



**HAL**  
open science

# Evolution thermique d'un océan de magma primitif en interaction avec l'atmosphère : conditions pour la condensation d'un océan d'eau

Thomas Lebrun

► **To cite this version:**

Thomas Lebrun. Evolution thermique d'un océan de magma primitif en interaction avec l'atmosphère : conditions pour la condensation d'un océan d'eau. Sciences de la Terre. Université Paris Sud - Paris XI, 2013. Français. NNT : 2013PA112285 . tel-00931698

**HAL Id: tel-00931698**

**<https://theses.hal.science/tel-00931698>**

Submitted on 15 Jan 2014

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

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

UNIVERSITÉ PARIS-SUD  
ÉCOLE DOCTORALE MIPEGE  
SCIENCES DE LA TERRE

# THÈSE

pour obtenir le titre de

**Docteur en Sciences**

de l'Université de Paris-Sud

**Mention : Planétologie**

Présentée et soutenue par

Thomas **LEBRUN**

## Évolution thermique d'un océan de magma primitif en interaction avec l'atmosphère : conditions pour la condensation d'un océan d'eau

Thèse dirigée par **Éric CHASSEFIÈRE**  
et **Hélène MASSOL**

préparée au laboratoire **IDES**

soutenue le 4 décembre 2013 devant le jury composé de :

**Président** : Mr **QUIDELLEUR** Xavier, Professeur, **IDES**, Université Paris XI

**Rapporteur** : Mr **TACKLEY** Paul, Professeur, **ETH**, Zurich

**Rapporteur** : Mme **DEBAILLE** Vinciane, Chercheur, Université de Bruxelles

**Examineur** : Mr **LABROSSE** Stéphane, Professeur, **ENS**, Lyon

**Examineur** : Mr **CHASSEFIÈRE** Éric, Directeur de recherche, **IDES**, **CNRS**

**Examineur** : Mme **MASSOL** Hélène, Maître de conférence, **IDES**,

Université Paris XI



*À ma famille*



## Remerciements

Je tiens tout d'abord à remercier mon encadrante de thèse Hélène Massol sans qui cette thèse n'aurait pu aboutir. Malgré de nombreux points de discordes et une relation assez tendue et froide, elle m'a permis d'acquérir de nombreuses compétences tant scientifiques qu'informatiques. Mon plus grand regret est qu'elle n'ait pas réussi à m'insuffler l'envie de continuer en recherche, bien au contraire, mais peut-être n'étais-je tout simplement pas fait pour la recherche. Je veux aussi remercier mon directeur de thèse Eric Chassefière qui, même s'il n'a pas été très souvent présent au cours de ces trois années de recherche, m'a tout de même apporté de bon conseils.

Je veux aussi remercier tous les collaborateurs qui ont contribué à l'avancement de mes recherches. Tout d'abord Anne Davaille, qui m'a apporté une grande aide dans la construction du modèle d'océan de magma. Ses conseils m'ont permis d'avancer plus vite dans la construction du modèle et je peux dire que sans son aide ma thèse n'aurait sans doute pas été aussi loin. Emmanuel Marcq sans qui nous n'aurions jamais pu coupler un modèle atmosphérique aussi développé avec le modèle d'océan de magma. Je tiens donc à lui dire un grand merci pour sa précieuse collaboration et pour son travail. J'espère qu'il continuera à améliorer son modèle atmosphérique car je pense que son couplage avec un modèle d'océan de magma est prometteur. François Leblanc, qui nous a permis de coupler l'échappement hydrodynamique avec le modèle d'océan de magma. Ce couplage ayant été fait peu de temps avant la fin de ma thèse, nous n'avons pas pu l'exploiter complètement mais j'espère qu'il continuera car je pense que les résultats que peut fournir ce couplage sont très intéressants et pourraient être très utiles pour la recherche. Phillippe Sarda, pour son aide sur la partie géochimique et pétrologique du modèle d'océan de magma. Je veux aussi le remercier tout spécialement pour son aide en anglais car il a pris le temps de corriger mes fautes sur mes présentations orales et notre article. Enfin, Geneviève Brandeis, pour ses conseils et ses idées sur le modèle d'océan de magma.

Je veux aussi remercier Vinciane Debaille et Paul Tackley pour avoir accepté de rapporter mon travail. Merci aussi à Stéphane Labrosse pour avoir accepté d'examiner ma thèse ainsi que pour ses corrections et à Xavier Quidelleur pour avoir également présidé le jury.

Je veux également remercier mes collègues d'équipe François Costard, Julien Gargani, Frédéric Schmidt, Sylvain Bouley pour leur aide en particulier lors de mes entraînements oraux. Merci aussi à Chiara Marmo pour son aide et ses précieux conseils en informatique car programmer n'est pas chose aisée. Et aussi un grand

merci à Laure Dupeyrat pour sa présence, ses conseils et ses encouragements lors de ma thèse. Nos discussions m'ont aussi vraiment permis de décompresser. Je pense que sans elle l'ambiance dans notre bâtiment aurait été tout autre. Je veux aussi remercier mes camarades thésards Jennifer, François et aussi Gwénaél pour leur soutien, leur présence. Je veux aussi remercier la secrétaire de l'école doctorale Kim qui s'est occupée de toutes les démarches administratives pour ma soutenance.

Enfin, et non pas des moindres, un très grand merci aux membres de ma famille. Si la convenance veut qu'on les remercie à la fin, j'estime malgré tout qu'ils sont aussi très importants car sans soutien moral, une thèse ne peut être achevée. Un grand merci donc à ma cousine Marion, ma tante Arlette, mes parents et surtout à ma femme qui a su m'aider à tenir jusqu'au bout malgré de nombreux moments difficiles.

# Table des matières

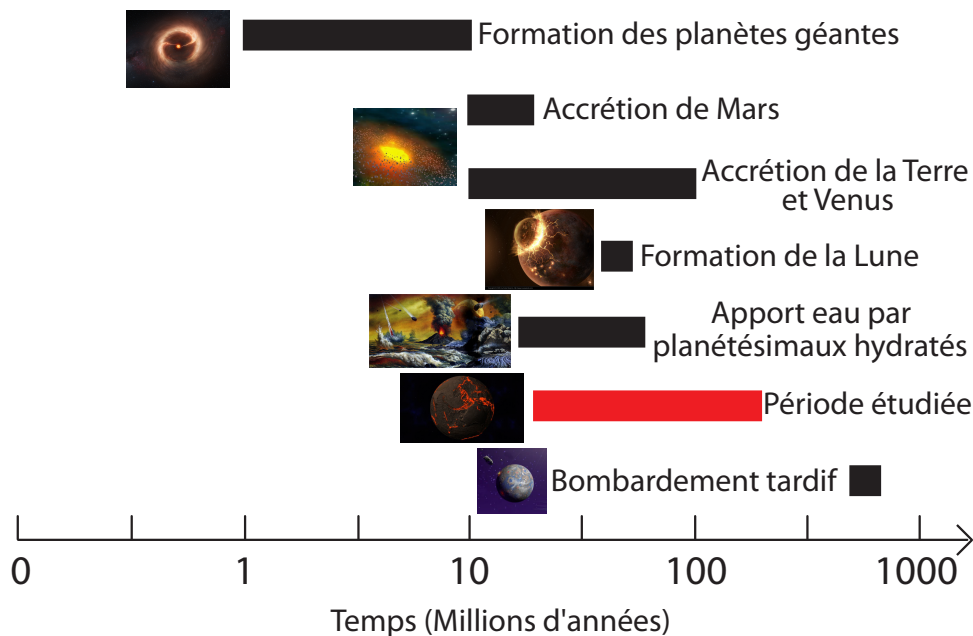
<b>1. Introduction</b>	<b>1</b>
1.1. Conditions d'habitabilité . . . . .	4
1.2. Formation des planètes telluriques . . . . .	9
1.2.1. Formation des planétésimaux . . . . .	10
1.2.2. Les embryons planétaires . . . . .	11
1.2.3. Les planètes terrestres . . . . .	12
1.2.4. Contraintes sur les contenus en volatils . . . . .	15
1.3. Contraintes actuelles sur l'histoire primitive des planètes telluriques :	
Mars, Terre et Vénus . . . . .	18
1.3.1. Vénus . . . . .	18
1.3.2. La Terre . . . . .	21
1.3.3. Mars . . . . .	23
<b>2. Les océans de magma</b>	<b>27</b>
2.1. Qu'est-ce qu'un océan de magma? . . . . .	27
2.2. Paramètres contrôlant l'évolution thermique : modèles antérieurs . . . . .	33
2.2.1. Modèles d'évolution thermique . . . . .	34
2.2.2. Échange de volatils . . . . .	36
2.2.3. Couplage avec l'atmosphère . . . . .	38
<b>3. Modèle numérique</b>	<b>41</b>
3.1. L'atmosphère . . . . .	41
3.2. L'océan de magma . . . . .	42
3.2.1. Etat initial . . . . .	42
3.2.2. Refroidissement convectif . . . . .	43
3.2.3. Les échanges de volatils . . . . .	52
3.3. Le couplage atmosphère-océan de magma . . . . .	54
<b>4. Résultats</b>	<b>57</b>
4.1. Influence d'une atmosphère primitive massive . . . . .	57
4.2. Influence des volatils $H_2O$ et $CO_2$ . . . . .	62
4.2.1. Fractions massiques initiales de volatils . . . . .	62
4.2.2. Les courbes du liquidus-solidus . . . . .	66
4.2.3. Profondeur initiale de l'océan de magma . . . . .	68
4.3. Influence du taux de production de chaleur radiogénique . . . . .	68
4.4. Influence de la distance au soleil, comparaison entre la Terre, Venus et Mars . . . . .	70



4.5. Discussion . . . . .	77
4.6. Conclusion . . . . .	83
<b>5. Perspectives</b>	<b>87</b>
5.1. Impacts de planétésimaux . . . . .	87
5.1.1. Flux d'impacts continus . . . . .	87
5.2. Echappement hydrodynamique . . . . .	93
5.3. Comparatif avec le modèle gris . . . . .	98
<b>6. Conclusion générale</b>	<b>101</b>
<b>A. Profils de température</b>	<b>103</b>
<b>Bibliographie</b>	<b>107</b>
<b>Résumé</b>	<b>123</b>
<b>Abstract</b>	<b>125</b>

# 1. Introduction

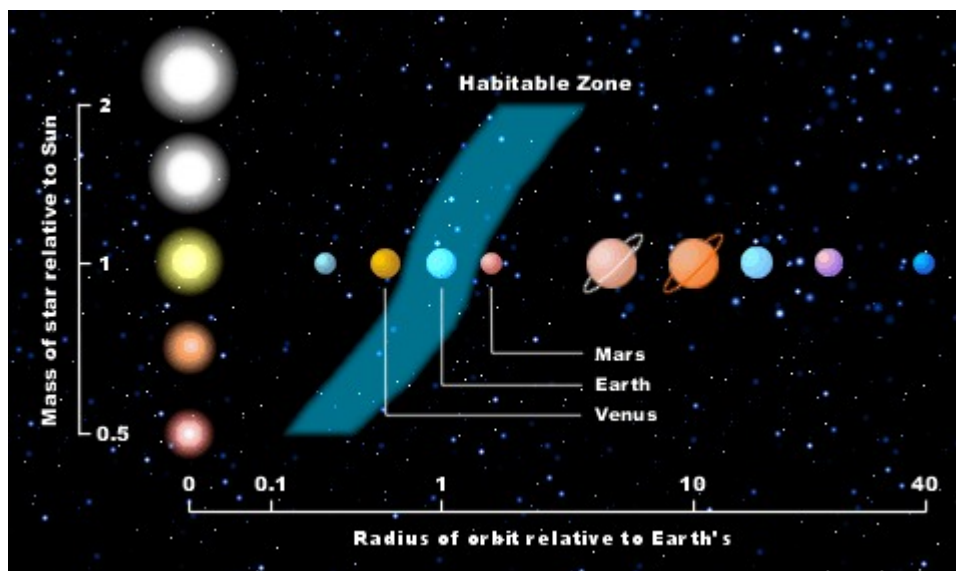
Cette thèse va s'intéresser à la période charnière qui s'étend de la fin de l'accrétion aux premiers âges des planètes telluriques. Cette période joue, en effet, un rôle essentiel dans l'évolution d'une planète car elle va déterminer son devenir et en particulier si les conditions sont favorables à l'apparition de la vie. La figure 1.1 replace la période concernée par notre étude sur l'échelle des temps de la formation du système solaire.



**Figure 1.1.:** *Echelle temporelle de la formation des planètes du système solaire d'après [Chambers, 2005]. Toutes ces périodes ne sont qu'indicatives et en particulier celle de l'apport d'eau sur les planètes telluriques. Les différentes hypothèses concernant les sources de provenance possibles de l'eau sont détaillées dans les sections suivantes*

La recherche de formes de vie sur les autres planètes et plus généralement dans l'univers est une quête passionnante qui a motivé de nombreuses études au cours des dernières décennies (e.g. [Huang, 1959, 1960; Dole, 1964; Shkouvskii and Sagan, 1966; Hart, 1978, 1979; Kasting et al., 1993; Zahnle et al., 2007; Lammer et al., 2009; Javaux and Dehant, 2010; Dehant et al., 2012]). C'est dans ce but que

différents critères ont été établis pour déterminer la zone dans laquelle une planète est susceptible d'abriter la vie. Par définition (e.g. [Huang, 1959, 1960; Rasool and de Bergh, 1970; Hart, 1978, 1979; Kasting et al., 1993; Javaux and Dehant, 2010]), cette zone, appelée par les astronomes la zone habitable (HZ), est la région dans un système stellaire, centrée sur une étoile, où une planète semblable à la Terre (dans les mêmes conditions de pression atmosphérique) peut maintenir l'eau liquide à sa surface et donc abriter une vie de type terrestre (à base de carbone). Ces conditions vont dépendre de la température de surface de la planète, qui dépend elle-même de la distance à l'étoile mère [Kasting et al., 1993]. La figure 1.2 montre la HZ définie classiquement pour différentes masses / luminosités de l'étoile pour les planètes de notre système solaire. On constate qu'aujourd'hui, la HZ commence juste à l'extérieur de l'orbite de Vénus (à 0.8-0.9 UA) et se termine juste à l'intérieur de l'orbite de Mars (à 1.3-1.4 UA), de sorte que seule la Terre s'y situe.



**Figure 1.2.:** Schéma de la zone d'habitabilité appliquée à notre système solaire [http://www.astrobio.net]

Avant de définir de manière plus précise les conditions d'habitabilité, observons déjà certains corps de notre système solaire qui, bien qu'extérieurs à la zone d'habitabilité, possèdent des traces d'écoulement d'eau liquide. Des images de la surface de Mars montrent que les conditions primitives régnant sur Mars ont dû être différentes de ce qu'elles sont aujourd'hui, en apportant des preuves évidentes que de l'eau liquide s'est écoulée sur cette planète (e.g. [Carr, 1996; Craddock and Howard, 2002; Poulet et al., 2005]). En effet, la présence de nombreuses morphologies témoignant d'écoulements anciens à la surface de Mars comme les réseaux de vallée ou les vallées de débâcle, témoignent de conditions plus chaudes et plus humides sur Mars au cours du Noachien [Zolotov, 2007]. Les réseaux de

vallées, contrairement aux vallées de débâcle, sont plus petits en taille et présentent une grande variété de morphologies. Plus de 1000 réseaux de vallées individuels ont été observés sur Mars, et leur similitude avec les réseaux dendritiques terrestres implique qu'ils ont été formés par l'eau [Helbert and Hauber, 2007]. Ils sont la preuve la plus frappante que l'eau a déjà coulé sur la surface martienne. Presque tous les réseaux de vallées sont situés dans les hautes terres de l'hémisphère sud très cratérisées, ce qui conduit à l'hypothèse selon laquelle ils ont été formés tôt dans l'histoire martienne [Helbert and Hauber, 2007; Werner, 2008; Carr and Head, 2010; Fassett and Head, 2011]. Les vallées de débâcle sont les exemples les plus spectaculaires des morphologies de la surface martienne dues au pouvoir érosif de l'eau. Leurs dimensions sont beaucoup plus grandes que celles des autres reliefs fluviaux sur Mars comme les réseaux de vallées. Les vallées de débâcle les plus grandes peuvent atteindre des longueurs de plusieurs milliers de kilomètres, des largeurs de dizaines à des centaines de kilomètres, et des profondeurs de plus de 1 km [Helbert and Hauber, 2007]. Elles se sont formées épisodiquement, en plusieurs étapes, sur une partie importante de l'histoire géologique de Mars, à partir de la fin du Noachien [Helbert and Hauber, 2007]. L'activité principale semble s'être déroulée durant la période de l'Hesperien et de manière plus discontinue durant la période de l'Amazonien [Clifford and Parker, 2001; Neukum and Hiller, 1981; Scott and Tanaka, 1986; Greeley and Guest, 1987; Lanz, 2004; Werner, 2006]. Les vallées de débâcle constituent des témoins importants d'au moins deux aspects de l'histoire martienne : premièrement, leurs tailles gigantesques par rapport à leurs équivalents terrestres indiquent clairement que de grandes quantités d'eau liquide ou de glace d'eau ont déjà été actives à la surface de Mars [Helbert and Hauber, 2007; Costard et al., 1999]. Deuxièmement, elles auraient constitué les voies les plus évidentes de l'eau qui a pu remplir les basses terres du nord pour former un ancien océan martien [Baker et al., 1991; Helbert and Hauber, 2007]. Tous ces éléments mettent en lumière le fait qu'une planète pourrait être habitable seulement pendant une fraction de son évolution. La planète Mars a peut-être été habitable à ses débuts, comme la géomorphologie et la minéralogie semblent le suggérer [Bibring et al., 2005, 2006]. Mais très tôt (il y a environ 4 Ga), Mars a perdu sa magnétosphère et une partie de son atmosphère, empêchant ainsi la présence d'eau liquide à la surface de la planète [Javaux and Dehant, 2010]. Actuellement, la Terre est habitable (et habitée), mais il n'en sera pas toujours ainsi car lorsque le Soleil évoluera vers une géante rouge la Terre ne sera plus dans la zone habitable.

D'autre part, des résultats récents (e.g. [Schubert et al., 2004; Lammer et al., 2009; Javaux and Dehant, 2010]) semblent indiquer que certains satellites des planètes géantes (Europa, Ganymède, Callisto, Encelade, Titan) pourraient être habitable sur une portion de leurs intérieurs, même s'ils sont en dehors de la zone d'habitabilité. En effet, sur certains grands satellites de géantes gazeuses situées sur des orbites au-delà de la "snow line" (distance au soleil limite au delà de laquelle l'eau est sous forme de glace) comme Ganymède, Callisto, Encelade, Titan et Europa, la présence d'océans d'eau en leurs seins est avérée.

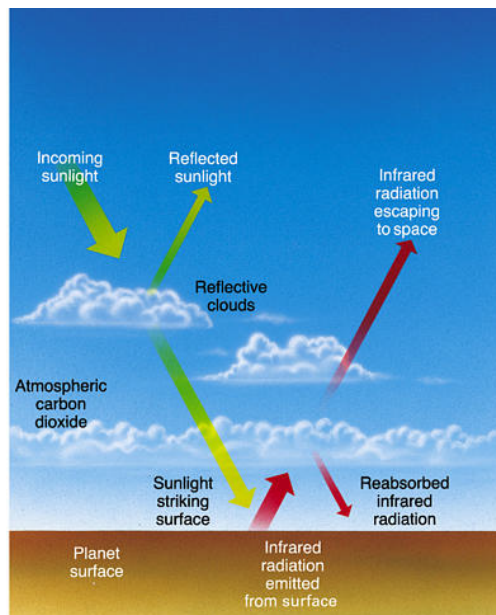
La plus grande de ces lunes glacées est composée de près de 45 wt% d'eau et la plus petite d'environ 10 wt% d'eau [Lammer et al., 2009]. Une grande partie de cette eau est susceptible de former un océan de subsurface piégé sous une épaisse couche de glace [Schubert et al., 2004; Lammer et al., 2009] (de 100 km d'épaisseur pour Europa à 600 km d'épaisseur pour Ganymède, Callisto et Titan [Lammer et al., 2009]). Sur Europa, il pourrait être très proche de la surface (1-2 km) ou beaucoup plus profond (20 km ou plus) [Lammer et al., 2009]. De plus, l'océan pourrait également être en contact avec la lithosphère et, associé au chauffage par effet de marée, provoquant une activité volcanique fournissant de l'énergie et des nutriments [Javaux and Dehant, 2010], on pourrait alors imaginer la présence de sources hydrothermales comme sur Terre, ce qui permettrait le développement de micro-organismes. Inversement, la Lune qui est pourtant dans la zone d'habitabilité, n'est pas habitable et ne l'a probablement jamais été car elle est dénuée d'atmosphère. Ces exemples montrent que la prise en compte de la seule distance à l'étoile ne suffit pas pour savoir si une planète peut abriter la vie.

Le but de cette thèse est de coupler un modèle interne d'océan de magma avec un modèle récent d'atmosphère dense incluant un traitement nouveau du transfert radiatif. Ceci afin de tester la possibilité ou non de condenser la vapeur d'eau en surface après une phase d'océan de magma. Cette phase peut être unique, après un très gros impact, ou séquentielle, correspondant à plusieurs impacts majeurs. C'est pourquoi il est intéressant de replacer mes travaux dans le cadre des critères d'habitabilité à l'établissement desquels ce travail pourra sans doute contribuer. C'est ce qui est présenté dans la partie introductive qui suit.

## 1.1. Conditions d'habitabilité

L'habitabilité telle que définie ci-dessus implique l'existence d'eau liquide sur une planète semblable à la Terre et dépend donc de l'intensité du rayonnement de l'étoile mère (liée au type de l'étoile, sa grandeur et sa masse) et de la distance de la planète à l'étoile mère qui conditionne sa température de surface [Javaux and Dehant, 2010]. Cela a été reconnu il y a longtemps, mais ce n'est que dans les dernières décennies, lorsque les exo planètes ont été découvertes, que les astronomes ont commencé à définir les HZs. Le concept de HZ a été introduit par Huang [1959, 1960] et a été affiné par Dole [1964], Shklovskii and Sagan [1966], et Hart [1979] qui ont pris en compte la masse planétaire, la rotation, l'obliquité, les variations d'insolation, la dynamique atmosphérique (par exemple, la convection et les nuages) et les processus de transfert de rayonnement. Les limites de la zone varient également temporellement avec l'évolution de l'émission de l'étoile mère. Ainsi, la HZ a été présentée comme une zone qui reste habitable autour d'une étoile pendant une période de temps donnée [Hart, 1978]. La limite interne de la HZ est définie comme étant la distance à l'étoile mère en deçà de laquelle l'effet de serre divergent vaporise la totalité de l'eau présente dans l'océan et induit en conséquence la pho-

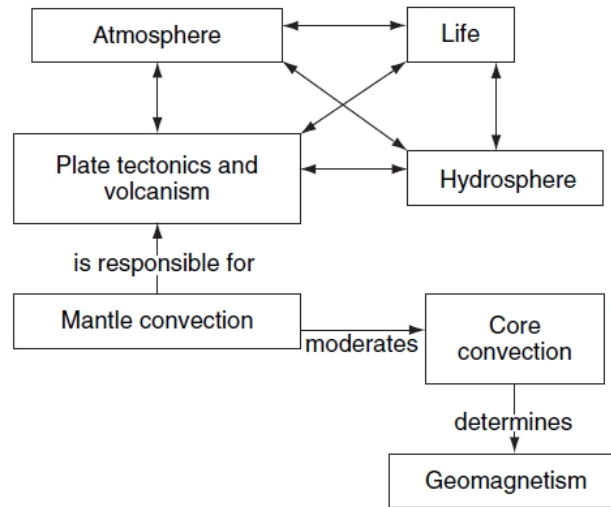
la dissociation de la vapeur d'eau et la perte de l'hydrogène vers l'espace [McKay and Stoker, 1989; Kulikov et al., 2007; Lammer et al., 2008; Tian et al., 2008]. La limite externe de la HZ est définie comme étant la distance à l'étoile mère au delà de laquelle l'effet de serre ne parvient pas à maintenir la température de surface de la planète au-dessus du point de congélation [Kasting et al., 1993]. L'effet de serre est causé par des composés qui absorbent très efficacement le rayonnement dans l'infrarouge, mais pas dans le visible. En effet, lorsque le rayonnement solaire atteint l'atmosphère ou la surface d'une planète, une partie est directement réfléchi et renvoyée vers l'espace. Cette réflexion du rayonnement solaire dépend de l'albédo de la surface réfléchissante. Plus cette surface est claire, plus son albédo est élevé et la part du rayonnement solaire réfléchi en surface importante. Ainsi, les nuages blancs et les surfaces claires d'une planète (comme les régions polaires sur Terre) sont les principaux responsables de la réflexion partielle du rayonnement solaire. Le reste du rayonnement solaire est absorbé par la surface planétaire (dans des régions où l'albédo est faible). Ce rayonnement absorbé apporte de l'énergie sous forme de chaleur à la planète, qu'elle réémet sous la forme de rayonnement infrarouge vers l'atmosphère : c'est un rayonnement de type corps noir. Une partie de ce rayonnement infrarouge est absorbée par les gaz à effet de serre de l'atmosphère (principalement  $H_2O$ ,  $CO_2$  et  $CH_4$ ), tandis que l'autre partie est émise vers l'espace. Selon leurs quantités présentes dans l'atmosphère, les gaz à effet de serre vont réémettre une partie plus ou moins significative de ce rayonnement infrarouge vers la surface, le reste étant réémis vers l'espace. La figure 1.3 résume schématiquement ce mécanisme.



**Figure 1.3.:** Schéma de l'effet de serre sur une planète de type terrestre [http://www.odysseespace.fr]

Le dioxyde de carbone ( $CO_2$ ), le méthane ( $CH_4$ ) et l'eau ( $H_2O$ ) sont les principaux gaz à effet de serre sur Terre. Ils augmentent en moyenne la température de la surface de la Terre de  $15^\circ C$ , la maintenant au-dessus du point de congélation. Une planète doit donc contenir assez de volatils au cours de sa formation pour avoir une atmosphère et d'autre part, être suffisamment massive pour que cette atmosphère ne se dissipe pas par échappement [Lammer *et al.*, 2009]. La quantité initiale de volatils accumulée par une planète au cours de son accréation ainsi que sa masse finale sont donc des critères supplémentaires nécessaires au développement de la vie.

L'eau et le dioxyde de carbone jouent également sur les propriétés mécaniques de la lithosphère, permettant la mise en place de mécanismes de subduction et participent donc au démarrage de la tectonique des plaques [Javaux and Dehant, 2010]. La présence d'eau liquide sur Terre est probablement une condition nécessaire à l'apparition et au maintien de la tectonique des plaques. Le dégazage par le volcanisme du  $CO_2$  subducté entretient probablement un certain effet de serre qui maintient la température de surface suffisamment élevée pour que l'eau reste liquide, et donc contribue aux conditions favorables au régime de tectonique des plaques [Bercovici, 2007] (voir Fig. 1.4). Ainsi, la tectonique des plaques joue également un rôle dans le maintien de la température de surface de la Terre à une valeur permettant la présence d'eau liquide (inférieure à 647 K) et donc à la tectonique des plaques de persister [Ward and Brownlee, 2000]. La présence de volatils dans le manteau affecte la circulation convective et donc à la fois l'évolution thermique et chimique du manteau. Ceci est dû principalement aux effets induits par l'eau sur la rhéologie du manteau (ce qui tend à rendre les roches plus ductiles), ainsi qu'à faciliter la fusion partielle et donc le fractionnement chimique et isotopique [Bercovici, 2007]. La tectonique des plaques permet également de favoriser les échanges de volatils entre le manteau et l'atmosphère, contrôlant ainsi l'évolution de l'atmosphère et éventuellement des océans, à la fois du point de vue de leur taille (ou de masse) de leur composition (les différents volatils sont susceptibles d'être entraînés et stockés différemment) [Bercovici, 2007]. Toutes ces interactions entre les différents réservoirs (noyau, manteau, croûte et atmosphère) sont schématisées sur la figure 1.4.



**Figure 1.4.:** Schéma simplifié des processus géodynamiques de la Terre d'après [Stevenson, 2007]

Actuellement, sur Terre, les échanges de volatils entre le manteau et l'atmosphère se font principalement au niveau des zones de subduction [Peacock, 1990; Hirschmann, 2006]. Le stockage des volatils dans le manteau est l'objet de nombreux débats. Bien que les roches solides ne puissent pas contenir des volatils en grandes concentrations, la masse du manteau est si grande qu'il pourrait éventuellement contenir plusieurs dizaines de fois la masse océanique [Bercovici, 2007]. Les volatils ont tendance à réduire la viscosité du manteau et améliorer l'efficacité de la convection, mais le fait de faciliter la dissolution ou le dégazage de l'eau n'est pas entièrement avéré et des modèles similaires peuvent conduire à des conclusions différentes [Bercovici, 2007; Bercovici and Ricard, 2012]. La tectonique des plaques est un style de convection, et il est difficile de définir quand la tectonique des plaques modernes a commencé. Plusieurs preuves semblent suggérer que ce processus était actif très tôt dans l'histoire de la Terre [Martin et al., 2006b; Shirey et al., 2008]. Cependant, des études récentes semblent montrer que la mise en place de la tectonique des plaques pourrait s'être effectuée plus récemment, il y a environ 3 Ga, ou même plus récemment encore [Shirey and Richardson, 2011; Stern, 2008]. A cause des processus de recyclage de la croûte terrestre, nous ne pouvons plus observer de traces de la croûte originelle de la Terre [Sleep, 2007]. Cependant, des cristaux de zircon détritiques de quartzites de l'Archéen et du Protérozoïque en Australie (e.g : [Cavosie et al., 2004; Dunn et al., 2005]) datés à 4,4 Ga, contiennent des éléments rares, des signatures d'Hafnium (Hf) isotopiques et des inclusions minérales indiquant leur cristallisation dans des roches granitiques et donc la présence d'une croûte continentale [Martin et al., 2006a]. Les études isotopiques de zircons datant de 4,01 à 4,37 Ga fournissent la preuve d'une ancienne séparation de l'élément Lu parent de l'élément Hf fille à l'intérieur



de la Terre. Quelques millions d'années après l'impact formant la lune, une croûte de type continental avec un rapport Lu / Hf élevé aurait couvert une partie de la surface de la Terre [Harrison *et al.*, 2005]. Son complément à petit rapport Lu/Hf appauvri représente un réservoir mantellique significatif. Ces données impliquent une certaine forme d'overtorn crustale analogue à la subduction moderne [Sleep, 2007]. On n'observe également aucune preuve indiquant que la Terre ait été une planète monoplaque comme Mars. Selon Sleep [2007], sur Terre, il y aurait tout d'abord eu un océan magmatique "mush" (proche de la solidification) avec des régions étendues de croûte continentale et une lithosphère, puis la mise en place d'une tectonique des plaques avec une lithosphère solide au-dessus d'un manteau solide. Il suppose que la transition entre ces deux modes peut avoir été progressive et avoir commencé de manière régionale. De plus, Sleep [2007] suppose également que cette transition a pu être prolongée dans le temps et que par conséquent divers aspects de la tectonique des plaques modernes ont pu commencé à se mettre en place à des moments différents.

L'effet dynamo dans une planète terrestre dépend de l'efficacité de la convection dans le manteau, de la composition du noyau, et des diagrammes de phase associés [Spohn, 2007]. La tectonique des plaques est très efficace pour refroidir l'intérieur profond de la planète. En effet, les plaques froides et denses "coulent" à travers le manteau, ce qui refroidit efficacement le manteau profond et le noyau. Il est donc concevable que le noyau de la Terre ait été refroidi à une température inférieure au liquidus de son noyau [Spohn, 2007]. Ce mécanisme de refroidissement efficace ne semble pas avoir existé sur Vénus. En effet, Vénus semble plutôt avoir connu un refroidissement par convection sous une plaque stagnante (stagnant lid) [Spohn, 2007]. Par conséquent, le flux de chaleur à l'interface noyau-manteau est sous-critique et au cours de l'évolution de la planète le noyau n'a pas été suffisamment refroidi pour atteindre les températures du liquidus [Spohn, 2007]. De ce fait, avec le déclin général de l'efficacité de la convection du manteau, le noyau s'est stratifié de manière stable, et une possible dynamo précoce a cessé d'opérer [Spohn, 2007]. Un scénario similaire est probable pour Mars. Une tectonique des plaques précoce peut avoir contribué à générer un champ magnétique précoce qui a depuis longtemps disparu, mais qui est enregistré dans des régions magnétisées rémanentes de la croûte [Breuer and Moore, 2007]. L'atmosphère produite par le dégazage des volatils du manteau est protégée du vent solaire par le champ magnétique. En effet, au cours de l'évolution d'une planète, tout ou partie de son atmosphère peut s'échapper vers l'espace par un processus d'érosion généré par le vent solaire. Ce dernier est suffisamment puissant pour arracher des atomes légers comme l'hydrogène à l'atmosphère d'une planète. Les impacts météoritiques peuvent également jouer un rôle important dans la perte et/ou l'accroissement de l'atmosphère [Pham *et al.*, 2009b]. En effet, la puissance d'un impact important altère l'atmosphère. Plus l'impact est important et plus la planète perd d'atmosphère. Le taux de perte de volatils atmosphériques par ces processus va également dépendre de la force de gravité, et donc aussi de la taille de la planète. En effet,

plus la gravité sera faible (et donc la planète petite), plus la planète aura des difficultés à retenir ses volatils atmosphériques, comme ce fut certainement le cas sur Mars. Le champ magnétique représente alors un autre critère d’habitabilité lié à l’importance de la présence d’une atmosphère et plus particulièrement d’une hydrosphère pour l’apparition et le développement de la vie. La rotation planétaire peut également être un critère pertinent pour l’habitabilité car dans certains modèles, elle influe sur la génération d’un champ magnétique (il faut un taux de rotation minimal pour générer un champ magnétique) et affecte la variation de température jour-nuit [*Javaux and Dehant, 2010*].

En résumé, le concept d’habitabilité tient compte de nombreux autres facteurs que simplement la distance planète-étoile. Ces facteurs comprennent la rotation planétaire, avec des conséquences sur le climat et la génération d’un champ magnétique, les relations entre la planète et l’atmosphère, le rôle des volatils dans l’atmosphère et la tectonique des plaques. Ils ont donc des répercussions sur l’apparition de la vie et son évolution.

Dans notre système solaire, seule la Terre répond à ces critères et abrite la vie. Alors que Venus possède des caractéristiques géométriques quasi-identiques à celles de la Terre, et que Mars a eu très certainement de l’eau liquide à sa surface peu après sa formation, pourquoi la Terre est-elle la seule planète tellurique à contenir de l’eau liquide en abondance ? Pour tenter d’apporter des éléments de réponse à cette question, il est nécessaire d’établir un état des lieux des connaissances actuelles concernant les conditions initiales (e.g : rayon, masse, volatils, dynamique de la convection, composition chimique) lors de la formation des planètes.

## 1.2. Formation des planètes telluriques

La compréhension de la formation des planètes telluriques est un préalable important dans la cadre de cette thèse, puisqu’elle permet, à la fois de situer l’étude dans le contexte de l’accrétion planétaire, mais aussi de mieux cerner les contraintes physico-chimiques liées à la formation des planètes.

La formation de notre soleil a eu lieu il y a environ 4.6 Ga lors de l’effondrement sur lui-même d’une partie du nuage protosolaire. Très vite, un disque protoplanétaire s’est formé autour de la toute jeune étoile où les grains de poussières se sont regroupés. Au cours du temps, les grains de poussière se sont agglomérés par des mécanismes encore peu connus, jusqu’à atteindre une taille de l’ordre du kilomètre pour former des planétésimaux. Par la suite, l’attraction gravitationnelle entre les planétésimaux a entraîné des collisions entre eux générant une nouvelle dynamique d’accrétion. Certains planétésimaux ont alors grossi jusqu’à une taille de plusieurs centaines de kilomètres pour former des embryons planétaires. Cette phase est appelée la phase “Runaway growth”. Enfin, lorsque les masses des embryons planétaires sont devenues importantes et que les perturbations qu’ils génèrent ont commencé à gouverner la dynamique d’accrétion, les planétésimaux restant n’ont quasiment plus participé qu’à l’accroissement des embryons planétaires jusqu’à une taille de

plusieurs milliers de kilomètres pour former une planète. Cette phase est appelée la phase “Oligarchic growth”.

De manière synthétique, l’accrétion des planètes telluriques s’effectue en trois étapes : (i) formation de planétésimaux, puis (ii) formation d’embryons planétaires et enfin (iii) formation des planètes.

L’apport de l’eau sur les planètes telluriques est un sujet encore débattu aujourd’hui. Il existe différentes sources possibles telles que l’origine nébulaire, le bombardement cométaire ou encore l’accrétion de planétésimaux provenant du système solaire extérieur [Ikoma and Genda, 2006; Delsemme, 1992, 1999; Morbidelli et al., 2000; Raymond et al., 2004, 2005, 2006, 2007; O’Brien et al., 2006; Lunine et al., 2007]. Il semblerait cependant que l’eau ait été apportée sur les planètes telluriques en grande partie au cours de leur accrétion [O’Brien et al., 2010; Morbidelli et al., 2012] (Voir Fig. 1.1).

La période traitée dans cette thèse se situe vers la fin de l’accrétion des planètes, lors de la phase “Oligarchic growth”. Bien que les deux premières étapes ne soient pas incluses dans la période de temps étudiée dans cette thèse, elles restent cependant importante pour introduire et comprendre la formation des planètes telluriques. En effet, les caractéristiques physiques et surtout chimiques des planètes telluriques (en particuliers leur composition en eau) sont déterminées principalement lors de ces deux premières étapes. Les sections qui suivent s’appuient fortement sur les travaux effectués par Morbidelli et al. [2012] sur la dynamique d’accrétion des planètes telluriques du système solaire.

### 1.2.1. Formation des planétésimaux

A l’origine, à la place de ce qui deviendra le système solaire, il y a un nuage protosolaire constitué de gaz et de poussières. Au cours du temps, des instabilités gravitationnelles s’y développent localement, entraînant l’effondrement partiel de ce nuage sur lui-même et la formation d’une étoile, ici notre soleil. A la suite de cet effondrement un disque proto-planétaire se forme autour de la toute jeune étoile dû à la conservation du moment angulaire de la matière qui le constitue (e.g. [McCaughrean and O’dell, 1996; Kenyon and Hartmann, 1995]). Dans ce disque, les grains de poussière sédimentent en une couche fine au niveau du plan médian du disque [Weidenschilling, 1980]. Le passage de ces grains de poussière à des planétésimaux de taille kilométrique reste mal connu. En effet, on pourrait penser que le fait de se concentrer vers le plan médian collerait les grains entre eux pour former des objets de plus en plus grands à travers un processus d’accroissement ordonné. Mais les particules de taille centimétrique sont trop petites pour entrer en collision entre elles par gravitation et trop grosses pour se coller ensemble à travers des forces électrostatiques. De plus les grains sont entraînés vers l’étoile par le gaz [Weidenschilling, 1977]. Leur vitesse de dérive, qui dépend de leur taille, serait si grande (plusieurs cm/s) que les collisions entre des particules de tailles différentes ne les agglomérerait pas mais les briserait [Wettlaufer, 2010]. Une alternative au processus d’accroissement ordonné est la formation de planétésimaux

due à la gravité collective des essaims de particules de poussière concentrés dans certaines zones tourbillonnaires [Johansen et al., 2007; Cuzzi et al., 2008]. Ces modèles “gravitoturbulent” [Morbidelli et al., 2012] peuvent expliquer la formation de planétésimaux de taille d’environ 100 km ou plus sans avoir à passer par des tailles intermédiaire, contournant ainsi le problème énoncé précédemment. La distribution en taille des objets dans la ceinture astéroïdale et de Kuiper, dont la plupart de la masse est concentrée dans des objets d’environ 100 km, vient en appui à ce scénario. Bien qu’il reste encore quelques points à éclaircir sur ce sujet, cela fournit malgré tout une première réponse au mystère de la formation des planétésimaux à partir des grains de poussière. Une fois qu’il y a suffisamment de particules concentrées dans une région du disque, le temps de formation des planétésimaux est très court [Johansen et al., 2007; Cuzzi et al., 2008]. Cependant, la formation de ces poches (essaims) de particules concentrées s’effectue de manière sporadique [Cuzzi et al., 2010; Chambers, 2010] et de fait la formation des planétésimaux peut s’étendre sur une longue période.

### 1.2.2. Les embryons planétaires

Une fois que suffisamment de planétésimaux sont présents dans le disque proto-planétaire et que les dynamiques d’accrétion sont dominées par l’effet d’attraction gravitationnelle entre eux, la seconde étape peut commencer. Durant cette phase d’accrétion appelée “Runaway growth”, les gros corps grossissent plus vite que les petits et leur différence de masse augmente. Au début, il n’y a que peu de gros corps et la dynamique d’impact est gouvernée par les petits corps. L’accroissement de la masse d’un corps est la condition pour le “Runaway growth”. Ce dernier s’effectue sur des échelles de temps qui dépendent du temps Képlérien (c’est-à-dire le temps pour que les orbites de deux corps se rencontrent), de la taille des planétésimaux et de la densité locale de matériaux solides disponibles qui déterminera à la fin de cette phase la taille maximale des embryons. Pour une densité locale de matériaux solides disponibles raisonnable, Morbidelli et al. [2012] ont déterminé que ce processus peut former des embryons planétaires dont la masse va de celle de la Lune à celle de Mars, à une distance au soleil de 1 UA et sont séparés entre eux par une distance d’environ 0.01 UA, en 100 000 ans à 1 Ma.

Le “Runaway growth” s’achève lorsque les masses des gros corps deviennent importantes [Ida and Makino, 1993] et les perturbations générées par les gros corps commencent à gouverner la dynamique d’accrétion [Morbidelli et al., 2012]. A ce stade les petits corps restants ne collisionnent plus que très rarement entre eux et participent plutôt à l’accroissement des embryons planétaires : on appelle cela la phase “Oligarchic growth” [Kokubo, 1998; Kokubo and Ida, 2000; Chambers, 2006]. En résumé, l’accroissement des planétésimaux en embryons planétaires s’effectue sur un temps très court impliquant de ce fait une dynamique d’impacts rapide et efficace.

### 1.2.3. Les planètes terrestres

Au début de la phase “Oligarchic growth” le système solaire avait la structure suivante :

- Dans la partie interne, un disque de planétésimaux et d’embryons planétaires
- Dans la partie centrale, un système pleinement formé de planètes géantes qui se sont formées rapidement (mécanisme encore peu connu).
- Au-delà de l’orbite de ces dernières, un autre disque de planétésimaux.

