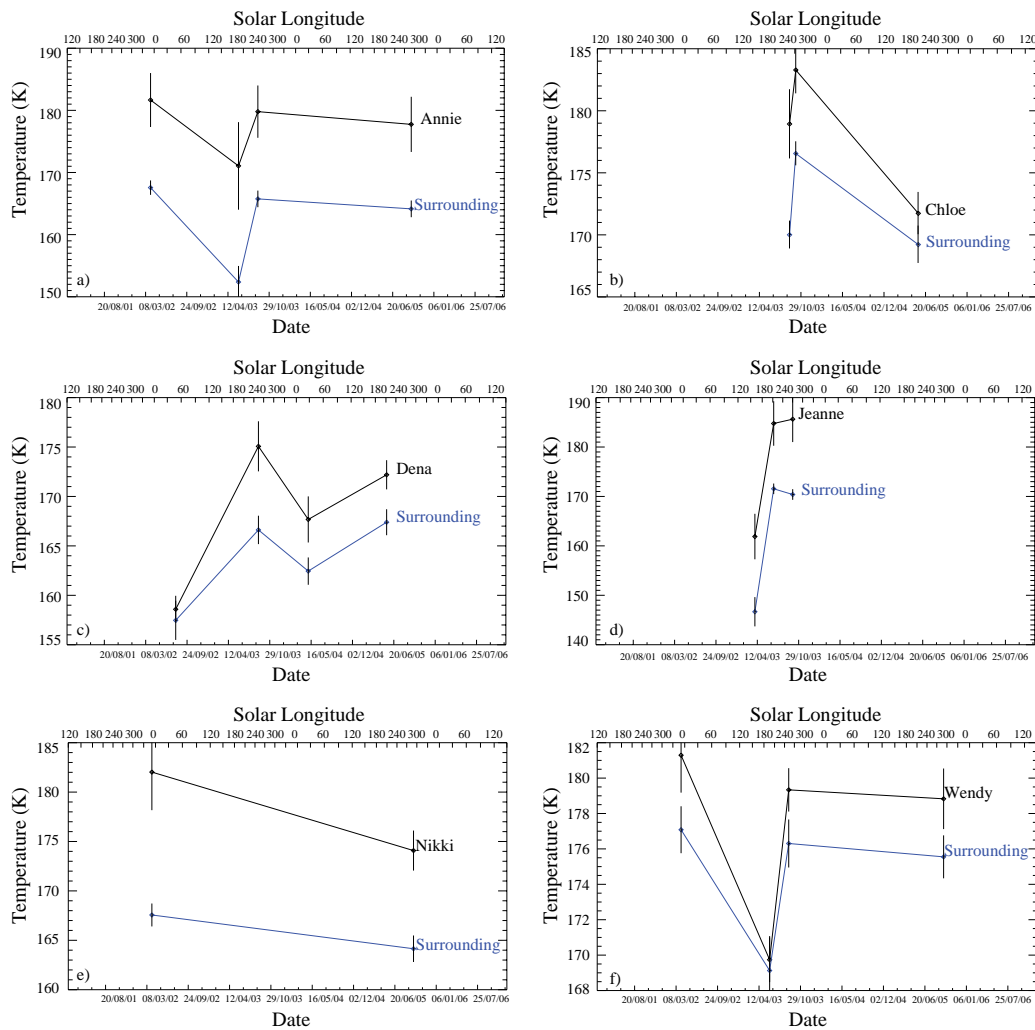


FIGURE 4.9. Plots of the maximum brightness temperature of pit craters (black) and background brightness temperature (blue) in function of the acquisition date (bottom x-axis) converted into solar longitude (top x-axis). ΔT shows some variations with the season.

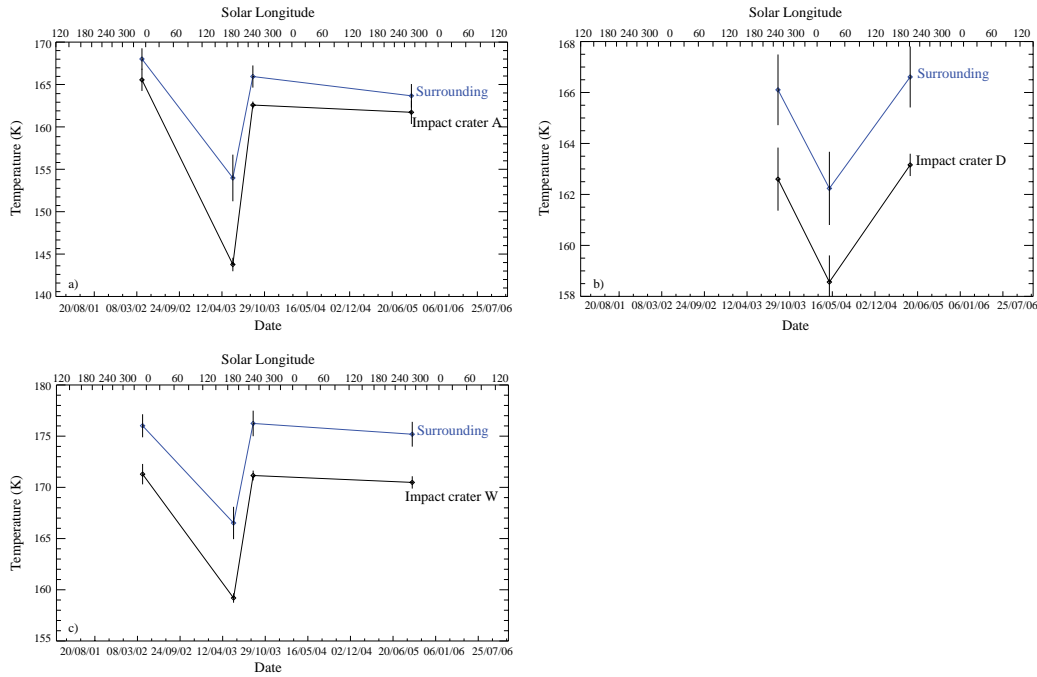


FIGURE 4.10. Plots of the maximum brightness temperature of the impact craters and the background in the function of acquisition date and solar longitude. For the legend, see figure 4.9.

The brightness temperature is calculated from the band 9 of THEMIS-IR nighttime images (Ferguson et al. 2006), using the online THMPROC software. For each previously discovered TDP by Cushing et al. (2007), we measured the maximum brightness temperature and, on the same image, the maximum temperature of a region between 5 to 10 km² in the vicinity of the TDPs for reference. Brightness temperature maxima are reported as a function of the date of acquisition, also expressed in solar longitude (Fig. 4.9). The brightness temperature contrast, noted here and hereafter ΔT between TDP and the surrounding is always positive, with limited fluctuations with the season. A maximum ΔT of 19 K is reported for Annie. The case of Wendy, with a smaller ΔT of about 3 - 4 K, may be special as this pit crater belongs to the collapsed terrain unit which is globally warmer than the aprons. For comparison, the thermal behaviour of three neighboring impact craters of similar dimension near Annie (impact crater A, 6.4°S and 240.1°E), Dena (impact crater D, 6.4°S and 240.7°E) and Wendy (impact crater W, 8°S and 240.1°E) (Fig. 4.10) have been reported. In all cases, the temperature within the crater is colder than the surrounding. Impact craters and TDPs have thus an opposite thermal behaviour at night in this region.

4.4.2 Correlations between geometry and thermal anomaly of the pit craters

The geometry controls surface temperature through the effects of proportion of sky and facing surfaces. The cooling efficiency at night may be severely affected by the proportion of sky seen from one given point (e.g., Baratoux et al. 2005, Aharonson et Schorghofer 2006, Kossacki et Markiewicz 2009). Tempera-

tures are thus expected to increase with the depth/diameter ratio of pit craters. To check if this is the case, maximum temperatures inside the TDPs are represented as a function of their depths and their depths to diameters ratios (Fig. 4.11). The observed maximum temperature ranges from 160 to 180 K. The figure 4.11a shows a weak correlation between the depth of the pit craters and their maximum temperature (correlation coefficient = 0.5), and there is no correlation with the depth/diameter ratio (Fig. 4.11b) (correlation coefficient = 0.2). This weak or absence of correlation argues against the view that geometric factors dominate the temperature pattern at night in the context of TDPs.

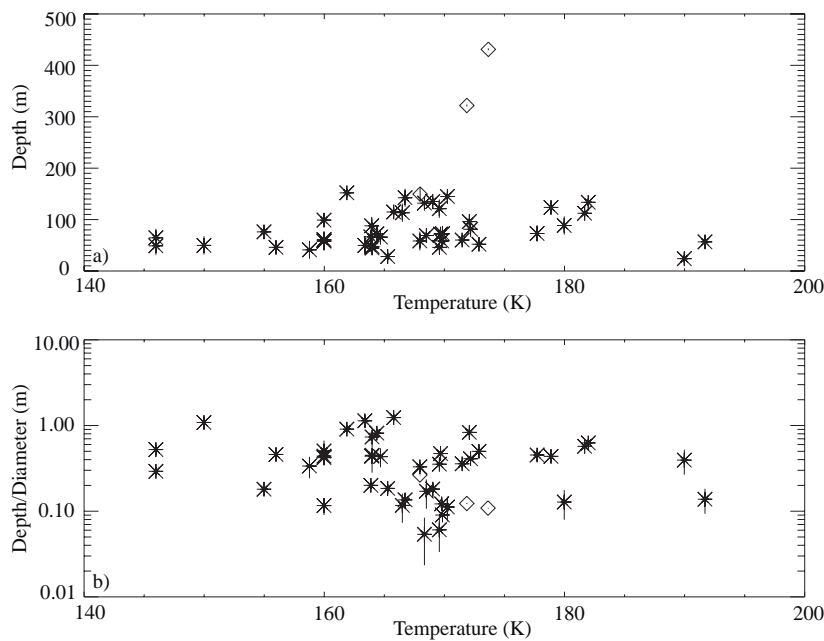


FIGURE 4.11. a) Plot of the depth in function of the maximum temperature of the pit craters. b) Plot of the depth/diameter ratio as a function of the maximum temperature observed. Cylindrical pit craters are represented by stars and parabolical pit craters are represented by diamonds. The y-axis has a logarithmic scale.

4.4.3 Influence of the lithology

Given the nature of the aprons of Arsia Mons, the bedrocks exposed in the upper part of the pit craters is likely to be made of layers of basalts or scorias/ashes. Lava flows or cemented ash layers, may have a larger thermal inertia than the material covering superficially the flank of Arsia Mons that appears to be loose and dusty. This would explain for instance why impact crater rims exposing fragments of this underlying material appears often warmer at night. Following this idea, the lower temperature of impact crater floors may be explained as impact crater cavities are good sinks for dust accumulation. For the case of pit craters, the situation is very different. The upper part of exposed bedrocks do not create a warm rings, while the warm floor of the pit craters are covered by dust (Fig. 4.12). Therefore, the lithological parameters seems to have little influence on the thermal pattern in the context of pit craters.

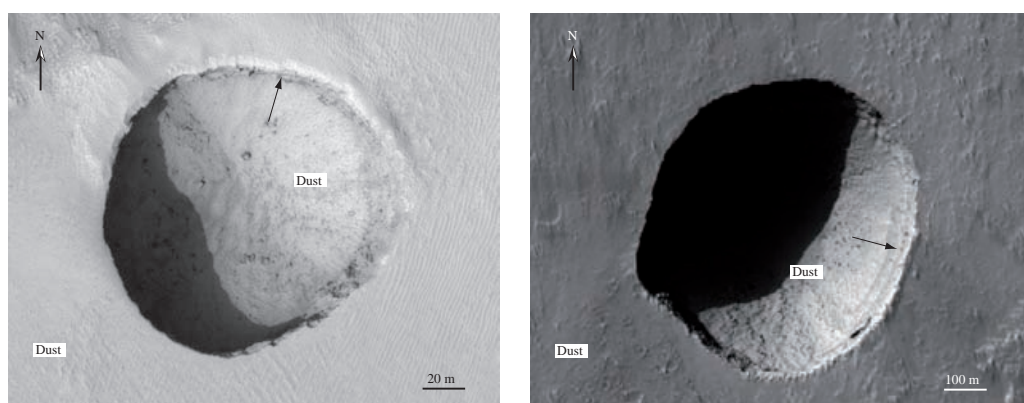


FIGURE 4.12. Extracts from HiRISE images (*4913_1735 and *9629_1660, respectively). They clearly shows the presence of a layer of loose and fine material several metres thick on the surrounding. A similar material appears of the floor of the pit crater. Black arrow highlight possible layers of basalt or cemented ashes composing the upper part of the pit crater walls. Fall-back fragments originating from this upper part are observed on the floor as well.

4.4.4 Extension of the thermal anomaly

In several cases, the thermal anomaly observed on TDPs seems to overlap their entrance given the typical size of the anomaly comparing to the size of TDPs entrance. However, given the non-linear behaviour in the case of heterogeneous temperatures at the sub-pixel scale, the surface of a thermal anomaly appears necessarily larger on a THEMIS image than it is in the reality. It is thus necessary to evaluate to what extent this effect contributes to the observed differences. For this purpose, simulated THEMIS-IR scenes in the case of temperature patterns heterogeneous at the sub-pixel scale have been done to reproduce the context of TDPs infrared observations. We assume a thermal anomaly corresponding exactly to the pit crater floor and calculate the corresponding number of pixels that would appear to be hot. The surface surrounding the pit crater has a temperature T_1 . The thermal anomaly is represented by a circular region having the diameter of the pit

crater and has a temperature T_2 (Fig. 4.13). At THEMIS resolution, the effective temperature (noted T_{eff}) of pixels resulting from a sub-pixel lateral mixing of a surface at temperature T_1 and of a surface at temperature T_2 is simulated from the addition of the radiances (noted B and expressed in W/m/sr/m^2) of each surface multiplied by the areal fraction of two components (p_1 for temperature T_1 and p_2 for temperature T_2) :

$$\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} B(\lambda, T_{eff})f(\lambda)d\lambda = p_1 \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} B(\lambda, T_1)f(\lambda)d\lambda + p_2 \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} B(\lambda, T_2)f(\lambda)d\lambda \quad (4.1)$$

where λ_1, λ_2 $f(\lambda)$ define respectively the spectral window and the shape of the filter. Emissivity is considered to be equal to one in this demonstration, as considering more appropriate values for basalts will have no influence on our conclusion. When integrated over the full spectrum and the upper hemisphere this relation simplifies into :

$$\sigma.T_{eff}^4 = p_1\sigma.T_1^4 + p_2\sigma.T_2^4 \quad (4.2)$$

where σ is the Stefan's constant ($\sigma = 5.67 \times 10^{-8} \text{ W.m}^{-2}.\text{K}^{-4}$).

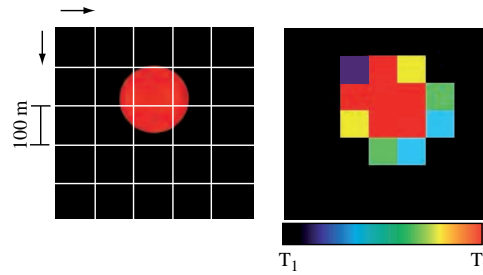


FIGURE 4.13. a) Sketch for the calculation of the number of pixels with an effective temperature above the background as a function of viewing configuration of a given thermal anomaly associated with a pit. The white grid indicates footprints of THEMIS-IR pixels. The grid is displaced in both direction to reproduce all possible configurations. b) Result of the simulation for a given offset : representation of the effective temperature at THEMIS resolution.

Such calculation has been already developed in the case of thermal remote sensing of active volcanic regions, searching for sub-pixel hot components (e.g., Harris et al. 1999). Given the typical size of TDP and the THEMIS resolution, the number of pixels with an effective temperature above the background depends on relative position of the footprint of each pixel to the contact between surfaces at temperature T_1 and T_2 . We noted that equation (4.2) is actually a good approximation of the exact equation when temperature differences between the components do not exceed 20 K and when the hot surface fraction is small ($\sim 10\%$). If hot temperature spatially dominated, the approximation can be used for temperature differences up to 100 K (Fig. 4.14 for details). The surface area for the simulation of THEMIS-IR scenes has a constant size of 8 by 8 pixels corresponding to 0.64 km^2 . Note that differences that appear in our plots between

simulated and observed surfaces has no importance because the comparison is based on the number of hot pixels. The effective temperatures for all pixels is calculated for all possible offsets ranging from 0 to 1 pixels by steps of 0.02 and using the exact equation 4.1. Observations and simulations are compared using temperature frequency distributions (Figs. 4.15 and 4.16).

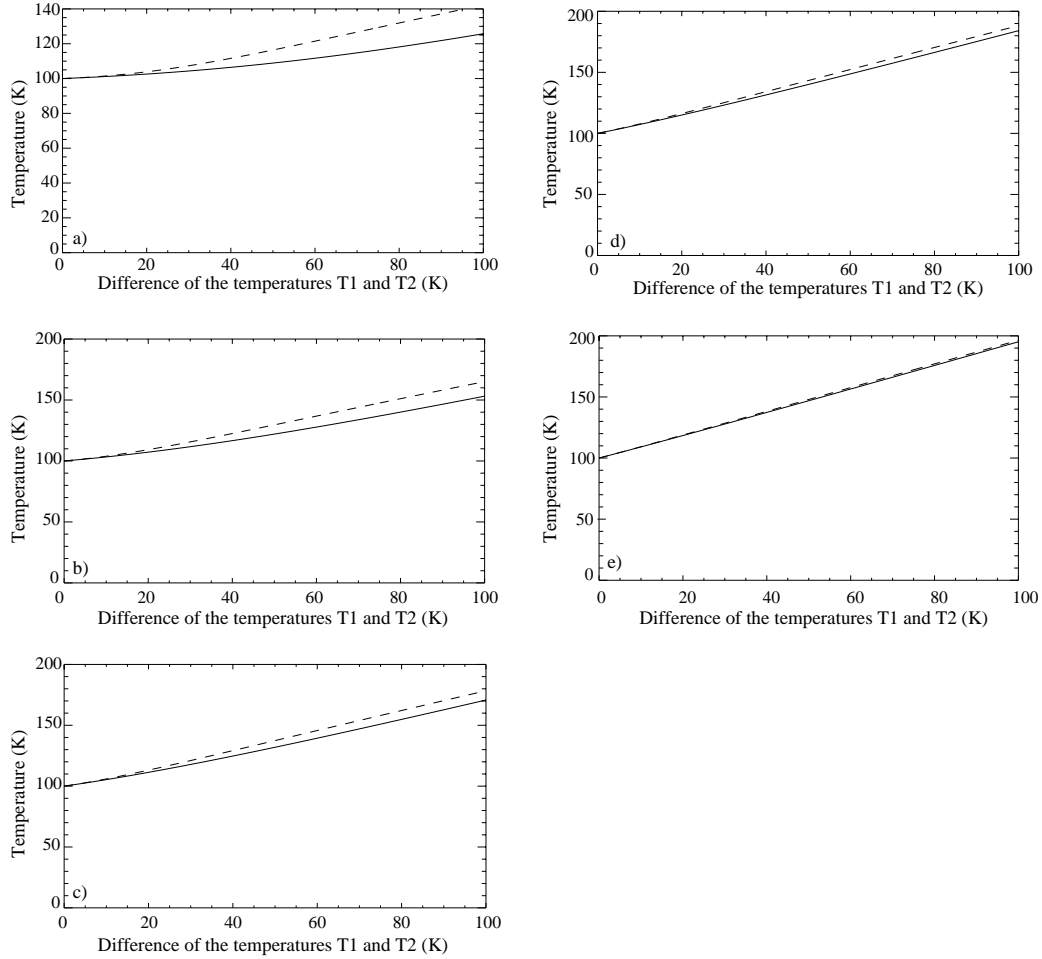


FIGURE 4.14. Comparison of effective temperatures derived from the exact equation (4.1, solid line) and its approximation (4.2, dashed line). 5 situations in terms of relative proportions of cold (p_1 , $T_1 = 100$ K) and hot (p_2 , $T_2 = 200$ K) components have been considered. Case a : $p_1 = 90\%$ - $p_2 = 10\%$. Case b : $p_1 = 70\%$ - $p_2 = 30\%$. Case c : $p_1 = 50\%$ - $p_2 = 50\%$. Case d : $p_1 = 30\%$ - $p_2 = 70\%$. Case e : $p_1 = 10\%$ - $p_2 = 90\%$.

The limit of temperature between background temperatures and the TDP anomaly should be defined precisely, as the two modes noted on the bar chart slightly overlap in some cases. The minimum temperature (T_{pit}) of pixels attributed to the TDP anomaly is defined such as (1) pixels above this temperature form a continuous region centered at the pit crater, (2) no isolated pixels higher than this temperature exist in the vicinity of the TDP (within an area extending at few times the diameter of each TDP). For the simulations, the bar charts correspond to the offset for which a maximum of pixels above the background temperature is predicted. Grey bars represent the background temperatures and blue bars represent the thermal anomaly. In a number of situation, the number of pixels with a temperature $\geq T_{pit}$ in simulations and observations are comparable. However,

for several TDP the number of pixels above the background temperature is found significantly higher than the predicted one as shown on Table 4.1. The best evidence is given by the pit crater located at 13.73°S and 238.39°E and which has a thermal anomaly of 144 pixels and the maximum based on his diameter should be 93.

Name	Latitude (South)	Longitude (East)	Images	Diameter (m)	TDP anomaly	Predictions by the model
Annie	6.52°	240.03°	I06502014	198.50	17	4-9
Chloë	4.29°	239.21°	I08000014	287.00	13	9-12
Dena	6.31°	239.02°	I07638013	198.75	11	4-7
Jeanne	5.53°	241.39°	I07950019	170.30	13	4-7
Nikki	6.71°	240.55°	I01309002	216.25	12	4-9
Abbey	6.71°	240.57°	I01309002	103.00	6	1-4
Wendy	7.88°	240.31°	I01309002	152.50	5	1-5
	7.17°	240.90°	I14527006	116.50	4	1-5
	18.56°	238.39°	I06215012	231.00	8	4-7
	14.64°	238.22°	I06215012	663.00	53	39-45
	15.22°	238.13°	I06215012	412.50	16	14-21
	15.72°	236.75°	I06989013	411.60	34	13-16
	12.61°	236.60°	I06989013	147.00	7	2-5
	18.33°	238.12°	I08075010	420.00	27	16-21
	17.13°	238.68°	I09423011	220.50	18	4-9
	17.22°	239.57°	I10284004	747.50	73	54-47
	17.19°	239.66°	I10284004	667.00	78	41-47
	12.79°	238.97°	I10284004	491.00	28	21-26
	13.19°	238.94°	I10284004	287.50	19	8-12
	12.99°	238.89°	I10284004	571.50	30	30-37
	12.50°	238.87°	I10284004	414.00	23	15-21
	12.07°	238.85°	I10284004	518.00	33	24-32
	14.50°	237.55°	I14003002	171.00	10	2-5
	14.55°	237.55°	I14003002	360.00	12	13-16
	10.58°	237.02°	I14003002	247.00	17	7-12
	13.08°	237.24°	I14003002	136.50	11	1-4
	11.73°	237.00°	I14003002	147.00	9	3-6
	14.89°	239.80°	I14265002	299.00	14	8-12
	14.80°	239.77°	I14265002	613.00	58	32-41
	13.37°	239.52°	I14265002	207.00	11	4-7
	13.68°	239.44°	I14265002	425.50	22	16-21
	12.04°	239.43°	I14265002	418.00	25	16-21
	13.67°	239.42°	I14265002	276.00	12	8-12
	13.67°	239.41°	I14265002	379.50	31	14-21
	13.73°	238.39°	I14290007	985.00	144	86-93
	13.75°	238.38°	I14290007	1375.30	228	145-156
	13.73°	238.33°	I14290007	265.00	11	7-12
	13.66°	238.40°	I14290007	652.00	67	39-44
	13.29°	238.29°	I14290007	571.50	5	4-6
	13.07°	238.70°	I21678002	333.50	20	9-12

TABLE 4.1. Geographic location, name and diameter of 33 TDPs, THEMIS-IR images, and comparison of the number of hot pixels in observations and predicted by the models.

Other good examples (Fig. 4.15) include the case of Annie, where $T_{min} = 150$ K and 17 pixels are found to be warmer than T_{min} , while number of hot pixels should range from 4 to 9, depending of the viewing configuration. For Dena and Jeanne, 11 and 13 pixels are respectively associated to their thermal anomaly while 4 and 7 pixels at maximum should appear warmer if the thermal anomaly was limited to the pit crater entrance. The thermal anomaly at Nikki also extends beyond the pit crater surface as 13 pixels appear hot in THEMIS data while the pit craters surface should produce between 4 and 9 pixels warmer than the background. Two cases are more ambiguous, Chloë and Wendy, for which the number of pixels is close to the model prediction (Fig. 4.16).

In conclusion, in most cases, the thermal anomaly is found to be larger than the pit craters surface (up to 200 %). This is a robust conclusion considering the precautions taken on the definition of T_{pit} that may voluntarily underestimate the real number of pixels affected by the TDP anomaly and considering also the simulations maximizing the number of pixels above the background temperature. The fact that the thermal anomaly extends in many cases beyond the surface area

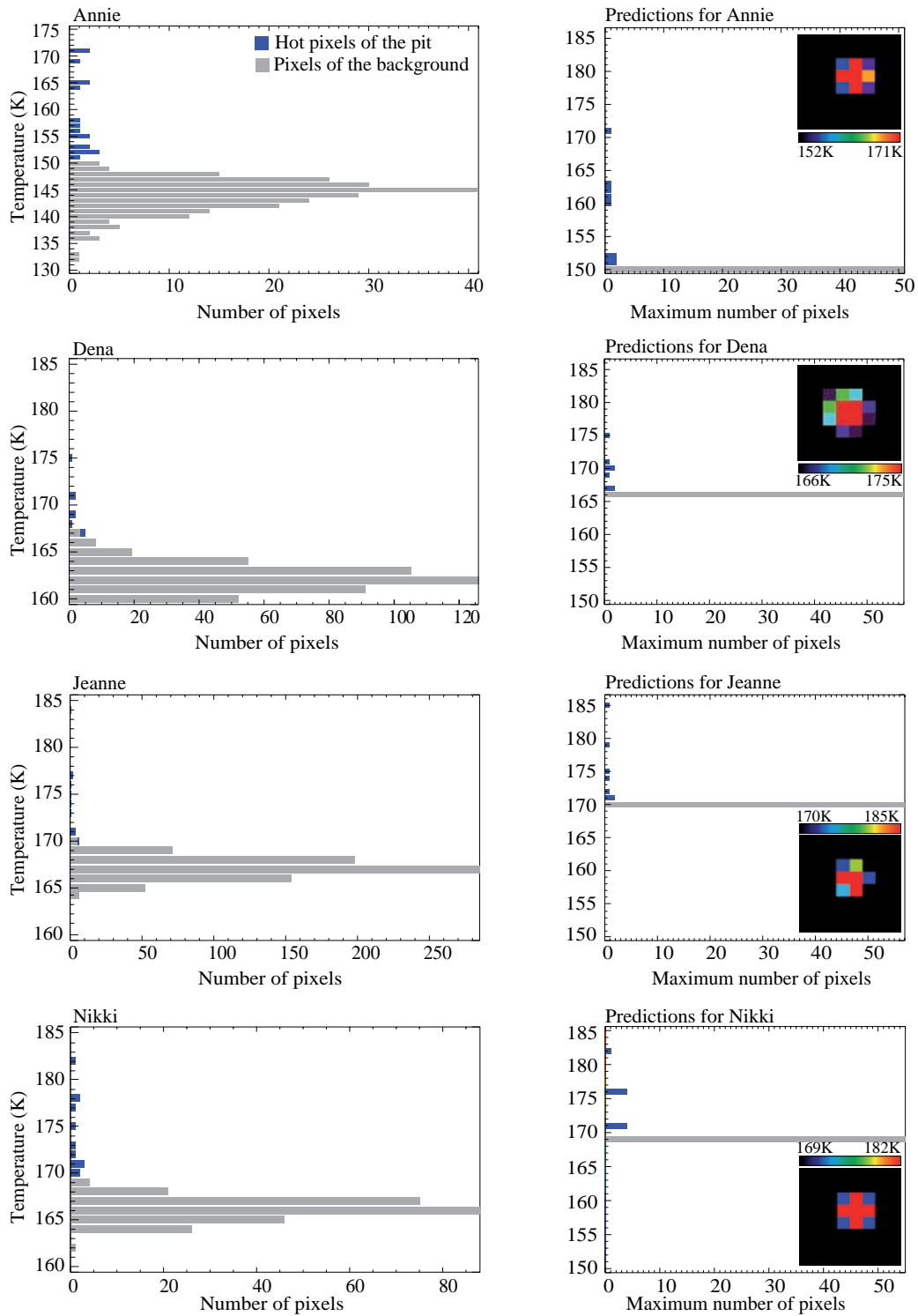


FIGURE 4.15. Bar charts representing the number of pixels as a function of temperature bins from THEMIS observations (left) and model predictions (right) for comparison. Pixels with a temperature below T_{pit} (background pixels) appear in grey bars, and pixels with a temperature equal or above T_{pit} (pixels belonging the TDP thermal anomaly) appear in blue bars. Represented simulations of THEMIS-IR scenes and associated bar charts correspond to situations where the number of pixels above T_{pit} is maximum.

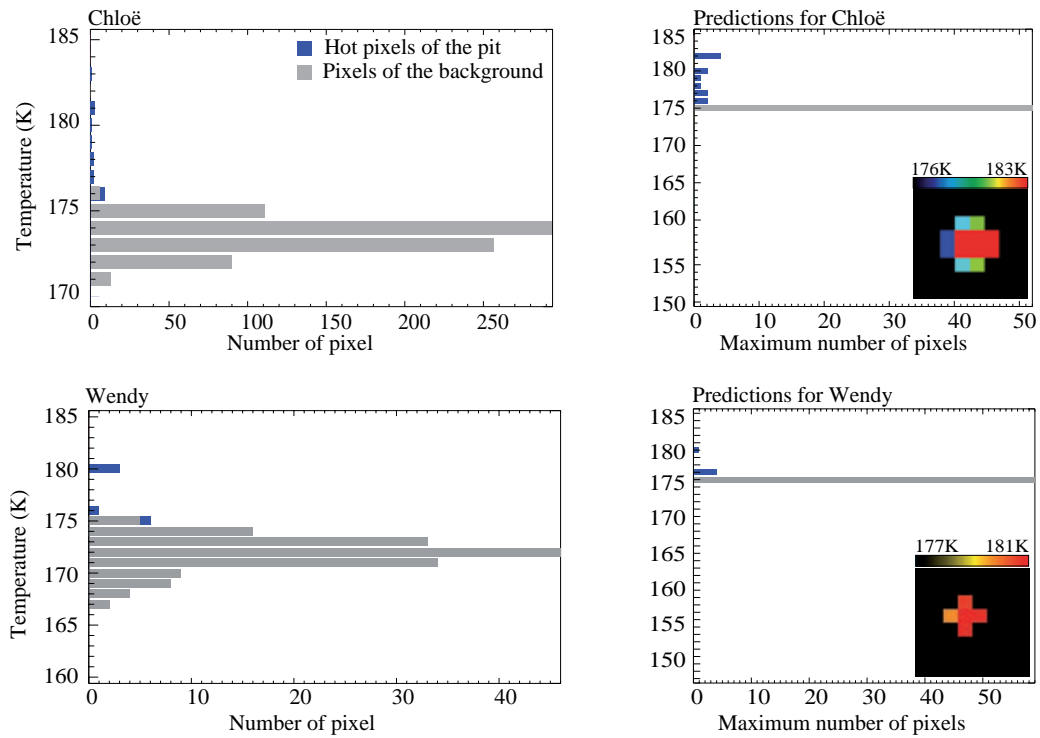


FIGURE 4.16. Bar charts representing the number of pixels as a function of temperature bins from THEMIS observations (left) and model predictions (right) for comparison. For the legend, see 4.15

of TDP cannot be explained in the context of a pure geometric effect were the anomaly should be necessarily limited to the floor of the pit crater.

4.4.5 Relation between amplitudes of thermal anomalies with regional stress

Some of the pit craters do not display thermal anomalies. Pit craters with thermal anomalies or not have been all projected along a topographic profile of the south flank of Arsia Mons (Fig. 4.17). Pit craters with thermal anomalies appear in red, and pit craters with no thermal anomalies appear in black. With this representation, it appears that pit craters with no thermal anomalies are located at slope break A (Fig. 4.17). The principal stresses on a volcanic cone have been calculated by van Wyk de Vries et Matela (1998) and demonstrate the formation of horizontal extensive stresses in slope breaks, independently of the various model parameters. Applying these results to the case of Arsia Mons, the absence of a thermal anomaly at pit craters appears to be correlated with horizontal extensive stresses. The horizontal extensional stresses can maintain open vertical interstices increasing the vertical permeability toward the surface. Conversely, we expect the horizontal compression elsewhere on the volcano to have an opposite effect.

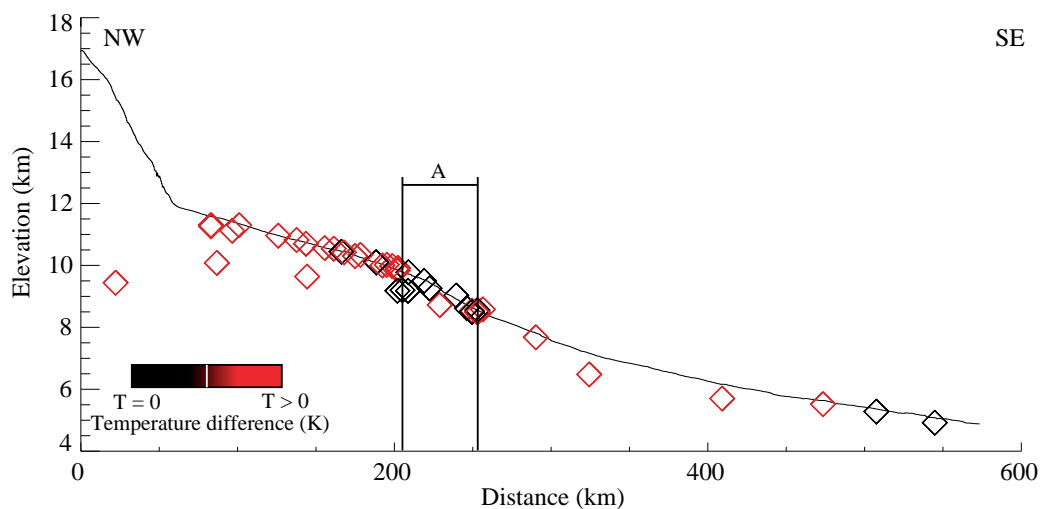


FIGURE 4.17. Projection of all pit craters on a topographic profile in the southern flank of Arsia Mons (vertical exaggeration : x 16). Pit craters with thermal anomalies are plotted with red diamonds, and pit craters with no thermal anomalies are plotted with black diamonds. Pit craters with no thermal anomalies cluster on a slope break, where horizontal stresses.

4.5 THERMAL OBSERVATION ON SINUOUS RILLES

Sinuous rilles are present on the flank of Arsia Mons, in particular on the southwestern one. The sinuous rilles have been documented early in the Mars exploration from the Viking images on Olympus Mons and on Alba Patera (Carr 1973, Carr et al. 1977, Cattermole 1987; 1990). They are generally interpreted as collapsed tube-fed lava flows using terrestrial analogues (Sakimoto et al. 1997, Sakimoto et Zuber 1998, Keszthelyi 1995). On the Earth, lava tubes are associated with basaltic volcanoes, long-lived eruptions and low to moderate effusion rates (Peterson et al. 1994, Valerio et al. 2008) and their occurrence is influenced by the local slope (Peterson et al. 1994, Kauahikaua et al. 1998, Sakimoto et al. 1997, Sakimoto et Zuber 1998). The thermal insulation by the roof is responsible for the formation of long flows (Malin 1980). In the case of Arsia Mons, a decrease of magma production rate was argued to be responsible for a transition from tube-like to channel-fed flows (Bleacher et al. 2007). Arsia Mons' sinuous rilles are slightly oblique with the downslope direction of the apron. Two of the sinuous rilles, located south of Arsia Mons (see Fig. 4.2, S1 and S2) appear warmer and are studied here in details. The width of both rilles decrease downslope. The sinuous rille S2 splits downslope into two branches (Table 4.2). We note also that thermal anomalies at sinuous rilles are geographically close to TDPs.

Tunnels	Length	Portions	Wide	Depth
Sinuous rille S1 (12°S and 238.88°E)	56 km	North	800 m	650 m
		Middle	320 m	124 m
		South	320 m	285 m
Sinuous rille S2 (14.22°S and 237.70°E)	49.2 km	North	1.03 km	280 m
		B	665 m	
		A	724 m	140m

TABLE 4.2. Geometrical parameters of three collapsed sinuous rilles located on the South-West apron of Arsia Mons.

MOLA topographic profiles in different places across the rilles were extracted and registered to the thermal images. Topographic and thermal profiles are drawn in figures 4.18 and 4.19. For the sinuous rille S1 (Fig. 4.18), the temperature contrast along MOLA track with the surrounding reaches a maximum of 21 K downslope, while it decreases to 17 K on the opposite flank. The 21 K contrast is reached on the northern section, while it decreases continuously down to 7 K at its end. The second rille S2 shows a temperature difference up to 23 K in its northern section. The southern section splits into two rilles (Fig. 4.19). Their downslopes excess temperature is uniform and equal to 8.5 K. The presence of thermal anomalies at some sinuous rilles, but not for all, and the asymmetric pattern of the temperature field appears enigmatic, and we believe that these observations should be considered together with the TDPs in the following to reach a better understanding of thermal processes at Arsia Mons.

