

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, σ la densité de surface de l'essaim de planétésimaux et θ le paramètre de Safronov [Safronov, 1972; Safronov and Ruzmaikina, 1986]. La densité de surface σ 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 θ [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) :

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

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

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

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 profil 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 γ 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, ρ_0 la masse volumique moyenne de l'impacteur et ρC_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
γ	0.3	Coefficient de conversion de l'énergie d'impact
$h(m)$	2.7	Volume effectivement chauffé par l'impact
ρ_0	4200 kg/m ³	Masse volumique moyenne de l'impacteur
ρC_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 entraine 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 :

$$m_c(t) = m_1 + \frac{k_B T(t) F_1(t)}{b g x_1(t)} \quad (5.18)$$

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 ϕ 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 :

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

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

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 :

$$F_{esc}(t) = \frac{(2m_1 F_1(t) + F_2(t)m_2) 4\pi R_p^2}{1000} \quad (5.22)$$

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 :

$$k_{vol} X_{vol} M_{solide} + X_{vol} M_{liquide} + \frac{4\pi R_p^2}{g} P_{vol} = X_0 M_0 - M_{esc} \quad (5.24)$$

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.

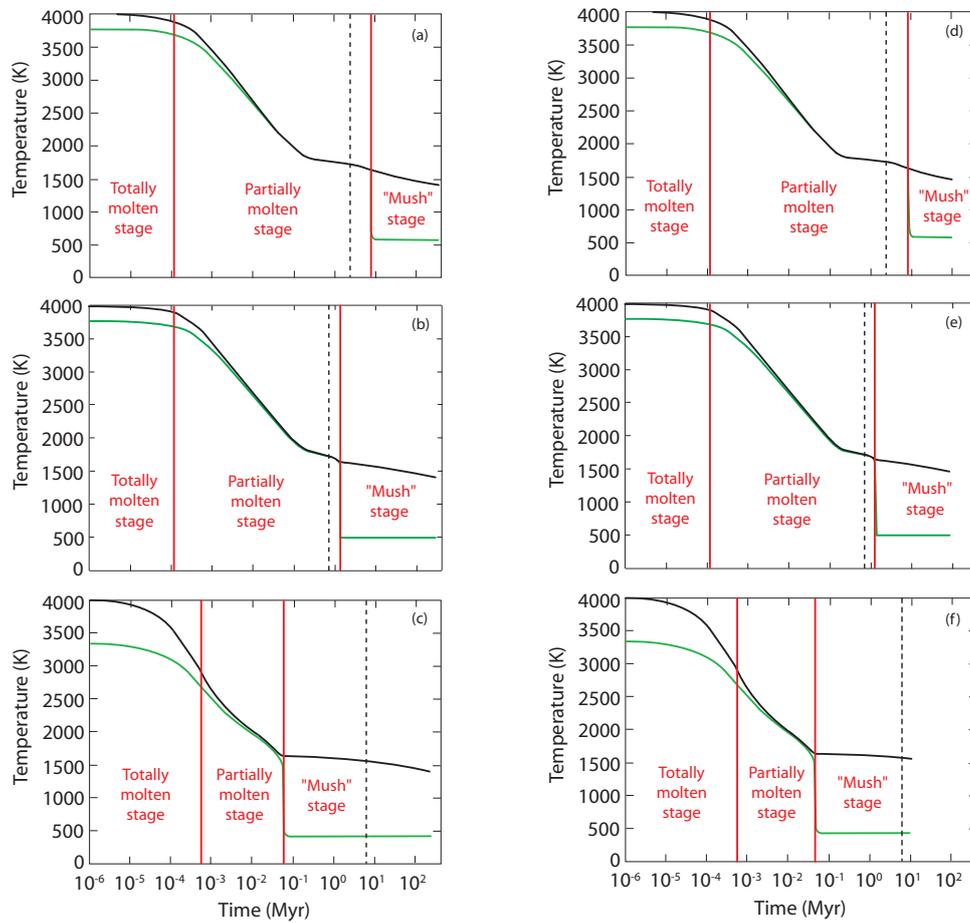


Figure 5.1.: Evolution temporelle des températures potentielle (ligne noire) et de surface (ligne verte) dans le cas sans échappement hydrodynamique (a,b,c) ou avec (d,e,f) pour (a,d) Venus, (b,e) la Terre et (c,f) Mars. La condensation de la vapeur d'eau se produit à la fin de la phase d'océan de magma ($t_c = t_p$). 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].