Lors de la dissipation du gaz du disque proto-planétaire, les excentricités des planétésimaux et des embryons planétaires se sont accrues rapidement, menant à des intersections entre leurs orbites et donc à des collisions [*Chambers and Wetherill*, 1998]. En effet, le gaz a un effet de stabilisation sur les orbites des planétésimaux et des embryons car il amortit leur excentricité. Mais une fois dissipée, l’excentricité peut prendre des valeurs plus élevées et ainsi augmenter la probabilité de collision entre les corps. Plusieurs simulations numériques ont montré que la dynamique d’évolution est différente entre la région des planètes telluriques et la ceinture d’astéroïdes [*Chambers and Wetherill*, 2001; *Raymond et al.*, 2004, 2005; *O’Brien et al.*, 2006]. En effet, dans la région des planètes terrestres, les perturbations gravitationnelles exercées par Jupiter sont faibles et par conséquent les excentricités des embryons restent petites. Ainsi, les embryons collisionnent entre eux à des vitesses suffisamment faibles pour ne pas s’éjecter mutuellement de leur orbite. En revanche, la ceinture astéroïdale est soumise à de multiples résonances gravitationnelles puissantes exercées par Jupiter et qui déstabilisent de manière importante l’excentricité des objets résonants. Certains de ces objets peuvent alors disparaître, soit en entrant en collision avec le soleil ou Jupiter elle-même, soit en adoptant une excentricité hyperbolique qui les expulse du système solaire. D’autres participeront à l’accrétion des planètes telluriques ou resteront dans la ceinture astéroïdale. Le résultat de cette phase hautement chaotique est l’élimination de tous les embryons originaires de la ceinture astéroïdale et la formation d’un petit nombre de planètes telluriques allant jusqu’à une masse maximale équivalente à celle de la Terre entre 0.5 et 2 UA sur plusieurs dizaines de millions d’années (e.g. [*Chambers and Wetherill*, 2001; *Raymond et al.*, 2004, 2005; *O’Brien et al.*, 2006]). Bien que ces simulations aient réussi à reproduire la formation de la Terre et de Venus, il n’en est pas de même pour Mars. En effet, les simulations montrent que la taille de la planète située à la distance de Mars est toujours trop grosse par rapport à sa taille actuelle [*Wetherill*, 1991; *Chambers*, 2001; *Raymond et al.*, 2009]. De plus, son temps d’accrétion est aussi plus court (quelques millions d’années) que celui des astéroïdes et donc beaucoup plus rapide que pour la Terre [*Dauphas and Pourmand*, 2011]. *Hansen* [2009] a montré que le paramètre clé pour obtenir une petite Mars résidait dans la distribution radiale des matériaux solides dans le disque. En effet, il a montré qu’en l’absence de matériaux

solides au-delà de 1 UA, on obtenait la formation d'une petite Mars avec une grosse Terre quelque soit l'orbite des planètes géantes. Pour expliquer ce phénomène, *Walsh et al.* [2011] ont envisagé le scénario suivant qu'ils ont appelé "The Grand Tack" : premièrement, Jupiter migre vers l'intérieur du système solaire pendant que Saturne continue de grossir. Puis lorsque Saturne atteint une masse proche de celle d'aujourd'hui, elle migre à son tour vers l'intérieur du système solaire. Sa migration étant plus rapide que celle de Jupiter, elle finit par capturer cette dernière dans la résonance 3 :2 (c'est une synchronisation des révolutions autour du soleil des deux planètes par interaction gravitationnelle : lorsque Jupiter effectue 3 révolutions autour du soleil, Saturne en effectue exactement 2) [*Masset and Snellgrove*, 2001; *Pierens and Nelson*, 2008]. Pour finir, les deux planètes migrent vers l'extérieur du système solaire jusqu'à la dissipation totale du gaz du disque. Ainsi, le premier passage de Jupiter vers l'intérieur du système solaire aurait dépeuplé la ceinture astéroïdale. Puis, lors de son deuxième passage, cette fois ci vers l'extérieur du système solaire, une partie de la ceinture se serait recomposée, mais avec des astéroïdes provenant de la région des planètes géantes ou d'au delà. Bien que les preuves de ce scénario ne soient pas établies du fait du manque de connaissance détaillée sur la formation des planètes géantes, il pourrait expliquer pourquoi il peut y avoir une absence totale de matériaux solides au-delà de 1 UA et permettre ainsi la formation d'une petite Mars. Il pourrait également expliquer pourquoi la ceinture astéroïdale est composée de différents types d'astéroïdes et pourquoi les échelles de temps d'accrétion de Mars et des astéroïdes sont comparables. En effet, lors du premier passage de Jupiter, l'éjection des astéroïdes a vidé toute la zone située au-delà de 1 UA. De ce fait, l'absence de matière solide dans cette zone a stoppé l'accrétion de Mars. De plus, le fait qu'une partie de la ceinture se soit recomposée avec des astéroïdes provenant d'entre les planètes géantes ou au delà après le deuxième passage de Jupiter, peut expliquer la provenance de l'eau sur les planètes telluriques. En effet, si les planétésimaux dans le disque interne étaient secs et pauvres en volatils [*Albarède*, 2009], alors l'eau n'a que 3 sources potentielles pour son origine :

### 1- Origine nébulaire [*Ikoma and Genda*, 2006]

La planète aurait capturé une atmosphère riche en hydrogène à partir de l'hydrogène du disque protoplanétaire jusqu'à une masse de  $10^{21}$  kg. Puis l'hydrogène atmosphérique se serait oxydé, peut être par FeO dans l'océan de magma pour produire de l'eau. Cependant, le ratio initial D/H de l'eau serait alors solaire et les échelles de temps correspondant aux observations via l'échappement hydrodynamique seraient trop longues.

### 2- Bombardement cométaire [*Delsemme*, 1992, 1999]

Bien que cette hypothèse ait été longtemps privilégiée par les chercheurs, ces derniers ont cependant soulevé deux problèmes majeurs :

- 1er problème : le rapport D/H de la vapeur d'eau relâchée par les comètes est égal à 2 fois celui observé sur la Terre ( $1.59 \times 10^{-4}$  pour la Terre [*Lecuyer et al.*, 1998])

contre  $2.96 \times 10^{-4}$  en moyenne pour les comètes [*Delsemme, 1992*]) et il n'existe aucun processus terrestre connu qui pourrait diminuer ce ratio originel de l'eau. Néanmoins, de récentes études sembleraient indiquer que des comètes provenant de la ceinture de Kuiper auraient un ratio D/H similaire à celui de la Terre (e.g :  $1.61 \times 10^{-4}$  [*Hartogh et al., 2011*]).

- 2ème problème : la probabilité de collision d'une planète tellurique avec une comète est très petite [*Morbidelli et al., 2000*].

De plus, à partir des mesures du ratio glace/poussière dans les comètes, il a été démontré que moins de la moitié de la masse de la comète est sous forme de glace d'eau. De ce fait, seulement  $2.5 \times 10^{-5}$  masse terrestre serait délivrée par le bombardement cométaire (et en négligeant la perte due à l'impact), soit 10% de l'eau crustale (océan+atmosphère).

3- Accrétion de l'eau provenant de planétésimaux et/ou d'embryons planétaires de la ceinture d'astéroïdes extérieure [*Morbidelli et al., 2000; Raymond et al., 2004, 2005, 2006, 2007; O'Brien et al., 2006; Lunine et al., 2007*].

D'un point de vue isotopique, cette hypothèse serait la plus probable car le ratio moyen D/H de l'eau dans les chondrites carbonées est presque identique à celui de la Terre ( $1.5 \times 10^{-4}$ ; [*Dauphas et al., 2000*]). Selon le scénario classique, si Jupiter avait eu une orbite de départ comparable à l'actuelle, voire plus étendue, peu de matériel aurait été accrété à partir de la ceinture astéroïdale extérieure et les planètes terrestres auraient été presque complètement sèches [*O'Brien et al., 2006; Raymond et al., 2009*]. En revanche, selon le scénario "The Grand Tack" de *Walsh et al.* [2011], pour chaque planétésimal primitif implanté dans la ceinture astéroïdale extérieure, 10 à 30 planétésimaux ont fini sur des orbites qui ont croisé la région de formation des planètes terrestres pour un total de  $3 \times 10^{-2}$  à  $11 \times 10^{-2}$  masses terrestres. *O'Brien et al.* [2010] ont montré que dans cette situation la Terre aurait accrété environs 0.5% à 2% de sa masse à partir de ces objets, ce qui est suffisant pour apporter la quantité actuelle d'eau sur Terre (pour des planétésimaux primitifs contenant 5-10 wt% d'eau). Il est à noter que dans les deux simulations, les embryons planétaires ne sont pas pris en compte, ce qui sous-estime le résultat précédent. Selon les deux scénarios, l'eau est accrétée au cours de la formation de la planète et pas à la fin. En conséquence, l'accrétion de l'eau n'est pas uniforme à travers l'accrétion de la planète; par exemple, elle s'accélère vers la fin de l'accrétion de la planète [*Morbidelli et al., 2012*].

Le temps requis pour qu'un embryon planétaire atteigne la taille définitive d'une planète est de l'ordre de plusieurs millions d'années. Le flux d'impact devait donc être plus faible que lors de la phase "Runaway growth" mais a dû apporter une plus grande quantité de matière par impact. Selon *Stevenson* [2007], ces impacts géants ont certainement créé de grandes zones de fusion sur les protoplanètes et au moins un océan de magma transitoire. Il considère cette hypothèse raisonnable en raison du temps disponible limité pour dissiper la chaleur due aux impacts, et celle plus élevée produite par les éléments radioactifs de cette époque. *Stevenson* [2007] pense également qu'il est possible qu'il y ait eu un océan de magma durable, même

durant les longs intervalles de temps (10 Ma) entre les impacts géants. En effet, cet océan de magma aurait été couvert d'une atmosphère de vapeur générant un effet de serre et soutenue par une "pluie" de petits corps dont la chaleur aurait chauffée la base. Néanmoins, selon *Stevenson* [2007], ce type d'océan de magma est moins sûr que l'océan transitoire qui est présent immédiatement après l'impact géant.

L'origine de l'apport de l'eau est expliquée de manière convaincante par le scénario de *Walsh et al.* [2011]. En effet, les rapports D/H semblent corroborer le fait que la majorité de l'eau proviendrait d'astéroïdes situés entre ou au-delà des planètes géantes. Durant l'accrétion des planètes telluriques, les planétésimaux auraient apporté une quantité d'eau de l'ordre de 0.05-0.1wt% [*Morbidelli et al.*, 2000] à 20 wt% [*Wood*, 2005]. D'autres part, cela serait aussi compatible avec les rapports isotopiques de l'eau, compatible avec une comparaison de chondrites à Enstatites [*Javoy et al.*, 2010]

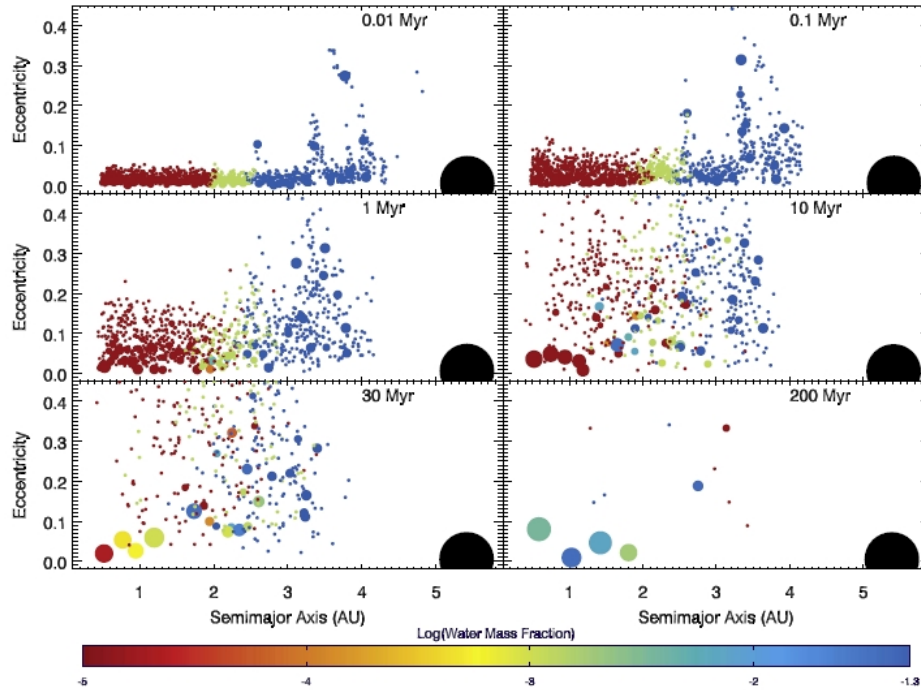
Les travaux de cette thèse se situent lors de la phase terminale de l'accrétion des planètes telluriques, au début du refroidissement des océans de magma formés par les multiples impacts. Les impacts étant devenus de moins en moins fréquents et de plus en plus gros à la fin de la phase "Oligarchic growth", l'océan de magma est considéré dans cette étude comme très profond (profondeur du manteau) et formé à la suite d'un unique gros impact. Les quantités initiales de volatils apportées par les planétésimaux dans cette étude correspondent pour l'eau à la quantité totale actuellement présente sur Terre (manteau+croûte+atmosphère) ( $4 \times 10^{-2}$  wt%) et pour le  $CO_2$  à la quantité atmosphérique actuellement présente sur Venus ( $1 \times 10^{-2}$  wt%). Ces quantités sont équivalentes à des pressions partielles atmosphériques de 300 bars et 100 bars respectivement pour l'eau et le  $CO_2$ . Le modèle atmosphérique auquel est couplé le modèle d'océan de magma n'est cependant pas en mesure de représenter avec précision une pression partielle totale supérieure à 1000 bars, bien que la quantité d'eau maximale apportée par les planétésimaux soit estimée à 20 wt% par *Wood* [2005].

### 1.2.4. Contraintes sur les contenus en volatils

Les planétésimaux sont formés sur différentes échelles de temps et en différents endroits du disque. En effet, une concentration suffisante de particules pour former des planétésimaux est possible seulement si le ratio solide/gaz est plus grand qu'une certaine valeur seuil [*Johansen et al.*, 2009]. En principe, ce ratio augmente au cours du temps avec la dissipation du gaz du disque proto-planétaire [*Throop and Bally*, 2005], réduisant ainsi le temps de formation des planétésimaux. Au cours de leur formation, les planétésimaux (ou astéroïdes) sont distribués de manière radiale par rapport au soleil : (i) les astéroïdes de type E prédominant dans la région de Hungaria à 1.8 UA [*Fornasier et al.*, 2008], les astéroïdes de type S prédominant dans la ceinture interne (2.1-2.8 UA) [*Binzel et al.*, 1996] et les astéroïdes de type C prédominant dans la ceinture externe (au-delà de 2.8 UA) [*Burbine et al.*, 2000]. Leur composition, en particulier leur contenu en eau, dépend de leur distance au soleil (Fig. 1.5). En effet, l'eau est abondante dans les astéroïdes de type C, intermé-



diaire dans les astéroïdes de type S et absente dans les astéroïdes de type E [Robert, 2003]. Les planétésimaux dans le disque interne (de la ceinture astéroïdale interne jusqu'aux régions des planètes telluriques) semblent avoir été secs et pauvres en volatils. Ce point est confirmé par Albarède [2009] qui dit que les gaz de la nébuleuse solaire se sont probablement dissipés avant que la température ne diminue suffisamment pour permettre aux volatils de condenser dans le système solaire interne. Ceci expliquerait le manque d'objets proches des planètes telluriques riches en volatils.



**Figure 1.5.:** Simulation de l'accrétion des planètes telluriques du système solaire avec Jupiter et Saturne capturées dans la résonnance 3 :2 obtenue à partir de Raymond et al. [2009]. La taille de chaque corps est proportionnelle à sa masse<sup>1/3</sup>. La couleur de chaque corps correspond à son contenu en eau par masse, à partir du rouge (sec) au bleu (5 wt%). Jupiter est représentée par un gros point noir mais Saturne n'est pas représentée.

La distribution radiale des planétésimaux par rapport au soleil nous donne également une première idée sur les origines de l'eau sur les planètes telluriques. En effet, de récentes études ont établi que, plus un objet est proche du soleil, plus son rapport D/H est bas [Drouart et al., 1999; Mousis et al., 2000; Mousis, 2004; Horner et al., 2007, 2008]. Le rapport entre le deuterium et l'hydrogène dans l'eau est un outil important dans l'étude de la formation des planètes telluriques et en particulier leur composition en eau [Horner et al., 2009]. Nous connaissons bien les rapports actuels, mais pas ceux à l'origine. De nombreuses études ont été menées sur ce sujet (e.g : [Donahue, 1999; Lecuyer et al., 2000; Solomon, 2005]) mais des

phénomènes tel que l'échappement hydrodynamique rendent les calculs beaucoup plus complexes. C'est pourquoi, dans le but de simplifier ces calculs, certains auteurs ont supposé que les 3 planètes telluriques avaient le même rapport D/H à l'origine [Krasnopolsky et al., 1998; Lecuyer et al., 2000; Gurwell, 1995]. Cependant cette supposition, bien qu'utile pour la simplification des calculs pour l'étude du rapport D/H sur les planètes telluriques, n'est pas du tout réaliste [Horner et al., 2009]. En effet, la nature des collisions entre planétésimaux étant chaotique, il serait fort peu probable qu'à la fin de l'accrétion des trois planètes telluriques, celles-ci aient eu le même rapport D/H. De plus, *Levison et al.* [2001] et *Lunine et al.* [2003] suggèrent que Mars aurait subi plus d'impacts provenant de la région de Neptune et Uranus au cours de son histoire que les deux autres planètes telluriques. Ils en concluent alors que Mars a dû recevoir une quantité d'eau différente par rapport aux deux autres planètes, du fait que la majorité de cet apport proviendrait de régions différentes. Suite à de nombreuses simulations, *Horner et al.* [2009] concluent également que Mars a dû subir plus d'impacts d'astéroïdes que les deux autres planètes et que Vénus a subi plus d'impacts cométaires, la Terre se trouvant entre les deux. Ainsi, Venus représenterait plus le système solaire externe que Mars. De ce fait, étant donnée la différence de provenance de l'eau pour les trois planètes telluriques, *Horner et al.* [2009] en déduisent que Mars, la Terre et Venus ont dû avoir trois rapports D/H différents à l'origine.

D'après les rapports D/H actuels sur Terre, l'apport cométaire en eau ne dépasserait pas 12% de la quantité d'eau totale apportée [Horner et al., 2009]. Cependant, cette estimation ne prend pas en compte l'apport en eau des comètes provenant de la ceinture de Kuiper (e.g : [Hartogh et al., 2011]). La quantité en eau apportée par les comètes pourrait donc être plus importante. Toutefois, la probabilité de collision d'une comète avec la Terre restant faible, il est probable que la quantité totale d'eau apportée par les comètes n'a pas due être beaucoup plus importante. Ce serait plutôt l'accrétion de chondrites carbonées (5-10 wt% d'eau) qui aurait le plus apporté d'eau sur les planètes telluriques [Horner et al., 2009; Morbidelli et al., 2012]. La table 1.1 résume les différents contenu initiaux en eau considérés sur les trois planètes et principalement sur Terre. Les simulations numériques de *Raymond et al.* [2009] donnent des estimations sur les contenus initiaux en eau sur les trois planètes telluriques. Ainsi, dans une des simulations, ils estiment que les trois planètes contenaient initialement à la fin de leur accrétion environ la même quantité d'eau (table 1.1). Alors que dans une deuxième simulation, ils estiment que les trois planètes avaient un contenu initial en eau assez différent à la fin de leur accrétion (table 1.1). D'autre part, *Morbidelli et al.* [2000] considèrent un contenu initial en eau sur Terre deux fois plus important qu'actuellement (table 1.1), alors qu'*Abe et al.* [2000] estiment que la Terre aurait pu contenir jusqu'à 50 fois la masse d'eau actuelle des océans. Dans le cas de cette thèse, nous considérons que les 3 planètes ont le même contenu initial en eau de l'ordre de  $10^{-2}$  wt%.

**Table 1.1.:** Contenus initiaux en eau estimés sur Venus, Terre et Mars

Auteurs	Venus	Terre	Mars
[ <i>Raymond et al.</i> , 2009] (contenus identiques)	$10^{-1}$ wt%	$10^{-1}$ wt%	$10^{-1}$ wt%
[ <i>Raymond et al.</i> , 2009] (contenus différents)	$10^{-3}$ wt%	$10^{-2}$ wt%	1 wt%
[ <i>Morbidelli et al.</i> , 2000]		$10^{-3}$ wt%	

### 1.3. Contraintes actuelles sur l’histoire primitive des planètes telluriques : Mars, Terre et Vénus

La section précédente a permis d’établir des contraintes sur l’évolution des planètes par rapport à leur passé, à leur formation. Cependant, les contraintes liées à l’observation des planètes actuelles sont également importantes à prendre en compte. En effet, Mars, la Terre et Vénus possèdent encore toutes les trois des traces plus ou moins visibles de l’histoire de leur évolution. Ainsi, sur Mars on peut observer des réseaux de vallées pouvant indiquer un passé plus humide et plus chaud [*Helbert and Hauber*, 2007; *Werner*, 2008; *Carr and Head*, 2010; *Fassett and Head*, 2011]. Sur Terre, malgré l’important recyclage dû à la tectonique des plaques, des roches et des minéraux suffisamment bien conservés donnent des informations sur son histoire [*Wilde et al.*, 2001; *Javaux and Dehant*, 2010; *Strasdeit*, 2010; *Tarduno et al.*, 2010; *Jaupart and Mareschal*, 2011]. Sur Vénus, malgré l’important resurfacement magmatique qui a dû effacer toutes traces de la présence passée d’eau à sa surface, le rapport D/H mesuré dans l’atmosphère indique une quantité plus importante d’eau dans son passé [*Donahue et al.*, 1982, 1997]. Cette section va donc établir les contraintes actuelles observables sur l’histoire des planètes Mars, la Terre et Vénus.

#### 1.3.1. Vénus

La taille de Vénus est presque identique à celle de la Terre (95% du rayon terrestre) et sa masse est équivalente à quatre cinquième de celle de la Terre. La pression à sa surface est d’environ 90 bars et sa température de surface est d’environ 480°C. Vénus possède une atmosphère très épaisse composée essentiellement de  $CO_2$  (96.5%) et d’azote (3.5%) avec seulement une petite quantité d’eau (30 ppm [*de Bergh et al.*, 1995; *Fegley et al.*, 1997]). Des indications suggèrent que Vénus aurait eu plus d’eau dans son passé. Elles sont basées sur le rapport élevé deutérium/hydrogène (D/H) dont la valeur est d’environ  $2.5 \times 10^{-2}$  dans la vapeur d’eau atmosphérique de Venus [*Donahue et al.*, 1997]. Ce ratio est environ 160 fois plus élevé que le rapport D/H dans les océans sur Terre, dont la valeur est de  $1.56 \times 10^{-4}$  [*Fegley*, 2003].



**Figure 1.6.:** Photo de Venus [<http://lesdebrouillards.tv>]

L'étude du rapport D/H par *Donahue et al.* [1982, 1997] a conclu que Vénus a dû avoir à un moment de son histoire l'équivalent d'au moins un océan global de 4 m de profondeur et peut-être même un océan global allant jusqu'à 530 m de profondeur. Cette interprétation du ratio D/H peut-être tempérée par le fait que certaines particules de poussières interplanétaires, météorites et comètes ont également un rapport D/H élevé [*Irvine et al.*, 2000]. De ce fait, Vénus pourrait avoir été accrété à partir de matériaux ayant un rapport D/H différent que pour la Terre. Bien que l'activité volcanique extrême de Vénus ait probablement effacé toutes les traces morphologiques d'une activité passée de l'eau, il peut tout de même y avoir encore des traces de minéraux hydratés indiquant un passé riche en eau [*Johnson and Fegley*, 2000]. Si Vénus avait une quantité d'eau initiale similaire à celle de la Terre, cette eau a été convertie en vapeur en raison des hautes températures de surface de la planète. Il reste une question ouverte à savoir si Vénus a perdu son eau à cause d'un "Runaway greenhouse" [*Ingersoll*, 1969; *Rasool and de Bergh*, 1970; *Walker et al.*, 1970] ou d'un "moist greenhouse" [*Kasting*, 1988, 1992] et par des processus d'échappements thermiques et non thermiques déclenchés par le Soleil

jeune [Kulikov *et al.*, 2006, 2007; Lammer *et al.*, 2008]. Le “Runaway greenhouse” se produit lorsque la vapeur d’eau augmente l’effet de serre. Cela va alors augmenter la température de surface, conduisant à l’initiation de plus de vapeur d’eau, qui va contribuer à son tour à réchauffer l’atmosphère. La perte de l’eau dans le cas du “moist greenhouse” se produit lorsque la stratosphère devient humide. Cependant, contrairement au cas précédent, la plupart de l’eau de la planète reste liquide durant le processus. Dans les deux cas, la perte d’eau se produit très haut dans l’atmosphère, où l’eau est photolysée en dihydrogène et en oxygène. Le dihydrogène s’échappe ensuite vers l’espace via des processus d’échappement thermique tandis que l’oxygène réagit avec la croûte planétaire ou s’échappe vers l’espace grâce à des processus d’échappement non thermiques [Kulikov *et al.*, 2006, 2007].

D’autre part, Vénus n’a pas développé de tectonique des plaques semblable à celle de la Terre. Un facteur explicatif pourrait être la température de surface élevée qui affaiblit le flux de chaleur et ralentit la convection [Valencia *et al.*, 2007]. Dans tous les cas, la tectonique des plaques a dû très probablement s’arrêter après que Vénus ait perdu la quasi-totalité de son eau [Nelson, 2004]. Le paysage actuel de Vénus est dominé par des coulées de lave et d’autres morphologies liées à d’autres processus (e.g : coronae). La forte pente de Ishtar Terra à l’ouest et celle beaucoup plus douce à l’Est pourrait représenter une zone de subduction dans l’Ouest causée par la tectonique des plaques [Ansan *et al.*, 1996; Lenardic *et al.*, 1991; Vorder Bruegge and Head, 1990; Janle and Jannsen, 1984]. Dans d’autres régions des panaches peuvent former de grandes provinces ignées (LIP), assurant un transfert de chaleur et produisant des structures de surface comme des plateaux et des volcans (hot spots) [Nijman and Vries, 2004].

Les théories sur la génération d’une dynamo suggèrent qu’il pourrait y avoir eu un moment magnétique sur Vénus du même ordre que celui de la Terre actuelle dans le premier milliard d’années qui a suivi la formation de la planète [Stevenson *et al.*, 1983]. Durant cette période, la convection thermique générée à partir de la chaleur apportée durant l’accrétion pourrait avoir entretenu la dynamo. Par la suite, cette source d’énergie a diminué et aucune autre source ne l’a remplacée. La cristallisation du noyau solide dans l’intérieur de la Terre conserve sa dynamo jusqu’à ce jour grâce aux mouvements de la couche liquide qui l’entoure (noyau liquide). En effet, l’entretien de cette dynamo réside très probablement dans la chaleur latente de cristallisation de la graine. Vénus pourrait être dépourvue d’un noyau solide, soit parce qu’elle ne possède pas les ingrédients internes chimiques ou physiques nécessaires pour la formation d’un noyau solide, soit parce que ces processus se sont peut-être arrêtés à une date antérieure [Stevenson *et al.*, 1983]. Le fait que le refroidissement du noyau de Vénus n’ait pas atteint le point de solidification laisse penser que cette planète serait probablement dans une phase de pré-dynamo [Russel, 1993]. Vénus est donc actuellement une planète sèche et chaude, dépourvue de tectonique des plaques et de champ magnétique. Cependant, il semblerait que pendant le premier milliard d’années, Vénus ait connu des conditions similaires à celles de la Terre actuelle. La disparition de son eau par des mécanismes encore débattus semble être le principal responsable des conditions actuelles de Vénus. En

### 1.3 Contraintes actuelles sur l'histoire primitive des planètes telluriques : Mars, Terre et Vénus

---

effet, l'eau est essentielle pour maintenir active la majeure partie des mécanismes géophysiques dans le temps. De plus, il est également probable que la disparition de l'eau liquide à la surface de Vénus ait empêché le  $CO_2$  de précipiter et donc d'être stocké sous forme de carbonates, contribuant ainsi au maintien du  $CO_2$  en grande quantité dans l'atmosphère. La compréhension de cette grande différence d'évolution entre la Terre et Venus, tant au niveau des processus physiques que chimiques est un des objectifs de cette thèse. En effet, en partant du principe que ces deux planètes, dont les tailles sont quasi-identiques, ont été dotées de la même quantité initiale de volatils (en particulier d'eau), nous allons examiner à travers une étude paramétrique, les causes potentielles de cette différence.

#### 1.3.2. La Terre



**Figure 1.7.:** Photo de la Terre [<http://www.futura-sciences.com>]

L'atmosphère de la Terre est composée essentiellement d'azote (78%) et de dioxygène (20%). Contrairement aux atmosphères de Vénus et de Mars, l'atmosphère de la Terre n'est composée que de très peu de  $CO_2$  (moins de 0.1%). Le dioxyde de carbone ( $CO_2$ ), le méthane ( $CH_4$ ) et l'eau ( $H_2O$ ) sont les principaux gaz à effet de serre sur la Terre. Ces volatils permettent d'augmenter la température de la surface de la Terre à une moyenne de  $15^\circ C$ , soit au-dessus du point de congélation [Lammer *et al.*, 2009]. L'océan terrestre représente une fraction de  $2.8 \times 10^{-4}$  de la masse totale de la Terre et l'eau contenue dans le manteau une fraction de  $0.8 \times 10^{-4}$  à  $8 \times 10^{-4}$  de la masse terrestre [Lecuyer *et al.*, 1998]. Soit, pour l'eau terrestre, une fraction totale de l'ordre de  $5 \times 10^{-4}$  à  $10^{-3}$  masse terrestre. Cependant une plus grande quantité d'eau a pu résider sur la Terre primitive avant d'être perdue

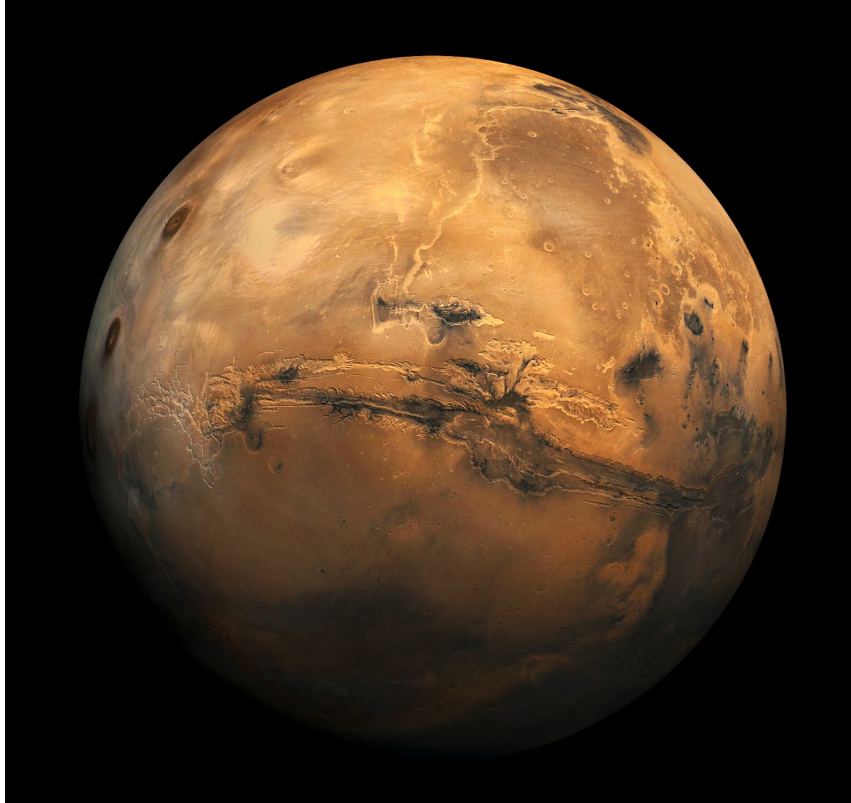
pendant la formation du noyau ou par érosion par impact.

L'événement qui a permis la formation de la lune, quelques millions d'années après la formation du système solaire, a probablement entraîné un dégazage drastique du proto-manteau et la perte de l'atmosphère primitive. Si l'eau était arrivée tôt sur Terre, l'impact aurait vaporisé l'océan précoce et produit une épaisse atmosphère riche en  $H_2O-CO_2$ . Cette atmosphère aurait ensuite condensé et précipité sur une proto-croûte en fusion, formant un océan primitif chaud et salin (165-400 Ma après la formation du système solaire). Par conséquent, en plus d'une contribution de la nébuleuse solaire, dont le reste se trouve dans le manteau profond, une source externe d'eau a été apportée par des météorites après l'impact qui a entraîné la formation de la Lune. Ceci est confirmé par la signature isotopique D/H [*Martin et al.*, 2006a], dont la valeur actuelle dans le manteau et les océans est  $5 \times 10^{-4}$  [*Lecuyer et al.*, 1998].

Aucune autre planète dans le système solaire ne semble avoir développé un style de convection de type "tectonique des plaques". La tectonique des plaques "régule" la composition de l'atmosphère terrestre au travers des cycles de volatils tels  $CO_2$  et  $H_2O$ , ainsi que la température de surface par effet de serre permettant la présence d'eau liquide en surface. C'est l'absence de ce mécanisme de recyclage du  $CO_2$  par la tectonique des plaques qui a contribué fortement à l'établissement de la composition actuelle des atmosphères vénusienne et martienne. Ainsi, comme mentionné dans les paragraphes précédents, la tectonique des plaques semble cruciale dans le maintien des conditions d'habitabilité sur de longues échelles de temps géologiques. Les plus vieilles roches préservées sur Terre, localisées au Canada et au Groenland, fournissent entre autres des preuves de l'existence de processus sédimentaires démontrant la présence d'une hydrosphère et de continents émergés il y a environ 3.87 Ga [*Javaux and Dehant*, 2010]. Les plus vieux zircons observés (voir section 1.1) indiquent même qu'une croûte et un océan d'eau aurait pu se former plus tôt sur Terre, au cours de l'Hadéen [*Martin et al.*, 2006a]. Ainsi, il semble qu'un océan d'eau ait été présent sur Terre, ainsi qu'une croûte continentale, durant l'Hadéen (4,56 à 4.0Ga) [*Wilde et al.*, 2001; *Javaux and Dehant*, 2010], rendant la Terre habitable très tôt dans son histoire géologique [*Strasdeit*, 2010]. Cette hypothèse semble être corroborée par l'analyse d'isotopes éteints dans de très vieux gneiss [*Jaupart and Mareschal*, 2011]. De plus, des roches datant de 3,4-3.45 Ga situées en Afrique du Sud ont enregistré les signaux fossilisés d'un champ magnétique, d'une intensité équivalente à 50-70% de la valeur actuelle. Cela indique donc qu'une magnétosphère a dû protéger (au moins partiellement) l'atmosphère primitive de la Terre de l'érosion par le vent solaire [*Tarduno et al.*, 2010].

Comparée aux deux autres planètes telluriques du système solaire dotées d'une atmosphère, la Terre semble bien être une exception. Sa différence, en particulier avec Venus, semble surtout s'appuyer sur le fait qu'elle est la seule planète à avoir conservé son eau. C'est ce facteur essentiel qui a sans doute permis à la Terre de réunir toutes les conditions nécessaires à l'apparition et au développement de la vie. Un comparatif de l'évolution de ces trois planètes telluriques lors des tout premiers millions d'années après leur formation sera étudié dans cette thèse.

### 1.3.3. Mars



**Figure 1.8.:** *Photo de Mars [Http ://www.sur-mars.com]*

Aujourd'hui, la planète Mars est un endroit sec qui ne peut pas abriter la vie à sa surface. L'atmosphère martienne, composée actuellement de  $CO_2$  (95%) et d'azote (3%), s'est échappée en grande partie et est devenue trop mince pour réchauffer la surface de la planète par l'effet de serre mentionné plus haut. La perte de son atmosphère est considérée comme le principal facteur de la faible probabilité de l'existence de la vie à la surface de Mars. L'échappement de l'atmosphère martienne est probablement dû à une combinaison de processus thermiques et non thermiques [Lammer et al., 2003], ainsi qu'à des impacts d'astéroïdes ou de comètes [Pham et al., 2009b]. Il y a 4 à 4,5 Ga, Mars a pu avoir une atmosphère assez épaisse pour maintenir l'eau liquide à la surface (e.g. [Kulikov et al., 2007]) et ainsi favoriser l'apparition et le développement de la vie. En effet, on sait que l'eau liquide devait être abondante sur Mars dans les tout premiers millions d'années après sa formation, car l'étude minéralogique de la surface de la planète a révélé la présence significative de phyllosilicates dans les terrains remontant à cette époque [Bibring et al., 2005], et ils sont de bons indicateurs de l'altération de roches ignées en milieu humide. Mars a donc dû connaître des conditions favorables à la présence d'eau liquide et au développement de la vie avant que cela ne se produise sur la



Terre, et potentiellement Vénus. Une modélisation récente de *Tian et al.* [2009] suggère un début de période noachienne froid et une atmosphère instable de  $CO_2$  soumis à l'échappement thermique. Du milieu à la fin du Noachien (après 4.1Ga), le flux solaire aurait augmenté suffisamment pour permettre au  $CO_2$  volcanique de s'accumuler et former une atmosphère épaisse. De plus, cela aurait également permis à l'eau liquide d'être stable à la surface pour quelques centaines de millions d'années. Ces calculs suggèrent que Mars et la Terre étaient dissemblables dans leur histoire primitive, et soulignent l'importance de la masse de la planète pour conserver son atmosphère et maintenir l'habitabilité [*Tian et al.*, 2009]. Une taille minimale pour une planète terrestre semble donc être un facteur déterminant pour un habitat terrestre analogue à la Terre. En effet, la faible gravité de Mars n'était pas en mesure de retenir l'atmosphère, ni les gaz s'échappant des panaches chauds créés par les impacteurs [*Melosh and Vickery*, 1989; *Manning et al.*, 2006; *Pham et al.*, 2009a].

Les études du système  $^{182}Hf/^{182}W$  dans les météorites de Mars, ont révélé que le noyau de Mars se serait formé plus rapidement que ceux de Vénus et la Terre (environ 30 millions d'années sur Mars, contre plus de 50 millions d'années sur la Terre) [*Lee and Halliday*, 1997]. Contrairement à Vénus, Mars se trouve dans une phase de post-dynamo. En effet, actuellement Mars n'a pas de champ magnétique global détectable [*Acuña et al.*, 1998, 2001; *Connerney et al.*, 2001]. Cependant, la croûte martienne possède encore du magnétisme résiduel et est environ 10 fois plus magnétisée que celle de la Terre [*Connerney et al.*, 2004]. Cela donne donc à penser que Mars avait autrefois une dynamo active. *Acuña et al.* [2001] a proposé que la dynamo magnétique de Mars a cessé de fonctionner relativement tôt dans l'évolution de la planète à l'époque Noachienne, ce qui est en accord avec le modèle de *Breuer and Spohn* [2003]. Les modèles de l'évolution du noyau (e.g : [*Breuer and Spohn*, 2003; *Schubert et al.*, 2000; *Breuer et al.*, 1997; *Lillis et al.*, 2006]) sont compatibles avec un champ magnétique, soit précoce, soit tardif [*Connerney et al.*, 2004; *Lillis et al.*, 2006].

Comme sur Vénus, le style convectif de Mars est de type "monoplaque". La présence probable d'eau sur Mars durant le Noachien et la forte probabilité de la présence d'un champ magnétique généré par la dynamo dans le noyau par le passé semble permettre de supposer que Mars a dû très certainement connaître une tectonique des plaques dans les tout premiers millions d'années qui ont suivi sa formation.

Mars est environ deux fois plus petite que la Terre et Vénus. De part sa petite taille, elle a dû subir un arrêt précoce de sa dynamo et une perte massive de son atmosphère. Dans le cas de Mars, il semblerait que ce soit sa taille qui soit le facteur responsable de la perte de ses conditions probablement favorable à la vie peu après sa formation. L'impact de ce facteur sur l'évolution de Mars sera étudié dans cette thèse.

Dans ce chapitre, nous avons pu voir que plusieurs paramètres, souvent liés entre eux, définissent l'habitabilité d'une planète. La distance de la planète au soleil a été établie comme le premier critère d'habitabilité car elle agit sur la

possibilité de condenser ou pas l'eau. L'eau est d'ailleurs elle-même un paramètre important car elle va contribuer à augmenter l'efficacité de la convection mantellique et permettre la mise en place d'une tectonique des plaques. La grande efficacité de la convection du manteau va alors avoir une influence sur la dynamo du noyau, qui à son tour va permettre la génération d'un champ magnétique. Ce champ magnétique est un paramètre également très important car il permet de protéger l'atmosphère primitive de la planète de l'action d'érosion du vent solaire. La protection de l'atmosphère primitive d'une planète est importante car c'est sa présence qui va déterminer, en relation avec la distance au soleil, la température de surface de la planète et donc la possibilité pour l'eau de condenser et former des océans.

Bien que l'existence de l'eau dans le système solaire semble être bien établie, nous ne savons toujours pas pourquoi la Terre est la seule planète tellurique du système solaire à avoir maintenu de l'eau liquide, surtout dans l'hypothèse où chaque planète a reçu à peu près la même quantité d'eau initialement (voir chapitre 1.2.4). Comprendre l'évolution thermique de chaque planète vers la fin de leur accréation est donc un maillon dynamique essentiel dans la progression vers cette connaissance. À cette période, des océans de magma globaux permanents ou séquentiels pouvaient être générés par les multiples impacts et l'énergie gravitationnelle dégagée. Je m'intéresserai à la question de la possibilité de l'existence d'un océan d'eau à travers une approche paramétrée. C'est à cette fin que j'ai conçu un modèle d'océan de magma couplé avec un modèle atmosphérique développé par *Marcq* [2012]. Nous verrons dans un premier temps les différents modèles qui ont été précédemment développés et sur lesquels je me suis appuyé. Puis dans un second temps, je détaillerai le modèle d'océan de magma et, dans une moindre mesure, celui de l'atmosphère ainsi que leur couplage. Dans un troisième temps, nous verrons les résultats de l'étude paramétrique que j'ai effectuée sur ce couplage et ce qu'ils apportent en plus par rapport aux résultats précédents. Enfin, je discuterai les résultats obtenus et énoncerai les perspectives envisageables pour améliorer la précision et le réalisme de ce modèle couplé. Cette question nécessite également de traiter l'échappement hydrodynamique et des scénarios d'impacts qui seront abordés dans les chapitres suivants.



## 2. Les océans de magma

Dans ce chapitre, nous allons définir ce qu'est un océan de magma, les processus physiques à l'oeuvre au cours du refroidissement, ainsi que les différents temps caractérisant l'évolution thermique. En s'appuyant sur des études antérieures, nous analyserons les différents scénarios de refroidissement d'un océan de magma qui ont été proposés par différents auteurs, ainsi que les temps caractéristiques associés. Nous comparerons ces études selon trois types de processus : l'évolution thermique, les échanges de volatils avec l'atmosphère et le couplage radiatif-convectif entre l'océan de magma et l'atmosphère.

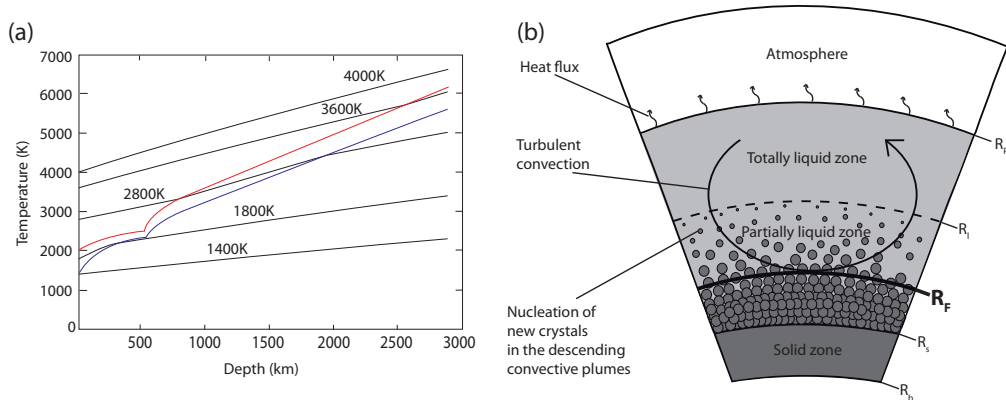
### 2.1. Qu'est-ce qu'un océan de magma ?

Il est maintenant établi qu'au cours de leur accréation, les planètes telluriques ont dû expérimenter une phase d'océan de magma (e.g. [Safronov, 1978; Hayashi et al., 1979; Kaula, 1979; Coradini et al., 1983; Davies, 1985; Abe and Matsui, 1985, 1986; Matsui and Abe, 1986a, b; Sasaki and Nakazawa, 1986; Zahnle et al., 1988, 2007; Melosh, 1990; Wetherill, 1990; Abe, 1993a, b, 1995, 1997; Solomatov, 2000, 2007; Elkins-Tanton, 2008, 2012]. En effet, comme nous l'avons vu dans le chapitre précédent, la chaleur déposée par les impacts de planétésimaux et d'embryons planétaires lors de la phase " Oligarchic growth " est suffisante pour générer la fusion d'une grande partie de la surface et du manteau des protoplanètes. Ainsi un impact géant peut produire un océan de magma profond dont la profondeur peut atteindre celle du manteau de la planète (e.g. [Melosh, 1990]) et un flux d'impacteurs de petites tailles peut générer un océan de magma de surface peu profond [Safronov, 1978; Kaula, 1979; Coradini et al., 1983; Davies, 1985]. L'effet de " blanketing " d'une atmosphère épaisse à fort effet de serre peut également contribuer à maintenir un océan de magma de surface. En effet, un océan de magma profond peut être maintenu à partir d'un effet " blanketing " d'une proto-atmosphère massive (e.g. [Hayashi et al., 1979; Abe and Matsui, 1986] capturée par exemple gravitationnellement à partir du nuage proto-solaire [Abe, 1997]. Un océan de magma de surface peu profond peut quant à lui être maintenu par l'effet de " blanketing " d'une proto-atmosphère moins massive [Hayashi et al., 1979; Abe and Matsui, 1985, 1986; Matsui and Abe, 1986a, b; Zahnle et al., 1988], formée par exemple à partir du dégazage d'impacts [Abe, 1997]. Vers la fin de l'accréation des planètes telluriques, la diminution du flux d'impacts devient suffisante pour amorcer le refroidissement des océans de magma précédemment formés.

Au début du refroidissement de la planète, l'océan de magma est très chaud (environ 3000 à 4000K) et est le siège d'une convection vigoureuse. Cette convection est caractérisée par deux nombres sans dimensions : le nombre de Prandtl  $Pr = \nu/\kappa$  qui compare les dissipations visqueuses et thermiques et le nombre de Rayleigh qui compare la force de flottaison aux dissipations thermiques et visqueuses :

$$Ra = \frac{\alpha g (T_p - T_s) l^3}{\kappa \nu} \quad (2.1)$$

où  $T_p$  est la température potentielle,  $T_s$  est la température de surface,  $\kappa$  est la diffusivité thermique,  $k = \kappa \rho C_p$  est la conductivité thermique,  $l$  est l'échelle de longueur correspondant dans notre cas à l'épaisseur de l'océan de magma,  $\nu = \eta/\rho$  est la viscosité cinématique et  $\eta$  est la viscosité dynamique à la température  $T_p$  de l'intérieur de l'océan de magma. Dans le cas de l'océan de magma,  $Pr=100$ , alors que dans le cas d'un manteau solide,  $Pr$  est quasi infini ( $10^{23}$ ). Pour un océan de magma profond,  $Ra$  est élevé car la viscosité est faible (de l'ordre de  $10^{-2}$  Pa.s). En conséquence l'océan de magma est supposé convecter vigoureusement et son intérieur doit être bien mélangé. Dans ce cas, on peut supposer que sa température interne suit un profil adiabatique (Fig. 2.1a).