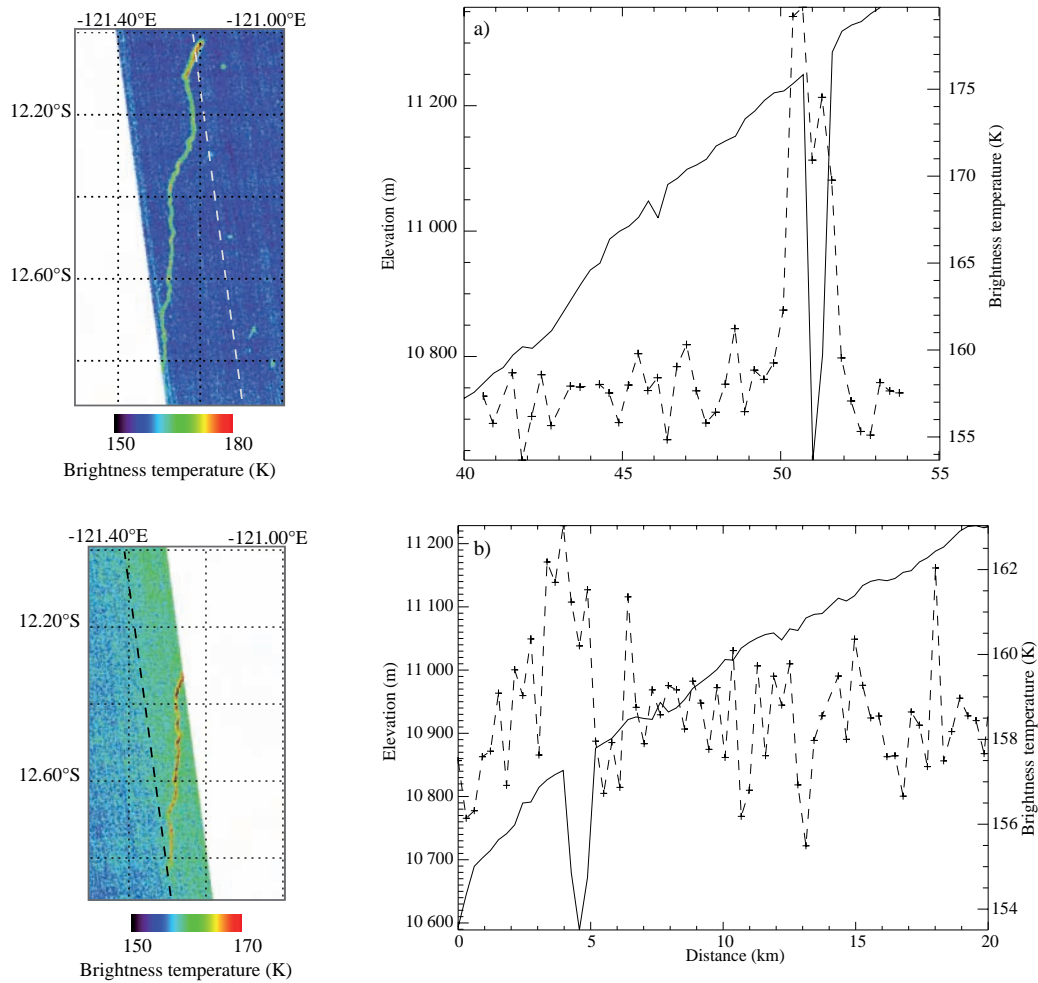


FIGURE 4.18. Thermal images and plots of the sinuous rille S1. a) Left part : thermal image (I10284004) of the collapsed sinuous rille with, with MOLA track (AP16756L) in dashed white line. Right part : plot of the temperature profile (dashed line) and of the topographic profile (solid line) as a function of the distance. b) Left part : thermal image (I2768002) of the sinuous rille with MOLA track (AP11321L) in dashed black line. Right part : plot of the temperature and the topography as a function of the distance (for legend, see figure a).

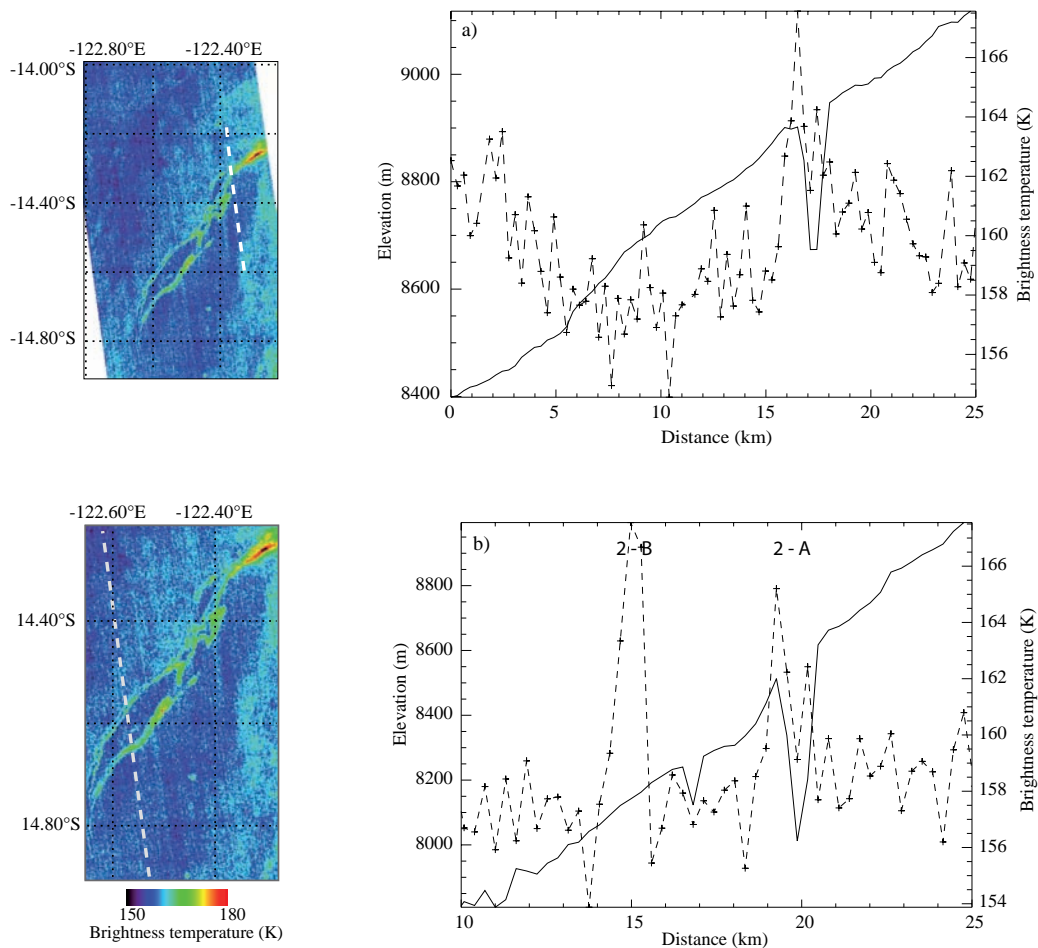


FIGURE 4.19. Thermal images and plots of the sinuous rille 2. a) Left part : thermal image (I14003002) of the sinuous rille with MOLA track (AP19850L) in dashed white line. Right part : plot of the temperature and the topography as a function of the distance (for legend, see figure 4.18a). b) Left part : thermal image (I14003002) of the sinuous rille with MOLA track used (AP17172L) in dashed white line. Right part : plot of the temperature and the topography as a function of the distance (for legend, see figure 4.18a).

4.6 EXPLORING THE OCCURRENCE AND CONSEQUENCES OF AIR CONVECTION

Several evidences on temperature patterns which cannot be explained by a combination of conductive and optical properties have been shown. An additional heat transfer mechanism must be considered to explain these observations. Recently, evidences of air convection have been found on highly permeable volcanic breccias (Antoine et al. 2009). We explore in the following the conditions for the occurrence of CO₂ convection systems within the aprons of Arsia Mons. We present a numerical model to simulate the contribution of such aerothermal systems to surface temperatures. Porous flows strongly depend on permeability. Several lithologies may compose the flanks of Arsia Mons, including basaltic rocks more or less porous and fractures, lapillis, scorias, breccias, and a fine component made of sand and/or dust. Such diversity lead to contrasted values of permeability. Non fractured basalts are relatively impermeable with permeabilities ranging from $K = 10^{-15} \text{ m}^2$ to 10^{-18} m^2 (Hurwitz et al. 2002), but scorias or breccias may have value 10 orders of magnitudes higher. A first order estimate of the permeability of aggregates is obtained with the Kozeny-Carman's law (Carman 1961) :

$$K = \frac{n^3 d^2}{(1 - n)^2 * 172.8} \quad (4.3)$$

where n is the connected porosity of the aggregate and d , the size of the particles. Permeabilities of 10^{-11} m^2 have been measured on sub-millimetric porous basalts of the Réunion island (Fontaine et al. 2002). It agrees with drill hole measurements in hawaiian pile of lava flows (Hurwitz et al. 2002). For plurimillimetric to centimetric lapillis (5 mm to 5 cm), their permeabilities range from $3 \times 10^{-8} \text{ m}^2$ to $3 \times 10^{-6} \text{ m}^2$. Breccias composed of decimetric to metric blocks with a porosity of about 30 % have a high permeability K of $\sim 1.5 \times 10^{-4} \text{ m}^2$.

Lava tubes, likely produced during the entire period of activity of Arsia Mons, may be found down to 6 km in depth (Lillis et al. 2009). Such structure should produce an anisotropic permeability. Increase of lithostatic pressure with depth should lead to their collapse forming metric to decametric aggregates organised in tubes whose permeability exceeds 10^{-4} m^2 . If we assume that the relative volume of these drains represents 10 % of the aprons, the effective horizontal permeability of the aprons is $> 10^{-5} \text{ m}^2$. The effective vertical permeability could be as low as $\sim 10^{-15} \text{ m}^2$ to 10^{-18} m^2 if horizons of unfractures massive basalt are present. However, this is not plausible as collapses lava tubes may induce large fractures and void spaces eventually filled by lapillis. Studies of the ventilation inside the few kilometres high Piton de la Fournaise edifice suggests a vertical effective permeability of $\sim 10^{-8} \text{ m}^2$ (Antoine et al. 2009). Such value will be used for the vertical effective permeability in our simulations.

A layer of dust covers a large fractions of Arsia Mons (Mouginis-Mark 2002). Applying the equation 4.3 to the dust leads to a very small permeability value of $\sim 10^{-15}$. Clearly, around some pit craters (Fig. 4.12), the thickness of the

sand can reach several metres. The THEMIS nighttime mosaic displays a 10 K temperature increase beyond 150 km from the caldera (Fig. 4.20), suggesting that the dust layer vanishes or is less than a few millimetres. The area of the slope break is just 23 km downslope and is not a dust sink.

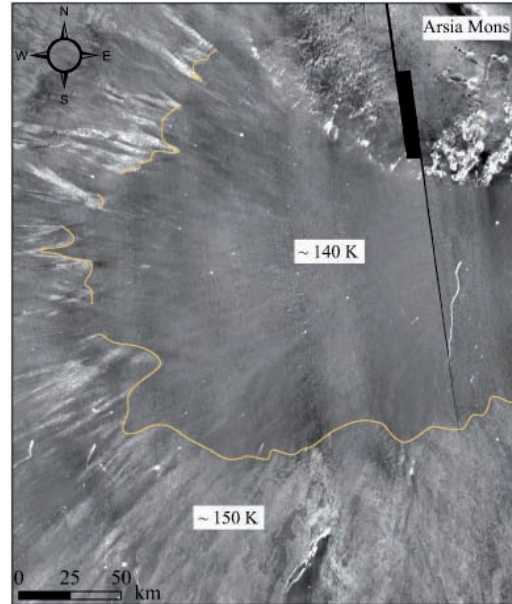


FIGURE 4.20. Extract of THEMIS nighttime infrared global data (N-30_210) of the southern aprons of Arsia Mons. The orange line delimits two thermal homogenous regions. The first one have a temperature ranging around 140 K with no features observable and the second region have an average temperature of 150 K with observable limits of lava flows.

To summarise, the upper kilometres of Arsia Mons likely have a horizontal permeability (K_h) up to 10^{-4} m² and a vertical permeability (K_v) fixed to 10^{-8} m². It implies that the anisotropy ratio K_h/K_v called after A is 10^4 .

4.6.1 Numerical modelling of air convection in an inclined box applied to Arsia Mons

All input parameters of numerical simulations are given in Table 4.3. Three simulations are achieved for three different box heights : 1, 3 and 6 km. The length of the box is constant and equal to 40 km, which represents the distance between the slope break and TDPs. The inclination of the box is 2° , in agreement with the slope of the aprons (Fig. 4.21). A geothermal flow of $F = 30$ mW.m⁻² is prescribed at the bottom of the box. This value is within the range of possible present heat flows at the Tharsis dome (Solomon et Head 1990, McGovern et al. 2004, Belleguic et al. 2005). The top of the box is open, permitting free entrance and exit of the air. The sides are adiabatic and impervious. Parameters values are given in table 4.3. The 2-D code of Antoine et al. (2009) was modified to take into account an anisotropic permeability.

The porous flow we would like to simulate takes place in a media composed of horizons of basalt for 90% of the volume and horizons of collapsed sinuous rilles

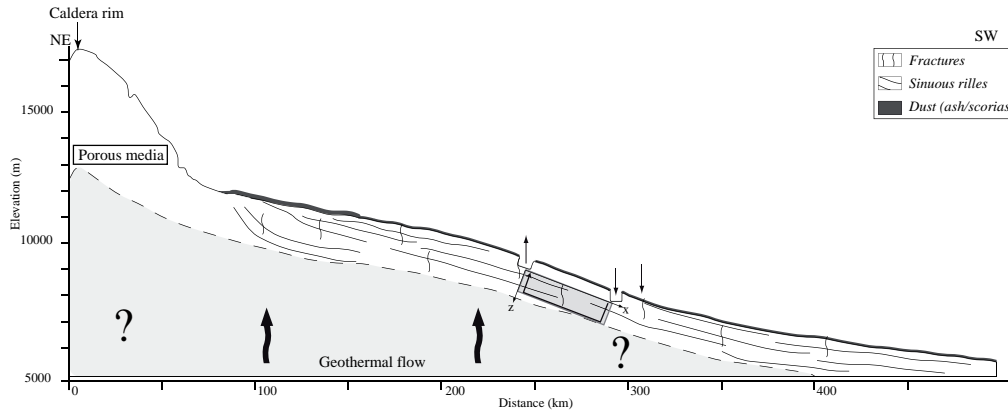


FIGURE 4.21. Structure of the southern apron of Arsia Mons from the morphological study where pit craters and/or collapsed sinuous rilles are represented (vertical exaggeration : $\times 6$). Air flow is represented by arrows and air circulation is simulated by the inclined grey box with a depth of 1 km and a length of 40 (aspect ratio of this case = 40).

Martian acceleration to due gravity	$g = 3.69 \text{ m/s}^2$
Geothermal heat flow	$F = 30 \text{ mW.m}^{-2}$
Geometrical parameters	
Heights of the box	$H = 1 - 3 - 6 \text{ km}$
Lengths of the box	$L = 40 - 36 \text{ km}$
Slope of the box	$\theta = 2^\circ$
Relative volume of the porous media	$r_v = 10\%$
Porosity of the sinuous rilles	$\phi = 40\%$
Connected porosity	$n \sim 4\%$
Martian atmosphere parameters	
Heat capacity	$C_a = 850 \text{ J.kg}^{-1}.\text{K}^{-1}$
Thermal conductivity of the air	$k_a = 1.5 \times 10^{-2} \text{ W.m}^{-1}\text{K}^{-1}$
Air density	$\rho_a = 1.5 \times 10^{-2} \text{ kg.m}^{-3}$
Air thermal expansion coefficient	$\alpha = 4.5 \times 10^{-3} \text{ K}^{-1}$
Air Viscosity	$\mu = 1.2 \times 10^{-5} \text{ Pa.s}$
Porous basalt and sinuous rilles	
Heat capacity of the basalt	$C_\beta = 1000 \text{ J.kg}^{-1}.\text{K}^{-1}$
Density of the basalt	$\rho_\beta = 2200 \text{ kg.m}^{-3}$
Thermal conductivity of the basalt	$k_\beta = 1.82 \text{ W.m}^{-1}\text{K}^{-1}$
Thermal conductivity of the sinuous rilles	$k_{sr} = 0.4 \text{ W.m}^{-1}\text{K}^{-1}$
Effective parameters for the polyphasic media	
Thermal conductivity	$k_e = 1.3 \text{ W.m}^{-1}\text{K}^{-1}$
Thermal diffusivity	$\kappa = 6 \times 10^{-7} \text{ m}^2.\text{s}^{-1}$
Air-soil volumic heat capacity ratio	$\gamma = 6.4 \times 10^{-6}$
Permeability and Rayleigh numbers	
Vertical permeability	$K_v = 10^{-8} \text{ m}^2$
Anisotropy	$A = 10^4$
Equivalent Rayleigh number	$Ra_{eq} = 0.05-0.5-2-5-10-20-200-800$

TABLE 4.3. Physical parameters for the air convection model inside the aprons of Arsia Mons.

for 10% of the volume. Basalts are considered to be porous ($\rho_\beta = 2200 \text{ kg.m}^{-3}$), but this porosity is not involved in advection of heat by the air. The porosity for the collapsed sinuous rilles is taken to be 40 %, so the proportion of connected porosity is equal to $n = 4\%$. The thermal velocity is small enough (4.5 cm.yr^{-1} , see hereafter) for the temperature of the air and of the soil fraction of the porous media to be the same and then temperature of the porous media verifies :

$$(1 - n)\rho_\beta C_\beta \frac{\partial T}{\partial t} + \rho_a C_a (u \frac{\partial T}{\partial x} + w \frac{\partial T}{\partial z}) = k_e \vec{\nabla}^2 T \quad (4.4)$$

where C_β and ρ_β are respectively the heat capacity and the density of the basalt composing the aprons, T is the temperature and k_e is the effective thermal conductivity of the media, which will be calculated later. The Darcy velocities u and w represent the projection of the velocity along the x and z directions parallel and orthogonal to the surface of the apron, respectively (z points downward and x is downslope, Fig. 4.21) and C_a and ρ_a are the heat capacity and the density of the air, respectively. Dividing both sides of the equation by the volumic heat capacity $(1-n)\rho_\beta C_\beta$, the equation becomes :

$$\frac{\partial T}{\partial t} + \gamma (u \frac{\partial T}{\partial x} + w \frac{\partial T}{\partial z}) = \kappa_e \vec{\nabla}^2 T \quad (4.5)$$

where γ is the air-soil heat capacity ratio :

$$\gamma = \frac{\rho_a C_a}{(1 - n)\rho_\beta C_\beta} \quad (4.6)$$

and κ is the effective thermal diffusivity :

$$\kappa_e = \frac{k_e}{(1 - n)\rho_\beta C_\beta} \quad (4.7)$$

The Darcy's equation in a 2-D anisotropy sloped system is :

$$\frac{\partial P}{\partial x} - g\rho_a \sin \phi + u \frac{\mu}{K_h} = 0 \quad (4.8)$$

$$\frac{\partial P}{\partial z} - g\rho_a \cos \phi + w \frac{\mu}{K_v} = 0 \quad (4.9)$$

where P is the gas pressure, g is the gravity and μ are the air viscosity, respectively. As the excess pressure during air convection in soils is negligible in comparison with the hydrostatic one, the flow can be considered as incompressible, and the equation of mass conservation is :

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial w}{\partial z} = 0 \quad (4.10)$$

We introduce the stream function, which verifies :

$$\gamma u = \frac{\partial \psi}{\partial z} \quad (4.11)$$

$$\gamma w = -\frac{\partial \psi}{\partial x} \quad (4.12)$$

where u and w are Darcy velocities. The heat is advected with the thermal velocity given by γu and γw represent the thermal velocity (see equation 4.5). The equation for the air density is :

$$\rho_a = \rho_0(1 - \alpha(T - T_0)) \quad (4.13)$$

where ρ_0 is the density of CO₂ at the mean temperature T_0 of the surface of Mars and α is the thermal expansion coefficient of CO₂.

The porous and heterogeneous media of the aprons is approximated by parallel layers of basalt and collapse sinuous rilles having different physical properties. The effective thermal conductivity k_e in this simplified geometry is given by :

$$\frac{1}{k_e} = \frac{r_v}{k_{sr}} + \frac{(1 - r_v)}{k_\beta} \quad (4.14)$$

where k_{sr} and k_β are the thermal conductivity of collapsed sinuous rilles and porous basalt layers, respectively. k_{sr} is estimated to 0.4 W.K⁻¹.m⁻¹ (Antoine et al. 2009). For the conductivity of the porous basalt, we take a typical value of 1.82 W.K⁻¹.m⁻¹ (Horai 1991, Hurwitz et al. 2002). It results that $k_e = 1.3$ W.K⁻¹.m⁻¹.

The non-dimensional temperature (θ), the stream function $\bar{\psi}$, the distances (\bar{x} and \bar{z}), the velocities (\bar{u} and \bar{v}), and the time (τ) are introduced using the following scales :

$$T - T_0 = \delta T * \theta \quad (4.15)$$

$$x = H\bar{x} \quad (4.16)$$

$$z = H\bar{z} \quad (4.17)$$

$$\psi = \kappa\bar{\psi} \quad (4.18)$$

$$\gamma u = \frac{\kappa}{H}\bar{u} \quad (4.19)$$

$$\gamma w = \frac{\kappa}{H}\bar{v} \quad (4.20)$$

$$t = \frac{H^2}{\kappa}\tau \quad (4.21)$$

where H is the layer thickness and δT is the conductive temperature contrast between the top and the bottom of the inclined layer :

$$\delta T = \frac{F}{k_e}H \quad (4.22)$$

Considering, that $k_e = 1.3$ W.K⁻¹.m⁻¹, $F = 30$ mW.m⁻², the temperature difference δT for $H = 1000$ m is equal to 23K (Table 4.3).

The equations of convection become in their non-dimensional forms :

$$\frac{\partial \theta}{\partial \tau} + (\bar{u} \frac{\partial \theta}{\partial \bar{x}} + \bar{v} \frac{\partial \theta}{\partial \bar{z}}) = \bar{\nabla}^2 \theta \quad (4.23)$$

and

$$\frac{1}{A} \frac{\partial^2 \psi}{\partial \bar{z}^2} + \frac{\partial^2 \psi}{\partial \bar{x}^2} = -\gamma Ra \left(\frac{\partial \theta}{\partial \bar{x}} \cos \phi - \frac{\partial \theta}{\partial \bar{z}} \sin \phi \right) \quad (4.24)$$

where Ra is the usual Rayleigh number :

$$Ra = \frac{\rho_f g \alpha \delta T H K_v}{\mu \kappa} \quad (4.25)$$

We put together γ and the Rayleigh number defining the equivalent Rayleigh number as :

$$Ra_{eq} = \gamma Ra \quad (4.26)$$

4.6.2 Results of the numerical simulation

First, we present the results obtained for the air convection within a layer of 1 km thick and with a length of the box of 40 km (Figs. 4.22 - 4.23). Last simulations concern a box of thickness varying from 3 to 6 km thick and a length of 36 km (Figs. 4.24 - 4.25, 4.26 - 4.27). For all the simulations, the anisotropy A is kept at 10^4

4.6.2.1 Simulations with a depth of the box equal to 1 km

Five simulations for a depths of 1 km (and an aspect ratio of 40) have been done for various equivalent Rayleigh number equal to 0.05, 0.5, 5, 10 and 20 corresponding to permeability values ranging from 10^{-8} to $4 \times 10^{-6} \text{ m}^2$. Streamlines and isotherms are presented in Fig 4.22.

The thermal field does not differ from the conductive one for the lower bound of $Ra_{eq} = 0.05$ (Figs. 4.22a and 4.23). In this case, the dimensionless convective Darcy flow rate is 0.3. The flow enters and exits the box at a distance of $\sim \frac{40}{3}$ from its sides. In dimensional terms, it means that the Darcy flow rate (flow rate per unit of length) represents $0.3\kappa/\gamma \sim 3 \times 10^{-2} \text{ m}^3 \cdot \text{s}^{-1}/\text{m}$ and the mean vertical velocity at the entrance and exit of the box is $v_{mean} = 0.3\kappa/(13 \gamma H) = 2.2 \times 10^{-3} \text{ mm} \cdot \text{s}^{-1}$. We introduce the thermal velocity v_T , which verifies :

$$v_T = \gamma v_{mean} = 4.2 \times 10^{-2} \text{ cm} \cdot \text{yr}^{-1} \quad (4.27)$$

This value is obviously negligible and explains why the temperature profile remains close to the conductive one.

The case with a $Ra_{eq} = 0.5$ is displayed in figures 4.22b and 4.23. The Darcy flow rate of the air and the v_T rise by an order of magnitude, representing $0.3 \text{ m}^3 \cdot \text{s}^{-1}/\text{m}$ and $4.2 \text{ mm} \cdot \text{yr}^{-1}$, respectively. The figure displays the temperature profile at a dimensionless depth of $\frac{1}{64}$ ($\sim 15 \text{ m}$) : we note that above the region of exit, the temperature is 0.1 (2.3 K) warmer than at the entrance one.

When $Ra_{eq} = 5$ (Figs. 4.22c and 4.23), convection transports a significant quantity of heat. It results that the top velocity, temperature and heat flux profiles have a non linear shape. The subsurface temperature peaks at 0.22 ($\sim 5 \text{ K}$) over

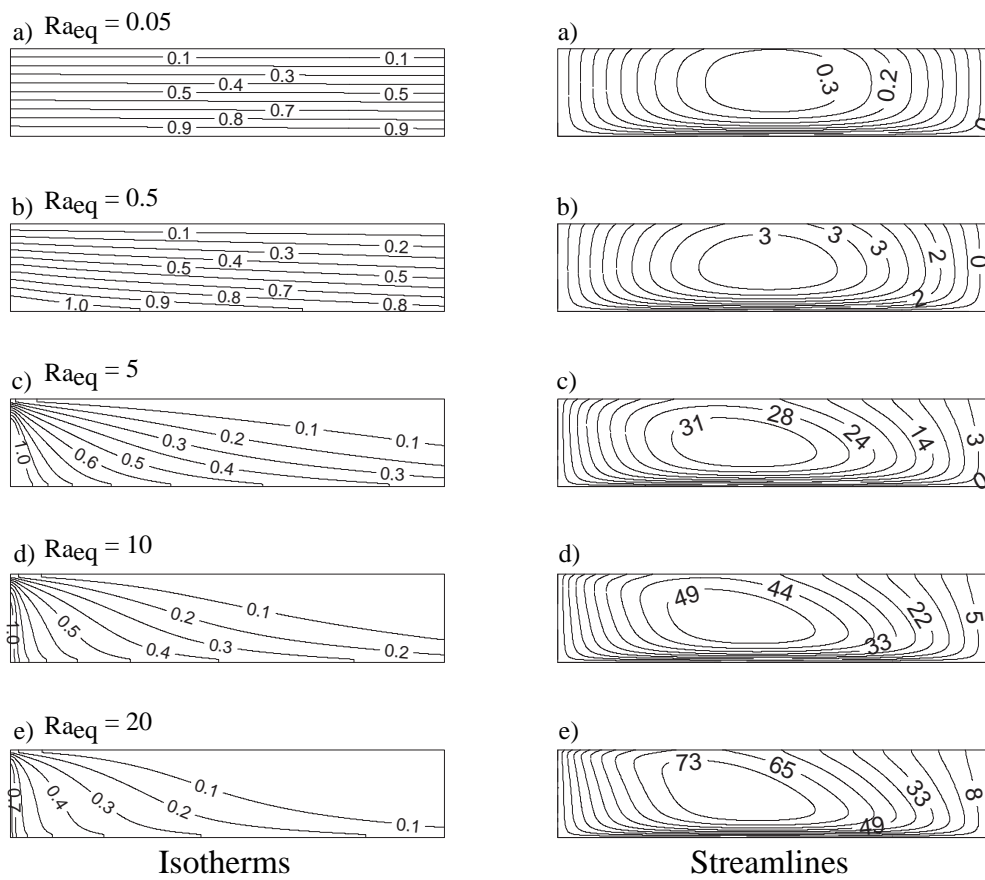


FIGURE 4.22. Isotherms and streamlines for an open box of 1km high, 40 km long, with a slope of 2° and an anisotropy of 10^4 . All physical parameters are non-dimensional and the box discretised with 32 and 1280 equi-spaced vertical and horizontal grids, respectively.

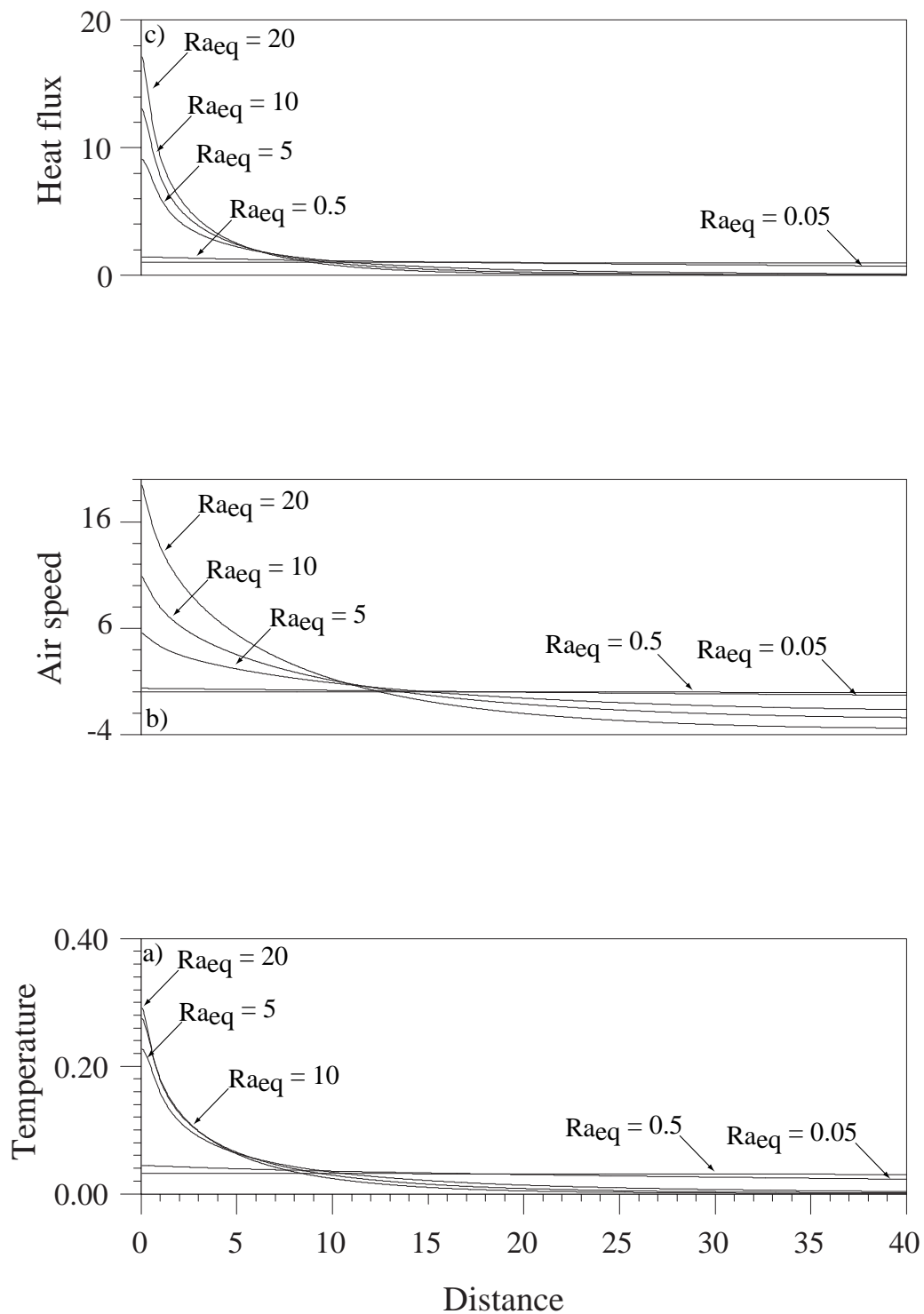


FIGURE 4.23. Plots representing temperature difference (a), air speed (b) and heat flux (c) of the box in function of the distance for the same box as in figure 4.22.

the ascending part of the convective cell. Then heat flux drops by a factor of two at a $\bar{x} = 2$ (2 km) and finally tends asymptotically to 0 over a zone of 20 (20 km) width of dipping convective flow. The flow rate, v_{mean} and v_T linearly increase with Ra_{eq} : 31 ($3 \text{ m}^3 \cdot \text{s}^{-1}/\text{m}$), $2.3 \times 10^{-2} \text{ cm} \cdot \text{s}^{-1}$ and $4.4 \text{ cm} \cdot \text{yr}^{-1}$, respectively. Here, convection drastically modifies the temperature field. Over dipping flows, the temperature becomes very low even at great depth and a hot plume of a few dimensionless thickness develops : at a depth of 0.2 (200 m) on the ascending side of the convective cell, temperature reaches a dimensionless value of 1 (23 K).

When Ra_{eq} rises to 10 and 20 (Figs. 4.22d – e and 4.23), the flow rates increases as $\sqrt{Ra_{eq}}$, the vertical velocity at the exit of the convective cell increases roughly linearly and temperature decreases markedly inside the whole convective layer. The exit temperature at the top of the cell stabilises just below 0.3 (7 K). The surface heat flux at the exit of the cell also rises as a function of $\sqrt{Ra_{eq}}$ and reaches 17 ($510 \text{ mW} \cdot \text{m}^{-2}$). It is worthy to note that $Ra_{eq} = 20$ is still lower than 26, which is the critical Ra_{eq} for the development of porous flows convection in an un-sloped isotropic open box (Cherkaoui et Wilcok 1999). The Darcy flow rate, v_{mean} and v_T increase as $\sqrt{Ra_{eq}}$. For a Ra_{eq} of 20, the dimensionless Darcy flow rate is 73 ($6.8 \text{ m}^3 \cdot \text{s}^{-1}/\text{m}$), $v_{mean} = 5.2 \times 10^{-2} \text{ cm} \cdot \text{s}^{-1}$ and $v_T \sim 10 \text{ cm} \cdot \text{yr}^{-1}$. Along the bottom of the porous layer the convective flow is confined in a narrow channel : up to a $Ra_{eq} = 10$ it has a dimensionless thickness 0.3 (300 m), when $Ra_{eq} = 20$, the thickness is 0.2 (200 m). It implies that the air flowing through this channel has a velocity 60 to 80 times greater than the dipping vertical flow of the convective cell ($\sim v_T$), which has a horizontal length of 20 (20 km) (Fig. 4.22a – b – c – d – e). This results from the huge anisotropy of permeability $A = 10^4$. The Darcy equation (4.9), shows that the pressure gradient is proportional to the velocity divided by the permeability K :

$$\frac{\partial P}{\partial x} \sim \frac{u}{K_h} \sim (70 \pm 10) \frac{w}{K_h} \sim \frac{(70 \pm 10)}{A} \frac{\partial P}{\partial z} \quad (4.28)$$

Because, the aspect ratio of the computing box is 40, the pressure drops ΔP_x and ΔP_z of the flow along the horizontal and vertical direction verifie :

$$\Delta P_x \sim \frac{40 \times (70 \pm 10)}{A} \Delta P_z \quad (4.29)$$

Since $A = 10^4$, the horizontal pressure drop ΔP_x represents only a fraction of the vertical pressure drop ΔP_z . This shows that the flow characteristics are not greatly dependent on A , provided it largely exceeds the aspect ratio of the convective cell. Let consider that $Ra_{eq} = 5$, then v_{mean} ($2.3 \times 10^{-2} \text{ cm} \cdot \text{s}^{-1}$), v_T ($4.4 \text{ cm} \cdot \text{yr}^{-1}$). As before, if we assume a connected porosity $n = 0.04$, we end with an interstitial velocity of $6 \text{ mm} \cdot \text{s}^{-1}$. We thus see that the air will realise a convective overturn through the 1 km thick layer in ~ 6 days. The thermal overturn represents 3 000 years, while the conductive time $H^2/\kappa = \sim 50$ 000 years. These numbers explain why the thermal field within the porous media is dominated by air convection.

4.6.2.2 Simulations with a depth of the box equal to 3 and 6 km

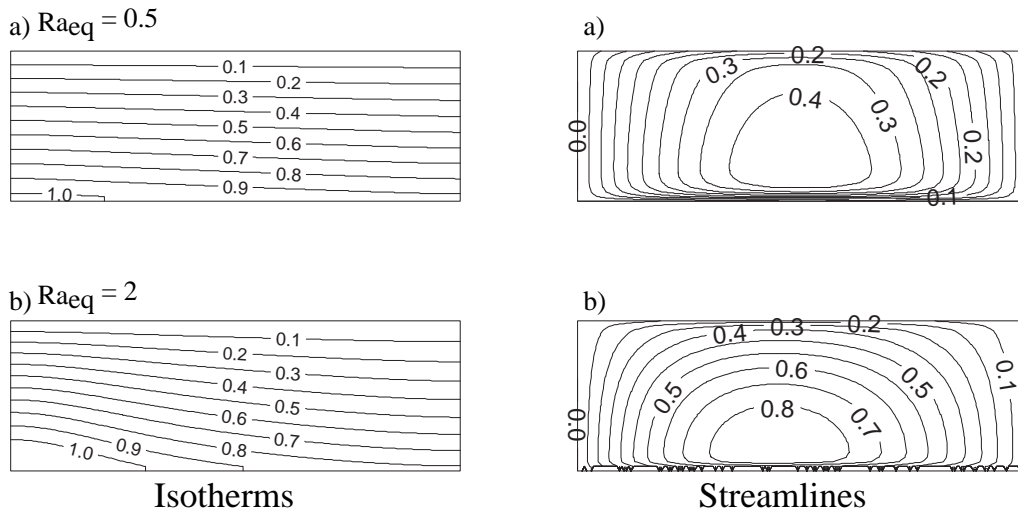


FIGURE 4.24. Isotherms and streamlines for an open box of 3 km high, 36 km long, with a slope of 2° and an anisotropy of 10^4 . The box with a 6 km high have been reduced to 3 km of the representation. All physical parameters are non-dimensional and the box discretised with 32 and 384 equi-spaced vertical and horizontal grids, respectively.

Figures 4.24 and 4.25 displays two experiments where the thickness of the porous layer is 3 km and 6 km, respectively. For each experiment, the vertical permeability is 10^{-8} m^2 and the length of the box is 36 km. It results that the $Ra_{eq} = 0.5$ and 2, respectively. In the first case, the thermal state is extremely close to the conductive regime. We note that the flow exits the layer at a dimensionless distance lower than 1.7 (5 km) from the left side of the box, while the entrance one is confined at a distance lower than 1.5 (4 km) from the right side of the box. In between, the flow permanently circulates inside the layer. The dimensionless Darcy flow rate is 0.4 ($3.7 \times 10^{-2} \text{ m}^3 \cdot \text{s}^{-1}/\text{m}$, Fig. 4.24a). In the second case, the fluid input and output occur at a dimensionless distance of the sides lower than ~ 0.4 (2.5 km). The dimensionless flow rate is 0.8 and represents $7.5 \times 10^{-2} \text{ m}^3 \cdot \text{s}^{-1}/\text{m}$ (, Fig. 4.24b). Now, convection impacts the thermal field : the temperature at a depth of $\frac{1}{64}$ along the axis of the ascending flow is ~ 0.05 ($\sim 7 \text{ K}$, 4.25a) while the conductive temperature at such depth is 2.1 K. The flow along the bottom of the layer is confined in a 0.06 thick channel ($\sim 350 \text{ m}$). It is close to the 300 m height of the channel found for the model of figure 4.22a – b – c – d – e. However, the heat flux profile at the surface remains close to the conductive one : above the ascending flow the dimensionless flux reaches ~ 1.4 ($42 \text{ mW} \cdot \text{m}^{-2}$) while above the dipping one it reaches ~ 0.8 ($24 \text{ mW} \cdot \text{m}^{-2}$, Fig. 4.25c).

Figures 4.26 and 4.27 displays the convective flow when $H = 6 \text{ km}$ and $K = 2.5 \times 10^{-8}, 10^{-7}, 10^{-6}$ and $4 \times 10^{-6} \text{ m}^2$, respectively. The corresponding Ra_{eq} of the experiments is 5, 20, 200 and 800, respectively. The increase of the Ra_{eq} leads to a drastic decrease of temperature inside the layer. At the depth of $\frac{1}{64}$ above the axis of the ascending flow, the temperature is 0.9 (12 K), 0.13 (18 K), 0.12 (16.5 K) and 0.08 (11 K), respectively (Fig. 4.27a).

