



# **Modélisation des éruptions et de l'évolution thermique des océans de magma.**

Hélène Massol

## **► To cite this version:**

Hélène Massol. Modélisation des éruptions et de l'évolution thermique des océans de magma.. Planétologie. 2022. <tel-04245009>

**HAL Id: tel-04245009**

**<https://hal.science/tel-04245009v1>**

Submitted on 16 Oct 2023

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

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



HAL Authorization

# Modélisation des éruptions et de l'évolution thermique des océans de magma.

**Habilitation à diriger les recherches de l'Université  
Paris-Saclay**

Laboratoire GEOPS - UMR 8148

**Thèse présentée et soutenue à Orsay, le 29 mars 2022, par**

**Hélène Massol**

**Composition du jury:**

Denis Andrault, Professeur, LMV, U. Clermont Auvergne  
Gabriel Tobie, Professeur, LPG, U. Nantes  
Lucia Gurioli, Physicienne, LMV, U. Clermont Auvergne  
Nathalie Carrasco, Professeure, LATMOS, U. Versailles Saint Quentin  
Nathalie Feuillet, Physicienne, IPGP  
Xavier Quidelleur, Professeur, GEOPS, U. Paris Saclay

Rapporteur  
Rapporteur  
Rapporteur  
Examinatrice  
Examinatrice  
Examineur



# Résumé

Les techniques de modélisation en mécanique des fluides sont notamment employées dans ce travail de recherche afin de répondre à trois problématiques scientifiques: (1) la dynamique des éruptions terrestres, (2) l'évolution primitive et l'habitabilité des planètes terrestres et (3) l'étude du cryovolcanisme sur le satellite de Jupiter Europe.

(1) Les travaux que j'ai mené concernant la modélisation physique des écoulements magmatiques dans les conduits volcaniques examinent notamment comment la rhéologie complexe des magmas visqueux influence la dynamique éruptive (effets de la composition, de la teneur en cristaux, de la nucléation et de la croissance des bulles de gaz). D'une part, un code 1D aux différences finies a été développé pour coupler la nucléation des bulles de gaz et l'écoulement du magma afin de quantifier les effets de dégazage hors équilibre sur la dynamique éruptive. D'autre part, un code 2-D aux éléments finis est développé dans le but de préciser les conditions d'extrusion d'un dôme de lave soumis à la cristallisation de microlites par décompression. Plus récemment, j'ai développé un modèle qui permet de regarder l'influence de la géométrie du conduit éruptif sur la dynamique des éruptions explosives. Les principaux résultats montrent que la surpression dans les bulles et les champs de contraintes par exemple dépendent des conditions de sorties à la bouche éruptive, de la géométrie du conduit et des contenus en cristaux. Lorsque le conduit est droit et l'éruption explosive, la dynamique éruptive devrait être bien décrite par des modèles à 1D. Lorsque le dégazage s'effectue hors équilibre, le niveau de fragmentation du magma se situe plus proche de la surface et un deuxième événement de nucléation est susceptible de se produire proche de ce niveau. Les résultats de tels modèles devraient permettre d'initier des comparaisons avec des données de terrain et de mieux comprendre les signaux géophysiques enregistrés en surface.

(2) Le refroidissement des océans de magma (OM) sur les jeunes planètes telluriques conditionne les environnements primitifs, tant du point de vue des conditions initiales de la dynamique du manteau solide que de celui des cycles chimiques d'espèces volatiles et de l'éventuelle apparition des océans d'eau. Réunissant une équipe pluridisciplinaire, nous avons développé un modèle couplé OM-atmosphère. Nous avons ainsi montré que l'apparition d'un océan d'eau dépend non seulement de la taille de la planète et de sa distance au soleil, mais aussi des teneurs initiales en  $H_2O$  et  $CO_2$ . D'autre part, lorsqu'une lithosphère solide commence à se constituer le transfert de chaleur et le transfert de volatils est modifié, or il est important de bien comprendre ce régime géodynamique transitoire, et le couplage entre comportement mécanique, contenu en volatils et transfert de chaleur.



(3) La faible cratérisation d'Europe indique une surface très jeune, et active, malgré sa faible taille. Nous étudions la surface ainsi que les interactions surface-subsurface d'Europe, en particulier la modélisation physique du cryovolcanisme dans la proche subsurface. Ce travail permet de proposer des scénarios d'éruptions et de tester une rhéologie viscoélastique de la glace dans le cas de réservoirs plus profonds. Nous avons montré que des réservoirs situés dans la partie supérieure de la croûte glacée (profondeur inférieure à 6km), de rayons entre 0.5 et 2.5 km pouvaient produire des éruptions d'un volume allant de 0.04 à 1.5 km<sup>3</sup> pour des durées de fonctionnement de ces réservoirs de quelques dizaines de milliers d'années. Nous espérons que les résultats de ce projet, combinés aux récentes observations, pourront permettre de contribuer à la connaissance des mécanismes éruptifs sur ce corps glacé en lien avec les futures préparation des missions (e.g. JUICE, JUpiter Icy Moons Explorer) qui partira en 2022 vers le système jovien pour étudier ses lunes glacées ou bien Europa Clipper.

# Remerciements

Je souhaite avant tout remercier mes collègues Denis Andrault, Nathalie Carrasco, Nathalie Feuillet, Lucia Gurioli, Xavier Quidelleur et Gabriel Tobie pour avoir accepté de participer à ce jury. Je leur en suis très reconnaissante. Je remercie également Hermann Zeyen, conseiller HDR du département des sciences de la Terre pour son aide et ses conseils tout au long du processus de dépôt.

Je remercie ensuite tous les étudiants, de la licence au doctorat, à qui j'ai pu enseigner en cours ou sur le terrain, encadrer à l'université ou tutorer en entreprise, durant toutes ces années à Orsay. Cette expérience est extrêmement riche d'un point de vue humain bien sûr, mais aussi d'un point de vue scientifique, en cela qu'elle pousse au questionnement en préparant les cours ou bien en réponse à des questions inattendues.

Je remercie bien évidemment les étudiants en thèse que j'ai eu la chance de co-encadrer, Thomas Lebrun, Arnaud Salvador et Élodie Lesage, pour avoir contribué, enrichi et ensuite pour certains, développé de leur côté les différents projets de recherche sur lesquels ils étaient impliqués. Je leur souhaite à tous les trois le meilleur pour la suite. Je remercie également les collègues impliqués dans ces encadrements, Anne Davaille, Frédéric Schmidt et Éric Chassefière, mais aussi Philippe Sarda, Emmanuel Marcq, François Leblanc, François Andrieu et Geneviève Brandeis.

Merci beaucoup également à tous les collègues avec qui j'ai pu collaborer, tant en recherche, qu'en enseignement, ainsi qu'à l'ensemble du personnel administratif et technique. Je ne peux pas citer ici l'ensemble de ces collègues car leur nombre est trop important et que je risquerais d'en oublier !! Ils se reconnaitront et ont toute ma gratitude pour les bons moments de travail et d'échanges passés ensemble.

Je n'oublie pas non plus les collègues du service apprentissage de l'université et du CFA-Union ainsi que les collègues du département des langues avec qui il est toujours très agréable de travailler et d'évoluer, merci à eux pour leur aide et toutes les discussions très enrichissantes. Cela a été un plaisir de travailler avec vous.

Je souhaite également remercier l'université et plus spécifiquement, nos directeurs d'unité de recherche, de département et d'équipe, Christophe Colin, Jocelyn Barbarand, Benjamin Brigaud, Cécile Quantin, Alexandra Courtin-Nomade et François Costard qui ont œuvré pour que les deux dernières années se passent au mieux pour nous même et nos étudiants.

Pour finir, le travail et la vie en général seraient beaucoup plus ardues sans ma famille: Jorge, Samuel et Gloria !



# Table des matières

<b>1</b>	<b>Curriculum Vitae</b>	<b>15</b>
1.1	Parcours Professionnel . . . . .	15
1.2	Parcours Académique . . . . .	16
1.2.1	Responsabilités scientifiques . . . . .	16
1.2.2	Responsabilités collectives . . . . .	17
1.2.3	Diffusion et rayonnement . . . . .	17
1.3	Expériences d'encadrement . . . . .	18
<b>2</b>	<b>Introduction Générale</b>	<b>21</b>
<b>3</b>	<b>La dynamique des éruptions explosives terrestres</b>	<b>23</b>
3.1	Introduction . . . . .	23
3.2	Mécanique des fluides de l'ascension des magmas . . . . .	27
3.2.1	Trois pressions différentes . . . . .	27
3.2.2	Lois de viscosité . . . . .	30
3.2.3	Critères de fragmentation . . . . .	31
3.2.4	Équations de conservation . . . . .	33
3.2.5	Nucléation et croissance des bulles de gaz dans les magmas . . . . .	34
3.2.6	Méthode numérique . . . . .	40
3.3	Implication des travaux développés . . . . .	44
3.3.1	Génération des surpressions lors des éruptions à dôme . . . . .	45
3.3.2	Variations de la surpression de gaz au cours de l'éruption . . . . .	47
3.3.3	Comparaison des modèles d'éruptions explosives 1D/2D . . . . .	48
3.3.4	Le deuxième événement de nucléation . . . . .	49
3.3.5	Implications géologiques . . . . .	53
3.4	Conclusions et perspectives de recherche . . . . .	60

<b>4</b>	<b>Evolution thermique des océans de magma, habitabilité et régimes géodynamiques</b>	<b>65</b>
4.1	Introduction . . . . .	65
4.2	Méthodes . . . . .	70
4.2.1	Transfert thermique au sein de l'Océan de magma . . . . .	71
4.2.2	Volatils . . . . .	73
4.2.3	Transfert thermique au sein de l'atmosphère . . . . .	75
4.2.4	Implémentation du modèle . . . . .	76
4.3	Implication des travaux développés . . . . .	76
4.3.1	Durée de la phase Océan de Magma et types de surface. . . . .	76
4.3.2	Condensation de l'eau . . . . .	82
4.3.3	Vénus . . . . .	85
4.4	Conclusions . . . . .	87
4.5	Perspectives . . . . .	90
4.5.1	Transition Océan de Magma - Manteau solide . . . . .	90
<b>5</b>	<b>Cryovolcanisme sur Europe</b>	<b>95</b>
5.1	Introduction . . . . .	95
5.2	Méthodes . . . . .	100
5.2.1	Gel du cryomagma . . . . .	100
5.2.2	Suppression due au gel et éruption du cryomagma . . . . .	103
5.3	Caractéristiques probables des réservoirs et des dépôts . . . . .	104
5.3.1	Éruption unique . . . . .	105
5.3.2	Éruptions cycliques . . . . .	106
5.4	Conclusions et perspectives de recherche . . . . .	109
5.4.1	Possibilité des éruptions dans une lithosphère viscoélastique . . . . .	110
5.4.2	Etude expérimentale de la dynamique des lithosphères de glace en lien avec les morphologies de surfaces et le cryovolcanisme. . . . .	114
<b>6</b>	<b>Conclusion générale</b>	<b>119</b>
<b>A</b>	<b>Liste de publications</b>	<b>121</b>
A.1	Publications . . . . .	121
A.2	Publications en collaboration avec les doctorants . . . . .	121
A.3	Communications, écoles d'été, workshops . . . . .	122
A.4	Communications en collaboration avec les doctorants . . . . .	123