**Figure 2.1.:** (a) Profils thermiques du liquidus (ligne rouge), solidus (ligne bleue) et géotherme (lignes noires) redessinées d'après Abe [1997]. Au cours du refroidissement, le géotherme croise les courbes du liquidus puis du solidus, l'océan de magma solidifiant à partir du dessous. (b) Coupe schématisée de l'océan de magma adaptée de [Solomatov, 2000, 2007]. Trois zones sont représentées : une zone totalement liquide lorsque  $T > T_{liq}$ . Une zone partiellement liquide quand  $T_{sol} < T < T_{liq}$ , et enfin une zone solide quand  $T < T_{sol}$ . On définit :  $R_p$  le rayon de la planète,  $R_f$  l'altitude planétocentrique du front de rhéologique,  $R_s$  le haut de la zone solide et  $R_b$  le fond de l'océan de magma initialement liquide. Au fur et à mesure du refroidissement de l'océan de magma,  $R_s$ ,  $R_f$  et  $R_l$  se déplacent vers la surface.

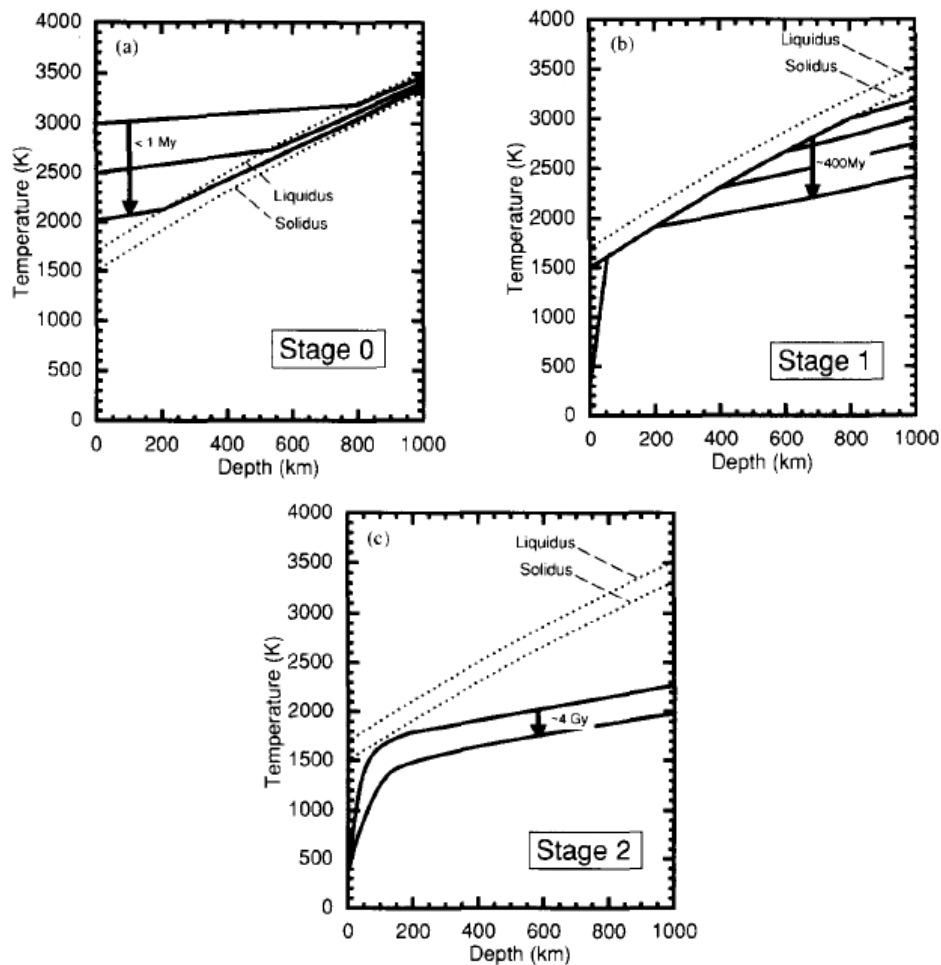
## 2.1 Qu'est-ce qu'un océan de magma ?

---

Au début du refroidissement,  $T > T_{liq}$  sur l'ensemble du profil (Fig. 2.1a). Puis, au cours du refroidissement, le profil thermique va croiser les courbes du liquidus et du solidus (Fig. 2.1a). La solidification de l'océan de magma s'effectue par le fond de l'océan où  $T < T_{sol}$  (e.g. [Abe, 1993a; Solomatov, 2000; Elkins-Tanton, 2008]). La figure 2.1b représente une coupe schématique de l'océan de magma lorsque son profil adiabatique croise les courbes du liquidus et du solidus. On observe la formation de trois zones : une zone totalement liquide lorsque  $T > T_{liq}$  sur tout le profil, une zone solide lorsque  $T < T_{sol}$  et une zone partiellement liquide lorsque  $T_{sol} < T < T_{liq}$ . Dans cette dernière zone (Fig. 2.1b), lorsque la fraction de liquide est d'environ 60% [Roscoe, 1952], un changement brutal dans le comportement rhéologique du liquide partiellement cristallisé [Arzi, 1978; Abe, 1995] apparaît. Ce changement drastique est dû essentiellement au changement dans la connectivité des particules solides. Cette limite est appelée front de rhéologie. On observe alors une zone au dessus de ce front où la viscosité est celle d'un liquide magmatique et une zone en dessous de ce front où le liquide magmatique a un comportement de type solide et où la viscosité augmente fortement. Au cours du refroidissement, le front de rhéologie va migrer vers la surface de la planète. Tant que ce dernier n'a pas atteint la surface, le flux de chaleur reste fort et le refroidissement continu d'être contrôlé par la convection de la partie liquide restante de l'océan de magma [Solomatov, 2007].

Lorsque le front de rhéologie atteint la surface de la planète, la viscosité de l'océan de magma augmente brutalement et le flux de chaleur diminue drastiquement, ralentissant de manière importante le refroidissement de l'océan. C'est à ce moment que la phase d'océan de magma s'achève pour laisser place à une convection type-solide.

La fin du refroidissement d'un océan de magma correspond dans la plupart des études antérieures au moment où la convection type-solide du manteau (convection actuelle) est mise en place (e.g. [Abe, 1993a; Solomatov, 2007; Elkins-Tanton, 2008]). En revanche, les étapes du refroidissement d'un océan de magma sont différentes d'une étude à l'autre et les temps caractéristiques de refroidissement de l'océan établis par ces études divergent également. Ainsi, Abe [1993a] distingue trois étapes au cours du refroidissement : (i) l'étape 0 (fig. 2.2 a) correspond à un océan de magma dit " soft " où la couche supérieure de l'océan est complètement liquide. Un océan de magma " soft " est un océan de magma caractérisé par une fraction de liquide importante de l'ordre de 70% et une faible viscosité (env. 100 Pa.s) et où la convection est turbulente ( $Ra \ 10^{28}$ ). Le profil thermique moyen est alors adiabatique. Etant donné que le transport de chaleur est très efficace, Abe [1993a] estime qu'un océan de magma " soft " se refroidit très rapidement en 1 Ma sans effet " blanketing " d'une atmosphère. Pour que l'effet " blanketing " d'une atmosphère puisse maintenir un océan de magma " soft " plus longtemps que 1 Ma, il faut que le flux de chaleur soit maintenu au dessus de  $200 \text{ Wm}^{-2}$  [Abe and Matsui, 1988]. Lorsque le flux de chaleur de l'océan de magma descend en dessous de  $200 \text{ Wm}^{-2}$  (en environ 1 Ma) l'océan de magma " soft " laisse la place à un océan de magma dit " hard " (ii).



**Figure 2.2.:** Schéma résumant les trois étapes de l'évolution thermique d'un océan d'après [Abe, 1993a]

Un océan de magma “ hard ” (fig. 2.2b) est un océan de magma au sein duquel la fraction de liquide est plus faible ( $\phi = 30 - 40\%$ ) que l'océan de magma “ soft ” et une viscosité type solide (env.  $10^{21}$  Pa.s). Du fait de sa forte viscosité, l'océan de magma “ hard ” a une convection moins turbulente que l'océan de magma “ soft ”. Le transport de chaleur est donc moins efficace que dans l'océan de magma “ soft ” et l'océan de magma “ hard ” met donc beaucoup plus de temps pour refroidir. Abe [1993a] a établi que, lorsque le flux de chaleur est entre  $160 \text{ Wm}^{-2}$  et  $200 \text{ Wm}^{-2}$ , la surface de la planète est recouverte par un océan de magma partiellement liquide. Puis lorsqu'il chute en dessous de  $160 \text{ Wm}^{-2}$ , la vapeur d'eau atmosphérique se condense pour former un océan d'eau liquide et une proto-croûte cassante se met en place. Abe [1993a] estime que cette étape s'achève lorsque le flux de chaleur descend en dessous de  $0.1\text{-}1 \text{ Wm}^{-2}$ . Il estime que la durée de cette étape doit être

## 2.1 Qu'est-ce qu'un océan de magma ?

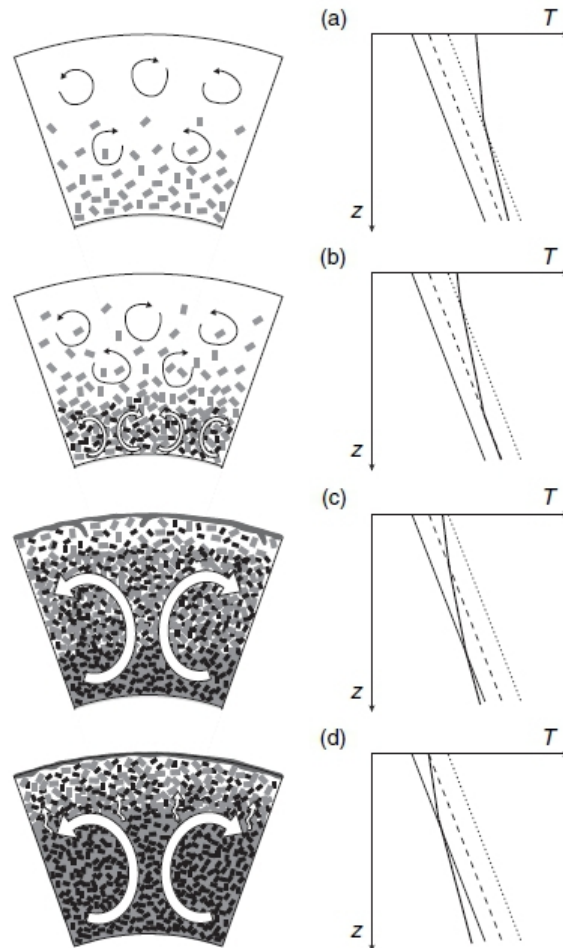
---

de plusieurs centaines de millions d'années (max 400 Ma). (iii) L'étape 2 (fig. 2.2 c) est caractérisée par une convection type-solide et continue jusqu'à nos jours. Selon *Abe* [1993a], la première proto-croûte stable se serait formée juste après la transition entre les étapes 1 et 2. Ainsi elle serait apparue environs 400 Ma après la formation de la Terre ce qui, selon *Abe* [1993a] correspondrait à l'âge de la plus vieille croûte connue (3.96 Ga).

*Solomatov* [2000, 2007] définit deux régimes convectifs turbulents, les régimes turbulents "soft" et "hard" [*Castaing et al.*, 1989; *Shraiman and Siggia*, 1990; *Grossmann and Lohse*, 1992; *Siggia*, 1994]. Les deux types de régime mettent en jeu des fluides peu visqueux et turbulent à haut nombre de Rayleigh. *Solomatov* [2000, 2007] reprend ici les termes "soft" et "hard" d'*Abe* [1993a] mais dans un sens différent. En effet, *Abe* différencie ces deux régimes lorsqu'une valeur seuil de flux ( $0.1-1 \text{ Wm}^{-2}$ ) est atteinte, l'océan de magma "soft" représentant un océan liquide de faible viscosité et l'océan de magma hard représentant un océan de viscosité type-solide. Pour *Solomatov* [2000, 2007], une valeur seuil du nombre de Prandtl égale à 0.1 détermine la transition d'un régime à l'autre [*Reese and Solomatov*, 2006]. Ainsi, lorsque  $Pr < 0.1$ , la convection de l'océan de magma est dans un régime turbulent "hard". A l'inverse, lorsque  $Pr > 0.1$ , la convection passe dans un régime "soft". La vitesse de convection dans le cas du régime turbulent "soft" est de l'ordre de 4 m/s, alors que dans le cas du régime turbulent "hard", la vitesse augmente d'un facteur 10 jusqu'à environ 40 m/s. Selon *Solomatov* [2000, 2007], la durée de cette étape dans le cas d'un océan de magma d'une profondeur de 3000 km est de l'ordre de 1000 ans. Au cours du refroidissement, lorsque le front de rhéologie apparait, l'augmentation brutale de la viscosité du magma modifie sans doute le style de la convection [*Solomatov*, 2007]. Une couche avec une fraction de cristaux égale ou supérieure à la fraction de cristaux critique s'accumule au fond de l'océan de magma. Le gradient de température d'une telle couche (Fig. 2.3) est si grand (superadiabatique) que cela rend sans doute cette couche instable. Cette couche instable peut se stabiliser via un mécanisme d' "overtun" en environ 20 ans. Au regard de la rapidité de ce mécanisme par rapport au temps de refroidissement de l'océan de magma, *Solomatov* [2000, 2007] conclut que ce mécanisme "d'overtun" se développe dès l'apparition du front de rhéologie au fond de l'océan de magma et permet la mise en place d'une convection type-solide. Lorsqu'il n'y a plus du tout de couche totalement liquide à la surface de l'océan de magma, il est vraisemblable que la séparation des cristaux deviennent effective, le style de convection devenant alors assez complexe et peu explorée. Cependant, la viscosité dans une mince couche de surface est encore suffisamment basse pour que la convection dans la partie supérieure de l'océan de magma (au dessus du front de rhéologie) reste suffisamment vigoureuse pour continuer à refroidir l'océan de magma de manière efficace et rapide. (ii) Lorsque le front de rhéologie atteint la surface, le flux de chaleur chute brutalement à environ  $1 \text{ Wm}^{-2}$  du fait du changement brutal de la viscosité de l'océan de magma du type-liquide au type-solide. La convection passe alors d'un régime turbulent à un régime type-solide. *Solomatov* [2007] estime que le temps de cristallisation d'un océan de magma après que le front de rhéologie ait



atteint la surface varie de 10 Ma, dans le cas où la convection recycle la surface, à 1 Ga dans le cas où l'océan de magma est couvert par une plaque immobile.



**Figure 2.3.:** Schéma de la cristallisation d'un océan de magma d'après [Solomatov, 2007] : (a) la partie inférieure de l'océan de magma est en dessous du liquidus (ligne en pointillés, la convection est contrôlée par viscosité liquide et la température (ligne pleine épaisse) est adiabatique; (b) à forte viscosité, une région gravitationnellement instable avec la fraction de cristaux critique se forme près du fond de l'océan de magma (la courbe  $\phi = \phi_m$  est montrée avec une ligne en tirets); (c) le refroidissement au-delà de  $\phi = \phi_m$  s'effectue via la convection type-solide qui est maintenue rapide à cette étape. La température dans région à forte viscosité en dessous du solidus (ligne pleine) peut être superadiabatique; (d)  $\phi > \phi_m$  dans tout l'océan de magma et le taux de refroidissement et de cristallisation du liquide restant est contrôlé par la convection type-solide et la percolation du magma liquide. Les cristaux gris et noirs illustrent schématiquement les différentes phases minérales.

Enfin, *Elkins-Tanton* [2008] considère que la solidification d'un océan de magma s'effectue en trois phases majeures : (i) l'océan de magma se solidifie et les volatils se partagent entre les cumulats solides, le liquide magmatique restant et l'atmosphère primitive. Au cours de la solidification, le liquide s'enrichit en éléments lourds (e.g. : Ti, oxydes, Fe, Ni). En effet, vers la fin de la solidification, des cumulats cristallisés tardivement, proche de la surface, sont enrichis en fer par rapport aux cumulats plus précoces et plus profonds. D'autre part, en raison du fait que la solidification a lieu à des températures de solidification plus basses vers la fin de la solidification, la densité augmente vers la fin de la solidification. De ce fait, elle en déduit que les cumulats sont gravitationnellement instables et pourraient être le siège d'un mécanisme d'“ overturn ” [*Elkins-Tanton et al.*, 2003, 2005]. Elle considère la phase d'océan de magma achevée lorsque 98% de l'océan de magma est solidifié et estime sa durée de 10000 ans à 5 Ma [*Elkins-Tanton*, 2008]. (ii) L'océan de magma est solidifié et devient instable gravitationnellement. Il subit alors un “ overturn ” vers une configuration plus stable. (iii) La chaleur de la planète est conduite à travers son manteau solide et est irradiée vers l'espace au travers de l'atmosphère primitive formée lors du dégazage des volatils à l'étape (i).

La diversité des temps caractéristiques du refroidissement d'un océan de magma est importante, allant de quelques milliers d'années à 1 Ga. La section qui suit va permettre de définir les principaux paramètres contrôlant l'évolution thermique d'un océan de magma en s'appuyant sur les modèles antérieurs tout en faisant le lien avec ceux qui seront utilisés dans cette thèse. Quant à nous, nous définissons la fin de la période océan de magma par l'apparition d'une couche limite et correspond à la limite “ soft ”-“ hard ” de *Abe* [1993a]. Cela sera rappelé par la suite.

## 2.2. Paramètres contrôlant l'évolution thermique : modèles antérieurs

Comme nous l'avons vu dans la section précédente, ces dernières années, plusieurs modèles ont étudié l'évolution thermique d'un océan de magma. L'objectif étant de mieux comprendre l'évolution thermique, physique et chimique des planètes peu après leur formation à travers des modèles toujours plus complexes et plus réalistes. Les tout premiers modèles étaient couplés à des scénarios d'accrétion des planètes et se sont intéressés à l'évolution d'un océan de magma formé à leur surface par de multiples impacts [*Abe and Matsui*, 1985, 1986; *Zahnle et al.*, 1988]. Par la suite, les modèles se sont spécifiquement intéressés aux mécanismes de refroidissement de l'océan de magma à la fin de l'accrétion [*Solomatov*, 2000, 2007; *Abe*, 1993b] et plus particulièrement à l'interaction entre l'océan de magma et l'atmosphère primitive [*Zahnle et al.*, 1988; *Abe*, 1993a, 1995, 1997; *Elkins-Tanton*, 2008]. Les modèles atmosphériques s'appuyaient tous sur les principaux volatils responsables de l'effet de serre, à savoir  $H_2O$  et  $CO_2$ . Ces modèles se sont complexifiés,

prenant en compte de plus en plus de paramètres tels que la présence de nuages ou la dynamique de l'atmosphère.

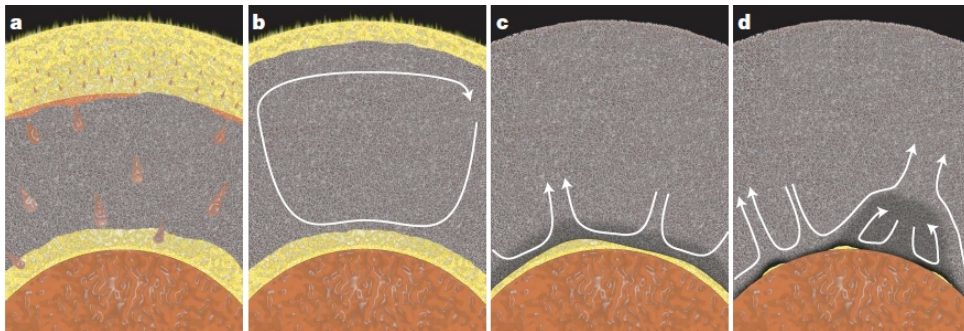
### 2.2.1. Modèles d'évolution thermique

Les premiers modèles [Abe and Matsui, 1985, 1986; Zahnle et al., 1988] considèrent la croissance de la Terre par des impacts de planétésimaux qui vont former des océans de magma globaux plus ou moins profonds. Les modèles de Abe et Matsui [1985, 1986] étudient l'évolution thermique d'un océan de magma de surface en interaction avec la chaleur déposée par les impacts et une atmosphère de  $H_2O$  qui en résulte. Le refroidissement de l'océan de magma s'effectue par conduction et prend en compte l'apport de chaleur par les éléments radioactifs de longue-période (U, Th, K). En revanche, ni la convection, ni la variation de la viscosité ne sont pris en compte dans ces modèles. Par la suite, Zahnle et al. [1988] prennent en compte le transport de chaleur par convection à travers un coefficient de diffusion dépendant du nombre de Rayleigh et la variation de la viscosité avec la température. Cependant, le coefficient de diffusion utilisé pour représenter le transport de chaleur par convection est encore mal défini. L'influence des particules solides qui cristallisent lors du refroidissement de l'océan de magma et leurs effets sur les variations de viscosité ne sont pas prises en compte. Abe [1993a, b, 1995, 1997] a par la suite pris en compte l'effet de la séparation gravitationnelle des particules solides du liquide et le mélange convectif ainsi que l'effet de la chaleur latente de solidification générée dans la région partiellement liquide de l'océan de magma située entre les courbes du liquidus et du solidus. La viscosité qu'Abe [1993a, b, 1995, 1997] a utilisé dans ces modèles varie en fonction de la fraction de cristaux. En revanche, seule la viscosité des solides dépend de la température de l'océan de magma, la viscosité liquide restant constante à une valeur de 100 Pa.s [Abe, 1997]. Tous ces modèles sont basés sur la "mixing length theory", développée à l'origine en astrophysique (e.g. [Vitense, 1953]) et qui définit la distance que peut parcourir une parcelle de fluide dans un milieu différent en conservant ses caractéristiques d'origine.

Solomatov [2000, 2007] a développé une approche paramétrée simplifiée par rapport aux modèles précédents, basée sur des lois d'échelle déterminées expérimentalement mais qui fournissent des valeurs limites de manière claire. Ainsi, la paramétrisation du flux de chaleur est basée sur des études expérimentales (e.g. : [Castaing et al., 1989; Siggia, 1994; Solomatov and Moresi, 1997; Grossmann and Lohse, 2000; Davaille and Limare, 2007; Androvandi et al., 2011]) et dépend du type de régime convectif (régimes turbulents "soft" et "hard" et convection de type solide). Solomatov [2007] discute également l'influence de la rotation de la planète sur le flux convectif. La rotation de la planète n'a d'impact sur la valeur du flux de chaleur que lorsque la viscosité du magma est moyenne ( $10^8$ - $10^9$  Pa.s) et à nombre de Rayleigh moyennement élevé (régime turbulent "soft"). En effet, à forte viscosité, lorsque la convection de l'océan de magma est dans un régime type-solide, les forces de Coriolis sont négligeables par rapport aux forces visqueuses. De même, à

haut nombre de Rayleigh (régime turbulent “ hard ”), l'effet de rotation devient négligeable et le flux de chaleur est le même que sans rotation.

*Elkins-Tanton* [2008] tient compte de l'évolution chimique des phases de cristallisation et prédit un “overtun” gravitationnel une fois que la solidification est terminée. En effet, ce phénomène résulte d'une stratification de densités instable formée lors du refroidissement de l'océan de magma. En revanche, *Elkins-Tanton* [2008] a considéré une viscosité liquide constante d'une valeur entre 0.1 et 1 Pa.s au cours de la solidification. De ce fait, elle ne prend pas en compte l'apparition d'un front de rhéologie au cours de sa solidification. Par la suite, *Zahnle et al.* [2007] ont souligné l'importance d'une autre source de chaleur apparue tardivement dans l'histoire de la Terre. Cette source de chaleur, c'est le chauffage dû aux forces de marée exercées par la Lune. En effet, *Zahnle et al.* [2007] ont montré que ce chauffage pourrait être plus important que le chauffage radioactif, prolongeant ainsi la durée de vie de l'océan de magma. En raison d'arguments géophysiques, géochimiques et de pétrologie expérimentale, il est fort probable qu'un océan de magma basal a pu se former au cours du refroidissement d'un océan de magma profond et global, et qui stockerait une grande quantité d'éléments lourds (ex : Fe, Ni).



**Figure 2.4.:** *Illustration schématique de la formation et de l'évolution d'un océan de magma basal d'après [Labrosse et al., 2007]*

Ces dernières années, la possible existence d'un océan de magma basal a été modélisée par *Labrosse et al.* [2007]. Au cours du refroidissement de l'océan de magma, du liquide riche en fer percole sous forme de gouttelettes au fond de l'océan à l'interface avec la partie déjà solidifiée. Ces cumulats de liquide riche en fer ont par la suite subi une instabilité qui les a transportés rapidement vers le noyau, formant ainsi un océan de magma basal à l'interface entre le manteau et le noyau (Fig. 2.4 a). Les deux océans de magma ainsi formés ont ensuite chacun cristallisé à des vitesses différentes. L'océan de magma à la surface cristallise du bas vers le haut alors que l'océan de magma basal cristallise du haut vers le bas (Fig. 2.4 b). Une fois que l'océan de magma de surface a entièrement cristallisé, l'océan de magma basal subit une cristallisation fractionnée qui enrichit progressivement

en fer le fond du manteau solide situé au dessus de l'océan de magma basal (Fig. 2.4 c). Enfin, après qu'une partie substantielle de l'océan de magma basal ait été refroidi, le solide qui se forme à la base du manteau solide devient suffisamment dense pour se stabiliser contre la convection dans le manteau solide, s'accumulant ainsi sous forme de piles sous les courants de remontée (Fig. 2.4 d). *Labrosse et al.* [2007] estiment également que la convection à l'état solide dans le manteau (flèches blanches dans les fig. 2.4 a, b et c) contrôle la vitesse de cristallisation du fond de l'océan de magma et le possible entraînement de matériaux denses enrichis en FeO et qui s'accumulent à la base du manteau solide (gris foncé dans fig. 2.4 c et d).

Dans tous les modèles décrits ici, des phénomènes physiques complexes sont à l'œuvre. Notre but étant d'identifier les principaux paramètres influençant la condensation d'un océan d'eau, tels que la distance au soleil ou les contenus initiaux en volatils, nous ne prendrons en pas compte dans cette thèse les mécanismes que nous jugeons insuffisamment explorés telle que la cristallisation dans des milieux fortement convectés, ou restant controversés tel que l'océan de magma basal. Nous y reviendrons dans le chapitre suivant lorsque nous décrirons notre modèle.

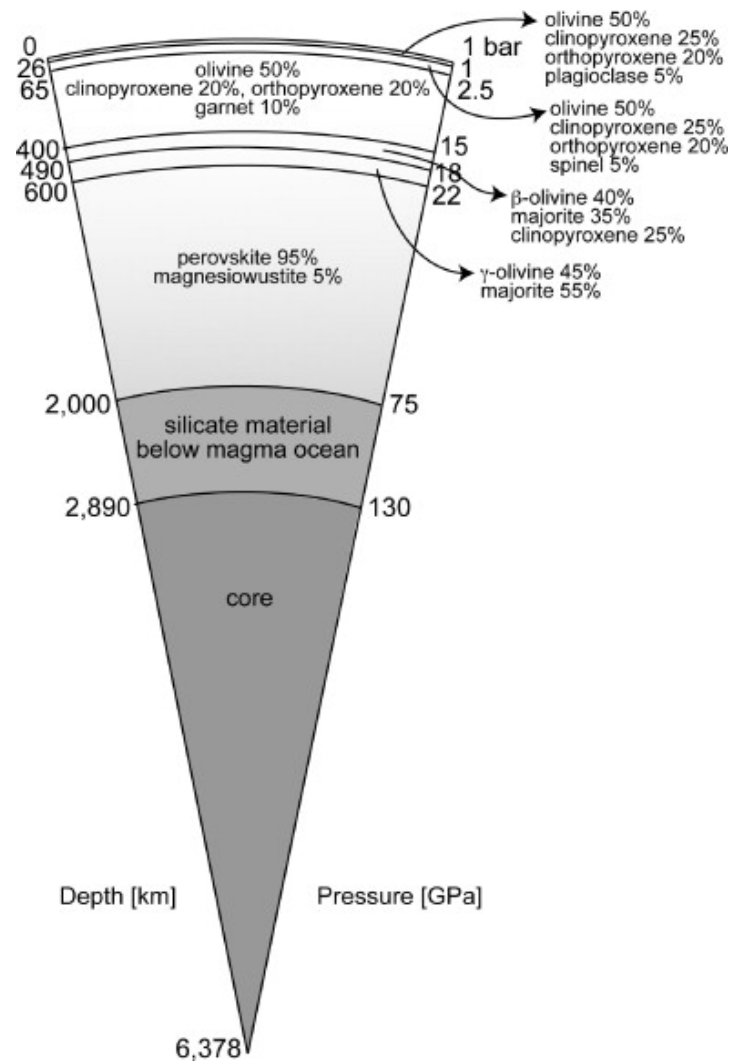
L'influence des éléments radioactifs, d'une viscosité dépendante à la fois de la température et de la fraction de liquide ou encore la présence d'un front de rhéologie délimitant deux régimes convectifs seront pris en compte dans le modèle présenté ici. Toutefois, nous nous attacherons ici à élucider principalement les conditions favorables à la condensation de l'eau ainsi que les différentes constantes de temps. Nous n'avons à ce stade pas tenu compte du mécanisme de l'overtourn ni de la présence d'un océan de magma basal, processus complexes ou controversés (e.g : [*Andrault et al.*, 2011]).

### 2.2.2. Échange de volatils

Dans le modèle d'*Abe and Matsui* [1985], la quantité d'eau apportée par les planétésimaux est définie par un paramètre constant qui dépend du contenu en eau des planétésimaux et de la fraction de celle-ci qui est libérée dans l'atmosphère après l'impact. En effet, *Abe and Matsui* [1985] considèrent que l'atmosphère d'eau est générée par la déshydratation des planétésimaux suite aux impacts, et qu'une partie de cette eau peut subir des réactions de réhydratation avec la surface. En revanche, leur modèle ne tient pas compte d'une éventuelle dissolution des volatils apportés par les planétésimaux dans l'océan de magma, et aucune cinétique de dégazage n'est prise en compte. Les volatils apportés par les impactants alimentent alors directement l'atmosphère après l'impact ou sont perdus à travers des réactions de réhydratation avec la surface. Par la suite, ce modèle fut amélioré dans [*Abe and Matsui*, 1986] en considérant que la déshydratation des planétésimaux est dépendante de la température de la surface de l'océan de magma. Ainsi, lorsque la température de surface est inférieure à 900 K, *Abe and Matsui* [1986] considèrent que seule une partie de l'eau des planétésimaux alimente l'atmosphère, l'autre partie étant perdue par des réactions de réhydratation avec la surface de l'océan de magma.

A une température de surface supérieure à 900 K mais inférieure à la température du solidus, ils considèrent que la totalité de l'eau des planétésimaux est dégazée dans l'atmosphère. Enfin, dans le cas où la température de surface est supérieure au solidus, *Abe and Matsui* [1986] considèrent qu'une partie de l'eau atmosphérique est dissoute dans l'océan de magma. Le modèle de *Zahnle et al.* [1988] est beaucoup plus complet en ce qui concerne les échanges de volatils entre l'océan de magma et l'atmosphère. En effet, une équation d'équilibre entre les quantités d'eau dans les deux réservoirs, et également avec ce qui est apporté par les planétésimaux est considérée. Ils incluent aussi dans cette équation les pertes d'eau dues à l'échappement hydrodynamique et aux impacts. En revanche, ils semblent négliger la fraction de l'eau dissoute dans l'océan de magma qui est stockée dans la phase solide et ne traite pas le dégazage du  $CO_2$ . En effet, la quantité de ce volatil est une constante proportionnelle à la masse de la planète. Ni *Abe* [1993a, b, 1995, 1997] ni *Solomatov* [2000, 2007] ne traite l'échange de volatils entre l'océan de magma et l'atmosphère. En effet, le premier considère une atmosphère déjà composée d'une certaine pression partielle en  $H_2O$  et  $CO_2$  au début du refroidissement de l'océan de magma. Quant au deuxième, il ne considère tout simplement pas la présence d'une atmosphère au dessus de l'océan de magma, le laissant en contact direct avec l'espace (comme sur la Lune). Enfin, *Elkins-Tanton* [2008] a introduit l'échange du  $CO_2$  entre l'océan de magma et l'atmosphère en plus de l'eau. Elle a établi un mécanisme de dégazage des volatils (dans son cas  $CO_2$  et  $H_2O$ ) initialement dissous dans l'océan de magma. Ce mécanisme est basé sur des lois de solubilité plus récentes que celles utilisées par *Zahnle et al.* [1988] pour chacun des volatils, basées sur les données de *Papale* [1997]. *Elkins-Tanton* [2008] a également étudié plus précisément le flux de dégazage des volatils en fonction de la vitesse de convection de l'océan de magma. En effet, elle estime que la vitesse de convection de l'océan de magma au cours de son refroidissement est de l'ordre de 0.5 m/s. Elle en déduit alors que le temps requis pour que les volatils soit entraînés par la convection vers la surface est beaucoup plus court que le pas de temps de refroidissement de son modèle. Ainsi, elle suppose que l'océan de magma dégaze les volatils à chaque pas de temps. *Elkins-Tanton* [2008] a également pris en compte la composition minérale d'un océan de magma jusqu'à une profondeur de 2000 km (Fig. 2.5). Les principaux minéraux qu'elle considère sont l'olivine, le pyroxène et la pérovskite. A travers des coefficients de distribution liquide-solide expérimentaux [*Elkins-Tanton et al.*, 2003], *Elkins-Tanton* [2008] a pris en compte le stockage d'une partie des volatils dans les minéraux solides au cours de la solidification de l'océan de magma.

Le modèle d'échange de volatils de cette thèse reprend principalement celui d'*Elkins-Tanton* [2008]. En effet, l'équilibre des échanges de volatils entre les différents réservoirs à chaque pas de temps ainsi que la prise en compte du stockage de l'eau dans les minéraux solides au cours du refroidissement de l'océan de magma sont des mécanismes importants qui ne doivent pas être négligés. Ce dégazage sera explicitement couplé avec l'évolution thermique (dépendante de la viscosité) ainsi qu'avec l'atmosphère.



**Figure 2.5.:** Schéma de l'assemblage de minéraux supposé solidifier pour un océan de magma terrestre profond de 2000 km d'après [Elkins-Tanton, 2008]

### 2.2.3. Couplage avec l'atmosphère

Afin de simplifier les calculs, les premiers modèles atmosphériques couplés avec un modèle d'océan de magma traitaient l'atmosphère comme un corps gris. Un corps est considéré comme gris lorsque l'émission et l'absorption ne concernent qu'une petite partie du spectre pour laquelle on peut considérer l'émissivité comme constante. L'émissivité est une grandeur qui détermine la partie du flux de chaleur réémis après absorption par le corps étudié et dépend de la température du corps, de la direction du rayonnement et de la longueur d'onde. Dans le cas d'un corps gris, l'émissivité ne dépend pas de la longueur d'onde et reste donc constante. Le flux de chaleur émis par une atmosphère grise est similaire à celui du corps noir à la

différence qu'il tient compte du coefficient d'émissivité dépendant de la profondeur optique de l'ensemble des constituants chimiques de l'atmosphère (principalement  $H_2O$  et  $CO_2$ ) [Elkins-Tanton, 2008].

Les modèles de *Abe and Matsui* [1985, 1986] et *Elkins-Tanton* [2008] considèrent l'atmosphère comme un émetteur radiatif gris. Cette simplification dans le traitement des propriétés de l'atmosphère tient compte de l'émissivité de chaque composé volatil ( $H_2O$  et  $CO_2$ ), mais néglige la structure de l'atmosphère (e.g. troposphère sèche et troposphère humide) ainsi que la convection atmosphérique. Cependant, dans le passé récent, *Zahnle et al.* [1988] et *Abe* [1993a, b, 1995, 1997] ont utilisé les modèles atmosphériques développés par *Kasting* [1988], *Abe* [1988] et *Abe and Matsui* [1988]. En effet, ces modèles considèrent la structure de l'atmosphère et la convection atmosphérique. De plus, ils calculent de manière plus précise les opacités dans l'infrarouge thermique de chaque composé volatil ( $H_2O$  et  $CO_2$ ). *Zahnle et al.* [1988] ont également pris en compte dans leur modèle la formation de nuages d'eau dans la troposphère humide. Il a été récemment montré à partir d'un modèle unidimensionnel radiatif-convectif d'une atmosphère massive de  $H_2O-CO_2$  [Marq, 2012] qu'un traitement plus réaliste de la dynamique atmosphérique pourrait avoir un effet important. Les opacités dans l'infrarouge thermique (IR) ont été calculées en utilisant un code k-corrélé, sous forme de tableaux des opacités continues pour l'absorption de  $H_2O-H_2O$  et  $CO_2-CO_2$  ainsi que les nuages d'eau dans la zone de convection humide (lorsqu'ils sont présents). Deux régimes ont été identifiés. Pour une température de surface inférieure à un seuil de température (de 2350 K pour 300 bars de  $H_2O$  et 100 bars de  $CO_2$ ), un effet de serre efficace se met en place. Il résulte d'une haute atmosphère froide et d'une couverture de nuages d'eau, ce qui diminue le rayonnement de la chaleur dégagée par l'océan de magma vers l'espace. Pour une température de surface supérieure à ce seuil, l'effet de serre n'est pas suffisamment efficace pour éviter la forte perte de chaleur par rayonnement vers l'espace à travers une atmosphère chaude et sans nuage. Le passage d'une forte perte de chaleur à une faible perte de chaleur par rayonnement vers l'espace, lorsque la température de surface passe en dessous de la température seuil, pourrait jouer un rôle majeur dans le ralentissement du refroidissement de l'océan de magma.

Nous avons pu voir qu'il existait déjà de nombreux modèles d'évolution thermique et chimique d'un océan de magma. Les paramètres qui ont été utilisés dans ces modèles sont nombreux et variés. Le modèle qui va être présenté dans les prochaines sections est une étude paramétrée d'un océan de magma en interaction avec une atmosphère primitive prenant en compte les processus convectifs et radiatifs dans la troposphère et la mésosphère, l'absorption IR du  $CO_2$  et  $H_2O$  ainsi que la formation de nuages dans la troposphère humide. Ce modèle a pour objectif de contribuer à la compréhension de l'étude complexe et multidisciplinaire de l'évolution thermique d'un océan de magma en interaction avec une atmosphère primitive dans le but d'étudier quels paramètres essentiels influencent la condensation d'un océan d'eau. Nous pensons que cette approche est complémentaire de modèles numériques 3-D de convection plus complexes.





## 3. Modèle numérique

En collaboration avec des chercheurs de plusieurs laboratoires (IDES, FAST, LATMOS, IPGP), j'ai établi un modèle 1-D de refroidissement séculaire d'un océan de magma primitif par transport convectif de chaleur en symétrie sphérique. Ce modèle est couplé avec un modèle thermique radiatif-convectif de l'atmosphère développé par *Marcq* [2012]. Ce couplage s'effectue à travers l'échange d'espèces volatiles entre l'océan de magma et l'atmosphère et la conservation de chaleur à leur interface. Dans les sections suivantes, je vais tout d'abord présenter succinctement le modèle atmosphérique, puis, dans un second temps, je détaillerai le modèle d'océan de magma ainsi que le couplage entre ces deux modèles.

### 3.1. L'atmosphère

Le modèle atmosphérique est un modèle unidimensionnel prenant en compte les processus convectifs et radiatifs de l'atmosphère. L'atmosphère est constituée uniquement de  $H_2O$  condensable et de  $CO_2$  non condensable, ainsi que d'une petite quantité d'azote. Le profil thermique de l'atmosphère est similaire à celui de *Kasting* [1988] et *Abe and Matsui* [1988]. Ce modèle prend également en compte la formation de nuages dans la troposphère humide.

L'atmosphère est supposée être plan-parallèle et répartie en trois couches [*Kasting*, 1988] :

- Une mésosphère isotherme approximativement en équilibre radiatif.
- Optionnellement, une troposphère humide où la pression partielle de vapeur d'eau  $P_{H_2O}$  est égale à sa valeur de saturation  $P_{sat}(T)$  et où la température  $T$  est inférieure à la température critique  $T_c$ .
- Une troposphère sèche où  $P_{H_2O} < P_{sat}(T)$  et  $T > T_c$ .

Si la troposphère humide atteint la surface, on peut alors observer la formation d'un océan d'eau.

Les nuages sont supposés s'étendre sur la totalité de la zone convective humide et vont avoir un impact important sur le calcul de l'abedo bolométrique de la planète. La prise en compte de l'effet des nuages sur l'abedo bolométrique est donnée par cette formule :  $A = [1 - \exp(-\tau_c)] A_c + \exp(-\tau_c) A_0$ , où  $\tau_c$  est l'épaisseur optique des nuages,  $A_0$  l'albedo bolométrique du sol de la planète et  $A_c$  l'albedo

bolométrique des nuages. Selon, les valeurs actuelles pour Venus,  $A_0 = 0.2$  et  $A_c = 0.7$ .

Le flux radiatif net émis vers l'espace au sommet de l'atmosphère, noté  $F_{net}$ , représente la différence entre le flux de chaleur reçu par la planète (dû au rayonnement solaire) et le flux de chaleur émis par la planète dans l'infra-rouge. Ce flux de chaleur s'exprime à travers la différence entre la température effective et la température d'équilibre, car la planète n'est pas considérée à l'équilibre radiatif du fait de son refroidissement constant sur une longue période de temps :

$$F_{net} = \sigma (T_{eff}^4 - T_{eq}^4) \quad (3.1)$$

où  $T_{eq}$  est la température d'équilibre définie comme suit :

$$\sigma T_{eq}^4 = \frac{(1 - A) C}{4} \quad (3.2)$$

et  $T_{eff}$  la température effective définie comme suit :

$$F_{IR} = \sigma T_{eff}^4 \quad (3.3)$$

avec  $\sigma$  la constante de Stefan-Boltzmann,  $A$  l'albedo bolométrique de la planète,  $C$  la constante solaire ( $C = 956 \text{ Wm}^{-2}$  si on suppose que la luminosité du jeune soleil était égale à 70% de la luminosité actuelle du soleil) et  $F_{IR}$  le flux de chaleur émis par la planète dans l'infra-rouge.

Comme nous le verrons dans les sections suivantes, les paramètres  $A$  et  $C$  sont des paramètres importants qui vont influencer sur le temps de refroidissement de l'océan de magma, mais aussi et surtout sur la condensation de la vapeur d'eau.

## 3.2. L'océan de magma

### 3.2.1. Etat initial

Nous considérons tout d'abord le cas d'un gros impact à la fin de la période "oligarchic growth" correspondant à un impact du type de celui qui a créé la lune. Suite à ce gros impact, nous considérons qu'à l'état initial, l'océan de magma est totalement liquide et son profil thermique est supposé adiabatique (Figure 3.1). La température potentielle correspondant à cet état initial pour la Terre est considérée être égale à 4000 K pour une profondeur initiale de l'océan de magma égale à environ 3000 km correspondant à un cas où la fusion du manteau est totale.

Pour déterminer la température de surface initiale, nous considérons que le flux de chaleur qui sort à la surface de l'océan de magma est égal au flux du corps noir dont l'expression s'écrit comme suit :  $F_b = \sigma (T_s^4 - T_{eq}^4)$  où  $T_{eq}$  est la température d'équilibre de la planète. Ainsi, nous considérons qu'à l'état initial, la planète n'a pas encore d'atmosphère.

Les quantités initiales de volatils varient de  $1.4 \times 10^{-2}$  wt% à  $1.4 \times 10^{-1}$  wt% pour  $CO_2$  et pour  $H_2O$ , correspondant à des pressions partielles variant de 100 bars à 1000 bars.