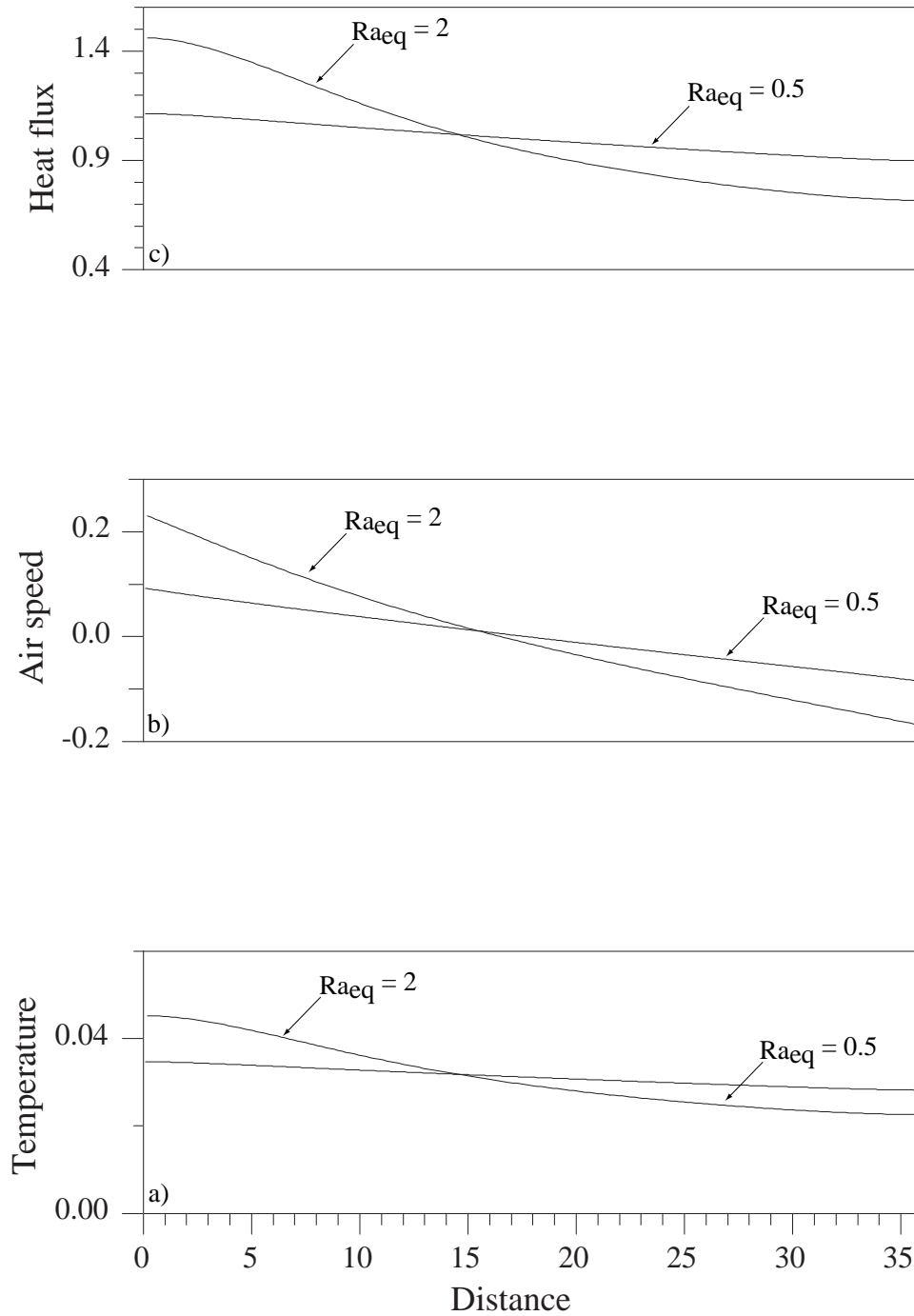


FIGURE 4.25. Plots representing temperature difference (a), air speed (b) and heat flux (c) of the box in function of the distance for the same box as in figure 4.24.

The velocity of the air increases linearly up to a $Ra_{eq} = 20$ and then, increases as the $\sqrt{Ra_{eq}}$. When $Ra_{eq} = 5, 20, 200$ and 800 , the Darcy flow rate is 3 ($0.3 \text{ m}^3 \cdot \text{s}^{-1}/\text{m}$), 9 ($0.8 \text{ m}^3 \cdot \text{s}^{-1}/\text{m}$), 33 ($3.1 \text{ m}^3 \cdot \text{s}^{-1}/\text{m}$) and 67 ($6.3 \text{ m}^3 \cdot \text{s}^{-1}/\text{m}$), respectively (Fig. 4.27c). The mean velocity v_{mean} is $3.8 \times 10^{-4} \text{ cm} \cdot \text{s}^{-1}$, $1.1 \times 10^{-3} \text{ cm} \cdot \text{s}^{-1}$, $4 \times 10^{-3} \text{ cm} \cdot \text{s}^{-1}$ and $8.1 \times 10^{-3} \text{ cm} \cdot \text{s}^{-1}$, respectively. The thermal velocity v_T is 0.8 ($7.4 \times 10^{-2} \text{ cm} \cdot \text{yr}^{-1}$), 4 ($2.1 \text{ mm} \cdot \text{yr}^{-1}$), 36 ($7.7 \text{ mm} \cdot \text{yr}^{-1}$) and 82 ($1.5 \text{ cm} \cdot \text{yr}^{-1}$), respectively (Fig. 4.27b). Between $Ra_{eq} = 5$ and 800 , the maximal heat flux above the ascending flow is 4 ($120 \text{ mW}/\text{m}^{-2}$), 5 ($150 \text{ mW}/\text{m}^{-2}$), 9 ($280 \text{ mW}/\text{m}^{-2}$) and 11 ($330 \text{ mW}/\text{m}^{-2}$, Fig. (4.27c). The asymptotic behaviour of the maximal results from the decrease of the temperature inside the layer which partly compensates the increase of the velocity with Ra_{eq} . Figures 4.22e and 4.26d, represent the air circulation in a soil of permeability $4 \times 10^{-6} \text{ m}^2$ of thickness jumping from 1 to 6 km . In the first case, the surface heat flux exceeds 15 ($450 \text{ mW}/\text{m}^{-2}$) on a 0.5 km distance from the axis of the up - welling flow, and then drastically drops to about zero at 5 km . In the last case, the heat flux quite linearly decrease from 11 ($330 \text{ mW}/\text{m}^{-2}$) to zero on a 15 km distance from the up - welling flow.

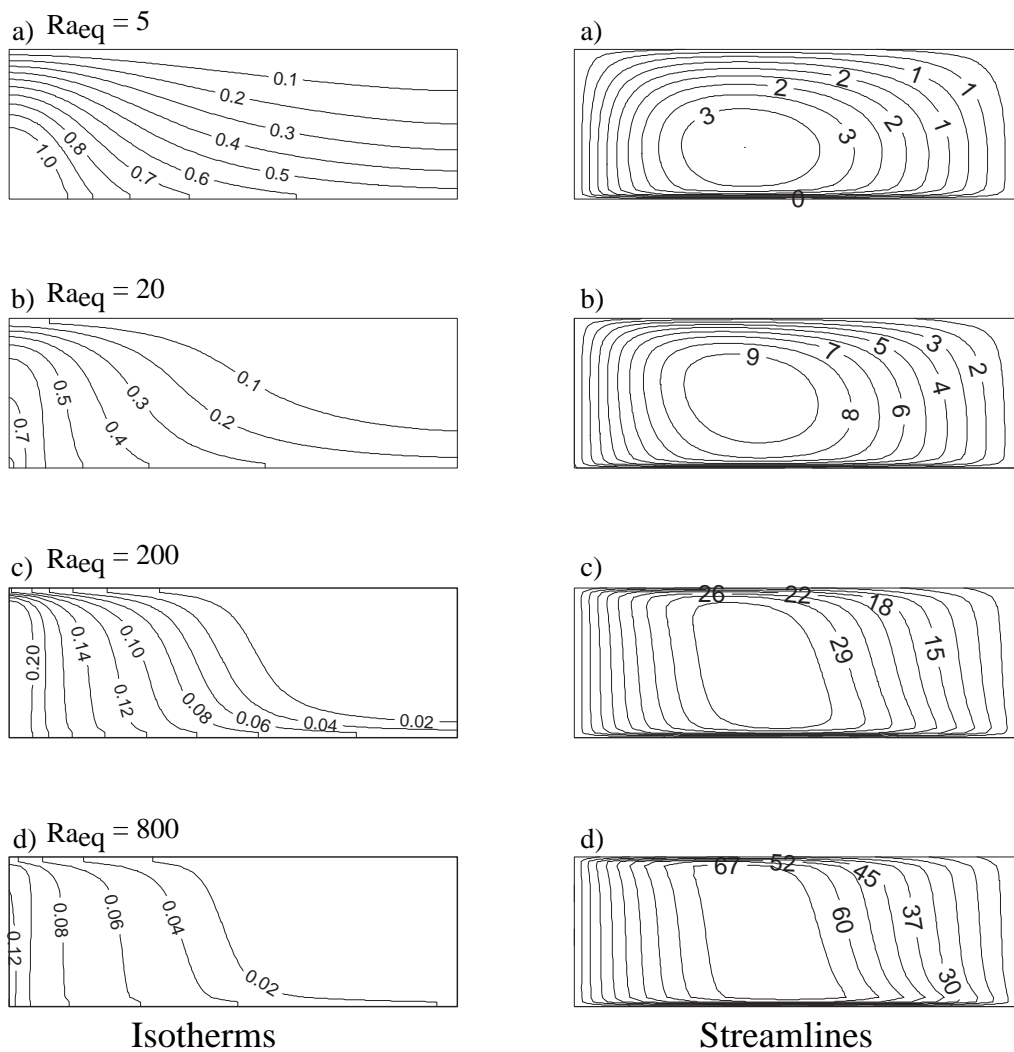


FIGURE 4.26. Isotherms and streamlines for an open box of 6 km high, 36 km long, with a slope of 2° and an anisotropy of 10^4 . All physical parameters are non-dimensional and the box discretised with 32 and 192 equi-spaced vertical and horizontal grids, respectively.

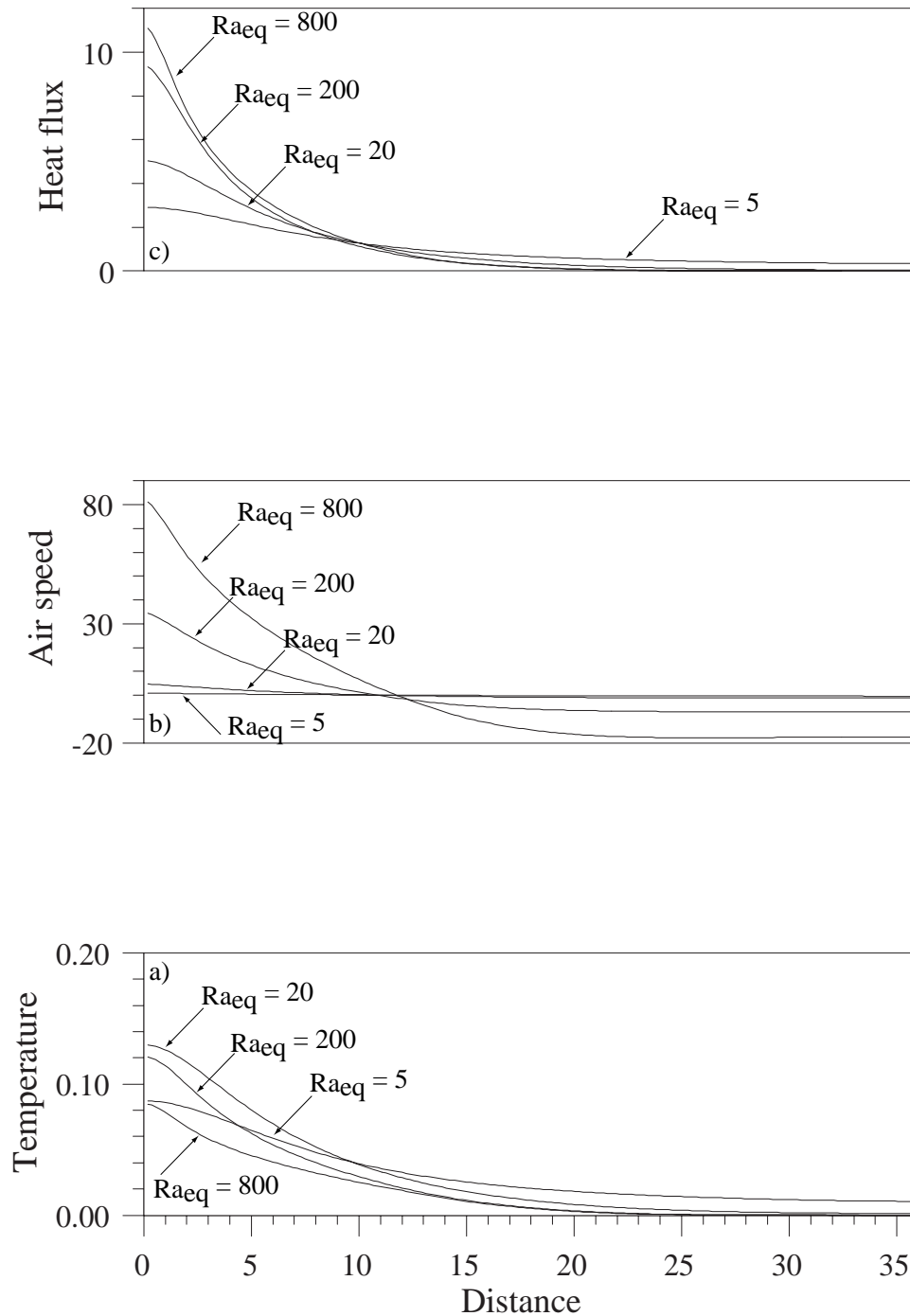


FIGURE 4.27. Plots representing temperature difference (a), air speed (b) and heat flux (c) of the box in function of the distance for the same box as in figure 4.26.

4.6.3 Surface temperature at the exit of the convective cell

The models displayed above show that the air convection on the soil of the aprons of Arsia Mons can transport to the surface, a dimensionless heat flux up to 10 - 15 : i.e. 300 to 450 mW.m⁻². In the case of an airless planet, this heat flux will be radiated at the surface. Accordingly, the surface temperature will increase by the small quantity needed to radiate a flux of 300 to 450 mW.m⁻². However, in the presence of an atmosphere, the cooling of the surface at night results from a combination of heat losses due to a radiative balance with the atmosphere, and to heat transport by convection. Both processes should be taken into account in most cases. However, the exit of hot air will severely reduce the radiative contribution, which will be neglected in the following rationale.

In a steady regime, the heat transported by the air convection in the atmosphere must compensate that provided at the surface by the air convection inside the soil of Arsia Mons. According to Bejan (1995), the thickness (L) of the convective boundary layer above a hot disk of diameter D (here $D = \sim 400$ m) is $L = D/4$ and the heat transported across it verifies :

$$0.27(Ra_L)^{\frac{1}{4}}k_{air}\frac{\Delta T}{L} \quad (4.30)$$

where Ra_L represents the boundary layer Rayleigh number (equation 4.121 of Bejan (1995)) :

$$\frac{\rho_{air}g\alpha_{air}L^3\Delta T}{\kappa_{air}\mu_{air}} \quad (4.31)$$

Considering that $\Delta T = 10$ K, the heat flux transported by the air convection represents 450 mW.m⁻² ; i.e. the surface heat flux at a distance lower than 0.5 km from the upwelling air flow in a layer of 1 km thick and with a permeability of $\sim 4 \times 10^{-6}$ m² (Fig. 4.22 e).

The requirements for the formation of a surface excess temperature of 10 K through aerothermal systems is a high vertical permeability : $\sim 4 \times 10^{-6}$ m² and a ~ 1 km thick layer. This corresponds to the bulk permeability of lapillis with a typical size of 5 cm (Antoine et al. 2009). Such permeability is hardly plausible through the entire of 6 km thickness of the aprons. The several ten metres size inactive craters in Piton de la Fournaise are shown to display such permeability on a height of several ten metres (Antoine et al. 2009). It is thus possible, that the soil filling the 300 - 1000 m large pit craters and sinuous rilles on Arsia Mons have similar characteristics on several hundred metres deep zones. The model figure 4.26 a represents the air flow through a 6 km depth layer with a permeability of 2.5×10^{-8} m². It shows that along the bottom of the porous layer, the air flow is confined in a 300 m thick channel and rotates upward inside a vertical channel with a few kilometres thickness. Finally, the heat flux at its exit reaches 4 (120 mW.m⁻²). When, the ascending current meet the highly permeable area below pit craters and sinuous rilles, its ascent velocity will increase markedly and the flow will be confined in a much narrow vertical channel. Actually, the surface heat flux profile above a several hundred metres depth layer should be similar to

the one observed in the model of figure 4.23c which describes the air flow in a 1 km thick porous soil with a permeability of $4 \times 10^{-6} \text{ m}^2$: i.e. the heat flux be at $\sim 450 \text{ mW.m}^{-2}$ over a distance lower than 0.5 km and eventually drops above that distance.

We show above that the permeability of the dust layer is $\sim 10^{-15} \text{ m}^2$. Accordingly, a 1 m thick dust layer will oppose a resistance to air flow comparable to that provided by a 10^7 m thick porous basalt with a permeability of $\sim 10^{-8} \text{ m}^2$. It means that, a few centimetres thick dust would completely seal the aprons floor. Strikingly, the geometry of the pit craters should permit the percolation of the air along their flanks whatever the paving of their bottoms and in particular, the maximum temperature will be reach on summit-facing flanks (Fig. 4.28).

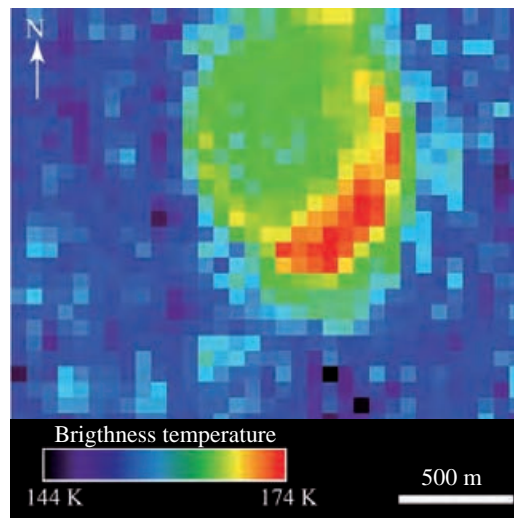


FIGURE 4.28. Extract from a THEMIS nighttime image (I14290007) in false colour. The thermal image of this TDP show a specific distribution of the warmer pixels. In fact, only the flank on the line of steepest slope is warm.

We have noted above that, on areas close to slope breaks, the thickness of the dust layer could be sufficiently thin to allow air percolation inside the soil of Arisia Mons. It is thus possible that the down-welling cold air flows occur over large areas while the up-welling ones exit on much restricted zones. Pit craters clustered over the slope breaks eventually provide an extra-source of dipping flow, now located on restricted areas. The resulting asymmetry between the down-welling and up-welling flows is expected to strengthen the transport of heat above TDPs and sinuous rilles. Thus, it explains that some regions like the sinuous rilles display a $\Delta T = 23 \text{ K}$ excess temperature : i.e. twice the value predicted by our 2-D model.

4.7 CONCLUSION

THEMIS nighttime infrared images of Arsia Mons' aprons display excess temperature of 10 K, in zones of several hundred metres in size over pit craters and sinuous rilles. The study presented here tries first to give an explanation by radiative processes. Pit craters and sinuous rilles result from the combination of the extensive stresses induced by the rift zone and by weaknesses due to lava tubes. This region is composed by high thermal inertia materials such as basalts. We have shown that most of the pit craters are cylindrical and a few of them, parabolic. In such cases, the reflection of energy radiated by the walls of the cylinders should drastically reduce the cooling of the pit craters during night. But the absence of correlation between the thermal anomaly and the depth or depth/diameter ratio contradicts this hypothesis. Yet, analyses of brightness temperatures shows that (1) the thermal anomalies at TDP and sinuous rilles run all the night and whatever the season, (2) the thermal anomaly overlap TDP and sinuous rilles surfaces, (3) neighbouring impact craters, having a similar geometry than the pit craters but do not display a warm anomaly, (4) the thermal field on TDP and sinuous rilles are not symmetric and temperatures display maximum on summit-facing flanks.

It is already known that the geothermal heat flux drives subsurface fluid convection along the slopes of mountains (Bethke et Marshak 1990). Air convection within the permeable flanks of volcanic structures is possible and actively transports heat as demonstrated by Antoine et al. (2009; 2011). In the present study, we developed numerical models which show that cold air penetrates volcanic soils devoid of dust cover or pit craters, while, warm flows flood out through 40 km up-slope TDPs and sinuous rilles. The model shows that the convection transports heat at the conditions that :

- 1) the horizontal permeability of the system is drastically higher than the vertical one,
- 2) the equivalent Rayleigh number stands above 5.

The presence of collapsed sinuous rilles allows to assume that there is many lava tubes buried inside the aprons of Arsia Mons. Actually, we suppose that they represent 10 % of the effective volume of the aprons. Finally, to reach a $Ra_{eq} > 5$ requires a vertical permeability of the porous volcanic rocks of $2.5 \times 10^{-8} \text{ m}^2$ and a depth for the air circulation of 6 km. Such a permeability level is quite elevated but plausible for aerated basaltic volcanoes like the Piton de la Fournaise volcano (Antoine et al. 2009). It is consistent with the permeability, at the surface, of lapillis soils composed of 4 mm grains size. It is likely that the mechanical compaction induce by the lithostatic pressure could contribute to the decrease of such vertical permeability at depth. Indeed, the vertical effective permeability of the Piton de la Fournaise applies over a height of 2 km, i.e. over a pressure range comparable to that of the 6 km height of the Arsia Mons' aprons.

The model shows that the heat flux over the ascending convective flow reaches a value of 120 mW.m^{-2} . Actually, the few hundreds metres section of the hot thermal anomalies across TDPs and sinuous rilles indicate that the ascending air flow is channelled inside a particularly high permeable media several hundred metres

below their bottoms. For instance, in a soil composed of 5 cm size lapillis, the permeability likely increases to $3 \times 10^{-8} \text{ m}^2$. The models for a box of 1 km high show that the heat flux transported over the ascending flow likely increases up to a factor 3-4 to reach a value of 450 mW.m^{-2} while the horizontal extension of the hot anomaly decreases by the same factor. The soil filling small sizes inactive craters in Piton de la Fournaise displays such kind of permeability (Antoine et al. 2009). It is possible that the soil filling the pit craters and sinuous rilles on Arsia Mons has similar characteristics but which extends to several hundred metres deep and wide soils.

The dust layers have extremely low permeability $\sim 10^{-15} \text{ m}^2$. Accordingly, even a several centimetres thick dust layer should completely stop the air flow across the floor of the volcano. The bottom of the pit craters and sinuous rilles, being zones favouring accumulation of dusts, are necessary impermeable to air flow. But due to their geometry, the air likely crosses the vertical walls of the pit craters and the sinuous rilles. The observation of down-slope wall of these structures presenting a maxima temperature excess constitute an amazing argument in support to the present model.

It remains that the four major hypotheses on which our model is built concern :

- 1) the 6 km vertical extension of the porous layer,
- 2) the high bulk vertical permeability of $3 \times 10^{-8} \text{ m}^2$,
- 3) the huge value of the horizontal versus vertical permeability ratio,
- 4) vertical holes partially filled with coarse lapillis at the surface permitting to avoid the sealing of the floor by dust.

Actually, the presence of thick dust layer in the northern section of the slope breaks confines the up - welling air flows into narrow zones, which eventually produced the THEMIS hot spots in THEMIS studied here. In an area devoid of dust with a 240 km long and 6 km deep, the up - slope air flows can be described by a the dimensionless model with a $Ra_{eq} = 5$ and with a horizontal versus vertical ratio of 40. The model show that the down and up welling flows will circulate in a $13 \times 6 \text{ km}$ long vertical porous channel with a mean velocity of $\sim 4 \times 10^{-3} \text{ cm.s}^{-1}$ and transporting air flux of $\sim 3 \text{ m}^3.\text{s}^{-1}/\text{m}$. The heat flux at the exit of the flow will be greater than 120 mW.m^{-2} over a distance of 12 km. This heat flux will produce surface temperature in excess of a few degrees which will be difficult to distinguish from local variations of the soil. Considering a southern region delimited by the slope break with a length of $\sim 400 \text{ km}$ devoid of dust, the exciting air flow represents a volume of $1.2 \times 10^6 \text{ m}^3.\text{s}^{-1}$ or equivalently of $4 \times 10^{13} \text{ m}^3.\text{yr}^{-1}$. During its transit to the surface, the air will be heated 70 K above surface air temperature. Yet, subsurface air circulation may also contribute to H_2O cycle on Mars. For instance, we may consider water ice clouds formed at large shield volcanoes in the northern summer in relation with the sublimation of the north polar cap. These clouds usually vanish during the winter when H_2O pressure decreases in the atmosphere, at the exception of the one of Arsia Mons, which persists all year round on a surface of $\sim 10^5 \text{ km}^2$ (Benson et al. 2003). Sub-surface air convection offers exciting ways to explore the reasons of this situation. Indeed, circulation of humid air during summer may fill pores in the subsurface

with ice. In winter, when H₂O is globally low, circulation of dry air will favor the sublimation of previously accumulated ice. This H₂O vapor will eventually move with the warm air toward the surface and will be responsible for the persistence of Arsia clouds. A simple first order calculation from the annual flow rate ($4 \times 10^{13} \text{ m}^3 \cdot \text{yr}^{-1}$) and cloud surface area ($\sim 10^5 \text{ km}^2$) gives a cloud thickness of 400 m, which seems in good agreement with the fact that the cloud has uppermost altitudes comparable with the volcano topography. In this case, the unique atmospheric conditions above Arsia Mons would be influenced by the subsurface properties of the edifice, such as the large proportion of sinuous rilles responsible for high horizontal permeabilities, and the occurrence of large surfaces with thin dust cover allowing air to enter the permeable interior.

LA CONVECTION D'ARGILES À
L'ORIGINE DES TERRAINS
CHAOTIQUES ET DES CHENAUUX DE
DÉBÂCLE ?

5

5.1 INTRODUCTION

Les images de Mariner 9 ont permis la découverte d'une région de la planète présentant d'énormes structures d'érosion apparentées à des chenaux de débâcle (*outflow channels*). La région présentant la plus forte concentration de ces chenaux est la région du circum-Chryse, située autour de 25°N et 40°W. Ces chenaux sont également associés à un type de terrain unique dans tout le système solaire : de grandes étendues constituées d'une succession de fractures et de mesas nommées "terrains chaotiques" (Baker et Milton 1974). Leur proximité avec les chenaux a conduit de nombreux auteurs à relier l'origine des chenaux de débâcle à des processus qui se sont développés à l'intérieur des terrains chaotiques (e.g., Carr 1979, Gulick 1998, Tanaka 1999, Clifford et Parker 2001, Rodriguez et al. 2005, Coleman 2005b;a, Leask et al. 2006, Andrews-Hanna et Phillips 2007, Meresse et al. 2008).

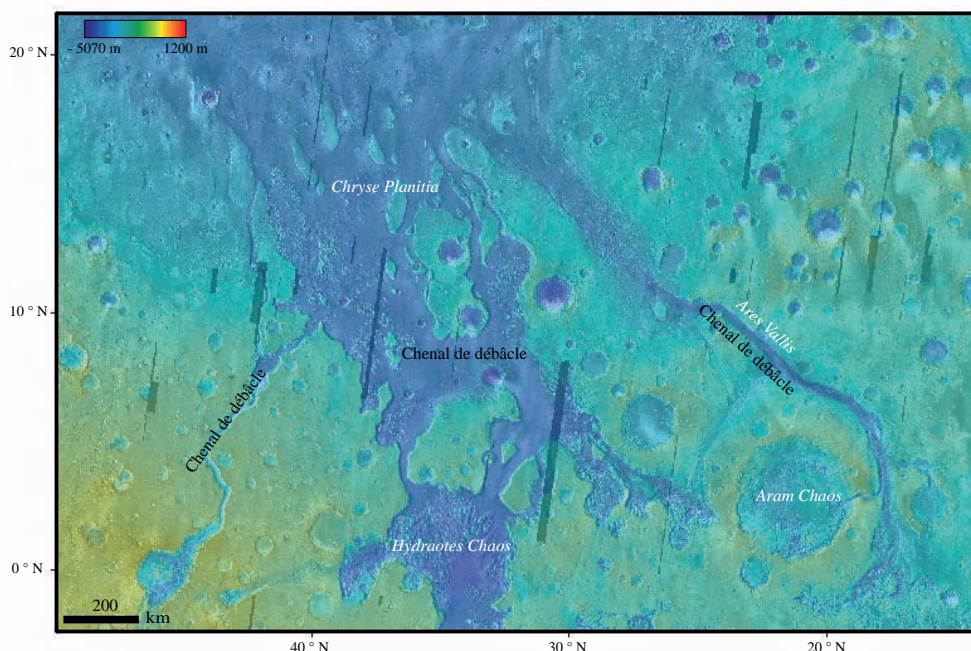


FIGURE 5.1. Carte de la surface de Mars montrant quelques exemples de chenaux de débâcle du Circum-Chryse tel que Ares Vallis, et des exemples de terrains chaotiques comme Hydraotes Chaos et Aram Chaos. L'image de fond est une mosaïque thermique de jour de THEMIS et l'information topographique, en couleur, de MOLA.

Les chenaux ont une largeur pouvant dépasser les 100 km et incisent parfois sur plusieurs kilomètres les unités sous-jacentes (Fig. 5.1). La plupart d'entre eux se sont formés à l'Hespérien jusqu'au début de l'Amazonien (e.g., Scott et Tanaka 1986, Chapman et Scott 1989). Ces chenaux ont une faible sinuosité et présentent des lignes de courant, des chenaux secondaires situés à l'intérieur d'un chenal principal et des îlots de forme allongée. Ces observations soutiennent l'hypothèse que des écoulements importants d'eau sont à l'origine de ces structures et attestent de l'existence d'eau liquide en surface, au moins de manière épisodique durant l'Hespérien (Baker et Milton 1974). Il n'existe sur Terre aucune structure

similaire. Pourtant, Baker et Milton (1974) proposent une possible analogie avec la formation des grands chenaux à l'Est de l'état de Washington, qui résultent d'écoulements catastrophiques et périodiques du lac glaciaire Missoula, durant la rupture des glaciers lors des épisodes interglaciaires. Cette analogie permet surtout d'insister sur le caractère catastrophique de la formation de ces chenaux, nécessitant la libération de quantités d'eau gigantesques sur des temps extrêmement courts. Le problème sur Mars est donc de comprendre la cause de la libération brutale de l'eau, préalablement stockée en subsurface. Il faut aussi comprendre comment ce volume d'eau a pu être mobilisé sur de grandes surfaces, pour aboutir aux débits phénoménaux nécessaires à la formation des chenaux.

Dans le détail, les diverses hypothèses proposées pour expliquer la formation des terrains chaotiques et des chenaux de débâcle associés font généralement appel à la présence d'un pergélisol très riche en eau sur plusieurs km de profondeur. La plus communément admise est celle proposée par Carr (1979) qui considère un aquifère confiné sous une couche d'eau gelée, en subsurface. Ce confinement a pu entretenir une forte pression jusqu'à ce qu'elle dépasse la pression lithostatique, provoquant ainsi l'échappement brutal de l'eau à travers la cryosphère et son évacuation à la surface. L'échappement de l'eau est facilité par la présence de fractures dans la cryosphère, formées par l'augmentation de volume lors de la glaciation. Ces fractures permettraient la formation des terrains chaotiques et pourraient constituer des points de sortie de l'eau. La profondeur des mesas correspondrait à la profondeur de la cryosphère. Cette évolution entraînerait donc un relâchement brutal de l'énorme quantité d'eau, stockée dans les fractures séparant les mesas. Le facteur déclencheur pourrait être associé à une augmentation de la pression de l'aquifère (Carr 1979, Andrews-Hanna et Phillips 2007), à une interaction glace-volcan (Chapman et Tanaka 2002, Chapman et al. 2003, Leask et al. 2006, Meresse et al. 2008) ou encore au relâchement d'éléments volatils induits par la dissociation de clathrates hydratés (Komatsu et al. 2000, Rodriguez et al. 2006). Il existe également une autre hypothèse de formation qui ne met pas en jeu de l'eau mais du CO₂ liquide : par un relâchement brutal de CO₂ liquide ou d'un mélange eau-CO₂ liquide provenant de clathrate de CO₂ (e.g., Milton 1974, Hoffman 2000). Malgré tout, ces hypothèses ne permettent pas d'expliquer comment une grande quantité d'eau en subsurface a pu soudainement être libérée.

D'autre part, les données spectroscopiques récentes ont permis de découvrir de grandes étendues essentiellement composées de phyllosilicates de Fe/Mg, de phyllosilicates d'Al et de sulfates (cf. paragraphe 2.4.2). Ces découvertes ont été réalisées par deux instruments OMEGA et CRISM. L'instrument OMEGA (ou Observatoire pour la Minéralogie, l'Eau, les Glaces et l'Activité) est un spectro-imageur visible et infrarouge à bord de la sonde Mars Express. Il est composé de 352 canaux qui observent entre 0.35 et 5.1 μm . Il a une résolution spatiale comprise entre 5 km et 300 m selon l'altitude (Bibring et al. 2004). CRISM (Compact Reconnaissance Imaging Spectrometer for Mars) est également un spectro-imageur dans le visible et l'infrarouge à bord de la sonde Mars Reconnaissance Orbiteur (MRO). Il possède 544 canaux avec une résolution spectrale de 6.55 nm

qui observent entre 0.362 et 3.92 μm et une résolution spatiale comprise entre 15 et 19 m/pixel (Murchie et al. 2007).

L'hypothèse que nous proposons ici se base sur la présence de grandes quantités de minéraux hydratés. Nous nous intéressons plus particulièrement à la couche contenant les phyllosilicates de Fe/Mg et/ou d'Al (ou argiles). Contrairement aux attentes, ces minéraux hydratés ont été découverts non pas dans le fond des chenaux, mais en amont, dans les terrains plus anciens (Noachien) qu'ils ont incisés. Plus précisément, ces argiles ont été découverts dans les terrains chaotiques qui correspondraient au point d'origine des chenaux de débâcle. Il existe une autre hypothèse impliquant une relation entre la présence de sulfates et la formation des chenaux de débâcle. Montgomery et Gillespie (2005), Peterson et Wang (2006) proposent que l'eau liée à la formation des chenaux de débâcle provient du réchauffement de la couche de sulfates hydratés. Ce réchauffement, dû à la mise en place des coulées de lave encore chaudes au-dessus de la couche de sulfates, provoque leur déshydratation. Ceci a pour conséquence le relâchement d'une grande quantité d'eau sous forte pression.

Notre hypothèse se base sur la séparation de l'eau contenue dans les argiles, induits par la convection et la compaction des couches d'argiles, situées en amont des chenaux de débâcle. En effet, les argiles ont la capacité de retenir de grandes quantités d'eau et il est possible de faire fondre cette eau une fois gelée, par exemple, par l'augmentation régionale du flux géothermique. Pourtant, les terrains chaotiques ne sont pas situés sur ou suffisamment proche des grands centres volcaniques pour expliquer cette augmentation du flux géothermique. L'hypothèse de la convection permet d'amener en surface les argiles contenant de l'eau et ainsi d'extraire cette eau du mélange au contact de l'atmosphère. Des arguments provenant de l'observation, de la minéralogie et de la rhéologie des argiles gelées peuvent laisser penser que la formation des terrains chaotiques, et donc des chenaux de débâcle, pourrait avoir comme origine la convection des argiles. Ce chapitre consiste donc à explorer les conditions sous lesquels les dépôts argileux sont capables de convecter en formant des courants chauds ascendants et ensuite se compacter, en fonction des conditions de surface et des gradients géothermiques actuels et dans le passé. Il s'agit de la première étude explorant les implications rhéologiques liées à la présence de grands dépôts argileux sur Mars.

Dans un premier temps, une synthèse des études morphologiques et des détections de minéraux argileux est présentée. Dans une deuxième partie, nous démontrons que la convection est possible dans le cas des argiles, alors qu'elle ne l'est pas dans le cas d'un mélange glace-roche ou des sulfates. Puis nous montrerons comment la compaction et la déshydratation des couches d'argiles affleurantes en surface, durant le processus de convection, induit à la formation des failles séparant les mesas et les volcans de boue sub-kilométriques tapissant certaines vallées.

5.2 STRUCTURES ET MINÉRALOGIE LIÉES À LA CONVECTION D'ARGILES

5.2.1 *Les terrains chaotiques, les chenaux de débâcle et la minéralogie associée*

Les grandes régions chaotiques telles qu'Hydraotes Chaos et Iani Chaos se situent dans la région du circum-Chryse Planitia, entre l'équateur et 25° N. Les grands chenaux de débâcle ont pour point d'origine ces régions chaotiques. De plus, il existe des cratères fracturés qui sont assimilables à des terrains chaotiques (e.g., Korteniemi et al. 2006, Sato et al. 2010). Ils sont appelés par la suite FFCs (floor-fractured crater). Ces cratères présentent trois morphologies différentes : un fond entièrement chaotique qui caractérise les FFCs, une partie du fond seulement présentant des terrains chaotiques que sont les FFCs-partial et une dépression circulaire suivant le bord du cratère (les FFCs-dep). La figure 5.2 représente toute la planète avec la répartition des différents types de ces morphologies chaotiques et les grands chenaux de débâcle.

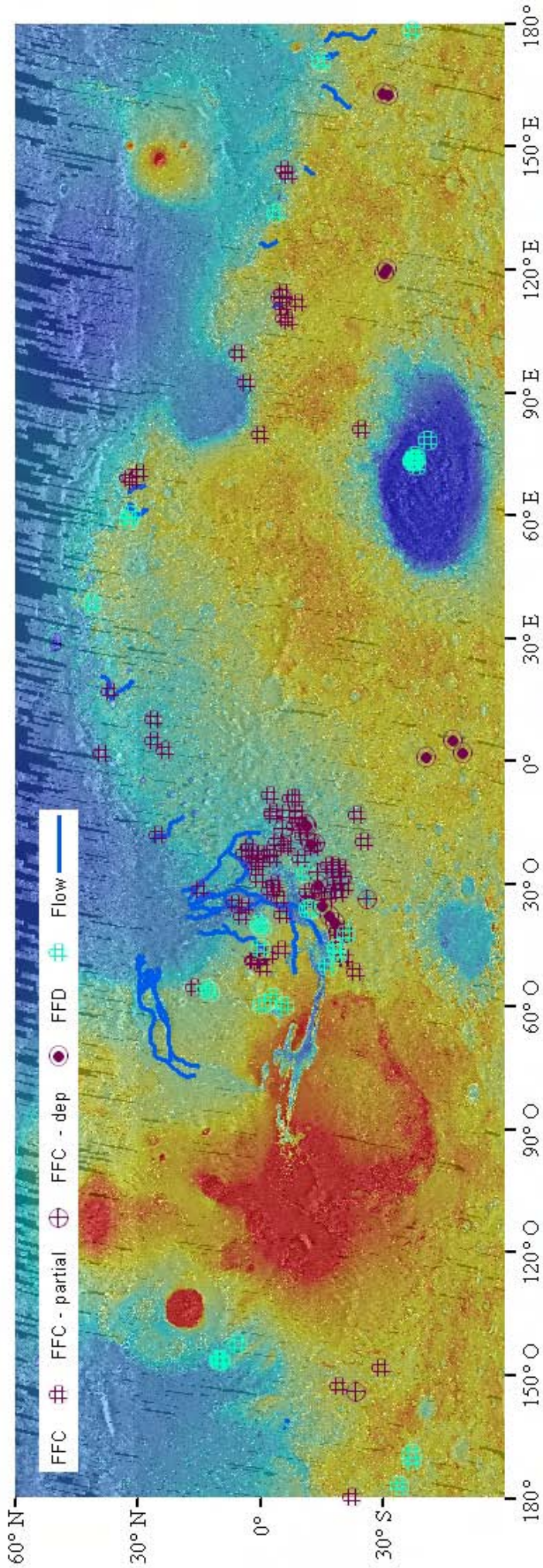


FIGURE 5.2. Carte de la surface de Mars montrant la répartition des morphologies étudiées. Les images de bases sont les images THEMIS de jour avec dessus la topographie obtenue par MOLA. Chaque cercle représente une morphologie étudiée et les chenaux de débâcle.