# Liste des figures

3.1	Un exemple de volcan alternant phase explosive et effusive: le volcan Colima, le dôme en 2009 [Hutchinson et al., 2013] et en 2017 [Arámbula-Mendoza et al., 2020]. . . . .	24
3.2	Extrait de la Figure 4 de [Cabrera et al., 2015] qui montre le détail en b) du déplacement de bandes d'obsidienne et de Tuffs montrant un comportement fragile dont le plan de rupture est crénelé (b) Les crénelations indiquent le redémarrage d'un comportement visqueux après le jeu de la fissure. Les flèches indiquent le sens du jeu de la fissure. . . . .	25
3.3	Vue schématique d'un conduit volcanique. Sous le niveau de fragmentation, la viscosité est élevée (de l'ordre de $10^6$ Pa s) et l'écoulement est laminaire (la taille des bulles est exagérée). Au dessus du niveau de fragmentation, le magma se fragmente et l'écoulement de gaz transportant des fragments de liquide devient turbulent. . . . .	28
3.4	Les trois pressions en jeu pendant l'écoulement du magma: $P$ ou $P_g$ (indifféremment dans le texte), la pression thermodynamique du gaz; $P_l$ la pression du liquide; $P_{lith}$ , la pression lithostatique des roches encaissantes. Une troisième pression n'est pas représenté, il s'agit de la pression moyenne de l'écoulement ou pression dynamique $P_b$ . Une discussion précise de ces différentes pression se trouve <a href="#">ici</a> [Massol and Koyaguchi, 2005]. . . . .	28
3.5	Représentation de la cellule considérée dans le calcul du coefficient de viscosité de dilatation $K$ en fonction de la fraction volumique de gaz et des pressions en jeu. Une discussion précise de ce calcul se trouve <a href="#">ici</a> [Massol et al., 2001]. . . . .	30
3.6	Figure et légendes recopiée de Caricchi et al. [2007]. (a) Valeur logarithmique de la viscosité relative ( $\eta_r$ ) (Voir [Caricchi et al., 2007] pour les définitions en fonction du logarithme du taux de déformation ( $\log_{10}(\dot{\gamma})$ ) ( $s^{-1}$ ). Cette figure met en évidence la dépendance de $\eta_r$ avec la fraction volumique de cristaux et mets en lumière le comportement "shear thinning" du magma contenant des cristaux avec le taux de déformation $\dot{\gamma}$ . (b) Variation des valeurs du logarithme de la viscosité relative à un et souligne l'influence du taux de déformation $\dot{\gamma}$ sur la fraction volumique correspondant à l'empilement maximal et le comportement de rhéofluidification par cisaillement des magmas cristallins. . . . .	31
3.7	Loi de solubilité, croissance et nucléation des bulles dans les magmas. . . . .	35

3.8	Représentation schématique du magma comme un agrégat de cellules contenant chacune une bulle de gaz entourée de liquide incompressible. . . . .	36
3.9	Nucléation hétérogène d’une bulle sur une interface liquide-solide (d’après Navon et al. [1998a]. Figure 2 de [Massol and Koyaguchi, 2005] . . . . .	38
3.10	Domaine de calcul. Sur la frontière 1, $P = P_0$ et $u = 0$ ; sur la frontière 2 la symétrie impose $u = 0$ et $\frac{\partial w}{\partial r} = 0$ ; sur les frontières 3 + 4 (dans le cas d’une surface libre), $[\bar{\Pi} \cdot \vec{n}] \cdot \vec{n} = P_a t m$ and $[\bar{\Pi} \cdot \vec{n}] \cdot \vec{t} = 0$ , sur les frontières 4 + 5 (si l’écoulement est confiné par un dôme préexistant), $u = w = 0$ . . . . .	42
3.11	Vue schématique du domaine de calcul et des conditions limites. La hauteur du conduit est de 5000 m. . . . .	43
3.12	Algorithme décrivant la procédure numérique. L’écoulement est calculé soumis aux conditions limites en Pression entre la chambre magmatique et la pression du niveau de fragmentation en utilisant le modèle 2D aux éléments finis. Après le niveau de fragmentation, le code 1D est utilisé pour modéliser l’écoulement d’un même flux de masse de magma entre la pression de fragmentation et la pression atmosphérique. Si la hauteur de conduit correcte est atteinte (ici 5000 m) cela signifie que la hauteur de la partie d’écoulement fragmenté est correcte. Sinon la profondeur de la partie de l’écoulement non fragmenté est modifiée. Cette procédure est répétée jusqu’à ce que la hauteur voulue de conduit soit atteinte.. . . .	44
3.13	(a) Profil radial de la pression de gaz à la sortie du conduit. Pour une condition aux limites de sortie $u = 0$ en sortie, la pression est maximale au centre (0.56 MPa) [Massol et al., 2001]. La figure originale et les conditions de calculs associées se trouvent dans [Massol et al., 2001] (Figure 4) <a href="#">ici</a> . (b) Taux d’allongement selon les lignes de courant et contraintes principales. Les croix représentent les directions principales et les flèches sont proportionnelles aux valeurs de contraintes. (c) et (d) Vésicularité dans la partie supérieure du conduit pour différentes teneurs maximales en cristaux $V_{cx}^*$ . Notez qu’il y a une diminution générale de la vésicularité (donc une augmentation de la pression) avec la teneur en cristaux, en particulier au centre du conduit. La figure originale et les conditions de calculs associées se trouvent dans [Massol and Jaupart, 2009] (Figure 3) <a href="#">ici</a> . . . . .	45
3.14	Champ de vitesse et profils de pression en fonction des conditions de sortie. Les lignes en pointillés représentent une surface libre (“LU”) et les traits continus, une extrusion dans un dôme préexistant “LC”. La figure originale et les conditions de calculs associées se trouvent dans [Massol and Jaupart, 2009] (Figure 2) <a href="#">ici</a> . . . . .	46
3.15	Fraction volumique de gaz dans la partie supérieure du conduit, pour des conditions de sorties de surface libre “LU” (a) et une extrusion dans un dôme préexistant “LC” (b). La ligne noire en gras représente une vésicularité de 75%. La figure originale et les conditions de calculs associées se trouvent dans [Massol and Jaupart, 2009] (Figure 3) <a href="#">ici</a> . . . . .	46

3.16	Flux de masse en fonction de la surpression dans la chambre. La figure originale et les conditions de calculs associées se trouvent dans [Massol et al., 2001] (Figure 5) <a href="#">ici</a> . Surpressions au centre du conduit en fonction du flux de masse pour deux conditions de sorties différentes. La figure originale et les conditions de calculs associées se trouvent dans [Massol et al., 2001] (Figure 6). . . . .	47
3.17	Comparaison de l'évolution de la pression moyenne verticale (a), de la vitesse verticale (b) et de la fraction volumique de gaz (c) dans les cas décrits dans le tableau 2, [Massol, 2019]. Les lignes en pointillés représentent les modèles 1-D et les traits pleins représentent les modèles 2-D. Notez qu'aucune fragmentation ne se produit jusqu'à la très faible profondeur de 3 m pour un conduit de 50 m de rayon. La figure (d) compare notre modèle (2-D : ligne continue, 1-D : ligne pointillée) avec deux cas d'étude en utilisant les paramètres éruptifs de l'éruption du mont St Helens [Sahagian, 2005] . . . . .	50
3.18	Effet de la tension de surface sur la nucléation.(a) Evolution de l'eau dissoute dans le liquide lorsque la pression décroît (trait continu) comparé à la loi de solubilité (pointillés). proche du niveau de fragmentation, le liquide redevient sur-saturé et un deuxième événement de nucléation apparaît. (b) Pour une tension de surface plus importante, la nucléation a lieu plus proche de la surface à des pressions environnantes plus faibles et les deux événements de nucléation surviennent très proches l'un de l'autre. La figure originale et les conditions de calculs associées se trouvent dans [Massol and Koyaguchi, 2005] (Figure 9) <a href="#">ici</a> . . . . .	51
3.19	(a) Évolution de la pression moyenne dans le conduit. Le profil de pression moyenne est comparé au profil de pression dans cas d'exsolution à l'équilibre suivant la courbe de solubilité, sans nucléation, pour un même magma (trait continu: dégazage hors équilibre, trait tireté : dégazage à l'équilibre). Le niveau de fragmentation se situe plus haut dans le conduit dans le cas hors équilibre (b). Figure 3 de [Massol and Koyaguchi, 2005]. . . . .	52
3.20	Évolution du nombre de bulles (trait plein: première population, traits en pointillés : deuxième population) et pression moyenne (trait plein en gras) avec la hauteur dans le conduit. À noter que la deuxième nucléation se produit juste avant le niveau de fragmentation. (b) Évolution de la pression moyenne (trait plein) et du taux de nucléation (trait tireté) en fonction de la hauteur dans le conduit lors de la remontée. Notez le deuxième pic de nucléation qui peut déclencher la fragmentation. Les paramètres de ce calcul sont répertoriés dans le tableau 1 et la Figure 4 de [Massol and Koyaguchi, 2005]. . . . .	53



3.21	(a) Évolution du rayon des bulles pendant la remontée pour les deux population de bulles (trait plein : première population et trait en pointillé : seconde population). Notez que le taux de croissance augmente près de fragmentation due à la fois aux effets du taux de décompression élevé et à la forte sursaturation. (b) Estimation de la distribution de taille au niveau de fragmentation. Notez la population fine correspondant à de minuscules bulles nucléées lors du deuxième événement de nucléation. Figure 11 de [Massol and Koyaguchi, 2005] . . . . .	54
3.22	gradient de pression radial. Vésicularité dans la partie supérieure du conduit pour deux géométries (a) et (b). Certaines lignes de même vésicularité sont indiquées. Notez que la vésicularité augmente lorsque le conduit s'évase vers le haut. Profils de vitesse (c) et (e), pression (d) et vésicularité (f) à la sortie du conduit pour les deux géométries. La ligne pointillée représentant un conduit droit et la ligne continue, un conduit évasé. Notez à nouveau la diminution de pression dans le cas d'un conduit évasé. Figure 7 de [Massol and Jaupart, 2009] . . . . .	56
3.23	Combinaison des Figures 3 et 14 de [Adams et al., 2006]. A droite, Log stratigraphique à deux sites d'échantillonnage. 94 Z représente l'Episode III layers F and G. A gauche, photos des deux sites d'échantillonnage. Les textures changent nettement de la couche F à la G la perméabilité augmente. Les ponces de la couche G contiennent une population importante de bulles plus petites et de vésicules déformées. . . . .	58
3.24	Figure de Massol [2019] et [Adams et al., 2006] montrant les lignes de courants correspondantes à un rétrécissement du conduit. . . . .	59
3.25	Figure 2 de Houghton and Hammer [2010]. Produits éruptifs de l'éruption de 1.8 ka Taupo, modifié d'après Wilson and Walker (1985). Flux de masse de l'éruption (j'ai entouré la phase qui est plus particulièrement discutée ici). il est également noté le degré d'interaction avec l'eau déduite de la géométrie du dépôt et de la forme des produits émis. . . . .	60
3.26	Combinaison des Figures 7 et 11 de Houghton and Hammer [2010] montrant les ponces correspondantes à l'unité 2 qui précède l'élargissement du conduit et la phase phréatomagmatique. La largeur de l'image est de 900 $\mu\text{m}$ . . . . .	61
3.27	Profondeur de fragmentation (a), Flux de masse (b) en fonction du rayon moyen du conduit (voir des explications plus détaillées <a href="#">ici</a> dans [Massol, 2019]. Figure (c) montre la vésicularité et les lignes de courants. . . . .	62

4.1	Schéma montrant le lien entre l'effet de serre et le tarissement du réservoir d'eau. Lorsque qu'un gaz condensable se trouve dans l'atmosphère, l'augmentation de température de surface accroît la masse de gaz dans l'atmosphère et la profondeur optique. Pour des atmosphères épaisses (profondeur optique élevée), le flux de chaleur infrarouge sortant de la planète (OLR en anglais et sur la figure) devient indépendant de la température de surface et n'est plus dépendant que de la température dans l'atmosphère au niveau où la profondeur optique devient égale à 1. Pour des températures de surface faible, l'atmosphère est peu épaisse et l'OLR est dépendant de la température de surface. La limite de flux OLR pour laquelle il devient indépendant de la température de surface est appelée limite de Kambayashi - Ingersoll. (recopiée et adapté de Pierrehumbert [2010], sa Figure 4.4.) . . . . .	68
4.2	Schéma de l'évolution thermique de l'océan de magma. En haut, le profil de température, solidus et liquidus (courbes noires, rouges et vertes, respectivement); $\Delta_{sa}$ : différence de température superadiabatique. À droite, schéma du refroidissement de l'OM, comment s'est mise en place la tectonique des plaques sur Terre? Quel est le lien avec les paramètres thermodynamiques de la surface, T et P. Figure tirée et redessinée de [Salvador et al., 2017] . . . . .	69
4.3	Courbes de liquidus-solidus (F-10, Fiquet et al. [2010]), chondritic-type mantle (A-11, Andrault et al. [2011]), midocean ridge basalt (A-14, Andrault et al. [2014]) and wet-pyrolite (N- 14, R. et al. [2014]). Traits pointillés: profils adiabatiques (M-07, Matas et al. [2007], H-05, Hernlund et al. [2005], K-10, Katsura et al. [2010], BS-81, Brown and Shankland [1981], B-01, Bunge et al. [2001]). Tiré de Andrault et al. [2016] et du manuscrit de thèse de A. Salvador. . . . .	71
4.4	Lois de viscosité en fonction de la température pour différentes rhéologies. La ligne pointillée noire représente la loi de viscosité utilisée dans notre modèle. Selon la fraction de liquide, nous avons utilisé différentes lois. Pour magma totalement liquide : $\phi=1$ and $T \geq T_{liq}$ (red dashed line, Karki and Stixrude [2010]), partiellement liquide: $\phi_c < \phi < 1$ and $T_{\phi_c} < T < T_{liq}$ (red line, Roscoe [1952]), et totalement solide: $\phi=0$ and $T \leq T_{sol}$ (green line, Kelemen et al. [1997]). Nous avons utilisé l'interpolation suivante entre le solide et le liquide contenant des cristaux: $T_{\phi_c}$ and $T_{sol}$ ( $0 < \phi < \phi_c$ ): $\eta_{analytic} = \eta_s \times \exp(a_{mush} \times \phi_{int}^3 + b_{mush} \times \phi_{int}^2)$ (voir Salvador et al. [2017] pour les détails.) . . . . .	73
4.5	Structure de l'atmosphère du modèle de Kasting [1991]. Les flèches représentant les différents flux ne sont pas à l'échelle. . . . .	76
4.6	Schéma récapitulant l'algorithme suivi. Figure D'après Lebrun et al. 2013. . . . .	77