#### 3.2.2. Refroidissement convectif

Après un impact, l'océan de magma perd sa chaleur par refroidissement à travers sa surface. La convection est caractérisée par deux nombres sans dimension : le nombre de Prandtl  $Pr = \nu/\kappa$  qui compare les dissipations visqueuses et thermiques et le nombre de Rayleigh qui compare la force de flottaison aux dissipations thermiques et visqueuses :

$$Ra = \frac{\alpha g (T_p - T_s) l^3}{\kappa \nu} \quad (3.4)$$

où  $T_s$  est la température de surface,  $\kappa$  est la diffusivité thermique,  $k = \kappa \rho C_p$  est la conductivité thermique,  $l$  est l'échelle de longueur correspondant dans notre cas à l'épaisseur de l'océan de magma,  $\nu = \eta/\rho$  est la viscosité cinématique et  $\eta$  est la viscosité dynamique à la température  $T_p$  de l'intérieur de l'océan de magma. Pour l'océan de magma  $Pr \sim 100$  alors que pour un manteau solide,  $Pr$  est quasi infini ( $\sim 10^{23}$ ). Due à la grande profondeur de l'océan de magma (2900 km s'il englobe le manteau entier) et à la faible viscosité de l'océan de magma à haute température (typiquement 0.1 Pa.s; i.e. [Solomatov, 2000]),  $Ra$  est grand, même pour une très petite différence de température entre la surface et l'intérieur de l'océan de magma (i.e.  $Ra \sim 10^{26}$  pour  $\Delta T = T_p - T_s = 1^\circ K$ ). En conséquence l'océan de magma est supposé convecter vigoureusement et son intérieur devrait être bien mélangé. Dans ce cas, on peut supposer que sa température interne  $T(r, t)$ , suit un profil adiabatique. L'évolution thermique de l'océan de magma est gouvernée par la conservation de l'énergie (e.g. : [Abe, 1997]) :

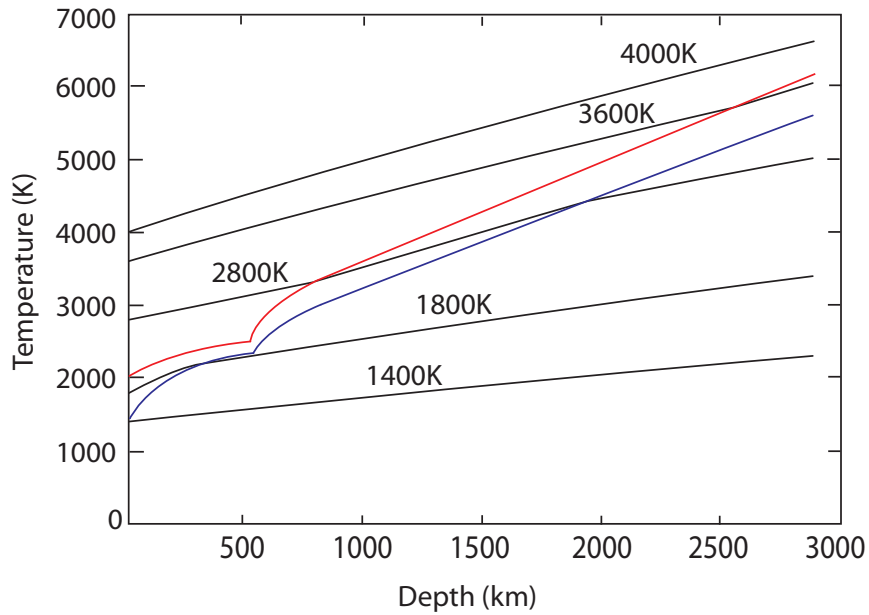
$$r^2 \rho \left( C_p + \Delta H \frac{d\phi}{dT} \right) \frac{dT}{dt} = \frac{\partial}{\partial r} (r^2 F_r) + r^2 \rho q_r \quad (3.5)$$

où  $r$  est l'altitude planétocentrique, qui est la distance au centre de la planète,  $T$  la température,  $C_p$  la chaleur spécifique,  $\Delta H$  la différence d'enthalpie spécifique entre les phases liquide et solide,  $F_r$  le flux de chaleur convectif au rayon  $r$ ,  $q_r$  est le taux de production de chaleur radiogénique et  $\rho$  la densité moyenne du magma définie

comme  $\rho = \rho_s \rho_m / (\rho_m (1 - \phi) + \rho_s \phi)$  [Abe, 1993b],  $\rho_m$  étant la densité de la phase liquide,  $\rho_s$  la densité de la phase solide et  $\phi$  la fraction de liquide définie comme suit :

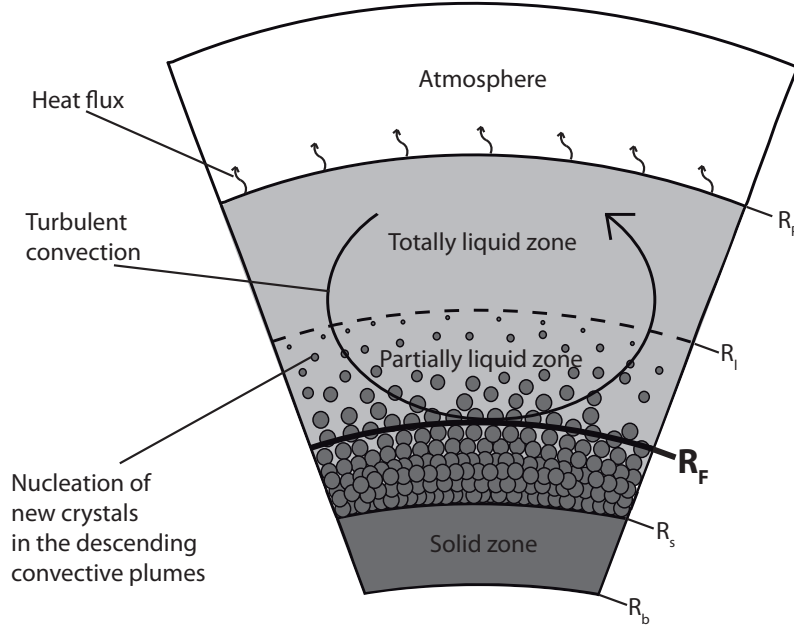
$$\phi = \frac{T - T_{sol}}{T_{liq} - T_{sol}}, \text{ [Abe, 1997]} \quad (3.6)$$

avec  $T_{sol}$  et  $T_{liq}$  les températures du solidus et du liquidus. Les variations de densité sont seulement prises en compte dans les forces de flottaison (approximation de Boussinesq). Les températures  $T_{sol}$  et  $T_{liq}$  sont tracées en figure 3.1 et sont obtenues à partir des interpolations des températures de liquidus et de solidus de la Lherzolite déterminées expérimentalement pour  $P < 23$  GPa et d'un mélange idéal de MgSiO<sub>3</sub>-perovskite et MgO à plus haute pression d'après [Takahashi et al., 1993; Zerr and Boehler, 1993, 1994] (pour détail voir [Abe, 1997]). Le terme  $\Delta H d\phi/dT$  représente la chaleur latente de solidification.



**Figure 3.1.:** Liquidus (ligne rouge), solidus (ligne bleue) redessinées d'après Abe [1997]. Les profils de température adiabatique (lignes noires) correspondent à un océan de magma avec l'épaisseur du manteau de la Terre. Au fur et à mesure que le refroidissement de l'océan de magma s'effectue, les adiabats croisent les courbes du liquidus puis du solidus, l'océan de magma solidifiant depuis sa base jusqu'à la surface (voir également [Elkins-Tanton, 2008; Solomatov, 2000]).

En comparant les pentes des courbes du liquidus et du solidus avec celles des adiabats (Fig. 3.1), on remarque que l'océan de magma se solidifie de sa base jusqu'à la surface car les adiabats croisent les courbes du liquidus et du solidus à partir de la base de l'océan de magma. Lorsque la fraction de liquide augmente au-delà d'une fraction critique notée  $\phi_c$  ( $\phi_c = 0.4$ ), il y a un changement abrupt dans le comportement rhéologique du liquide partiellement cristallisé [Arzi, 1978; Abe, 1995]. Ce changement drastique est dû essentiellement au changement dans la connectivité des particules solides. Deux zones principales sont définies, une zone où  $\phi > \phi_c$  dans laquelle la viscosité est celle d'un liquide magmatique et une zone où  $\phi < \phi_c$  où le mélange a un comportement type-solide et la viscosité augmente drastiquement. La limite entre ces deux zones est appelée front de rhéologie (d'après [Solomatov, 2000]). Comme précédemment mentionné, je suppose un océan de magma initialement totalement à l'état liquide, de profondeur fixée  $R_p - R_b$ , où  $R_p$  est le rayon de la planète et  $R_b$  l'altitude planétocentrique du fond de l'océan de magma. Lors du refroidissement, les rayons  $R_s$ ,  $R_f$  et  $R_l$  (respectivement, les altitudes planétocentriques du front de solidification, du front de rhéologie et du fond de la zone totalement liquide) migrent vers la surface (voir Fig. 3.2). Je suppose que ces deux couches ne se mélangent pas au regard de ce qui se produit dans les chambres magmatiques [Turner and Campbell, 1986; Jaupart and Brandeis, 1986]. En effet Turner et Campbell [Turner and Campbell, 1986] ont montré que pour une différence de viscosité suffisamment grande entre deux magmas (ratio de viscosité de l'ordre de 400), les deux fluides se maintiennent séparés. Dans le cas de l'océan de magma, le contraste de viscosité est beaucoup plus grand, de l'ordre de  $10^{15}$ . Même à des vitesses de convection plus grandes dans l'océan de magma, ces deux couches devraient se maintenir séparées suivant le critère de Turner et Campbell [Turner and Campbell, 1986]. Dans la zone partiellement liquide (entre  $R_f$  et  $R_l$  dans la Fig. 3.2), je suppose une cristallisation à l'équilibre, se qui est une suffisamment bonne approximation pour des cristaux dont le rayon est inférieur à 1 mm [Solomatov, 2007; Suckale et al., 2012]. Parce que le flux de chaleur à la surface de l'océan de magma ne devrait pas dépendre trop en détail de la convection solide et du phénomène d' "overturn" dans la couche solide à la base de l'océan de magma [Solomatov, 2007; Jaupart and Mareschal, 2011], je ne considère pas ici les détails des processus pétrologiques ni géochimiques s'effectuant dans cette couche solide, même si ces processus sont essentiels pour comprendre la stratification actuelle de la Terre [Elkins-Tanton, 2008]. Le profil de température adiabatique dans chaque zone est donné en appendice A et peut être exprimé en terme de température potentielle. De récentes données pétrologiques expérimentales à haute pression et température [Fiquet et al., 2010; Labrosse et al., 2007; Nomura et al., 2011] montrent que les profils du liquidus et du solidus dans le manteau très profond pourraient être différents de ceux montrés en Fig. 3.1 et permettraient à long terme l'existence d'une zone partiellement liquide. Cependant ceci reste débattu [Andraut et al., 2011]. Ainsi dans le présent travail, je considère seulement l'interaction avec l'atmosphère d'un océan de magma solidifiant à partir du fond.



**Figure 3.2.:** Coupe schématique de l'océan de magma adaptée de [Solomatov, 2007]. Trois zones sont représentées : une zone totalement liquide où  $T > T_{liq}$ . Une zone partiellement liquide où  $T_{sol} < T < T_{liq}$ , et enfin une zone solide où  $T < T_{sol}$ . On définit :  $R_p$  le rayon de la planète,  $R_f$  l'altitude planétocentrique du front de rhéologique,  $R_l$  celle du fond de la zone totalement liquide,  $R_s$  celle du sommet de la zone solide et  $R_b$  celle du fond de l'océan de magma initialement liquide. Au fur et à mesure du refroidissement de l'océan de magma, ces interfaces se déplacent vers la surface et  $R_s$ ,  $R_f$  et  $R_l$  tendent vers  $R_p$ .

Intégrant l'équation 3.5 sur la totalité de l'océan de magma, on obtient (voir appendice A pour le développement complet) :

$$I \frac{dT_p}{dt} = [R_p^2 F] + Q_r \quad (3.7)$$

où  $T_p$  est la température potentielle, qui est la température d'une parcelle d'océan de magma ayant subi une décompression adiabatique jusqu'à la pression atmosphérique,  $Q_r$  la production de chaleur radiogénique et  $F$  est le flux de chaleur à la

surface de l'océan de magma. L'équation 3.7 suppose que le flux de chaleur provenant du noyau à la base de l'océan de magma est négligeable.  $I$  et  $Q_r$  sont définis dans l'appendice A.

Dans le cas d'une convection de type Rayleigh-Bénard, l'échelle du flux de chaleur de surface s'écrit comme :

$$F = C_0 \frac{k(T_p - T_s)}{l} Ra^n \quad (3.8)$$

où  $C_0$  et  $n$  sont des constantes qui dépendent du régime et du chemin de convection [Malkus, 1954; Siggia, 1994; Grossmann and Lohse, 2000; Solomatov, 2007; Davaille and Limare, 2007] et l'échelle de l'épaisseur de la couche limite thermique varie comme :

$$\delta = \frac{k(T_p - T_s)}{F} \quad (3.9)$$

L'exposant  $n = 1/3$  dans l'équation 3.8 signifie que la perte de chaleur est gouvernée seulement par des instabilités locales de la couche limite thermique supérieure (CLT) et ne dépend pas explicitement de l'épaisseur de l'océan de magma. Cette valeur de  $1/3$  a été observée dans des expériences avec une viscosité constante pour  $10^6 < Ra < 10^{10}$ , avec  $C_0$  variant entre 0.05 et 0.18 (voir [Siggia, 1994; Davaille and Limare, 2007] pour plus de détails). D'autre part, l'apparition d'une circulation à grande échelle reliant le haut de la CLT au bas de la couche, soit en raison de mouvements de turbulence dans des boîtes confinées (pour  $10^8 < Ra < 10^{14}$ , voir [Castaing et al., 1989; Grossmann and Lohse, 2000]) soit en raison de fortes variations de viscosité (e.g. [Solomatov and Moresi, 1997; Androvandi et al., 2011]) donnerait un exposant inférieur à  $1/3$ . Pour un  $Ra$  très haut ( $> 10^{14}$ ), il a été proposé qu'un régime ultime [Kraichman, 1962] pourrait se mettre en place là où les CLTs ne limitent pas le transport de chaleur, avec un exposant  $n = 1/2$ . Ceci pourrait avoir été récemment observé dans de très grandes et fines cavités [Chavanne et al., 1997; Ahlers et al., 2012], mais la mise à l'échelle reste controversée et l'organisation correspondante inconnue. Une autre complication peut survenir pour l'océan de magma : dans son état liquide, le transport de chaleur et l'organisation de la convection seraient sensible à la rotation. Cependant, il n'y a pas encore de consensus sur l'exposant  $n$  qui peut être beaucoup plus grand que  $1/3$  (e.g. [King et al., 2012]). Ainsi, bien que le régime ne soit pas clairement défini pour le  $Ra$  très grand de l'océan de magma, une valeur de  $n = 1/3$  semble dans ce cadre être suffisamment convenable. Ceci est la valeur de l'exposant que j'adopterai pour l'étape liquide de l'océan de magma, avec  $C_0 = 0.089$  (e.g. [Siggia, 1994]).

D'autre part, la définition de  $Ra$  (Equation 3.4) montre que  $F$  dépend de la viscosité de l'intérieur de l'océan de magma, et donc de sa température et de son



contenu en cristaux. C'est l'augmentation de la viscosité lorsque l'océan de magma refroidit qui va influencer sur le style de convection et donc le flux de chaleur lorsque le front de rhéologie atteint la surface. On considèrera que pour  $\phi > \phi_c$ , la viscosité du magma correspond à la viscosité du liquide magmatique contenant des cristaux :

$$\eta = \frac{\eta_l}{\left(1 - \frac{(1-\phi)}{1-\phi_c}\right)^{2.5}}, \text{ [Roscoe, 1952]} \quad (3.10)$$

avec

$$\eta_l = A \exp\left(\frac{B}{T_p - 1000}\right), \text{ [Karki and Stixrude, 2010]} \quad (3.11)$$

la viscosité du liquide magmatique dérivée de l'équation de Vogel-Fulcher-Tammann (VFT) où  $A = 0.00024$  Pa.s et  $B = 4600$  K.

Pour  $\phi < \phi_c$  la viscosité du magma est contrôlée par la viscosité des particules solides [Solomatov, 2007] :

$$\eta = \eta_s \exp(\alpha_n \phi) \quad (3.12)$$

avec

$$\eta_s = \frac{\mu}{2A} \left(\frac{h}{b}\right)^{2.5} \exp\left(\frac{E + PV}{RT_p}\right), \text{ [Karato and Wu, 1993]} \quad (3.13)$$

où  $\eta_s$  est la viscosité dynamique,  $\mu$  est le module de cisaillement,  $A$  est le facteur pré-exponentiel,  $h$  est la taille de grain,  $b$  est le vecteur longueur de Burger,  $E$  est l'énergie d'activation,  $V$  est le volume d'activation,  $R$  est la constante des gaz parfait et  $\alpha_n$  est une constante qui dépend du mécanisme à l'oeuvre lors de la déformation plastique (creep mechanism). Il existe deux types de mécanisme : la déformation plastique par diffusion des défauts dans le système cristallin qui est favorisé lorsque les roches subissent une faible contrainte déviatorique et que la température est élevée et la déformation plastique par dislocation qui est favorisé lorsque les roches subissent une forte contrainte déviatorique [Karato and Wu, 1993]. Dans notre cas, on considère que les roches subissent de faibles contraintes déviatoriques du fait qu'elles sont en cours de formation au cours du refroidissement. De plus, l'océan de magma étant probablement très hydraté, la présence de l'eau abaisse le seuil de contrainte nécessaire pour déformer la roche. Ainsi, pour un "diffusion creep

mechanism" hydraté, je prend comme valeur  $\alpha_n = 26$  [Mei et al., 2002]. Contrairement aux modèles précédents, j'inclus donc la dépendance explicite de la viscosité du magma à la température potentielle, en plus de sa dépendance aux fractions de cristaux.

Quand, dû au refroidissement, le front de rhéologie ( $\phi < 0.4$ ) atteint la surface de la planète, le type de convection change. L'augmentation drastique de la viscosité à la surface marque le début de l'accroissement d'une couche limite thermique visqueuse et froide plus épaisse, et de fait le changement de régime convectif. Des simulations numériques (e.g. [Solomatov and Moresi, 1997]) et des expériences en laboratoire (e.g. [Androvandi et al., 2011]) ont montré que pour un régime convectif impliquant des couches limites très visqueuses susceptibles de subduire, l'exposant est tel que  $n = 0.29$ . De plus, la prise en compte de la résistance à la flexion de la CLT lithosphérique dans les zones de subduction [Conrad and Hager, 1999] et/ou les effets d'une croûte basaltique [Davies, 1999] ou de la déshydratation sur la viscosité et la densité de la CLT [Korenaga, 2006] abaisse encore d'avantage l'exposant  $n$ . Pour prendre en compte ce régime de convection, l'exposant  $n$  décroît jusqu'à la valeur de 0.25 dans le modèle. Ce régime est certainement plus proche de la tectonique des plaques que d'un océan de magma liquide turbulent, et il est tentant d'assimiler le haut de la CLT visqueuse et froide avec une "plaque lithosphérique". Cependant, les mécanismes de la transition d'un océan de magma liquide à la tectonique des plaques dans un manteau type-solide sont toujours débattus, et probablement très compliqués (voir [Bercovici et al., 2000; Van Hunen et al., 2008; Lowman, 2011]). Ce modèle simplifié est juste une première approximation.

Dans la structure détaillée ci-dessus, le refroidissement de l'océan de magma s'effectue en trois étapes principales : (i) une première étape, lorsque l'océan de magma est totalement liquide, (ii) une seconde étape lorsque des cristaux nucléent et sont mélangés avec le liquide, le front de rhéologie se déplaçant vers la surface et finalement (iii) une troisième étape qui est appelée étape "Mush" dans la section suivante et qui commence lorsque le front de rhéologie ( $\phi < 0.4$ ) atteint la surface. Il date alors la fin de la phase d'océan de magma.

Le taux de production de chaleur radiogénique  $q_r$  est déterminé à partir des concentrations actuelles d'uranium, thorium et potassium [Schubert et al., 2001; Jaupart and Mareschal, 2011], mais aussi à partir de la concentration initiale en  $^{26}\text{Al}$  car cet isotope radioactif peut avoir une influence significative sur le début de la solidification de l'océan de magma. A partir de la concentration initiale et de la loi de décroissance radioactive, on peut déterminer l'évolution temporelle de chaque isotope radioactif. Le taux de production de chaleur radiogénique s'écrit alors comme suit :

$$\begin{aligned}
q_r = & 0.9928 [U]_a H_{238U} \exp(-\lambda_{238U} (t - t_0)) + \\
& 0.0072 [U]_a H_{235U} \exp(-\lambda_{235U} (t - t_0)) + [Th]_a H_{232Th} \exp(-\lambda_{232Th} (t - t_0)) + \\
& 1.17 \times 10^{-4} [K]_a H_{40K} \exp(-\lambda_{40K} (t - t_0)) + 5 \times 10^{-5} [Al]_a H_{26Al} \exp(-\lambda_{26Al} t)
\end{aligned}
\tag{3.14}$$

où  $\lambda_i$  est la constante de décroissance radioactive pour chaque isotope,  $H$  la production de chaleur par unité de masse d'isotope et  $t_0$  l'âge de la planète (voir table 3.1). Les concentrations des éléments  $[U]_a$ ,  $[Th]_a$ ,  $[K]_a$  et  $[Al]_a$  sont des valeurs actuelles appropriées à la Terre silicatée, pour lesquelles nous utilisons des valeurs chondritiques typiques [Allègre *et al.*, 1995; McDonough and Sun, 1995; Taylor and McLennan, 1995; Lodders and Fegley, 1998; Javoy, 1999] (voir table 3.2).

**Table 3.1.:** Paramètres physiques utilisés.

Symbole	Valeur	Définition
$C_p$	1000 J/kgK	Chaleur spécifique
$\rho_m$	4000 kg/m <sup>2</sup>	Densité du liquide
$\rho_s$	4200 kg/m <sup>2</sup>	Densité du solide
$\Delta\rho$	200 kg/m <sup>2</sup>	Différence densité liquide-solide
$\Delta H$	$4 \times 10^5$ J/kg	Différence d'enthalpie spécifique
$\kappa$	$10^{-6}$ m <sup>2</sup> /s	Diffusivité thermique
$\mu$	80 GPa	Module de cisaillement
$A$	$5.3 \times 10^{15}$	Facteur pré-exponentiel
$h$	1 mm	Taille de grain
$b$	0.5 nm	Vecteur longueur de Burger
$E$	240 kJ/mol	Energie d'activation
$V$	5 cm <sup>3</sup> /mol	Volume d'activation
$R$	8.314 J/mol.K	Constante des gaz parfaits
$\alpha_n$	26	Coefficient de la dépendance de la viscosité sur la fraction de liquide
$t_0$	4.55 Ga	Age de la Terre

Table 3.2.: Paramètres de la production de chaleur radioactive.

Isotope/Element	Demi vie (y)	Production de chaleur par unité de masse d'isotope (W/kg)	Abondance naturelle (%)	Concentrations actuelles (ppm)
$^{238}\text{U}$	$4.46 \times 10^9$	$9.17 \times 10^{-5}$	99.28*	
$^{235}\text{U}$	$7.04 \times 10^8$	$5.75 \times 10^{-4}$	0.72*	
U				0.20 [Javoy, 1999]
$^{232}\text{Th}$	$1.40 \times 10^{10}$	$2.56 \times 10^{-5}$	100*	
Th				0.069 [Javoy, 1999]
$^{40}\text{K}$	$1.26 \times 10^9$	$2.97 \times 10^{-5}$	0.0117*	
K				270 [Javoy, 1999]
$^{26}\text{Al}$	$7.17 \times 10^5$	$3.54 \times 10^{-1}$	0.005**	
Al				8650 [Lodders and Fegley, 1998]

Données obtenues à partir de Rybach [1988] pour U, Th and K et Sramek et al. [2011] pour Al

\*Abondance naturelle actuelle

\*\*Abondance naturelle initiale

### 3.2.3. Les échanges de volatils

Comme indiqué dans le chapitre introductif, suivant la nature et la taille de l'impactant, celui-ci est susceptible d'apporter une quantité plus ou moins importante de volatils. Lors de l'impact, seule une fraction de la masse de l'impactant est intégré à la planète impactée, le reste du corps étant expulsé vers l'espace [Morbidelli et al., 2012]. Les volatils sont donc supposés ici être initialement dissous dans l'océan de magma. Parce que la répartition entre la fraction apportée et érodée n'est pas bien connue, je n'ai pas considéré ici la formation d'une atmosphère par les volatils vaporisés sous l'effet de l'impact.

Au cours du refroidissement de l'océan de magma, les volatils sont exsolvés vers l'atmosphère. L'échelle de vitesse caractérisant les mouvements de convection dans le cas d'une convection type-liquide peut s'écrire [Priestley, 1957, 1959; Solomatov, 2007; Elkins-Tanton, 2008] :

$$v_{conv} = 0.6 \left[ \frac{\alpha g l F}{\rho C_p} \right]^{1/3} \quad (3.15)$$

où  $\alpha$  est le coefficient de dilatation thermique,  $g$  l'accélération gravitationnelle,  $F$  le flux de chaleur convectif,  $\rho$  la densité moyenne du magma,  $C_p$  la chaleur spécifique et  $l$  l'échelle de longueur correspondant ici à la profondeur de l'océan de magma. La vitesse de convection avant que le front de rhéologie n'atteigne la surface varie de 5 m/s au début du refroidissement à  $5 \times 10^{-4}$  m/s juste avant le changement de type de convection. Quand le front de rhéologie atteint la surface, nous basculons vers un autre type de convection qui est proche de la convection type-solide. Avant l'apparition du front de rhéologie, un petit volume de magma est remonté en surface par les mouvements convectifs en quelques semaines quand la convection est vigoureuse et jusqu'à quelques mois lorsque l'on s'approche d'un style de convection type solide. Comparé au temps de refroidissement de l'océan de magma, il est supposé que pour une convection type-liquide, la fraction massique de volatils dissous dans l'océan de magma est en équilibre avec le contenu atmosphérique en volatils à chaque pas de temps dû aux courants convectifs à différentes échelles. Quand nous approchons la convection type-solide, il est considéré que les volatils sont transportés puis exsolvés en surface par percolation du liquide à travers des canaux formés dans le milieu poreux. La vitesse de percolation est donnée comme suit [Solomatov, 2007] :

$$v_{perc} = \frac{g \Delta \rho d^2 \phi^2}{150 \eta_l (1 - \phi)} \quad (3.16)$$

où  $\Delta \rho$  est la différence de densité entre les phases liquide et solide et  $d$  la taille des particules solides. Puisque la taille moyenne des particules solides grossit au cours de la solidification de l'océan de magma, on considère que la vitesse de percolation

### 3.2 L'océan de magma

---

est toujours plus rapide que la vitesse du front de solidification. En conséquence, on suppose que les volatils peuvent voyager vers la surface plus rapidement que la propagation du front de solidification, et on considère que la fraction massique de volatils dissous dans la partie liquide de l'océan de magma est en équilibre avec le contenu atmosphérique en volatils à chaque pas de temps. L'équilibre de la masse des volatils est donné comme suit :

$$k_{vol}X_{vol}M_{solide} + X_{vol}M_{liquide} + \frac{4\pi R_p^2}{g}P_{vol} = X_0M_0 \quad (3.17)$$

où  $k_{vol}$  est le coefficient de distribution pour chaque espèce volatile entre les phases liquide et solide, et dont l'expression est :

$$k_{vol} = \frac{M_{sperov}k_{volperov} + M_{sitherz}k_{volitherz}}{M_{sperov} + M_{sitherz}} \quad (3.18)$$

où  $M_{sperov}$  et  $M_{sitherz}$  sont respectivement les masses des phases solides de Perovskite et de Lherzolite,  $k_{volperov}$  et  $k_{volitherz}$  les coefficients de partition des volatils ( $H_2O$  ou  $CO_2$ ) entre les phases liquide et solide respectivement de Perovskite et de Lherzolite [Elkins-Tanton, 2008] (voir table 3.3). La variable  $X_{vol}$  est la fraction massique de volatils dans le magma,  $M_{liquide}$  et  $M_{solide}$  sont respectivement les masses des phases liquide et solide,  $X_0$  est la fraction massique initiale de volatils,  $M_0$  est la masse initiale de liquide magmatique et  $P_{vol}$  est la pression partielle de volatils dans l'atmosphère :

$$P_{H_2O} = \left( \frac{X_{H_2O}}{6.8 \times 10^{-8}} \right)^{1/0.7}, [Carroll and Holloway, 1994] \quad (3.19)$$

$$P_{CO_2} = \frac{X_{CO_2}}{4.4 \times 10^{-12}}, [Pan et al., 1991] \quad (3.20)$$

Les pressions partielles sont utilisées comme entrées pour le modèle atmosphérique. En effet, l'effet de serre dépend de l'opacité de l'atmosphère qui varie avec la proportion relative de chaque composant gazeux.

**Table 3.3.:** Valeurs des coefficients de distribution pour  $H_2O$  and  $CO_2$  utilisées dans cette étude.

Symbole	Valeur
$k_{H_2O_{perov}}$	$10^{-4}$
$k_{CO_2_{perov}}$	$5 \times 10^{-4}$
$k_{H_2O_{lherz}}$	$1.1 \times 10^{-2}$
$k_{CO_2_{lherz}}$	$2.1 \times 10^{-3}$

### 3.3. Le couplage atmosphère-océan de magma

Les modèles d’océan de magma et atmosphérique radiatif-convectif [Marcq, 2012] décrits ci-dessus sont destinés à être couplés. Ce couplage s’effectue au niveau de l’interface entre l’océan de magma et l’atmosphère au travers des échanges de chaleur et de volatils. Afin de calculer les flux de chaleur convectif et atmosphérique, il est nécessaire de déterminer la température de surface (équation 3.8 pour le flux convectif et équation 3.1 pour le flux atmosphérique, où  $T_{eff}$  dépend de  $T_s$ ). C’est pourquoi, une méthode itérative similaire à la méthode de Raphson-Newton a été utilisée pour équilibrer les flux de chaleur convectif et atmosphérique à travers une modification itérative de la température de surface. Cette boucle itérative est conditionnée par un critère d’arrêt pour lequel  $|F_{net} - F| < \varepsilon$  où  $\varepsilon$  est égal à  $10^{-1}$ . Ce seuil est suffisant pour considérer qu’il existe un équilibre entre ces deux flux. Si cette inégalité n’est pas satisfaite, alors la température de surface est ajustée par un facteur  $\Delta T_s$  et les flux de chaleur  $F$  et  $F_{net}$  sont recalculés mais avec la même température potentielle et les mêmes pressions partielles de gaz. Sinon, la boucle itérative prend fin pour ce pas de temps et on obtient un flux de chaleur équilibré entre les deux réservoirs et une température de surface.

Cette boucle itérative s’inscrit elle-même dans une boucle temporelle au cours de laquelle la température potentielle et les pressions partielles de gaz nécessaires au calcul du flux de chaleur atmosphérique sont calculées. Au premier pas de temps, les températures potentielle et de surface sont déjà définies par l’état initial, et les premières pressions partielles de gaz sont calculées à partir de la température potentielle. En effet, les différentes masses nécessaires au calcul de l’équilibre de masse des volatils (équation 3.17) sont obtenues à partir des profils thermiques construits eux-même à partir de la température potentielle (Appendice A). Une fois ces paramètres établis, la boucle itérative commence et ne s’achève qu’une fois l’équilibre entre les flux convectif et atmosphérique atteint. Une fois l’égalité satisfaite, une nouvelle itération temporelle commence et une nouvelle température potentielle est calculée à partir de l’équation 3.7. Cette nouvelle température potentielle permet de calculer les nouvelles pressions partielles nécessaires au calcul du nouveau flux atmosphérique et la température de surface calculée au pas de temps précédent devient la nouvelle température de surface initiale. Il est à noter que le modèle atmosphérique est limitée par un seuil de pression totale de gaz d’environ 1000 bars. En effet, une trop grande quantité de gaz dans l’atmosphère ferait exagérément augmenter l’épaisseur de l’atmosphère et fausserait les résultats obtenus. Le pas de temps qui est considéré dans ce modèle est adaptatif. En effet, il a été observé que la variation du pas de temps a peu d’impact sur les résultats. C’est pourquoi, afin de limiter le temps de calcul, le pas de temps a été ajusté en fonction de la vitesse de refroidissement déterminée par l’équation 3.7. Une schématisation du couplage décrit ci-dessus est illustrée sur la figure 3.3.

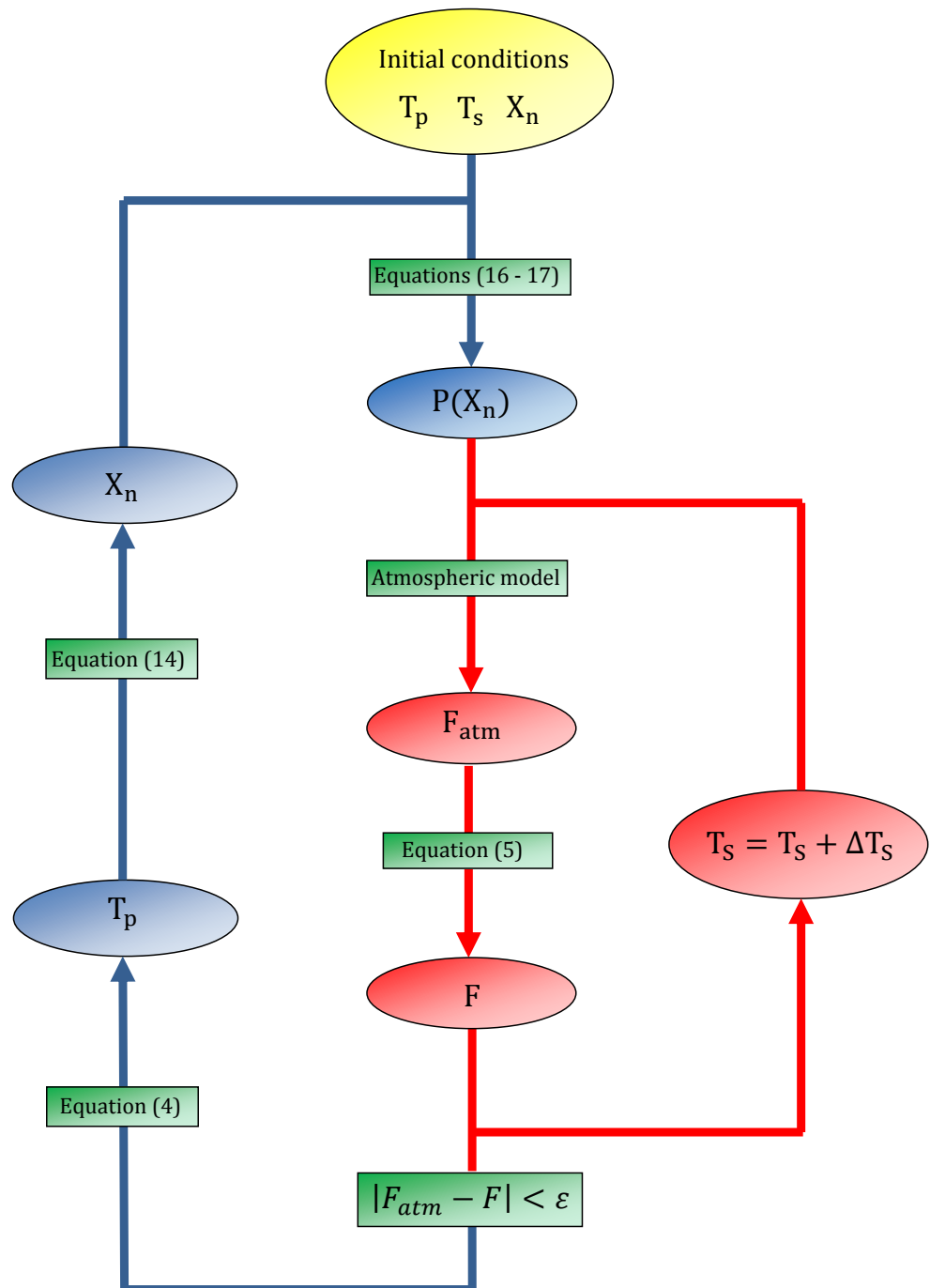


Figure 3.3.: Flow chart de la méthode numérique.





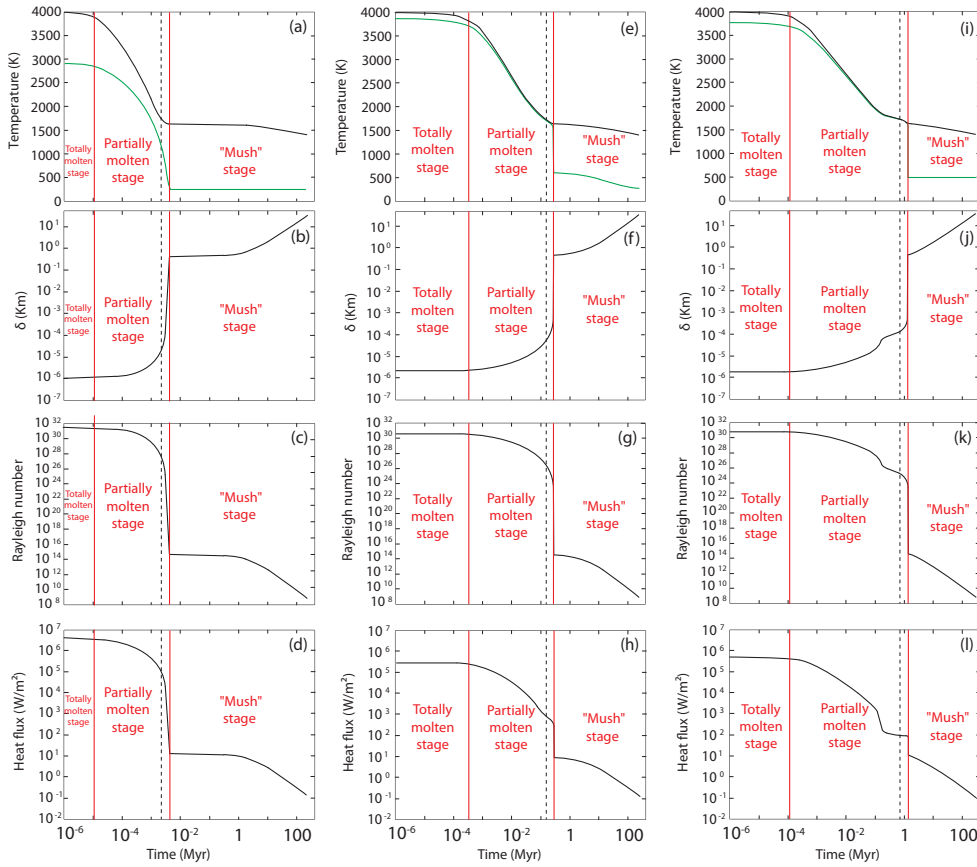
## 4. Résultats

Dans cette section, j'ai fait varier différents paramètres clés comme la présence ou non d'une atmosphère, la quantité initiale de volatils, le taux de production de chaleur radioactive et la distance de la planète au soleil. Ceci afin d'étudier leurs influences sur les principaux temps caractéristiques que sont la durée de la phase d'océan de magma  $t_p$  et le temps requis pour condenser la vapeur d'eau  $t_c$ . Dans la quasi totalité des cas, ces deux temps sont similaires. Les valeurs utilisées pour les différentes figures sont répertoriées dans la table 4.1.

### 4.1. Influence d'une atmosphère primitive massive

Le modèle atmosphérique utilisé dans la simulation est décrit en détail dans un papier récemment publié par *Marcq* [2012]. Il prend en compte deux gaz à effet de serre majeurs :  $H_2O$  et  $CO_2$ . J'ai utilisé dans le cas nominal un contenu d' $H_2O$  similaire au contenu des océans terrestres, équivalent à une pression partielle de 300 bars d' $H_2O$  ( $4.3 \times 10^{-2}$  wt%) en supposant que la totalité de l'eau ait été dégazée et qu'il n'y ait pas de condensation. Pour Venus et Mars, nous avons mis à l'échelle cette valeur en supposant que le rapport entre la masse d'eau et la masse de la planète est le même, en faisant l'hypothèse que les trois planètes ont été formées à partir d'embryons contenant la même quantité d'eau. J'ai procédé de la même manière pour le  $CO_2$  en choisissant une pression partielle de 100 bars ( $1.4 \times 10^{-2}$  wt%), qui est équivalent au contenu de  $CO_2$  atmosphérique sur Venus.

Il est généralement considéré que le manteau terrestre actuel pourrait contenir l'équivalent d'un océan d'eau et que par conséquent, l'inventaire total de la Terre pourrait être de deux océans voir même plus si le manteau est plus riche en eau que ce qui est estimé. L'inventaire initial d' $H_2O$  sur les planètes telluriques peut avoir été beaucoup plus grand [*Raymond et al.*, 2006], jusqu'à plusieurs dizaines d'océans, mais l'échappement hydrodynamique pourrait avoir enlevé la plus grande partie de l'eau initiale (voir e.g. [*Gillmann et al.*, 2009]). Dans la présente étude, je me suis limité à des inventaires initiaux en  $H_2O$  et  $CO_2$  peuvent varier jusqu'à une pression partielle équivalente à 1000 bars. Nous prenons également en compte une pression partielle constante de  $N_2$  de 5 bars. Une comparaison entre un océan de magma sans couverture atmosphérique et un océan de magma couplé avec une atmosphère massive est montrée en figure 4.1.



**Figure 4.1.:** Evolution temporelle des principaux paramètres lorsque (1) (a, b, c, d) il n’y a pas d’atmosphère, (2) (e, f, g, h) l’atmosphère est traitée comme un émetteur gris [Elkins-Tanton, 2008], (3) (i, j, k, l) on utilise le modèle atmosphérique convectif-radiatif. L’évolution temporelle (a, e, i) des températures de surface (ligne verte) et potentielle (ligne noire), (b, f, j) de l’épaisseur de la couche limite, (c, g, k) du nombre de Rayleigh et (d, h, l) du flux de chaleur. Pour les 3 cas ci-dessus, le début de l’étape “Mush” correspond au temps auquel une couche limite froide ( $t_p$ ) commence à se développer. La condensation de vapeur d’eau se produit également à ce temps ( $t_c$ ). La fin de l’étape “Hard magma ocean” de Abe [1993a] est définie lorsque le flux de chaleur chute en dessous de  $1 \text{ Wm}^{-2}$  correspondant ici à 30 millions d’années. A titre de comparaison, on a également tracé une ligne pointillée correspondant à un seuil de 98% de solidification en volume [Elkins-Tanton, 2008]. Les paramètres utilisés pour ce graphe sont donnés dans la table 4.1.

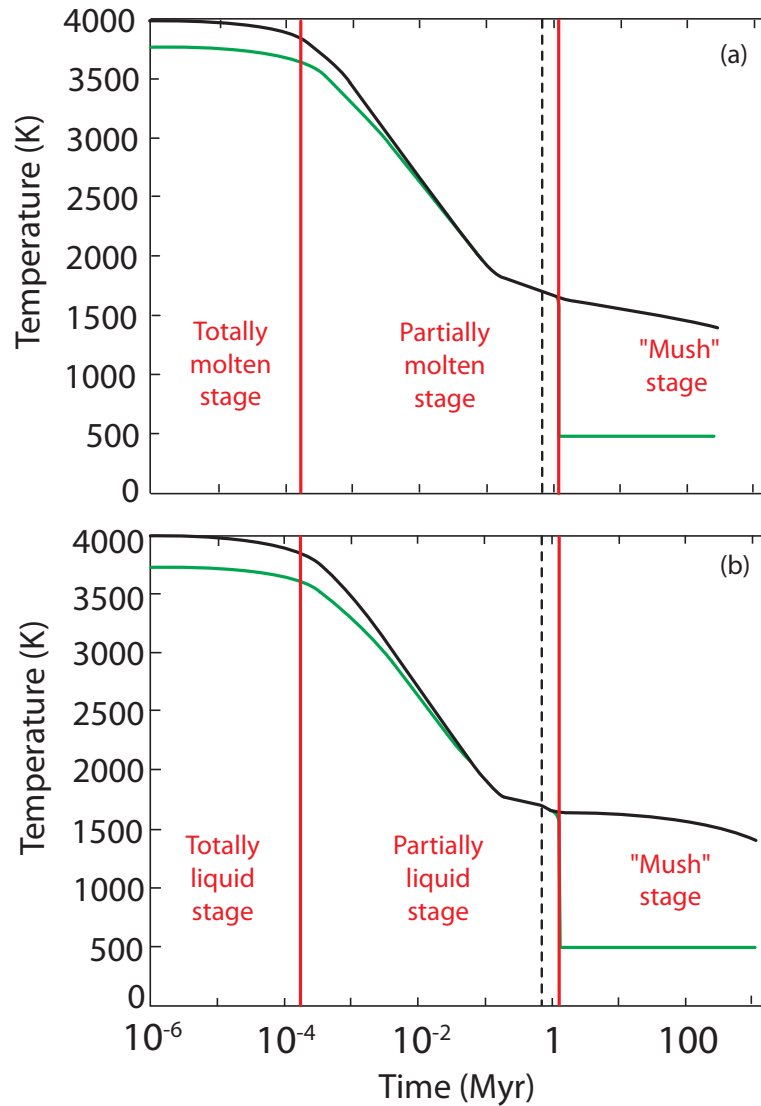
La viscosité de l'océan de magma augmente brutalement lorsque le front de rhéologie ( $\phi < 0.4$ ) atteint la surface, comme illustré par la décroissance du nombre de Rayleigh (Fig. 4.1c, g and k) indiquant un affaiblissement de la vigueur de la convection associée à l'augmentation de l'épaisseur de la couche limite de surface jusqu'à 1 km à cette étape (Fig 4.1b, f et j).