L'âge des structures que nous étudions s'étale entre le Noachien et l'Hespérien. La plupart des cratères et dépressions présentant une morphologie de FFC sont situés dans les terrains du Noachien. Les terrains chaotiques et les chenaux de débâcle sont datés quant à eux entre l'Hespérien et le début de l'Amazonien. La plus ancienne vallée de débâcle, Mawrth Vallis, est datée entre la fin du Noachien et le début de l'Hespérien (Scott et Tanaka 1986). Les chenaux comme ceux localisés dans la région de Cerberus Fossae (Athabasca Vallis, Marte Vallis et Grojta' Vallis) et par exemple Mangala Valles ($\sim 15^\circ\text{S}$, 150°W) ne sont pas étudiés car leur âge est Amazonien et ont très probablement une origine purement volcanique (e.g., Tanaka 1986, Berman et Hartmann 2002, Chapman et Tanaka 1993, Craddock et Greeley 1994, Leask et al. 2007).

Sato et al. (2010) ont proposé un modèle de formation où tout les terrains chaotiques résultent de l'évolution d'une dépression circulaire à un terrain chaotique. Ici, la distinction a été faite entre des dépressions et les FFCs. En effet, certains des terrains chaotiques ne se trouvent pas dans des cratères, mais dans des dépressions plus ou moins circulaires (FFD ou floor-fractured depression). Ces structures sont essentiellement observées dans les terrains situés à des latitudes comprises entre 40°N et 55°S . Quelques-uns présentant des analogies avec ces structures sont situés également dans les terrains plus au nord. Plus de 60 % de toutes ces structures chaotiques sont localisées entre 25°N - 30°S et 0°W - 65°W .

La minéralogie et plus spécifiquement la relation entre terrains chaotiques et dépôts d'altérations, nous permet une première évaluation de notre hypothèse. Notre intérêt se porte plus particulièrement sur les phyllosilicates du fait de leur rhéologie spécifique (voir section suivante) et non pas sur les sulfates. En effet, en divers endroits, dont Mawrth Vallis et Valles Marineris, la stratigraphie montre bien que les sulfates se sont formés ou déposés après les phyllosilicates (Noe Dobrea et al. 2010, Le Deit et al. 2010b).

La figure 5.3 représente la région du circum-Chryse avec une liste non-exhaustive des zones où des phyllosilicates ont été détectés (Poulet et al. 2005). Il en ressort que la plupart des zones détectées par leur extension et leur nombre, se trouvent dans la région de Mawrth Vallis (e.g., Loizeau et al. 2007; 2010, Michalski et Noe Dobrea 2007, Bishop et al. 2008, Wray et al. 2008, Noe Dobrea et al. 2010). De nouvelles études montrent que Valles Marineris présente des phyllosilicates dans une région où les sulfates sont majoritaires. En effet, Le Deit et al. (2010b) ont découverts des phyllosilicates sur les plateaux et les bordures des cratères tout autour du canyon (Fig. 5.3). Egalement dans la région d'Aureum Chaos, des phyllosilicates sont associés aux restes de plateaux effondrés, datés du Noachien, mais pas à un affleurement d'unités stratifiées (Sowe et al. 2010a;b). Dans ce cas, comme l'atteste la relation stratigraphique présentée par Sowe et al. (2010a;b), le dépôt et/ou la formation des phyllosilicates précède la formation des terrains chaotiques. Au vu des différentes études, on voit qu'il n'est pas incohérent de penser que la formation des terrains chaotiques précède celle des sulfates. En effet, la région d'Aram Chaos (localisation, Fig. 5.1), présente une

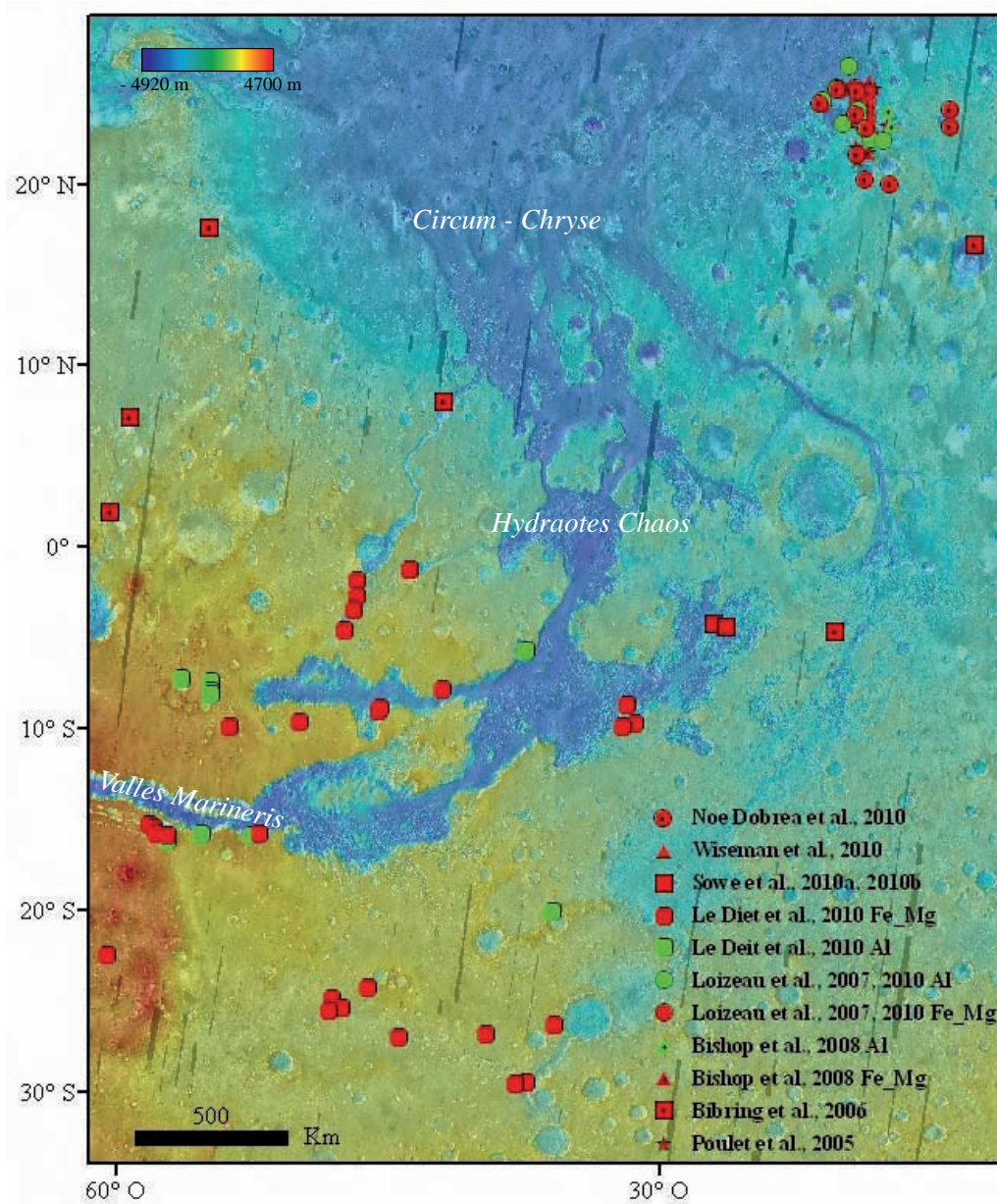


FIGURE 5.3. Carte de la région du circum-Chryse où sont reportées dessus toute les détections minéralogiques depuis 2005. Ne sont représentées que les détections de phyllosilicates de Fe/Mg (rouge) et les phyllosilicates d'Al (vert).

discordance entre l'unité contenant les sulfates et les terrains chaotiques, qui se trouvent en-dessous (Massé et al. 2008, Lichtenberg et al. 2010). Egalement, l'étude de Sowe et al. (2010a) montre que le faible pendage et l'aspect lithifié suggèrent que les sulfates postdatent la formation des terrains chaotiques. Cependant, dans certaines régions comme celle d'Iani Chaos, les unités claires, contenant des sulfates, peuvent être synchrones ou précéder la formation des terrains chaotiques (Glotch et Rogers 2007).

En conclusion, au vu de ces données, nous pensons que la formation des phyllosilicates précède généralement la formation des terrains chaotiques. Même si les dépôts de surface (poussière) empêchent une démonstration rigoureuse de cette hypothèse sur la globalité de la zone, il est très probable que les mesas observées dans les terrains chaotiques soient en partie constituées d'argiles et éventuellement recouvertes par des sulfates. De plus, à l'Hespérien, les conditions d'érosion à la surface de Mars sont certainement devenues plus acides (Bibring et al. 2006), permettant ainsi la formation et/ou le dépôt des sulfates.

5.2.2 Les terrains chaotiques

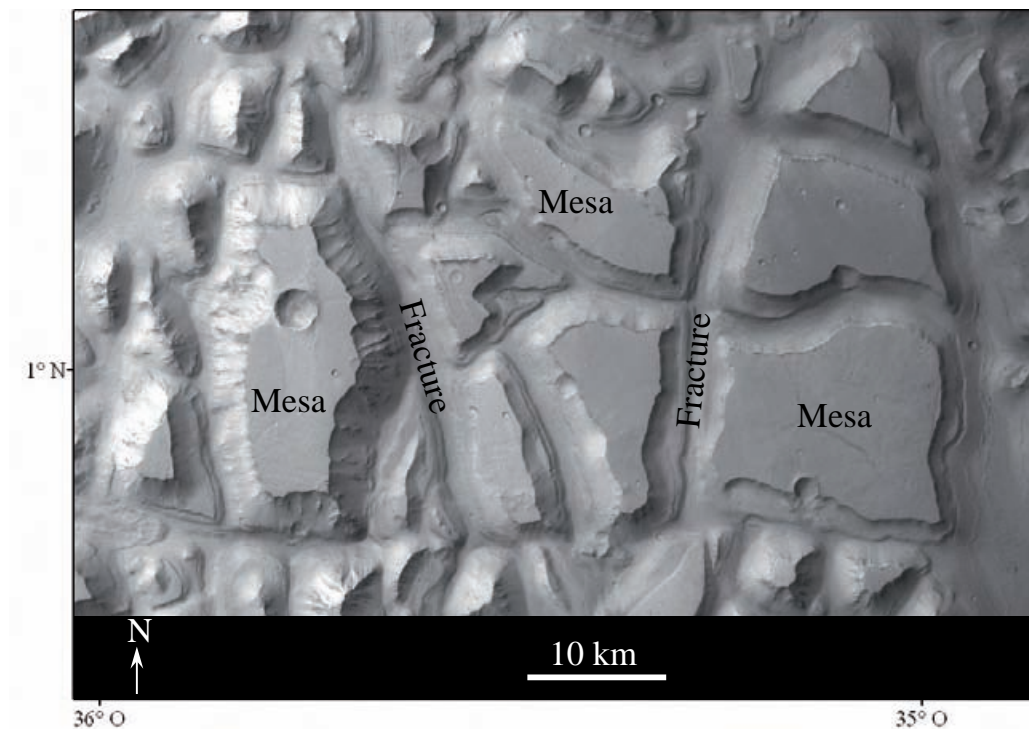


FIGURE 5.4. Extrait d'une image HRSC (H3180_0000) représentant un terrain chaotique d'Hydraotes Chaos (localisation, Fig. 5.1). Ces terrains sont constitués d'une alternance de mesas et de fractures.

La plupart des terrains chaotiques sont localisés soit dans des cratères ou dans des dépressions. Ils sont constitués d'une succession de blocs (ou mesas) séparés par des fractures pouvant avoir des profondeurs variables, entre 1 km pour certaines fractures dans Hydraotes Chaos et quelque centaines de mètres dans les

cratères (Fig. 5.4). L'étude des FFCs par Sato et al. (2010) montrent que la profondeur actuelle est bien plus importante que la profondeur initiale des cratères d'impacts. En effet, Sato et al. (2010) montrent que les fractures se propagent profondément dans le substratum, dépassant la profondeur initiale du cratère. Ces fractures n'affectent donc pas uniquement les dépôts remplissant le cratère mais également le substratum sur lequel repose le cratère d'impact (Fig. 5.5).

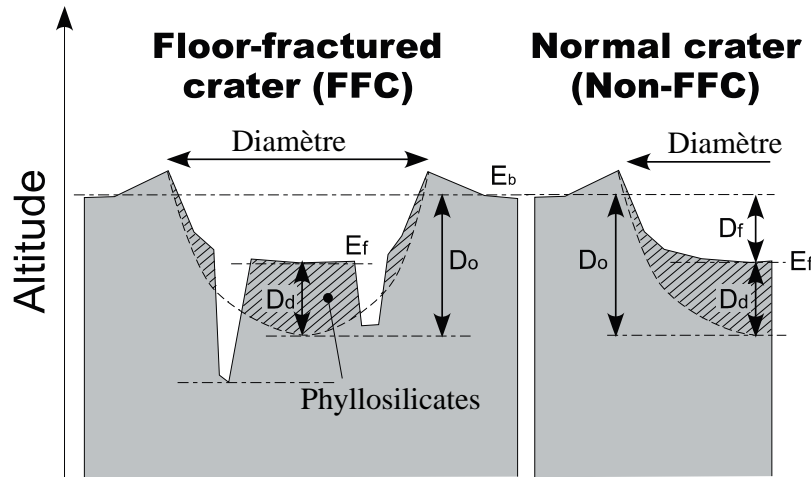


FIGURE 5.5. Schéma représentant les différentes profondeurs initiales et actuelles entre un FFC et un non-FFC (qui ne présente pas de terrains chaotique). D_0 est la profondeur initiale, E_b est l'altitude moyenne environnante, E_f est l'élévation moyenne des mesas et D_d est l'épaisseur de phyllosilicates (d'après Sato et al. (2010), modifiée).

Selon Sato et al. (2010), les étapes de formation des terrains chaotiques sont :

1. Formation de la cavité par un impact avec un remplissage de dépôts éoliens. Certains cratères attestent de la présence d'un lac (e.g., Cabrol et Grin 1999, Craddock et Howard 2002) permettant ainsi le dépôt de sédiments pouvant être des sables, des silts et des argiles. Puis durant le début de l'Hespérien, le climat est devenu plus froid et sec entraînant la congélation de l'eau interstielle dans les sédiments.
2. A la suite d'un réchauffement climatique, la roche gelée en profondeur se met à fondre, et par apport de différentes sources, le volume d'eau de subsurface augmente, confiné sous la couche de glace. Ainsi, l'eau se met à circuler sous la couche de glace.
3. La couche de sédiment fondue peut alors se compacter. La couche gelée de sédiments superficiels forme alors un drain imperméable, à la base de laquelle s'accumule l'eau. Ceci induit un phénomène connu en sédimentologie que l'on appelle la "sous-compaction". La poussée d'Archimède de la couche de fluide qui s'est accumulée sous le sol gelé, entraîne une augmentation de la surpression hydrodynamique. Cette augmentation finit par conduire à la fracturation du sol gelé.
4. Cette fracturation peut éventuellement conduire au jaillissement catastrophique d'une partie importante du fluide en surpression.

5. Tout cet enchaînement abouti à la formation et à l'élargissement d'un réseau de fractures, entre lesquelles vont se former les mesas. Finalement, par l'ensemble des phénomènes de subsidence et d'altération, ces fractures vont s'agrandir.

La surpression hydrodynamique, liée à la sous-compaction, n'atteint une amplitude suffisante pour fracturer un sol induré, que si la compaction en profondeur agit sur une couche de plusieurs kilomètres. Encore, faudrait il que le sédiment soit ductile, ce qui requiert un matériau dont la rhéologie est très particulière. Par exemple, la compaction par pression-dissolution d'un grès requiert une température d'une centaine de degré celsius, ce qui n'est pas réaliste. Pour les roches basaltiques grenues, celle-ci n'a lieu qu'à une température plus importante (e.g., Rutter 1983). Ormis les carbonates, qui semble être absent de la surface de Mars, seul les argiles témoignent d'une rhéologie plastique aux températures de Mars. En conséquence, le modèle de Sato et al. (2010), ne devient réaliste que si on invoque une rhéologie très particulière pour la couche de sédiments remplissant les cratères et les dépressions.

Dans notre modèle, le point de départ est le même : c'est à dire une cavité remplie par des sédiments éoliens et/ou lacustres, qui subissent par la suite une altération in situ (cf. paragraphe 1.4.2.1). Il se peut également que le dépôt se fasse directement avec des argiles. Par la suite, les variations du climat permettent de geler l'ensemble. Dans le paragraphe 5.3, nous étudions toutes les conditions requises pour la mise en place de la convection.

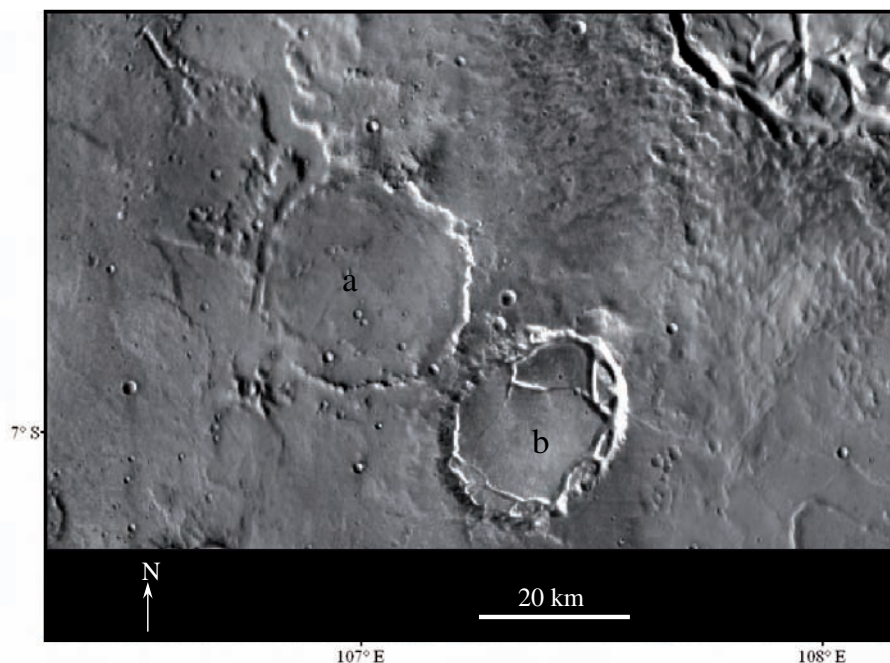


FIGURE 5.6. Extrait d'une mosaïque THEMIS thermique de jour (*-30_90). Sur cette image, on peut voir deux cratères dont un est totalement rempli par ce qui ressemble à de lave (cratère a) alors que le deuxième présente des terrains chaotiques (cratère b).

Dans la région de Mawrth Vallis, Loizeau et al. (2007; 2010) ont observé que certaines unités riches en phyllosilicates sont recouvertes par une couche de basalte. Il n'est pas impossible que certains cratères, en plus de leur remplissage d'argiles, aient été recouverts par une coulée basaltique (Fig. 5.6 a). Sur cette figure, on voit deux cratères (*a* et *b*) dont les bordures sont peu visibles, et qui sont de toute évidence recouverts par un matériau homogène. Le cratère *a* étant entouré de plusieurs FFCs, il est tout à fait probable qu'il ait été rempli au préalable par des argiles.

Ainsi, l'hypothèse de départ du modèle est de considérer que tous les cratères et les dépressions qui présentent quelques terrains chaotiques, sont remplis par des phyllosilicates et que certains d'entre eux sont en plus, éventuellement, recouverts par une couche de basalte.

5.3 DYNAMIQUE DES COUVERTURES DE SURFACE DES CRATÈRES ET DES DÉPRESSIONS

5.3.1 Paramètres généraux de la convection à l'état solide et de la compaction

Dans ce paragraphe, nous allons étudier les caractéristiques générales de la convection et de la compaction dans une couche de dépôts des cratères et des dépressions de Mars. En particulier, ces dépôts sont constitués d'un mélange de glace, d'eau libre, de sulfates et d'argiles. La convection dans une couche visqueuse uniformément chauffée par le dessous est possible si son nombre de Rayleigh (Ra) est supérieur au nombre de Rayleigh critique (Ra_c) :

1. $Ra_c \sim 1200$ lorsque la surface est libre (directement au contact avec l'atmosphère),
2. $Ra_c \sim 1700$ lorsque cette couche se situe sous un matériau indéformable (Turcotte et Schubert 2002).

Le nombre de Rayleigh est :

$$Ra = \frac{\alpha \rho g \Delta T H^3}{\kappa \mu} \quad (5.1)$$

où α , ρ , κ , μ sont, respectivement l'expansion thermique, la densité, la diffusivité thermique et la viscosité du matériau étudié. g , ΔT et H représentent respectivement, la gravité martienne, la différence de température entre le haut et le bas de la couche convective et l'épaisseur du sédiment (Mckenzie et al. 1974). Le paramètre crucial du nombre de Rayleigh dans notre étude concerne la détermination du niveau de viscosité de la couche.

Les dépôts sédimentaires contiennent de l'eau, libre de circuler en joint de grains. Le sédiment étant déformable, le contraste de densité entre l'eau libre et le sédiment conduit celui-ci à s'affaisser sous son propre poids et à évacuer l'eau libre vers la surface. Ce processus est appelé processus de compaction et dépend

de deux paramètres :

1) la longueur d'onde de compaction l , qui s'exprime par :

$$l = \sqrt{\frac{\mu}{\eta} \times \frac{K}{\phi}} \quad (5.2)$$

où ϕ désigne la porosité du sédiment, η , la viscosité de l'eau et K représente la perméabilité du sédiment. Cette perméabilité K dérive de la loi de Kozeny-Carman (Carman 1961) :

$$K = \frac{d^2 \phi^3}{(1 - \phi)^2 172.8} \quad (5.3)$$

où d désigne la taille des grains composant le sédiment.

2) le dernier paramètre important en relation avec le processus de compaction est le temps de relaxation du système, appelé aussi temps de compaction τ . Il correspond au rapport entre la viscosité et l'écart de pression à travers la couche induite par la différence de densité ($\Delta\rho$) entre le sédiment et l'eau :

$$\tau = \frac{\eta}{\Delta\rho g H} \quad (5.4)$$

où g représente la gravité martienne.

5.3.1.1 Détermination de l'épaisseur H de la couche

Dans le cadre de notre hypothèse, la structure particulière des terrains chaotiques, avec une succession de fractures et de mesas, peut être associée à des figures de convection. Le type de convection à l'origine de ces mesas peut être déterminé en estimant le rapport d'aspect longueur (L)/largeur (l) de celles-ci (Fig. 5.7).

Cette figure 5.7 est une distribution du rapport L/l de 116 mesas de terrains chaotiques, présentant des bordures nettes sans traces d'érosion, situées soit dans des chaos, des FFCs ou des FFDs, présents sur tout la surface martienne. La détermination de ce rapport s'est faite avec une approximation des limites des mesas par un rectangle dont l'aire est la plus petite possible. Ainsi, deux populations majoritaires sont présentes : 66 % des rectangles ont un rapport compris entre 1 et 1.5, 13 % ont un rapport compris entre 2 et 2.5 et une population minoritaire de 2 % ont un rapport autour de 3. Ces rapports L/l compris entre 1 et 3 sont typiques d'une convection de type bi-modale et hexagonale. L'épaisseur de la couche convective est alors déterminée en utilisant la distance caractéristique entre les courants montants de la convection. Lorsque le $Ra > 20\,000$, la convection est bi-modale avec formation de cellules convectives situées à angle droit. Les structures engendrées par ce type de convection présentent la particularité d'avoir une longueur deux fois plus grande que la largeur. Dans ce cas, la distance caractéristique (D_c) s'exprime par la relation suivante où $D_{cb} = 1.2H$ à $3H$.

Dans le cas où le $Ra > 100\,000$, la convection engendre des cellules convec-

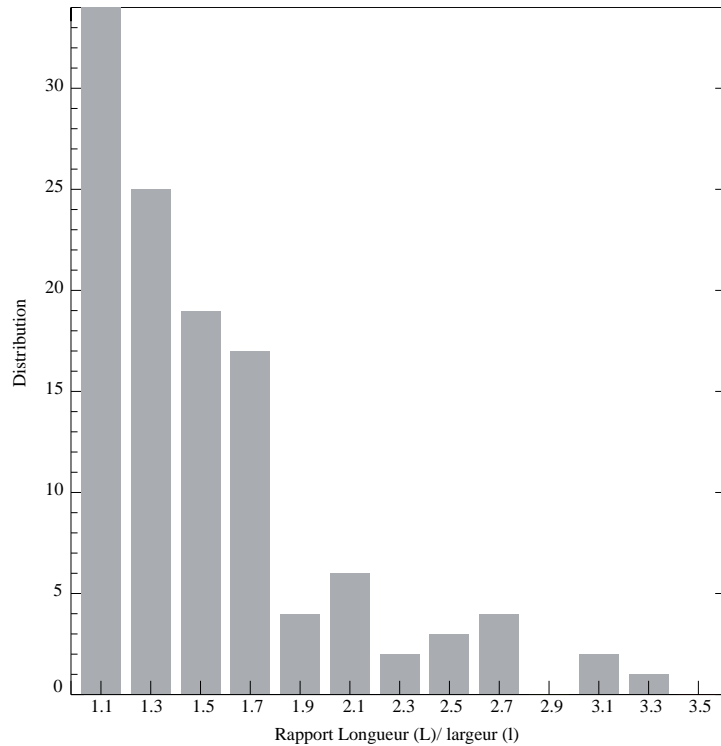


FIGURE 5.7. Distribution du rapport longueur/largeur des mesas composant des terrains chaotiques de chaos, de FFCs et de FFDs.

tives de types hexagonales (Whitehead et Parsons 1978). Il est alors possible de déterminer l'épaisseur de la couche convective avec l'équation 5.5.

$$D_{ch} = \frac{2\sqrt{3}}{H} \quad (5.5)$$

Cette épaisseur a été estimée à 5 km dans certaines régions de Valles Marineris dont Hydraotes Chaos et aux alentours du kilomètre pour des terrains chaotiques situés dans des chaos plus petit (les FFCs et FFDs) en utilisant les distances caractéristiques D_{cb} et D_{ch} . Ces observations suggèrent que de manière générale, la convection s'est faite selon un type bi-modale et parfois avec un Ra suffisamment fort pour le développement d'une convection hexagonale.

5.3.1.2 Détermination de la température conductive ΔT à travers la couche

La différence de température conductive (ΔT) dans la couche s'exprime selon :

$$\Delta T = \frac{F}{k} H \quad (5.6)$$

où F , k et H représente respectivement, le flux géothermique, la conductivité thermique et l'épaisseur de la couche. La conductivité thermique des argiles et de la glace est assez proche, autour de $2 \text{ W.m}^{-1}\text{K}^{-1}$ alors que celle des sulfates est très élevée, c'est à dire supérieure à $5 \text{ W.m}^{-1}\text{K}^{-1}$ (Hobbs 1974, Bejan 1995, van Keken et al. 1993).

5.3.1.3 Détermination de l'expansion thermique α à travers la couche

L'expansion thermique de la glace et des argiles sont proche de l'expansion thermique de l'eau. En effet, ces trois valeurs sont aux alentours de 10^{-4} K^{-1} (Hobbs 1974, Bejan 1995, Yershov 2004). Par contre, les sulfates ont une expansion thermique faible, autour de 10^{-5} K^{-1} (van Keken et al. 1993).

5.3.1.4 Détermination de la viscosité dynamique μ à travers la couche

La viscosité dynamique d'un matériau dépend fortement de la température. Les matériaux comme la glace, les sulfates et les argiles ont une vitesse de déformation qui dépend, de manière non-linéaire, de l'amplitude du déviateur des contraintes (e.g., Goldsby et Kohlstedt 2001, van Keken et al. 1993, Li et al. 2004).

Goldsby et Kohlstedt (2001) ont déterminé les paramètres rhéologiques d'une glace constituée de grains très fins (Fig. 5.8). La vitesse de déformation de la glace est exprimée sous la forme :

$$\dot{\epsilon} = A\sigma_g^n \quad (5.7)$$

où $\dot{\epsilon}$ et σ_g sont respectivement la vitesse de déformation et la contrainte. A est un paramètre qui dépend de la taille des grains et de la température et n est une constante que Goldsby et Kohlstedt (2001) estime à 1.8. Ainsi pour déterminer leur viscosité, il est nécessaire d'évaluer le niveau de contrainte qu'il faut appliquer au système pour démarrer la convection, par l'expression suivante :

$$\sigma_g = \alpha_g \rho_g g \Delta T H \quad (5.8)$$

où α_g , ρ_g sont l'expansion thermique et la densité de la glace, et σ_g est la contrainte maximale que peut exercer la convection : il représente l'écart de pression entre deux colonnes de glace, ascendante et descendante, qui ont une température qui diffère de ΔT . Ainsi, une estimation de la viscosité de la glace est donnée par :

$$\mu_g = \frac{\sigma_g}{\dot{\epsilon}_{\sigma_g}} \quad (5.9)$$

où $\dot{\epsilon}_{\sigma_g}$ correspond à la vitesse de déformation de la glace, obtenue expérimentalement par Goldsby et Kohlstedt (2001) pour un niveau de contrainte σ_g (Fig. 5.8).

Si on considère une couche de 5 km d'épaisseur et un flux de 30 mW.m^{-2} , on trouve que σ_g est équivalent à 10^5 Pa . Pour une taille de grains de $200 \mu\text{m}$, une contrainte de 10^5 Pa et une température de 248 et 268 K, on trouve respectivement selon la température, une viscosité de 10^{13} Pa.s et de 10^{11} Pa.s .

Plus la taille des grains de glace est petite, plus le matériau est ductile. En effet, la taille des grains est contrôlée par une cinétique de croissance équilibrée par une fragmentation des grains induite par la déformation. Il s'ensuit qu'une

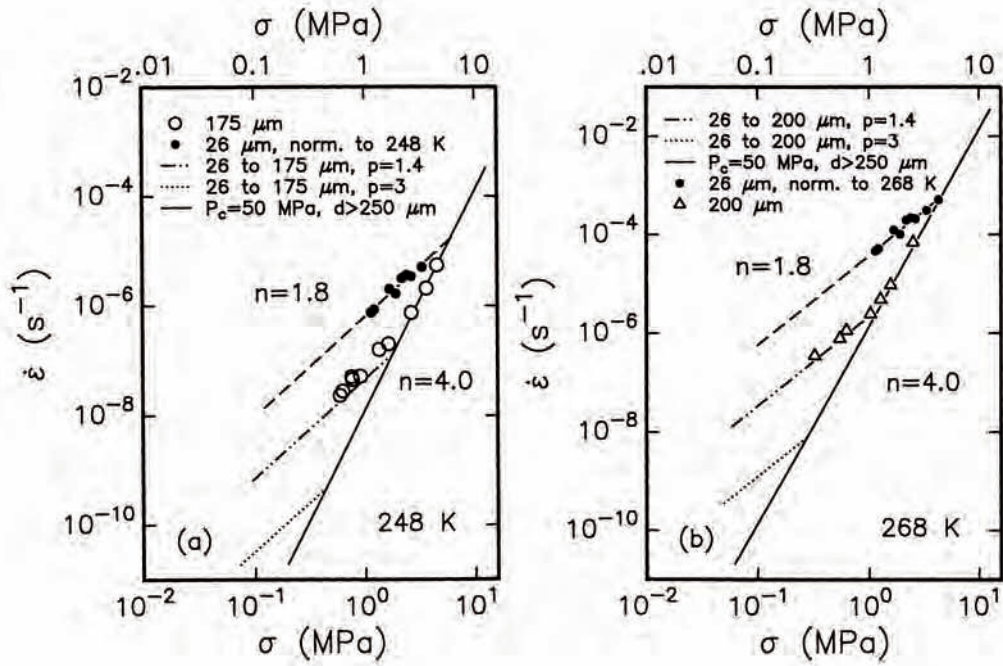


FIGURE 5.8. Graphiques contrainte-déformation de la glace I pour différentes taille de grains, à une température de 248 K (a) et 268 K (b) sous une pression de confinement de 50 MPa, d'après Goldsby et Kohlstedt (2001). Les valeurs expérimentales pour différentes tailles de grains sont représentés par des cercles pleins ($A = 26 \mu m$), des cercles vides ($A = 175 \mu m$) et des triangles ($A = 200 \mu m$).

glace qui n'a pas été soumise à une déformation durant une longue période de temps, a une viscosité très élevée alors qu'une glace pour laquelle une taille des grains constante est obtenue par déformation continue, atteint une viscosité plus basse, déterminée par sa taille des grains. Nous en déduisons que l'estimation de viscosité donnée ici pour une taille de grains de 200 μm est probablement relativement basse.

En ce qui concerne la rhéologie des sulfates, sur Terre, la rhéologie est évaluée en étudiant la formation des diapirs de sel (e.g., van Keken et al. 1993). Cependant, ces valeurs ne sont que pour une gamme de température bien plus importante que celles présentes sur Mars. Leur étude rhéologique couvre un domaine de température entre 20 et 140°C et des contraintes comprises entre 0,01 et 100 MPa (Fig. 5.9). L'estimation de la vitesse de déformation ($\dot{\epsilon}$) des sulfates par montée en dislocation est faite avec l'équation suivante :

$$\dot{\epsilon} = \epsilon_0 \sigma_s^n \quad (5.10)$$

où σ_s est une contrainte et n est un paramètre qui dépend de la température :

$$n = \frac{Q}{RT} \quad (5.11)$$

où Q , R et T sont respectivement l'énergie d'activation, la constante des gaz parfait (8.314) et la température. ϵ_0 s'exprime par la relation suivante :

$$\epsilon_0 = D \exp \left[-\frac{Q}{RT} \ln \frac{\tau_0}{\mu_0} \right] \mu^{-\frac{Q}{RT}} \quad (5.12)$$

où D , τ_0 , μ_0 et μ sont respectivement, un paramètre dépendant de la déformation, une contrainte au zéro absolu, un module de cisaillement également au zéro absolu et la moyenne du module de cisaillement. L'équation 5.10 ne dépend pas de la taille des grains mais de la température. Cette étude montre que la viscosité effective du milieu dépend fortement de la taille des grains et plus modérément, de la température. En effet, lorsque la taille des grains varie entre 0.5 cm, 1 cm et 3 cm, et pour une température de 20°C, la viscosité effective augmente de trois ordres de grandeurs. Celle-ci passe, respectivement, de 10^{18} à 10^{21} entre ces trois tailles de grains. Au contraire, lorsque la température augmente, la viscosité effective diminue d'un ordre de grandeur. Pour une température de 20°C et un niveau de contrainte (σ_s) de 10^5 Pa (obtenu par l'équation 5.8), on trouve une viscosité de 10^{20} Pa.s (Eq. 5.10) dans le domaine de la pression-dissolution (Fig. 5.9). Pour une même taille de grain, on peut en déduire que la vitesse de déformation obtenue par pression-dissolution domine la vitesse de déformation associée à la montée en dislocation. On peut aussi noter que les modèles de dynamique des diapirs de sel conduisent à une estimation de la viscosité effective des sels à $\sim 10^{18} - 10^{20}$ Pa.s (van Keken et al. 1993).

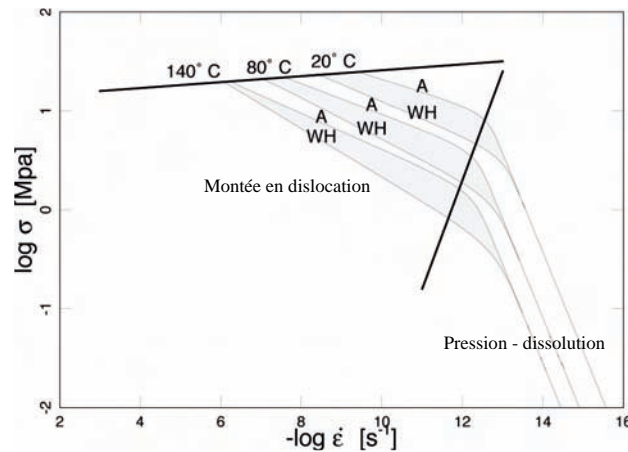


FIGURE 5.9. Graphique contrainte-déformation de deux types de sulfates (sels d'Asses (A) et de West Hackberry (WH)) pour des températures de 20, 80 et 140 °C et une taille de grains de 1 cm, d'après van Keken et al. (1993). Deux domaines de déformation sont représentées, le domaine par montée en dislocation et celui par pression-dissolution.

Concernant la rhéologie des argiles, celles-ci ont une structure feuilletée, d'où la dénomination de *phyllosilicates*. Elles sont constituées d'une alternance d'un feuillet et d'un espace interfoliaire, pouvant contenir des cations échangeables et hydratés (e.g., Grim 1953, Pomerol et al. 2002). Les feuillets sont soit tétraédriques avec un cation central de Si^{4+} , parfois substitué par un cation d' Al^{3+} , et des sommets occupés par de l'oxygène ou des groupements OH, soit octaédriques avec un cation central d' Al^{3+} , parfois substitué par un cation de Mg^{2+} ou de Fe^{2+} et des sommets occupés par de l'oxygène ou des groupements OH (Fig.

5.10). Ainsi, il existe deux types d'eau dans une argile, l'eau interfoliaire associée aux cations hydratés et de l'eau interstitielle ou eau libre (e.g., Romero et al. 1999, Mondol et al. 2007). La présence et la quantité de ces deux types d'eau peuvent avoir un impact important sur la viscosité de l'argile, surtout dans le cas où celle-ci est gelée.

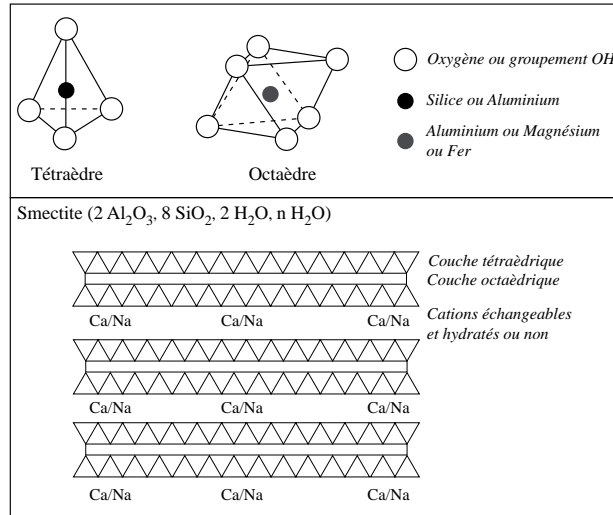


FIGURE 5.10. Schéma représentant la structure d'une smectite. Celle-ci est constituée d'une alternance de feuillets (couche tétraédrique, couche octaédrique et couche tétraédrique) et d'espace interfoliaire contenant des cations hydratés ou non.