4.7	Figure 10 de Lebrun et al. [2013]. Évolution temporelle de la température de surface (en gris) et de la température potentielle (ligne noire) de la Terre pour une distance du Soleil égale à celle de (a) Vénus, (b) la Terre, et (c) Mars. La condensation de la vapeur d'eau se produit à la fin de la phase OM. Cela correspond au début de la phase "mush" lorsque $\phi < 0.4$ et est indiqué par les traits verticaux sur la figure. À titre de comparaison, en pointillé, le seuil de solidification à 98% (ligne grise) [Elkins-Tanton, 2008]. Les cercles noirs et blancs correspondent respectivement à un état solide de 98% de l'océan de magma sans atmosphère et avec une atmosphère grise. . . . .	79
4.8	Figure 11 de [Lebrun et al., 2013] Fin de la phase OM en fonction du flux solaire absorbé dans une gamme de distances au Soleil à partir de 1,55 AU ( $100 \text{ W m}^{-2}$ ) à 0,66 AU ( $550 \text{ W m}^{-2}$ ). . . . .	80
4.9	Évolution thermique au sein de l'océan de magma dans le cas de deux distances au soleil: 0.77 AU (a, c, and e, rouge) et 1.30 AU (b, d, and f, bleu), $[\text{H}_2\text{O}]_{t_0} = 0.621\text{MEO}$ , $[\text{CO}_2]_{t_0} = 5 \cdot 10^{-2} \text{ wt\%}$ . l'ERCS est indiquée par des traits pointillés. $P_{\text{H}_2\text{O}atm}$ correspond à la pression partielle de vapeur d'eau non condensée restant dans l'atmosphère dans le cas où la condensation d'un océan d'eau se produise en surface (ici un océan d'eau de 480 m de profondeur se forme à 1.30 AU). En vert, l'évolution recalculée en yant corrigé les valeurs de pression partielle selon les équations couplées 5.9. . . . .	81
4.10	Diagramme de régime montrant l'influence du $\text{CO}_2$ sur la condensation d'un océan d'eau (a) [Salvador et al., 2017] et (b) dans le cas du nouveau calcul avec les pressions partielles modifiées. . . . .	82
4.11	Figure 1 de [Marcq et al., 2017]. Flux infra rouge (OLR) en fonction de la température de surface pour un contenu en volatil correspondant à $P_{\text{surfH}_2\text{O}} = 300 \text{ bar}$ and $P_{\text{surfCO}_2} = 100 \text{ bar}$ sans (rouge) ou avec (bleu) l'effet des nuages. Dans notre cas tous les calculs ont été effectués sans nuages. . . . .	83
4.12	Limite de condensation pour différents contenus en $\text{H}_2\text{O}$ en fonction de la distance planète soleil adimensionnée ( $D^*$ , equation 4.13 dans le cas d'une (a) atmosphère grise radiative-convective et (b) atmosphère non grise [Marcq, 2012; Marcq et al., 2017]. Figure 12 [Salvador et al., 2017]. . . . .	84
4.13	Figure 19 de [Salvador et al., 2017]. Evolution possibles de Vénus (étoiles rouges) en fonction de l'albédo et de la constante solaire. Les astérisques rouges indiquent les valeurs d'albédo les plus faibles qui permettent la condensation de l'eau, (a) pour la constante solaire du soleil jeune et celle du soleil actuel (b). Les contenus en eau sont indiqués par les flèches sur le côté droit. Le symbole "ppm" représente des concentrations très faibles, de l'ordre de quelques ppm. Les traits pointillés montrent les chemins possibles d'évolution pour Vénus. L'étoile bleue (a) Représente la Terre primitive avec $[\text{H}_2\text{O}]_{t_0}=1 \text{ MEO}$ and $[\text{CO}_2]_{t_0}=60 \text{ bar}$ . Les paramètres de calculs sont indiqués dans la table 2 de [Salvador et al., 2017], <a href="#">ici</a> . . . . .	86

4.14	Figure 18 de [Salvador et al., 2017]. Diagramme de condensation de l'eau pour différents albédos et constante solaire. $D^*$ est calculé avec l'équation 4.13, la concentration actuelle de $\text{CO}_2$ pour Vénus, et un contenu en eau terrestre $[\text{H}_2\text{O}]_{t0} = 1$ MEO. au dessus de la ligne rouge ( $D^* = 1$ ), la condensation d'un océan d'eau est possible. . . . .	86
4.15	Limite de condensation pour différents contenus en $\text{H}_2\text{O}$ en fonction de la distance planète soleil adimensionnée ( $D^*$ , équation 4.13, cas corrigé la loi d'échelle est $0.95(D^* - 1)^{0.09}$ ). Les étoiles de couleurs représentent Vénus pour différents albédo. La condensation se produit pour un albédo entre 0.3 et 0.4. Les évolutions thermiques de ces deux points respectifs sont représentées dans les deux vignettes. Pour un albédo de 0.4 la condensation d'un océan d'eau se produite après 4 Ma. Pour une albédo de 0.3 Vénus est une planète de type II, sa surface est partiellement en fusion. . . . .	89
4.16	Refroidissement d'un OM dans le cas ou $D=1$ , $\text{CO}_2=110$ ppm pour 0.6 océan d'eau. Dans ce cas l'ERCS se produit à 1.1 My. . . . .	92
4.17	Schéma récapitulant les différents réservoir de volatils: $M_0 = Mv_{atm} + Mv_{liq(liq)} + Mv_{liq(mush)} + Mv_{sol(mush)} + Mv_{sol}$ . . . . .	93
5.1	Europe dans le système solaire, Figure de la Thèse d'Élodie Lesage, 2020. . . . .	95
5.2	Sur la gauche, une vue d'Europe, la lune de Jupiter, prise le 2 mars 1979 par le vaisseau spatial Voyager 1 de la NASA. Au milieu se trouve une image couleur d'Europe prise par le vaisseau spatial Voyager 2 de la NASA lors de sa rencontre rapprochée le 9 juillet 1979. Sur la droite, une vue d'Europe réalisée à partir d'images prises par le vaisseau spatial Galileo de la NASA à la fin des années 1990. d'après <a href="https://www.jpl.nasa.gov/images/pia24895-three-views-of-europa">https://www.jpl.nasa.gov/images/pia24895-three-views-of-europa</a> . . . . .	96
5.3	Schéma de la structure interne de Europe (a) et des différents processus géodynamique en jeu (b) (copié de : NASA's Europa Clipper—a mission to a potentially habitable ocean world, Howell and Pappalardo [2020]). . . . .	97
5.4	Figures d'écoulements liquides: Figure 1 de Lesage et al. [2020]. a) Zone de faible albédo le long de doubles rides (Quick and Marsh, 2016) (Image ID:15E0003); b) figure de chaos avec une structure lobée (Image ID: 15E0071); c) structure lisse circulaire (Fagents, 2003) ( $6^\circ$ N, $327^\circ$ W); d) sstructure lisse le long d'une double ride(Fagents, 2003) (Image ID: E6E0073). . . . .	98
5.5	Figure 1 de [Tobie et al., 2003] montrant la structure interne d'Europe et un exemple de profils thermiques probable dans la lithosphère d'Europe. Nous avons évalué deux gradients thermiques. Un cas "froid" pour lequel la température à la base de la couche conductive est de 200 K et un cas "chaud", correspondant à une zone à proximité de panaches de glace convective chaude pour lequel la température à la base de la couche est de 250 K . . . . .	101

5.6	Représentation schématique d'un réservoir de cryomagma de volume $V$ et rayon $R$ , situé à une profondeur $H$ sous la surface. Le cryomagma liquide est en blanc la glace en hachuré gris. (a) Le reservoir contient de l'eau ou de la saumure à l'état liquide à la pression lithostatique $P_0$ . (b) Un volume initial $V_i$ gèle et devient un volume $V_f$ de glace, provoquant une surpression $\Delta P$ dans le réservoir. (c) Quand la surpression atteint une pression critique $\Delta P_c$ , les parois du réservoir se fracturent et le liquide remonte en surface à travers une fracture de longueur $H$ . . . . .	102
5.7	Au temps $t = 0$ , le réservoir est à une température uniforme $T_m$ . Loin du réservoir (i.e. pour $z \rightarrow -\infty$ ), la galace est à une température constante $T_{cold}$ . Pour $t > 0$ , le liquide dans commence à geler: le front de solidification progresse vers le centre du réservoir. Au temps $t$ , le front est à une position $S(t)$ . les profils de température dans les régions $z > 0$ et $0 < z < S(t)$ sont appelés respectivement $T_0$ and $T_1$ , la température dans le réservoir reste quant à elle constante à la valeur $T_m$ . . . . .	103
5.8	Représentation schématique d'un réservoir de cryomagma de volume $V$ et rayon $R = R_i$ , situé à une profondeur $H$ sous la surface, Le liquide est figuré en blanc et le gel en gris pointillé. (a) Le réservoir est rempli d'eau liquide pure ou salée à la pression isostatique $P_0$ . (b) Un volume initial de liquide $V_i$ gèle jusqu'à un volume $V_f$ de glace, induisant une surpression $\Delta P$ dans le réservoir. (c) Lorsque la pression atteint une valeur critique $\Delta P_c$ , la paroi se fracture et le liquide sous pression remonte à la surface à travers une fracture de longueur $H$ . (d) Une fois qu'une certaine quantité de liquide est émise en surface et la surpression dans le réservoir est relâchée, l'éruption se termine. Le liquide de la fracture gèle, ce qui scelle le réservoir. Enfin, le réservoir revient à l'état initial similaire à la situation (a) mais avec un rayon plus petit $R_{i+n}$ . Le gel se poursuit de telle sorte que ces 4 étapes se répètent et forment un cycle éruptif, entraînant plusieurs éruptions au cours de la durée de vie du réservoir. . .	104
5.9	Temps $\tau_c$ nécessaire pour geler (a) une épaisseur de cryomagma pur et (b) salé d'épaisseur $S_c$ en fonction de la profondeur et du volume du réservoir. Chaque carré de couleur représente un point de calcul du modèle. Le réservoir A a une taille moyenne ( $R = 600$ m, $V = 10^9$ m <sup>3</sup> ) et est situé à 2 km sous la surface et le réservoir B est le plus grand réservoir exploré dans cette étude ( $R=1,3$ km, $V=1010$ m <sup>3</sup> ) situé à 10 km sous la surface. Figure 10 de Lesage et al. [2020]. . . . .	105
5.10	Ligne noire: temps de Maxwell de la glace $\tau_M$ loin de la paroi du réservoir. Ligne bleue: temps de gel $\tau_c$ d'un réservoir de 500 m de rayon. Lorsque $\tau_M \gg \tau_c$ (région bleue ciel), la glace peut être considérée comme un matériau élastique, sa composante visqueuse n'est pas sollicitée. Lorsque $\tau_M \lesssim \tau_c$ (région blanche), la composante visqueuse de la glace est sollicitée. . . . .	106
5.11	Durée des éruptions et volumes émis, dans le cas de réservoirs d'eau pure. Figure 10 de Lesage et al. [2020]. . . . .	107