La croissance de la couche limite correspond à une chute de la température de surface due à l'augmentation de la viscosité. Cette couche limite type-solide froide est très fine lorsqu'elle se forme. Elle devrait casser facilement à la surface de l'océan de magma. Dans ce cas, le type de convection change et une convection type-solide ("hard ocean regime" de *Abe* [1993a]) s'initie. A cette étape, la fraction volumique de solide atteint 98% (ligne verticale en pointillés sur les figures). Pour donner un ordre de grandeur, si on suppose que tout le liquide magmatique correspondant à ce pourcentage est localisé à la surface du manteau, l'épaisseur de la couche liquide est égale à environ 35 km, ce qui correspond approximativement à l'épaisseur de la lithosphère océanique. Actuellement, la fraction totale de liquide est estimée être plus petite que 0.1% [*Hirschmann*, 2009]. Au-delà de 98% de fraction volumique de solide, le transfert de chaleur est assuré par la convection solide. Nous avons fait une simulation comparant la présence ou non de plaques après la fin de la phase d'océan de magma lorsque la convection devient type-solide (Fig 4.2). Pour cela, nous avons changé l'indice  $n$  de l'équation 3.8. Il est de 0.33 dans le cas standard et de 0.25 dans le cas d'un régime de plaques "mobile". On constate alors que le temps de solidification total du manteau est environ 5 fois plus long dans un régime de plaques "mobile" que dans le cas standard. Ceci s'explique par le fait que la chaleur du manteau s'évacue avec beaucoup plus de difficulté dans le cas où des plaques couvriraient la majeure partie de la surface de la planète. Cette chaleur non dissipée va alors être contenue dans le manteau plus longtemps et donc maintenir la température de celui-ci haute durant une plus longue période que dans le cas standard. Les plaques vont donc avoir un rôle primordial dans la solidification du manteau d'une planète. Cependant cela n'est pas l'objet de cette thèse, néanmoins, une estimation au premier ordre du temps requis pour une solidification complète du manteau sera faite.

La présence d'une atmosphère massive entraîne une augmentation de la température de surface de la planète et un ralentissement du processus de refroidissement de l'océan de magma. Comme vu dans la figure 4.1e (avec comme inventaire initial en  $H_2O$ ,  $CO_2$  et  $N_2$ , respectivement 300 bar, 100 bar et 5 bar), la température de surface est beaucoup plus proche de la température potentielle lorsque l'atmosphère est présente que lorsqu'elle est absente (Fig. 4.1a). De plus, l'effet de serre agit pour augmenter la durée des étapes "totalement liquide" et "partiellement liquide" et en conséquence retarde le début de l'étape "Mush" (Fig 4.1b et f).

À une température de surface seuil d'environ 2350 K, les couches supérieures de l'atmosphère sont chaudes et la température radiative  $T_{eff}$  de la planète est située entre 350 K et 400 K (voir Figure 1 de [*Marcq*, 2012]). Lorsque le flux radiatif net  $F_{net}$  est haut, la chaleur est rayonnée vers l'espace facilement et l'atmosphère ne

contre pas efficacement le refroidissement radiatif de la planète. Pour le contenu en volatils utilisé dans les calculs de *Marcq* [2012] le seuil de température est d'environ 2000 K.



**Figure 4.2.:** Evolution temporelle des températures potentielle (ligne noire) et de surface (ligne verte) dans (a) le cas standard et dans (b) le cas où un régime de plaques “mobile” se met en place après la fin de la phase d’océan de magma. La condensation de la vapeur d’eau se produit à la fin de la phase d’océan de magma ( $t_c = t_p$ ). Elle se produit au début de l’étape “Mush” représenté par les lignes verticales sur la figure. A titre de comparaison, on a également tracé une ligne pointillée correspondant à un seuil de 98% de solidification en volume [Elkins-Tanton, 2008]

Le temps pour qu'une température de surface de 2000 K soit atteinte est moins d'un millier d'années sans atmosphère et moins d'une centaine de milliers d'années avec la présence d'une atmosphère, ce qui est court au regard des échelles de temps géologiques (Fig. 4.1a, b, i et j). Quand la température chute en dessous de 2000 K, la haute atmosphère refroidit rapidement et développe une couverture nuageuse substantielle. La température radiative est réduite à 230 K, puis ralentit le refroidissement radiatif du système. La durée de l'étape partiellement liquide augmente d'un millier d'années en l'absence d'une atmosphère à plus d'un million d'années en présence d'une atmosphère (Fig. 4.1a, b, i et j).

Il est possible que les très hautes températures atmosphériques puissent provoquer la dissociation thermique des composants atmosphériques ( $CO_2$ ,  $H_2O$ ) en molécules plus légères ( $CO$ ,  $H_2$ ), modifiant ainsi le gradient adiabatique dans la couche convective de l'atmosphère, de sorte que le flux thermique est sous-estimé dans ce processus. Toutefois, si le refroidissement atmosphérique est suffisamment rapide, ces espèces plus légères pourraient atteindre les couches radiatives et leur opacité supplémentaire dans l'infrarouge thermique pourrait diminuer le flux thermique. Etant donné que ces processus se déroulent uniquement à des températures de surface très élevées (plus de 2000 K), il est possible de les ignorer durant la plus longue partie des simulations.

Lorsque la couverture atmosphérique est présente, la phase d'océan de magma s'achève au bout de 1.5 Ma, alors qu'elle s'achève en 4000 ans lorsque l'atmosphère n'est pas présente. Ces temps sont en accord avec les durées de la phase d'océan de magma estimées par *Solomatov* [2000, 2007], sachant que ces estimations ne prennent pas en compte l'évolution du flux de chaleur avec le temps. Nous comparons ensuite nos résultats avec ceux obtenus lorsque l'atmosphère est traitée comme un émetteur gris [*Elkins-Tanton*, 2008] (Fig. 4.1e-h). La durée de l'étape partiellement liquide, qui est de 200 mille ans dans le cas où l'atmosphère est traitée comme un émetteur gris, est de plus d'un million d'années selon notre modèle atmosphérique plus réaliste (notez le "plateau" juste avant l'étape "Mush" dans la figure 4.1h).

Plus tard, durant l'étape "Mush", le refroidissement radiatif du système ralentit en même temps que le flux de chaleur. Parce que nous prenons en compte la condensation de la vapeur d'eau, nous n'observons aucune décroissance de la température de surface durant l'étape "Mush" dans le modèle (Fig. 4.1i). En effet, la pression partielle de vapeur d'eau se maintient constante et stabilise la température de surface durant cette étape. Notez que, dans la figure 4.1i, la température de surface durant l'étape "Mush" doit être surestimée. En effet, à cette étape, le  $CO_2$  contribue au réchauffement de la surface par l'effet de serre et on ne considère pas ici la dissolution du  $CO_2$  dans l'eau liquide, un processus qui se produit par la formation de carbonates sur Terre. Si une partie du  $CO_2$  est séquestrée en carbonates, l'effet de chauffage du  $CO_2$  est réduit. Ce processus pourrait avoir joué un rôle important en contrôlant la température de surface à la fin de la solidification de l'océan de magma.

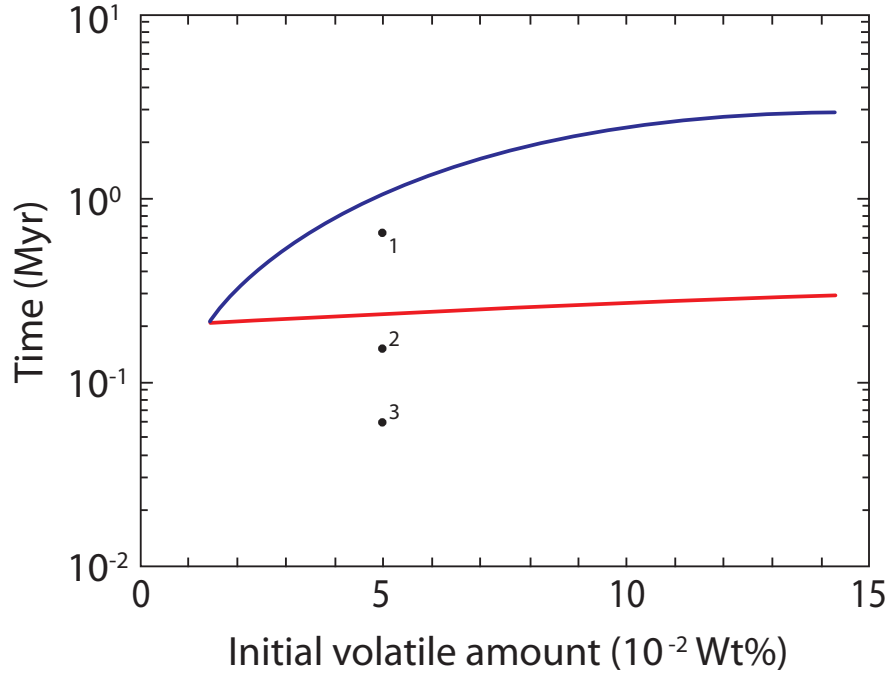
## 4.2. Influence des volatils $H_2O$ et $CO_2$

Les volatils ont un impact significatif sur les différents temps caractéristiques lorsqu'ils sont dégazés dans l'atmosphère. En effet, ces gaz génèrent un effet de serre et influencent significativement la température de surface. La quantité finale de volatils relâchés dans l'atmosphère durant la solidification dépend bien sûr directement des fractions massiques initiales de volatils initialement dissous dans l'océan de magma. Mais également, la libération des volatils au cours du temps (le chemin de dégazage) dépend de l'évolution temporelle de la quantité de liquide magmatique. En conséquence, l'évolution temporelle peut être influencée soit par la profondeur initiale de l'océan de magma, soit par exemple, par la forme des courbes du liquidus et solidus.

### 4.2.1. Fractions massiques initiales de volatils

Basé sur la connaissance des contenus initiaux en volatils des protoplanètes et les scénarios d'accrétion (e.g. [Raymond et al., 2006]), il est probable que le contenu initial en volatils dissous dans l'océan de magma soit un des paramètres clé gouvernant le temps de solidification en influant sur l'effet de serre. Dans cette section, nous étudions l'influence des inventaires de volatils sur la fin de la phase d'océan de magma ( $t_p$ ). L'étude a été conduite pour des fractions massiques initiales d'espèces volatiles ( $H_2O$  et  $CO_2$ ) variant de  $1.4 \times 10^{-2}$  wt% à  $1.4 \times 10^{-1}$  wt%, ce qui est équivalent à des pressions globales variant de 100 bars à 1000 bars. Au dessus d'un seuil de pression de gaz totale de 1000 bars, on atteint la limite supérieure du modèle atmosphérique car l'épaisseur de l'atmosphère devient trop grande au regard des autres hypothèses du modèle.

La figure 4.3 montre l'évolution de la durée de la phase d'océan de magma ( $t_p$ ) en fonction du contenu initial en  $H_2O$  et  $CO_2$ . Lorsque l'une des deux espèces volatiles varie (de  $1.4 \times 10^{-2}$  wt% à  $1.4 \times 10^{-1}$  wt%), l'autre est maintenue constante à une quantité initiale de  $1.4 \times 10^{-2}$  wt%. Le temps  $t_p$  est très sensible au contenu initial en  $H_2O$ , variant de 0.2 à presque 3 millions d'années, alors que pour le  $CO_2$  la différence est seulement de quelques milliers d'années. Ceci est dû au fait que  $H_2O$  a un plus grand pouvoir radiatif que le  $CO_2$ . En effet,  $H_2O$  absorbe la radiation IR sur une plus large gamme de longueurs d'ondes que le  $CO_2$ . Si on compare mes résultats avec les résultats obtenus en utilisant un traitement plus simple pour l'atmosphère tel qu'une atmosphère "grise" (Fig. 4.3), on trouve que la durée de la phase d'océan de magma est plus courte d'environ un ordre de grandeur. Cette différence est probablement due à une sous-estimation de l'effet de serre dans le dernier cas. Si on compare maintenant la durée de la phase d'océan de magma en considérant une atmosphère "grise" (150 mille ans) avec les résultats obtenus par *Elkins-Tanton* [2008] pour la même quantité initiale de volatils (60 mille ans), on met en lumière l'effet de la viscosité sur les différentes échelles de temps.



**Figure 4.3.:** *Durée de la phase d’océan de magma en fonction des fractions massiques initiales de  $H_2O$  (ligne bleue) et  $CO_2$  (ligne rouge). Les points noirs correspondent au temps nécessaire pour solidifier 98% de l’océan de magma [Elkins-Tanton, 2008] lorsque (1) il y a couplage avec le modèle atmosphérique radiatif-convectif, (2) il y a couplage avec une atmosphère grise, (3) on utilise les résultats de Elkins-Tanton [2008]. Pour ces trois cas, le contenu initial en  $CO_2$  est de  $10^{-2}$  wt% et en  $H_2O$  de  $5 \times 10^{-2}$  wt%. Les paramètres utilisés pour ce graphe sont donnés dans la Table 4.1.*

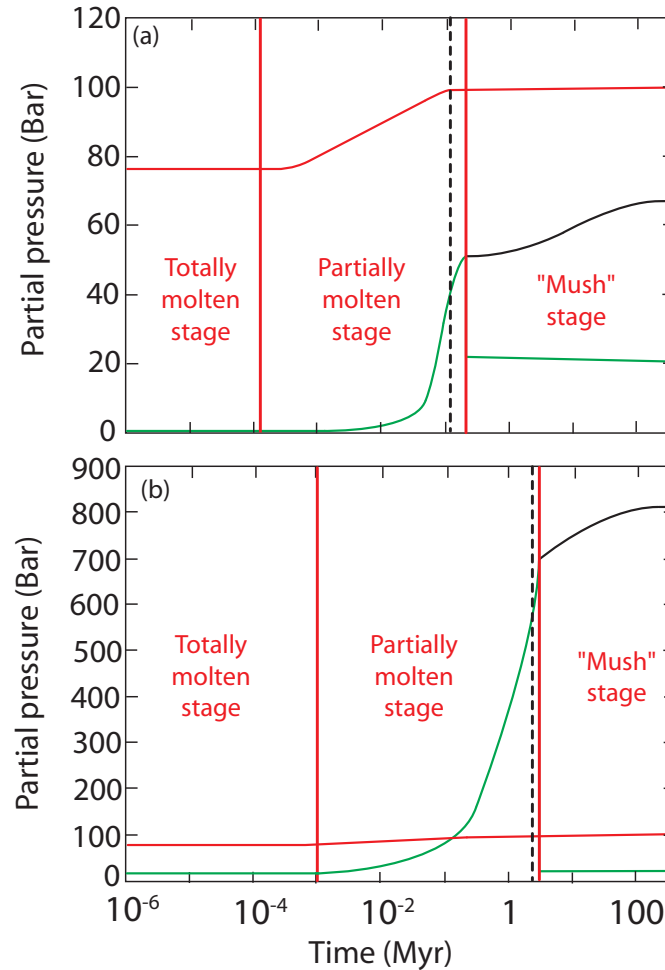
En effet, si on met à l’échelle la conservation de l’énergie (équation 3.5), on obtient une estimation de l’échelle de temps de refroidissement convectif  $[t]$  qui est :

$$[t] \approx \frac{C_p \rho l T_p}{0.089 k} \left( \frac{\alpha g}{\kappa \nu} \right)^{-1/3} [\Delta T]^{-4/3} \quad (4.1)$$

avec  $\Delta T = T_p - T_s$  et d’autres paramètres définis en Table 3.1. Si on considère l’équation 4.1 et étant donné que la viscosité est le seul paramètre qui a différentes valeurs pour les deux modèles lorsque l’atmosphère est traitée comme un émetteur gris, le ratio de l’échelle de temps est proportionnel à la puissance 1/3 du ratio de la viscosité. Dans notre cas, la viscosité du magma atteint 4 Pa.s dans les 20 mille

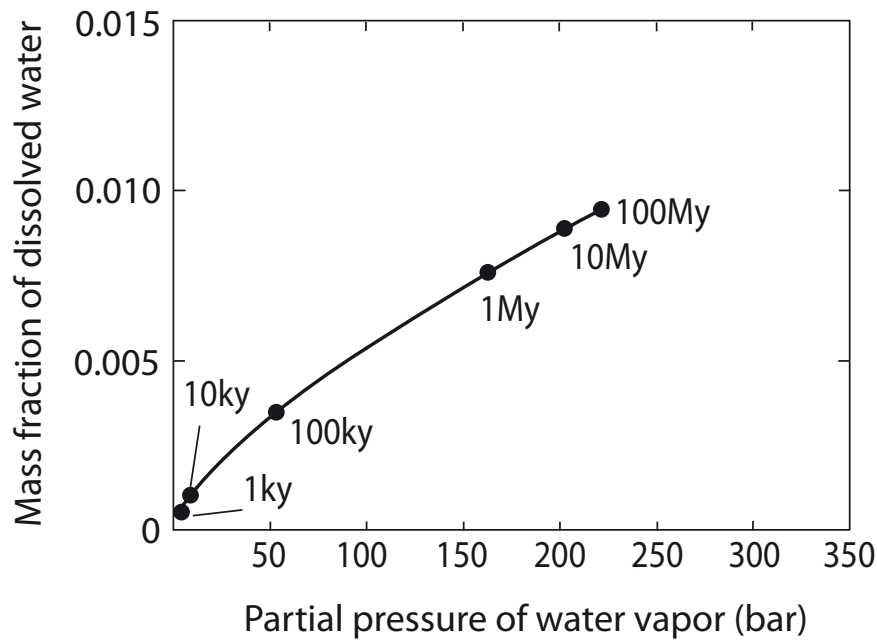


dernières années avant  $t_p$ , ce qui est 4 à 40 fois plus grand que les valeurs utilisées dans [Elkins-Tanton, 2008]. La différence de temps entre les points 2 et 3 de la figure 4.3 est ainsi bien expliquée par la différence de viscosité entre les deux modèles.



**Figure 4.4.:** Evolution temporelle de la pression partielle de  $H_2O$  non condensée (ligne verte), de  $H_2O$  total (condensée et non condensée) (ligne noire) et de  $CO_2$  (ligne rouge) pour des quantités initiales de  $H_2O$  de  $1,4 \times 10^{-2}$  wt% (a) et  $1,4 \times 10^{-1}$  wt% (b). La fraction massique de  $CO_2$  dissoute est constante et égale à  $1,4 \times 10^{-2}$  wt%. La condensation de la vapeur d'eau se produit à la fin de la phase d'océan de magma ( $t_c = t_p$ ). Elle se produit au début de l'étape "Mush" représenté par les lignes verticales sur la figure. A titre de comparaison, on a également tracé une ligne pointillée correspondant à un seuil de 98% de solidification en volume [Elkins-Tanton, 2008]. Les paramètres utilisés pour ce graphe sont donnés dans la Table 4.1.

La figure 4.4 montre le chemin de dégazage pour les deux cas extrêmes de la figure 4.3 i.e. :  $1.4 \times 10^{-2}$  wt% d' $H_2O$  et  $1.4 \times 10^{-1}$  wt% d' $H_2O$ . Elle montre encore que la différence entre les valeurs de  $t_p$  lorsque l'atmosphère est traitée comme un émetteur gris et le modèle atmosphérique couplé plus précis, augmente avec le contenu initial en  $H_2O$ . Ces résultats semblent confirmer une sous-estimation de l'effet de serre dans le cas de l'atmosphère "grise". Cette figure montre également que le  $CO_2$  est expulsé très tôt (99% est expulsé en quelques centaines de milliers d'années) à cause de sa faible solubilité dans les magmas (Equation 3.20). Le dégazage de l'eau, au contraire, s'effectue à la fin de l'étape partiellement liquide lorsque le liquide devient sursaturé en eau dissoute. La figure 4.5 montre la loi de solubilité pour l'eau dans les magmas, chaque point représentant l'évolution temporelle du contenu en eau dissoute. On peut noter que, dû aux pentes spécifiques des courbes du liquidus et du solidus, le processus de solidification implique une rapide décroissance de la fraction de liquide et donc une augmentation de la fraction massique de l'eau dissoute entre 100 mille ans et 1 Ma, correspondant aux pics observés dans la pression partielle des volatils en figure 4.4. Notez que dans la figure 4.4, la pression partielle finale d' $H_2O$  (condensée + non condensée) ne correspond pas à la quantité initiale dissoute dans l'océan de magma. Ceci est dû au fait qu'une partie de l'eau est piégée dans le manteau solide.



**Figure 4.5.:** Fraction massique d'eau en fonction de la pression partielle de vapeur d'eau selon [Carroll and Holloway, 1994] (équation 3.19). Les paramètres utilisés pour ce graphe sont donnés dans la Table 4.1.

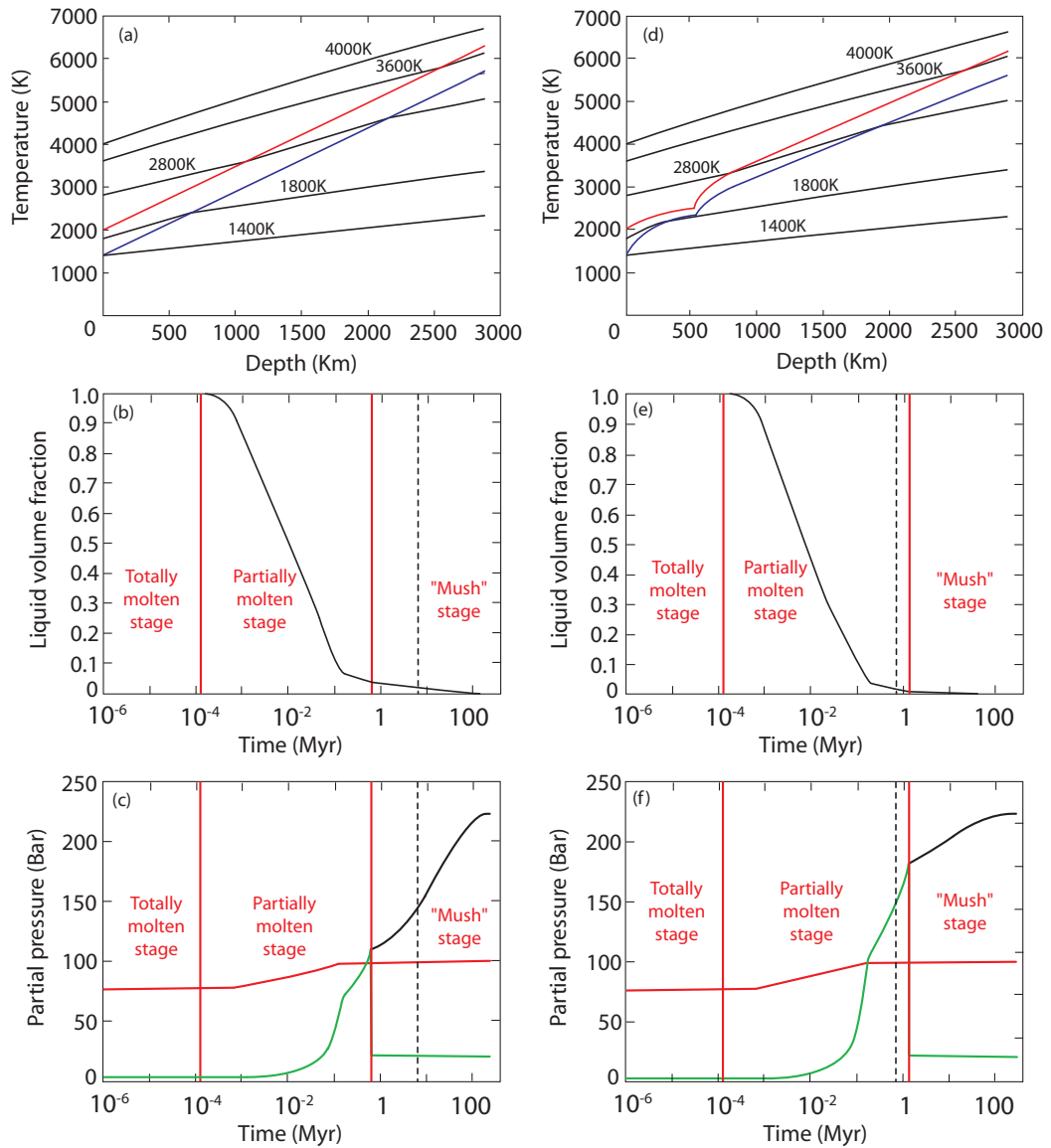
### 4.2.2. Les courbes du liquidus-solidus

Les courbes du liquidus et du solidus utilisées dans notre modèle (Figure 4.6d) sont construites à partir de données expérimentales pour la lherzolite à des pressions inférieures à 23 GPa [Takahashi *et al.*, 1993] et sur la perovskite pour une pression supérieure à 23 GPa [Takahashi *et al.*, 1993; Zerr and Boehler, 1993, 1994]. Les irrégularités dans les courbes observées à la profondeur d'environ 600 km correspondent à un changement dans la minéralogie du manteau entre la lherzolite et la perovskite. Parce que les minéralogies des planètes telluriques primitives peuvent différer d'une planète à une autre, et aussi parce que les courbes du liquidus et du solidus peuvent présenter certaines incertitudes, je trouve qu'il est intéressant d'étudier l'influence de la pente de ces profils du liquidus-solidus sur les différents temps caractéristiques ( $t_c$ , le temps au cours duquel la vapeur d'eau condense et  $t_p$ ). Nous comparons les résultats obtenus lors de l'utilisation des profils classiques du liquidus-solidus comme dans [Abe, 1997] avec ceux obtenus pour des profils simplifiés, estimés par des lignes droites.

Quand les profils du liquidus-solidus sont des lignes droites (Figure 4.6a), on observe que les volatils, et particulièrement l'eau, sont expulsés plus tard dans l'histoire de la solidification de l'océan de magma (Figure 4.6c). On observe également que lors de l'utilisation des courbes du liquidus-solidus de la figure 4.6b, l'étape "Mush" et la condensation de la vapeur d'eau s'effectuent à une plus faible fraction de liquide que dans le cas de l'utilisation des courbes droites de la figure 4.6a (voir figure 4.6b-a et 4.6e-f).

Les figures 4.6b et 4.6e montrent l'évolution de la fraction volumique de liquide du magma dans les deux cas considérés. Quand on utilise les courbes "classiques" de liquidus-solidus, le volume de magma décroît plus rapidement à la fin de la solidification, dû à la pente abrupte de la courbe et comme résultat, il y a un violent dégazage des volatils vers l'atmosphère à ce temps (figure 4.6f). En l'absence de telles irrégularités dans les profils de liquidus-solidus (figure 4.6a), l'exsolution des volatils se fait graduellement jusqu'à la fin de la solidification de l'océan de magma (figure 4.6c). A la fin de la solidification, le contenu total de volatils délivré vers l'atmosphère est le même dans les deux cas car on démarre avec le même contenu en volatils initial. On peut noter que la durée de la phase de l'océan de magma est plus longue quand la fraction volumique de liquide décroît en une courte période de temps que quand la solidification est plus graduelle. Cela montre le lien étroit entre le processus de solidification et l'évolution de la composition de l'atmosphère du au dégazage. De petites variations dans la forme de la pente des courbes du liquidus-solidus pouvant avoir un important effet sur la fin de la phase d'océan de magma et sur le temps auquel la condensation de l'eau est effective, dans notre cas variant entre 0.8 Ma et 2 Ma.

## 4.2 Influence des volatils $H_2O$ et $CO_2$



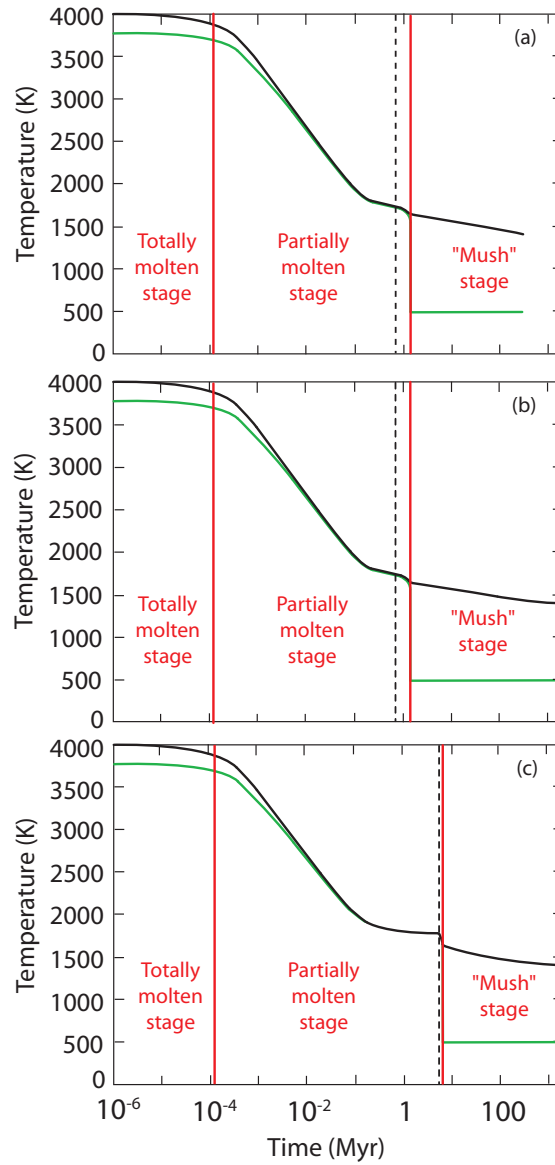
**Figure 4.6.:** Evolution de : (b-e) la fraction de liquide volumétrique, (c) et (f) la pression partielle pour deux différents profils de liquidus-solidus (a) et (b) définis dans le texte principal. La condensation de la vapeur d'eau se produit à la fin de la phase d'océan de magma ( $t_c = t_p$ ). Il correspond au début de l'étape "Mush" représenté par les lignes verticales sur la figure. A titre de comparaison, on a également tracé une ligne pointillée correspondant à un seuil de 98% de solidification en volume [Elkins-Tanton, 2008]. Les paramètres utilisés pour ce graphe sont donnés dans la Table 4.1.

### 4.2.3. Profondeur initiale de l'océan de magma

De récents modèles d'accrétion (e.g. [Raymond et al., 2006]) montrent qu'il y a encore des incertitudes concernant les scénarios plausibles pour la formation des planètes telluriques. Le fait que les planètes telluriques subissent des collisions géantes durant leur formation est encore une chose débattue (e.g. [Horner et al., 2009]). Etant donné que la profondeur initiale de l'océan de magma dépend de la vitesse et du rayon de l'impactant ainsi que de la gravité de la planète, il paraît intéressant d'étudier dans cette section différentes profondeurs d'océan de magma correspondant à différents scénarios d'impacts. Il a été suggéré qu'un impact géant avec une vitesse d'impactant d'environ 10-15 km/s est capable de fondre le manteau entier de la planète [Tonks and Melosh, 1993]. Si on considère la même quantité initiale de volatils de  $1.4 \times 10^{-2}$  wt% pour  $CO_2$  et  $4.3 \times 10^{-2}$  wt% pour  $H_2O$ , pour une profondeur d'océan de magma de 500 km,  $t_p$  est d'environ 120 mille ans, alors que pour un manteau complètement liquide de 2885 km,  $t_p$  est de 1.4 Ma. Ce résultat était intuitivement attendu car pour la même fraction massique initiale de volatils, plus la profondeur de l'océan de magma est grande, plus la quantité initiale de volatils est grande et plus il y a de  $H_2O$  relâché vers l'atmosphère, augmentant ainsi l'effet de serre et les temps caractéristiques.

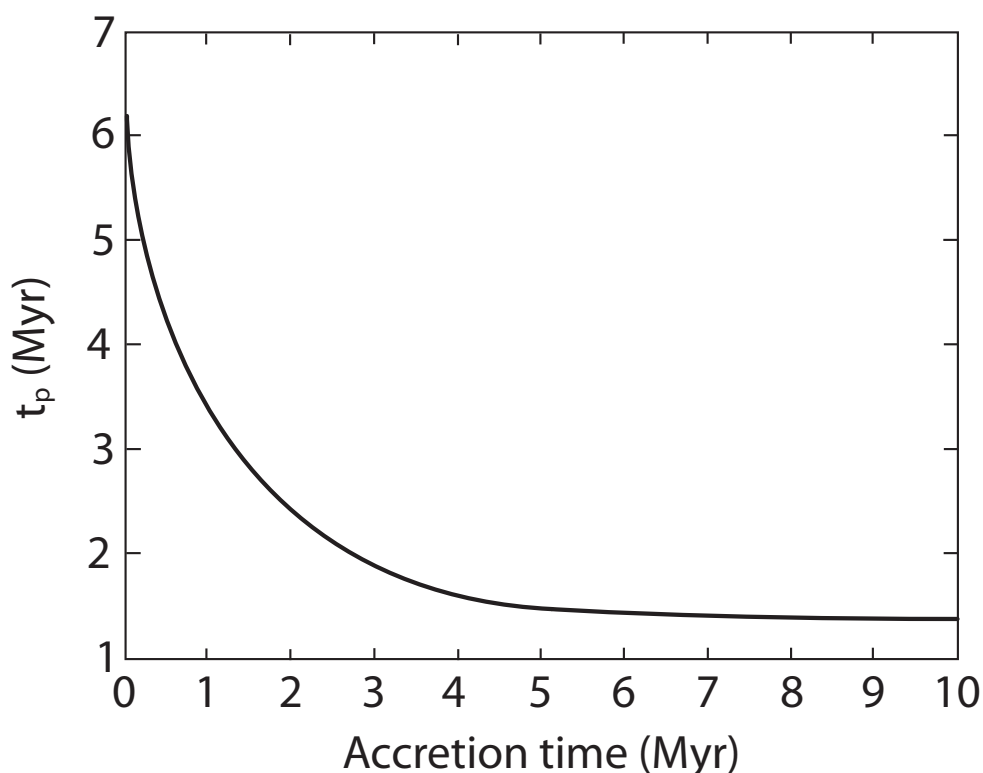
## 4.3. Influence du taux de production de chaleur radiogénique

Durant la formation planétaire, le chauffage interne est principalement produit par des éléments radiogéniques contenus dans le matériel constitutif primitif. Certains éléments radiogéniques de courte période tel que l'aluminium 26 ( $^{26}Al$ ) génèrent une chaleur abondante au début de la formation du système solaire avant de disparaître rapidement et pourraient être responsable de la différenciation des corps qui ont formés les planètes [Breuer and Moore, 2007]. D'autres éléments radiogéniques tels que l'uranium ( $U$ ), le thorium ( $Th$ ) et le potassium ( $K$ ), qui ont une longue période, ont une influence à la fin de la solidification de l'océan de magma, quand le flux de chaleur devient faible. Les éléments de longue période n'impactent pas la durée des étapes partiellement et totalement liquide, mais augmentent la durée de l'étape "Mush" de 300 Ma à 1.5 Ga (Figure 4.7a et b). En revanche, les éléments de courte période ont une influence durant les étapes partiellement et totalement liquide (figure 4.7b et c) et augmentent la durée de la phase d'océan de magma ( $t_p$ ) de 1 Ma à 8 Ma. Dans la figure 4.7, le ratio  $^{26}Al/^{27}Al$  est chondritique, i.e. maximum, donc notre estimation de  $t_p \sim 8$  Ma, est également un maximum.



**Figure 4.7.:** Evolution temporelle des températures potentielle (ligne noire) et de surface (ligne verte) (a) sans production de chaleur radiogénique, (b) avec la chaleur radiogénique produite par U, Th et K et (c) celle produite par U, Th, K et  $^{26}\text{Al}$ . La condensation de la vapeur d'eau se produit à la fin de la phase d'océan de magma ( $t_c = t_p$ ). Il correspond au début de l'étape "Mush" représenté par les lignes verticales sur la figure. A titre de comparaison, on a également tracé une ligne pointillée correspondant à un seuil de 98% de solidification en volume [Elkins-Tanton, 2008]. Les paramètres utilisés pour ce graphe sont donnés dans la Table 4.1.

Les éléments de courte période peuvent avoir une influence seulement si les planètes terrestres ont été accrétées très tôt. L'effet de la durée d'accrétion sur la durée de la phase d'océan de magma en lien avec l'énergie produite par la décroissance radioactive de l'isotope  $^{26}\text{Al}$ , est montré en figure 4.8. Pour une durée d'accrétion plus longue que 4.5 Ma, l'effet de l'isotope  $^{26}\text{Al}$  devient négligeable. Parce que la phase d'accrétion des planètes s'est sans doute terminée au delà de 10 Ma [Raymond *et al.*, 2006], la radioactivité de courte période a probablement joué un rôle mineur durant le refroidissement de l'océan de magma.

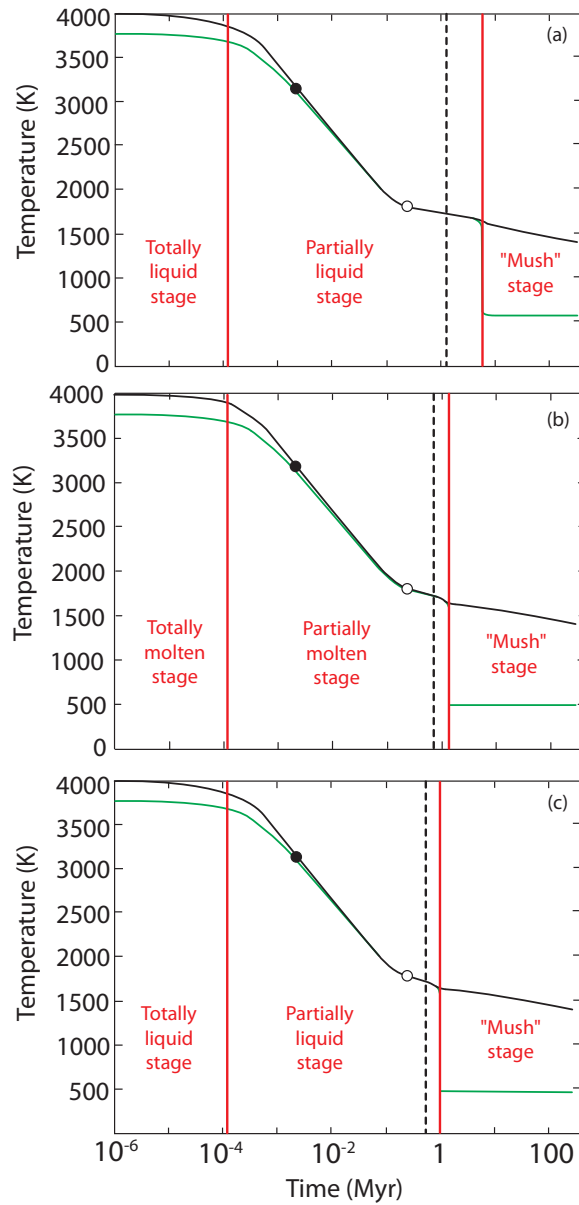


**Figure 4.8.:** *Durée de la phase d'océan de magma ( $t_p$ ) en fonction du temps d'accrétion de la planète. Les paramètres utilisés pour ce graphe sont donnés dans la Table 4.1.*

#### 4.4. Influence de la distance au soleil, comparaison entre la Terre, Venus et Mars

Dans le but d'étudier dans un premier temps uniquement l'influence de la distance au soleil sur la durée de la phase d'océan de magma. Nous faisons varier ce paramètre pour une profondeur d'océan de magma correspondant à la totalité des manteaux planétaires.

#### 4.4 Influence de la distance au soleil, comparaison entre la Terre, Venus et Mars

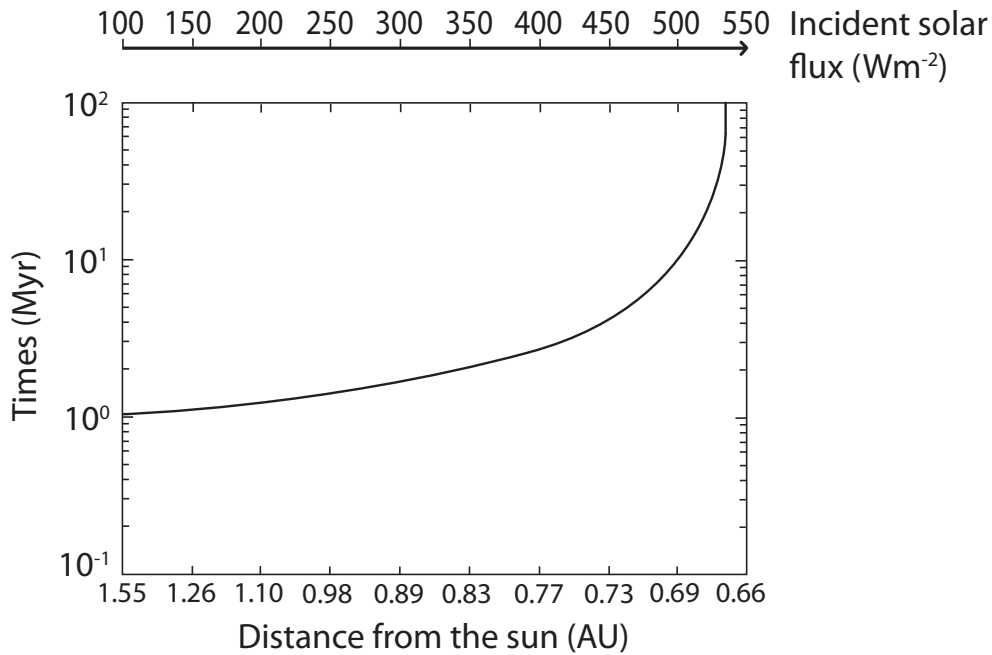


**Figure 4.9.:** Evolution temporelle des températures de surface (ligne verte) et potentielle (ligne noire) de la Terre pour une distance au soleil égale à celle de (a) Venus, (b) la Terre et (c) Mars. La condensation de la vapeur d'eau se produit à la fin de la phase d'océan de magma ( $t_c = t_p$ ). Il correspond au début de l'étape "Mush" représenté par les lignes verticales sur la figure. A titre de comparaison, on a également tracé une ligne pointillée correspondant à un seuil de 98% de solidification en volume [Elkins-Tanton, 2008]. Les cercles noirs et blancs correspondent à un état solide de 98% de l'océan de magma [Elkins-Tanton, 2008] sans atmosphère et avec une atmosphère grise respectivement. Les paramètres utilisés pour ce graphe sont donnés dans la Table 4.1.



Pour cela, on étudie premièrement l'influence du flux solaire seul en considérant une planète de type Terre placée aux distances de Mars, Terre et Venus par rapport au soleil. Lorsqu'une planète de type terrestre est placée à la position de Venus, le temps  $t_p$  est retardé significativement : environ 1 Ma pour la vraie Terre et 10 Ma quand la Terre est placée à la position de Vénus (Figure 4.9a et 4.9b). Au contraire, à la position de Mars, le flux solaire n'est pas le paramètre principal contrôlant la durée de la phase d'océan de magma (voir figure 4.9c).

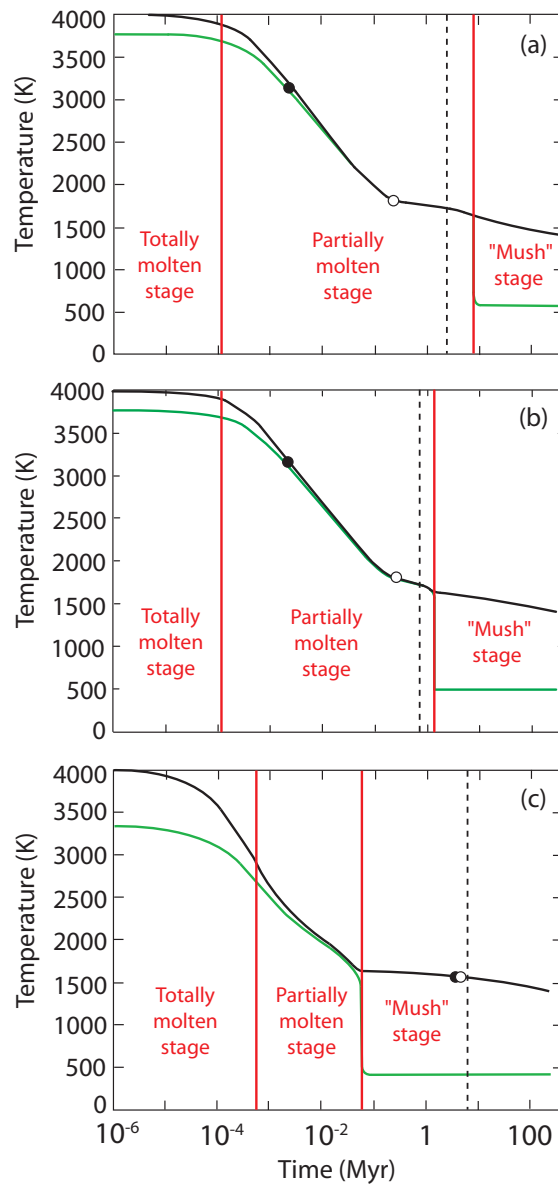
Par la suite, nous nous intéressons à des planètes type Terre placées à des distances correspondant à une gamme de flux solaire allant de  $100 \text{ Wm}^{-2}$  à  $550 \text{ Wm}^{-2}$ , qui va de 1.55 UA à 0.66 UA (Figure 4.10) en considérant une constante solaire de  $957 \text{ Wm}^{-2}$  (70% de la constante solaire actuelle). Au dessus d'un flux solaire seuil de  $540 \text{ Wm}^{-2}$ , correspondant à une distance au soleil de 0.66 UA, la planète ne peut plus relâcher son excès de chaleur vers l'espace, et les températures de surface et potentielle sont stabilisées avant d'atteindre l'étape "Mush".