Notre détermination de la viscosité d'une argile gelée se base sur une étude réalisée par Li et al. (2004) mais où il manque l'interprétation des processus physiques à l'origine de leurs observations. Ils utilisent des argiles ayant subi une déshydratation par chauffage (ils ne précisent ni la température ni le temps de chauffe) et par la suite, une réhydratation. Leur concentration en eau est obtenue par peser et récupèrent ainsi, trois argiles avec des concentrations différentes, 34 %, 24.6 % et 16 % en eau. Le problème est qu'il est difficile de connaître la proportion d'eau libre et d'eau interfoliaire. La première observation importante sur le comportement de la viscosité est l'influence de la température. Ces auteurs ont déterminé une relation pour exprimer le niveau de contrainte d'une argile gelée en fonction de sa vitesse de déformation et de sa température :

$$\sigma = \sigma_0(|\theta|)^i(\dot{\epsilon})^m \tag{5.13}$$

où σ est le niveau de contrainte en MPa, et i et m sont des constantes. σ_0 est une contrainte en MPa qui dépend de la concentration en eau. θ et $\dot{\epsilon}$ représentent la température en degré celsius et une vitesse de déformation en s^{-1} . Pour une argile gelée à $-2^\circ C$, une quantité d'eau de 34 % en poids et une vitesse de déformation ($\dot{\epsilon}$) de $\sim 1 \times 10^{-6} s^{-1}$, la contrainte s'exprime par :

$$\sigma = 1.525|\theta|(\dot{\epsilon})^{0.170} \tag{5.14}$$

où $\sigma_0 = 1.525$, $m = 0.170$ et $i \approx 1$. Pour une quantité d'eau de 24.6 %, la loi

devient :

$$\sigma = 1.339|\theta|(\dot{\epsilon})^{0.150} \quad (5.15)$$

Et pour une quantité d'eau plus faible, 16 %, la loi s'écrit :

$$\sigma = 1.103|\theta|(\dot{\epsilon})^{0.067} \quad (5.16)$$

Si on cherche à calculer la viscosité, en fonction de la concentration en eau, on obtient pour une concentration en eau respective de 34 %, de 24.6 % et de 16 %, les expressions suivantes :

$$\mu = 1.525^{(1/0.170)}|\theta|^{(1/0.170)}\sigma^{(\frac{0.170-1}{0.170})} \quad (5.17)$$

$$\mu = 1.339^{(1/0.150)}|\theta|^{(1/0.150)}\sigma^{(\frac{0.150-1}{0.150})} \quad (5.18)$$

$$\mu = 1.103^{(1/0.067)}|\theta|^{(1/0.067)}\sigma^{(\frac{0.067-1}{0.067})} \quad (5.19)$$

La figure 5.11 représente le logarithme en base 10 de la viscosité, obtenue par les équations 5.17 (Fig. 5.11a), 5.18 (Fig. 5.11b) et 5.19 (Fig. 5.11c), en fonction de la contrainte appliquée et la température. Pour une température de -2°C et une contrainte (σ_a) de 3×10^5 Pa (obtenue par l'équation 5.8), la viscosité est de 10^{11} Pa.s, pour une concentration en eau de 34 %. Lorsque la concentration descend à 24,6%, la viscosité monte à 10^{12} Pa.s et si la concentration descend jusqu'à 16 %, la viscosité atteint 10^{18} Pa.s. Dans les deux premiers cas, la viscosité augmente de 5 ordres de grandeur entre -5 et -15°C . Or dans le cas où la concentration en eau est très faible, cette augmentation est de 12 ordres de grandeur.

Cette figure montre également que pour des températures plus faibles, à une même contrainte, la valeur de viscosité peut atteindre les 10^{20} Pa.s $^{-1}$, les 10^{21} Pa.s $^{-1}$ et dépasser les 10^{30} Pa.s $^{-1}$ (Fig. 5.11a-b-c). La viscosité diminue également lorsque que la contrainte diminue à température constante.

Les expériences montrent que la viscosité dépend fortement de la température et de la concentration en eau. La présence d'eau interfoliaire et libre au sein d'une argile pourrait expliquer la forte dépendance que l'on observe. Une argile avec une concentration en eau de 24.6 et 34 %, a une même viscosité. Par contre, si la concentration en eau diminue pour atteindre 16 %, la viscosité augmente très rapidement. Dans le premier cas où les argiles ont quasiment une même concentration en eau, les deux argiles se comportent de la même manière. On peut alors supposer que la quantité d'eau interfoliaire est identique mais celle de l'eau libre est plus faible dans le cas d'une concentration totale de 24.6 %. Lorsque la température atteint les -5°C , l'eau libre gèle et devient dure. Or comme la proportion d'eau libre est plus faible par rapport à celle de l'eau interfoliaire et des feuilletts, la rhéologie ne change pratiquement pas. Aussi, à cette température, l'eau interfoliaire ne gèle pas et permet le maintien d'une viscosité autour de 10^{11} Pa.s. Cette viscosité est rendue possible par une déformation aisée dans la direction

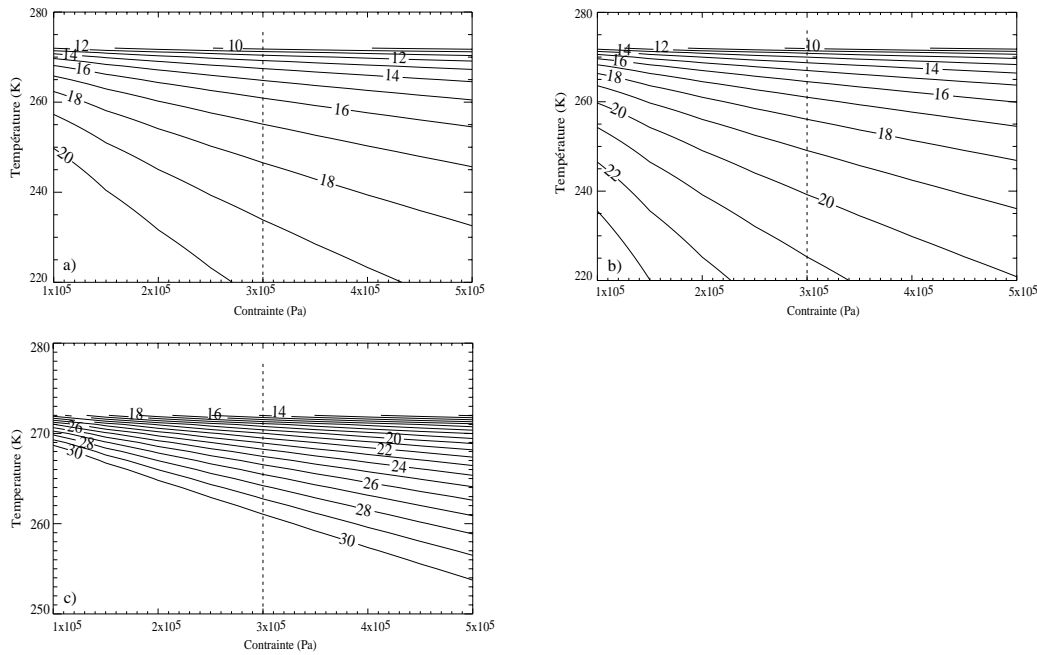


FIGURE 5.11. Graphique du comportement de la viscosité d'une argile gelée (en $\log(\mu)$) en fonction de la température et de la contrainte appliquée. Le trait en pointillé représente la contrainte obtenue à partir de l'équation 5.24. Les graphiques a, b et c sont respectivement, les valeurs de viscosité obtenues selon les équations 5.17, 5.18 et 5.19, c'est à dire avec 34 %, 24,6 % et 16 % d'eau.

de foliation. Comme les grains d'argiles ont une orientation aléatoire, cela assure une bonne plasticité. Dès que la température chute entre -15 et -20°C , la ductilité de la roche chute de manière importante, laissant penser que l'eau interfoliaire gèle malgré la présence des cations, qui abaissent le point de fusion de l'eau. Les argiles qui ont une concentration en eau de 16 %, présentent une très forte viscosité dès -2°C suggérant ainsi qu'il existe une baisse de la concentration en eau interfoliaire dans ce cas là.

Nous en déduisons qu'aussi longtemps que l'eau interfoliaire n'est pas gelée, celle-ci favorise la déformation et la viscosité se situe alors autour de 10^{11-12} Pa.s. Par contre, dès que la concentration en eau interfoliaire diminue, l'argile se comporte comme un matériau anhydre en perdant toute plasticité, même pour des températures supérieures à 0°C .

Il reste à savoir quel est le comportement d'une argile non plus gelée mais qui se trouve en suspension dans plus de 30 % d'eau. Il existe une étude, réalisée par Schwinka et Moertel (1999), qui montre que selon une modification de la loi rhéologique obtenue par des cycles de congélation-décongélation, la viscosité est de 10^5 Pa.s, indépendamment de la contrainte.

De ces deux travaux nous pouvons déduire que lorsque la température est inférieure à -5°C , la rhéologie n'est plus très sensible à la température mais plus à la concentration en eau. En effet, pour une concentration en eau entre 25 et 30 %, la viscosité se situe autour de 10^{11-12} Pa.s, pour une contrainte de 0,1 MPa. Pour cette même contrainte mais pour une concentration en eau de 16 %, la viscosité monte à 10^{18} Pa.s quelque soit le niveau de contraintes. Pour une température

atteignant les -15°C , la viscosité est de 10^{16-17} Pa.s pour une concentration entre 25 et 30 % et à partir de -20°C , l'argile peut être considérée comme étant indéformable. Par contre, dès que l'argile contient une concentration en eau interfoliaire et libre de 20 %, voir moins, on peut alors considérer qu'on a affaire à un matériau indéformable et ceci très probablement quelque soit la température.

5.3.2 Conséquences sur la compaction

Si on considère une couche avec une épaisseur de 5 km d'argiles, composée de 40 % d'eau libre et à une température au-dessus de 0°C , il est possible d'évaluer la longueur et le temps de compaction. Pour une viscosité de l'eau, η , de 10^{-3} Pa.s, une porosité de 40 % et une perméabilité de $\sim 1 \times 10^{-9}$ m² (obtenue par l'équation 5.3, pour un diamètre de grain autour du millimètre), la longueur de compaction est de 500 m (Eq. 5.2) et le temps de compaction (Eq. 5.4) est de 2×10^{-10} s. La valeur du temps de compaction montre que c'est un phénomène instantané dès que le milieu dépasse la température de fusion du liquide interstitiel. Cela suggère que dès que le milieu fond, l'eau va s'échapper. On peut alors imaginer deux scénarios possibles pour le devenir de cet eau interstitielle.

Le premier scénario repose sur l'idée qu'après le dépôt des argiles, celles-ci se soient retrouvées gelées, entraînant alors une diminution de l'écart de pression entre l'eau interstitielle et les argiles. Lors d'un réchauffement, une onde thermique se propage dans tout le système. Cette augmentation de température entraîne la fonte de l'eau interstitielle et augmente alors l'écart de pression entre les deux éléments. De ce fait, tout le système se compacte. Si il existe une couverture imperméable et indéformable en surface comme un sol gelé ou une coulée basaltique, l'eau libérée par fusion va s'accumuler en subsurface. Dans le cas où la surface est totalement libre, l'eau s'échappe alors vers l'extérieur.

Le deuxième scénario propose la compaction des 5 km d'argiles sous une couverture imperméable. Si lors de la compaction, on considère que l'on enlève 20% d'eau libre du milieu, toute cette eau va s'accumuler en-dessous de la couverture. Cette eau pourra entraîner la fracturation de la couverture et pourra ainsi s'échapper vers l'extérieur. Ce relâchement d'eau catastrophique peut être à l'origine de la formation des chenaux de débâcle.

La rhéologie ultérieure des argiles après compaction est que celles-ci soient totalement indéformables tant que la température du système sera inférieure à -20°C . La viscosité du système tournera autour de 10^{16-17} Pa.s pour une température de -15°C et dès que l'on atteint les -5°C , la viscosité descendra jusqu'à 10^{11-12} Pa.s si il y a peu d'eau interstitielle. Si la concentration en eau interstitielle en joint de grains tourne autour de 20 % (c'est à dire, en-dessous du seuil de percolation de cet eau libre), la viscosité est de 10^5 Pa.s

5.3.3 Conséquences sur la convection

Pour s'affranchir de l'influence de la température sur la viscosité, en combinant les équations 5.1 et 5.6, on obtient un Ra qui s'exprime par l'équation suivante :

$$Ra = \frac{\alpha_g \rho_g g F H^4}{\kappa_g \mu_g k_g} \quad (5.20)$$

où le Ra ne dépend plus que du flux imposé à la base et de l'épaisseur de la couche. Pour chaque type de milieu, le Ra a été évalué pour une épaisseur de couche de 1000 et 5000 m. Les valeurs utilisées sont présentées dans le tableau récapitulatif 5.1.

<i>Paramètres généraux</i>	
Gravité martienne	$g = 3.71 \text{ m.s}^{-2}$
Flux géothermique	$F = 30 \text{ mW.m}^{-2}$
Épaisseur de la couche	$H = 1000 - 5000 \text{ m}$
<i>Paramètres physique de la glace^a</i>	
Conductivité thermique	$k_g = 2.3 \text{ W.m}^{-1}\text{K}^{-1}$
Diffusivité thermique	$\kappa_g = 1.2 \times 10^{-6} \text{ m}^2.\text{s}^{-1}$
Densité	$\rho_g = 920 \text{ kg.m}^{-3}$
Coefficient de l'expansion thermique	$\alpha_g = 1.6 \times 10^{-4} \text{ K}^{-1}$
<i>Paramètres physique des sulfates^b</i>	
Conductivité thermique	$k_s = 5.7 \text{ W.m}^{-1}\text{K}^{-1}$
Diffusivité thermique	$\kappa_s = 5 \times 10^{-6} \text{ m}^2.\text{s}^{-1}$
Densité	$\rho_s = 2160 \text{ kg.m}^{-3}$
Coefficient de l'expansion thermique	$\alpha_s = 4.25 \times 10^{-5} \text{ K}^{-1}$
<i>Paramètres physique des argiles^c</i>	
Conductivité thermique	$k_a = 1.28 \text{ W.m}^{-1}\text{K}^{-1}$
Diffusivité thermique	$\kappa_a = 1 \times 10^{-6} \text{ m}^2.\text{s}^{-1}$
Densité	$\rho_a = 1450 \text{ kg.m}^{-3}$
Coefficient de l'expansion thermique ^d	$\alpha_a = 1 \times 10^{-4} \text{ K}^{-1}$

TABLE 5.1. Paramètres physiques généraux de la convection et de la glace (270 K), des sulfates (20°C) et des argiles. ^aHobbs (1974), ^bvan Keken et al. (1993), ^c(Bejan 1995) et ^dYershov (2004).

5.3.3.1 Convection de la glace

Les valeurs du Ra obtenues pour de la glace à 268 K (Tab. 5.2) montrent que la convection est impossible dans le cas d'une couche de 1000 m car le Ra obtenu est inférieur au Ra_c . Cependant, si il existe une couche de glace pure de 5000 m, alors la convection peut se mettre en place car le Ra dépasse largement le Ra_c . Une étude sur la viscosité d'un mélange glace-roche, réalisé par Mangold et al. (2002) montre que celle-ci est environ $50 \times$ plus forte que celle de la glace pure. Dans ce cas, si on considère un mélange glace-roche de 1000 m de profondeur, la convection reste toujours impossible. Par contre, dans le cas d'une couche de 5000 m, la convection est possible. Malgré tout, cette étude montre que la porosité

Résultats	1000 m	5000 m
Température conductive	$\Delta T = 13 \text{ K}$	$\Delta T = 65 \text{ K}$
Contrainte	$\sigma_g = 0.7 \times 10^5 \text{ Pa}$	$\sigma_g = 1.6 \times 10^5 \text{ Pa}$
Déformation	$\epsilon_g = 1 \times 10^{-8} \text{ s}^{-1}$	$\epsilon_g = 1 \times 10^{-6} \text{ s}^{-1}$
Viscosité	$\mu_g = 7 \times 10^{13} \text{ Pa.s}$	$\mu_g = 1.6 \times 10^{11} \text{ Pa.s}$
Nombre de Rayleigh	$Ra = 85$	$Ra = 2.3 \times 10^7$

TABLE 5.2. Résultats pour différentes propriétés rhéologiques et le nombre de la Rayleigh, pour une couche de glace I entre 1000 et 5000 m et à une température de 268 K.

du basalte devient très faible. De ce fait, il est difficilement concevable de stocker 5000 m d'un mélange glace-roche et également de glace pure.

5.3.3.2 Convection des sulfates

Les valeurs de viscosité des sulfates obtenues sont très fortes car elles tournent autour de 10^{20} Pa.s . De ce fait, lors de l'estimation du Ra pour un tel sédiment, celui-ci est très petit voir négligeable lorsque la couche fait 5000 m d'épaisseur (Tab. 5.3). Pour conclure, dans les deux cas, il est impossible qu'une convection de sulfates se mettent en place.

Résultats	1000 m	5000 m
Température conductive	$\Delta T = 53 \text{ K}$	$\Delta T = 263 \text{ K}$
Contrainte	$\sigma_s = 0.2 \times 10^5 \text{ Pa}$	$\sigma_g = 4.5 \times 10^5 \text{ Pa}$
Déformation	$\epsilon_s = 1 \times 10^{-16} \text{ s}^{-1}$	$\epsilon_s = 1 \times 10^{-15} \text{ s}^{-1}$
Viscosité	$\mu_s = 2 \times 10^{20} \text{ Pa.s}$	$\mu_s = 4.5 \times 10^{20} \text{ Pa.s}$
Nombre de Rayleigh	$Ra = 5 \times 10^{-4}$	$Ra = 1.8 \times 10^{-6}$

TABLE 5.3. Résultats pour différentes propriétés rhéologiques et le nombre de Rayleigh, pour une couche de sulfates entre 1000 et 5000 m.

5.3.3.3 Convection des argiles

Pour exprimer le nombre de Rayleigh en fonction de l'épaisseur de la couche et du flux géothermique, on peut combiner l'équation 5.1 et l'équation 5.17, dans un cas où la concentration en eau est de 34 %. D'où maintenant, le Ra peut s'écrire :

$$Ra = \frac{\alpha_a \rho_a g F H^4}{\kappa_a k_a \times 1.525^{(1/0.170)} |\theta| (1/0.170) b^{(\frac{0.170-1}{0.170})}} \quad (5.21)$$

Pour une quantité d'eau de 24.6 %, l'équation devient :

$$Ra = \frac{\alpha_a \rho_a g F H^4}{\kappa_a k_a \times 1.339^{(1/0.150)} |\theta| (1/0.150) b^{(\frac{0.150-1}{0.150})}} \quad (5.22)$$

Et pour une quantité d'eau plus faible, 16 %, le Ra s'écrit :

$$Ra = \frac{\alpha_a \rho_a g F H^4}{\kappa_a k_a \times 1.103^{(1/0.067)} |\theta|^{(1/0.067)} b^{(\frac{0.067-1}{0.067})}} \quad (5.23)$$

où

$$b = \alpha_a \rho_a g \Delta T H \quad (5.24)$$

Résultats	5000 m
Température conductive	$\Delta T = 117 \text{ K}$
Contrainte	$\sigma_a = 3 \times 10^5 \text{ Pa}$
Déformation	$\epsilon_a = 1.1 \times 10^{-6} \text{ s}^{-1}$
Viscosité	$\mu_a = 2.6 \times 10^{11} \text{ Pa.s}$
Nombre de Rayleigh	$Ra = 3 \times 10^7$

TABLE 5.4. Résultats pour différentes propriétés rhéologiques et le nombre de Rayleigh, pour une couche d'argiles de 5000 m et une concentration en eau de 34 %.

La figure 5.12a – b – c représente le logarithme base 10 du Ra , en fonction de l'épaisseur et du flux géothermique pour les différentes concentrations en eau. Dans le cas d'une épaisseur de 5000 m, avec un flux de 30 mW.m^{-2} et une concentration en eau de 34 %, le Ra est de 10^7 (Tab. 5.4), largement au dessus du Ra_c , et ainsi la convection peut avoir lieu (Fig. 5.12a). Cette figure montre que pour un flux de 30 mW.m^{-2} , il faut une épaisseur minimale de 2000 m pour la mise en place de la convection. L'épaisseur minimale diminue jusqu'à 1600 m lorsque le flux est de 50 mW.m^{-2} (Fig. 5.12a). Dans le cas où la concentration en eau diminue à 24,6 %, le Ra varie entre 10^6 et 10^7 (Fig. 5.12b). Pour un flux de 30 mW.m^{-2} , il faut une épaisseur minimale de 2300 - 2400 m pour que la convection s'amorce. Cette épaisseur descend jusqu'à 1800 m pour un flux de 50 mW.m^{-2} (Fig. 5.12b). Dans le dernier cas avec une argile contenant seulement 16 % d'eau (Fig. 5.12c), le Ra est inférieur au Ra_c pour amorcer la convection avec 5000 m d'épaisseur et un flux de 30 mW.m^{-2} . Cette convection débute seulement lorsque l'épaisseur atteint 5500 m pour 30 mW.m^{-2} et lorsque que le flux est de 50 mW.m^{-2} , l'épaisseur nécessaire diminue à 4300 m.

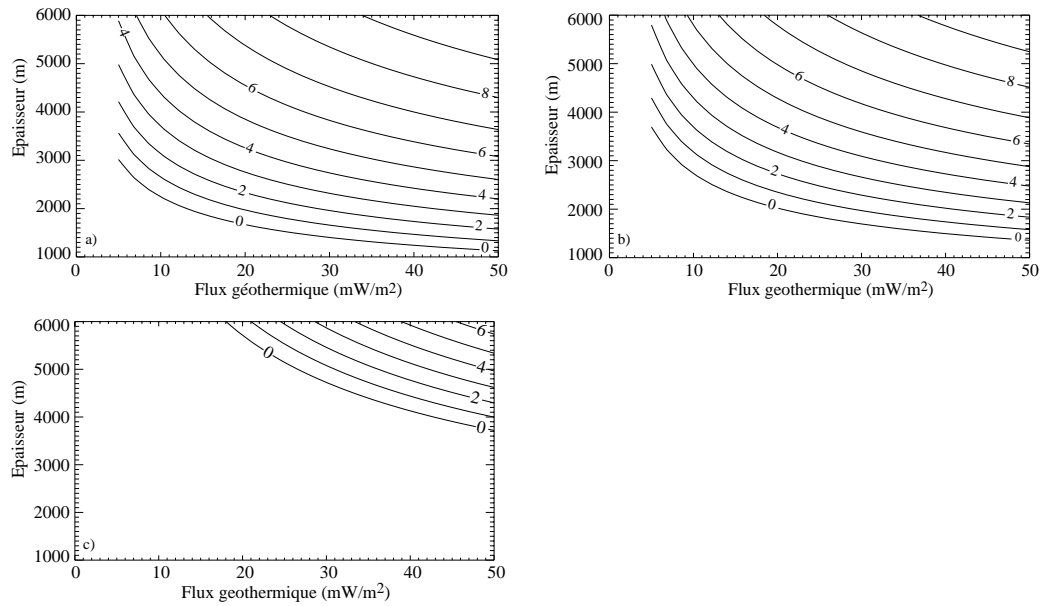


FIGURE 5.12. Graphique du nombre de Rayleigh d'une couche d'argiles en fonction du flux géothermique et de l'épaisseur de la couche (les valeurs Ra sont exprimées en $\log(Ra)$). a) pour une couche avec une concentration en eau de 34 %, de 24.6 % pour b et de 16 %. pour c).

Si l'épaisseur des argiles atteint 5 km, le milieu présente un gradient thermique où une stratification des argiles est présente du fait des différences de température. Certaines couches auront une température de -5°C , -15°C ou -20°C selon leur profondeur. Les expériences de Li et al. (2004) montrent que dans un tel système avec une telle évolution de température, la stratification va également être liée à la viscosité de la couche. A ce moment-là, le milieu est super-critique pour la convection car le niveau de contrainte est très fort. Par contre, dans le cas où le milieu atteint une épaisseur de 1600 m, ce dernier n'est plus super-critique car le saut de niveau des contraintes est faible, donc en deçà du critique. Dès que le système se trouve entre -15 et -5°C , la convection se met en place et le matériau devient plastique. La différence de température pour les 5 km d'épaisseur du milieu a été estimée à 117 K par l'équation 5.6. Cette différence de température est importante, entraînant alors un Ra très fort (10^7). Dans ce cas, le transport de chaleur par la convection est efficace et peut être évalué avec le nombre de Nusselt Nu (Bejan 1995) :

$$Nu = 0.069Ra^{1/3}Pr^{0.074} \quad (5.25)$$

où Pr est le nombre de Prandtl (Pr), qui représente le rapport (sans dimension) de la viscosité cinématique et de la diffusivité thermique des argiles. Pour une viscosité cinématique de $7 \times 10^7 \text{ m}^2 \cdot \text{s}^{-1}$, on obtient un Pr de 7×10^{11} . Le Nu , pour un Ra de 10^7 , est alors de 152. Ce résultat montre que le transport de chaleur est très efficace et entraîne donc rapidement une homogénéisation de la température. Pour ce Nu , l'épaisseur de la couche limite est de 50 m. La différence de température ne va pas rester longtemps à 117 K. Dans la phase transitoire, la température s'ajuste et le système s'approche du critique car la différence de

température diminue, entraînant une baisse des contraintes et donc une augmentation de la viscosité. La différence de température s'ajuste de sorte que le Ra se rapproche du Ra_c . C'est un processus connu pour une roche qui se déforme plastiquement car le seuil de percolation de l'eau interstitielle diminue fortement. Si une argile, dans un domaine de contrainte plastique et qui conserve 10 % d'eau interstitielle, subit une déformation, l'eau va pouvoir circuler dans le milieu pour des concentrations deux fois plus faibles. Ces processus conduisent à la formation de poches d'eau au sommet des courants de convection (Rabinowicz et Ceuleneer 2005, Rabinowicz et Toplis 2009).

La conséquence directe de la convection est l'accumulation d'argiles déconsolidées, considérées comme de la boue, sur la zone de remontée des courants. On peut en extraire 10 % de la totalité de la couche, c'est à dire 500 m. Si la convection arrive en surface, l'eau va s'échapper. Si la convection arrive sous une couche imperméable ou de glace, l'eau va s'accumuler et cette boue sera localisée aux points d'intersections des polygones de convection.

Actuellement, nous avons une température moyenne de -40°C , un gradient de température de $20^\circ/\text{km}$. La température de la couche va atteindre les -20°C à 1 km de profondeur. Au-dessus de cette limite, tout le milieu est gelé et donc figé. Autrefois, il y a du avoir une phase chaude où la température de surface était de -20°C . De ce fait, la couche imperméable disparaît, tout le système convecte et des argiles chaudes arrivent en surface à une température de 60°C . Ces poches de boues chaudes vont se libérer et donner des volcans aux points d'intersections des polygones de convection. Une fois en surface, les argiles vont subir le cycle diurne avec un cycle de réchauffement et de refroidissement. Lors du réchauffement, les argiles vont se déshydrater et devenir irréversiblement lithifiées et donc indéformables. Au fur et à mesure de la convection, il y a formation d'une croûte indéformable d'argiles à la surface, comme une "lithosphère", et qui va former la surface des mesas. Comme cette croûte a une densité plus forte, elle va peser de tout son poids sur les couches d'argiles sous-jacentes. L'écart de densité entre les argiles lithifiées ($\rho_{al} = 1740 \text{ kg.m}^3$) et celles qui remontent est entre 10 et 20 % ; écart suffisant pour que la croûte exerce une traction sur les courants montants (Fig. 5.13).

Cette traction F_1 (Eq. 5.26) exercée par la couche déshydratée permet de maintenir la fracture ouverte en compensant la somme des deux pressions F_2 et F_3 (Eqs. 5.27 et 5.28). Tant que la traction exercée est supérieure à la somme de ces deux forces, la fracture continue à s'ouvrir. Cette ouverture s'arrêtera lorsqu'un équilibre sera atteint et on peut alors en déduire la profondeur maximale de la fracture. Cette profondeur maximale h_v s'exprime par l'équation suivante :

$$F_1 = \rho_{al}g \frac{H^2}{2} \quad (5.26)$$

$$F_2 = \rho_{al}g \frac{(H - h_v)^2}{2} \quad (5.27)$$

$$F_3 = \rho_a g \frac{(H - h_v)^2}{2} \quad (5.28)$$

$$h_v = H \left(1 - \sqrt{\frac{\rho_{al}}{\rho_a + \rho_{al}}} \right) \quad (5.29)$$

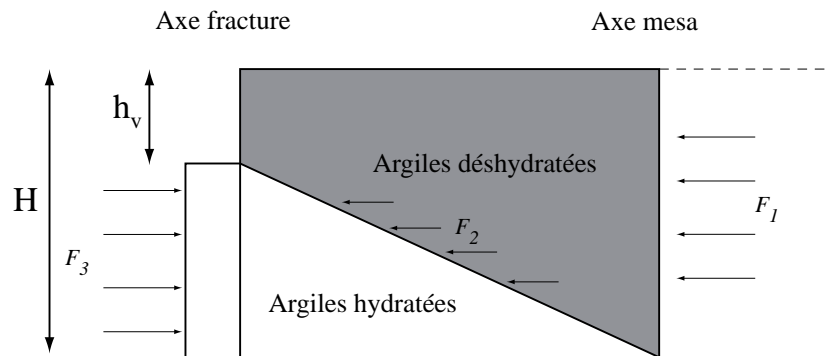


FIGURE 5.13. Schéma des forces horizontales s'exerçant sur une portion de mesa et d'une fracture. Les forces F_1 , F_2 et F_3 représentent la pression exercée respectivement, par la couche déshydratée au centre de la mesa, la pression horizontale de cette couche sur la couche hydratée, le long de l'interface pentée et la force exercée par la couche hydratée le long de la fracture.

Les observations de plusieurs fractures d'Hydraotes Chaos montrent que celles-ci ont une profondeur variant autour de 1 300 m, qui est la profondeur maximale de la fracture, obtenue par l'équation 5.29. Cette valeur est obtenue lorsque la couche d'argiles atteint 5000 m, ce qui est le cas d'Hydraotes Chaos. Cependant, toutes les fractures qui bordent les terrains chaotiques peuvent atteindre une profondeur de 2 km. Cette observation suggère qu'un autre processus, en plus de la convection, doit être à l'origine de cette profondeur importante. Ultimeurement, si le système se refroidit par une baisse de la température de surface, le système est conservé car tout est solidifié et les failles également. Ceci explique les observations des profondeurs des failles qui se stabilisent autour d'1 km. Si ce phénomène a lieu lorsque qu'une topographie est présente, le relâchement d'eau entraîne la formation des chenaux de débâcle.

5.3.4 Localisation des régions possible de convection

On a vu précédemment que les conditions pour initier la convection sont très restreintes et de ce fait, la température doit être comprise entre 258 et 273 K (0 et -15°C) pour que la viscosité soit adéquate à la convection et à la formation des terrains chaotiques. Ces contraintes en température pourraient se traduire par une forte localisation géographique (latitudinale en particulier) de ce phénomène. Cette idée est corroborée par des études montrant que les terrains chaotiques et les chenaux de débâcle se sont formés dans un domaine restreint de latitudes (cf. paragraphe 5.2.1). Elles sont donc à relier à une variation climatique de Mars coïncidant avec la période de formation des chenaux de débâcle et par conséquence des terrains chaotiques. On considère les deux types de morphologies où

des cratères peuvent avoir un remplissage d'argiles non recouvert de basalte et des cratères ayant un remplissage d'argiles avec dessus, une couche de basalte.

5.3.4.1 Résultats pour une couche de 5000 m

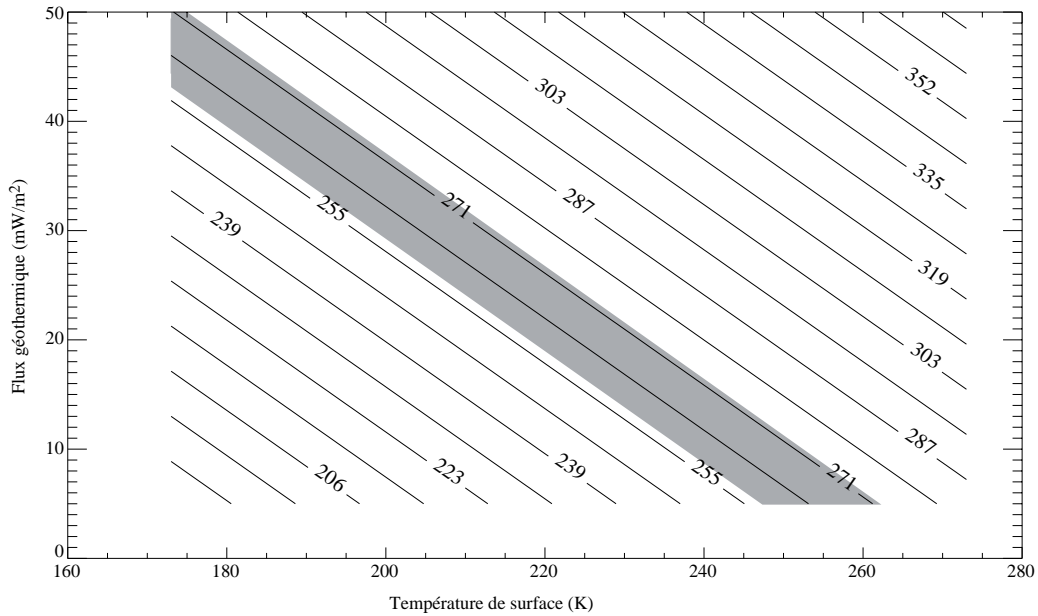


FIGURE 5.14. Graphique de la température moyenne pour une couche de 5000 m, en fonction de la température de surface et du flux géothermique. La zone grisée représente la zone possible de convection à partir de 258 K jusqu'à 273 K.

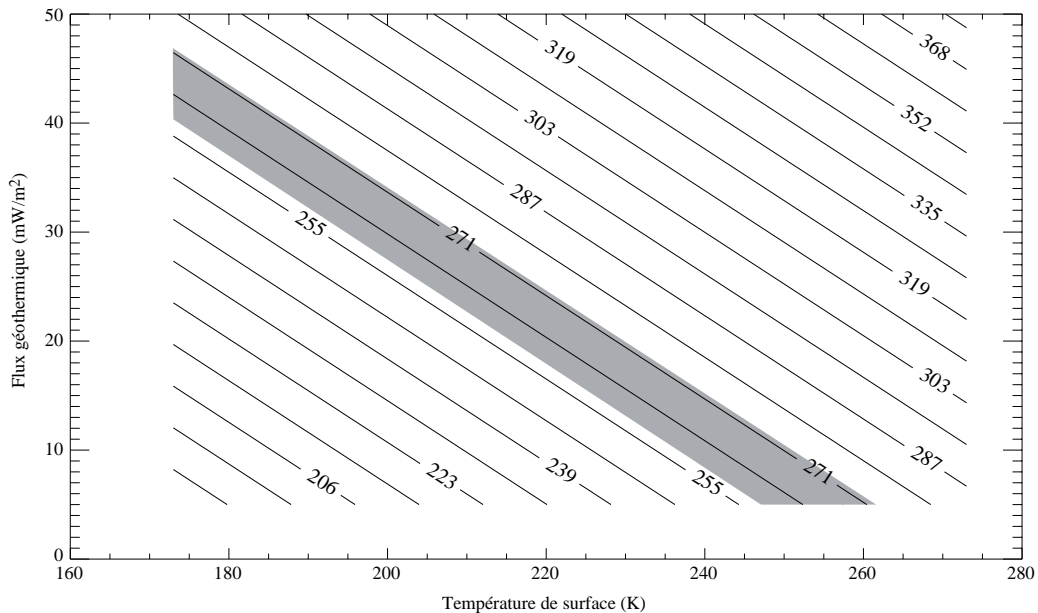


FIGURE 5.15. Graphique de la température moyenne pour une couche de 5000 m recouverte d'une couche de basalte de 1 km d'épaisseur, en fonction de la température de surface et du flux géothermique. La zone grisée représente la zone possible de convection à partir de 258 K jusqu'à 273 K.

La figure 5.14 représente la température moyenne de la couche en fonction de la température de surface, du flux géothermique et en l'absence d'une couche de

basalte sur le dessus. En supposant les températures moyennes actuelles obtenues par le GCM (Forget et al. 1999), on peut supposer que 230 K correspond à la température moyenne de surface à l'équateur et une température de surface moyenne de 210 K pour les latitudes 30° nord et sud. De ce fait à partir de cette figure, on peut voir que la zone de convection pour une couche de 5000 m d'épaisseur située à l'équateur, est possible lorsque que le flux est de 20 $\text{mW}\cdot\text{m}^{-2}$. Pour les latitudes 30° N et S, il faut un flux autour de 30 $\text{mW}\cdot\text{m}^{-2}$ pour atteindre la température adéquate à l'initiation de la convection. La figure 5.15 montre que la couche de basalte permet de diminuer le flux nécessaire à la mise en place de la convection aux températures actuelles. A l'équateur, le flux nécessaire tombe entre 15 et 20 $\text{mW}\cdot\text{m}^{-2}$. Pour les latitudes 30° N et S, il faut un flux autour de 25 $\text{mW}\cdot\text{m}^{-2}$ pour amorcer la convection.

5.3.4.2 Résultats pour une couche de 2000 m

Dans le cas où la couche a une épaisseur de 2000 m (Fig. 5.16), il ne peut pas y avoir de convection sous les conditions actuelles de température. Il faut que la température de surface soit supérieure à 240 K pour un flux de près de 50 $\text{mW}\cdot\text{m}^{-2}$. Pour un flux de 30 $\text{mW}\cdot\text{m}^{-2}$, il faut que la température de surface atteigne 250 K.

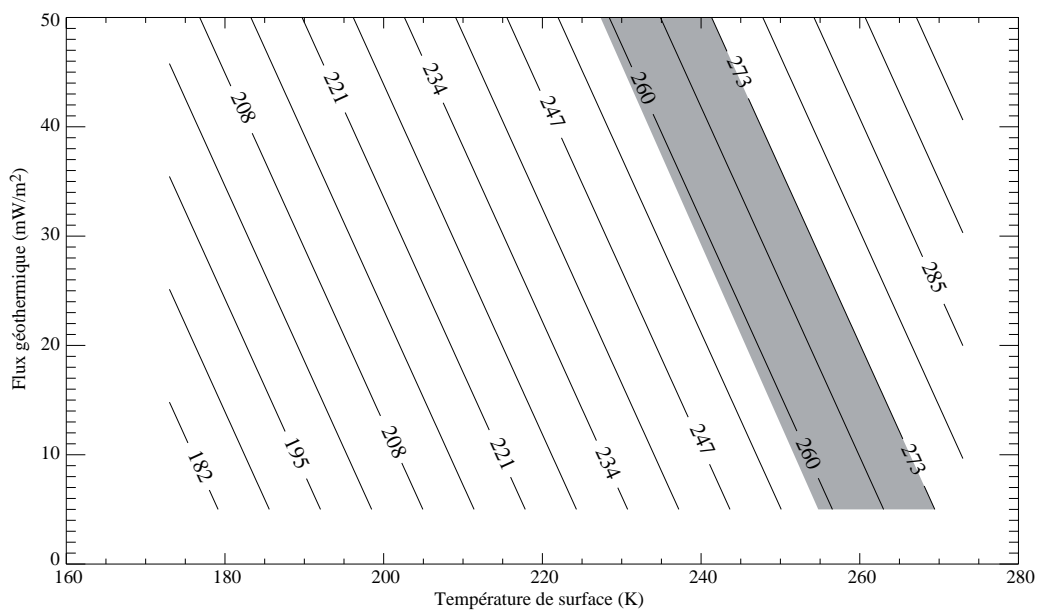


FIGURE 5.16. Graphique de la température moyenne pour une couche de 2000 m, en fonction de la température de surface et du flux géothermique. La zone grisée représente la zone possible de convection à partir de 258 K jusqu'à 273 K.