5.12	Le cercle et le rectangle blanc délimitent au premier ordre des zones de dépôts probables d'éruptions de liquides en surface. (a) 6° N, 327°W (Galileo image from orbit E4) and (b) 15° N, 273°W (Galileo image from orbit E6). Figure 15 de Lesage et al. [2020]	107
5.13	Volume cumulé émis surface pendant la durée de vie active d'un réservoir. Chaque étape correspond à un cycle éruptif complet : l'abscisse représente le temps de gel (le temps d'éruption est négligeable). Ce résultat est obtenu avec un réservoir de $10^9 \text{ m}^3$ situé à 4 km sous la surface pour du cryomagma salé. Les lignes verticales représentent divers critères d'arrêt en fonction de la fraction de solide présents. de Figure 7 de [Lesage et al., 2021]. Si les cristaux de glace formés restent en suspension, la viscosité du cryomagma deviendrait trop élevée pour générer un écoulement lorsque 55% de cristallinité est atteinte [Quick et al., 2017])	109
5.14	(a) Image Galileo 5452r montrant une plaine lisse possiblement cryovolcanique. (b) MNT obtenu avec l'outil Shape from Shading de l'ASP. La structure cryovolcanique est délimitée par le contour bleu. (c) et (d) Coupes topographiques selon les profils 1 et 2, respectivement perpendiculaire et parallèle aux doubles rides qui entourent la plaine lisse (figure 5).	110
5.15	Modèle de réservoir de cryomagma entouré de glace viscoélastique et élastique. $r$ . Le réservoir a un rayon $R_1$ et la coque visco-élastique, un rayon $R_2$ . $K_1$ et $K_2$ sont respectivement les modules d'incompressibilité de la glace viscoélastique et élastique et $G_1$ and $G_2$ les modules de cisaillement respectifs. $\eta$ est la viscosité de la glace visco-élastique (dans le domaine $R_1 < r < R_2$ ). La surpression $\Delta P$ est due au gel du réservoir. Adapté de Dragoni and Magnanensi [1989]. dans [Lesage et al., 2022], voir le résumé soumis au LPSC 2022 <a href="#">ici</a> .	111
5.16	(a) Pression dans le réservoir due au gel Lesage et al. [2020], approximation de paroi indéformable. $\Delta P_c$ iest la pression critique nécessaire pour déclencher une éruption et $\tau_c$ le temps critique associé. (b) Fonction de pression source utilisée pour le modèle viscoélastique.Tiré de [Lesage et al., 2022]	112
5.17	Temps de gel avant éruption d'un réservoir de 500 m de rayon en fonction de sa profondeur dans l'approximation de paroi indéformable (en gris) et en prenant en compte la déformation des parois en utilisant le modèle visco-élastique (en noir) pour deux compositions: (a) eau pure et (b) a cryomagma salé (81 wt% $\text{H}_2\text{O}$ + 16 wt% $\text{MgSO}_4$ + 3 wt% $\text{Na}_2\text{SO}_4$ ). Tiré de [Lesage et al., 2022]	113

5.18	Volume émis en surface après une éruption depuis un réservoir rempli (a, b et c) d'eau liquide pure ou (d, e et f) d'un mélange d'eau liquide et de sels. Les situations suivantes sont représentées : (a et d) : la paroi du réservoir ne se déforme pas lors du gel (approximation de paroi non déformable comme dans [Lesage et al., 2020]), la zone bleu foncée représente des réservoirs trop grands pour être stockés dans une croûte de glace conductrice de 10 km d'épaisseur. (b et e) : la paroi du réservoir ne se déforme pas (approximation de la paroi non déformable) mais un critère simple sur la possibilité d'une éruption est appliqué : les réservoirs dans la zone bleu foncée sont situés plus profondément que la transition élastique-viscoélastique, où le temps de gel $\tau_c$ est supérieur au temps Maxwell $\tau_M$ . Ces réservoirs accomodent la surpression par déformation et ne peuvent pas déclencher d'éruptions. (c et f) : la paroi du réservoir se déforme à cause de la surpression de gel. Les réservoirs de la zone bleu foncée ne peuvent pas déclencher d'éruption car ils se déforment s'adaptent à la surpression. Tiré de [Lesage et al., 2022] . . . . .	116
5.19	Cette figure synthétise nos résultats. La table 2 de Lesage et al. [2021] nous renseigne sur les volumes estimés des reservoirs à partir des mesures de deux images: 5452r et 9352r. selon la figure 5.18 les reservoirs d'une certaine taille ne peuvent se situer en deçà d'une certaine profondeur en raison du temps de gel qui dépasse le temps de Maxwell. Cette limite est représentée par les zones hachurées rouge. Finalement, basé sur la figure 8 de Lesage et al. [2021] la durée de vie de ces réservoirs est indiquée en blanc en année. Les tailles de réservoirs sont à l'échelle. D'après Lesage et al., 2022 des réservoirs de forme elliptique pourraient eux se situer à des profondeurs moins importante et ou une éruption serait possible. Pour chaque image deux estimations de volume de réservoir ont été faites selon deux hypothèses limites concernant les volumes de laves émis. Dans l'une des hypothèses (limite de volume émis inférieur) et lorsque les rides sous jacente sont apparentes une subsidence de 5m serait en accord avec les observations. Une valeur de subsidence de 40m est également envisagée en accord avec [Manga and Michaut, 2017a]. Des expliactions plus détaillées sur la méthode de mesure de ces dépôts se trouve ici [Lesage et al., 2021] et notamment sur la Figure 5. . . . .	117
5.20	Dispositif expérimental. Une cuve est remplie de Ludox liquide qui peut se solidifier par contact et/ou diffusion avec la solution saline au-dessus (non représentée ici). Deux plaques motorisées, initialement au le centre de la cuve, se déplacent horizontalement à la vitesse $V$ . Une caméra prend plusieurs images de l'expérience vue du dessus pour reconstruction stéréoscopique tandis qu'une autre caméra enregistre l'évolution de l'expérience. En haut à droite : photographie vue de dessus d'une expérience avec une vitesse d'accrétion $V = 30\text{mm}\cdot\text{min}_{-1}$ à la fin du processus d'extension. En raison d'une forte vitesse d'accrétion , les doubles rides n'apparaissent pas ici. Tiré du Rapport de stage de C. Mergny, d'après Sibrant et al. [2021] . . . . .	118

5.21 Mesures des hauteurs et des distances latérales à partir de la coupe transversale d'une expérience. Les incertitudes de mesure horizontales et verticales sont données en haut à gauche. Tiré du Rapport de stage de C. Mergny. . . . .	118
--	-----



# Liste des tableaux

1.1	Expertises d'articles scientifiques et de projets de recherche. JVGR: Journal of Volcanology and Geothermal Research; GRL: Geophysical Research letters; JGR: Journal of Geophysical Research; GJI: Geophysical Journal International; EPSL: Earth and Planetary Science Letters; GAFD: Geophysical and Astrophysical Fluid Dynamics. . . .	17
1.2	Tableau récapitulatif des expériences d'encadrement. . . . .	18
4.1	Différents modèles d'évolutions thermiques des océans de magma, liste non exhaustive, certains auteurs ayant produit différents articles parfois assez proches nous ne citons ici que les plus significatifs. . . .	67
5.1	Taille des réservoirs requis pour générer les structures lisses observées pour différentes valeurs du rapport $\alpha_V$ . Ces valeurs concernent les deux valeurs extrêmes de volume mesuré les structures les plus petites et les plus étendues , image 5452r and 9352r respectivement . La composition suivante est supposée: 81 wt% H <sub>2</sub> O + 16 wt% MgSO <sub>4</sub> + 3 wt% Na <sub>2</sub> SO <sub>4</sub> [Kargel, 1991]. . . . .	108

# Chapitre 1

## Curriculum Vitae

Nom d'usage: Massol, Prénom: Hélène, NUMEN: 25S0112519KYQ, CNU Section 35

Date et lieu de naissance : 02/03/1971, Paris, France

Mariée, deux enfants nés en 2005 et 2008

Adresse électronique: helene.massol@universite-paris-saclay.fr

Laboratoire: GEOPS, UMR 8148, 91400 Orsay - 01 69 15 61 40

### 1.1 Parcours Professionnel

- 03/94-08/94: Stagiaire Elf Aquitaine Production, Pau
- 1995-1998: Contrat doctoral de l'Université Paris 7, spécialité : Géophysique interne sur le sujet: "Dégazage, dilatation et déformation des bulles de gaz dans un conduit éruptif".
- 1998-1999: Contrat d'A.T.E.R de l'Université Paris 7, spécialité : Géophysique interne sur le sujet: "Dégazage, dilatation et déformation des bulles de gaz dans un conduit éruptif".
- 1999-2001: Contrat Post-doctoral, Japanese Society for the Promotion of Science Fellowship: Étude de la dynamique des éruptions explosives sous la direction du professeur Takehiro Koyaguchi. Earthquake Research Institute - Graduate school of frontier sciences, The university of Tokyo.
- 2001-2019: Maître de Conférence à l'université Paris-Sud, Département des Sciences de la Terre.
- 2019-actuel: Maître de Conférence HC, à l'université Paris-Saclay, Département des Sciences de la Terre.

## 1.2 Parcours Académique

- Septembre 1994: Diplôme d'ingénieur en Géophysique-Géotechnique; Etablissement d'inscription : IST, Université Pierre et Marie Curie, Paris 6; Titre du mémoire : Exploitation de la saline de Vauvert, contribution à l'interprétation du monitoring microsismique (Entreprise Elf Aquitaine production).
- Juin 1995: D.E.A Géophysique Interne; Etablissement d'inscription : Université Denis Diderot, Paris 7; Titre du mémoire : La dilatation des bulles de gaz dans les éruptions volcaniques à magma visqueux.
- Novembre 1999: Doctorat en géophysique interne; Etablissement d'inscription : Université Paris 7, Denis Diderot; Titre de la thèse : Dégazage, dilatation et déformations des bulles de gaz dans un conduit éruptif; Directeur de thèse : Claude Jaupart; Laboratoire où s'est déroulé le doctorat : Laboratoire de dynamique des systèmes géologiques (IPGP) (<http://www.theses.fr/1999PA077158>).

### 1.2.1 Responsabilités scientifiques

J'ai été porteur ou co-porteur de différents projets financés par des institutions publiques répertoriés ci dessous :

2016: PNP (Massol, H., Sarda, P., Chassefière, E., Salvador, A., Marcq, E., Davaille, A., Leblanc, F. Chaufray, J.Y.): AO2016- 1025281 - Evolution du système couplé océan de magma – atmosphère: apport de la simulation numérique pour contraindre l'histoire précoce des planètes. 5000 euros obtenus.

2017: PNP (Massol, H., Davaille, A., Marcq, E., Salvador, A., Sarda, P., Chassefière, E.) AO2017- 1027821 - Apport de la simulation numérique et expérimentale pour contraindre l'histoire précoce des planètes: évolution du système couplé océan de magma – atmosphère. 5500 euros obtenus

2018 :PNP (Schmidt,F. Massol, H.,Belgacem, I., Lesage, E., Davaille, A.) Surface d'Europe: Modélisation du cryo-volcanisme et micro-texture de la surface. 5500 euros obtenus

2019: PNP (Massol, H., Schmidt, F., Belgacem, I., Lesage, E., Davaille, A.) Etude de la surface et de la subsurface d'Europe: apports conjoints de la modélisation et de la photométrie. 5500 euros obtenus.

2019: PNP (Samuel,H., Massol, H.) Dynamique et efficacité du dégazage de l'océan magma dans les manteaux planétaires. 3500 euros obtenus

2020: PNP (Massol, H., Schmidt,F., Belgacem, I., Lesage, E., Davaille, A., Cruz Mermy, G., Andrieu, F.) Étude de la surface et de la subsurface d'Europe par spectro-photométrie et modélisation géophysique. 4500 euros obtenus.

2021: PNP (Massol, H., Schmidt,F., Belgacem, I., Lesage, E., Davaille, A., Cruz Mermy, C. Mergny, G., Andrieu, F.) Apport conjoint de la modélisation et de la spectro-photométrie dans l'étude du cryovolcanisme et de la subsurface d'Europe. 7500 euros obtenus.

### 1.2.2 Responsabilités collectives

J'ai été à trois reprises membre du conseil de département ainsi que membre de la CCSU et pris part à trois jury de recrutement (voir le tableau suivant):

2002-2004:	Membre du conseil de département
2004-2008:	Co-responsable des séminaires
2011-2014:	Membre de la CCSU, comités de selection des postes MCF Géomorphologie Planétaire (357 4061), Milieux froids (36-35) MCF 1717 (4153) et Fluides volcaniques en domaine actif (Poste 0178)
2010-2013:	Membre du conseil de département
2017-2021:	Membre du conseil de département
2021:	Membre du comité de selection des postes MCF Diagenese & Minéralisation (Poste 35-36 MCF254-92) et PRCE/PRAG d'anglais aux services des langues des Facultés des Sciences n° 1487 et PRCE/PRAG d'anglais n° 134 (UFR des Sciences) et 135/136 (UFR Droit-Eco-Gestion)
2021-	Membre du conseil de la Graduate School Géosciences, Climat, Environnement et Planètes

### 1.2.3 Diffusion et rayonnement

Depuis mon recrutement, j'ai expertisé plusieurs articles et projets scientifiques tant dans le domaine de la volcanologie que dans le domaine de la planétologie (voir tableau récapitulatif ci-dessous).