**Figure 4.10.:** *Durée de la phase d'océan de magma en fonction du flux solaire dans une gamme de distance au soleil allant de 1.55 AU ( $100 \text{ Wm}^{-2}$ ) à 0.66 AU ( $550 \text{ Wm}^{-2}$ ). La condensation de la vapeur d'eau se produit à la fin de la phase d'océan de magma ( $t_c = t_p$ ). Les paramètres utilisés pour ce graphe sont donnés dans la Table 4.1.*

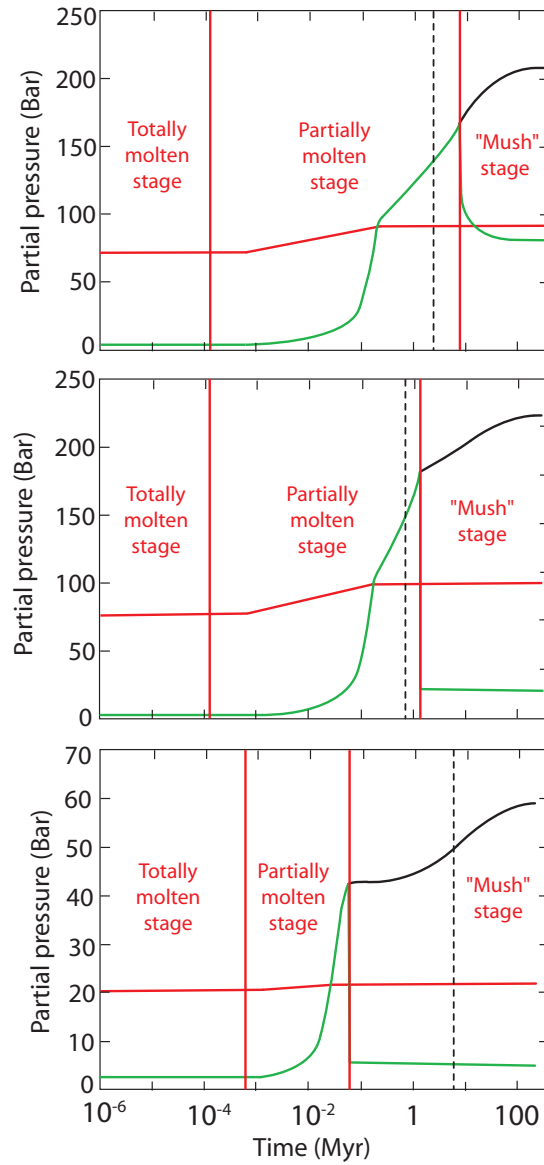
Ce seuil est relié à la limite Nakajima [Nakajima et al., 1992] et est différente de celle calculée par Kasting [1988]. En effet, il semble que la principale différence réside dans l'albédo planétaire supposé : Kasting [1988] et Abe and Matsui [1988]

considèrent une planète de type Terre dont l'albédo est de 0.3 alors qu'on suppose un albédo de 0.7 lorsque des nuages épais se développent dans le modèle (similaire à Vénus actuel). On peut donc s'attendre à ce que la limite d'insolation soit plus élevée dans un tel cas, puisque moins de lumière solaire est absorbée. En fait, il est plus utile de comparer les flux IR sortants à ce seuil (limite Nakajima) qui devrait équilibrer le rayonnement solaire absorbé (à ou près de l'équilibre radiatif). *Kasting* [1988] et *Abe and Matsui* [1988] trouvent une valeur proche de  $310 \text{ Wm}^{-2}$ , alors que *Marcq* [2012] trouve une valeur proche de  $160 \text{ Wm}^{-2}$ . Cet écart pour la limite Nakajima est discuté dans [*Marcq*, 2012] : il apparait que les modèles radiatifs des années 1980 ont sous-estimés l'absorption IR en raison d'une plus faible efficacité des modèles de bande aléatoires requises par la plus petite puissance de calcul disponible. Plus récemment, des calculs k-corrélés d'opacités IR donnent des opacités plus épaisses et des flux IR sortants plus faibles, comme c'est le cas dans [*Marcq*, 2012]. Au-delà de ce seuil, et à condition que les volatils ne soient pas perdus vers l'espace, la planète se maintient dans la phase d'océan de magma. Vénus, qui est à 0.72 UA, est juste en dehors de cette limite en deça de laquelle l'océan de magma ne refroidit jamais, mais Mercure, qui est à 0.4 UA du soleil, est à l'intérieur de cette limite. Néanmoins, à cause de sa petite taille, Mercure a été incapable d'empêcher l'atmosphère de s'échapper vers l'espace, et ce modèle ne peut pas être appliqué à Mercure. Si on considère l'histoire du refroidissement d'un océan de magma planétaire pour chaque planète tellurique à sa propre distance du soleil, on trouve que la durée de la phase d'océan de magma n'est pas si différente du cas précédent pour la Terre et Vénus, qui ont un rayon similaire (voir figure 4.9a, 4.9b and figure 4.11a, 4.11b). Mars cependant, se maintient dans la phase totalement liquide plus longtemps que la Terre à cause de son petit rayon (figure 4.11b-c). En effet, à la pression plus faible du manteau martien, les adiabats croisent le liquidus à des valeurs de température plus basse. En revanche, le temps auquel la vapeur d'eau condense est plus petit que pour les deux autres planètes (voir figure 4.11c). En effet, j'ai considéré un scénario d'accrétion pour lequel la fraction massique initiale des volatils est la même pour les trois planètes. En conséquence, pour un manteau moins profond, la quantité de volatils initiale est plus petite et l'atmosphère finale est plus ténue, réduisant ainsi l'effet de serre. Les traces encore visibles de la présence passée d'eau sur Mars tels que les réseaux de vallées (voir chapitre 1), sont la preuve d'une condensation de l'eau précoce sur cette planète. Sur la figure 4.11, est représenté le temps auquel le manteau est solidifié à 98%. On peut noter qu'à cause des pentes relatives des profils de température et des courbes de liquidus-solidus ainsi que de la taille du manteau, le manteau martien achève plus tardivement la même étape de solidification que sur les deux autres planètes. La figure 4.12 montre l'évolution des pressions partielles dans l'atmosphère pour les trois planètes. La durée de la phase d'océan de magma et le temps de condensation sont croissants de Mars à Vénus : environ 10 000 ans pour Mars, 1 Ma pour la Terre et 10 Ma pour Venus.



**Figure 4.11.:** Evolution temporelle des températures potentielle (ligne noire) et de surface (ligne verte) pour (a) Venus, (b) la Terre et (c) Mars. La condensation de la vapeur d'eau se produit à la fin de la phase d'océan de magma ( $t_c = t_p$ ). Il correspond au début de l'étape "Mush" représenté par les lignes verticales sur la figure. A titre de comparaison, on a également tracé une ligne pointillée correspondant à un seuil de 98% de solidification en volume [Elkins-Tanton, 2008]. Les cercles noirs et blancs représentent les temps auxquels un état solide de 98% de l'océan de magma est atteint quand mon modèle n'est pas couplé avec une atmosphère et quand il est couplé avec une atmosphère grise respectivement. Les paramètres utilisés pour ce graphe sont donnés dans la Table 4.1.

#### 4.4 Influence de la distance au soleil, comparaison entre la Terre, Venus et Mars



**Figure 4.12.:** Evolution temporelle de la pression partielle d' $H_2O$  non condensée (ligne verte), d' $H_2O$  total (ligne noire) and de  $CO_2$  (ligne rouge) pour (a) Venus, (b) la Terre et (c) Mars. La condensation de la vapeur d'eau se produit à la fin de la phase d'océan de magma ( $t_c = t_p$ ). Il correspond au début de l'étape "Mush" représenté par les lignes verticales sur la figure. A titre de comparaison, on a également tracé une ligne pointillée correspondant à un seuil de 98% de solidification en volume [Elkins-Tanton, 2008]. Les paramètres utilisés pour ce graphe sont donnés dans la Table 4.1.

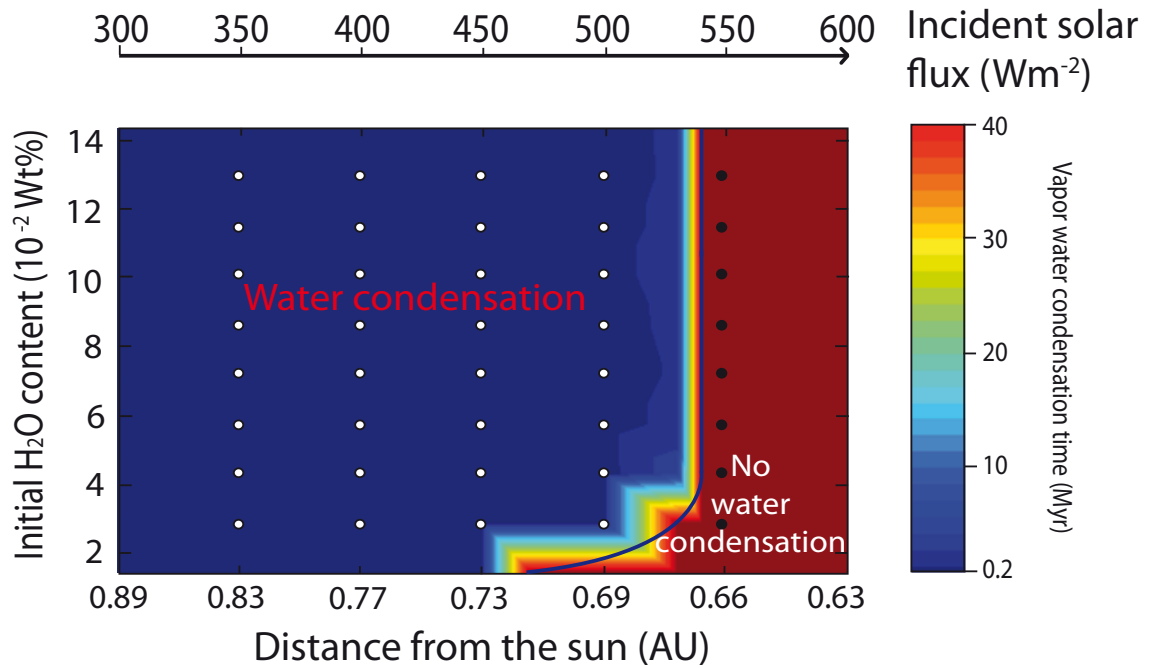
**Table 4.1.:** Paramètres physiques utilisés dans cette étude.

Figures	$X_{0,H_2O}$ ( $10^{-2}$ wt%)	$X_{0,CO_2}$ ( $10^{-2}$ wt%)	Distance au soleil (au)	Accélération grav. $g$ ( $m.s^{-2}$ )	Rayon planétaire $R_p$ (km)	Profondeur initiale ( $R_p - R_b$ ) (km)
Fig. 4.1(a,b,c,d)	/	/	1	9.8	6378	2885
Fig. 4.1(e,f,g,h,i,j,k,l)	4.3	1.4	1	9.8	6378	2885
Fig. 4.2	4.3	1.4	1	9.8	6378	2885
Fig. 4.3	1.4 to 14.3	1.4 to 14.3	1	9.8	6378	2885
Fig. 4.4a	1.4	1.4	1	9.8	6378	2885
Fig. 4.4b	14.3	1.4	1	9.8	6378	2885
Fig. 4.5	4.3	1.4	1	9.8	6378	2885
Fig. 4.6	4.3	1.4	1	9.8	6378	2885
Fig. 4.7	4.3	1.4	1	9.8	6378	2885
Fig. 4.8	4.3	1.4	1	9.8	6378	2885
Fig. 4.9a	4.3	1.4	0.7	9.8	6378	2885
Fig. 4.9b	4.3	1.4	1	9.8	6378	2885
Fig. 4.9c	4.3	1.4	1.5	9.8	6378	2885
Fig. 4.10	4.3	1.4	1.55 to 0.66	9.8	6378	2885
Fig. 4.11a	4.3	1.4	0.7	8.9	6052	3000
Fig. 4.11b	4.3	1.4	1	9.8	6378	2885
Fig. 4.11c	4.3	1.4	1.5	3.7	3390	1800
Fig. 4.12a	4.3	1.4	0.7	8.9	6052	3000
Fig. 4.12b	4.3	1.4	1	9.8	6378	2885
Fig. 4.12c	4.3	1.4	1.5	3.7	3390	1800

## 4.5. Discussion

La présence de l’atmosphère agit en retardant la formation d’une couche limite de surface froide et visqueuse, et en augmentant la durée de la phase de l’océan de magma. Dans l’étape du régime “mush”, la viscosité du manteau augmente, la convection devient moins active, et le flux de chaleur diminue. A cette étape, l’échelle de temps du refroidissement est contrôlée par la plus grande échelle de temps de la convection, l’atmosphère n’étant plus un facteur limitant pour la perte de chaleur. Au contraire, quand l’océan de magma est totalement ou partiellement liquide, la convection est active et la composition chimique de l’atmosphère joue un rôle important à travers l’effet de serre, de manière à contrôler les températures de surface et l’échelle de temps du refroidissement. En effet, sans l’atmosphère, la température de surface est de l’ordre de 243 K (avec un albédo de 0,2), une température qui correspond à peu près à la température d’équilibre de la Terre. Quand une atmosphère composée de 300 bars d’ $H_2O$  et de 100 bars de  $CO_2$  recouvre l’océan de magma, la température de surface atteint 490 K et se maintient pendant toute l’étape “mush” (voir la figure 4.1e). Dans ce modèle, la vapeur d’eau exsolvée de l’océan de magma est instantanément condensée, maintenant ainsi la pression partielle atmosphérique de la vapeur d’eau constante à une température de surface donnée. Comme mentionné précédemment, la température de surface est surestimée, car ni la solubilité du  $CO_2$  dans l’eau, ni la précipitation des carbonates ne sont pris en compte dans ce modèle. Comme le montre la figure 4.3 et en raison de son pouvoir radiatif important, le contenu en  $H_2O$  affecte la durée de la phase de l’océan de magma plus que le contenu en  $CO_2$ . Si on regarde maintenant l’effet de la teneur initiale en  $H_2O$  sur le temps de condensation  $t_c$ , la figure 4.13 montre que pour un flux solaire en dessous de  $450 \text{ Wm}^{-2}$  (correspondant à une distance du Soleil d’environ 0,73 UA), l’eau est capable de condenser pour tous contenus initiaux en  $H_2O$ . Au-dessus de  $450 \text{ Wm}^{-2}$ , la condensation ne s’effectue que pour un contenu initial en  $H_2O$  supérieur à  $1.8 \times 10^{-2} \text{ wt}\%$ . Cette tendance paradoxale est due à deux effets contradictoires : l’effet de serre qui augmente la température de surface (favorise la phase vapeur) et un effet de pression qui augmente avec la quantité d’eau (favorise la phase liquide ; voir figure 4.14). De plus, à une pression partielle de vapeur d’eau supérieure à environ 50 bar, la température de surface diminue avec l’augmentation de la pression jusqu’à environ 100 bars. Ceci est dû au fait que, à cette valeur seuil, les bandes infrarouges deviennent saturés et le flux infrarouge devient constant, tandis que le flux net solaire continue à être diminuée par la diffusion Rayleigh. Ainsi, le rayonnement solaire incident devient insuffisant pour soutenir l’emballement de l’effet de serre et la vapeur d’eau peut alors se condenser [Zahnle et al., 1988]. La flèche sur la figure 4.14 montre le chemin de condensation pour une augmentation du contenu initial en  $H_2O$  pour un flux solaire incident de  $500 \text{ Wm}^{-2}$ . Un contenu initial en  $CO_2$  équivalent à une pression partielle de 500 bars est suffisant pour empêcher la condensation de la vapeur d’eau sur des planètes qui seraient situés à une distance du Soleil plus proche que Mars (figure 4.15). Ce résultat montre que pour une composition atmosphérique plus riche en

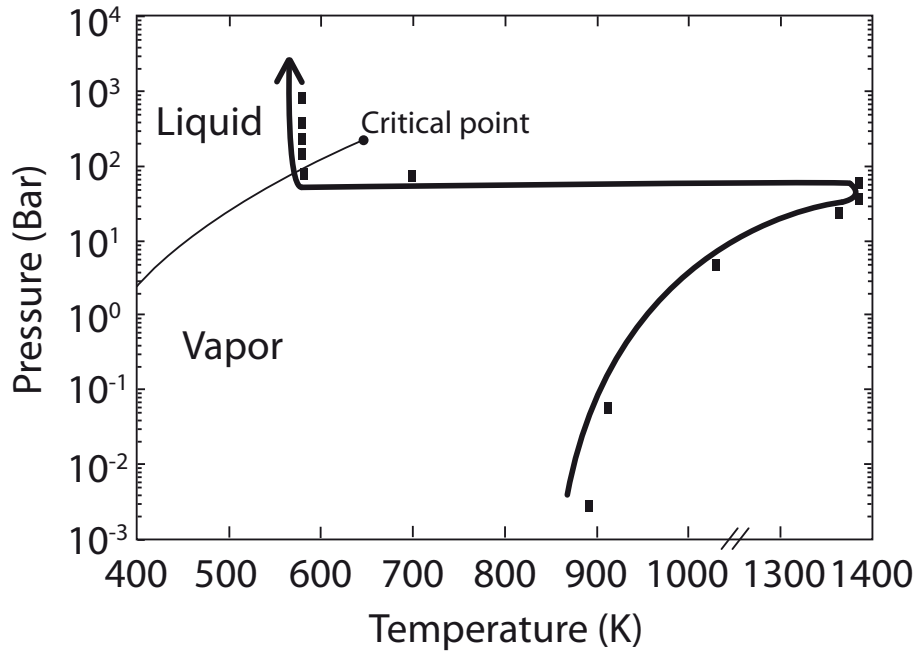
vapeur d'eau qu'en  $CO_2$ , le flux solaire incident, et donc la distance au Soleil, a peu d'effet sur le temps de condensation pour les planètes qui reçoivent un flux inférieur à  $450 \text{ Wm}^{-2}$ . Toutefois, pour des planètes comme Vénus recevant un flux solaire incident supérieur à  $450 \text{ Wm}^{-2}$ , la condensation dépend de leur composition initiale en volatils ainsi que de leurs différentes proportions.



**Figure 4.13.:** Diagramme montrant la condition pour la condensation de la vapeur d'eau comme fonction du contenu initial en  $H_2O$  et du flux solaire incident. Les calculs sont effectués pour une planète avec les caractéristiques physiques pour la Terre. La quantité initiale en  $CO_2$  est fixée à une valeur de  $1.4 \times 10^{-2} \text{ wt}\%$  (correspondant à 100 bars). L'échelle de couleur indique les temps auxquels la condensation de la vapeur d'eau s'effectue. Le temps augmente du bleu vers le rouge.

On examine ensuite l'effet combiné de la taille de la planète à différentes distances du Soleil (figure 4.16). Au delà de 0.75 UA, la condensation de l'eau s'effectue sur des planètes dont  $R_p > 3000 \text{ km}$ . En deçà de cette distance, pour une profondeur d'océan de magma donnée (1500 km ici) et un contenu initial en volatile donné ( $1.4 \times 10^{-2} \text{ wt}\%$  de  $CO_2$  et  $4.3 \times 10^{-2} \text{ wt}\%$  d' $H_2O$  ici), les plus petites planètes ( $R_p < 3000 \text{ km}$ ) peuvent ne jamais être en mesure de maintenir un océan d'eau. Cela est dû à une plus faible valeur de la pression atmosphérique (voir figure

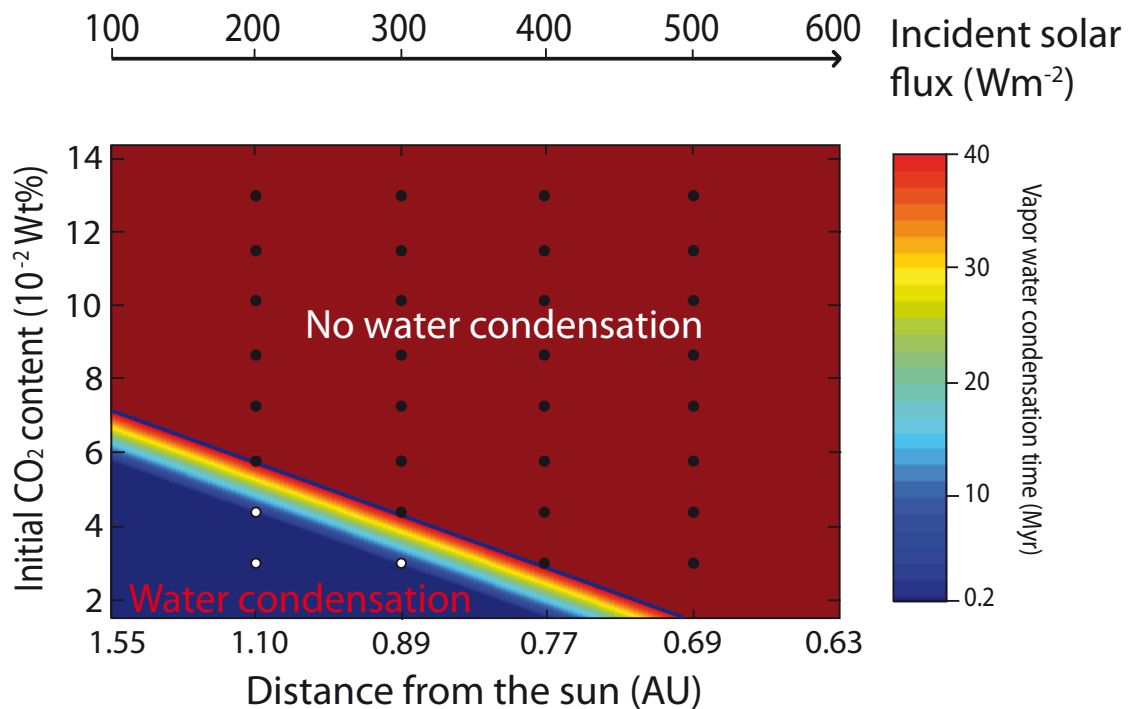
4.14). Ainsi, un océan d'eau pourrait ne jamais se former sur une planète située à la distance de Vénus au Soleil si son rayon est plus petit que 3500 km. Par exemple, une planète de la taille de Mars situé à la position de Vénus peut ne jamais avoir connu la condensation d'un océan d'eau tout au long de la phase d'océan de magma.



**Figure 4.14.:** Diagramme de phase pour  $H_2O$ . Chemin de condensation pour l'augmentation du contenu en eau (suivant la flèche noire) de  $4.3 \times 10^{-6}$  à  $1.4 \times 10^{-1}$  wt%. Les carrés noirs représentent plusieurs quantités initiales d' $H_2O$  avec une quantité initiale en  $CO_2$  de  $1.4 \times 10^{-2}$  wt% et un flux solaire incident de  $500 Wm^{-2}$ . La pression partielle de vapeur d'eau et la température de surface pour chaque carré sont obtenues à la fin de la solidification de l'océan de magma ( $T_p = 1400K$ ).

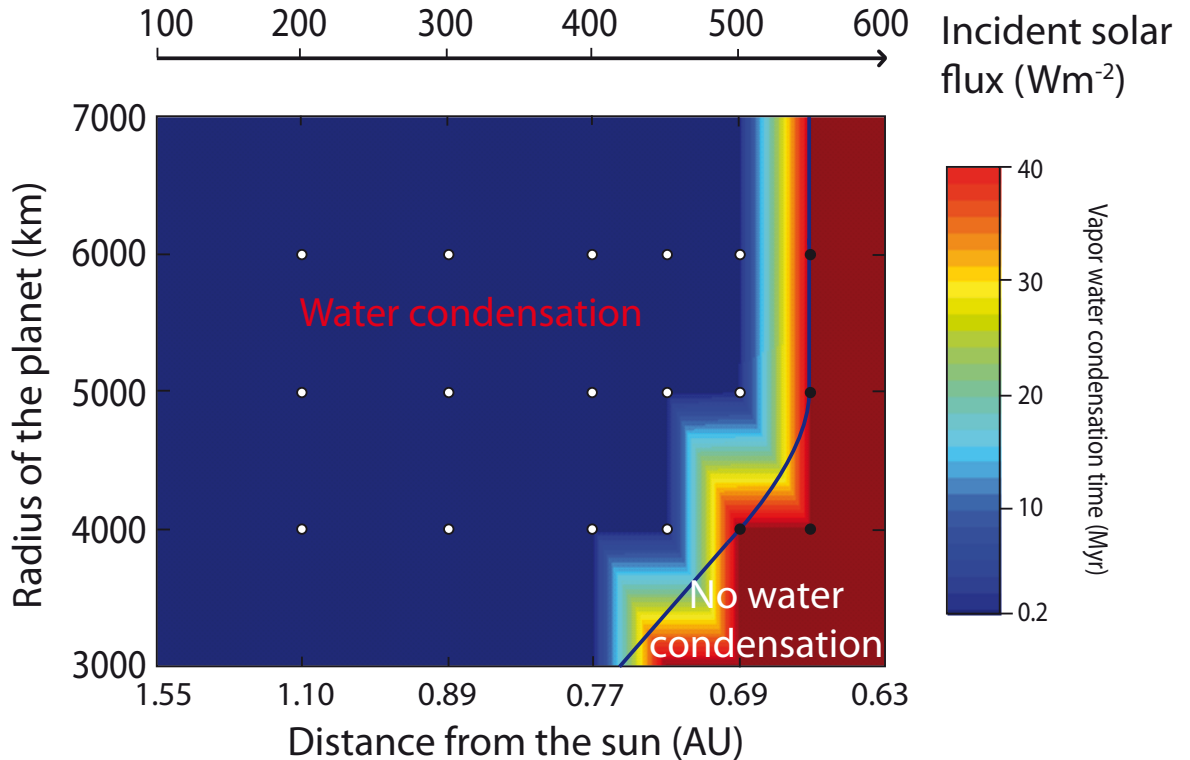
La condensation de la vapeur d'eau dépend aussi de l'albédo, car il modifie la valeur du flux solaire reçu à la surface de la planète. Ainsi, à une distance donnée du Soleil, une planète avec un albédo élevé peut condenser la vapeur d'eau alors qu'une planète avec un albédo plus faible ne peut pas (voir figure 4.17). L'albédo dépend de la présence de nuages et peut atteindre une valeur d'environ 0,7. Comme expliqué dans la section 4.4, le modèle atmosphérique semble plus précis dans les calculs concernant les variations d'albédo et le calcul de l'absorption IR que les modèles des années 1980 [Kasting, 1988; Abe and Matsui, 1988]. Le temps d'apparition d'un océan d'eau est d'un ordre de grandeur plus court pour Mars, typiquement de 0,1 Ma. Fait intéressant, ce temps est beaucoup plus court que le temps d'accrétion estimé, typiquement 30 Ma [Raymond et al., 2006].





**Figure 4.15.:** Diagramme montrant la condition pour la condensation de la vapeur d'eau comme fonction du contenu initial en  $\text{CO}_2$  et du flux solaire incident. Les calculs sont effectués pour une planète avec les caractéristiques physiques pour la Terre. La quantité initiale en  $\text{H}_2\text{O}$  est fixée à une valeur de  $1.4 \times 10^{-2}$  wt% (correspondant à 100 bars). L'échelle de couleur indique les temps auxquels la condensation de la vapeur d'eau s'effectue. Le temps augmente du bleu vers le rouge.

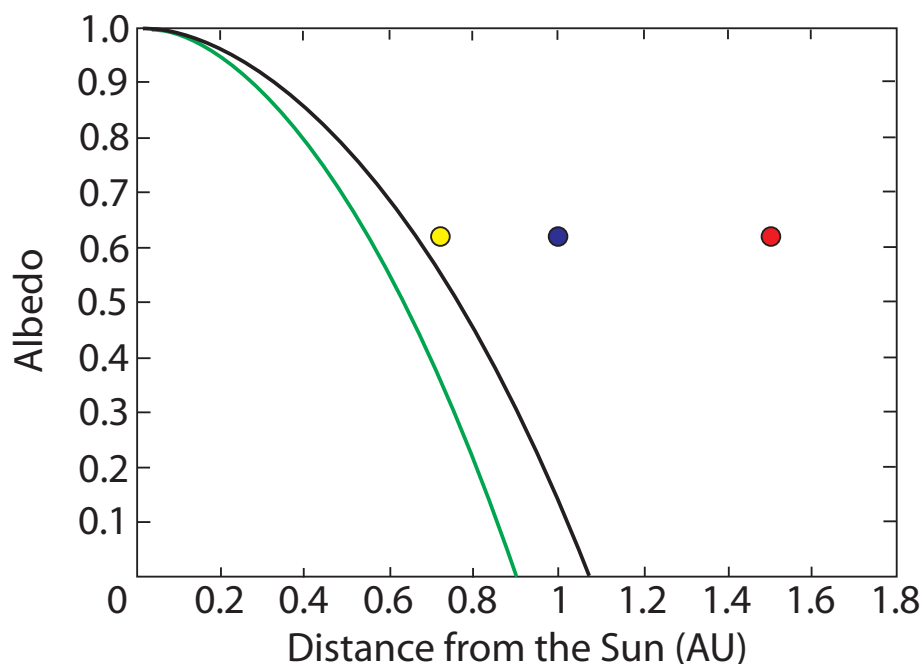
Une conséquence possible pourrait être l'apparition d'une série d'océans d'eau sur la Terre et Mars, puisque le temps de refroidissement est certainement plus petit que l'intervalle de temps entre les impacts majeurs (typiquement de 5 millions d'années pour les quelques embryons de la taille de Mars qui ont formé la Terre). Si c'est le cas, l'érosion des volatils par impact pourrait avoir été renforcée sur ces deux planètes au cours de l'accrétion en raison de la présence fréquente d'une couche d'eau liquide sur leur surface [Genda and Abe, 2005]. Mais l'accrétion continue de petits et moyens embryons pendant toute la période d'accrétion, augmente le flux d'énergie entrant au-dessus du niveau défini par le flux solaire seul, et peut conduire à une surface plus chaude et empêcher la vapeur d'eau atmosphérique de se condenser. À partir de l'analyse isotopique des météorites SNC, Debaille et al. [2007] a suggéré qu'un océan de magma qui dure au moins 100 Ma aurait été présent sur Mars, ce qui à première vue n'est pas en accord avec mes résultats.



**Figure 4.16.:** *Diagramme montrant la condition pour la condensation de la vapeur d'eau comme fonction du rayon de la planète et du flux solaire incident. L'échelle de couleur indique les temps auxquels la condensation de la vapeur d'eau s'effectue. Le temps augmente du bleu vers le rouge.*

La formation d'une croûte continentale 160 Ma après l'accrétion de la Terre, qui suggère que la Terre primitive pourrait avoir connue une phase "froide" [Valley *et al.*, 2002], montre que l'eau liquide était déjà présente à la surface de la Terre à cette époque de son histoire. Mes résultats confirment la plausibilité d'un tel océan d'eau liquide précoce, montrant qu'il pourrait avoir existé et stabilisé aussi tôt après principale période d'accrétion, 100 Ma ou moins après le début de l'accrétion.

En ce qui concerne Vénus, mes résultats suggèrent que la durée de la phase d'océan de magma est beaucoup plus longue que sur la Terre, typiquement 10 Ma. Ce temps est du même ordre de grandeur que l'intervalle de temps entre les impacts majeurs, et pas beaucoup plus court que la durée totale de l'accrétion (environ 30 Ma à partir des modèles existants). Par conséquent, Vénus pourrait avoir été maintenue dans la phase océan de magma pendant plusieurs dizaines de millions d'années, c'est-à-dire toute la durée de l'accrétion, en raison d'impacts majeurs provoquant la fusion partielle ou totale du manteau. Vénus est juste en dehors de la distance de 0,66 UA du Soleil en deçà de laquelle une planète de type Terre se maintiendrait dans la phase d'océan de magma.



**Figure 4.17.:** *Limite de la condensation de la vapeur d'eau (ligne noire) comme une fonction de l'albédo de la planète et sa distance au soleil. Notez que la limite de condensation de la vapeur d'eau obtenue dans notre cas est plus proche de Vénus comparé aux travaux précédents (ligne verte) [Abe and Matsui, 1988; Kasting, 1988]. Vénus (point jaune), la Terre (point bleu) et Mars (point rouge) sont placés sur le diagramme pour un albédo de 0.63 correspondant à un albédo moyen à travers la solidification de l'océan de magma.*

Selon le modèle présenté dans cette thèse, qui ne tient pas compte de l'échappement hydrodynamique à ce stade, une planète de type Terre situé à une distance du soleil plus proche que 0,66 UA, et, éventuellement, Vénus en raison d'événements réguliers de fusion globale, peut se maintenir dans une configuration stable et chaude suivant le dégazage d' $H_2O$  durant une longue période. La prise en compte de l'échappement de H (et associé à l'échappement frictionnel de O) se traduirait par une diminution progressive de la pression partielle d' $H_2O$  [Kasting and Pollack, 1983; Chassefière, 1996, 1997; Gillmann et al., 2009], donc un affaiblissement de l'effet de serre et la condensation de la vapeur d'eau restante à une étape ultérieure. La prise en compte de l'échappement hydrodynamique dans ce modèle est une étape nécessaire pour une simulation plus réaliste d'un océan de magma ainsi que la formation et l'évolution d'un océan d'eau. La présence ou non d'un océan d'eau au début de l'évolution de Vénus, lorsque le flux solaire était certainement plus petit que maintenant, est

une question intéressante de longue date. Le point critique de  $H_2O$  est situé à 647 K. Comme le montre [Matsui and Abe, 1986a], la température de surface de la Terre à la fin de l'accrétion pourrait avoir été env. 600 K, donc inférieure à la température critique, et de l'eau aurait pu se condenser, comme confirmé par mes résultats. A partir des mêmes auteurs, la température de surface de Vénus à la fin de l'accrétion était de 700 K, supérieure à la température critique, empêchant potentiellement l'eau atmosphérique de se condenser. *Kasting* [1988], en tenant compte de l'effet de refroidissement des nuages (augmentation de l'albédo planétaire), a suggéré qu'un océan d'eau pourrait avoir néanmoins été formé au début de l'évolution de Vénus. Nos résultats ne permettent pas de donner une réponse définitive à cette question. A partir du modèle actuel, un océan d'eau peut éventuellement se former sur Vénus en typiquement 10 Ma après un impact majeur qui aurait liquéfié le manteau. Environ 10 impacts majeurs se produisant sur une période typique de 30 Ma seraient suffisants pour empêcher un océan d'eau de se former au cours de l'accrétion. Mais mes résultats montrent que la formation d'un océan d'eau sur Vénus après l'accrétion peut ou non s'effectuer, selon les contenus initiaux en volatiles ( $H_2O$ ,  $CO_2$ ) et une opacité IR supplémentaire en raison de nuages ou de composés mineurs. Dans notre cas, le seuil pour le maintien d'un effet de serre qui maintient la surface d'une planète similaire à la Terre en fusion à l'équilibre radiatif est de  $540 \text{ Wm}^{-2}$ , en supposant un albédo de 0,7. Cela correspond à une distance au soleil jeune de 0,66 UA. L'utilisation de la valeur de  $480 \text{ Wm}^{-2}$  obtenue par *Kasting* [1988] à partir de modèles avec non seulement une opacité IR plus petite, mais aussi un albédo plus faible de 0,36, cette distance seuil serait de 0,7 UA. S'il y a d'autres sources d'opacité supplémentaire comme les espèces soufrées et/ou chlorées, l'opacité IR pourrait être encore augmentée, et la distance seuil pourrait être semblable ou supérieure à la distance Vénus-Soleil (0,71 UA), ce qui signifie que l'eau n'aurait jamais condensée sur Vénus. Même en supposant que l'opacité infrarouge est correctement modélisé, le contenu initial en volatiles est encore capable d'empêcher l'eau de se condenser : pour  $P(H_2O) < 100$  bars (figure 4.13) ou  $P(CO_2) > 200$  bars (figure 4.15), aucune condensation ne s'effectue dans des conditions primitives de Vénus. De telles conditions ne sont pas improbables. Un nouveau résultat majeur de ce travail est que, parce que l'opacité IR modélisés en utilisant une méthode k-corrélation est nettement plus grande que celle modélisée avant et même en supposant un grand albédo, Vénus est très proche de la distance au Soleil au-delà de laquelle l'eau ne condense jamais, ce qui rend possible le fait qu'aucun océan d'eau n'est jamais pu se former.

## 4.6. Conclusion

Mes résultats suggèrent qu'après un impact majeur, le temps pour qu'un océan de magma mantellique planétaire se refroidisse et permette la condensation d'une dense atmosphère de vapeur d'eau en un océan d'eau est de l'ordre de 1 Ma sur Terre et dépend de différents paramètres mentionnés dans les sections précédentes.

Plus généralement,

(i) La présence de l'atmosphère retarde le temps pour lequel une couche limite thermique visqueuse et froide se forme d'environ 1 Ma par rapport à un cas où aucune atmosphère n'est présente.

(ii) Le contenu initial en volatiles, notamment  $H_2O$  et son chemin de dégazage, contrôle la durée de la phase d'océan de magma en l'augmentant d'environ 1 ordre de grandeur pour 1 ordre de grandeur de différence dans le contenu initial en  $H_2O$  sur la Terre, avec quelques milliers d'années pour un contenu initial de  $1,5 \times 10^{-2}$  wt% et 2 Ma pour un contenu initial de  $1,5 \times 10^{-1}$  wt%. Un océan de magma plus profond ou subissant un dégazage précoce augmente également la durée de la phase d'océan de magma.

(iii) Le contenu initial en  $CO_2$  contrôle la possibilité de condenser la vapeur d'eau en océan d'eau pour une distance au Soleil supérieure à 0,66 UA.

(iv) Pour une durée de phase d'accrétion de moins de 5 Ma, la durée de la phase d'océan de magma pourrait être deux fois plus longue si l'on tient compte de l'abondance  $^{26}Al$  au début des temps. La chaleur générée par des éléments de longue vie tels que U, Th et K, est non-négligeable seulement à la fin de la solidification de l'océan de magma lorsque le flux de chaleur chute en dessous de  $10 \text{ Wm}^{-2}$ .

Ce travail a des implications potentiellement importantes. Premièrement, il montre que Vénus est proche de la distance seuil au Soleil (0,66 UA) au-delà de laquelle une planète de la taille de la Terre se maintiendrait dans la phase d'océan magma pour un temps virtuellement infini. Le temps typique pour qu'un océan d'eau sur Vénus puisse apparaître est de l'ordre de 10 Ma, ce qui est comparable à la durée de la séquence d'accrétion principale, suggérant que Vénus pourrait avoir été maintenu dans la phase d'océan de magma durant la majeure partie de son accrétion. Le modèle présenté dans cette thèse montre qu'un océan d'eau peut ou non avoir été formé sur Vénus après l'accrétion, selon les détails du transfert radiatif IR et de l'inventaire des volatiles. Un modèle plus réaliste prenant en compte le chauffage d'accrétion due aux petits impacts et l'échappement hydrodynamique est nécessaire pour une analyse plus détaillée. Le chauffage d'accrétion et l'échappement hydrodynamique d' $H_2O$  sont supposés jouer contre la condensation de l'eau, tandis que l'échappement hydrodynamique du  $CO_2$  devrait favoriser la formation d'un océan. Deuxièmement, le temps pour condenser un océan d'eau sur la Terre et Mars est plus petit que 1 Ma (1 Ma pour la Terre et 0.1 Ma de Mars), ce qui suggère qu'un océan d'eau pourrait avoir été formé durant les périodes situées entre les impacts majeurs (capable de provoquer une fusion d'une fraction importante du manteau). Si des océans d'eau en série se sont développés sur la Terre et Mars au cours de leur accrétion, l'érosion par impact de l'atmosphère pourrait avoir été plus efficace sur ces planètes, expliquant leur atmosphère relativement ténue par rapport à Vénus. En ce qui concerne Mars, les analyses géochimiques des météorites SNC suggèrent que la planète pourrait avoir connu une phase d'océan de magma continue de 100 Ma [Debaïlle *et al.*, 2007], ce qui contredit les résultats du modèle de cette thèse. La raison pourrait être que je ne prends pas en compte le chauffage d'accrétion résultant des impacts fréquents de petits embryons. Dans cette thèse, je me suis concentré sur l'évolution thermique d'une séquence de refroidissement d'un océan

de magma. J'ai supposé la présence d'un océan de magma d'une profondeur donnée (qui dépend de l'énergie injectée dans le système par un impact majeur) à un certain moment du processus d'accrétion, considéré par la suite comme le temps initial dans le modèle. La plupart des résultats présentés dans cette thèse portent sur un océan de magma complètement liquide résultant d'un impact géant [Melosh, 1990]. Une description réaliste de la séquence d'accrétion complète, avec des impacts multiples et les phases d'océan de magma en série, était au-delà de la portée de la présente étude. L'objectif principal de cette thèse était de mener une étude paramétrique afin de définir quelles conditions peuvent favoriser la formation d'un océan d'eau primitif et le début de la croissance d'une plaque, fournissant les critères d'habitabilité d'une planète donnée dans des conditions données. L'extension de la phase d'accrétion sur une longue période, et compte tenu des effets (i) des impacts majeurs fusionnant de grandes fractions du manteau, (ii) des petits impacts fréquents augmentant le flux d'énergie de l'extérieur de la planète et (iii) d'un modèle d'échappement hydrodynamique réaliste seront l'objet de futures études.



## 5. Perspectives

### 5.1. Impacts de planétésimaux

Dans les chapitres précédents, nous avons considéré qu'un seul gros impact s'était produit initialement et avait conduit à la formation d'un océan de la profondeur d'un manteau planétaire. Cependant, les multiples impacts que subissent les planètes telluriques lors de l'accrétion sont capables de provoquer la fusion d'une grande partie de la planète. Il serait donc intéressant d'étudier le refroidissement de l'océan de magma soumis à un scénario d'accrétion réaliste dans le cadre de notre modèle couplé. Ces impacts vont avoir deux effets majeurs sur l'évolution thermique d'un océan de magma. Le premier va être d'accroître le rayon de la planète, augmentant par la même la profondeur de l'océan de magma. Le deuxième, qui est le plus important, est l'augmentation brutale de la température de l'océan de magma. En effet, lorsqu'un planétésimal entre en collision avec une protoplanète, de la chaleur est produite sous l'effet de l'impact. Cette augmentation de température a pour conséquence de retarder la fin de la phase d'océan de magma et la condensation de la vapeur d'eau. Deux types de modélisation de ces impacts sont possibles. Le premier est basé sur un flux d'impacts continus dépendant d'une équation de distribution de masses [Safronov, 1972; Safronov and Ruzmaikina, 1986; Zahnle et al., 1988]. Le deuxième repose sur des impacts discontinus mais réguliers, c'est-à-dire que la protoplanète subit un gros impact par intervalle de temps régulier. Cet intervalle pourrait être l'ordre de 1 à 5 Ma. Dans la suite, nous évoquons plusieurs pistes basées sur des travaux antérieurs, qui nous amènerait à modéliser un scénario d'accrétion comportant plusieurs impacts.

#### 5.1.1. Flux d'impacts continus

Dans cette section, nous posons les bases de calcul d'une séquence d'accrétion basée sur les travaux de Zahnle et al. [1988]. On considère qu'un océan de magma vient de se former à la suite d'un très gros impact. Nous considérons par ailleurs les mêmes paramètres initiaux que ceux utilisés dans le chapitre 2. La chaleur générée par un flux d'impact au cours d'une période de temps est définie par le produit de trois termes [Zahnle et al., 1988] :

- Le taux d'impacts météoritiques
- L'énergie déposée par l'impact d'un planétésimal de masse  $m_i$
- Le rapport entre l'aire du cratère d'impact et l'aire de la planète



Ce dernier terme s'écrit comme suit :

$$\frac{\text{Aire du cratère d'impact}}{\text{Aire de la planète}} = \frac{\pi r_0^2}{4\pi R_p^2} \quad (5.1)$$

avec  $R_p$  le rayon de la planète et  $r_0$  le rayon du cratère d'impact défini comme suit [Zahnle et al., 1988] :

$$r_0 \approx 2^{1/3} r_{0m} \quad (5.2)$$

avec  $r_{0m}$  le rayon du planétésimal.

