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 succintement 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 τ_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 :

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

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

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

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

$$F_{IR} = \sigma T_{eff}^{\ 4} \tag{3.3}$$

avec σ la constante de Stefan-Boltzmann, A l'albedo bolométrique de la planète, C la constante solaire ($C = 956 Wm^{-2}$ 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 influer 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 à 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 considèrons 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 considèrons qu'à l'état initial, la planète n'a pas encore d'atmosphère.

Les quantités initiales de volatils varient de 1.4×10^{-2} wt% à 1.4×10^{-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 :

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

où T_s est la température de surface, κ 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 η 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]) :

$$r^{2}\rho\left(C_{p}+\Delta H\frac{d\phi}{dT}\right)\frac{dT}{dt} = \frac{\partial}{\partial r}\left(r^{2}F_{r}\right)+r^{2}\rho q_{r}$$

$$(3.5)$$

où r est l'altitude planétocentrique, qui est la distance au centre de la planète, T la température, C_p la chaleur spécifique, ΔH 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 ρ la densité moyenne du magma définie

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

$$\phi = \frac{T - T_{sol}}{T_{liq} - T_{sol}}, [Abe, 1997]$$
(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 MgSiO₃perovskite et MgO à plus haute pression d'après [*Takahashi et al.*, 1993; *Zerr and Boehler*, 1993, 1994] (pour détail voir [*Abe*, 1997]). Le terme $\triangle Hd\phi/dT$ 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 ϕ_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 [Andrault 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) :

$$I\frac{dT_p}{dt} = \left[R_p^2 F\right] + Q_r \tag{3.7}$$

où T_p est la température potentielle, qui est la température d'une parcelle d'océan de magma ayant subie 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 :

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

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 :

$$\delta = \frac{k\left(T_p - T_s\right)}{F} \tag{3.9}$$

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. [Kinq 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 influer 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 :

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

avec

$$\eta_l = A \exp\left(\frac{B}{T_p - 1000}\right), [Karki and Stixrude, 2010]$$
 (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 controlée par la viscosité des particules solides [Solomatov, 2007] :

$$\eta = \eta_s \exp\left(\alpha_n \phi\right) \tag{3.12}$$

avec

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

où η_s est la viscosité dynamique, μ 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 α_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 faible 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 subducter, 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 décroit 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 ${}^{26}Al$ 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 :

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

$$(3.14)$$

où λ_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'age 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).

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

Table 3.1.: Paramètres physiques utilisés.

| Isotope/Element | Demi vie | Production de chaleur par unité de masse d'isotope | Abondance naturelle | Concentrations actuelles |
|---------------------|----------------------|--|-------------------------|---------------------------------|
| | (y) | (W/kg) | (%) | (mdd) |
| 238 U | 4.46×10^9 | $9.17 	imes 10^{-5}$ | 99.28^{*} | |
| $^{235}\mathrm{U}$ | 7.04×10^8 | $5.75	imes10^{-4}$ | 0.72^{*} | |
| U | | | | 0.20 [Javoy, 1999] |
| $^{232}\mathrm{Th}$ | 1.40×10^{10} | $2.56 	imes 10^{-5}$ | 100^{*} | |
| Th | | | | $0.069 \ [Javoy, 1999]$ |
| $^{40}\mathrm{K}$ | $1.26 	imes 10^9$ | $2.97 	imes 10^{-5}$ | 0.0117^{*} | |
| К | | | | 270 [Javoy, 1999] |
| $^{26}\mathrm{Al}$ | $7.17 	imes 10^5$ | $3.54 	imes 10^{-1}$ | 0.005^{**} | |
| Al | | | | 8650 [Lodders and Fegley, 1998] |
| | <u>)onnées obt</u> € | enues à partir de $Rybach$ [1988] pour U, Th an | d K et Sramek et al. [2 | [011] pour Al |
| | | *Abondance naturelle actue | elle | |
| | | **Abondance naturelle initi | iale | |

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

3.2 L'océan de magma

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] :

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

où α est le coefficient de dilatation thermique, g l'accélération gravitationnelle, F le flux de chaleur convectif, ρ 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 5×10^{-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] :

$$v_{perc} = \frac{g \triangle \rho d^2 \phi^2}{150 \eta_l \left(1 - \phi\right)} \tag{3.16}$$

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

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 :

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

$$k_{vol} = \frac{M_{s_{perov}}k_{vol_{perov}} + M_{s_{lherz}}k_{vol_{lherz}}}{M_{s_{perov}} + M_{s_{lherz}}}$$
(3.18)

où $M_{s_{perov}}$ et $M_{s_{lherz}}$ sont respectivement les masses des phases solides de Perovskite et de Lherzolite, $k_{vol_{perov}}$ et $k_{vol_{lherz}}$ 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 :

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

$$P_{CO_2} = \frac{X_{CO_2}}{4.4 \times 10^{-12}}, [Pan \ et \ al., 1991]$$
(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} |
| $k_{CO_{2perov}}$ | 5×10^{-4} |
| $k_{H_2O_{lherz}}$ | 1.1×10^{-2} |
| $k_{CO_{2lherz}}$ | 2.1×10^{-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 (equation 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 ε est égal à 10⁻¹. Ce seuil est suffisant pour considèrer 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 ΔT_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.