Année de l'expertise	Articles	Projets
2002	2 (JVGR)	-
2003	1(JGR)	-
2005	2 (JVGR)	-
2006	1 (GRL)	-
2007	3 (1 GRL, 2 EPSL)	-
2008	1 (GJI)	-
2010	-	1 Campus Spatial Paris Diderot
2011	-	2 (NSF)
2012	1 (EPSL)	1 NSF
2013	1 (JGR)	2 (NSF, FRABA (Mexique))
2015	1 (GAFD)	1 UK Space Agency
2016	-	NSF
2017	2 (GAFD, Space Sci. Rev.)	-
2018	-	1 UK Space Agency
2020	1(GJI)	-
2021	1 (GRL)	Comité d'évaluation thématique 27 - Géologie - Volcans, programme FRQNT, Canada

Table 1.1: Expertises d'articles scientifiques et de projets de recherche. JVGR: Journal of Volcanology and Geothermal Research; GRL: Geophysical Research letters; JGR: Journal of Geophysical Research; GJI: Geophysical Journal International; EPSL: Earth and Planetary Science Letters; GAFD: Geophysical and Astrophysical Fluid Dynamics.

J'ai été également amenée à organiser et financer un workshop "Évolutions primitives de Vénus et de la Terre" à l'université Paris-Sud afin d'initier le projet sur les océans de magma et l'évolution primitive des planètes terrestres

les 16 et 17/11 2010 dans le cadre d'un PIR Environnements Planétaires et Origines de la Vie). En dehors de ces activités j'ai participé à différents congrès en tant qu'auteur ou co-auteurs dont la liste est fournie en annexe.

### 1.3 Expériences d'encadrement

Étant fortement impliquée dans les filières d'enseignement à vocation d'insertion professionnelle à Bac+5 "Master Pro. an apprentissage"), je réalise des activités spécifiques d'encadrement liées à ce type de filière. J'ai également encadré des stages de recherche et co-encadré des étudiants préparant le doctorat. Le détail ainsi que le devenir des étudiants sont indiqués ci dessous, ainsi qu'un tableau récapitulatif.

Encadrement de stages M2 :

- 2003 : Aurélien Bigorne, co-encadré (50%) avec N. Mangold (LPG Nantes).
- 2004 : Laurence Girolami, co-encadré (75%) avec C. Jaupart (IPGP), 1 communication avec acte dans un congrès international, maître de conférence.
- 2010 : Thomas Lebrun, encadré (100%), 1 communication avec acte dans un congrès international, professeur des écoles.
- 2014-2015 : Arnaud Salvador, co-encadré (50%) avec A. Davaille (FAST), 1 publication, 3 en préparation, contrat post-doctoral (IPGP), puis actuellement en recherche de contrat postdoctoral.
- 2016-2017 : Élodie Lesage, co-encadrée (50%) avec F. Schmidt (GEOPS). 1 publication, 1 article soumis.

Encadrement de doctorants :

- 2010-2013 : Thomas Lebrun, co-encadrée (75%) avec E. Chassefière (GEOPS), 1 publication, professeur des écoles
- 2015-2018 : Arnaud Salvador, co-encadrée (50%) avec A. Davaille (FAST), 1 publication, 3 en préparation, contrat post-doctoral (IPGP), puis actuellement en recherche de contrat postdoctoral.
- 2017-2020 : Élodie Lesage, co-encadrée (50%) avec F. Schmidt (GEOPS). 2 publications.

Type d'encadrement	Total	4 dernières années
Encadrements de doctorants	3	2
Encadrements de stages de niveau M2	5	1
Encadrements de stages de niveau L3 ou M1	6	1
Tutorat d'apprenti et de stages en entreprise M1+M2*	150	25

Table 1.2: Tableau récapitulatif des expériences d'encadrement.

*\*Concernant les étudiants et apprentis des filières “pro.” L’encadrement consiste à les aider à mettre en forme leurs rapports, le relire et l’évaluer lors des soutenances orales, à les visiter en entreprises et à les conseiller sur des aspects scientifiques ou humain (adaptation d’un jeune au monde de l’entreprise).*

J’ai également examiné la thèse de N. Cluzel (LMV, Clermont-Ferrand) en 2007, portant sur la simulation expérimentale de l’ascension et de la vésiculation des magmas rhyolitiques, la thèse de Océane Barraud (observatoire de Paris, PSL) en 2021, portant sur les processus volcaniques et géologiques hermines associés aux espèces volatiles et participé au comité de suivi de la thèse de Laure Chevallier (ISTERRE, Chambéry) portant sur l’évolution des conditions d’écoulement du magma dans les conduits éruptifs des volcans andésitiques et signaux géophysiques engendrés : apport de la modélisation numérique.

J’ai suivi une formation de trois jours de janvier à mars 2012 concernant les fondamentaux du management. Cette formation m’a été très utile en tant que responsable de master , mais également plus généralement dans l’organisation d’un travail en équipe qui s’applique donc également à la gestion et à la direction d’une thèse. En effet, la formation mettait l’accent sur le fait de reconnaître et identifier son propre style de management et sur l’organisation d’un projet en fonction des contraintes imposées, que ces contraintes soient des contraintes de moyens ou de temps mis à disposition pour la réalisation d’un projet. J’étais également en train de suivre une formation d’aide à l’enseignement en Anglais “English as a media of instruction”, notamment adapté à l’enseignement au sein des écoles doctorales. À titre personnel, j’enseigne depuis 6 ans dans le cadre de cours du module “habitabilité” de l’école doctorale d’Astrophysique d’île de France.



## Chapitre 2

# Introduction Générale

Depuis mon recrutement à l'université Paris-Sud, les thèmes de recherche auxquels je m'intéresse s'organisent autour de trois grandes thématiques: la dynamique des éruptions volcaniques, l'évolution primitive et l'habitabilité des planètes terrestres, et plus récemment, l'étude du cryovolcanisme sur le satellite de Jupiter, Europe. J'utilise la modélisation en mécanique des fluides et des solides comme moyen d'étude. Je fais ici une introduction très générale, chacune des thématiques sera introduite dans le détail dans les chapitres suivants.

**La dynamique des éruptions terrestres.** La dynamique des éruptions est fortement dépendante de la viscosité et de la teneur en gaz des magmas. J'ai mené des travaux de modélisation physique des écoulements magmatiques dans les conduits volcaniques. À court terme, ces travaux examinent notamment comment la rhéologie complexe des magmas visqueux (effets de la composition, de la teneur en cristaux, de la nucléation et de la croissance des bulles) influence la dynamique éruptive et comment son étude permet de mieux comprendre les signaux géophysiques enregistrés en surface [Albino et al., 2011]. D'une part, un code 1-D aux différences finis a été développé pour coupler la nucléation des bulles de gaz et l'écoulement du magma afin de quantifier les effets de déséquilibre de dégazage [Massol and Koyaguchi, 2005]. D'autre part, un code 2-D aux éléments finis est développé dans le but de préciser les conditions d'extrusion d'un dome de lave soumis à la cristallisation de microlites par décompression [Massol and Jaupart, 2009]. Plus récemment j'ai développé un nouveau modèle qui permet de regarder l'influence de la géométrie sur la dynamique des éruptions explosives [Massol, 2019], travail que j'ai présenté le 11 décembre 2019 lors du congrès de l'American Geophysical Union.

**Évolution primitive et habitabilité des planètes terrestres.** Le refroidissement des océans de magma (OM) sur les jeunes planètes telluriques conditionne les environnements primitifs, tant du point de vue des conditions initiales de la dynamique du manteau solide que de celui des cycles chimiques d'espèces volatiles et de l'éventuelle apparition des océans. Réunissant une équipe pluridisciplinaire, nous avons développé un modèle couplé OM-atmosphère. Nous



avons ainsi montré que l'apparition d'un océan d'eau dépend non seulement de la taille de la planète et de sa distance au soleil, mais aussi des teneurs initiales en  $\text{H}_2\text{O}$  et  $\text{CO}_2$  [Lebrun et al., 2013; Salvador et al., 2017]. D'autre part, lorsqu'une lithosphère solide commence à se constituer le transfert de chaleur et le transfert de volatils est modifié, or il est important de bien comprendre ce régime géodynamique transitoire, et le couplage entre comportement mécanique, contenu en volatils et transfert de chaleur.

**Étude du cryovolcanisme sur le satellite de Jupiter Europe.** La faible cratérisation d'Europe indique une surface très jeune, et active, malgré sa faible taille. Nous étudions la surface ainsi que les interactions surface-subsurface d'Europe, en particulier la modélisation physique du cryovolcanisme dans la proche subsurface. Ce travail permettra de proposer des scénarios d'éruptions et de tester une rhéologie viscoélastique de la glace dans le cas de chambres plus profondes. Nous espérons que les résultats de ce projet, combinés aux récentes observations, pourront permettre de contribuer à la connaissance des mécanismes éruptifs sur ce corps glacé en lien avec les futures préparation des missions (e.g. JUICE (JUpiter Icy Moons Explorer) [Grasset et al., 2013] qui partira en 2022 vers le système jovien pour étudier ses lunes glacées ou bien Europa Clipper [Howell and Pappalardo, 2020]). Ce projet a donné lieu à deux publications [Lesage et al., 2020] et [Lesage et al., 2021], une autre publication en préparation.

Sur ces thématiques je collabore ou ai collaboré dans le passé avec différents collègues, notamment: Océan de magma: Anne Davaille (Laboratoire FAST), Emmanuel Marcq (LATMOS), François Leblanc (LATMOS), Henri Samuel (IPGP), Philippe Sarda (GEOPS), Eric Chassefière (GEOPS). Volcanologie Physique : Claude Jaupart (IPGP), Virginie Pinel (ISTerre, Chambéry), Takehiro Koyaguchi (ERI, University of Tokyo). Cryovolcanisme d'Europe : Frédéric Schmidt (GEOPS), François Leblanc (LATMOS), Anne Davaille (FAST), Samuel Howell (JPL).

## Chapitre 3

# La dynamique des éruptions explosives terrestres

### 3.1 Introduction

Le volcanisme explosif mettant en jeu un magma visqueux constitue l'un des types éruptif les plus dangereux. En effet, de mêmes paramètres initiaux avant l'éruption peuvent conduire à des styles éruptifs qui peuvent être différents. Par exemple, le même contenu en volatil dissous initial peut conduire à une éruption explosive ou à une extrusion de dôme [Houghton and Hammer, 2010], ce qui rend l'évaluation et la prédiction des dangers associés aux éruptions difficile. Également, Lamb et al. [2014] ayant récemment étudié deux éruptions (Montserrat, Antilles et Volcan de Colima, Mexique, (voir Figure 3.1), pour laquelle ils identifient des signaux géophysiques avant l'apparition d'une phase explosive pointent qu'une prédiction plus fine de l'évolution de l'éruption aurait nécessité la compréhension et le lien entre les processus à l'oeuvre dans le conduit et les signaux associés. Deux articles récents, [Schipper et al., 2013; Waite et al., 2013], ont décrit et étudié respectivement les éruptions du Cordon Caulle, au Chili et du volcan Fuego, Guatemala, qui présentent également un comportement complexe. Ces deux articles mettaient en exergue la menace à la fois pour les populations locales et l'aviation, d'où la nécessité de comprendre l'évolution des volatils pendant l'éruption.