La figure (Fig. 5.17) suggère que la couche de basalte permet d'amorcer la convection à l'équateur pour un flux entre 40 - 45 $\text{mW}\cdot\text{m}^{-2}$. Dans les deux cas, la couche de basalte permet d'abaisser légèrement la température de surface et le flux nécessaire à la mise en place de la convection.

Pour que la convection soit possible sous les conditions actuelles et une épaisseur de 2000 m, le flux doit être supérieur à 40 $\text{mW}\cdot\text{m}^{-2}$ avec une couche de

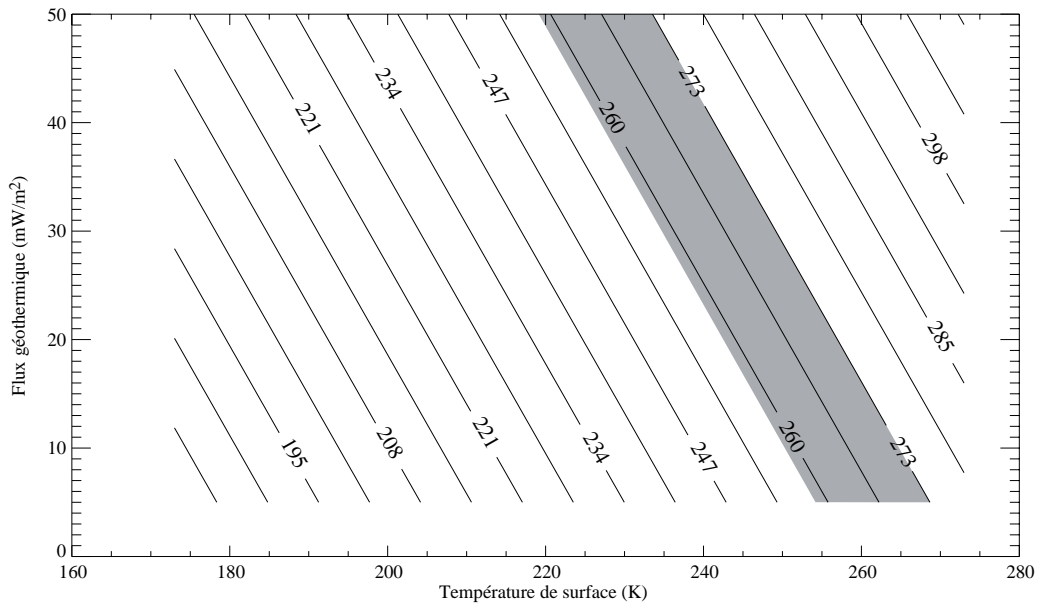


FIGURE 5.17. Graphique de la température moyenne pour une couche de 2000 m recouverte d'une couche de basalte de 1 km d'épaisseur, en fonction de la température de surface et du flux géothermique. La zone grisée représente la zone possible de convection à partir de 258 K jusqu'à 273 K.

basalte au-dessus des argiles, et supérieur à 50 mW.m^{-2} pour une couche d'argiles sans basalte. Autrement, il faudrait que la surface de la planète ait subi un réchauffement pour atteindre 250 - 260 K pour la mise en place de la convection.

Dans le cas d'une épaisseur de 5000 m sans basalte, sous les conditions actuelles de température, la convection est possible à l'équateur et à 30° de latitude pour un flux autour de 30 mW.m^{-2} . Dans le cas où la couche est recouverte de basalte, alors le flux pour l'équateur et à 30° de latitude, varie entre 15 et 20 mW.m^{-2} . Dans ces deux cas, si la température de surface augmente jusqu'à 250-260K, le flux doit diminuer jusqu'à 10 mW.m^{-2} pour que la convection démarre.

5.4 DISCUSSION

Ce chapitre propose une nouvelle hypothèse quant à la formation des terrains chaotiques et des chenaux de débâcle en tenant compte des nouvelles observations et données minéralogiques récemment faites. L'hypothèse la plus communément acceptée pour expliquer la formation de ces structures serait un relâchement brutal d'eau sous pression, confinée en-dessous d'une cryosphère. Cependant, cette hypothèse ne tient pas compte des nouvelles découvertes d'un point de vue minéralogique. En effet, la découverte d'une telle superficie d'argiles et de sulfates à l'échelle de la planète doit avoir un impact certain sur la rhéologie des premiers kilomètres de croûte. Il existe néanmoins deux hypothèses qui utilisent les caractéristiques chimiques des sulfates (Montgomery et Gillespie 2005, Peterson et Wang 2006) qui pourraient alors expliquer le relâchement catastrophique et l'énorme quantité d'eau nécessaire à la formation des chenaux de débâcle.

Les études récentes de la minéralogie de surface montre bien que l'unité de phyllosilicates est soit en-dessous soit constitue les blocs erratiques des terrains chaotiques. Une majeure partie de l'unité de sulfate se trouve au dessus des terrains chaotiques et donc postdate la formation de ceux-ci. Il n'est pas impossible pourtant qu'une couche de sulfate ait pu se former avant la formation des terrains chaotiques expliquant peut-être ainsi la découverte de sulfates dans les blocs d'Aureum Chaos.

L'étude de la rhéologie d'un mélange glace-roche ou glace pure montre qu'elle peut convecter, avec un $Ra \sim 10^7$ pour de la glace pure, lorsque son épaisseur est de 5000 m. Cependant, la convection d'un tel milieu entraîne une homogénéisation rapide de la température. Cependant, la porosité du basalte devient très faible avec la profondeur. De ce fait, il est difficilement concevable de stocker 5000 m d'un mélange glace-roche et également de glace pure. Dans le cas des sulfates, la convection ne peut avoir lieu du fait de leur viscosité trop forte qui entraîne alors un Ra bien inférieur au Ra_c . Si le milieu est composé d'argiles avec une concentration en eau de 34 %, la convection se met en place dès que le milieu a une température moyenne comprise entre 258 et 273 K et une épaisseur minimale de 2000 m (sous les conditions actuelles de température de surface et de flux géothermique).

Le modèle que l'on propose dans le paragraphe précédant pour associer la convection des argiles avec la formation des FFCs, FFCs-partial, FFDs et les chenaux de débâcle repose sur une chronologie et des conditions de surface particulières et permet d'expliquer la formation des FFCs, FFCs-partial et des FFCs-dep où il n'y aucune couche de basalte sur le dessus (Fig. 5.18) :

1. Dépôt et/ou altération in situ de sédiment éolien et/ou lacustre dans des cratères ou dépressions préexistants, en phyllosilicates de Fe/Mg et d'Al (au Noachien).

2. Refroidissement de la température de surface. Cette baisse de température permet alors de geler les argiles (transition Noachien-Hespérien).
3. Réchauffement de la surface provoquant le réchauffement de la couche d'argile (Hespérien).
4. Lorsque la température dépasse les -20°C , la convection se met en place et emmène en surface des poches de boue, qui formeront des volcans, et également des poches d'eau.
5. Formation des mesas par lithification des argiles formant une croûte en surface et formation des fractures à l'aplomb des courants ascendants. La traction exercée par le poids de la colonne d'argiles lithifiées sur ces courants ascendants, permet le maintien de l'ouverture des fractures. Lorsque l'équilibre est atteint, la profondeur des fractures est de 1300 m pour une épaisseur de 5000 m de sédiment. Ce phénomène permet d'expliquer la présence des terrains chaotiques. Si cette convection se met en place dans un système penté, l'eau va pouvoir s'échapper et former les chenaux de débâcle. La formation des volcans de boue n'est possible que si l'épaisseur minimum de la couche d'argiles est de 2000 m. En effet, en considérant qu'à cette époque le flux était de $30 \text{ mW}\cdot\text{m}^{-2}$ et la température de surface de -20°C , le gradient géothermique est de $20^{\circ}/\text{km}$. De ce fait, il faut atteindre les 2000 m d'épaisseur pour avoir une couche avec une viscosité de $10^5 \text{ Pa}\cdot\text{s}$.
6. Refroidissement au cours de l'Hespérien et Amazonien pour atteindre les valeurs actuelles de température, qui tournent autour de -40°C à l'équateur. De ce fait, le milieu des argiles est totalement figé.

Lorsqu'une couche de basalte recouvre la couche d'argile, la convection peut toujours avoir lieu mais dans ce cas, l'eau et la boue s'accumulent sous cette couche (Fig. 5.19). Au fur et à mesure de la compaction des argiles, par la fuite de l'eau interstitielle, la couche de basalte se flexure et des fractures vont apparaître en bordure du fond du cratère. Par le biais, de ces fractures, l'eau va pouvoir remonter en surface et s'évaporer dans l'atmosphère. Il existe beaucoup de terrains chaotiques à la surface de Mars mais la proportion des cratères présentant ces terrains par rapport au nombre total de cratères présent à la surface est faible. Cette observation peut être expliquée par la période de remplissage de ces cratères. En effet, il faut que ces cratères soient datés du Noachien pour avoir un remplissage d'argiles, dont la formation coïncide avec cette époque. Également, l'étude de la rhéologie des argiles montrent qu'il faut une épaisseur minimale d'argiles pour que la convection ait lieu. Il se peut alors que certains cratères, datés du Noachien, ne présentant pas de terrains chaotiques, n'aient pas un remplissage minimal pour la convection. De même pour des cratères remplis par une couche de basalte mais n'ayant aucune dépression bordant le fond.

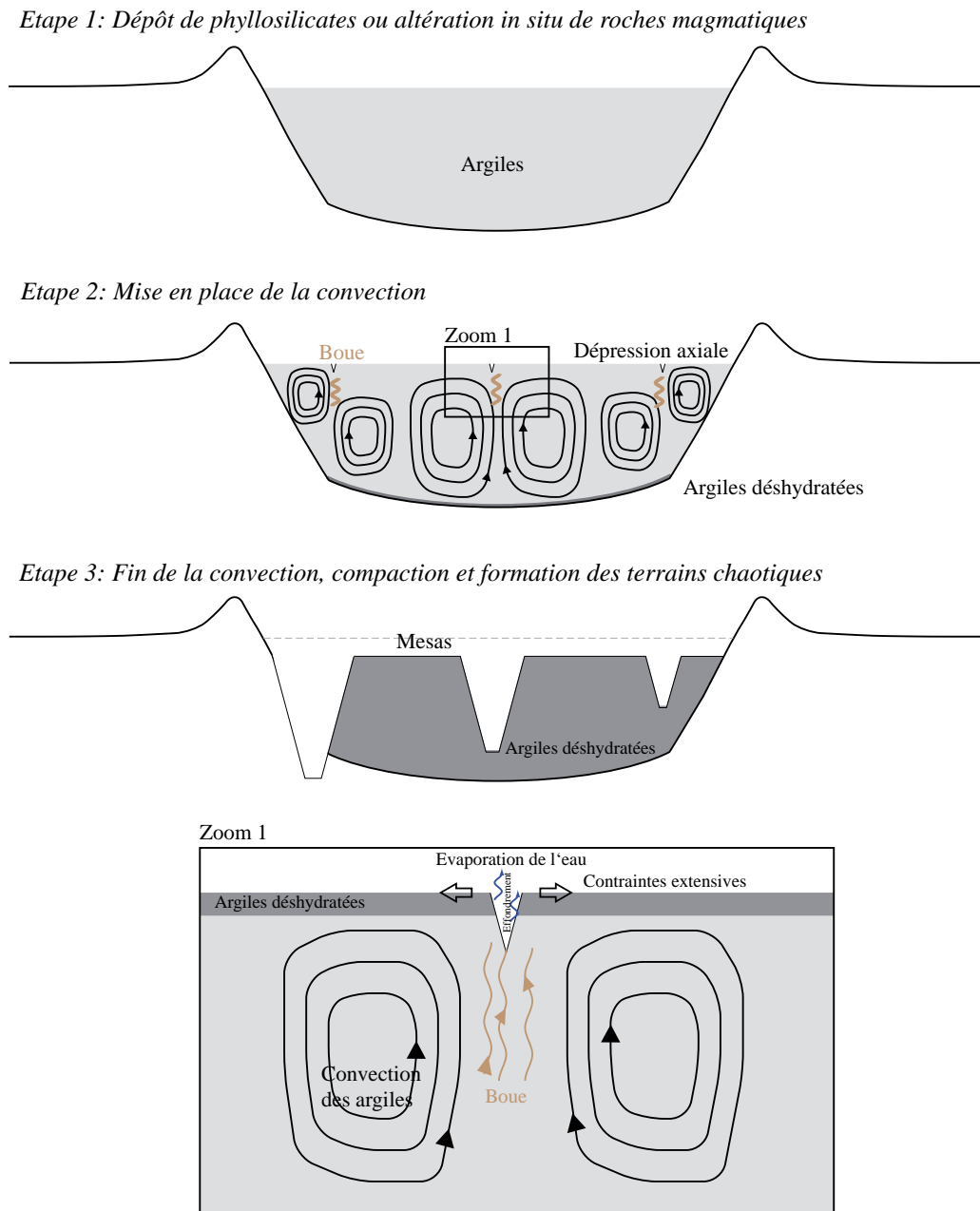


FIGURE 5.18. Schéma explicatif de la formation des FFCs. La formation de l'impact, le dépôt et/ou l'altération des phyllosilicates et le refroidissement de ceux-ci a eu lieu durant le Noachien (étape 1). Le début de la convection aboutissant à la formation des terrains chaotiques et des chenaux de débâcle a pu avoir lieu vers la fin du Noachien jusqu'à la moitié de l'Hespérien (étape 2 et 3).

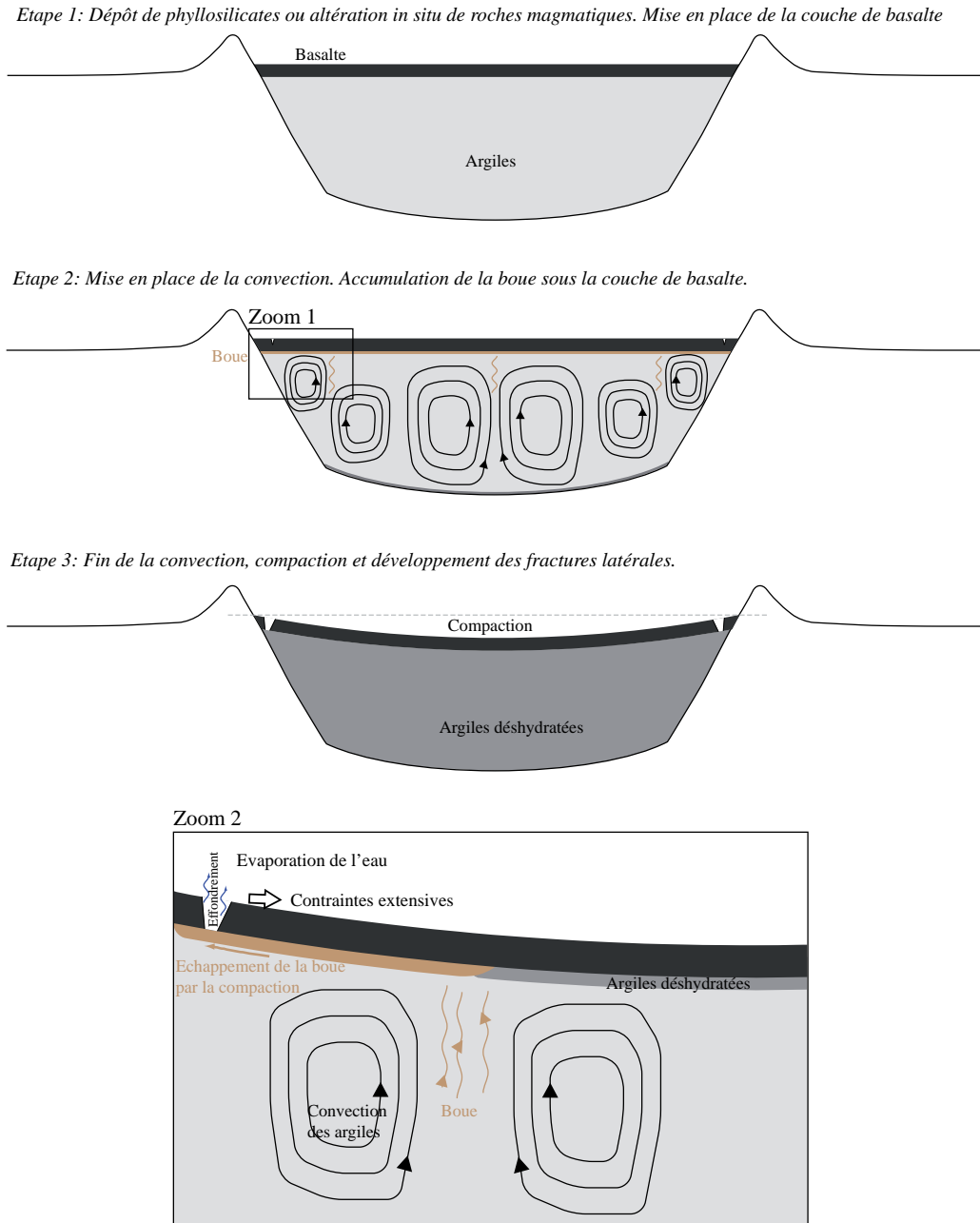


FIGURE 5.19. Schéma explicatif de la formation des FFCs-dep. La formation de l'impact, le dépôt et/ou l'altération des phyllosilicates, la mise en place de la couche de basalte et le refroidissement de ceux-ci a eu lieu durant le Noachien (étape 1). Le début de la convection aboutissant à la formation des terrains chaotiques et des chenaux de débâcle a pu avoir lieu vers la fin du Noachien jusqu'à la moitié de l'Hespérien (étape 2 et 3).

L'étude d'une possible localisation de ce phénomène en fonction de la latitude montre qu'il est possible d'amorcer la convection sous les conditions actuelles avec un flux autour de 30 mW.m^{-2} . Dans le cas d'une couche de 5000 m, le flux est trop faible à l'équateur et est par contre suffisant pour l'amorcer à une latitude de 30° . Dans le cas d'une couche de 1600 m, il est impossible d'avoir une convection sous les conditions actuelles sauf si le flux géothermique dépasse les 50 mW.m^{-2} . Si la température de surface monte jusqu'à 250 K à l'équateur, la convection est possible pour un flux de 30 mW.m^{-2} . Cependant, si une couche de basalte est présent sur les argiles, la convection démarre avec un flux compris entre 40 et 45 mW.m^{-2} à l'équateur et pour une température de 230 K. Ces observations montrent qu'il est difficile de faire ressortir une tendance précise car la dépendance avec le flux géothermique et la température de surface est trop importante. Malgré tout, ces résultats montrent que pour amorcer la convection, il faut des conditions particulières qui pourraient expliquer le caractère brutal et éphémère de ce phénomène.

Il existe une autre hypothèse pour expliquer la formation des terrains chaotiques d'Hydraotes Chaos et les structures observées dans les fractures, associées à des volcans. L'étude réalisée par Meresse et al. (2008) propose que la formation des terrains chaotiques soit liée à une interaction entre une cryosphère et la mise en place d'un sill en-dessous. Ce sill provoque la fonte de la cryosphère, et l'eau ainsi libérée entraîne la fracturation de la couche sus-jacente. La présence du sill permet également de former des petits volcans magmatiques car la remontée du magma est facilitée par la fracturation préexistante. Notre étude ne va pas à l'encontre de cette hypothèse mais permet de faire le lien entre les grands dépôts d'argiles avec les formations des terrains chaotiques. La formation des structures volcaniques, dans notre cas, aurait pour origine l'arrivée en surface de boue, liée à la convection des argiles. D'autres structures volcaniques à la surface de Mars, situées dans Acidalia Planitia, Isidis Planitia et Chryse Planitia, ont déjà été interprétées comme étant, très probablement, des volcans de boue (Farrand et al. 2005, Skinner et Tanaka 2007, Skinner et Mazzini 2009, Oehler et Allen 2010). Cependant, au vu des connaissances actuelles, il est difficile d'avancer l'une ou l'autre des deux hypothèses car il manque des données, par exemple hyperspectrales, pour avoir la composition de surface de ces structures volcaniques.

L'origine des argiles restent encore aujourd'hui débattue. Au vu de l'histoire passée de Mars et de l'épaisseur d'argiles nécessaire à la convection, on suppose que celles-ci ont subi une altération sur le site de dépôt. On sait que Mars est un environnement fortement basaltique du fait de la présence des volcans et des analyses obtenues de la surface, comme celle du Gusev Crater (McSween et al. 2006). Ainsi pour expliquer la formation des argiles, on utilise l'hypothèse proposée par Berger et al. (2009). Cette étude porte sur les conséquences d'une altération in situ d'un sable basaltique avec de l'eau riche en acide sulfurique. Ce sable basaltique pourrait provenir de cendres volcaniques et/ou du régolithe, dont l'épaisseur a été estimée à 2 km (Clifford 1993) et qui a pour origine les débris

provenant des impacts météoritiques. L'acide sulfurique, quant à lui, proviendrait de l'oxydation et de la dissolution de gaz riche en soufre, provenant soit d'éruptions volcaniques et/ou généré par les impacts. L'altération est modélisée pour une température de 273 K et sous les conditions atmosphériques actuelles. Si l'environnement de surface tend plutôt vers un milieu alcalin, l'altération du sable basaltique par de l'eau enrichie en acide sulfurique donnera des argiles (Fig. 5.20). Cette figure montre que pour un rapport acide sulfurique/basalte faible, et sous les conditions de formation définis auparavant, il est possible de former entre 20 et 80 % d'argiles à partir de sable basaltique. De plus, certaines observations montrent que dans certains affleurements de Mawrth Vallis, la quantité de smectite peut atteindre 65 % (Poulet et al. 2008).

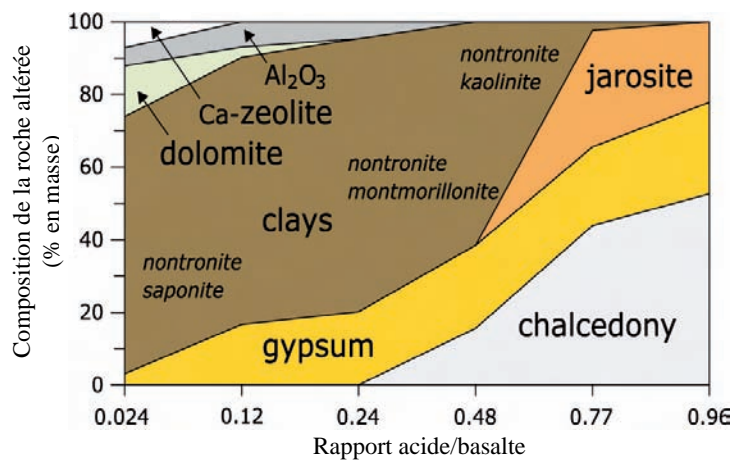


FIGURE 5.20. Schéma du produit de l'atération de sable basaltique par de l'eau riche en acide sulfurique. Modèle d'altération pour une température de 273 K, sous les conditions atmosphériques actuelles et pour une composition basaltique observée dans le cratère Gusev (Berger et al. 2009).

Pour finir, notre modèle nécessite des variations de températures de surface qui permettent de geler le milieu puis son réchauffement. Lors de la formation des argiles, le climat de Mars est supposé être "chaud et humide" durant le Noachien, puis l'Hespérien est caractérisé par une acidification de son atmosphère et peut-être avec un début de refroidissement de la surface, tendance qui se confirmera à l'Amazonien. Cependant, est-ce que le refroidissement qui débute à l'Hespérien est suffisant pour congeler une épaisseur de sédiment de 5 km. En considérant un gradient géothermique de 20°/km, il faudrait au minimum une température de surface de -80 °C (190 K), température qui règne actuellement à 30° de latitude. Par la suite, cette température de surface subit un réchauffement pouvant atteindre les -20°C sur quelques millions d'années. Il existe peu de phénomènes sur Mars qui pourrait expliquer cette alternance de périodes froide et chaude sur quelques millions d'années. On pense soit à une variation d'obliquité ou bien à un basculement de la planète ou True Polar Wander. La variation d'obliquité entraîne une diminution de l'ensoleillement à l'équateur mais est-ce suffisant pour que la température atteigne au minimum les -80 °C, nécessaire à la congélation de 5

km au maximum de sédiment. Le phénomène du True Polar Wander permettrait d'expliquer les variations de température de surface en amenant l'équateur de la planète aux pôles comme le modèle proposé par Roberts et Zhong (e.g., 2007), permettant ainsi leur congélation. Cependant il faudrait alors un deuxième True Polar Wander pour ramener les dépôts d'argiles vers l'équateur et expliquant le réchauffement nécessaire pour amorcer la convection. Une étude de Rouby et al. (2008) propose très tôt dans l'histoire martienne, autour de 4 Ga, que la planète ait déjà connu deux True Polar Wander. Cependant, notre étude suggère qu'un ou deux True Polar Wander ait eu lieu durant le Noachien et au début de l'Hespérien pour expliquer l'alternance nécessaire à notre modèle. Or, pour l'instant, le True Polar Wander n'est proposé que pour expliquer la formation de la dichotomie martienne et/ou du dôme de Tharsis, c'est à dire très tôt dans l'histoire martienne.

5.5 CONCLUSION

Les terrains chaotiques sont une des régions de Mars poussiéreuses pour lesquelles les analyses en spectroscopie visible et infrarouge sont particulièrement délicates. Cependant, à partir de la très haute résolution des instruments utilisés actuellement, les détections de minéraux hydratés semblent se multiplier dans cette région, et nous commençons seulement à prendre toute la mesure de ces observations. En particulier cette étude préliminaire est la première à proposer qu'une épaisse couche d'argiles, dont la viscosité est relativement faible, puisse convecter. Cette idée renouvèle profondément les modèles de formation des terrains chaotiques et des chenaux de débâcle. La convection des argiles ne peut avoir lieu que si le milieu est compris entre -15 et 0°C et pour une épaisseur minimale de 2000 m. Ceci est vrai pour des argiles ayant une concentration en eau entre 25 et 34 %. Pour des argiles qui ont une concentration inférieure ou totalement déshydratées, la déformation ne peut avoir lieu du fait de leur très forte viscosité. A cause des conditions d'initiation restreintes de la convection d'argiles, celle-ci peut avoir lieu sous les conditions actuelles avec des flux autour de 30 mW.m^2 . Cette convection d'argiles peut être alors à l'origine de la formation des FFCs, des FFCs-partiel et des FFDs pour une topographie plane et sans couche de basalte par dessus. Si la convection se met en place sur un topographie penté, comme la dichotomie, alors la convection peut permettre le relâchement brutal d'eau et/ou de boue conduisant à la formation des chenaux de débâcle. Dans le cas où un cratère contient successivement une couche d'argiles puis une coulée de basalte par-dessus, alors la convection entraînera la formation d'une dépression bordant le fond du cratère (FFCs-dep). La formation des volcans de boue au-dessus des courant ascendants ne peut avoir lieu que si l'épaisseur minimale de la couche d'argile atteint les 2000 m. Cette observation pourrait expliquer la faible quantité de ces structures par rapport aux nombre de FFCs. Cette étude a également montré que la convection d'une couche de glace pluri-kilométrique est possible mais qu'il est difficile d'envisager 5000 m de glace dans du basalte. Pour les sulfates, l'étude rhéologique a montré que la convection d'un tel matériau est

impossible du fait de leur forte viscosité. Ceci nous permet d'exclure l'hypothèse que les sulfates purs puissent entraîner la formation des terrains chaotiques. Si la proportion des sulfates par rapport aux argiles est peu importante, cela n'altère en rien la convection. Ceci pourrait expliquer pourquoi dans certains chaos, la détection de sulfates a eu lieu dans les blocs, associés aux argiles.

Cependant, il reste beaucoup de questions auxquelles il est parfois difficile de répondre au vu de nos connaissances actuelles. En particulier, l'épaisseur importante des dépôts d'argiles est suggérée par certains auteurs, mais non démontrée, et la présence de dépôt pluri-kilométrique d'argiles riches en eau, puis asséchées ensuite pose un certain nombre de problèmes dont nous sommes conscients. En particulier, comment ces dépôts se sont-ils formés et dans quelle condition a-t-on pu garder l'eau à de grande profondeur ? Autrement, comment a-t-on pu congeler ces argiles et les placer d'abord dans des conditions non convectives, avant qu'elles puissent être affectées par ce phénomène. S'agit-il de variation climatique ? Quel est le rôle du volcanisme et des éventuelles variations spatio-temporelles du flux géothermique dans ce processus ?

CONCLUSION GÉNÉRALE

NOTRE vision des échanges entre la surface et l'atmosphère de Mars au cours du temps a été profondément modifiée au cours des dernières années. Mon travail s'inscrit dans cette évolution en abordant les mouvements convectifs de fluides et de gaz dans le sous-sol de la planète rouge. Quel que soit le fluide considéré, le moteur de ces mouvements est le gradient thermique en subsurface. L'existence de ces mouvements de convection est donc une preuve indirecte d'un flux géothermique notable en accord avec les modèles d'évolution thermique de Mars. Les données, qui m'ont permis d'étudier ces processus, sont de trois types : l'imagerie infrarouge qui donne une mesure de la température de surface et contraint les propriétés physiques des roches, les données hyperspectrales dans les domaines visible et infrarouge qui nous renseignent sur la composition minéralogique et la morphologie/topographie des objets géologiques considérés.

Depuis une vingtaine d'année, l'idée que l'on se fait des cycles des éléments volatils sur Mars est dominée par le travail fondateur de Clifford (1993). Les modèles hydrologiques globaux ainsi élaborés reposent d'abord sur l'étude des conditions de stabilité des phases solides, liquides et gazeuses de la molécule d'eau en fonction des conditions de surface et du gradient géothermique. Les échanges entre les différents réservoirs (calottes polaires, glace de subsurface, vapeur d'eau atmosphérique) sont déterminés par les processus de condensation aux pôles, de diffusion et/ou de circulation en milieu poreux pour l'eau ou la glace de subsurface. Dans le sillage de ces idées de circulation globale de l'eau sur Mars, d'autres auteurs ont invoqué des systèmes de circulation à une échelle plus régionale, concernant par exemple les grands systèmes volcaniques, comme Tharsis et Elysium, et l'équateur (e.g., Dohm et al. 2001, Russell et Head 2007). C'est également à partir de ce type de considérations, permettant la recharge d'aquifères, qu'ont été élaborées les tentatives de modélisation hydrologiques des chenaux de débâcle.

En jettant un regard sur les deux dernières décennies d'hydrologie martienne et devant l'impressionnante découverte de la diversité de minéraux hydratés à la surface de Mars, il apparaît surprenant que l'altération chimique associée à ces circulations de fluide n'ait jamais été envisagée. Cette situation est bien réelle et a conduit à des difficultés non résolues : comment stocker de grandes quantités d'eau dans des basaltes ? Comment libérer ces grandes quantités d'eau stockées dans un matériau dont la perméabilité est nécessairement petite au regard de la brutalité de ces événements ? Même si la composition minéralogique en subsurface n'est encore connue que de manière très parcellaire, les observations spectroscopiques récentes démontrent que des minéraux hydratés se sont formés pendant les périodes anciennes de la planète et déposés sur des épaisseurs d'au moins plusieurs centaines de mètres, voire plusieurs kilomètres.

Le défi posé par ces détections minéralogiques, avec une période Noachienne qui semble dominée par des phyllosilicates et une période Hespérienne qui semble dominée par des sulfates, est de comprendre le lien entre minéraux hydratés et les morphologies associées à des circulations de fluide (Fig. 5.21). Le contexte de formation des minéraux hydratés et les morphologies fluvio-lacustres ne sont que rarement corrélés. En effet, peu de minéraux hydratés sont observés au sein des

nombreux dépôts lacustres identifiés par la morphologie. Les détections de minéraux hydratés n'ont pas été associés directement aux chenaux de débâcle. En effet, la détection des phyllosilicates s'est faite essentiellement dans les terrains incisés par les chenaux de débâcle ou bien dans les terrains chaotiques en amont de ces chenaux. Les argiles ont la propriété de pouvoir stocker de grandes quantités d'eau. Ces constatations m'ont amené à proposer une nouvelle relation entre les dépôts argileux du Noachien et les chenaux de débâcle. L'eau est d'abord stockée dans une couche de 5 km d'argiles puis, plus tard, le mélange est gelé. Lors d'une modification de la température, ayant plusieurs origines possibles (e.g., augmentation du flux géothermique régional, migration du pôle de rotation lors de la formation de Tharsis, variation d'obliquité), la rhéologie de ces argiles évolue dramatiquement. Nos calculs montrent qu'elles ont pu convecter, ce processus permettant par la suite une libération de toute l'eau contenue dans la couche et une compaction efficace. En effet, la convection amène en surface le mélange argile-eau et entre en contact avec l'atmosphère. Ainsi, l'eau est extraite du mélange et peut soit s'évaporer, soit s'évacuer le long du gradient topographique préexistant au niveau de la dichotomie hémisphérique. Les terrains chaotiques sont interprétés comme les restes de ce processus de convection d'argiles, ayant libéré l'eau responsable de la formation des chenaux de débâcle.

La formation des chenaux de débâcle est datée de la fin du Noachien et se prolonge dans l'Hespérien. Des épisodes plus tardifs semblent même avoir eu lieu au cours de l'Amazonien. La formation des phyllosilicates a débuté au Noachien et s'étend également dans l'Hespérien. Le rôle respectif du climat (de l'eau météoritique) et des circulations hydrothermales est débattu. On notera par contre que la chronologie relative à la formation des sulfates reste à préciser. La formation des sulfates semble, à grande échelle, postdater celle des phyllosilicates, bien que des contre-exemples aient été révélés par des données à plus haute résolution. Mais qu'en est-il de la chronologie relative aux terrains chaotiques et aux chenaux de débâcle ? Se pourrait-il que la formation des sulfates intervienne après celle des terrains chaotiques et des chenaux de débâcle comme suggéré par les travaux de Massé et al. (2008) et de Sowe et al. (2010a;b) ? Ou alors les sulfates se sont-ils déposés avant la formation des terrains chaotiques mais après celle des phyllosilicates (Glotch et Rogers 2007) ?

Ce travail met en exergue le rôle des circulations de fluides, dont celles d'argiles riches en eau au cours des périodes anciennes de Mars. Cela sous-entend qu'elle a eu lieu sous un climat nécessairement plus humide, mais pas forcément beaucoup plus chaud. Les analyses de la minéralogie au cours de l'Amazonien montrent que cette période est dominée par la formation d'oxydes de Fer, sous un climat froid et sec. Le sous-sol de Mars pourrait encore contenir de grandes quantités d'eau, sous forme de minéraux hydratés et d'eau libre gelée. Cette eau semble être, en comparaison, très rarement mobilisée sous la forme d'écoulement liquide à la surface (exemples des chenaux de Central Elysium Planitia, ou des coulées récentes pour la glace très superficielle et probablement d'origine saisonnière). La littérature considère les échanges entre la surface et l'atmosphère au travers des processus de sublimation/condensation, adsorption et diffusion dans le régolithe.

L'étude des données thermiques de la région de Central Elysium Planitia, inspirée par une étude réalisée dans un contexte volcanique terrestre, a permis de mettre en évidence un phénomène de circulation de l'air atmosphérique en subsurface. Ce phénomène, nommé aérothermalisme, par analogie avec l'hydrothermalisme, se produit en particulier dans les milieux extrêmement poreux et perméables composés par les sols volcaniques. La convection d'air est un phénomène où de l'air froid rentre en subsurface à la faveur d'une zone perméable. Cette air se réchauffe par le flux géothermique et remonte la pente. Enfin, il ressort plus chaud en haut de pente. Dans le cas de Cerberus Fossae, systèmes de fractures affectant Central Elysium Planitia, les fractures présentent une anomalie thermique incompatible avec les variations lithologiques. Nous sommes alors partis à la recherche d'autres zones où ce phénomène pourrait être également détecté. Nous avons ainsi porté notre intérêt sur des structures d'effondrements, initialement mentionnées comme étant des "pit craters" par Cushing et al. (2007), et découverts en grand nombre au cours de ce travail sur les flancs du volcan Arsia Mons. Notre étude a conclu que cette convection d'air était possible et que la structure particulière du flanc du volcan facilitait la mise en place de celle-ci. En effet, les flancs sont probablement constitués d'une alternance de couches horizontales très perméables formées par des tunnels de laves et de couches moins perméables de cendres, par exemple. Ceci fait que la perméabilité horizontale du volcan est largement supérieure à sa perméabilité verticale. L'air peut ainsi circuler le long des tunnels de lave et ressortir par les "pit craters", là où la perméabilité a été estimée à $\sim 10^{-8} \text{ m}^2$. Ces deux études prouvent qu'il est tout à fait possible d'avoir de la convection d'air sur Mars aujourd'hui.

Nous avons alors suggéré que cette convection pourrait avoir un impact sur le transports des éléments volatils (H_2O et CO_2) entre la surface et l'atmosphère sous les conditions actuelles, avec une efficacité bien supérieure à un transport par sublimation/diffusion. Nous avons imaginé que l'air humide, ainsi transporté, pourrait altérer les roches au cours de l'Amazonien, mais la recherche de signatures minérales spécifiques aux zones où les circulations ont été mises en évidence, s'est révélée infructueuse bien que l'existence de roches altérés au cours de l'Amazonien soit bien réelle (Mangold et al. 2010). Cependant, Arsia Mons est caractérisé par la présence permanente d'un nuage de glace d'eau, au contraire des autres volcans (Benson et al. 2003). Il est donc possible que cette circulation d'air ait un impact non négligeable sur le cycle de l'eau actuel et les hétérogénéités de distribution de vapeur d'eau dans l'atmosphère martienne (e.g., Jakosky et al. 1988, Maltagliati et al. 2008). Le Noachien et l'Hespérien sont caractérisés par le transport de l'eau, comme l'atteste la présence des réseaux fluviatiles, d'un possible hydrothermalisme et la formation des minéraux hydratés. Cette période est donc dominée par la convection de fluides aqueux. On notera que sur Terre, l'aérothermalisme a été mis en évidence dans des systèmes volcaniques ne possédant pas d'aquifères perchés, tandis que l'hydrothermalisme domine dans les autres systèmes. De même, avec l'assèchement et le refroidissement de l'atmosphère, les systèmes de circulation d'eau liquide s'éteignent et les phénomènes de circulation d'air dominant les échanges surface-atmosphère (Fig. 5.21). Du point de

vue des mécanismes d'échanges entre les roches, l'atmosphère et l'hydrosphère, il conviendrait donc de parler d'une période dominée par l'hydrothermalisme et d'une période dominée par l'aérothermalisme.

	Noachien	Hespérien	Amazonien
Minéralogie	Phyllosilicates		Oxyde de fer
	Sulfates		
Morphologie	Réseaux fluviaux		
	Chenaux de débâcles		Coulées récentes
Echanges surface-atmosphère	Hydrothermalisme et convection de minéraux hydratés.		Aérothermalisme et diffusion au travers du régolithe

FIGURE 5.21. Schéma récapitulatif de l'évolution de la minéralogie, de la morphologie et des échanges surface-atmosphère selon l'échelle de temps martienne.