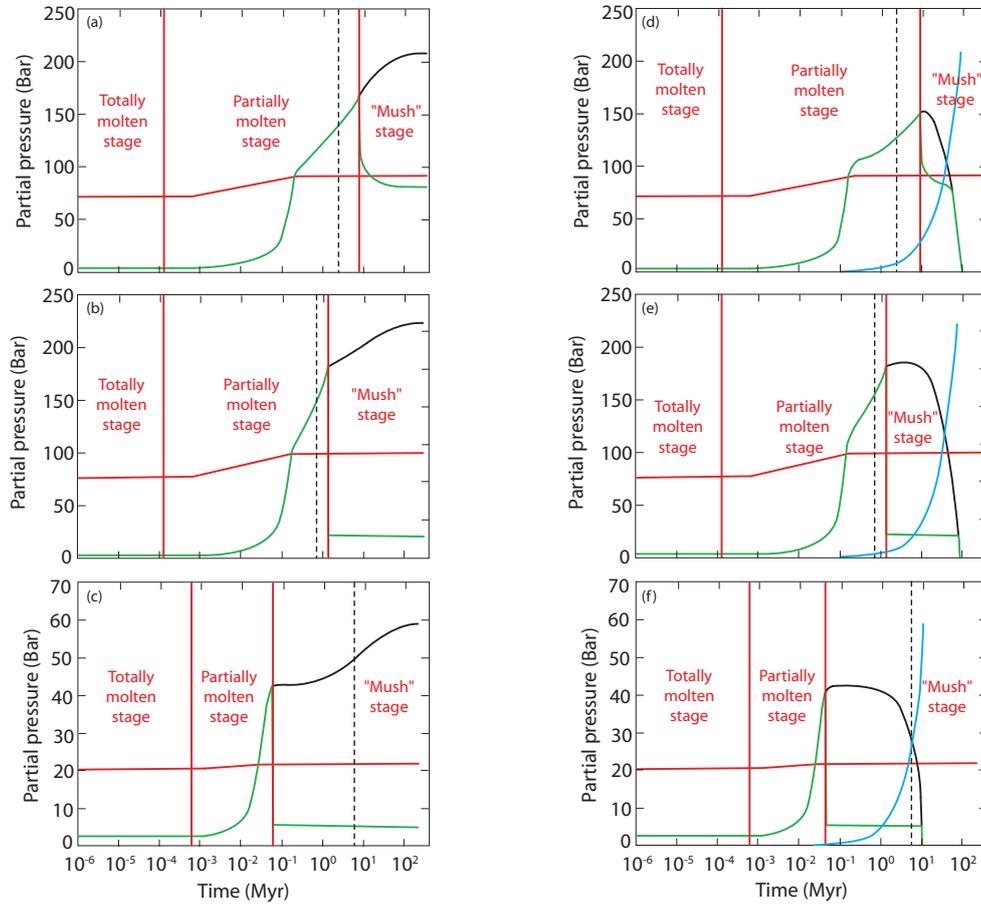


Figure 5.2.: Evolution temporelle de la pression partielle d' H_2O non condensée (ligne verte), d' H_2O total (ligne noire), d' H_2O échappée (ligne bleue) et de CO_2 (ligne rouge) dans le cas sans échappement hydrodynamique (a,b,c) ou avec (d,e,f) pour (a,d) Venus, (b,e) la Terre et (c,f) Mars. La condensation 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

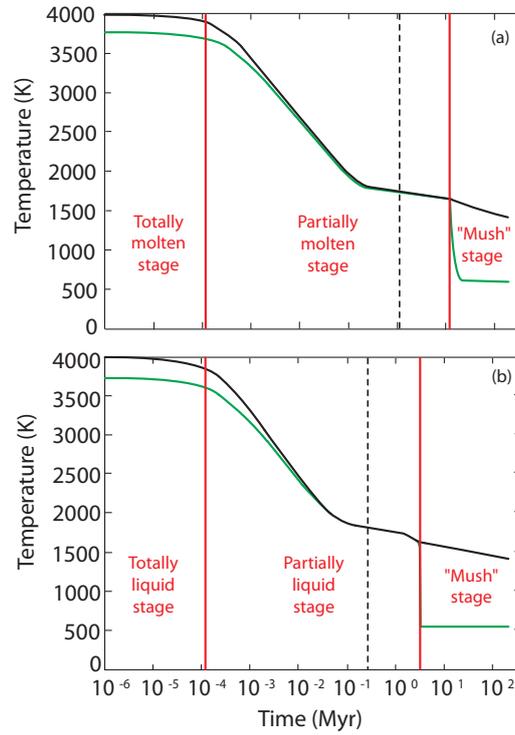


Figure 5.3.: Evolution temporelle des températures potentielle (ligne noire) et de surface (ligne verte) dans le cas d'un couplage avec notre atmosphère (a) ou avec une atmosphère grise (b) et pour un albedo de 0.35. La condensation de la vapeur d'eau se produit à la fin de la phase d'océan de magma ($t_c = t_p$). 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].