### 5.1.1.1. Taux d'impacts météoritiques

Nous considérons qu'à chaque pas de temps un certain nombre de planétésimaux de masses diverses impactent la planète. La distribution de masse des impacteurs est déterminée comme suit [Zahnle et al., 1988] :

$$\frac{\partial N}{\partial t} dm_i = \frac{2-q}{m_1^{2-q} - m_0^{2-q}} \dot{M}_p m_i^{-q} dm_i \approx \frac{2-q}{m_1^{2-q}} \dot{M}_p m_i^{-q} dm_i \quad (5.3)$$

avec  $m_i$  la masse d'un planétésimal variant par masse croissante de  $m_0$  à  $m_1$ ,  $q$  un facteur compris entre 1.6 et 1.8 [Safronov and Ruzmaikina, 1986] et  $\dot{M}_p$  le taux d'accrétion de masse de la planète. La masse  $m_0$  est prise comme étant négligeable devant la masse  $m_1$ . Le taux d'accrétion de masse de la planète est défini comme suit [Zahnle et al., 1988] :

$$\dot{M}_p = \frac{\pi R_p^2 (1 + 2\theta) 4\sigma}{P_K} \quad (5.4)$$

avec  $R_p$  le rayon de la planète,  $P_K$  la période de révolution de la planète,  $\sigma$  la densité de surface de l'essaim de planétésimaux et  $\theta$  le paramètre de Safronov [Safronov, 1972; Safronov and Ruzmaikina, 1986]. La densité de surface  $\sigma$  est déterminée par [Zahnle et al., 1988] :

$$\sigma = \frac{M_{sw}}{\pi (r_{out}^2 - r_{in}^2)} \quad (5.5)$$

avec  $r_{in}$  et  $r_{out}$  les limites intérieures et extérieures du disque d'essaim de planétésimaux et  $M_{sw}$  la masse totale de l'essaim de planétésimaux égale à  $(M_f - M_p)$  où  $M_f$  est la masse finale de la planète en fin d'accrétion et  $M_p$  la masse de planète à un instant  $t$ . Le paramètre de Safronov  $\theta$  [Safronov, 1972; Safronov and Ruzmaikina, 1986] est une mesure de la gamme d'énergie cinétique des planétésimaux. Selon Zahnle et al. [1988], une valeur raisonnable de ce paramètre serait de 4 car il aurait eu une valeur petite vers la fin de l'accrétion des planètes telluriques. Notons que cette approche est similaire à celle de Canup [2012].

### 5.1.1.2. Energie déposée par un impact

Lors de l'impact d'un planétésimal, si la vitesse d'impact est supérieure à la vitesse de propagation d'une onde élastique, il se forme une onde de choc, en amont de laquelle la pression est quasi uniforme au sein d'une région sphérique proche du point d'impact. Un cratère de rayon  $r_0$  et de profondeur  $d_0$  se forme alors. D'après Davies [1985] et Zahnle et al. [1988] l'énergie apportée par cet impact est uniformément distribuée dans un cylindre de rayon  $r_0$  et de profondeur  $d_0 + r_0$  et s'écrit :

$$E_i = \frac{hm_i v_i^2}{2\pi r_0^2 (r_0 + d_0)} \quad (5.6)$$

avec  $h$  la fraction de l'énergie d'un impact qui est libérée au sein de la planète en formation,  $v_i$  la vitesse d'impact définit comme suit :

$$v_i^2 = \frac{2GM_p}{R_p} \left(1 + \frac{1}{2\theta}\right) \quad (5.7)$$

et  $d_0$  la profondeur du cratère d'impact définit comme suit

$$d_0 = 4r_0 m \frac{u}{U} \quad (5.8)$$

avec  $G$  la constante gravitationnelle.  $U$  est la vitesse du choc de l'impact tel que  $U = C_0 + su$  et  $u$  est la vitesse d'une particule de matière après l'impact tel que  $u = v_i/2$  [Davies, 1985]

La somme de ces trois termes donne l'équation de l'énergie déposée par un flux d'impact par unité de temps :

$$E = \frac{2-q}{m_1^{2-q}} \dot{M}_p \frac{h v_i^2}{8\pi R_p^2} \int_{m_2}^{m_1} \frac{m_i^{1-q} dm_i}{(r_0 + d_0)} \quad (5.9)$$

D'après leur définition respective, on peut écrire  $d_0 + r_0$  en fonction de  $m_i$  comme suit :

$$(r_0 + d_0) = 2^{1/3}r_{0m} + 4r_{0m}\frac{u}{U} = \left(2^{1/3} + 4\frac{u}{U}\right) \left(\frac{3m_i}{4\pi\rho_{0m}}\right)^{1/3} \quad (5.10)$$

On obtient alors une nouvelle expression de l'équation (5.9) :

$$E = \frac{2-q}{m_1^{2-q}} \dot{M}_p \frac{hv_i^2}{8\pi R_p^2} \frac{(4\pi\rho_{0m}/3)^{1/3}}{(2^{1/3} + 4u/U)} \int_{m_2}^{m_1} m_i^{2/3-q} dm_i \quad (5.11)$$

En intégrant cette équation entre  $m_1$  et  $m_2$ , on obtient l'équation suivante :

$$E = \frac{2-q}{m_1^{2-q}} \dot{M}_p \frac{hv_i^2}{8\pi R_p^2} \frac{(4\pi\rho_{0m}/3)^{1/3}}{(2^{1/3} + 4u/U)} \frac{m_2^{5/3-q} - m_1^{5/3-q}}{q - 5/3} \quad (5.12)$$

Dans cette étude, nous avons considéré que  $m_1 = M_p/(2\theta)^3$  [Zahnle et al., 1988] et  $m_2$  est égale à 1 kg car c'est la valeur minimale seuil de la masse d'un planétésimal dans le cadre de ce modèle. En effet, une valeur inférieure à 1 kg rendrait la solution de l'équation (5.12) impossible. Cette équation ne dépend alors plus que du taux d'accroissement de la masse  $\dot{M}_p$  de la planète et de son rayon  $R_p$  qui en découle. L'équation de l'énergie est par la suite intégrée dans l'équation (3.7) du modèle d'océan de magma comme suit :

$$I \frac{dT_p}{dt} = [R_p^2 F] + Q_r + E \quad (5.13)$$

En effet, à chaque pas de temps, une nouvelle valeur de l'énergie  $E$  due aux impacts est calculée et ajoutée à la valeur de l'équation (3.7) ce qui va diminuer la valeur de  $dT_p/dt$ . En conséquence, puisque l'énergie  $E$  est toujours positive, le refroidissement est alors ralenti de manière plus ou moins importante suivant la différence de valeur entre l'énergie  $E$  et l'énergie libérée par le flux de chaleur à la surface de l'océan de magma  $R_p^2 F$ . Pour calculer l'énergie  $E$  à chaque pas de temps, il est nécessaire de calculer au préalable le taux d'accroissement de la masse de la planète  $\dot{M}_p$ . Cette dernière, en plus de permettre de déterminer l'énergie  $E$  à chaque pas de temps, permet également de déterminer la nouvelle masse de la planète  $M_p$  et en conséquence son nouveau rayon  $R_p$  et sa nouvelle accélération gravitationnelle  $g$  à chaque pas de temps.

La méthode qui suit, basée sur les travaux de [Monteux et al., 2007, 2009], permet d'avoir accès au profile de température autour du point d'impact. Ils considèrent

qu'au moment de l'impact, une sphère de magma en fusion de rayon comparable ou légèrement plus large à celui de l'impacteur se développe dans le proto-manteau de la planète au niveau de la surface :

$$R_{sf} = 3^{1/3} R_{imp} \quad (5.14)$$

avec  $R_{sf}$  le rayon de la sphère de magma en fusion et  $R_{imp}$  le rayon de l'impacteur.

Dans cette sphère, l'augmentation de la température est uniforme et s'écrit comme suit :

$$\Delta T_0 = \frac{4\pi}{9} \frac{\gamma}{h(m)} \frac{\rho_0^2 G R_p^2}{\rho C_p} \quad (5.15)$$

avec  $\gamma$  le coefficient de conversion de l'énergie d'impact,  $h(m)$  le volume effectivement chauffé par l'impact dont la est typiquement comprises entre 2 et 3,  $\rho_0$  la masse volumique moyenne de l'impacteur et  $\rho C_p$  la capacité de chaleur. Les valeurs des différents paramètres sont données en table 5.1.

La hausse de température comprise dans la sphère de fusion engendrée par un impact n'est pas dépendante de la taille de l'impacteur mais du rayon de l'impactant en raison du fait que la vitesse limite et donc la taille de l'impacteur est limitée par la vitesse d'échappement. De ce fait, quelque soit la taille de l'impacteur, seul le rayon de la protoplanète impactée détermine la hausse de température. Autour de cette sphère l'augmentation de température décroît avec la distance par rapport à la sphère suivant cette équation :

$$T(r) = T_0 + \Delta T_0 \left( \frac{R_{sf}}{r} \right)^m \quad (5.16)$$

avec  $r$  la distance à partir du centre de la sphère de magma en fusion et  $T_0$  la température du milieu avant impact. Cette équation n'est valable que pour  $r > R_{sf}$ .

**Table 5.1.:** Paramètres physiques constants.

Symbole	Valeur	Définition
$\gamma$	0.3	Coefficient de conversion de l'énergie d'impact
$h(m)$	2.7	Volume effectivement chauffé par l'impact
$\rho_0$	4200 kg/m <sup>3</sup>	Masse volumique moyenne de l'impacteur
$\rho C_p$	$4 \times 10^6 J/K/m^3$	Capacité de chaleur
$m$	4.4	Valeur proposée par <i>Senshu et al.</i> [2002]

Ainsi, dans le cas d'un corps de la taille de Mars, l'augmentation de température serait de l'ordre de 300 K, pour Venus de 450 K et pour la Terre de 500 K. Au regard de leur température initiale avant impact  $T_0$ , on peut observer une seconde phase d'océan de magma. En effet, si cette température est juste en dessous de la température potentielle de fin de phase d'océan de magma (1600 K (voir fig. 4.11)) alors, il est possible qu'un second océan de magma se forme. Cette seconde phase pourrait avoir environ la même durée que la première phase car le refroidissement est de plus en plus long au fur et à mesure que l'on s'approche de la fin de la phase d'océan de magma. Ainsi, si la température  $T_0$  est de 1550 K avant l'impact, la nouvelle température ne dépasserait pas les 2050 K dans le cas de la Terre et le temps de refroidissement de ce nouvel océan de magma (sans nouvel impact) serait de 900 000 ans au lieu d'un peu plus d'1 Ma dans le cas du premier océan de magma. Dans le cas de Mars, sa température potentielle augmenterait au plus à 1850 K et son second océan de magma refroidirait en 80 000 ans au lieu de 90 000 ans pour la première phase. Quant à Vénus, sa température potentielle pourrait augmenter jusqu'à 2000 K et son second océan de magma refroidirait en 9 Ma au lieu de 10 Ma dans le cas de la première phase. Cependant, au regard des durées des phases d'océan de magma des trois planètes telluriques (voir fig. 4.11) par rapport à l'intervalle de temps entre chaque gros impact (entre 1 et 5 Ma), on constate que la Terre et Mars ont probablement eu plusieurs phases d'océan de magma. En effet, même dans le cas le plus extrême, la durée de leurs phases d'océan de magma semblent toujours être inférieure à cet intervalle de temps. En revanche, dans le cas de Venus, si on considère le même intervalle de temps entre chaque gros impact, il semblerait que sa première phase d'océan de magma ne se soit pas achevée avant le premier gros impact. De ce fait, étant donné que même dans le cas où la première phase d'océan de magma se serait achevée avant ce premier gros impact, le temps de refroidissement du second océan de magma serait malgré tout supérieur à cette intervalle de temps entre chaque gros impact. Ainsi, il est fort probable que la première phase d'océan de magma sur Vénus ait perduré jusqu'à la fin de la phase d'impacts. Sa température aurait ainsi pu varier entre 1800 K et 2300 K. Du fait que la fin de la phase d'océan de magma coïncide avec la condensation de la vapeur d'eau sur les trois planètes telluriques, on peut alors en déduire que la Terre et Mars ont dû connaître la formation séquentielle d'océan d'eau liquide. La durée de vie de ces océans d'eau dépend de l'intervalle de temps entre chaque impact. En effet, si cet intervalle de temps est de l'ordre de 1 Ma, alors Mars et surtout la Terre n'ont dû connaître qu'un océan d'eau éphémère au regard de la durée de leur phase d'océan de magma alors que si cet intervalle est de 5 Ma, la durée de ces océans d'eau a dû être de quelques millions d'années.

L'accroissement de la masse de la planète est plus simple que pour la méthode précédente. En effet, il ne s'agit plus ici de flux de masse par unité de temps, mais d'ajout d'une certaine masse à chaque impact (ce qui ne correspond pas forcément à chaque pas de temps). Dans notre cas, nous considérons par simplification que la totalité de la masse de l'impacteur est ajoutée à la masse de

la protoplanète à chaque impact. Cette supposition est bien sûre une surestimation de l'accroissement de la masse de la protoplanète car il est très probable qu'une grande partie de la masse de l'impacteur soit éjecté soit en orbite autour de la protoplanète soit au-delà de son champs de gravité [Morbidei *et al.*, 2012].

Les impacts ont probablement joués un rôle important dans l'évolution thermique d'un océan de magma. Dans le cas d'un flux d'impacts continu, les planètes aurait vu leur temps de fin de phase d'océan de magma et de condensation de la vapeur d'eau retardé jusqu'à la fin de leur accréation. En revanche, dans le cas d'un flux d'impacts discontinu, il est fort probable que la Terre et Mars aient connu des océans d'eau séquentielles au cours de leur accréation. Dans le cas de Venus, quelque soit la taille de l'impacteur ou même le type de flux d'impact, elle n'aurait probablement pas condensé sa vapeur d'eau avant la fin de son accréation. Ce résultat indiquerait donc que Vénus n'aurait pas connu d'océan d'eau durant son accréation et que suivant l'échappement hydrodynamique, elle pourrait même ne jamais en avoir eu.

### 5.2. Echappement hydrodynamique

L'échappement hydrodynamique de l'hydrogène est une théorie qui a été développée par Hunten (1973) et appliquée au fractionnement massique des atmosphères planétaires par Zahnle and Kasting (1986) et Hunten et al, 1987). Elle peut être considérée comme un cas particulier d'échappement thermique (Chassefière et Leblanc, 2004). En effet, les molécules légères comme  $H_2O$  sont entraînées vers la haute atmosphère par chauffage dû au rayonnement solaire avant d'y être dissociées par le flux solaire EUV. De là, les atomes les plus léger comme H s'échappent vers l'espace. Le flux d'échappement de l'hydrogène et donc des molécules qu'il entraîne dépend principalement du flux solaire EUV. En effet, celui-ci était beaucoup plus fort au début de l'accréation qu'aujourd'hui et par conséquent le flux d'échappement aussi. C'est pourquoi, dans cette section, nous voulons évaluer l'effet de l'échappement hydrodynamique sur les contenus en eau dans l'atmosphère et l'effet induit sur la condensation de l'eau et les temps de refroidissement. Pour calculer le taux d'échappement de l'eau dans la thermosphère par échappement hydrodynamique de l'hydrogène, nous avons utilisé une méthode similaire à celle de Zahnle and Kasting [1986]. Le flux d'échappement des espèces de masse  $m_2$  noté  $F_2$  induit par les forces de friction du flux d'échappement  $F_1$  du constituant de masse  $m_2(H)$  est définit comme suit :

$$F_2(t) = \frac{x_2(t)}{x_1(t)} F_1(t) \left( \frac{m_c(t) - m_2}{m_c(t) - m_1} \right) \quad (5.17)$$

où  $x_1$  et  $x_2$  sont les rapports de mélanges molaires des constituants 1 et 2 tel que  $x_1 = n_1/(n_1+n_2)$  et  $x_2 = n_2/(n_1+n_2)$  où  $n_1$  et  $n_2$  sont les densités des espèces 1 et 2

respectivement. Dans notre cas où l'échappement est dominé par  $H_2O$ ,  $x_2/x_1 = 1/2$ . Comme établi par [Hunten et al., 1987], ces rapports de mélanges molaires sont supposés constants dans la thermosphère. Dans notre cas l'espèce 2 est l'oxygène O présent dans la thermosphère. La masse  $m_c$  est la masse au dessous de laquelle l'échappement peut s'effectuer grâce à la friction de l'échappement des éléments de masse  $m_1$  et est défini comme suit :

$$m_c(t) = m_1 + \frac{k_B T(t) F_1(t)}{bgx_1(t)} \quad (5.18)$$

où  $b$  est le coefficient moléculaire de diffusion (donné dans la Table 1 de Zahnle and Kasting [1986]),  $g$  l'accélération gravitationnelle tel que  $g = GM/r^2$ ,  $k_B$  la constante de Boltzmann et  $T$  la température qui est supposée constante en altitude dans la thermosphère [Hunten et al., 1987]. Il est également important de prendre en compte toutes les espèces disponibles et l'énergie EUV disponible déterminée comme suit :

$$m_1 F_1(t) + m_2 F_2(t) = \frac{\phi(t)r}{MG} \quad (5.19)$$

où  $\phi$  est le pourcentage du flux solaire EUV engagé dans le processus d'échappement,  $r$  la distance du centre de la planète,  $M$  la masse de la planète et  $G$  la constante gravitationnelle. Comme dans Chassefière [1996], nous supposons que le pourcentage du flux solaire EUV disponible pour l'échappement par rapport au flux EUV total est constant au cours du temps (ici 0.25). De plus, nous ne considérons par ici l'influence du vent solaire sur la perte d'eau ce qui a pour conséquence de sous-estimer le pourcentage du flux solaire EUV engagé dans le processus d'échappement. A partir des équations [5.17] à [5.19], nous pouvons déduire :

$$F_1(t) = \frac{x_1(t)}{m_1 x_1(t) + m_2 x_2(t)} \left( \frac{\phi(t)r}{MG} + m_2 (m_2 - m_1) \frac{GMbx_2(t)}{r^2 k_B T(t)} \right) \quad (5.20)$$

$$F_2(t) = \frac{x_2(t)}{m_1 x_1(t) + m_2 x_2(t)} \left( \frac{\phi(t)r}{MG} + m_1 (m_2 - m_1) \frac{GMbx_1(t)}{r^2 k_B T(t)} \right) \quad (5.21)$$

Les équations [5.20] et [5.21] donnent les flux d'échappement de H et O respectivement à un temps donné, en prenant en compte leur fraction molaire respective, la température et le flux EUV engagé dans l'échappement. Ces équations sont cependant valides pour des fractions molaires constantes. Zahnle and Kasting [1986] ont généralisé ces formules pour un X2 non négligeable et trouvé les mêmes résultats

qu'avec l'équation 5.17 (leur équation 35). A partir des équations 5.20 et 5.21, on peut en déduire le flux d'échappement de l'eau comme suit :

$$F_{esc}(t) = \frac{(2m_1F_1(t) + F_2(t)m_2) 4\pi R_p^2}{1000} \quad (5.22)$$

Ainsi, à chaque pas de temps, nous pouvons déterminer la masse d'eau totale échappée hydrodynamiquement :

$$M_{esc} = M_{esc} + F_{esc}t_{step} \quad (5.23)$$

avec  $t_{step}$  le pas de temps du modèle.

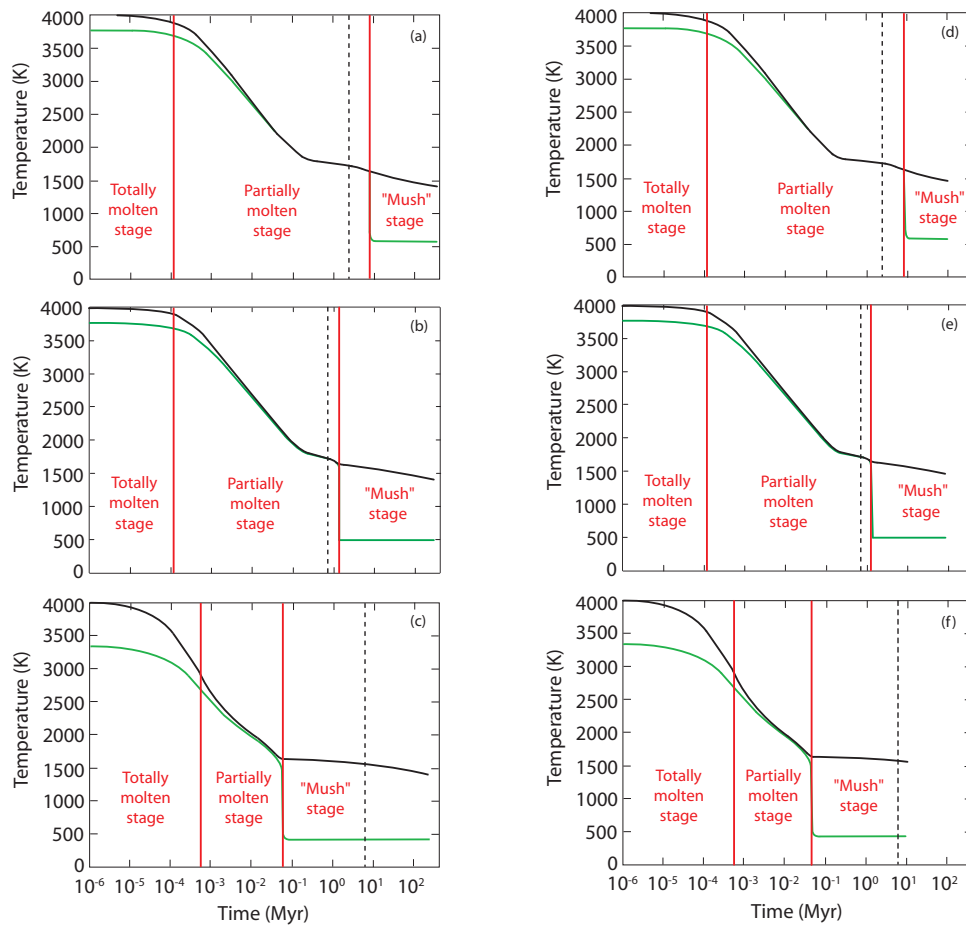
La masse d'eau qui est perdue est ajoutée à l'équation d'équilibre des masses (équation 3.17) tel que :

$$k_{vol}X_{vol}M_{solide} + X_{vol}M_{liquide} + \frac{4\pi R_p^2}{g}P_{vol} = X_0M_0 - M_{esc} \quad (5.24)$$

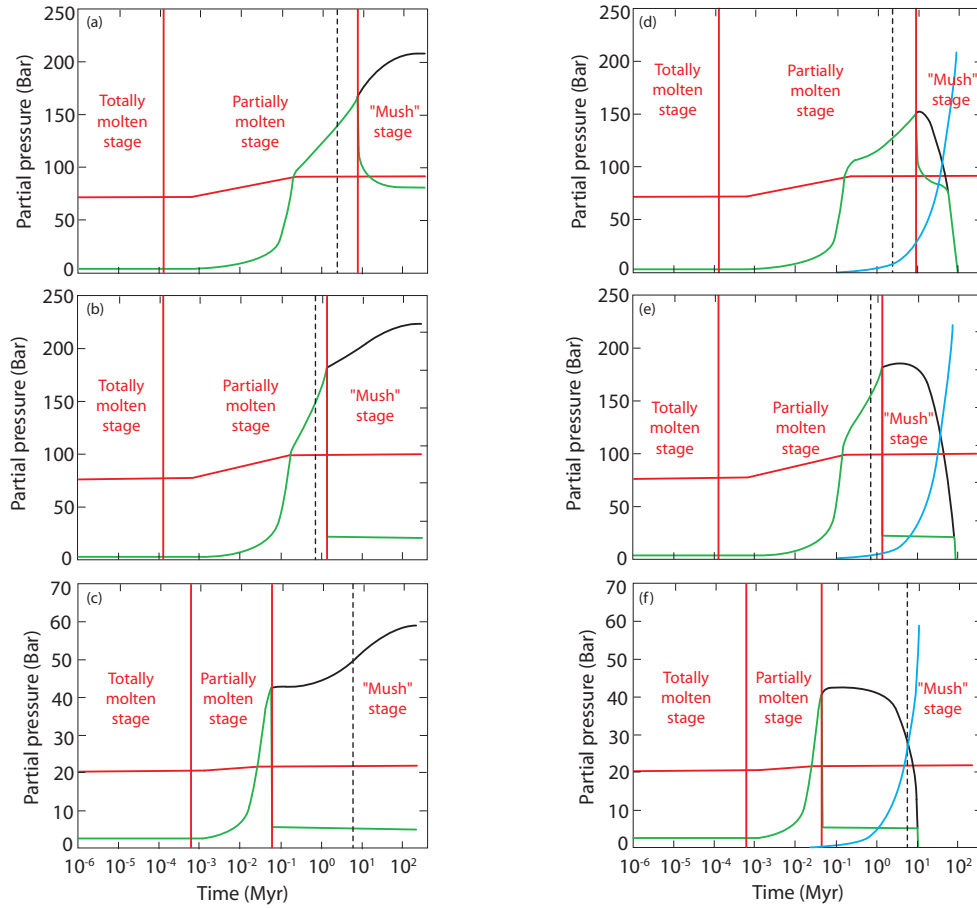
Nous considérons que la masse d'eau perdue se cumule à chaque pas de temps. Ainsi, nous calculons la quantité d'eau totale perdue au cours du temps et est donc retranchée de la quantité totale d'eau contenue initialement dans l'océan de magma. Nous avons comparé l'impact de l'échappement hydrodynamique de l'eau sur les trois planètes telluriques (fig. 5.1 et 5.2).

Les résultats observés montrent contrairement à ce que l'on peut penser que l'influence de l'échappement hydrodynamique sur le temps de condensation de la vapeur d'eau et la phase d'océan de magma est négligeable obtenant des temps similaires avec ou sans échappement (Fig. 5.1). En effet, la quantité d'eau perdue ne devient significative que vers la fin de la solidification de l'océan de magma entraînant même une évaporation totale de l'eau liquide sur ces planètes (Fig. 5.2). Ceci indiquerait donc que la Terre aurait eu beaucoup plus d'eau que ce que l'on considère dans cette étude. La prise en compte d'une quantité initiale d'eau plus importante pourrait avoir une incidence significative sur les principaux temps caractéristiques de la solidification de l'océan de magma. En effet, si l'échappement n'a aucune influence sur ces temps caractéristiques, l'augmentation du contenu initial en eau en aurait au contraire une (voir Fig. 4.2). Au vu des résultats, on peut donc supposer que Venus et Mars ont du connaître une période avec un océan d'eau liquide à leur surface mais que celui-ci se serait totalement évaporé sous l'effet de l'échappement hydrodynamique. Le même sort aurait dû être vécu par la Terre, mais une plus grande abondance en eau par rapport aux deux autres planètes a dû lui permettre d'éviter de perdre toute son eau par échappement.





**Figure 5.1.:** Evolution temporelle des températures potentielle (ligne noire) et de surface (ligne verte) dans le cas sans échappement hydrodynamique (a,b,c) ou avec (d,e,f) pour (a,d) Venus, (b,e) la Terre et (c,f) Mars. La condensation de la vapeur d'eau se produit à la fin de la phase d'océan de magma ( $t_c = t_p$ ). Il correspond au début de l'étape "Mush" représenté par les lignes verticales sur la figure. A titre de comparaison, on a également tracé une ligne pointillée correspondant à un seuil de 98% de solidification en volume [Elkins-Tanton, 2008].



**Figure 5.2.:** Evolution temporelle de la pression partielle d' $H_2O$  non condensée (ligne verte), d' $H_2O$  total (ligne noire), d' $H_2O$  échappée (ligne bleue) et de  $CO_2$  (ligne rouge) dans le cas sans échappement hydrodynamique (a,b,c) ou avec (d,e,f) pour (a,d) Venus, (b,e) la Terre et (c,f) Mars. La condensation de la vapeur d'eau se produit à la fin de la phase d'océan de magma ( $t_c = t_p$ ). Il correspond au début de l'étape "Mush" représenté par les lignes verticales sur la figure. A titre de comparaison, on a également tracé une ligne pointillée correspondant à un seuil de 98% de solidification en volume [Elkins-Tanton, 2008].

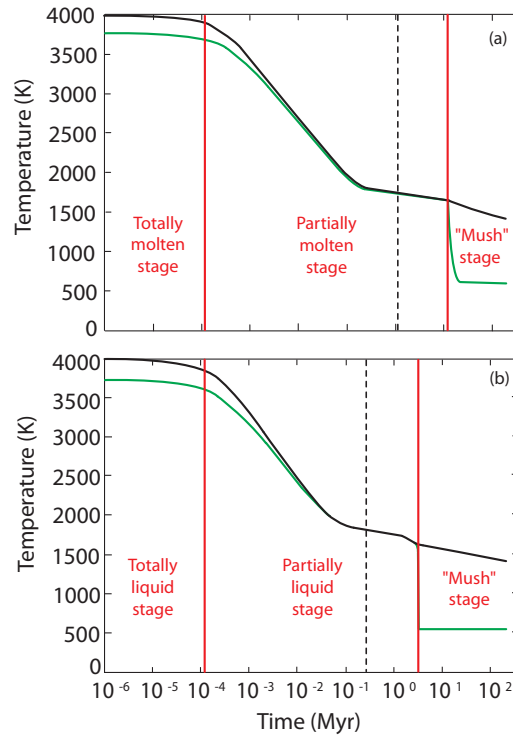
D'autres simulations devront être faites afin de mieux comprendre pourquoi, malgré un échappement aussi efficace sur les trois planètes, seule la Terre a réussi à conserver une assez grande quantité d'eau sachant que d'après la plupart des études, elle n'aurait pas eu la plus grande quantité en eau initialement par rapport aux deux autres planètes (e.g. : [Raymond et al., 2006]). Hamano et al. [2013] ont catégorisé

deux types de planètes selon leur distance au soleil. La distance limite qui les sépare est à peu près la même que la notre (0.66 ua). Selon *Hamano et al.* [2013], le processus d'échappement hydrodynamique a peu d'effet sur le réservoir global d'eau d'une planète de type I (dont la distance est supérieure à 0.66 ua) durant la phase d'océan de magma ce qui corrobore nos observations. Ils notent cependant, que Vénus se situe très proche de la zone des planètes de type II où l'échappement hydrodynamique est beaucoup plus fort et pourrait contrairement aux planètes de type I, évaporer tout le réservoir d'eau d'une planète. Ceci pourrait expliquer le fait que Vénus soit aussi sèche. Cette ambiguïté sur Vénus nécessite alors des simulations plus précises car le scénario le plus probable est qu'elle a dû passer du type I au type II au cours de son évolution. En effet, le rayonnement solaire était plus faible vers la fin de l'accrétion qu'aujourd'hui. C'est pourquoi, il est fort probable que la distance limite séparant les deux catégories de planètes se soit décalée vers Vénus et l'ait dépassée, lui permettant de changer de catégorie.

### 5.3. Comparatif avec le modèle gris

Afin de comparer notre modèle atmosphérique avec ceux des récentes études (e.g. : [*Hamano et al.*, 2013]), nous avons comparé notre couplage atmosphérique avec celui d'une atmosphère grise modélisé par E. Marcq de façon similaire au modèle atmosphérique utilisé dans la récente étude de *Hamano et al.* [2013]. La différence entre les deux modèles atmosphériques provient du calcul de l'opacité IR des composants de l'atmosphère (ici  $CO_2$  et  $H_2O$ ). En effet, dans une atmosphère grise, l'opacité ne dépend pas des longueurs d'ondes ce qui n'est pas le cas dans notre modèle atmosphérique. De ce fait, l'opacité IR dans une atmosphère grise est plus moyennée que dans le cas de notre modèle atmosphérique et donc moins précise. Cette différence prend tout son sens au regard de la comparaison de ces deux couplages dans le cas de la Terre (Fig. 5.3). En effet, la condensation de la vapeur d'eau et la phase d'océan de magma semblent s'être produites sur une durée 3 à 4 fois plus longue dans notre cas (10 Ma) que dans celui de l'atmosphère grise (3 Ma) (Fig. 5.3). Cependant, un nouveau modèle atmosphérique, prenant en compte de manière plus précise les opacités des composants de l'atmosphère ( $CO_2$ ,  $H_2O$ ) est en cours d'élaboration et permettra d'étudier de manière plus réaliste l'évolution thermique d'un océan de magma. En effet, il est important de rappeler ici que cette étude n'est qu'une première approche de l'évolution thermique d'un océan de magma en interaction avec une atmosphère primitive. Les temps obtenus dans cette étude ne correspondent finalement qu'à un ordre de grandeur et en particulier après la condensation de la vapeur d'eau lorsque le flux de chaleur chute à des valeurs très basses ( $> 10Wm^{-2}$ ) inférieures à la marge d'erreur du modèle atmosphérique (env.  $10Wm^{-2}$ ).

### 5.3 Comparatif avec le modèle gris



**Figure 5.3.:** Evolution temporelle des températures potentielle (ligne noire) et de surface (ligne verte) dans le cas d'un couplage avec notre atmosphère (a) ou avec une atmosphère grise (b) et pour un albedo de 0.35. La condensation de la vapeur d'eau se produit à la fin de la phase d'océan de magma ( $t_c = t_p$ ). Il correspond au début de l'étape "Mush" représenté par les lignes verticales sur la figure. A titre de comparaison, on a également tracé une ligne pointillée correspondant à un seuil de 98% de solidification en volume [Elkins-Tanton, 2008].



## 6. Conclusion générale

Cette thèse offre une première approche à la question de savoir pourquoi la Terre est la seule planète tellurique à avoir de l'eau liquide et a pouvoir abriter la vie. En effet, nos résultats tendent à montrer que les trois planètes telluriques semblent avoir condensé l'eau au cours du refroidissement de la phase d'océan de magma. Les temps requis pour la formation d'un océan d'eau à la surface de ces trois planètes dépendent principalement de leur distance au soleil. Ainsi, Mars condense sa vapeur d'eau en quelques centaines de milliers d'années, la Terre en quelques millions d'années et Venus en quelques dizaines de millions d'années. La prise en compte de l'échappement hydrodynamique tend en revanche à montrer que les trois planètes telluriques auraient perdu la totalité de leur eau après la condensation de celle-ci. Ceci indiquerait que les trois planètes telluriques auraient connu un océan d'eau liquide avant sa totale évaporation par échappement hydrodynamique et confirmerait l'hypothèse selon laquelle Venus aurait connu un océan d'eau avant l'échappement de la totalité de son eau. Il serait cependant intéressant de coupler les impacts avec l'échappement hydrodynamique car il se pourrait qu'à la fin de l'accrétion des planètes, l'échappement devienne significatif, empêchant très probablement Venus de condenser sa vapeur d'eau. Ceci tendrait alors à confirmer l'autre hypothèse selon laquelle Venus n'aurait jamais eu d'océan d'eau. En conséquence, s'il semble évident que Venus a perdu la totalité de son eau par échappement, il reste cependant encore difficile de déterminer si cette planète a connu ou non un océan d'eau liquide à sa surface. Pour le cas de Mars, étant donné la faible influence des impacts sur la condensation de la vapeur d'eau, elle aurait alors très probablement connu un océan d'eau précoce qui se serait plus ou moins maintenu vers la fin de son accrétion. La disparition de son eau serait liée à l'échappement hydrodynamique ainsi qu'à la disparition de sa dynamo interne. Le cas de la Terre reste énigmatique quant à la quantité d'eau actuellement présente à sa surface. En effet, d'après les résultats, elle aurait connu une période d'océan d'eau séquentielle entre chaque impact majeure durant la fin de son accrétion avant de perdre totalement son eau vers la fin de la solidification de son océan de magma. D'où peut donc provenir une aussi grande quantité d'eau capable de résister à l'échappement hydrodynamique ? Nous avons vu dans le chapitre 1 que les trois planètes ont eu soit la même quantité d'eau soit une quantité croissante d'eau au fur et à mesure que l'on s'éloigne du soleil. Le contenu initial de la Terre est estimé être entre  $10^{-3}$  wt% et  $10^{-1}$  wt% ce qui n'est pas suffisant pour expliquer la quantité d'eau actuelle sur Terre. Une réponse possible serait le bombardement tardif, au moment de la formation de la Lune. En effet, la planète étant définitivement formée, elle n'a dû subir à la suite de cette phase de bombardement aucun autre impact majeur ce

qui a dû empêcher la vaporisation des océans d'eau formés. De plus, la génération du champ magnétique de la Terre a dû également limiter l'échappement hydrodynamique de l'eau. Tous ces éléments tendent à supposer que la majeure partie de l'eau liquide sur Terre proviendrait très probablement du bombardement tardif et non durant l'accrétion. Une étude plus détaillée du refroidissement de l'océan de magma formé lors du bombardement tardif pourrait confirmer ou infirmer cette hypothèse. Le modèle qui a été présenté dans cette thèse n'est qu'une première approche du couplage d'un océan de magma avec une atmosphère primitive. Des améliorations tant au niveau de l'océan de magma que de l'atmosphère sont encore à faire. Ainsi, la prise en compte de la variation des courbes du liquidus-solidus au cours du refroidissement de l'océan de magma ou encore l'évolution géochimique du manteau au cours de sa solidification sera très prochainement mise au point. De même, un nouveau modèle atmosphérique est en cours d'élaboration afin de mieux prendre en compte l'absorption IR des principaux gaz à effet de serre que sont  $H_2O$  et  $CO_2$ . Une étude plus détaillée de l'influence de l'échappement hydrodynamique et des impacts sur l'évolution thermique de l'océan de magma et en particulier la condensation de la vapeur d'eau sera également développé très prochainement.

## A. Profils de température

On suppose que l'océan de magma est vigoureusement convecté et que la distribution de température est quasi-adiabatique. Pour un système à une phase, le gradient adiabatique s'exprime comme suit :

$$\frac{dT}{dP} = \frac{\alpha T}{\rho C_p} \quad (\text{A.1})$$

Dans la zone partiellement fondue, l'équation du gradient adiabatique est donnée par (voir [Solomatov, 2007]) :

$$\frac{dT}{dP} = \frac{\alpha' T}{\rho C'_p} \quad (\text{A.2})$$

avec toutes les variables définies dans le texte principal. L'intégration de l'équation A.1 entre  $R_l$  et  $R_p$  dans la zone liquide donne une expression pour le profil de température comme une fonction de la température potentielle  $T_p$  :

$$T(r) = T_p \exp \left[ \frac{\alpha g}{C_p} (R_p - r) \right] \quad (\text{A.3})$$

avec  $T(R_l) = T_p \exp \left[ \frac{\alpha g}{C_p} (R_p - R_l) \right]$ . Dans la zone partiellement liquide, l'intégration de l'équation A.2 donne :

$$T(r) = T(R_l) \exp \left[ \frac{\alpha' g}{C'_p} (R_l - r) \right] \quad (\text{A.4})$$

ou exprimée en fonction de  $T_p$  :

$$T(r) = T_p \exp \left[ \frac{\alpha g}{C_p} (R_p - R_l) \right] \exp \left[ \frac{\alpha' g}{C'_p} (R_l - r) \right] \quad (\text{A.5})$$



Pour plus de commodité, nous exprimons tous les profils de température en fonction de  $R_p - r$ , de sorte que l'équation A.5 peut se réécrire comme suit :

$$T(r) = A \times T_p \exp \left[ \frac{\alpha' g}{C'_p} (R_p - r) \right] \quad (\text{A.6})$$

avec  $A = \exp \left[ \frac{\alpha g}{C_p} (R_p - R_l) \right] \exp \left[ \frac{\alpha' g}{C'_p} (R_l - R_p) \right] = \exp \left[ \left( \frac{\alpha C'_p - \alpha' C_p}{C_p C'_p} \right) g (R_p - R_l) \right]$ .  
A la limite  $R_s$  entre la zone totalement liquide et la zone partiellement liquide,  $T(R_s) = A \times T_p \exp \left[ \frac{\alpha' g}{C'_p} (R_p - R_s) \right]$ . Dans la zone solide, l'intégration de l'équation A.1 donne :

$$T(r) = T(R_s) \exp \left[ \frac{\alpha g}{C_p} (R_s - r) \right] \quad (\text{A.7})$$

Exprimant l'équation A.7 en fonction de  $T_p$  et de la variable  $R_p - r$ , nous obtenons :

$$T(r) = A \times B \times T_p \exp \left[ \frac{\alpha g}{C_p} (R_p - r) \right] \quad (\text{A.8})$$

avec  $B = \exp \left[ \frac{\alpha g}{C_p} (R_s - R_p) \right] \exp \left[ \frac{\alpha' g}{C'_p} (R_p - R_s) \right] = \exp \left[ \left( \frac{\alpha' C_p - \alpha C'_p}{C_p C'_p} \right) g (R_p - R_s) \right]$ .  
En utilisant les équations des profils de température définies ci-dessus, on peut écrire la constante I tel que :

$$\begin{aligned} I = & \rho_m \left( C_p + \Delta H \frac{d\phi}{dT} \right) \int_{R_l}^{R_p} r^2 \exp \left( \frac{\alpha g (R_p - r)}{C_p} \right) dr + \\ & A \int_{R_s}^{R_l} \rho \left( C'_p + \Delta H \frac{d\phi}{dT} \right) r^2 \exp \left( \frac{\alpha' g (R_p - r)}{C'_p} \right) dr + \\ & B \rho_s \left( C_p + \Delta H \frac{d\phi}{dT} \right) \int_{R_b}^{R_s} r^2 \exp \left( \frac{\alpha g (R_p - r)}{C_p} \right) dr \quad (\text{A.9}) \end{aligned}$$

et

$$Q_r = \int_{R_b}^{R_p} r^2 \rho q_r dr \quad (\text{A.10})$$

Les rayons  $R_l$ ,  $R_s$  et  $R_b$  sont respectivement les altitudes planétocentriques du fond de la zone totalement liquide, le haut de la zone solide et la base initiale de l'océan de magma (figure 3.2),  $g$  est l'accélération gravitationnelle et  $\alpha$  est le coefficient d'expansion thermique volumétrique. Pour une zone partiellement liquide, le coefficient d'expansion thermique volumétrique  $\alpha'$  et la chaleur spécifique  $C'_p$  sont donnés comme suit [Solomatov, 2007] :

$$\alpha' \sim \alpha + \frac{\Delta\rho}{\rho(T_{liq} - T_{sol})} \quad (\text{A.11})$$

$$C'_p \sim C_p + \frac{\Delta H}{(T_{liq} - T_{sol})} \quad (\text{A.12})$$

où  $\Delta\rho$  est la différence de densité entre les phases liquide et solide. Le coefficient d'expansion thermique est déterminé comme suit [Abe, 1997] :

$$\alpha = \alpha_0 \left[ \frac{PK'}{K_0} + 1 \right]^{-(m-1+K')/K'} \quad (\text{A.13})$$

où  $P$  est la pression en GPa,  $\alpha_0 = 3 \times 10^{-5} \text{ K}^{-1}$ ,  $K_0 = 200 \text{ GPa}$ ,  $K' = 4$  et  $m = 0$  selon les valeurs standards.



## Bibliographie

- Abe, Y., Proc. 21th isas lunar planet. symp, *Inst. Space. Astron. Sci*, pp. 225–231, 1988.
- Abe, Y., Physical state of very early earth, *Lithos*, *30*, 223–235, 1993a.
- Abe, Y., Thermal evolution and chemical differentiation of the terrestrial magma ocean, *Geophysical Monograph*, pp. 41–54, 1993b.
- Abe, Y., Basic equations for evolution of partially molten mantle and core, *TER-RAPUB*, pp. 215–235, 1995.
- Abe, Y., Thermal and chemical evolution of the terrestrial magma ocean, *Phys. Earth Planet*, *100*, 27–39, 1997.
- Abe, Y., and T. Matsui, The formation of an impact-generated h<sub>2</sub>O atmosphere and its implications for the thermal history of the earth, *Journal of Geophysical Research*, *90* (suppl.), C545–C559, 1985.
- Abe, Y., and T. Matsui, Early evolution of the earth : accretion, atmosphere formation, and thermal history, *Journal of Geophysical Research*, *91* (suppl.), E291–E302, 1986.
- Abe, Y., and T. Matsui, Evolution of an impact-generated h<sub>2</sub>O-CO<sub>2</sub> atmosphere and formation of a hot proto-ocean on earth, *Journal of Atmospheric Sciences*, *45*, 3081–3101, 1988.
- Abe, Y., M. Drake, E. Ohtani, T. Okuchi, and K. Righter, *Origin of the Earth and the Moon*, Univ. of Arizona Press, 2000.
- Acuña, M. H., et al., Magnetic field and plasma observations at mars : initial results of the mars global surveyor mission, *Science*, *279*, 1676–1680, 1998.
- Acuña, M. H., et al., Magnetic field of mars : summary of results from the aerobraking and mapping orbits, *Journal of Geophysical Research*, *106*, 23,403–23,417, 2001.
- Ahlers, X. H., D. Funfschilling, H. Nobach, E. Bodenschatz, and G. Ahlers, Transition to the ultimate state of turbulent rayleigh-bénard convection, *Physical Review Letters*, *108*, 024,502, 2012.
- Albarède, A., Volatile accretion history of the terrestrial planets and dynamic implications, *Nature*, *461*, 1227–1233, 2009.
- Allègre, C.-J., J.-P. Poirier, E. Humler, and A.-W. Hofmann, The chemical composition of the earth, *Earth and Planetary Science Letters*, *134*, 515–526, 1995.