ANNEXES

DÉTERMINATION DE LA GÉOMÉTRIE DES "PIT CRATERS" ET DES OMBRES GÉNÉRÉES (CHAPITRE 4).

For each image of a pit crater, a shadow is simulated from known illumination conditions, and for the cylindrical, conical and parabolical cases. As shadow shape strongly differs for the three different geometries, the direct comparison of the image with the simulations allows us in most cases to determine the real geometry of the pit crater.

Equations for shadow generation and depth calculation are given below. In all equations, the center of the pit crater is at $x = 0$, $y = 0$, $z = -d$ where d is the pit crater's depth and z points upward, i is the sun incidence angle, D is the diameter measured from images (Fig. 4.4). The position of shadow in the vertical plane parallel to the sun direction (x) is given by y_0 from the centre of the pit crater. Errors on diameters and shadow positions (δ) depend on image resolution.

For the cylindrical geometry, the depth d_{cyl} , is given by :

$$d_{cyl} = \frac{x_0 + D/2}{\tan(i)}, \quad (30)$$

and the error is given by :

$$\Delta d_{cyl} = \frac{\delta}{2 \tan(i)} \sqrt{5} \quad (31)$$

The parametric equations of the shadow (x_s, y_s), projected in a surface plan, is obtained from intersection of lines representing the sun illumination and the plane representing the floor of the cylinder :

$$x_s = \frac{D}{2} \cos(\theta) \quad (32)$$

$$y_s = -\frac{D}{2} \sin(\theta) + d_{cyl} \tan(i) \quad (33)$$

for θ ranging from $-\arcsin(d_{cyl}/D \tan(i))$ to $\arcsin(d_{cyl}/D \tan(i))$.

The equation of the parabolic shape is given by :

$$z = -d_{par} + 4 \frac{d}{D^2} (x^2 + y^2) \quad (34)$$

The depth d_{par} , is given by the intersection of the paraboloid with the sun incidence line in the plane $x = 0$:

$$z = -\frac{y}{\tan(i)} - \frac{D}{2 \tan(i)}, \quad (35)$$

which leads to :

$$d_{par} = \frac{-D^2}{4(x_0 - D/2) \tan(i)} \quad (36)$$

The error for the depth is given by :

$$\Delta d_{par} = 4 \tan(i) \frac{d_{par}^2}{D} \sqrt{\frac{1}{x_0^2} + \frac{\delta}{D^2}} \quad (37)$$

The equations of the shape of shadows on the image are :

$$x_s = \frac{D}{2} \cos(\theta) \quad (38)$$

$$y_s = \frac{-D^2 \tan(i) - 2Dd_{par} \sin(\theta)}{4d_{par}} \quad (39)$$

for θ ranging from $-\arcsin(D/4 \tan(i))$ to $\pi + \arcsin(D/4 \tan(i))$.

For the conical geometry, the depth d_{coni} , is determined by :

$$d_{coni} = \frac{1}{2}D \times \frac{1/2D + x_0}{\tan(i)(1/2D - x_0)} \quad (40)$$

and the error is :

$$\Delta d_{coni} = \delta \sqrt{\frac{1}{D^2} \times 10 \frac{(D^2 + 4x_0^2)}{(D^2 - 4x_0^2)}} \quad (41)$$

The parametric equation for the shadow is obtained from the two intersection points (negative or positive) between the sun incidence line and the triangular shape. With these two intersection point and for each value of x_m , we resolve the system of equations :

$$x_s = x_m \quad (42)$$

$$z_s = -\frac{1}{\tan(i)}y_s - \frac{\sqrt{(D/2)^2 - x_m^2}}{\tan(i)} \quad (43)$$

$$y_s = \pm \sqrt{(d_{coni} + z_s)^2 \left(\frac{D/2}{d_{coni}}\right)^2 - x_m^2}, \quad (44)$$

where z is the possible depth between $z = 0$ and $z = z_{min}$ and x_m ranging from $-\frac{D}{2}$ to $\frac{D}{2}$. The conical geometry can only be used when the length of the shadows exceeds the centre of the pit craters. Shadow lengths shorter than half of the pit diameter necessarily points to other geometries. Some of these equations can be found in Chappelow et Sharpton (2002) with a slightly different formulation. Expressions for the errors, which are highly dependent on the conditions of observations, have been calculated here.

BIBLIOGRAPHIE

- O. Aharonson et N. Schorghofer. Subsurface ice on mars with rough topography. *J. Geophys. Res.*, 111(E11) :E11007, 2006. (Cité page 116.)
- J. C. Andrews-Hanna et R. J. Phillips. Hydrological modeling of outflow channels and chaos regions on mars. *J. Geophys. Res.*, 112(E8) :E08001, 2007. (Cité pages 148 et 149.)
- V. Ansan et N. Mangold. New observations of warrego valles, mars : Evidence for precipitation and surface runoff. *Planetary and Space Science*, 54(3) :219–242, 2006. ISSN 0032-0633. (Cité page 42.)
- R. Antoine, D. Baratoux, M. Rabinowicz, F. Fontaine, P. Bachèlery, T. Staudacher, G. Saracco, et A. Finizola. Thermal infrared image analysis of a quiescent cone on piton de la fournaise volcano : Evidence of convective air flow within an unconsolidated soil. *Journal of Volcanology and Geothermal Research*, 183 (3-4) :228–244, 2009. (Cité pages 84, 128, 129, 132, 142, 144 et 145.)
- R. Antoine, T. Lopez, D. Baratoux, et M. Rabinowicz. Thermal analysis of fractures at cerberus, mars : possible detection of air convection in the porous debris aprons. *Icarus*, In press, 2011. (Cité pages 18, 84, 98 et 144.)
- R. E. Arvidson, F. Poulet, J.-P. Bibring, M. Wolff, A. Gendrin, R. V. Morris, J. J. Freeman, Y. Langevin, N. Mangold, et G. Bellucci. Spectral reflectance and morphologic correlations in eastern terra meridiani, mars. *Science*, 307(5715) : 1591–1594, 2005. (Cité pages 49 et 50.)
- V. R. Baker et D. J. Milton. Erosion by catastrophic floods on mars and earth. *Icarus*, 23(1) :27–41, 1974. (Cité pages 19, 44, 148 et 149.)
- V. R. Baker, R. G. Strom, V. C. Gulick, J. S. Kargel, G. Komatsu, et V. S. Kale. Ancient oceans, ice sheets and the hydrological cycle on mars. *Nature*, 352 (6336) :589–594, 1991. (Cité page 44.)
- R. D. Ballard, R. T. Holcomb, et T. H. van Andel. The galapagos rift at 86° w : 3. sheet flows, collapse pits, and lava lakes of the rift valley. *J. Geophys. Res.*, 84 (B10) :5407–5422, 1979. (Cité page 107.)
- J. L. Bandfield, V. E. Hamilton, P. R. Christensen, et Jr. McSween, H. Y. Identification of quartzofeldspathic materials on mars. *J. Geophys. Res.*, 109(E10) : E10009, 2004a. (Cité page 80.)
- J. L. Bandfield, D. Rogers, M. D. Smith, et P. R. Christensen. Atmospheric correction and surface spectral unit mapping using thermal emission imaging system data. *J. Geophys. Res.*, 109(E10) :E10008, 2004b. (Cité page 80.)
- D. Baratoux, N. Mangold, P. Pinet, et F. Costard. Thermal properties of lobate ejecta in syrtis major, mars : Implications for the mechanisms of formation. *J. Geophys. Res.*, 110(E4) :E04011, 2005. (Cité pages 73 et 116.)
- N. G. Barlow. *Mars : An introduction to its interior, surface and atmosphere*. Cambridge University Press, 2008. (Cité pages 23, 24 et 25.)

- S. Basu, M. I. Richardson, et R. John Wilson. Simulation of the martian dust cycle with the gfdl mars gcm. *J. Geophys. Res.*, 109(E11) :E11006, 2004. (Cité page 26.)
- A. Bejan. *Convection Heat transfert*. John Wiley & Sons, Inc., second edition  dition, 1995. (Cité pages 142, 160, 161, 168 et 171.)
- J. F. Bell et R.V. Morris. Identification of hematite on mars from hst. *Lunar and Planet. Sci.*, page 1751, 1990. (Cité page 17.)
- V. Belleguic, P. Lognonn , et M. Wieczorek. Constraints on the martian lithosphere from gravity and topography data. *J. Geophys. Res.*, 110(E11) :E11005, 2005. (Cité page 129.)
- J. L. Benson, B. P. Bonev, P. B. James, K. J. Shan, B. A. Cantor, et M. A. Caplinger. 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, 2003. (Cité pages 25, 145 et 188.)
- G. Berger, M. J. Toplis, E. Tréguier, L. d’Uston, et P. Pinet. Evidence in favor of small amounts of ephemeral and transient water during alteration at meridiani planum, mars. *American Mineralogist*, 94(8-9) :1279–1282, 2009. (Cité pages 51, 181 et 182.)
- D. C. Berman et W. K. Hartmann. Recent fluvial, volcanic, and tectonic activity on the cerberus plains of mars. *Icarus*, 159(1) :1–17, 2002. (Cité pages 85, 86, 88 et 153.)
- C. M. Bethke et S. Marshak. Brine migrations across north america—the plate tectonics of groundwater. *Annual Review of Earth and Planetary Sciences*, 18 (1) :287–315, Mai 1990. (Cité page 144.)
- J.-P. Bibring, Y. Langevin, A. Gendrin, B. Gondet, F. Poulet, M. Berthe, A. Soufflot, R. Arvidson, N. Mangold, J. Mustard, P. Drossart, et the OMEGA team. Mars surface diversity as revealed by the omega/mars express observations. *Science*, 307(5715) :1576–1581, 2005. (Cité pages 45, 46 et 49.)
- J.-P. Bibring, Y. Langevin, J. F. Mustard, F. Poulet, R. Arvidson, A. Gendrin, B. Gondet, N. Mangold, P. Pinet, F. Forget, et the OMEGA team. Global mineralogical and aqueous mars history derived from omega/mars express data. *Science*, 312(5772) :400–404, 2006. (Cité pages 17, 45, 46, 50, 52, 55 et 155.)
- J.-P. Bibring, A. Soufflot, M. Berthé, Y. Langevin, B. Gondet, P. Drossart, M. Bouy , M. Combes, A. Puget, P. Semery, G. Bellucci, V. Formisano, V. Moroz, V. Kottsov, G. Bonello, S. Erard, O. Forni, A. Gendrin, N. Manaud, F. Poulet, G. Poulleau, T. Encrenaz, T. Fouchet, R. Melchiori, F. Altieri, N. Ignatiev, D. Titov, L. Zasova, A. Coradini, F. Capaccioni, P. Cerroni, S. Fonti, N. Mangold, P. Pinet, B. Schmitt, C. Sotin, E. Hauber, H. Hoffmann, R. Jaumann, U. Keller, R. Arvidson, J. Mustard, et F. Forget. Omega : Observatoire pour la minéralogie, l’eau, les glaces et l’activité. *ESA Special Publication*, 1240 : 37–49, 2004. (Cité page 149.)
- J. L. Bishop, E. Z. Noe Dobrea, N. K. McKeown, M. Parente, B. L. Ehlmann, J. R. Michalski, R. E. Milliken, F. Poulet, G. A. Swayze, J. F. Mustard, S. L. Murchie, et J.-P. Bibring. Phyllosilicate diversity and past aqueous activity

- revealed at mawrth vallis, mars. *Science*, 321(5890) :830–833, 2008. (Cité pages 46, 47, 48 et 153.)
- J. E. Bleacher, R. Greeley, D. A. Williams, S. R. Cave, et G. Neukum. Trends in effusive style at the tharsis montes, mars, and implications for the development of the tharsis province. *J. Geophys. Res.*, 112(E9) :E09005, 2007. (Cité pages 105, 108 et 125.)
- S. Bouley, V. Ansan, N. Mangold, Ph. Masson, et G. Neukum. Fluvial morphology of naktong vallis, mars : A late activity with multiple processes. *Planetary and Space Science*, 57(8-9) :982–999, 2009. (Cité pages 40 et 42.)
- S. Bouley, R.A. Craddock, N. Mangold, et V. Ansan. Characterization of fluvial activity in parana valles using different age-dating techniques. *Icarus*, 207(2) : 686–698, 2010. (Cité page 42.)
- M.C. Bourke, K.S. Edgett, et B.A. Cantor. Recent aeolian dune change on mars. *Geomorphology*, 94(1-2) :247–255, 2008. (Cité page 94.)
- D. M. Burr, J. A. Grier, A. S. McEwen, et L. P. Keszthelyi. Repeated aqueous flooding from the cerberus fossae : Evidence for very recently extant, deep groundwater on mars. *Icarus*, 159(1) :53–73, 2002a. (Cité pages 85 et 86.)
- D. M. Burr, A. S. McEwen, et S. E. H. Sakimoto. Recent aqueous floods from the cerberus fossae, mars. *Geophys. Res. Lett.*, 29(1) :1013, 2002b. (Cité pages 85 et 86.)
- S. Byrne. The polar deposits of mars. *Annu. Rev. Earth Planet. Sci.*, 37(1) : 535–560, 2009. (Cité page 37.)
- N. A. Cabrol et E. A. Grin. Distribution, classification, and ages of martian impact crater lakes. *Icarus*, 142(1) :160–172, 1999. (Cité page 156.)
- P.C. Carman. *L'écoulement des gaz à travers les milieux poreux*. Bibliothèque des Sciences et des techniques nucléaires, Presse Universitaires de France, 1961. (Cité pages 128 et 159.)
- M. H. Carr. Volcanism on mars. *Journal of Geophysical Research*, 78 :4049–4062, 1973. (Cité pages 105, 110 et 125.)
- M. H. Carr. Formation of martian flood features by release of water from confined aquifers. *J. Geophys. Res.*, 84(B6) :2995–3007, 1979. (Cité pages 18, 44, 86, 87, 148 et 149.)
- M. H. Carr. *The surface of Mars*. Yale University Press, 1981. (Cité page 40.)
- M. H. Carr. *Water on Mars*. Yale University Press, 1996. (Cité page 40.)
- M. H. Carr, R. Greeley, K. R. Blasius, J. E. Guest, et J. B. Murray. Some martian volcanic features as viewed from the viking orbiters. *J. Geophys. Res.*, 82(28) : 3985–4015, 1977. (Cité pages 105 et 125.)
- M. H. Carr et J. W. Head. Geologic history of mars. *Earth and Planetary Science Letters*, 294(3-4) :185–203, 2010. (Cité pages 17 et 23.)

- P. Cattermole. Sequence, rheological properties, and effusion rates of volcanic flows at alba patera, mars. *J. Geophys. Res.*, 92(B4) :E553–E560, 1987. (Cité page 125.)
- P. Cattermole. Volcanic flow development at alba patera, mars. *Icarus*, 83(2) : 453–493, 1990. (Cité page 125.)
- M. G. Chapman, M. T. Gudmundsson, A. J. Russell, et T. M. Hare. Possible juventae chasma subice volcanic eruptions and maja valles ice outburst floods on mars : Implications of mars global surveyor crater densities, geomorphology, and topography. *J. Geophys. Res.*, 108(E10) :5113, 2003. (Cité pages 43 et 149.)
- M. G. Chapman et D. H. Scott. Geology and hydrology of the north kasei valles area, mars. *Proc. Linar Planet. Sci. Conf.*, 19 :367–375, 1989. (Cité pages 44 et 148.)
- M. G. Chapman et K. L. Tanaka. Geologic map of the mtm-05152 and -10152 quadrangles, managal valles region, mars. *U.S. Geol. Surv. Misc. Invest. Ser.*, I-2294, 1993. (Cité page 153.)
- M. G. Chapman et K. L. Tanaka. Related magma-ice interactions : Possible origins of chasmata, chaos, and surface materials in xanthe, margaritifer, and meridiani terrae, mars. *Icarus*, 155(2) :324–339, 2002. (Cité pages 45 et 149.)
- J. E. Chappelow et V. L. Sharpton. An improved shadow measurement technique for constraining the morphometry of simple impact craters. *Metoritics & Planetary Science*, 37 :479–486, 2002. (Cité pages 111 et 193.)
- A. S. M. Cherkaoui et W. S. D. Wilcok. Characteristics of high rayleigh number two-dimensional convection in an open-top porous layer heated from below. *Journal of Fluid Mechanics*, 394(-1) :241–260, 1999. (Cité page 136.)
- P. R. Christensen. The spatial distribution of rocks on mars. *Icarus*, 68(2) :217–238, 1986. (Cité pages 18 et 75.)
- P. R. Christensen. Formation of recent martian gullies through melting of extensive water-rich snow deposits. *Nature*, 422(6927) :45–48, 2003. (Cité page 36.)
- P. R. Christensen, D. L. Anderson, S. C. Chase, R. N. Clark, H. H. Kieffer, M. C. Malin, J. C. Pearl, J. Carpenter, N. Bandiera, F. G. Brown, et S. Silverman. Thermal emission spectrometer experiment : Mars observer mission. *J. Geophys. Res.*, 97(E5) :7719–7734, 1992. (Cité page 58.)
- P. R. Christensen, J. L. Bandfield, J. F. Bell, N. Gorelick, V. E. Hamilton, A. Ivanov, B. M. Jakosky, H. H. Kieffer, M. D. Lane, M. C. Malin, T. McConnochie, A. S. McEwen, Jr. McSween, H. Y., G. L. Mehall, J. E. Moersch, K. H. Nealson, Jr. Rice, J. W., M. I. Richardson, S. W. Ruff, M. D. Smith, T. N. Titus, et M. B. Wyatt. Morphology and composition of the surface of mars : Mars odyssey themis results. *Science*, 300(5628) :2056–2061, 2003. (Cité pages 33 et 80.)
- P. R. Christensen, J. L. Bandfield, R. N. Clark, K. S. Edgett, V. E. Hamilton, T. Hoefen, H. H. Kieffer, R. O. Kuzmin, M. D. Lane, M. C. Malin, R. V. Morris, J. C. Pearl, R. Pearson, T. L. Roush, S. W. Ruff, et M. D. Smith. Detection of crystalline hematite mineralization on mars by the thermal emission

- spectrometer : Evidence for near-surface water. *J. Geophys. Res.*, 105(E4) : 9623–9642, 2000. (Cité page 80.)
- P. R. Christensen, J. L. Bandfield, V. E. Hamilton, S. W. Ruff, H. H. Kieffer, T. N. Titus, M. C. Malin, R. V. Morris, M. D. Lane, R. L. Clark, B. M. Jakosky, M. T. Mellon, J. C. Pearl, B. J. Conrath, M. D. Smith, R. T. Clancy, R. O. Kuzmin, T. Roush, G. L. Mehall, N. Gorelick, K. Bender, K. Murray, S. Dason, E. Greene, S. Silverman, et M. Greenfield. Mars global surveyor thermal emission spectrometer experiment : Investigation description and surface science results. *J. Geophys. Res.*, 106(E10) :23823–23871, 2001. (Cité pages 74 et 89.)
- P. R. Christensen, B. Jakosky, H. Kieffer, M. Malin, H. McSween, K. Nealon, G. Mehall, S. Silverman, S. Ferry, M. Caplinger, et M. Ravine. The thermal emission imaging system (themis) for the mars 2001 odyssey mission. *Space Sci. Rev.*, 110(1) :85–130, 2004. (Cité pages 58 et 80.)
- S. M. Clifford. A model for the hydrologic and climatic behavior of water on mars. *J. Geophys. Res.*, 98(E6) :10973–11016, 1993. (Cité pages 45, 181 et 186.)
- S. M. Clifford et T. J. Parker. The evolution of the martian hydrosphere : Implications for the fate of a primordial ocean and the current state of the northern plains. *Icarus*, 154(1) :40–79, 2001. (Cité page 148.)
- N. M. Coleman. Correction to martian megaflood-triggered chaos formation, revealing groundwater depth, cryosphere thickness, and crustal heat flux. *J. Geophys. Res.*, 110(E12) :E12S90, 2005a. (Cité page 148.)
- N. M. Coleman. Martian megaflood-triggered chaos formation, revealing groundwater depth, cryosphere thickness, and crustal heat flux. *J. Geophys. Res.*, 110 (E12) :E12S20, 2005b. (Cité page 148.)
- N. M. Coleman, C. L. Dinwiddie, et K. Casteel. High outflow channels on mars indicate hesperian recharge at low latitudes and the presence of canyon lakes. *Icarus*, 189(2) :344–361, 2007. (Cité page 45.)
- F. Costard, F. Forget, N. Mangold, et J. P. Peulvast. Formation of recent martian debris flows by melting of near-surface ground ice at high obliquity. *Science*, 295(5552) :110–113, 2002. (Cité page 36.)
- R. A. Craddock et R. Greeley. Geologic map of the mtm-20147 quadrangle, mangala vallis region of mars. *U.S. Geol. Surv. Misc. Invest. Ser.*, Map I-2310, 1994. (Cité page 153.)
- R. A. Craddock et A. D. Howard. The case for rainfall on a warm, wet early mars. *J. Geophys. Res.*, 107(E11) :5111, 2002. (Cité pages 42, 43 et 156.)
- L. S. Crumpler et J. C. Aubele. Structural evolution of arsia mons, pavonis mons, and ascreus mons : Tharsis region of mars. *Icarus*, 34(3) :496–511, 1978. (Cité pages 105, 108 et 110.)
- G. E. Cushing, T. N. Titus, J. J. Wynne, et P. R. Christensen. Themis observes possible cave skylights on mars. *Geophys. Res. Lett.*, 34(17) :L17201, 2007. (Cité pages 18, 100, 105, 115, 116 et 188.)

- E. Dehouck, N. Mangold, S. Le Mouélic, V. Ansan, et F. Poulet. Ismenius cavus, mars : A deep paleolake with phyllosilicate deposits. *Planetary and Space Science*, 58(6) :941–946, 2010. (Cité pages 49 et 52.)
- C. Dickinson, J. A. Whiteway, L. Komguem, J. E. Moores, et Lemmon M. T. Lidar measurements of clouds in the planetary boundary layer on mars. *Geophys. Res. Lett.*, In press, 2010. (Cité page 25.)
- B. Diez, W.C. Feldman, S. Maurice, O. Gasnault, T.H. Prettyman, M.T. Mellon, O. Aharonson, et N. Schorghofer. H layering in the top meter of mars. *Icarus*, 196(2) :409–421, 2008. (Cité page 39.)
- J. M. Dohm, J. C. Ferris, V. R. Baker, R. C. Anderson, T. M. Hare, R. G. Strom, N. G. Barlow, K. L. Tanaka, J. E. Klemaszewski, et D. H. Scott. Ancient drainage basin of the tharsis region, mars : Potential source for outflow channel systems and putative oceans or paleolakes. *J. Geophys. Res.*, 106(E12) :32, 943–32, 958, 2001. (Cité pages 45 et 186.)
- K. S. Edgett et D. G. Blumberg. Star and linear dunes on mars. *Icarus*, 112(2) : 448–464, 1994. (Cité page 94.)
- B. L. Ehlmann, J. F. Mustard, C. I. Fassett, S. C. Schon, J. W. Head III, D. J. Des Marais, J. A. Grant, et S. L. Murchie. Clay minerals in delta deposits and organic preservation potential on mars. *Nature Geosci*, 1(6) :355–358, 2008. (Cité page 49.)
- T. Encrenaz, J.-P. Bibring, M. Blanc, M.-A. Barucci, F. Roques, et P. Zarka. *Le Système Solaire*. EDP Sciences, CNRS Edition, 2003. (Cité page 58.)
- W. H. Farrand, L. R. Gaddis, et L. Keszthelyi. Pitted cones and domes on mars : Observations in acidalia planitia and cydonia mensae using moc, themis, and tes data. *J. Geophys. Res.*, 110(E5) :E05005, Mai 2005. (Cité page 181.)
- J. L. Fastook, J. W. Head, D. R. Marchant, et F. Forget. Tropical mountain glaciers on mars : Altitude-dependence of ice accumulation, accumulation conditions, formation times, glacier dynamics, and implications for planetary spin-axis/orbital history. *Icarus*, 198(2) :305–317, 2008. (Cité pages 31, 32 et 33.)
- G. Favre. Some observations on hawaiian pit craters and relations with lava tubes. Dans W. Halliday, éditeur, *Proceedings of the 3rd International Symposium on Vulcanospeleology*, pages 37–41. International Speleological Foundation, Seattle, WA, 1993. (Cité pages 107 et 110.)
- W. C. Feldman, T. H. Prettyman, S. Maurice, J. J. Plaut, D. L. Bish, D. T. Vaniman, M. T. Mellon, A. E. Metzger, S. W. Squyres, S. Karunatillake, W. V. Boynton, R. C. Elphic, H. O. Funsten, D. J. Lawrence, et R. L. Tokar. Global distribution of near-surface hydrogen on mars. *J. Geophys. Res.*, 109(E9) : E09006, 2004. (Cité page 25.)
- R. L. Fergason, P. R. Christensen, et H. H. Kieffer. High-resolution thermal inertia derived from the thermal emission imaging system (themis) : Thermal model and applications. *J. Geophys. Res.*, 111(E12) :E12004, 2006. (Cité pages 73, 74 et 116.)

- J. A. Fisher, M. I. Richardson, C. E. Newman, M. A. Szwast, C. Graf, S. Basu, S. P. Ewald, A. D. Toigo, et R. J. Wilson. A survey of martian dust devil activity using mars global surveyor mars orbiter camera images. *J. Geophys. Res.*, 110 (E3) :E03004, 2005. (Cité page 26.)
- F. J. Fontaine, M Rabinowicz, J Boulègue, et L Jouniaux. Constraints on hydrothermal processes on basaltic edifices : inferences on the conditions leading to hydrovolcanic eruptions at piton de la fournaise, rÈunion island, indian ocean. *Earth and Planetary Science Letters*, 200(1-2) :1–14, 2002. (Cité page 128.)
- F. Forget, F. Costard, et Lognonné P. *La Planète Mars. Histoire d'un autre monde.* Pour La Science, Belin, 2006a. (Cité pages 23, 24, 25, 26, 27, 28, 30 et 36.)
- F. Forget, R. M. Haberle, F. Montmessin, B. Levrard, et J. W. Head. Formation of glaciers on mars by atmospheric precipitation at high obliquity. *Science*, 311 (5759) :368–371, 2006b. (Cité pages 22, 23, 30 et 32.)
- F. Forget, G. B. Hansen, et J. B. Pollack. Low brightness temperatures of martian polar caps : Co2 clouds or low surface emissivity ? *J. Geophys. Res.*, 100(E10) : 21219–21234, 1995. (Cité page 26.)
- F. Forget, F. Hourdin, R. Fournier, C. Hourdin, O. Talagrand, M. Collins, S. R. Lewis, P. L. Read, et J.-P. Huot. Improved general circulation models of the martian atmosphere from the surface to above 80 km. *J. Geophys. Res.*, 104 (E10) :24,155–24,175, 1999. (Cité page 175.)
- N. K. Forsberg-Taylor, A. D. Howard, et R. A. Craddock. Crater degradation in the martian highlands : Morphometric analysis of the sinus sabaeus region and simulation modeling suggest fluvial processes. *J. Geophys. Res.*, 109(E5) : E05002, 2004. (Cité page 42.)
- J. A. Fountain et E. A. West. Thermal conductivity of particulates basalt as a function of density in simulated lunar and martian environments. *J. Geophys. Res.*, 75 :4063–4069, 1970. (Cité page 66.)
- A. Gendrin, N. Mangold, J.-P. Bibring, Y. Langevin, B. Gondet, F. Poulet, G. Bonello, C. Quantin, J. Mustard, R. Arvidson, et S. LeMouelic. Sulfates in martian layered terrains : The omega/mars express view. *Science*, 307(5715) : 1587–1591, 2005. (Cité pages 22, 49 et 50.)
- L. S. Glaze, S. W. Anderson, E. R. Stofan, S. Baloga, et S. E. Smrekar. Statistical distribution of tumuli on pahoehoe flow surfaces : Analysis of examples in hawaii and iceland and potential applications to lava flows on mars. *J. Geophys. Res.*, 110(B8) :B08202, 2005. (Cité page 108.)
- T. D. Glotch et A. D. Rogers. Evidence for aqueous deposition of hematite- and sulfate-rich light-toned layered deposits in aureum and iani chaos, mars. *J. Geophys. Res.*, 112(E6) :E06001, 2007. (Cité pages 49, 155 et 187.)
- D. L. Goldsby et D. L. Kohlstedt. Superplastic deformation of ice : Experimental observations. *J. Geophys. Res.*, 106(B6) :11017–11030, 2001. (Cité pages 161 et 162.)
- M. P. Golombek, R. A. Cook, H. J. Moore, et T. J. Parker. Selection of the mars pathfinder landing site. *J. Geophys. Res.*, 102(E2) :3967–3988, 1997. (Cité page 75.)

- M. P. Golombek, J. A. Grant, T. J. Parker, D. M. Kass, J. A. Crisp, S. W. Squyres, A. F. C. Haldemann, M. Adler, W. J. Lee, N. T. Bridges, R. E. Arvidson, M. H. Carr, R. L. Kirk, P. C. Knocke, R. B. Roncoli, C. M. Weitz, J. T. Schofield, R. W. Zurek, P. R. Christensen, R. L. Fergason, F. S. Anderson, et Jr. Rice, J. W. Selection of the mars exploration rover landing sites. *J. Geophys. Res.*, 108(E12) :8072, 2003a. (Cité page 75.)
- M. P. Golombek, A. F. C. Haldemann, N. K. Forsberg-Taylor, E. N. DiMaggio, R. D. Schroeder, B. M. Jakosky, M. T. Mellon, et J. R. Matijevic. Rock size-frequency distributions on mars and implications for mars exploration rover landing safety and operations. *J. Geophys. Res.*, 108(E12) :8086, 2003b. (Cité page 75.)
- R.E. Grim. *Clay Mineralogy*. McGraw-Hill Book Company, 1953. (Cité page 163.)
- V. C. Gulick. Magmatic intrusions and a hydrothermal origin for fluvial valleys on mars. *J. Geophys. Res.*, 103(E8) :19365–19387, 1998. (Cité page 148.)
- J. L. Hall, S. C. Solomon, et J. W. Head. Elysium region, mars : Tests of lithospheric loading models for the formation of tectonic features. *J. Geophys. Res.*, 91(B11) :11377–11392, 1986. (Cité page 86.)
- A. J. L. Harris, L. P. Flynn, D. A. Rothery, C. Oppenheimer, et S. B. Sherman. Mass flux measurements at active lava lakes : Implications for magma recycling. *J. Geophys. Res.*, 104(B4) :7117–7136, 1999. (Cité page 119.)
- K. P. Harrison et R. E. Grimm. Tharsis recharge : A source of groundwater for martian outflow channels. *Geophys. Res. Lett.*, 31(14) :L14703, 2004. (Cité page 45.)
- W. K. Hartmann et G. Neukum. Cratering chronology and the evolution of mars. *Space Sci. Rev.*, 96(1) :165–194, 2001. (Cité pages 16, 40 et 55.)
- J. W. Head, G. Neukum, R. Jaumann, H. Hiesinger, E. Hauber, M. Carr, P. Masson, B. Foing, H. Hoffmann, M. Kreslavsky, S. Werner, S. Milkovich, S. van Gasselt, et Co-Investigator TeamThe HRSC. Tropical to mid-latitude snow and ice accumulation, flow and glaciation on mars. *Nature*, 434(7031) :346–351, 2005. (Cité pages 31 et 33.)
- J. W. Head, L. Wilson, et K. L. Mitchell. Generation of recent massive water floods at cerberus fossae, mars by dike emplacement, cryospheric cracking, and confined aquifer groundwater release. *Geophys. Res. Lett.*, 30(11) :1577, 2003. (Cité pages 22, 29, 31, 33 et 86.)
- N.G. Heavens, J. L. Benson, D. M. Kass, A. Kleinböl, W. A. Abdou, D. J. McCleese, M. I. Richardson, J. T. Schofield, Shirley J. H., et P. M. Wolkenberg. Water ice clouds over the martian tropics during northern summer. *Geophys. Res. Lett.*, In press, 2010. (Cité page 25.)
- J. L. Heldmann, O. B. Toon, W. H. Pollard, M. T. Mellon, J. Pitlick, Ch. P. McKay, et D. T. Andersen. Formation of martian gullies by the action of liquid water flowing under current martian environmental conditions. *J. Geophys. Res.*, 110 (E5) :E05004, 2005. (Cité pages 35 et 36.)

- K. E. Herkenhoff et J. J. Plaut. Surface ages and resurfacing rates of the polar layered deposits on mars. *Icarus*, 144(2) :243–253, 2000. (Cité page 37.)
- P.V. Hobbs. *Ice Physics*. Clarendon, Oxford, 1974. (Cité pages 160, 161 et 168.)
- N. Hoffman. White mars : A new model for mars' surface and atmosphere based on co₂. *Icarus*, 146(2) :326–342, 2000. (Cité page 149.)
- K. Horai. Thermal conductivity of hawaiian basalt : A new interpretation of robertson and peck's data. *J. Geophys. Res.*, 96(B3) :4125–4132, 1991. (Cité page 132.)
- S. Hurwitz, S. E. Ingebritsen, et M. L. Sorey. Episodic thermal perturbations associated with groundwater flow : An example from kilauea volcano, hawaii. *J. Geophys. Res.*, 107(B11) :2297, 2002. (Cité pages 128 et 132.)
- B. M. Hynek, M. Beach, et M. R. T. Hoke. Updated global map of martian valley networks and implications for climate and hydrologic processes. *J. Geophys. Res.*, 115(E9) :E09008, 2010. (Cité page 41.)
- R. P. Irwin, R. A. Craddock, et A. D. Howard. Interior channels in martian valley networks : Discharge and runoff production. *Geology*, 33(6) :489–492, 2005. (Cité pages 40 et 42.)
- J.C. Jaeger. The surface temperature of the moon. *Austr. J. Phys.*, 6 :10–21, 1953. (Cité page 65.)
- B. M. Jakosky, M. T. Mellon, H. H. Kieffer, P. R. Christensen, E. S. Varnes, et S. W. Lee. The thermal inertia of mars from the mars global surveyor thermal emission spectrometer. *J. Geophys. Res.*, 105(E4) :9643–9652, 2000. (Cité page 74.)
- B. M. Jakosky et R. J. Phillips. Mars' volatile and climate history. *Nature*, 412 (6843) :237–244, 2001. (Cité page 23.)
- B. M. Jakosky, R. W. Zurek, et M. R. La Pointe. The observed day-to-day variability of mars atmospheric water vapor. *Icarus*, 73(1) :80–90, 1988. (Cité page 188.)
- S. J. Kadish, J. W. Head, R. L. Parsons, et D. R. Marchant. The ascræus mons fan-shaped deposit : Volcano-ice interactions and the climatic implications of cold-based tropical mountain glaciation. *Icarus*, 197(1) :84–109, 2008. (Cité page 31.)
- M. A. Kahre, J. R. Murphy, et R. M. Haberle. Modeling the martian dust cycle and surface dust reservoirs with the nasa ames general circulation model. *J. Geophys. Res.*, 111(E6) :E06008, 2006. (Cité page 26.)
- J. Kauahikaua, K. V. Cashman, T. N. Mattox, C. C. Heliker, K. A. Hon, M. T. Mangan, et C. R. Thornber. Observations on basaltic lava streams in tubes from kilauea volcano, island of hawaii. *J. Geophys. Res.*, 103(B11) :27303–27323, 1998. (Cité page 125.)
- L. Keszthelyi. A preliminary thermal budget for lava tubes on the earth and planets. *J. Geophys. Res.*, 100(B10) :20411–20420, 1995. (Cité page 125.)

- H. H. Kieffer, S. C. Chase, E. Miner, G. Münch, et G. Neugebauer. Preliminary report on infrared radiometric measurements from the mariner 9 spacecraft. *J. Geophys. Res.*, 78 :4291–4312, 1973. (Cité page 65.)
- H. H. Kieffer, T. Z. Martin, A. R. Peterfreund, B. M. Jakosky, E. D. Miner, et F. D. Palluconi. Thermal and albedo mapping of mars during the viking primary mission. *J. Geophys. Res.*, 82(28) :4249–4291, 1977. (Cité page 74.)
- H. H. Kieffer, G. Neugebauer, G. Munch, S. C. Chase, et E. Miner. Infrared thermal mapping experiment : The viking mars orbiter. *Icarus*, 16(1) :47–56, 1972. (Cité page 58.)
- G. Komatsu, J. S. Kargel, R. G. Baker, V. R. and Strom, G. G. Ori, C. Mosangini, et K. L. Tanaka. A chaotic terrain formation hypothesis : Explosive outgas and outflow by dissociation of clathrate on mars. *Lunar and Planet. Scie.*, 31 :1434, 2000. (Cité page 149.)
- J. Korteniemi, M. Aittola, H. Lahtela, T. Ohman, et J. Raitala. Distribution of martian crater floors with fractures and/or depressions. *1st Inter. Conf. on Impact Cratering in the Solar System*, 2006. (Cité page 151.)
- K. J. Kossacki et W. J. Markiewicz. Small-scale trench in the north polar region of mars : Evolution of surface frost and ground ice concentration. *Icarus*, 199 (1) :75–85, 2009. (Cité pages 73 et 116.)
- M. P. Lamb, A. D. Howard, W. E. Dietrich, et J. T. Perron. Formation of amphitheater-headed valleys by waterfall erosion after large-scale slumping on hawai'i. *Geological Society of America Bulletin*, 119(7-8) :805–822, 2007. (Cité page 42.)
- M. P. Lamb, A. D. Howard, J. Johnson, K. X. Whipple, W. E. Dietrich, et J. T. Perron. Can springs cut canyons into rock ? *J. Geophys. Res.*, 111(E7) :E07002, 2006. (Cité page 42.)
- P. D. Lanagan. *Geologic History of the Cerberus Plains, Mars*. PhD thesis, University of Arizona, 2004. (Cité page 86.)
- J. Laskar, A. C. M. Correia, M. Gastineau, F. Joutel, B. Levrard, et P. Robutel. Long term evolution and chaotic diffusion of the insolation quantities of mars. *Icarus*, 170(2) :343–364, 2004. (Cité pages 28 et 29.)
- J. Laskar, B. Levrard, et J. F. Mustard. Orbital forcing of the martian polar layered deposits. *Nature*, 419(6905) :375–377, 2002. (Cité pages 28, 29 et 37.)
- J. Laskar et P. Robutel. The chaotic obliquity of the planets. *Nature*, 361(6413) : 608–612, 1993. (Cité page 29.)
- L. Le Deit, O. Bourgeois, D. Mège, E. Hauber, S. Le Moulélic, M. Massé, R. Jaumann, et J.-P. Bibring. Morphology, stratigraphy, and mineralogical composition of a layered formation covering the plateaus around valles marineris, mars : Implications for its geological history. *Icarus*, 208(2) :684–703, 2010a. (Cité pages 50 et 51.)
- L. Le Deit, J. Flahaut, O. Bourgeois, C. Quantin, E. Hauber, M. Massé, et D. Mège. Geological study of the hydrate formations on the plateaus around valles marineris, mars : Implications for the evolution of geochemical conditions through time. *EPSC abstract*, 5 :616, 2010b. (Cité page 153.)