Dans quelle mesure les volcanologues peuvent-ils fournir des indices ou des outils, basés sur divers paramètres identifiés comme cruciaux, pour prédire comment une éruption explosive évoluera avec le temps? Cette question a motivé plusieurs études [Girina, 2013; Mueller et al., 2013; Farquharson et al., 2015; Chouet and Matoza, 2013]. Ces études ont confirmé le fait depuis longtemps établi que l'un des paramètres les plus importants contrôlant le style éruptif est le contenu en gaz du magma au moment de l'éruption. C'est la raison pour laquelle de nombreuses études ont examiné comment le gaz peut s'échapper au cours d'une éruption, provoquant, par exemple, un changement



magma en train de s'écouler ou en raison d'un changement de la condition aux limites (stick to slip) à l'interface entre le magma et les parois du conduit. Par ailleurs, à Montserrat, Antilles, le magma du dôme de Soufrière Hills exposé dont la température est élevée ( $> 650^{\circ}\text{C}$ ) présente un intérieur très fracturé et probablement pas seulement en raison du refroidissement [Sparks et al., 2000]. Au volcan Unzen, Japon, la source de l'activité sismique est située juste en dessous ou à l'intérieur du dôme montrant que des fractures pourraient être à l'origine de cette sismicité [Umakoshi et al., 2008]. Les fractures générées dans le magma fluide sont également observées proches des parois dans des conduits fossiles. Par exemple, Tuffen and Dingwell [2005] ont montré des évidences de veines d'injection déformées témoignant donc d'un comportement pouvant être ductile ou fragile selon les conditions physiques de l'écoulement. Dans une étude plus récente, Cabrera et al. [2015] a également démontré des preuves texturales de la fracturation du magma pendant l'éruption du Mont Pilato-Rocche Rosse sur l'île de Lipari, Italie (voir Fig. 3.2). Ces observations

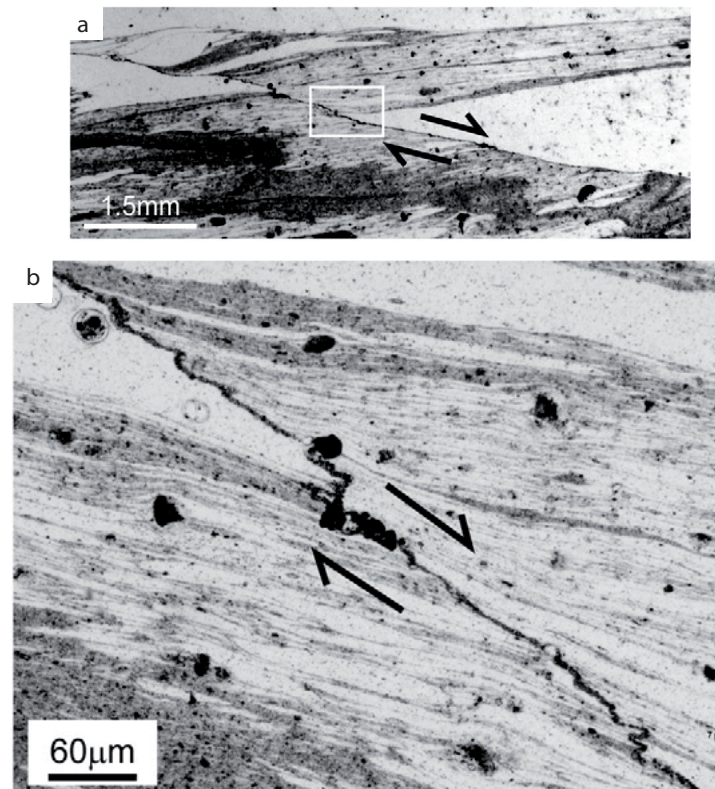


Figure 3.2: Extrait de la Figure 4 de [Cabrera et al., 2015] qui montre le détail en b) du déplacement de bandes d'obsidienne et de Tuffs montrant un comportement fragile dont le plan de rupture est crénelé (b) Les crénelations indiquent le redémarrage d'un comportement visqueux après le jeu de la fissure. Les flèches indiquent le sens du jeu de la fissure.

ont été la motivation de diverses études expérimentales et théoriques dans le but de tester les conditions de rupture du magma. Tuffen et al. [2008] ont menés des expériences uniaxiale et triaxiale dans des conditions de "fluage" sur des laves vitreuses et cristallines à des températures de jusqu'à  $900^{\circ}\text{C}$  et sous pression axiale et différentielle de l'ordre d'une centaine de MPa. Les émissions acoustiques, qui correspondent à des événements sismiques à l'échelle

du laboratoire ont été enregistrées au cours des expériences sur le magma le magma fluide. Ces enregistrements constituent un bon indicateur de la rupture. Pour des magmas très riches en cristaux (80% en fraction volumique) les émissions acoustiques et la rupture se produisent sous une contrainte différentielle de l'ordre de 100 MPa [Smith et al., 2009]. Lorsque la teneur en cristaux est qualifiée d'élevée (supérieure à 40% en volume), la viscosité dépend de la vitesse de déformation et le magma se comporte comme un fluide non newtonien [Caricchi et al., 2007]. Si l'échelle de temps autorisée pour la déformation est plus courte qu'une échelle de temps caractéristique (discutée dans Ichihara and Rubin [2010]), le magma peut se rompre de manière fragile lorsque sa résistance à la traction (de l'ordre de 1 MPa) est atteinte [Romano et al., 1996]. La conclusion de toutes ces études est que dans certaines conditions de contraintes, de vitesse de remontée et de teneur en gaz du magma, il est possible d'ouvrir des fractures. Plus récemment, la technique des émissions acoustiques a également été utilisée pour étudier le développement et l'évolution de la perméabilité dans les roches d'un dôme de lave en utilisant des échantillons de la zone volcanique de Taupo, Nouvelle Zélande, chauffés à une température de 900 °C [Ashwell et al., 2015]. Ces auteurs montrent que des fissures peuvent se développer à l'intérieur du dôme sous une contrainte axiale aussi faible que quelques MPa mais pour des conditions non confinées et les auteurs recommandent la prudence lors de l'application de leurs résultats dans un contexte où le magma se trouve à l'intérieur d'un conduit. Par ailleurs, Hornby et al. [2015] ont montré que la friction en elle-même, due à la génération et au jeu d'une fracture, peut générer de la chaleur et refondre le magma, produisant un phénomène que les auteurs ont appelé "viscous break", contrôlant le mécanisme et la temporalité de la formation de "spines" (aiguilles de laves) et de la sismicité qui leur est associée lors de l'éruption 1995 du Mont Unzen, Japon.

Il est donc clair qu'en dehors de ces études théoriques et expérimentales de la fracturation du magma, il est crucial de comprendre et de modéliser comment le gaz, ainsi que tous les autres paramètres de l'écoulement, se distribuent au sein de l'écoulement pendant la remontée du magma. Puisque la rhéologie est complexe (le magma étant un fluide triphasique contenant du gaz et des cristaux), et comme il existe un fort couplage entre l'écoulement, la rhéologie et la géométrie irrégulière des conduits, la modélisation de ces processus est difficile et n'a pas progressé aussi rapidement que les études expérimentales. En effet, par essence, des modèles 1D ou pseudo 1D (par exemple Wilson et al. [1980a]; Slezin [1983, 1984]; Jaupart and Allègre [1991]; Papale and Dobran [1993]; Slezin [2003]; Melnik and Sparks [2005]; Massol and Koyaguchi [2005]; Aravena et al. [2017]) ne peuvent pas capturer le détail spatial de la répartition de la teneur en gaz et des contraintes dans le conduit.

Seulement une poignée d'articles ont traité des modèles de conduits 2D depuis cet article issu de mon travail de thèse [Massol et al., 2001] [ici](#). Deux d'entre eux se sont concentrés sur les pertes de gaz pendant l'ascension du magma [Collier and Neuberg, 2006; Collombet, 2009] et, à notre connaissance, un seul modèle a inclus le changement de dynamique lors de la remontée dû à la fragmentation [Dufek and Bergantz, 2005]. Les premiers modèles ne traitent pas de la fragmentation et le dernier étudie un seul type de géométrie de conduit.

Les magmas sont donc des fluides silicatés complexes qui contiennent à la fois des bulles de gaz et des cristaux.

Comprendre la dynamique de ces fluides lors des éruptions explosives est fondamental afin de prédire certains comportements observés lors de ces éruptions tels que les explosions de dômes de lave, la fragmentation du magma et le passage d'un régime extrusif à explosif, ou la perte de gaz par les parois d'un conduit par exemple. La modélisation numérique ou analogique doit également se confronter aux données de géophysique de terrain ou de mesures sur les produits émis.

C'est pourquoi, après avoir développé à la fois des modèles 1D, 2D et des modèles permettant d'inclure le dégazage hors équilibre je me suis intéressée au développement d'un modèle couplé à la fois en 2D dans le conduit et incluant le niveau de fragmentation. Dans la section 3.2 je vais récapituler le principe physique sur lequel se basent les modèles que j'ai commencé à développer en collaboration avec deux collègues en particulier: Claude Jaupart et Takehiro Koyaguchi, superviseur de mon post-doc, puis poursuivis par la suite. Ensuite dans la section 3.3 je montrerai les principales conclusions auxquelles je suis parvenue ainsi que les pistes de recherche envisagées associées à cette thématique.

## 3.2 Mécanique des fluides de l'ascension des magmas

Lorsque l'éruption démarre le magma s'écoule dû à la différence de pression entre la chambre magmatique et la surface. Deux paramètres contrôlent la dynamique éruptive: le contenu en gaz et la viscosité. Ces deux points seront abordés dans les prochaines sections.

### 3.2.1 Trois pressions différentes

Dans un écoulement d'un fluide à bulles tel que le magma, les bulles de gaz se dilatent et sont donc à une pression différente du liquide environnant. De plus, en raison de l'écoulement, la pression du fluide n'est pas égale à la pression des roches encaissantes (voir Figure 3.4). L'une des premières implications que nous avons pointé est que, à la sortie du conduit éruptif, ces pressions du fluide ne sont en général pas égale à la pression atmosphérique. Pour modéliser l'écoulement de tels fluides, nous pouvons utiliser deux formalisme, soit un formalisme diphasique soit un formalisme utilisant une phase compressible équivalente. Dans mes recherches, j'ai utilisé les deux types de formalisme selon la nature du problème à résoudre. Pour illustrer la physique particulière de tels écoulements, nous considérons dans un premier temps la rhéologie la plus simple permettant d'obtenir une solution cohérente avec les conditions aux limites du problème. Dans le cas où l'on considère un formalisme à une phase équivalente, la loi rhéologique la plus générale pour un fluide compressible newtonien (ce qui est réaliste lorsque le contenu en cristaux est faible est:

$$\bar{\tau} = p\bar{\delta} - 2\mu\bar{\varepsilon} + \left[ \frac{2}{3}\mu - K \right] (\nabla \cdot \vec{v}) \bar{\delta}, \quad (3.1)$$

$$\bar{\tau} = p\bar{\delta} - 2\mu\bar{\varepsilon} - \lambda (\nabla \cdot \vec{v}) \bar{\delta}, \quad (3.2)$$

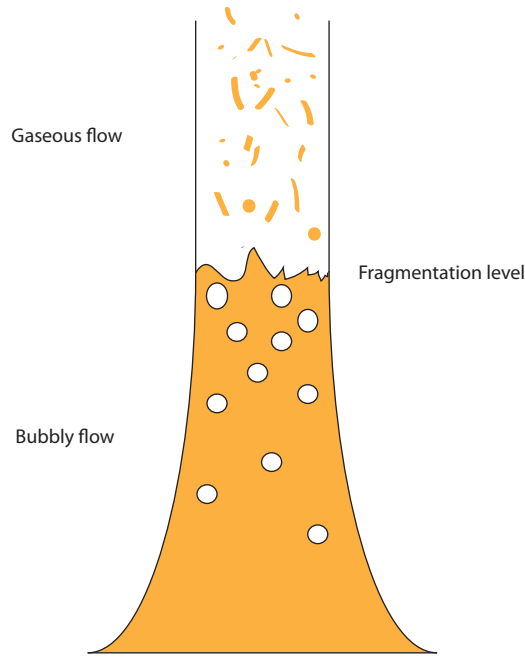


Figure 3.3: Vue schématique d'un conduit volcanique. Sous le niveau de fragmentation, la viscosité est élevée (de l'ordre de  $10^6$  Pa s) et l'écoulement est laminaire (la taille des bulles est exagérée). Au dessus du niveau de fragmentation, le magma se fragmente et l'écoulement de gaz transportant des fragments de liquide devient turbulent.