- Andrault, D., N. Bolfan-Casanova, G. L. Nigro, M. A. Bouhifd, G. Garbarino, and M. Mezouar, Solidus and liquidus profiles of chondritic mantle : Implication for melting of the earth across its history, *Earth and Planetary Science Letters*, *304*, 251–259, 2011.
- Androvandi, S., A. Davaille, A. Limare, A. Fouquier, and C. Marais, At least three scales of convection in a mantle with strongly temperature-dependent viscosity, *Physics of the Earth and Planetary Interiors*, *188*, 132–141, 2011.
- Ansan, V. V., P. Vergely, and P. Masson, Model of formation of ishtar terra, venus, *Planetary and Space Science*, *44*, 817–831, 1996.
- Arzi, A., Critical phenomena in the rheology of partially melted rocks, *Tectonophysics*, *44*, 173–184, 1978.
- Baker, V. R., R. G. Strom, V. C. Gulick, J. S. Kargel, and G. Komatsu, Ancient oceans, ice sheets and the hydrological cycle on mars, *Nature*, *352*, 589–594, 1991.
- Bercovici, D., Mantle dynamics past, present, and future : An introduction and overview, *Mantle Dynamics : Treatise on Geophysics*, pp. 1–30, 2007.
- Bercovici, D., and Y. Ricard, Mechanisms for the generation of plate tectonics by two-phase grain-damage and pinning, *Physics of the Earth and Planetary Interiors*, *202-203*, 27–55, 2012.
- Bercovici, D., Y. Ricard, and M. A. Richards, The relation between mantle dynamics and plate tectonics, *Geophysical Monograph*, *21*, 5–46, 2000.
- Bibring, J., Y. Langevin, and J. F. M. et al., Global mineralogical and aqueous mars history derived from omega/mars express data, *Science*, *312*, 400–404, 2006.
- Bibring, J.-P., et al., Mars surface diversity as revealed by the omega/mars express observations, *Science*, *307*, 1576–1581, 2005.
- Binzel, R., S. J. Bus, T. H. Burbine, and J. M. Sunshine, Spectral properties of near-earth asteroids : Evidence for sources of ordinary chondrite meteorites, *Science*, *273*, 946–948, 1996.
- Breuer, D., and W. B. Moore, Dynamics and thermal history of the terrestrial planets, the moon, and io, *Planets and Moons : Treatise on Geophysics*, *7*, 89–165, 2007.
- Breuer, D., and T. Spohn, Early plate tectonics versus single-plate tectonics on mars : evidence from magnetic field history and crust evolution, *Journal of Geophysical Research*, *108*, 5072, 2003.
- Breuer, D., A. Yuen, and T. Spohn, Phase transitions in themartian mantle : implications for partially layered convection, *Earth Planetary Science Letter*, *148*, 457–469, 1997.
- Burbine, T., R. P. Binzel, S. J. Bus, P. C. Buchanan, J. L. Hinrichs, T. Hiroi, A. Meibom, and J. M. Sunshine, Forging asteroid-meteorite relationships through reflectance spectroscopy, in *Lunar and Planetary Institute Science Conference Abstracts*, 2000.

- Carroll, M. R., and J. R. Holloway, Volatiles in magma, *Mineralogical society of america*, 30, 1994.
- Carr, M. H., *Water on Mars*, New York, 1996.
- Carr, M. H., and J. W. Head, Geologic history of mars, *Earth and Planetary Science Letters*, 294, 185–203, 2010.
- Castaing, B., G. Gunaratne, F. Heslot, L. Kadanoff, A. Libchaber, S. Thomae, X.-Z. Wu, S. Zaleski, and G. Zanetti, Scaling of hard thermal turbulence in rayleigh-bénard convection, *Journal of Fluid Mechanics*, 204, 1–30, 1989.
- Cavosie, A. J., S. A. Wilde, D. Liu, P. W. Weiblen, and J. W. Valley, Internal zoning and u-th-pb chemistry of jack hills detrital zircons : A mineral record of early archean to mesoproterozoic (4348-1576ma) magmatism, *Precambrian Research*, 135, 251–279, 2004.
- Chambers, J., A semi-analytic model for oligarchic growth, *Icarus*, 180, 496–513, 2006.
- Chambers, J., and G. W. Wetherill, Making the terrestrial planets : N-body integrations of planetary embryos in three dimensions, *Icarus*, 136, 304–327, 1998.
- Chambers, J., and G. W. Wetherill, Planets in the asteroid belt, *Meteoritics and Planetary Science*, 36, 381–399, 2001.
- Chambers, J. E., Making more terrestrial planets, *Icarus*, 152, 205–224, 2001.
- Chambers, J. E., *Planet Formation*, in *Treatise on Geochemistry*, vol 1, Elsevier, 2005.
- Chambers, J. E., Planetesimal formation by turbulent concentration, *Icarus*, 208, 505–217, 2010.
- Chassefière, E., Hydrodynamic escape of hydrogen from a hot water-rich atmosphere : the case of venus, *J. Geophys. Res.*, 101, 26,039–26,056, 1996.
- Chassefière, E., Loss of water on the young venus : the effect of a strong primitive solar wind, *Icarus*, 126, 229–232, 1997.
- Chavanne, X., F. Chilà, B. Castaing, B. Hébral, B. Chabaud, and J. Chaussy, Observation of the ultimate regime in rayleigh-bénard convection, *Physical Review Letters*, 79(19), 3648–3651, 1997.
- Clifford, S. M., and 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, 40–79, 2001.
- Connerney, J. E. P., M. H. Acuña, P. J. Wasilewski, G. Kletetschka, N. F. Ness, H. Rème, R. P. Lin, and D. L. Mitchell, The global magnetic field of mars and implications for crustal evolution., *Geophysical Research Letters*, 28, 4015–4018, 2001.

- Connerney, J. E. P., M. H. Acuña, N. F. Ness, and T. Spohn, Mars crustal, *Science Review*, 111, 1, 2004.
- Conrad, C., and B. H. Hager, Effects of plate bending and fault strength at subduction zones on plate dynamics, *Journal of Geophysical Research*, 104, 17,551–17,571, 1999.
- Coradini, A., C. Federico, and P. Lanciano, Earth and mars : early thermal profiles, *Physics of the Earth and Planetary Interior*, 31, 145–160, 1983.
- Costard, F., J. Aguirre-Puente, R. Greeley, and N. Makhloufi, Martian fluvial-thermal erosion : Laboratory simulation, *Journal of Geophysical Research*, 104(E6), 14,091–14,098, 1999.
- Craddock, R. A., and A. D. Howard, The case for rainfall on a warm, wet early mars, *Journal of Geophysical Research*, 107, E5111, 2002.
- Cuzzi, J., R. C. Hogan, and K. Shariff, Toward planetesimals : Dense chondrule clumps in the protoplanetary nebula, *The Astrophysical Journal*, 687, 1432–1447, 2008.
- Cuzzi, J., R. C. Hogan, and W. F. Bottke, Towards initial mass functions for asteroids and kuiper belt objects, *Icarus*, 208, 518–538, 2010.
- Dauphas, N., and A. Pourmand, Hf-w-th evidence for rapid growth of mars and its status as a planetary embryo, *Nature*, 473, 489–492, 2011.
- Dauphas, N., F. Robert, and B. Marty, The late asteroidal and cometary bombardment of earth as recorded in water deuterium to protium ratio, *Icarus*, 148, 508–512, 2000.
- Davaille, A., and A. Limare, Laboratory studies of mantle convection, *Treatise of Geophysics*, 7, 89–165, 2007.
- Davies, G. F., Heat deposition and retention in a solid planet growing by impacts, *Icarus*, 63, 45–68, 1985.
- Davies, G. F., *Dynamic Earth : Plates, plumes, and mantle convection*, Cambridge, UK, Cambridge University Press, 1999.
- de Bergh, C., B. Bezard, and D. C. et al, Water in the deep atmosphere of venus from high-resolution spectra of the night side, *Advances in Space Research*, 15, 79–88, 1995.
- Debaille, V., A. D. Brandon, Q. Y. Yin, and B. Jacobsen, Coupled 142nd-143nd evidence for a protracted magma ocean in mars, *Nature*, 450, 525–528, 2007.
- Dehant, V., et al., From meteorites to evolution and habitability of planets, *Planetary and Space Science*, 72, 3–17, 2012.
- Delsemme, A. H., Cometary origin of carbon and water on the terrestrial planets, *Advances in Space Research*, 12, 5–12, 1992.

- Delsemme, A. H., The deuterium enrichment observed in recent comets is consistent with the cometary origin of seawater, *Planetary and Space Science*, *47*, 125–131, 1999.
- Dole, S. H., *Habitable planets for man*, New York, 1964.
- Donahue, T., D. H. Grinspoon, R. E. Hartle, and R. R. Hodges, Ion/neutral escape of hydrogen and deuterium : Evolution of water, *Venus II : Geology, Geophysics, Atmosphere, and Solar Wind Environment*, pp. 385–414, 1997.
- Donahue, T. M., New analysis of hydrogen and deuterium escape from venus, *Icarus*, *141*, 226–235, 1999.
- Donahue, T. M., J. H. Hoffman, R. R. Hodges, and A. J. Watson, Venus was wet - a measurement of the ratio of deuterium to hydrogen, *Science*, *216*, 630–633, 1982.
- Drouart, A., B. Dubrulle, D. Gautier, and F. Robert, Structure and transport in the solar nebula from constraints on deuterium enrichment and giant planets formation, *Icarus*, *140*, 129–155, 1999.
- Dunn, S. J., A. A. Nemchin, P. A. Cawood, and R. T. Pidgeon, Provenance record of the jack hills metasedimentary belt : Source of the earth's oldest zircons, *Precambrian Research*, *138*, 235–254, 2005.
- Elkins-Tanton, L., Linked magma ocean solidification and atmospheric growth for earth and mars, *Earth and Planetary Science Letters*, *271*, 181–191, 2008.
- Elkins-Tanton, L., Magma oceans in the inner solar sytem, *Annual Review of Earth and Planetary Sciences*, *40*, 113–139, 2012.
- Elkins-Tanton, L., E. M. Parmentier, and P. C. Hess, Magma ocean fractional crystallization and cumulate overturn in terrestrial planets : implications for mars, *Meteoritics & Planetary Science*, *38*, 1753–1771, 2003.
- Elkins-Tanton, L., E. M. Parmentier, and P. C. Hess, The formation of ancient crust on mars through magma ocean processes, *Journal of Geophysical Research*, *110*, E12S01, 2005.
- Fassett, C. I., and J. W. Head, Sequence and timing of conditions on early mars, *Icarus*, *211*, 1204–1214, 2011.
- Fegley, B. J., Venus, *Treatise on Geochemistry : Meteorites, Comets, and Planets*, *1*, 487–507, 2003.
- Fegley, B. J., G. Klingelhöfer, K. Lodders, and T. Widemann, Geochemistry of surface atmosphere interactions on venus, *Venus II : Geology, Geophysics, Atmosphere, and Solar Wind Environment*, pp. 591–636, 1997.
- Fiquet, G., A. L. Auzende, J. Siebert, A. Corgne, H. Bureau, H. Ozawa, and G. Garbarino, Melting of peridotite to 140 gigapascals, *Science*, *329*, 1516–1518, 2010.



- Fornasier, S., A. Migliorini, E. Dotto, and M. A. Barucci, Visible and near infrared spectroscopic investigation of e-type asteroids, including 2867 steins, a target of the rosetta mission, *Icarus*, 196, 119–134, 2008.
- Genda, H., and Y. Abe, Enhanced atmospheric loss on protoplanets at the giant impact phase in the presence of oceans, *Nature*, 433, 842–844, 2005.
- Gillmann, C., E. Chassefière, and P. Lognonné, A consistent picture of early hydrodynamic escape of venus atmosphere explaining present ne and ar isotopic ratios and low oxygen atmospheric content, *Earth and Planetary Science Letters*, 286, 503–513, 2009.
- Greeley, R., and J. E. Guest, US geological survey miscellaneous investigation series, i-1802-b : Geologic map of the eastern equatorial region of mars, AZ : US Geological Survey, 1987.
- Grossmann, S., and D. Lohse, Scaling in hard turbulent rayleigh-bénard flow, *Physical Review A*, 46, 903–917, 1992.
- Grossmann, S., and D. Lohse, Scaling in thermal convection : A unifying theory, *Journal of Fluid Mechanics*, 407, 27–56, 2000.
- Gurwell, M. A., Evolution of deuterium on venus, *Nature*, 378, 22, 1995.
- Hamano, K., Y. Abe, and H. Genda, Emergence of two types of terrestrial planet on solidification of magma ocean, *Nature*, 497, 607–610, 2013.
- Hansen, B. M. S., Formation of the terrestrial planets from a narrow annulus, *The Astrophysical Journal*, 703, 1131–1140, 2009.
- Harrison, T. M., J. Blichert-Toft, W. Muller, F. Albarede, P. Holden, and S. J. Mojzsis, Heterogeneous hadean hafnium : Evidence of continental crust at 4.4 to 4.5 ga, *Science*, 310, 1947–1950, 2005.
- Hart, M. H., The evolution of the atmosphere of the earth, *Icarus*, 33, 23–39, 1978.
- Hart, M. H., Habitable zones around main sequence stars, *Icarus*, 37, 351–357, 1979.
- Hartogh, P., et al., Ocean-like water in the jupiter-family comet 103p/hartley 2, *Nature*, 478, 218–220, 2011.
- Hayashi, C., K. Nakazawa, and H. Mizuno, Earth’s melting due to the blanketing effect of the primordial dense atmosphere, *Earth Planetary Science Letter*, 43, 22–28, 1979.
- Helbert, J., and E. Hauber, Water on the terrestrial planets, *Planets and Moons : Treatise on Geophysics*, pp. 371–420, 2007.
- Hirschmann, M. M., Water, melting, and the deep earth h<sub>2</sub>o cycle, *Annual Review of Earth and Planetary Sciences*, 37, 629–653, 2006.
- Hirschmann, M. M., Partial melt in the oceanic low velocity zone, *Physics of the Earth and Planetary Interiors*, 179, 60–71, 2009.

- Horner, J., O. Mousis, and F. Hersant, Constraints on the formation regions of comets from their d/h ratios, *Earth Moon and Planets*, 100, 43–56, 2007.
- Horner, J., O. Mousis, Y. Alibert, J. I. Lunine, and M. Blanc, Constraints from deuterium on the formation of icy bodies in the jovian system and beyond, *Planetary and Space Science*, 56, 1585–1595, 2008.
- Horner, J., O. Mousis, J.-M. Petit, and B. W. Jones, Differences between the impact regimes of the terrestrial planets : Implications for primordial d :h ratios, *Planetary and Space Science*, 57, 1338–1345, 2009.
- Huang, S. S., Occurrence of life in the universe, *American Scientist*, 47, 397–402, 1959.
- Huang, S. S., Life outside the solar system, *Scientific American*, 202, 55–63, 1960.
- Hunten, D. M., R. O. Pepin, and J. C. G. Walker, Mass fractionation in hydrodynamic escape, *Icarus*, 69, 532–549, 1987.
- Ida, S., and J. Makino, Scattering of planetesimals by a protoplanet - slowing down of runaway growth, *Icarus*, 106, 210–227, 1993.
- Ikoma, M., and H. Genda, Constraints on the mass of a habitable planet with water of nebular origin, *The Astrophysical Journal*, 648, 696–706, 2006.
- Ingersoll, A. P., The runaway greenhouse : a history of water on venus, *Journal of the atmospheric sciences*, 26, 1191–1198, 1969.
- Irvine, W. M., F. P. Schloerb, J. Crovisier, B. J. Fegley, and M. J. Mumma, Comets : A link between interstellar and nebular chemistry, *Protostars and Planets IV*, pp. 1159–1200, 2000.
- Janle, P., and D. Jannsen, Tectonics of the southern escarpment of ishtar terra on venus from observations of morphology and gravity, *Earth Moon Planets*, 31, 141–155, 1984.
- Jaupart, C., and G. Brandeis, The stagnant bottom layer of convecting magma chambers, *Earth and Planetary Science Letters*, 80, 183–199, 1986.
- Jaupart, C., and J.-C. Mareschal, Heat generation and transport in the earth, *Cambridge university press*, 2011.
- Javaux, E. J., and V. Dehant, Habitability : from stars to cells, *Astronomy and Astrophysics Review*, 18, 383–416, 2010.
- Javoy, M., Chemical earth models, *C. R. Acad. Sci. Paris*, 329, 537–555, 1999.
- Javoy, M., et al., The chemical composition of the earth : Enstatite chondrite models, *Earth Planetary Science Letter*, 293, 259–268, 2010.
- Johansen, A., J. S. Oishi, M. M. M. Low, H. Klahr, T. Henning, and A. Youdin, Rapid planetesimal formation in turbulent circumstellar disks, *Nature*, 448, 1022–1025, 2007.

- Johansen, A., A. Youdin, and M. M. M. Low, Particle clumping and planetesimal formation depend strongly on metallicity, *The Astrophysical Journal*, 704, L75–L79, 2009.
- Johnson, N. M., and B. Fegley, Water on venus : New insights from tremolite decomposition, *Icarus*, 146, 301–306, 2000.
- Karato, S.-I., and P. Wu, Rheology of the upper mantle : a synthesis, *Science*, 260, 771–778, 1993.
- Karki, B. B., and L. P. Stixrude, Viscosity of mgsio<sub>3</sub> liquid at earth’s mantle conditions : implications for an early magma ocean, *Science*, 328, 740–742, 2010.
- Kasting, J. F., Runaway and moist greenhouse atmospheres and the evolution of earth and venus, *Icarus*, 74, 472–494, 1988.
- Kasting, J. F., Venus : The case for a wet origin and a runaway greenhouse, *Lunar and Planetary Inst.*, pp. 54–55, 1992.
- Kasting, J. F., and J. B. Pollack, Loss of water from venus. i. hydrodynamic escape of hydrogen, *Icarus*, 53, 479–508, 1983.
- Kasting, J. F., D. P. Whitmire, and R. T. Reynolds, Habitable zones around main sequence stars, *Icarus*, 101, 108–128, 1993.
- Kaula, W. M., Thermal evolution of earth and moon growing by planetesimal impacts, *Journal of Geophysical Research*, 84, 999–1008, 1979.
- Kenyon, S. J., and L. Hartmann, Pre-main-sequence evolution in the taurus-auriga molecular cloud, *The Astrophysical Journal Supplement Series*, 101, 117–171, 1995.
- King, E. M., S. Stellmach, and J. M. Aurnou, Heat transfer by rapidly rotating rayleigh-bénard convection, *Journal of Fluid Mechanics*, 691, 568–582, 2012.
- Kokubo, E., Oligarchic growth of protoplanets, *Icarus*, 131, 171–178, 1998.
- Kokubo, E., and S. Ida, Formation of protoplanets from planetesimals in the solar nebula, *Icarus*, 143, 15–27, 2000.
- Korenaga, J., Archean geodynamics and the thermal evolution of earth, *Geophysical Monograph*, 164, 7–32, 2006.
- Kraichman, R. H., Turbulent thermal convection at arbitrary prandtl number, *Physics of Fluids*, 5, 1374–1389, 1962.
- Krasnopolsky, V. A., M. J. Mumma, and G. R. Gladstone, Detection of atomic deuterium in the upper atmosphere of mars, *Science*, 280, 1576, 1998.
- Kulikov, Y. N., H. Lammer, H. I. M. Lichtenegger, T. Penz, D. Breuer, T. Spohn, R. Lundin, and H. K. Biernat, A comparative study of the influence of the active young sun on the early atmospheres of earth, venus and mars, *Space Science Review*, 129, 207–243, 2007.

- Kulikov, Y. N., et al., Atmospheric and water loss from early venus, *Planetary and Space Science*, 54, 1425–1444, 2006.
- Labrosse, S., J. W. Hernlund, and N. Coltice, A crystallizing dense magma ocean at the base of earth’s mantle, *Nature*, 450, 866–869, 2007.
- Lammer, H., H. I. M. Lichtenegger, C. Kolb, I. Ribas, E. F. Guinan, R. Abart, and S. J. Bauer, Loss of water from mars : implications for the oxidation of the soil, *Icarus*, 106, 9–25, 2003.
- Lammer, H., J. F. Kasting, E. Chassefière, R. E. Johnson, Y. N. Kulikov, and F. Tian, Atmospheric escape and evolution of terrestrial planets and satellites, *Space Science Review*, 139, 399–436, 2008.
- Lammer, H., et al., What makes a planet habitable ?, *Astronomy and Astrophysics Review*, 17, 181–249, 2009.
- Lanz, J., *Geometrische, morphologische und stratigraphische Untersuchungen ausgewählter Outflow Channel der Circum-Chryse-Region, Mars, mit Methoden der Fernerkundung*, 2004.
- Lecuyer, C., P. Gillet, and F. Robert, The hydrogen isotope composition of sea water and the global water cycle, *Chemical Geology*, 145, 249–261, 1998.
- Lecuyer, C., L. Simon, and F. Guy, Comparison of carbon, nitrogen and water budgets on venus and the earth, *Earth and Planetary Science Letters*, 181, 33–40, 2000.
- Lee, D.-C., and A. N. Halliday, Core formation on mars and differentiated asteroids, *Nature*, 388, 854–857, 1997.
- Lenardic, A., W. M. Kaula, and D. L. Bindshadler, The tectonic evolution of western ishtar terra, venus, *Geophysical Research Letters*, 18, 2209–2212, 1991.
- Levison, H. F., L. Dones, C. R. Chapman, S. A. Stern, M. J. Duncan, and K. Zahnle, Could the lunar “late heavy bombardment” have been triggered by the formation of uranus and neptune ?, *Icarus*, 151, 286–306, 2001.
- Lillis, R. J., M. Manga, D. L. Mitchell, R. P. Lin, and M. H. Acuña, Unusual magnetic signature of the hadriaca patera volcano : Implications for early mars, *Geophysical Research Letters*, 33, L03,202, 2006.
- Lodders, K., and B. Fegley, *The planetary scientist’s companion*, Oxford University Press, 1998.
- Lowman, J. P., Mantle convection models featuring plate tectonic behavior : An overview of methods and progress, *Tectonophysics*, 510, 1–16, 2011.
- Lunine, J., A. Graps, D. P. O’Brien, A. Morbidelli, L. Leshin, and A. Coradini, Asteroidal sources of earth’s water based on dynamical simulations, in *LPSC 38, abstract no. 1616*, 2007.
- Lunine, J. I., J. Chambers, A. Morbidelli, and L. A. Leshin, The origin of water on mars, *Icarus*, 165, 1–8, 2003.

- Malkus, W. V. R., Discrete transitions in turbulent convection, *Proceedings of the Royal Society of London, A* 225, 185–195, 1954.
- Manning, C. V., C. P. McKay, and K. J. Zahnle, Thick and thin models of the evolution of carbon dioxide on mars, *Icarus*, 180, 38–59, 2006.
- Marcq, E., A simple 1d radiative-convective atmospheric model designed for integration into coupled models of magma ocean planets, *J. Geophys. Res.*, 117, E01,001, 2012.
- Martin, H., F. Albarède, P. Claeys, M. Gargaud, B. Marty, A. Morbidelli, and D. L. Pinti, Building of a habitable planet, *Earth Moon and Planets*, 98, 97–151, 2006a.
- Martin, H., P. Claeys, M. Gargaud, D. Pinti, and F. Selsis, Environmental context, *Earth, Moon and Planets*, 98, 205–245, 2006b.
- Masset, F., and M. Snellgrove, Reversing type ii migration : resonance trapping of a lighter giant protoplanet, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 320, L55–L59, 2001.
- Matsui, T., and Y. Abe, Evolution of an impact-induced atmosphere and magma ocean on the accreting earth, *Nature*, 319, 303–305, 1986a.
- Matsui, T., and Y. Abe, Impact-induced atmosphere and oceans on earth and venus, *Nature*, 322, 526–528, 1986b.
- McCaughrean, M. J., and C. R. O’dell, Direct imaging of circumstellar disks in the orion nebula, *The Astronomical Journal*, 111, 1977–1986, 1996.
- McDonough, W., and S.-S. Sun, The composition of the earth, *Chemical Geology*, 120, 223–253, 1995.
- McKay, C. P., and C. R. Stoker, The early environment and its evolution on mars : implications for life, *Reviews of Geophysics*, 27, 189–214, 1989.
- Mei, S., W. Bai, T. Hiraga, and D. L. Kohlstedt, Influence of melt on the creep behavior of olivine-basalt aggregates under hydrous conditions, *Earth and Planetary Science Letters*, 201, 491–507, 2002.
- Melosh, H. J., Giant impacts and the thermal state on the early earth, *Origin of the Earth*, pp. 69–83, 1990.
- Melosh, H. J., and A. M. Vickery, Impact erosion of the primordial atmosphere of mars, *Nature*, 338, 487–489, 1989.
- Monteux, J., N. Coltice, F. Dubuffet, and Y. Ricard, Thermo-mechanical adjustment after impacts during planetary growth, *Geophysical Research Letters*, 34, L24,201, 2007.
- Monteux, J., Y. Ricard, N. Coltice, F. Dubuffet, and M. Ulvrova, A model of metal-silicate separation on growing planets, *Earth and Planetary Science Letters*, 287, 353–362, 2009.

- Morbidelli, A., J. Chambers, J. I. Lunine, J. M. Petit, F. Robert, G. B. Valsecchi, and K. E. Cyr, Source regions and time scales for the delivery of water to earth, *Meteoritics and Planetary Science*, *35*, 1309–1320, 2000.
- Morbidelli, A., J. I. Lunine, D. P. O’Brien, S. N. Raymond, and K. J. Walsh, Building terrestrial planets, *Annual Reviews of Earth and Planetary Sciences*, *40*, 251–275, 2012.
- Mousis, O., An estimate of the d/h ratio in jupiter and saturn’s regular icy satellites-implications for the titan Huygens mission, *Astronomy and Astrophysics*, *414*, 1165–1168, 2004.
- Mousis, O., D. Gautier, D. Bockelée-Morvan, F. Robert, B. Dubrulle, and A. Drouart, Constraints on the formation of comets from d/h ratios measured in  $\text{H}_2\text{O}$  and hcn, *Icarus*, *148*, 513–525, 2000.
- Nakajima, S., Y. Hayashi, and Y. Abe, A study on the “runaway greenhouse effect” with a one-dimensional radiative-convective equilibrium model, *J. Atmos. Sci.*, *49*, 2256–2265, 1992.
- Nelson, D. R., Earth’s formation and first billion years, *Developments in Precambrian Geology*, *12*, 3, 2004.
- Neukum, G., and K. Hiller, Martian ages, *Journal of Geophysical Research*, *86*, 3097–3121, 1981.
- Nijman, W., and S. T. D. Vries, Early archaean crustal collapse structures and sedimentary basin dynamics, *Developments in Precambrian Geology*, *12*, 139, 2004.
- Nomura, R., H. Ozawa, S. Tateno, K. Hirose, J. Hernlund, S. Muto, H. Ishii, and N. Hiraoka, Spin crossover and iron-rich silicate melt in the earth’s deep mantle, *Nature*, *473*, 199–202, 2011.
- O’Brien, D., A. Morbidelli, and H. F. Levison, Terrestrial planet formation with strong dynamical friction, *Icarus*, *184*, 39–58, 2006.
- O’Brien, D., K. J. Walsh, A. Morbidelli, S. N. Raymond, A. M. Mandell, and J. C. Bond, Early giant planet migration in the solar system : Geochemical and cosmochemical implications for terrestrial planet formation, *Bulletin of the American Astronomical Society*, *42*, 948, 2010.
- Pan, V., J. R. Holloway, and R. L. Hervig, The pressure and temperature dependence of carbon dioxide solubility in tholeiitic basalt melts, *Geochimica et Cosmochimica Acta*, *55*, 1587–1595, 1991.
- Papale, P., Modeling of the solubility of a one-component  $\text{H}_2\text{O}$  or  $\text{CO}_2$  fluid in silicate liquids., *Contributions to Mineralogy and Petrology*, *126*, 237–251, 1997.
- Peacock, S., Fluid processes in subduction zones, *Science*, *248*, 329–337, 1990.
- Pham, L. B. S., O. Karatekin, and V. Dehant, Effects of meteorite impacts on the atmospheric evolution of Mars, *Astro*, *9*, 45–54, 2009a.

- Pham, L. B. S., O. Karatekin, and V. Dehant, The heavy bombardment phase : impact erosion and delivery to early mars, *Early mars environment evolution. Spec Issue Astrobiol (in press)*, 2009b.
- Pierens, A., and R. P. Nelson, Constraints on resonant-trapping for two planets embedded in a protoplanetary disc, *Astronomy and Astrophysics*, *482*, 333–340, 2008.
- Poulet, F., J.-P. Bibring, J. F. Mustard, A. Gendrin, N. Mangold, Y. Langevin, R. E. Arvidson, B. Gondet, and C. Gomez, Phyllosilicates on mars and implications for early martian climate, *Nature*, *438*, 623–627, 2005.
- Priestley, C. H. B., Convection from the earth’s surface, *Proc. R. Soc. Lond.*, *A238*, 287–304, 1957.
- Priestley, C. H. B., Turbulent transfer in lower atmosphere, *Univ. Chicago Press*, p. 130, 1959.
- Rasool, S. I., and C. de Bergh, The runaway greenhouse and accumulation of co<sub>2</sub> in the venus atmosphere, *Nature*, *226*, 1037–1039, 1970.
- Raymond, S., T. Quinn, and J. I. Lunine, Making other earths : dynamical simulations of terrestrial planet formation and water delivery, *Icarus*, *168*, 1–17, 2004.
- Raymond, S., T. Quinn, and J. I. Lunine, Terrestrial planet formation in disks with varying surface density profiles, *The Astrophysical Journal*, *632*, 670–676, 2005.
- Raymond, S., T. Quinn, and J. I. Lunine, High-resolution simulations of the final assembly of earth-like planets. 2. water delivery and planetary habitability, *Astrobiology*, *7*, 66–84, 2007.
- Raymond, S. N., T. Quinn, and J. I. Lunine, High-resolution simulations of the final assembly of earth-like planets. i. terrestrial accretion and dynamics, *Icarus*, *183*, 265–282, 2006.
- Raymond, S. N., D. P. O’Brien, A. Morbidelli, and N. A. Kaib, Building the terrestrial planets : Constrained accretion in the inner solar system, *Icarus*, *203*, 644–662, 2009.
- Reese, C., and V. S. Solomatov, Fluid dynamics of local martian magma oceans, *Icarus*, *184*, 102–120, 2006.
- Robert, F., The d/h ratio in chondrites, *Space Science Reviews*, *106*, 87–101, 2003.
- Roscoe, R., The viscosity of suspensions of rigid spheres, *British Journal of Applied Physics*, *3*, 267–269, 1952.
- Russel, C. T., Magnetic fields of the terrestrial planets, *Journal of Geophysical Research*, *98*, 18,681–18,695, 1993.
- Rybach, L., Determination of heat production rate, *Handbook of terrestrial heat-flow density determination*, pp. 125–142, 1988.

- Safronov, V. S., Evolution of the protoplanetary cloud and formation of the earth and the planets, *NASA TT, F-677*, 1972.
- Safronov, V. S., The heating of the earth during its formation, *Icarus*, *33*, 3–12, 1978.
- Safronov, V. S., and T. V. Ruzmaikina, *Protostars and Planets*, Univ. of Arizona Press, 1986.
- Sasaki, S., and K. Nakazawa, Metal-silicate fractionation in the growing earth : energy source for the terrestrial magma ocean, *Journal of Geophysical Research*, *91*, 9231–9238, 1986.
- Schubert, G., W. B. Moore, J. D. Anderson, R. A. Jacobson, and E. L. Lau, Io's gravity field and interior structure, *American Astronomical Society*, *32*, 1046, 2000.
- Schubert, G., D. L. Turcotte, and P. Olson, Mantle convection in the earth and planets, *Cambridge University Press*, 2001.
- Schubert, G., J. D. Anderson, T. Spohn, and W. B. McKinnon, *Interior composition, structure and dynamics of the Galilean satellites*, Cambridge University Press., 2004.
- Scott, D. H., and K. L. Tanaka, Us geological survey miscellaneous investigation series map, i-1802-a : Geologic map of the western equatorial region of mars, *AZ : US Geological Survey*, 1986.
- Senshu, H., K. Kuramoto, and T. Matsui, Thermal evolution of a growing mars, *Journal of Geophysical Research*, *107*, 1–13, 2002.
- Shirey, S. B., and S. H. Richardson, Start of the wilson cycle at 3 ga shown by diamonds from subcontinental mantle, *Science*, *333*, 434–436, 2011.
- Shirey, S. B., B. S. Kamber, M. J. Whitehouse, P. A. Mueller, and A. R. Basu, A review of the isotopic and trace element evidence for mantle and crustal processes in the hadean and archaean : implications for the onset of plate tectonic subduction, *Geological Society of America Special Paper*, *440*, 1–29, 2008.
- Shkrovskii, I. S., and C. Sagan, *Intelligent Life in the Universe*, San Francisco, 1966.
- Shraiman, B. I., and E. D. Siggia, Heat transport in high-rayleigh-number convection, *Physical Review A*, *42*, 3650–3653, 1990.
- Siggia, E. D., High rayleigh number convection, *Annual Review of Fluid Mechanics*, *26*, 137–168, 1994.
- Sleep, N. H., Plate tectonics through time, *Evolution of the Earth : Treatise on Geophysics*, pp. 145–169, 2007.
- Solomatov, V., Fluid dynamics of magma oceans, *Origin of the Earth and Moon*, pp. 323–338, 2000.



- Solomatov, V., and L. N. Moresi, Three regimes of mantle convection with non-newtonian viscosity and stagnant lid convection on the terrestrial planets, *Geophysical Research Letters*, *24*, 1907–1910, 1997.
- Solomatov, V. S., Magma oceans and primordial mantle differentiation, *Treatise on Geophysics*, *9*, 91–120, 2007.
- Solomon, S. e. a., New perspectives on ancient mars, *Science*, *307*, 1214–1220, 2005.
- Spohn, T., Overview, *Planets and Moons : Treatise on Geophysics*, pp. 1–26, 2007.
- Sramek, O., L. Milelli, Y. Ricard, and S. Labrosse, Thermal evolution and differentiation of planetesimals and planetary embryos, *Icarus*, *217*, 339–354, 2011.
- Stern, R. J., Modern-style plate tectonics began in neoproterozoic time : An alternative interpretation of earth’s tectonic history, *Geological Society of America, Special paper*, *440*, 265–280, 2008.
- Stevenson, D. J., Earth formation and evolution, *Treatise of Geophysics*, *9*, 1–11, 2007.
- Stevenson, D. J., T. Spohn, and G. Schubert, Magnetism and thermal evolution of the terrestrial planets, *Icarus*, *54*, 466–489, 1983.
- Strasdeit, H., Chemical evolution and early earth’s and mars’ environmental conditions, *Palaeodiversity, Supplement*, *3*, 107–116, 2010.
- Suckale, J., J. A. Sethian, J. Yu, and L. T. Elkins-Tanton, Crystals stirred up : 1. direct numerical simulations of crystal settling in nondilute magmatic suspensions, *Journal of Geophysical Research*, *117*, E08,004, 2012.
- Takahashi, E., T. Shimazaki, Y. Tsuzaki, and H. Yoshida, Melting study of a peridotite k1b-1 to 6.5 gpa, and the origin of basaltic magmas, *Phil. Trans. R. Soc. Lond. A*, *342*, 105–120, 1993.
- Tarduno, J. A., et al., Geodynamo, solar wind, magnetopause 3.4 to 3.45 billion years ago, *Science*, *327*, 1238–1240, 2010.
- Taylor, S.-R., and S.-M. McLennan, The geochemical evolution of the continental crust, *Reviews of Geophysics*, *33*, 241–265, 1995.
- Throop, H., and J. Bally, Can photoevaporation trigger planetesimal formation ?, *The Astrophysical Journal*, *623*, L149–L152, 2005.
- Tian, F., J. F. Kasting, H. Liu, and R. G. Roble, Hydrodynamic planetary thermosphere model. i : the response of the earth’s thermosphere to extreme solar euv conditions and the significance of adiabatic cooling, *Journal of Geophysical Research*, *113*, E05,008, 2008.
- Tian, F., J. F. Kasting, and S. C. Solomon, Thermal escape of carbon from the early martian atmosphere, *Geophysical Research Letters*, *36*, L02,205, 2009.
- Tonks, W. B., and H. J. Melosh, Magma ocean formation due to giant impacts, *J. Geophys. Res.*, *98*, 5319–5333, 1993.

- Turner, J.-S., and I.-H. Campbell, Convection and mixing in magma chambers, *Earth-Sciences Reviews*, 23, 255–352, 1986.
- Valencia, D., R. J. O’Connell, and D. D. Sasselov, Inevitability of plate tectonics on super-earths, *Astrophysical Journal*, 670, L45–L48, 2007.
- Valley, J. W., W. H. Peck, E. M. King, and S. A. Wilde, A cool early earth, *Geology*, 30, 351–354, 2002.
- Van Hunen, J., P. van keken, A. Hynes, and G. F. Davies, Tectonics of early earth : Some geodynamic consideration, *The Geological Society of America Special Paper*, 440, 2008.
- Vitense, E., Die wasserstoff konvektionszone der sonne, *Zeitschrift t’dr Astrophysik*, 32, 135–164, 1953.
- Vorder Bruegge, R. W., and J. W. Head, Tectonic evolution of eastern ishtar terra, venus, *Earth Moon Planets*, 50, 251–304, 1990.
- Walker, J. C. G., K. K. Turekian, and D. M. Hunten, An estimate of the present-day deep-mantle degassing rate from data on the atmosphere of venus, *Journal of Geophysical Research*, 75, 3558–3561, 1970.
- Walsh, K., A. Morbidelli, S. N. Raymond, D. P. O’Brien, and A. M. Mandell, Sculpting of the inner solar system by gas-driven orbital migration of jupiter, *Nature*, 475, 206–209, 2011.
- Ward, P., and D. Brownlee, *Rare Earth*, Copernicus - Springer Verlag, 2000.
- Weidenschilling, S. J., Aerodynamics of solid bodies in the solar nebula, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 180, 57–70, 1977.
- Weidenschilling, S. J., Dust to planetesimals - settling and coagulation in the solar nebula, *Icarus*, 44, 172–189, 1980.
- Werner, S. C., *Major aspects of the chronostratigraphy an geologic evolutionary history of Mars*, Freie Universitat Berlin, 2006.
- Werner, S. C., The early martian evolution - constraints from basin formation ages, *Ica*, 195, 45–60, 2008.
- Wetherill, G. W., Formation of the earth, *Annual Review of Earth and Planetary Sciences*, 18, 205–256, 1990.
- Wetherill, G. W., Why isn’t mars as big as earth ?, in *Lunar and Planetary Institute Science Conference Abstracts 22*, 1495, 1991.
- Wettlaufer, J. S., Accretion in protoplanetary disks by collisional fusion, *The Astrophysical Journal*, 719, 540–549, 2010.
- Wilde, S. A., J. W. Valley, W. H. Peck, and C. M. Graham, Evidence from detrital zircons for the existence of continental crust and oceans on the earth 4.4 gyr ago, *Nature*, 409, 175–178, 2001.

- Wood, J. A., The chondrite types and their origins, *Chondrites and the Protoplanetary Disk*, 341, 953–971, 2005.
- Zahnle, K., N. Arndt, C. Cockell, A. Halliday, E. Nisbet, F. Selsis, and N. H. Sleep, Emergence of a habitable planet, *Space Science Reviews*, 129, 35–78, 2007.
- Zahnle, K. J., and J. F. Kasting, Mass fractionation during transonic escape and implications for loss of water from mars and venus, *Icarus*, 66, 462–480, 1986.
- Zahnle, K. J., J. F. Kasting, and J. B. Pollack, Evolution of a steam atmosphere during earth's accretion, *Icarus*, 74, 62–97, 1988.
- Zerr, A., and R. Boehler, Melting of (mg, fe) sio<sub>3</sub>-perovskite to 625 kilobars : indication of a high melting temperature in the lower mantle, *Science*, 262, 553–555, 1993.
- Zerr, A., and R. Boehler, Constraints on the melting temperature of the lower mantle from high-pressure experiments on mgo and magnesiowustite, *Nature*, 371, 506–508, 1994.
- Zolotov, M. Y., Solid planet-atmosphere interactions, *Planets and Moons : Treatise on Geophysics*, pp. 349–369, 2007.

## Résumé

La recherche de nouvelles formes de vie est une quête passionnante mais qui demande avant tout de comprendre l'origine de l'apparition d'une forme de vie. La seule planète qui abrite la vie à notre connaissance est la Terre. Comprendre pourquoi les autres planètes de notre système solaire n'en abrite pas ou plus est une étude nécessaire pour pouvoir mieux cibler nos recherches de nouvelles vies dans les autres systèmes stellaires. L'objectif de cette thèse est d'apporter des premiers éléments de réponse à cette question. Nous nous sommes principalement concentrés sur la comparaison d'évolution thermique entre Mars, la Terre et Vénus vers la fin de leur accréation lors du refroidissement de leur océan de magma. L'évolution thermique d'océans de magma produits par collision avec des impacteurs géants lors de l'accréation est supposée dépendre de la composition et de la structure de l'atmosphère à travers l'effet de serre du  $CO_2$  et  $H_2O$  relâché par le magma durant sa cristallisation. Afin de contraindre les différentes échelles de temps de refroidissement du système, nous avons développé un modèle 1-D de convection paramétré d'un océan de magma couplé avec un modèle atmosphérique 1-D radiatif-convectif. Nous avons conduit une étude paramétrique et décrit l'influence de plusieurs variables telles que le contenu initial en volatils, la profondeur initiale de l'océan de magma ou encore la distance planète-soleil. Nos résultats suggèrent que la présence d'une atmosphère de vapeur retarde la fin de la phase d'océan de magma d'environ 1 Ma. De plus, nous observons également que la vapeur d'eau condense en un océan après 0.1, 1.5 et 10 Ma respectivement pour Mars, la Terre et Vénus. Ce temps serait virtuellement infini pour une planète de la taille de la Terre située à moins de 0.66 ua du soleil. Au regard de ces résultats, nous remarquons que pour la Terre et Mars, les échelles de temps de formation d'un océan d'eau sont plus courtes que la gamme de temps entre chaque impacts majeurs. Ceci impliquerait que des océans d'eau successifs peuvent s'être développés durant l'accréation. En revanche, Vénus, du fait de sa grande proximité avec le seuil de distance au soleil (0.66 ua), pourrait avoir maintenu sa phase d'océan de magma plus longtemps durant l'accréation. Par la suite, la prise en compte de l'échappement hydrodynamique nous a permis de constater que ce phénomène a très peu d'incidence sur le réservoir global d'eau d'une planète durant la phase d'océan de magma. Cependant, on observe qu'après la condensation de la vapeur d'eau, l'échappement devient de plus en plus efficace et le réservoir d'eau fini par être totalement évaporé peu de temps avant la fin de la solidification du manteau. Enfin, nous avons commencé à étudier l'influence d'autres gros impacts durant le refroidissement de l'océan de magma. Les premiers résultats montrent que dans le cas de Mars et la Terre, la durée de leur phase d'océan de magma est plus courte que la gamme de temps entre chaque impact majeur. Il en

résulte que ces planètes ont dû connaître une alternance entre phase d'océan de magma et phase d'océan d'eau. Ce phénomène n'a en revanche pas dû avoir lieu sur Vénus. En effet, la durée de sa phase d'océan de magma est plus longue que la gamme de temps entre chaque impact majeur. C'est pourquoi, la phase d'océan de magma sur Vénus a dû se prolonger durant toute la phase d'impacts et qu'aucun océan d'eau n'a pu se former avant la fin de cette période.

## Abstract

The research of new life forms is an exciting quest but requires understanding the origin of the appearance of a form of life. The only planet that houses life as we know is the Earth. Understand why the other planets in our solar system do not house it, is needed to better target our looking for new lives in other star systems. The objective of this thesis is to provide preliminary answers to this question. We mainly focused on the comparison between thermal evolution of Mars, Earth and Venus to the end of their accretion during their cooling magma ocean. The thermal evolution of magma oceans produced by collision with giant impactors during accretion is expected to depend on the composition and structure of the atmosphere through the greenhouse effect of  $CO_2$  and  $H_2O$  released by the magma during its crystallization. In order to constrain the various cooling timescales of the system, we developed a 1-D parameterized convection model of a magma ocean coupled with a 1-D radiative-convective model of the atmosphere. We conducted a parametric study and described the influence of several variables such as the initial volatile inventories, the initial depth of the magma ocean and planet-sun distance. Our results suggest that the presence of a steam atmosphere delays the end of the magma ocean phase by about 1 Myr. In addition, we also observe that the water vapor condenses to an ocean after 0.1, 1.5 and 10 Myr respectively for Mars, Earth and Venus. This time would be virtually infinite for an Earth-sized planet located at less 0.66 UA from the sun. In view of these results, we note that for the Earth and Mars, the timescales of the water ocean formation are shorter than time gaps between major impacts. This would imply that successive water oceans may have developed during accretion. However, Venus, due to its close proximity to the threshold distance from the sun (0.66 AU), could have maintained its magma ocean phase longer during accretion. Thereafter, taking into account the hydrodynamic escape permitted us to see that this phenomenon has very little influence on the overall water tank of a planet during the magma ocean phase. However, we can observe that after the condensation of the water vapor, the hydrodynamic escape becomes more efficient and the water tank be completely evaporated shortly before the end of the mantle solidification. Finally, we began to study the influence of other major impacts during the cooling of the magma ocean. The first results show that in the case of Mars and Earth, the duration of their magma ocean phase is shorter than time gaps between major impacts. In consequently, these planets had to know an alternation between a phase magma ocean and a ocean water phase. This phenomenon does not, however, have taken place on Venus. Indeed, the duration of its magma ocean phase is longer than the time gaps between major impacts. Therefore, the magma ocean phase on Venus had to extend throughout the phase

impacts and no ocean water has been formed before the end of this period.