- H. J. Leask, L. Wilson, et K. L. Mitchell. Formation of aramatum chaos, mars : Morphological development as a result of volcano-ice interactions. *J. Geophys. Res.*, 111(E8) :E08071, 2006. (Cité pages 148 et 149.)
- H. J. Leask, L. Wilson, et K. L. Mitchell. Formation of mangala valles outflow channel, mars : Morphological development and water discharge and duration estimates. *J. Geophys. Res.*, 112(E8) :E08003, 2007. (Cité page 153.)
- C. Leovy. Note on thermal properties of mars. *Icarus*, 5(1-6) :1–6, 1966. (Cité page 65.)
- C. Leovy. Weather and climate on mars. *Nature*, 412(6843) :245–249, 2001. (Cité pages 23 et 24.)
- H. Li, Y. Zhu, J. Zhang, et Ch. Lin. Effects of temperature, strain rate and dry density on compressive strength of saturated frozen clay. *Cold Regions Science and Technology*, 39(1) :39–45, 2004. (Cité pages 161, 164 et 171.)
- K. A. Lichtenberg, R. E. Arvidson, R. V. Morris, S. L. Murchie, J. L. Bishop, D. Fernandez R., T. D. Glotch, E. Noe Dobrea, J. F. Mustard, J. Andrews-Hanna, et L. H. Roach. Stratigraphy of hydrated sulfates in the sedimentary deposits of aram chaos, mars. *J. Geophys. Res.*, 115 :E00D17, 2010. (Cité page 155.)
- R. J. Lillis, J. Dufek, J. E. Bleacher, et M. Manga. Demagnetization of crust by magmatic intrusion near the arsia mons volcano : Magnetic and thermal implications for the development of the tharsis province, mars. *Journal of Volcanology and Geothermal Research*, 185(1-2) :123–138, 2009. (Cité pages 105 et 128.)
- D. Loizeau, N. Mangold, F. Poulet, V. Ansan, E. Hauber, J.-P. Bibring, B. Gondet, Y. Langevin, P. Masson, et G. Neukum. Stratigraphy in the mawrth vallis region through omega, hrsc color imagery and dtm. *Icarus*, 205(2) :396–418, 2010. (Cité pages 46, 47, 48, 49, 153 et 158.)
- D. Loizeau, N. Mangold, F. Poulet, J.-P. Bibring, A. Gendrin, V. Ansan, C. Gomez, B. Gondet, Y. Langevin, P. Masson, et G. Neukum. Phyllosilicates in the mawrth vallis region of mars. *J. Geophys. Res.*, 112(E8) :E08S08, 2007. (Cité pages 22, 46, 47, 48, 49, 153 et 158.)
- T. Lopez, R. Antoine, D. Baratoux, M. Rabinowicz, K. Kurita, et L. d’Uston. Thermal anomalies in arsia mons : Evidence and implications of atmospheric air circulation in the volcano aprons. *Icarus*, In review, 2010. (Cité page 18.)
- T. Lopez, D. Baratoux, M. Rabinowicz, R. Antoine, F. Ayoub, et L. d’Uston. What does control the thermal behaviour of the pits near arsia mons. *Lunar and Planet. Scie.*, 2009. (Cité page 105.)
- B. K. Lucchitta. Light layer and sinuous ridges on plateau near juventae chasma, mars. *Lunar and Planet. Scie.*, 36 :1500, 2005. (Cité page 51.)
- M. C. Malin. Lengths of hawaiian lava flows. *Geology*, 8(7) :306–308, 1980. (Cité page 125.)

- M. C. Malin et K. S. Edgett. Evidence for recent groundwater seepage and surface runoff on mars. *Science*, 288(5475) :2330–2335, 2000. (Cité pages 22, 33, 35, 36 et 46.)
- M. C. Malin, K. S. Edgett, L. V. Posiolova, S. M. McColley, et E. Z. N. Dobra. Present-day impact cratering rate and contemporary gully activity on mars. *Science*, 314(5805) :1573–1577, 2006. (Cité page 36.)
- L. Maltagliati, D. V. Titov, T. Encrenaz, R. Melchiorri, F. Forget, M. Garcia-Comas, H. U. Keller, Y. Langevin, et J.-P. Bibring. Observations of atmospheric water vapor above the tharsis volcanoes on mars with the omega/mex imaging spectrometer. *Icarus*, 194(1) :53–64, 2008. (Cité page 188.)
- N. Mangold. Contribution à l'étude de l'évolution géologique et climatique de mars. *Habilitation de recherche, Université Paris Sud*, 2007. (Cité page 17.)
- N. Mangold, P. Allemand, P. Duval, Y. Geraud, et P. Thomas. Experimental and theoretical deformation of ice-rock mixtures : Implications on rheology and ice content of martian permafrost. *Planetary and Space Science*, 50(4) :385–401, 2002. (Cité page 168.)
- N. Mangold et V. Ansan. Detailed study of an hydrological system of valleys, a delta and lakes in the southwest thaumasia region, mars. *Icarus*, 180(1) :75–87, 2006. (Cité page 44.)
- N. Mangold, V. Ansan, Ph. Masson, C. Quantin, et G. Neukum. Geomorphic study of fluvial landforms on the northern valles marineris plateau, mars. *J. Geophys. Res.*, 113(E8) :E08009, 2008. (Cité page 44.)
- N. Mangold, C. Quantin, V. Ansan, C. Delacourt, et P. Allemand. Evidence for precipitation on mars from dendritic valleys in the valles marineris area. *Science*, 305(5680) :78–81, 2004. (Cité pages 42, 43 et 44.)
- N. Mangold, L. Roach, R. Milliken, S. Le Mouélic, V. Ansan, J.P. Bibring, Ph. Masson, J.F. Mustard, S. Murchie, et G. Neukum. A late amazonian alteration layer related to local volcanism on mars. *Icarus*, 207(1) :265–276, 2010. (Cité page 51.)
- M. Massé, O. Bourgeois, S. Le Mouélic, C. Verpoorter, L. Le Deit, et J.P. Bibring. Martian polar and circum-polar sulfate-bearing deposits : Sublimation tills derived from the north polar cap. *Icarus*, 209(2) :434–451, 2010. (Cité pages 49 et 51.)
- M. Massé, S. Le Mouélic, O. Bourgeois, J.-P. Combe, L. Le Deit, C. Sotin, J.-P. Bibring, B. Gonde, et Y. Langevin. Mineralogical composition, structure, morphology, and geological history of aram chaos crater fill on mars derived from omega mars express data. *J. Geophys. Res.*, 113(E12) :E12006, 2008. (Cité pages 155 et 187.)
- M. D. Max et S. M. Clifford. Initiation of martian outflow channels : Related to the dissociation of gas hydrate ? *Geophys. Res. Lett.*, 28(9) :1787–1790, 2001. (Cité page 36.)
- P. J. McGovern, S. C. Solomon, D. E. Smith, M. T. Zuber, M. Simons, M. A. Wicczorek, R. J. Phillips, G. A. Neumann, O. Aharonson, et J. W. Head. Correction to localized gravity/topography admittance and correlation spectra on

- mars : Implications for regional and global evolution. *J. Geophys. Res.*, 109 (E7) :E07007, 2004. (Cité page 129.)
- D. P. Mckenzie, J. M. Roberts, et N. O. Weiss. Convection in the earth's mantle : towards a numerical simulation. *Journal of Fluid Mechanics*, 62(03) :465–538, 1974. (Cité page 158.)
- H. Y. McSween, M. B Wyatt, R. Gellert, III Bell, J. F., R. V. Morris, K. E. Herkenhoff, L. S. Crumpler, K. A. Milam, K. R. Stockstill, L. L. Tornabene, R. E. Arvidson, P. Bartlett, D. Blaney, N. A. Cabrol, P. R. Christensen, B. C. Clark, J. A. Crisp, D. J. Des Marais, T. Economou, J. D. Farmer, W. Farrand, A. Ghosh, M. Golombek, S. Gorevan, R. Greeley, V. E. Hamilton, J. R. Johnson, B. L. Joliff, G. Klingelhöfer, A. T. Knudson, S. McLennan, D. Ming, J. E. Moersch, R. Rieder, S. W. Ruff, C. Schröder, Jr. de Souza, P. A., S. W. Squyres, H. Wenke, A. Wang, A. Yen, et J. Zipfel. Characterization and petrologic interpretation of olivine-rich basalts at gusev crater, mars. *J. Geophys. Res.*, 111(E2) :E02S10, 2006. (Cité page 181.)
- M. T. Mellon, W. C. Feldman, et T. H. Prettyman. The presence and stability of ground ice in the southern hemisphere of mars. *Icarus*, 169(2) :324–340, 2004. (Cité page 39.)
- M. T. Mellon, B. M. Jakosky, H. H. Kieffer, et P. R. Christensen. High-resolution thermal inertia mapping from the mars global surveyor thermal emission spectrometer. *Icarus*, 148(2) :437–455, 2000. (Cité pages 63, 64, 72, 74 et 89.)
- S. Meresse, F. Costard, N. Mangold, P. Masson, et G. Neukum. Formation and evolution of the chaotic terrains by subsidence and magmatism : Hydraotes chaos, mars. *Icarus*, 194(2) :487–500, 2008. (Cité pages 148, 149 et 181.)
- S. C. Mest, D. A. Crown, et W. Harbert. Watershed modeling in the tyrrhena terra region of mars. *J. Geophys. Res.*, 115(E9) :E09001, 2010. (Cité page 42.)
- J. R. Michalski et E. Z. Noe Dobrea. Evidence for a sedimentary origin of clay minerals in the mawrth vallis region, mars. *Geology*, 35(10) :951–954, 2007. (Cité pages 46, 47, 48 et 153.)
- K. A. Milam, K. R. Stockstill, J. E. Moersch, Jr. McSween, H. Y., L. L. Tornabene, A. Ghosh, M. B. Wyatt, et P. R. Christensen. Themis characterization of the mer gusev crater landing site. *J. Geophys. Res.*, 108(E12) :8078, 2003. (Cité page 75.)
- S. M. Milkovich, J. W. Head, et D. R. Marchant. Debris-covered piedmont glaciers along the northwest flank of the olympus mons scarp : Evidence for low-latitude ice accumulation during the late amazonian of mars. *Icarus*, 181(2) :388–407, 2006. (Cité pages 30 et 31.)
- D. J. Milton. Carbon dioxide hydrate and floods on mars. *Science*, 183(4125) :654–656, 1974. (Cité page 149.)
- M. A. Mischna, M. I. Richardson, R. J. Wilson, et D. J. McCleese. On the orbital forcing of martian water and co₂ cycles : A general circulation model study with simplified volatile schemes. *J. Geophys. Res.*, 108(E6) :5062, 2003. (Cité pages 30 et 31.)

- N. H. Mondol, K. Borlykke, J. Jahren, et K. Hoeg. Experimental mechanical compaction of clay mineral aggregates—changes in physical properties of mudstones during burial. *Marine and Petroleum Geology*, 24(5) :289–311, 2007. (Cité page 164.)
- D. R. Montgomery et A. Gillespie. Formation of martian outflow channels by catastrophic dewatering of evaporite deposits. *Geology*, 33(8) :625–628, 2005. (Cité pages 45, 150 et 177.)
- F. Montmessin. The orbital forcing of climate changes on mars. *Space Sci. Rev.*, 125(1) :457–472, 2006. (Cité pages 37, 38 et 39.)
- F. Montmessin, J.-L. Bertaux, E. Quémerais, O. Korablev, P. Rannou, F. Forget, S. Perrier, D. Fussen, S. Lebonnois, A. Réberac, et E. Dimarellis. Subvisible co₂ ice clouds detected in the mesosphere of mars. *Icarus*, 183(2) :403–410, 2006. (Cité page 26.)
- F. Montmessin, B. Gondet, J.-P. Bibring, Y. Langevin, P. Drossart, F. Forget, et T. Fouchet. Hyperspectral imaging of convective co₂ ice clouds in the equatorial mesosphere of mars. *J. Geophys. Res.*, 112(E11) :E11S90, 2007. (Cité page 26.)
- F. Montmessin, R. M. Haberle, et F. Forget. Making water ice permanent at the south pole 25,000 years ago. *Lunar and Planet. Scie.*, 35 :1312, 2004. (Cité page 39.)
- J. M. Moore et A. D. Howard. Large alluvial fans on mars. *J. Geophys. Res.*, 110 (E4) :E04005, 2005. (Cité page 42.)
- P. J. Mouginis-Mark. Prodigious ash deposits near the summit of arsia mons volcano, mars. *Geophys. Res. Lett.*, 29(16) :1768, 2002. (Cité pages 108, 110 et 128.)
- P. J. Mouginis-Mark et P. R. Christensen. New observations of volcanic features on mars from the themis instrument. *J. Geophys. Res.*, 110(E8) :E08007, 2005. (Cité page 110.)
- S. Murchie, R. Arvidson, P. Bedini, K. Beisser, J.-P. Bibring, J. Bishop, J. Boldt, P. Cavender, T. Choo, R. T. Clancy, E. H. Darlington, D. Des Marais, R. Espiritu, D. Fort, R. Green, E. Guinness, J. Hayes, C. Hash, K. Heffernan, J. Hemmler, G. Heyler, D. Humm, J. Hutcheson, N. Izenberg, R. Lee, J. Lees, D. Lohr, E. Malaret, T. Martin, J. A. McGovern, P. McGuire, R. Morris, J. Mustard, S. Pelkey, E. Rhodes, M. Robinson, T. Roush, E. Schaefer, G. Seagrave, F. See-los, P. Silverglate, S. Slavney, M. Smith, W.-J. Shyong, K. Strohbahn, H. Taylor, P. Thompson, B. Tossman, M. Wirzburger, et M. Wolff. Compact reconnaissance imaging spectrometer for mars (crism) on mars reconnaissance orbiter (mro). *J. Geophys. Res.*, 112(E5) :E05S03, 2007. (Cité page 150.)
- D. S. Musselwhite, T. D. Swindle, et J. I. Lunine. Liquid co₂ breakout and the formation of recent small gullies on mars. *Geophys. Res. Lett.*, 28(7) :1283–1285, 2001. (Cité pages 33, 35 et 36.)
- G. Neugebauer, G. Münch, H. Kieffer, S. C. Jr. Chase, et E. Miner. Mariner1969 infrared radiometer results : temperatures and thermal properties of the martian surface. *Astron. J.*, 76 (8) :719–749, 1971. (Cité page 65.)

- G. Neukum et K. Hiller. Martian ages. *J. Geophys. Res.*, 86(B4) :3097–3121, 1981. (Cité page 105.)
- G. Neukum, R. Jaumann, H. Hoffmann, E. Hauber, J. W. Head, A. T. Basilevsky, B. A. Ivanov, S. C. Werner, S. van Gasselt, J. B. Murray, T. McCord, et HRSC Co-Investigator Team. Recent and episodic volcanic and glacial activity on mars revealed by the high resolution stereo camera. *Nature*, 432(7020) : 971–979, 2004. (Cité page 105.)
- P. B. Niles et J. Michalski. Meridiani planum sediments on mars formed through weathering in massive ice deposits. *Nature Geosci*, 2 :215–220, 2009. ISSN 1752-0894. (Cité page 51.)
- E. Z. Noe Dobrea, J. L. Bishop, N. K. McKeown, R. Fu, C. M. Rossi, J. R. Michalski, C. Heinlein, V. Hanus, F. Poulet, R. J. F. Mustard, S. Murchie, A. S. McEwen, G. Swayze, J.-P. Bibring, E. Malaret, et C. Hash. Mineralogy and stratigraphy of phyllosilicate-bearing and dark mantling units in the greater mawrth vallis/west arabia terra area : Constraints on geological origin. *J. Geophys. Res.*, 115 :E00D19, 2010. ISSN 0148-0227. (Cité pages 47, 48 et 153.)
- S. A. Nowicki et P. R. Christensen. Rock abundance on mars from the thermal emission spectrometer. *J. Geophys. Res.*, 112(E5) :E05007, 2007. (Cité pages 75, 78 et 89.)
- D. Z. Oehler et C. C. Allen. Evidence for pervasive mud volcanism in acidalia planitia, mars. *Icarus*, 208(2) :636–657, 2010. (Cité page 181.)
- C. H. Okubo et S. J. Martel. Pit crater formation on kilauea volcano, hawaii. *Journal of Volcanology and Geothermal Research*, 86(1-4) :1–18, 1998. (Cité pages 107 et 110.)
- S. M. Pelkey et B. M. Jakosky. Surficial geologic surveys of gale crater and melas chasma, mars : Integration of remote-sensing data. *Icarus*, 160(2) :228–257, 2002. (Cité page 75.)
- S. M. Pelkey, B. M. Jakosky, et P. R. Christensen. Surficial properties in melas chasma, mars, from mars odyssey themis data. *Icarus*, 165(1) :68–89, 2003. (Cité page 75.)
- S. M Pelkey, B. M Jakosky, et P. R Christensen. Surficial properties in gale crater, mars, from mars odyssey themis data. *Icarus*, 167(2) :244–270, 2004. (Cité page 75.)
- S. M. Pelkey, B. M. Jakosky, et M. T. Mellon. Thermal inertia of crater-related wind streaks on mars. *J. Geophys. Res.*, 106(E10) :23909–23920, 2001. (Cité page 75.)
- D. W. Peterson, Robin T. Holcomb, Robert I. Tilling, et Robert L. Christensen. Development of lava tubes in the light of observations at mauna ulu, kilauea volcano, hawaii. *Bulletin of Volcanology*, 56(5) :343–360, 1994. (Cité page 125.)
- R. C. Peterson et R. Wang. Crystal molds on mars : Melting of a possible new mineral species to create martian chaotic terrain. *Geology*, 34(11) :957–960, 2006. (Cité pages 45, 150 et 177.)

- T. L. Pierce et D. A. Crown. Morphologic and topographic analyses of debris aprons in the eastern hellas region, mars. *Icarus*, 163(1) :46–65, 2003. (Cité page 33.)
- S. Piqueux et P. R. Christensen. A model of thermal conductivity for planetary soils : 1. theory for unconsolidated soils. *J. Geophys. Res.*, 114(E9) :E09005, 2009a. (Cité pages 65, 66 et 69.)
- S. Piqueux et P. R. Christensen. A model of thermal conductivity for planetary soils : 2. theory for cemented soils. *J. Geophys. Res.*, 114(E9) :E09006, 2009b. (Cité pages 65, 66 et 71.)
- J. B. Plescia. Recent flood lavas in the elysium region of mars. *Icarus*, 88(2) : 465–490, 1990. (Cité pages 85 et 86.)
- J. B. Plescia. An assessment of volatile release from recent volcanism in elysium, mars. *Icarus*, 104(1) :20–32, 1993. (Cité page 86.)
- J. B. Plescia. Cerberus fossae, elysium, mars : a source for lava and water. *Icarus*, 164(1) :79–95, 2003. (Cité pages 85, 86, 87, 88 et 93.)
- J. B. Plescia. Morphometric properties of martian volcanoes. *J. Geophys. Res.*, 109(E3) :E03003, 2004. (Cité page 105.)
- C. Pomerol, Y. Lagabrielle, et M. Renard. *Éléments de Géologie*. Dunod, Paris, 12 édition, 2002. (Cité page 163.)
- F. Poulet, J.-P. Bibring, J. F. Mustard, A. Gendrin, N. Mangold, Y. Langevin, R. E. Arvidson, B. Gondet, et C. Gomez. Phyllosilicates on mars and implications for early martian climate. *Nature*, 438(7068) :623–627, 2005. (Cité pages 45, 46, 49 et 153.)
- F. Poulet, N. Mangold, D. Loizeau, J.-P. Bibring, Y. Langevin, J. Michalski, et B. Gondet. Abundance of minerals in the phyllosilicate-rich units on mars. *A&A*, 487(2) :L41–L44, 2008. (Cité page 182.)
- M. A. Presley et P. R. Christensen. Thermal conductivity measurements of particulate materials 1. a review. *J. Geophys. Res.*, 102(E3) :6535–6549, 1997a. (Cité pages 65 et 66.)
- M. A. Presley et P. R. Christensen. Thermal conductivity measurements of particulate materials 2. results. *J. Geophys. Res.*, 102(E3) :6551–6566, 1997b. (Cité pages 65, 66, 68, 69 et 70.)
- M. A. Presley et P. R. Christensen. Thermal conductivity measurements of particulate materials : 4. effect of bulk density for granular particles. *J. Geophys. Res.*, 115(E7) :E07003, 2010. (Cité pages 66 et 69.)
- M. A. Presley et R. A. Craddock. Thermal conductivity measurements of particulate materials : 3. natural samples and mixtures of particle sizes. *J. Geophys. Res.*, 111(E9) :E09013, 2006. (Cité pages 65, 66 et 71.)
- N. E. Putzig. *Thermal inertia and surface heterogeneity on Mars*. PhD thesis, University of Colorado, 2006. (Cité pages 74 et 75.)

- N. E. Putzig, M. T. Mellon, K. A. Kretke, et R. E. Arvidson. Global thermal inertia and surface properties of mars from the mgs mapping mission. *Icarus*, 173(2) :325–341, 2005. (Cité pages 74, 75, 77 et 89.)
- C. Quantin, P. Allemand, N. Mangold, G. Dromart, et C. Delacourt. Fluvial and lacustrine activity on layered deposits in melas chasma, valles marineris, mars. *J. Geophys. Res.*, 110(E12) :E12S19, 2005. (Cité page 42.)
- M. Rabinowicz et G. Ceuleneer. The effect of sloped isotherms on melt migration in the shallow mantle : a physical and numerical model based on observations in the oman ophiolite. *Earth and Planetary Science Letters*, 229(3-4) :231–246, 2005. (Cité page 172.)
- M. Rabinowicz et M. J. Toplis. Melt segregation in the lower part of the partially molten mantle zone beneath an oceanic spreading centre : Numerical modeling of the combined effects of shear segregation and compaction. *Journal of Petrology*, 50(6) :1071–1106, 2009. (Cité page 172.)
- G. Roberts, I. Crawford, D. Peacock, J. Vetterlein, E. Parfitt, et L. Bishop. Possible evidence for on-going volcanism on mars as suggested by thin, elliptical sheets of low-albedo particulate material around pits and fissures close to cerberus fossae. *Earth, Moon, and Planets*, 101(1) :1–16, 2007. (Cité page 88.)
- J. H. Roberts et S. Zhong. The cause for the north-south orientation of the crustal dichotomy and the equatorial location of tharsis on mars. *Icarus*, 190(1) :24–31, 2007. (Cité page 183.)
- J. A. P. Rodriguez, J. Kargel, D. A. Crown, L. F. Bleamaster, K. L. Tanaka, V. Baker, H. Miyamoto, J. M. Dohm, S. Sasaki, et G. Komatsu. Headward growth of chasmata by volatile outbursts, collapse, and drainage : Evidence from ganges chaos, mars. *Geophys. Res. Lett.*, 33(18) :L18203, 2006. (Cité page 149.)
- J. A. P. Rodriguez, S. Sasaki, J. M. Dohm, K. L. Tanaka, B. Strom, J. Kargel, R. Kuzmin, H. Miyamoto, J. G. Spray, A. G. Fairen, G. Komatsu, K. Kurita, et V. Baker. Control of impact crater fracture systems on subsurface hydrology, ground subsidence, and collapse, mars. *J. Geophys. Res.*, 110(E6) :E06003, 2005. (Cité page 148.)
- E. Romero, A. Gens, et A. Lloret. Water permeability, water retention and microstructure of unsaturated compacted boom clay. *Engineering Geology*, 54(1-2) :117–127, 1999. (Cité page 164.)
- S. Rotto et K. L. Tanaka. Geologic/morphologic map of the chryse planitia region of mars. *U.S. Geol. Surv. Misc. Invest. Ser.*, Map I-2441, 1995. (Cité page 45.)
- H. Rouby, M. Greff-Lefftz, et J. Besse. Rotational bulge and one plume convection pattern : Influence on martian true polar wander. *Earth and Planetary Science Letters*, 272(1-2) :212–220, 2008. (Cité page 183.)
- P. S. Russell et J. W. Head. The martian hydrologic system : Multiple recharge centers at large volcanic provinces and the contribution of snowmelt to outflow channel activity. *Planetary and Space Science*, 55(3) :315–332, 2007. (Cité pages 45 et 186.)
- E. H. Rutter. Pressure solution in nature, theory and experiment. *Journal of the Geological Society*, 140(5) :725–740, 1983. (Cité page 157.)

- F. F. Sabins. *Remote Sensing : Principles and Interpretation*. Waveland Press, third edition édition, 1997. (Cité page 63.)
- S. E. H. Sakimoto, J. Crisp, et S. M. Baloga. Eruption constraints on tube-fed planetary lava flows. *J. Geophys. Res.*, 102(E3) :6597–6613, 1997. (Cité page 125.)
- S. E. H. Sakimoto et M. T. Zuber. Flow and convective cooling in lava tubes. *J. Geophys. Res.*, 103(B11) :27465–27487, 1998. (Cité page 125.)
- H. Sato, K. Kurita, et D. Baratoux. The formation of floor-fractured craters in xanthe terra. *Icarus*, 207(1) :248–264, 2010. (Cité pages 151, 153, 156 et 157.)
- R. S. Saunders. Geologic map of the margaritifer sinus quadrangle of mars. *U.S. Geol. Surv. Misc. Invest. Ser.*, Map I-1144, 1979. (Cité page 45.)
- V. Schatz, H. Tsoar, K. S. Edgett, E. J. R. Parteli, et H. J. Herrmann. Evidence for indurated sand dunes in the martian north polar region. *J. Geophys. Res.*, 111(E4) :E04006, 2006. (Cité page 94.)
- J. T. Schofield, J. R. Barnes, D. Crisp, R. M. Haberle, S. Larsen, J. A. Magalhaes, J. R. Murphy, A. Seiff, et G. Wilson. The mars pathfinder atmospheric structure investigation/meteorology (asi/met) experiment. *Science*, 278(5344) :1752–1758, 1997. (Cité page 24.)
- N. Schorghofer. Temperature response of mars to milankovitch cycles. *Geophys. Res. Lett.*, 35(18) :L18201, 2008. (Cité page 39.)
- N. Schorghofer et O. Aharonson. Stability and exchange of subsurface ice on mars. *J. Geophys. Res.*, 110(E5) :E05003, 2005. (Cité page 39.)
- V. Schwinka et H. Moertel. Physicochemical properties of illite suspensions after cycles of freezing and thawing. *Clays and Clay Minerals*, 47(6) :718–725, 1999. (Cité page 166.)
- D. H. Scott, Dohm J. M., et J. R. Zimelman. Geologic map of pavonis mons volcano, mars, scale 1 :1, 000, 000. *U.S. Geol. Surv. Misc. Invest. Ser.*, Map I-2561, 2005. (Cité page 108.)
- D. H. Scott et K. L. Tanaka. Geologic map of the western equatorial region of mars, scale 1 :15, 000, 000. *U.S. Geol. Surv. Misc. Invest. Ser.*, Map I-1802-A, 1986. (Cité pages 44, 148 et 153.)
- D. H. Scott et J. M. Dohm. Mars highlands channels : An age reassessment. *Lunar and Planet. Scie.*, 23 :1251, 1992. (Cité page 42.)
- D. H. Scott, J. M. Dohm, et J.W. Rice. Map of mars showing channles and possible paleolake basins. *U.S. Geol. Surv. Misc. Invest. Ser.*, Map I-2461, 1995. (Cité page 42.)
- T. L. Segura, Owen B. Toon, A. Colaprete, et K. Zahnle. Environmental effects of large impacts on mars. *Science*, 298(5600) :1977–1980, 2002. (Cité page 40.)
- R. P. Sharp. Mars : Troughed terrain. *J. Geophys. Res.*, 78(20) :4063–4072, 1973. (Cité page 45.)

- D. E. Shean, J. W. Head, et D. R. Marchant. Origin and evolution of a cold-based tropical mountain glacier on mars : The pavonis mons fan-shaped deposit. *J. Geophys. Res.*, 110(E5) :E05001, 2005. (Cité pages 30 et 31.)
- J. A. Skinner et A. Mazzini. Martian mud volcanism : Terrestrial analogs and implications for formational scenarios. *Marine and Petroleum Geology*, 26 (9) :1866–1878, 2009. (Cité page 181.)
- J. A. Skinner et K. L. Tanaka. Evidence for and implications of sedimentary diapirism and mud volcanism in the southern utopia highland-lowland boundary plain, mars. *Icarus*, 186(1) :41–59, 2007. (Cité page 181.)
- P. H. Smith, L. K. Tamppari, R. E. Arvidson, D. Bass, D. Blaney, W. V. Boynton, A. Carswell, D. C. Catling, B. C. Clark, T. Duck, E. DeJong, D. Fisher, W. Goetz, H. P. Gunnlaugsson, M. H. Hecht, V. Hipkin, J. Hoffman, S. F. Hviid, H. U. Keller, S. P. Kounaves, C. F. Lange, M. T. Lemmon, M. B. Madsen, W. J. Markiewicz, J. Marshall, C. P. McKay, M. T. Mellon, D. W. Ming, R. V. Morris, W. T. Pike, N. Renno, U. Staufer, C. Stoker, P. Taylor, J. A. Whiteway, et A. P. Zent. H₂O at the phoenix landing site. *Science*, 325(5936) :58–61, 2009. (Cité page 25.)
- S. A. Smith et B. A. Smith. Diurnal and seasonal behavior of discrete white clouds on mars. *Icarus*, 16(3) :509–521, 1972. (Cité pages 25 et 26.)
- S. C. Solomon et J. W. Head. Heterogeneities in the thickness of the elastic lithosphere of mars : Constraints on heat flow and internal dynamics. *J. Geophys. Res.*, 95(B7) :11073–11083, 1990. (Cité page 129.)
- M. Sowe, L. Wendt, T. Kneissl, P. C. McGuire, et G. Neukum. Hydrated minerals in aureum chaos, mars. *Lunar and Planet. Scie.*, 2499, 2010a. (Cité pages 49, 153, 155 et 187.)
- M. Sowe, L. Wendt, T. Kneissl, P. C. McGuire, et G. Neukum. Water-related minerals in aureum chaos, mars. *1st Inter. Conf. on Mars Sedimentology and Stratigraphy*, 6030, 2010b. (Cité pages 49, 153 et 187.)
- A. Spiga et F. Forget. A new model to simulate the martian mesoscale and microscale atmospheric circulation : Validation and first results. *J. Geophys. Res.*, 114(E2) :E02009, 2009. (Cité page 73.)
- A. Spiga, S. R. Lewis, F. Forget, E. Millour, L. Montabone, et J.-B. Madeleine. The impact of katabatic winds on martian thermal inertia retrievals. *Lunar and Planet. Scie.*, 2010. (Cité page 73.)
- S. W. Squyres. The distribution of lobate debris aprons and similar flows on mars. *J. Geophys. Res.*, 84(B14) :8087–8096, 1979. (Cité page 33.)
- P. J. Stephenson et P. W. Whitehead. Lava pits in the toomba basalt. Dans P. W. Whitehead, éditeur, *Econ Geol. Res. Unit Contr.*, pages 80–81. Department of Earth Science, James Cook University of N. Queensland, Townsville, Australia, 1996. (Cité page 107.)
- S. T. Stewart et F. Nimmo. Surface runoff features on mars : Testing the carbon dioxide formation hypothesis. *J. Geophys. Res.*, 107(E9) :5069, 2002. (Cité pages 33, 35 et 36.)

- K. L. Tanaka. The stratigraphy of mars. *J. Geophys. Res.*, 91(B13) :E139–E158, 1986. (Cité pages 40, 85 et 153.)
- K. L. Tanaka. Debris-flow origin for the simud/tiu deposit on mars. *J. Geophys. Res.*, 104(E4) :8637–8652, 1999. (Cité page 148.)
- K. L. Tanaka. Dust and ice deposition in the martian geologic record. *Icarus*, 144 (2) :254–266, 2000. (Cité page 50.)
- E. Tréguier, L. d’Uston, P. C. Pinet, G. Berger, M. J. Toplis, T. J. McCoy, R. Gellert, et J. Bruckner. Overview of mars surface geochemical diversity through alpha particle x-ray spectrometer data multidimensional analysis : First attempt at modeling rock alteration. *J. Geophys. Res.*, 113(E12) :E12S34, 2008. (Cité page 52.)
- D. L. Turcotte et G. Schubert. *Geodynamics*. Cambridge Université Press, second edition édition, 2002. (Cité page 158.)
- A. Valerio, A. Tallarico, et M. Dragoni. Mechanisms of formation of lava tubes. *J. Geophys. Res.*, 113(B8) :B08209, 2008. (Cité page 125.)
- P.E. van Keken, C.J. Spiers, A.P. van den Berg, et E.J. Muyzert. The effective viscosity of rocksalt : implementation of steady-state creep laws in numerical models of salt diapirism. *Tectonophysics*, 225(4) :457–476, 1993. (Cité pages 160, 161, 162, 163 et 168.)
- B. van Wyk de Vries et R. Matela. Styles of volcano-induced deformation : numerical models of substratum flexure, spreading and extrusion. *Journal of Volcanology and Geothermal Research*, 81(1-2) :1–18, 1998. (Cité page 124.)
- J. Vaucher. *Processus géophysiques de surface des plaines de laves de la province volcanique de Cerberus, Mars*. PhD thesis, Université Toulouse III, 2007. (Cité page 85.)
- J. Vaucher, D. Baratoux, N. Mangold, P. Pinet, K. Kurita, et M. Grégoire. The volcanic history of central elysium planitia : Implications for martian magmatism. *Icarus*, 204(2) :418–442, 2009. (Cité pages 85, 86 et 90.)
- M. Vincendon, J. Mustard, F. Forget, M. Kreslavsky, A. Spiga, S. Murchie, et J.-P. Bibring. Near-tropical subsurface ice on mars. *Geophys. Res. Lett.*, 37(1) :L01202, 2010. (Cité page 25.)
- G. P. L. Walker. Structure, and origin by injection of lava under surface crust, of tumuli, ,lava rises, lava-rise pits and lava-inflation clefts in hawaii. *Bulletin of Volcanology*, 53(7) :546–558, 1991. (Cité pages 107 et 108.)
- C.M. Weitz, R.E. Milliken, J.A. Grant, A.S. McEwen, R.M.E. Williams, J.L. Bishop, et B.J. Thomson. Mars reconnaissance orbiter observations of light-toned layered deposits and associated fluvial landforms on the plateaus adjacent to valles marineris. *Icarus*, 205(1) :73–102, 2010. (Cité pages 50 et 51.)
- A. F. Wesselink. Heat conductivity and nature of the lunar surface material. *Bull. Astr. Inst. Neth.*, 10 :351–363, 1948. (Cité page 65.)
- P. L. Whelley et R. Greeley. Latitudinal dependency in dust devil activity on mars. *J. Geophys. Res.*, 111(E10) :E10003, 2006. (Cité page 26.)

- J. A. Whitehead et B. Parsons. Observations of convection at rayleigh numbers up to 760,000 in a fluid with large prandtl number. *Geophys. Astrophys. Fluid Dynamics*, 9 :201–217, 1978. (Cité page 160.)
- P. W. Whitehead et P. J. Stephenson. Lava rise ridges of the toomba basalt flow, north queensland, australia. *J. Geophys. Res.*, 103(B11) :27371–27382, 1998. (Cité page 107.)
- S. M. Wiseman, R. E. Arvidson, R. V. Morris, F. Poulet, J. C. Andrews-Hanna, J. L. Bishop, S. L. Murchie, F. P. Seelos, D. Des Marais, et J. L. Griffes. Spectral and stratigraphic mapping of hydrated sulfate and phyllosilicate-bearing deposits in northern sinus meridiani, mars. *J. Geophys. Res.*, 115 :E00D18, 2010. (Cité page 52.)
- N. E. Witbeck, K. L. Tanaka, et D. H. Scott. The geologic map of the valles marineris region, mars. *U.S. Geol. Surv. Misc. Invest. Ser.*, Map I-2010, 1991. (Cité page 45.)
- W. Woodside et J. H. Messmer. Thermal conductivity of porous media, i, unconsolidated sands. *J. Appl. Phys.*, 32 :1688–1699, 1961. (Cité pages 66 et 71.)
- J. J. Wray, B. L. Ehlmann, S. W. Squyres, J. F. Mustard, et R. L. Kirk. Compositional stratigraphy of clay-bearing layered deposits at mawrth vallis, mars. *Geophys. Res. Lett.*, 35(12) :L12202, 2008. (Cité pages 46 et 153.)
- D. Wyrick, D. A. Ferrill, A. P. Morris, S. L. Colton, et D. W. Sims. Distribution, morphology, and origins of martian pit crater chains. *J. Geophys. Res.*, 109 (E6) :E06005, 2004. (Cité pages 105, 107 et 111.)
- E.D. Yershov. *General Geocryology*. Cambridge Universty Press, 2004. (Cité pages 161 et 168.)
- C. F. Yoder et E. M. Standish. Martian precession and rotation from viking lander range data. *J. Geophys. Res.*, 102(E2) :4065–4080, 1997. (Cité page 28.)

TITLE : Convection of fluids in martian soils and induced exchanges with atmosphere and paleo-hydrosphere.

ABSTRACT :

Mars' geological record, with objects reflecting its internal activity and surface-atmosphere exchanges, extends for more than 4 Ga. It offers a unique situation for understanding planetary evolution. The topic of this thesis is the circulation of fluids in the crust, making part of these exchanges. First, the paradigm that condensation, sublimation and diffusion of volatiles within the regolith dominate the cold and dry Amazonian era (<3 Ga) is modified by the finding of the importance of air convection in porous soils (aerothermalism). This process was revealed from thermal imagery (Mars Odyssey/THEMIS) and morphology (e.g., Mars Express/HRSC) for Cerberus Fossae, and Arsia volcano. Second, the Hesperian era is characterised by the formation of chaotic terrains and outflow channels carved by massive release of water. In our views, the chaotic terrains may be formed by convection of clay deposits. This original hypothesis is supported by associated detections of phyllosilicates (CRISM and OMEGA data).

AUTEUR : LOPEZ GONZALEZ Téodolina

TITRE : La convection des fluides dans le sol de Mars et les échanges induits avec l'atmosphère et la paléo-hydrosphère de la planète.

DIRECTEURS DE THESE : RABINOWICZ Michel et BARATOUX David

LIEU ET DATE DE SOUTENANCE : Toulouse, le 25 Février 2010

RESUME :

Mars est un objet privilégié pour comprendre l'évolution d'une planète. Des témoins géologiques de son activité interne et des échanges surface-atmosphère sont préservés sur 4 Ga. Cette thèse étudie ces échanges au travers de la circulation des fluides dans la croûte. Le climat froid et sec de l'Amazonien (< 3 Ga) implique la condensation, sublimation et diffusion des espèces volatiles dans le régolithe. Ce paradigme est modifié par la découverte de l'importance de la convection d'air dans les sols poreux (aérothermalisme). Ce processus a été mis en évidence par l'imagerie thermique (Mars Odyssey/THEMIS) et la morphologie (e.g., Mars Express/HRSC) pour Cerberus Fossae et le volcan Arsia Mons. La période Hespérienne est marquée par la libération massive d'eau aboutissant à la formation des terrains chaotiques et des chenaux de débâcle. Nous proposons que ces objets résultent de la convection d'argiles. Cette hypothèse originale est corroborée par les détections de phyllosilicates (données CRISM et OMEGA).

MOTS-CLES :

Mars, Cerberus Fossae, Arsia Mons, convection, thermique, fluides, air, aérothermalisme, phyllosilicates, terrains chaotiques, chenaux de débâcle, rhéologie, argiles.

DISCIPLINE ADMINISTRATIVE

Planétologie

INTITULE ET ADRESSE DE L'U.F.R OU DU LABORATOIRE :

Institut de Recherche en Astrophysique et Planétologie

UMR 5277 – Observatoire Midi-Pyrénées

14 avenue Edouard Belin

31400 TOULOUSE

France