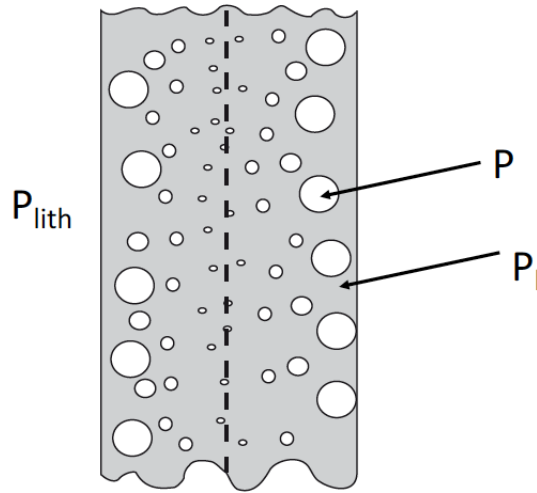


Figure 3.4: Les trois pressions en jeu pendant l'écoulement du magma:  $P$  ou  $P_g$  (indifféremment dans le texte), la pression thermodynamique du gaz;  $P_l$  la pression du liquide;  $P_{lith}$ , la pression lithostatique des roches encaissantes. Une troisième pression n'est pas représenté, il s'agit de la pression moyenne de l'écoulement ou pression dynamique  $P_b$ . Une discussion précise de ces différentes pression se trouve [ici](#) [Massol and Koyaguchi, 2005].

où  $\bar{\tau}$  est le tenseur des contraintes,  $\bar{\epsilon}$  le tenseur des taux de déformation,  $\bar{\delta}$  le tenseur identité et  $\vec{v}$  le champ de vitesse. Trois viscosités sont impliquées, la viscosité de cisaillement ou viscosité dynamique,  $\mu$ , la viscosité de dilatation,  $K$ , et le coefficient  $\lambda$  qui combine les deux. La pression dynamique de l'écoulement  $p_b$  est la somme de la pression

thermodynamique,  $p$ , et des termes visqueux dûs à l'expansion:

$$p_b = p - K (\nabla \cdot \vec{v}). \quad (3.3)$$

Si nous négligeons les effets de diffusion des espèces volatils et que le gaz et le liquide sont à la concentration d'équilibre prédite par la loi de solubilité [Burnham, 1979]:

$$x = s\sqrt{p}, \quad (3.4)$$

où  $x$  est la fraction massique de volatils dissous dans le liquide à la pression  $p$  et  $s$  un coefficient déterminé expérimentalement. Pour de l'eau dans un magma riche en silice,  $s = 4.11 \cdot 10^{-6} Pa^{-1/2}$ . Notons que la solubilité s'exprime en fonction de la pression partielle de gaz et non de la pression dynamique de l'écoulement.

Cette hypothèse est généralement considérée comme valide pour les écoulements relativement lents concernant par exemple les dômes de lave [Lyakhovsky et al., 1996; Navon et al., 1998a] même si elle est également souvent employée dans les modèles 1D d'éruptions explosives. Les liquides silicatés sont faiblement compressibles par rapport au gaz et peuvent être considéré comme des liquides incompressibles. Dans ce cas, les coefficients de viscosités explicités dans les équations 3.1 et 3.3 ci-dessus peuvent être dérivés d'un modèle de coque (shell model) [Prud'homme and Bird, 1978] (voir le détail dans Massol et al. [2001] et [ici](#)). Pour les tailles moyennes de bulles dans les magmas, on peut négliger la tension de surface et on peut montrer que la pression thermodynamique  $p$  du modèle équivalent est égale à la pression du gaz dans la bulle:

$$p = p_g, \quad (3.5)$$

où  $p_g$  est la pression de gaz à l'intérieur d'une bulle,

$$\frac{p_g}{\rho_g} = R_g T, \quad (3.6)$$

où  $R_g$  est la constante des gaz parfaits ( $462 J kg^{-1} K^{-1}$ ) pour de l' $H_2O$  seul gaz considéré dans toute la suite. Le modèle "shell" conduit à une équation explicite de la viscosité de dilatation  $K$ :

$$K = \frac{4}{3} \mu_l \frac{1 - \alpha}{\alpha}, \quad (3.7)$$

où  $\alpha$  est la fraction volumique de gaz et  $\mu_l$  la viscosité du liquide. Compte tenu des approximations du modèle de coque, cette relation n'est en principe valable que pour de petites valeurs de fraction volumique de gaz. Il n'y a pas de théorie et de déterminations expérimentales fiables pour déterminer  $K$  à toutes les valeurs de fraction volumique de gaz. La compressibilité négligeable du liquide implique que tous les changements de densité sont dûs à la présence de la phase gazeuse. Par conséquent, pour prédire précisément les conditions d'écoulement, il est essentiel de connaître la



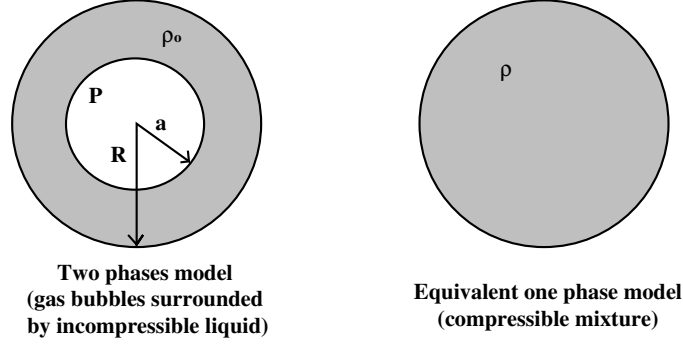


Figure 3.5: Représentation de la cellule considérée dans le calcul du coefficient de viscosité de dilatation  $K$  en fonction de la fraction volumique de gaz et des pressions en jeu. Une discussion précise de ce calcul se trouve [ici](#) [Massol et al., 2001].

valeurs des pressions de gaz partout dans le conduit. Les valeurs de pression de gaz à la sortie du conduit dépendent du chemin de décompression et les conditions de sortie sont particulièrement importantes et introduisent de nouveaux effets qui, à notre connaissance, n'avaient jamais été documentées avant nos travaux.

### 3.2.2 Lois de viscosité

Comme mentionné précédemment, les liquides magmatiques contiennent des bulles de gaz et des cristaux. En fonction du taux de cisaillement, la viscosité du magma (ici  $\mu_m$ ) peut augmenter ou diminuer avec l'augmentation de la teneur en gaz. Dans le cas de bulles de gaz sphériques (lorsque le taux de cisaillement  $\dot{\gamma}$  est faible et que les bulles ne sont pas déformées) et parce que les lignes d'écoulement peuvent être déviées par les bulles, la viscosité augmente avec la teneur en gaz et (e.g. Mader et al. [2013]),

$$\mu_{m,0} = \mu_l(1 - \alpha)^{-1}. \quad (3.8)$$

tandis que pour des taux de cisaillement élevés, les bulles se déforment et s'allongent, produisant ainsi une diminution de la viscosité:

$$\mu_{m,\infty} = \mu_l(1 - \alpha)^{5/3}. \quad (3.9)$$

Mader et al. [2013], d'après Llewellyn and Manga [2005], ont simplifié la loi de viscosité de Llewellyn et al. [2002] telle que:

$$\mu_{m,\infty} = \mu_{m,0} + \mu_l * \frac{\mu_{m,0} - \mu_{m,\infty}}{1 + Ca^2}. \quad (3.10)$$

avec  $Ca$  étant le nombre capillaire. On rappelle que  $Ca = \mu_l r_b \dot{\gamma} / \Gamma$ , où  $r_b$  est le rayon de la bulle et  $\Gamma$  la tension superficielle à l'interface bulle-liquide. C'est donc un nombre sans dimension qui évalue le rapport entre les contraintes visqueuses et la contrainte liée à la tension de surface. Dans la suite, nous avons surtout utilisé l'équation 3.9 car  $Ca$  est toujours bien supérieur à 1 sauf au centre même du conduit. La loi de viscosité établie par Hess and Dingwell [1996] pour les magmas riches en silice est utilisée pour modéliser la viscosité du liquide magmatique pur,  $\mu_l$ .

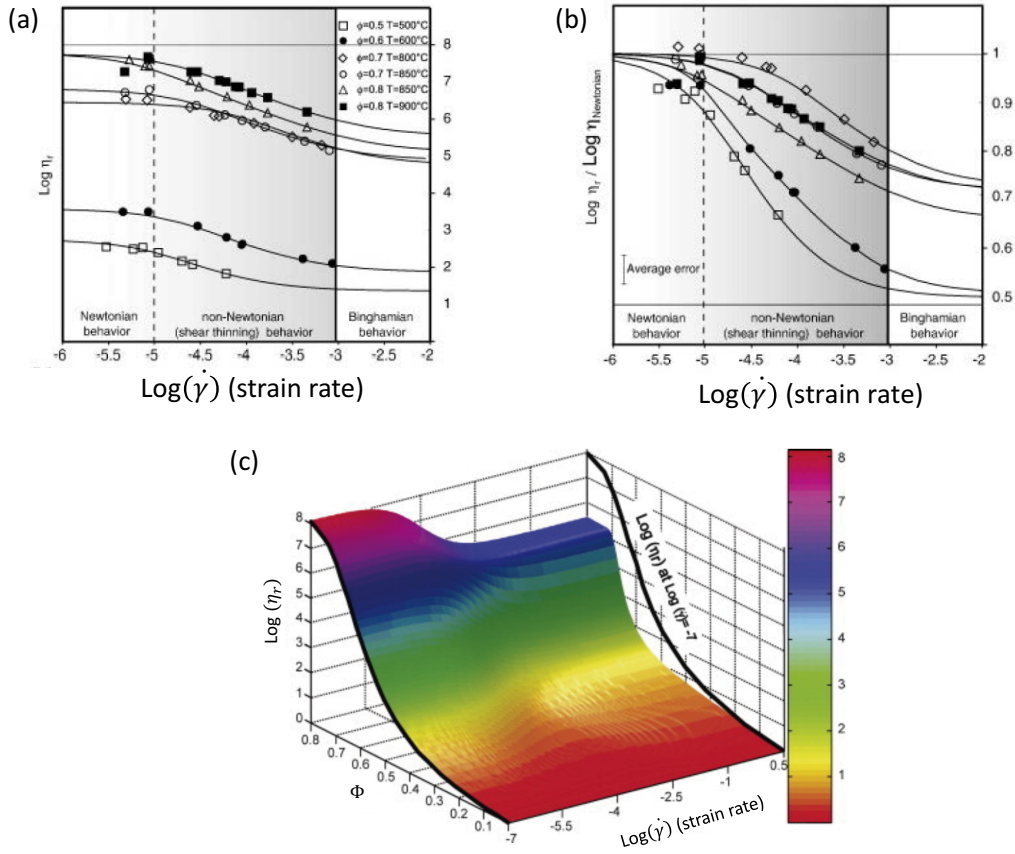


Figure 3.6: Figure et légendes recopiée de Caricchi et al. [2007]. (a) Valeur logarithmique de la viscosité relative ( $\eta_r$ ) (Voir [Caricchi et al., 2007] pour les définitions en fonction du logarithme du taux de déformation ( $\log_{10}(\dot{\gamma})$ ) ( $s^{-1}$ ). Cette figure met en évidence la dépendance de  $\eta_r$  avec la fraction volumique de cristaux et met en lumière le comportement “shear thinning” du magma contenant des cristaux avec le taux de déformation  $\dot{\gamma}$ . (b) Variation des valeurs du logarithme de la viscosité relative à un et souligne l’influence du taux de déformation  $\dot{\gamma}$  sur la fraction volumique correspondant à l’empilement maximal et le comportement de rhéofluidification par cisaillement des magmas cristallins.

### 3.2.3 Critères de fragmentation

Le niveau de fragmentation est l’endroit du conduit où l’écoulement de magma subit une transition d’un écoulement laminaire de liquide visqueux contenant des bulles à un écoulement turbulent de gaz transportant des fragments liquides. Une des premières hypothèses pour expliquer le processus de fragmentation a été que la mousse n’est pas stable au-dessus d’une fraction volumique de gaz critique qui représente la limite de compaction des sphères à l’intérieur d’un liquide [Sparks, 1978]. La condition de la fragmentation du magma s’écrit :

$$\alpha > \alpha_{crit}, \quad (3.11)$$

où  $\alpha_{crit}$  est la fraction critique de gaz et est généralement de 0,75 [Proussevitch et al., 1993]. D’autres critères sont basés sur la mécanique des fractures dans les solides et sur le fait que la contrainte ou la vitesse de déformation

autour des bulles dépasse une valeur critique Papale [1999]; Zhang [1999]. Plus récemment, Heap [2015] a suggéré que lorsque la contrainte différentielle (c'est-à-dire en 3D :  $\sigma_1 - \sigma_3$ ) dépasse une valeur qui dépend de la pression interstitielle, le magma peut se rompre par cisaillement. Ces auteurs ont déterminé expérimentalement que, lorsqu'une pression interstitielle existe, elle agit en augmentant la contrainte de traction aux pôles des bulles, permettant ainsi aux fissures interstitielles de se propager parallèlement à la direction de la contrainte principale majeure pour une contrainte différentielle externe plus faible qu'en l'absence de pression interstitielle. Cela augmente donc la porosité et affecte les propriétés mécaniques de l'échantillon. Pour des valeurs de pression de pore  $> 0.5$  MPa, lorsque la contrainte différentielle dépasse des valeurs allant de 1 MPa pour des pores de 1mm de diamètre, à quelques dizaines de MPa pour les plus petites bulles, ils ont montré que le magma peut se rompre en cisaillement.

Comme je viens de le mentionner, plusieurs composantes du tenseur de contrainte peuvent atteindre le seuil de rupture pour le magma. Il est donc important de mesurer et suivre deux contraintes pertinentes: la contrainte de traction parallèle à la ligne de courant sur une surface normale à la ligne de courant définie par :

$$\sigma^{tt} = (\bar{\sigma} \cdot \vec{t}) \cdot \vec{t}, \text{ le vecteur } \vec{t} \text{ étant le vecteur unitaire parallèle à la ligne de courant,} \quad (3.12)$$

et la contrainte de cisaillement définie par:

$$\sigma^{tn} = (\bar{\sigma} \cdot \vec{t}) \cdot \vec{n}, \vec{n}, \text{ étant le vecteur unitaire perpendiculaire à la ligne de courant.} \quad (3.13)$$

Nous définissons également les contraintes principales  $\sigma_1$  et  $\sigma_2$  comme suit (dans le cas de coordonnées cylindriques, en symétrie 2D):

$$\sigma_1 = \frac{1}{2}(\sigma_{rr} + \sigma_{zz} + \sqrt{(\sigma_{rr} - \sigma_{zz})^2 + 4\sigma_{rz}^2}) \quad (3.14)$$

$$\sigma_2 = \frac{1}{2}(\sigma_{rr} + \sigma_{zz} - \sqrt{(\sigma_{rr} - \sigma_{zz})^2 + 4\sigma_{rz}^2}) \quad (3.15)$$

Ces derniers critères dépendent du temps caractéristique du processus de déclenchement, (par exemple l'expansion des bulles, ou bien une toute petite perturbation géométrique rencontrée). Si l'échelle de temps autorisée pour la déformation est plus courte qu'une échelle de temps caractéristique (discutée dans Ichihara and Rubin [2010]), le magma peut se rompre de manière fragile lorsque sa résistance à la traction ou sa résistance au cisaillement (de l'ordre de 1 MPa) est atteinte [Romano et al., 1996].

### 3.2.4 Équations de conservation

#### Écoulement non fragmenté

L'équation d'état qui relie la densité de la mixture de gaz et magma est donnée par la relation suivante [Jaupart and Tait, 1990]:

$$\rho = \left[ \frac{1}{\rho_l} \frac{1-x_o}{1-x} + \frac{1}{\rho_g} \left( \frac{x_o-x}{1-x} \right) \right]^{-1}, \quad (3.16)$$

où  $x_o$  est la concentration initiale en eau dans le liquide magmatique,  $\rho_l$  la densité du magma et  $\rho_g$  la densité du gaz. Nous considérons que l'eau est l'unique espèce volatil et utilisons la loi des gaz parfaits pour  $\rho_g$ .

Si on néglige le refroidissement par les roches environnantes et que l'on suppose de plus un régime permanent (lorsque la durée de l'éruption est supérieure au temps de remontée dans le conduit), les équations de conservation s'écrivent (à 2D en coordonnées cylindrique):

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{1}{r} \frac{\partial (\rho r u)}{\partial r} + \frac{\partial (\rho w)}{\partial z} = 0, \quad (3.17)$$

$$\rho \frac{\partial u}{\partial t} + \rho u \frac{\partial u}{\partial r} + \rho w \frac{\partial u}{\partial z} = -\frac{\partial p}{\partial r} + 2\mu \frac{1}{r} \left( \frac{\partial u}{\partial r} - \frac{u}{r} \right) + \frac{\partial}{\partial r} \left( 2\mu \frac{\partial u}{\partial r} + \lambda \nabla \cdot \vec{v} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left[ \mu \left( \frac{\partial u}{\partial z} + \frac{\partial w}{\partial r} \right) \right], \quad (3.18)$$

$$\rho \frac{\partial w}{\partial t} + \rho u \frac{\partial w}{\partial r} + \rho w \frac{\partial w}{\partial z} = -\frac{\partial p}{\partial z} + \mu \frac{1}{r} \left( \frac{\partial u}{\partial z} + \frac{\partial w}{\partial r} \right) + \frac{\partial}{\partial r} \left[ \mu \left( \frac{\partial u}{\partial z} + \frac{\partial w}{\partial r} \right) \right] + \frac{\partial}{\partial z} \left( 2\mu \frac{\partial w}{\partial z} + \lambda \nabla \cdot \vec{v} \right) - \rho g, \quad (3.19)$$

où  $u$  et  $w$  sont les composantes de vitesse radiale et verticale. Les termes d'advection ont été conservés par souci de généralité, même s'ils sont négligeables aux petits nombres de Reynolds des éruptions à dôme et avant le niveau de fragmentation. Notez que plusieurs termes sont introduits qui sont négligés dans les modèles d'écoulement volcanique classique 1D, ils sont figurés en gras dans le texte. En particulier, il existe des composantes de vitesse horizontale et des termes associés au gradient vertical de la composante de contrainte normale  $\tau_{zz}$ . Par ailleurs nous avons également pointé [ici](#) [Massol and Jaupart, 1999] le fait que la mise aux dimensions employée dans la plupart des modèles 1D ( $u = 0$  dans les équations précédentes), et donc à négliger le dernier terme du membre de droite de l'équation 3.18 qui conduit à négliger les variations radiales de pression à travers le conduit, pouvait ne pas être valide proche du niveau de fragmentation ou proche de la bouche éruptive. Nous verrons également que la compressibilité induit un écoulement horizontal même si le conduit a des parois verticales.

Comme vu dans la section précédente, les coefficients de viscosité dépendent de la fraction volumique de gaz et de la fraction massique d'eau dissoute dans le magma liquide, les deux variables étant fonction de la pression. Le détail des calculs et l'intégralité de la méthode numérique est disponible [ici](#) [Massol et al., 2001] et également [ici](#) [Massol and Jaupart, 2009].

Dans certaines conditions, il est cependant utile de développer des modèles 1D afin d'étudier plus facilement certains mécanismes comme l'influence de la nucléation dans la dynamique éruptive. C'est ce que je me suis attachée

à faire durant mon post-doc au Japon et qui est présenté dans la section 3.2.5. Par ailleurs une étude des limites de l'hypothèse 1D est présentée dans la section 3.4.

### Écoulement après la fragmentation

Au-dessus du niveau de fragmentation, lorsque l'écoulement de gaz transportant des fragments de magma devient turbulent, la vitesse verticale ne devrait pas trop dépendre de la loi de friction utilisée pour ce type d'écoulement [Dufek and Bergantz, 2005]. Différents modèles existent pour quantifier la viscosité turbulente. Dufek and Bergantz [2005] montrent qu'il n'y a pas beaucoup de différence entre ces modèles de viscosité et un modèle d'écoulement pour lequel la viscosité est totalement négligée (surtout pour des tailles de particules inférieures à 100 microns). Par conséquent, nous supposons qu'une description 1D dans laquelle les termes visqueux sont négligés, devrait être suffisante pour modéliser précisément l'écoulement. Nous choisissons ici de modéliser le facteur de friction de la même manière que Wilson et al. [1980a] et prenons un coefficient de rugosité du conduit déterminé expérimentalement de  $f = 0.01$  qui reflète la rugosité typique du conduit. La conservation de la masse et de la quantité de mouvement s'écrit selon un modèle de description classique 1D (par exemple, Jaupart and Allègre [1991]; Massol and Jaupart [1999])

$$\frac{d(\rho w)}{dz} = 0, \quad (3.20)$$

et

$$\rho w \frac{dw}{dz} = -\frac{dP}{dz} - \rho g - F_{fric}, \quad (3.21)$$

où  $\rho$  est la densité du magma,  $P$  est la pression de gaz moyennée sur  $r$  du magma, et  $g$  est l'accélération gravitationnelle. Ici,  $F_{fric}$  représente la force due à la friction de la paroi:

$$F_{fric} = \frac{f}{4a} \rho w^2, \quad (3.22)$$

où  $f$  est donc le coefficient lié à la rugosité du conduit.

### 3.2.5 Nucléation et croissance des bulles de gaz dans les magmas

Nous avons vu que si nous supposons un équilibre entre les volatiles dissous dans le liquide et la pression dans les bulles de gaz, alors la pression de gaz est dictée par la loi de solubilité. Si tel n'est pas le cas et que nous voulons évaluer l'impact d'un dégazage hors équilibre, il faut développer une autre approche et c'est l'étude que je présente dans cette section. Lors de l'ascension du magma dans un conduit volcanique, la pression du magma diminue et devient inférieure à la pression de solubilité de l'eau. Lorsque le degré de sursaturation atteint un certain seuil, les bulles nucléent. Ces bulles croissent dans les magmas pendant l'ascension à cause de la diffusion des molécules d'eau

dissoutes dans le liquide et à cause de la décompression. Je détaille ici les principes physiques sur lesquels s'appuie cette modélisation. Une version plus complète des hypothèses utilisées est disponible [ici](#) [Massol and Koyaguchi, 2005]. La figure 3.7 résume la relation entre la pression et la concentration d'eau pendant les processus de nucléation et de croissance des bulles pour une condition de pression donnée pendant l'ascension. La courbe de solubilité de l'eau dans un magma est exprimée par Burnham [1979] (3.4).

Comme vu précédemment, en général, la pression du gaz n'est pas égale à la pression du liquide dans le magma.

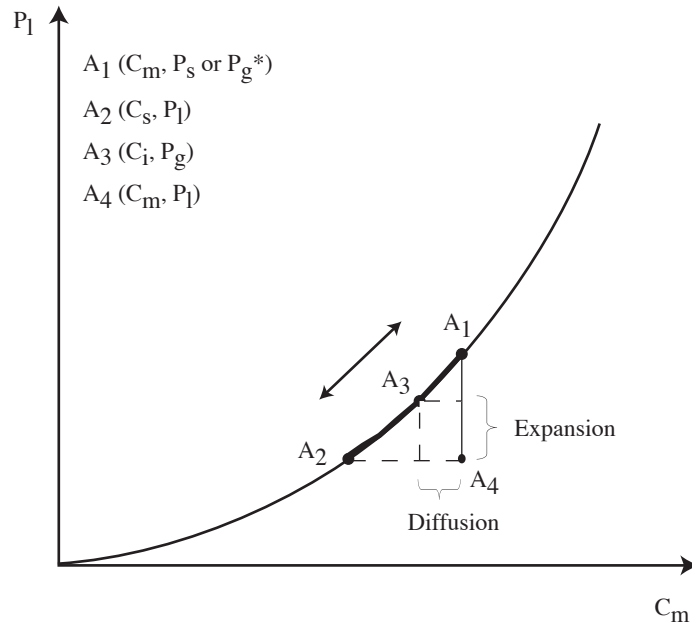


Figure 3.7: Loi de solubilité, croissance et nucléation des bulles dans les magmas.

De plus, si l'équilibre n'est pas atteint, la concentration des espèces volatils dans le magma liquide n'est pas égale à la concentration dans le liquide à l'interface de la bulle [Proussevitch et al., 1993]. Tous ces processus doivent être pris en compte dans le régime d'écoulement du magma contenant les bulles avant la fragmentation si l'on souhaite étudier l'effet du dégazage hors équilibre sur les paramètres éruptifs dans le conduit. Une autre approche, différente de celle qui est de considérer le magma comme une mixture homogène du chapitre précédent, est de considérer le magma comme un agrégat de cellules contenant chacune une bulle entourée d'une coquille concentrique de liquide incompressible (cf. Proussevitch et al. [1993]; Melnik [2000], voir Fig. 3.8).

Que se passe-t-il lors d'une éruption lorsque la pression lithostatique décroît? Pour le comprendre, considérons un magma liquide à une pression  $P_l$  qui contient une quantité d'eau dissoute  $C_m$  ( $A_4$  sur la figure 3.7). Il est utile d'introduire deux points sur la courbe de solubilité; ce sont  $A_1 = (C_m, P_s)$  et  $A_2 = (C_s, P_l)$ . Pour qu'une bulle puisse nucléer, le point  $A_4 = (C_m, P_l)$  doit être dans une condition de pression telle que le point  $A_4$  s'écarte de la courbe de solubilité car une certaine quantité de sursaturation est nécessaire pour que la nucléation se produise. À ce stade, la

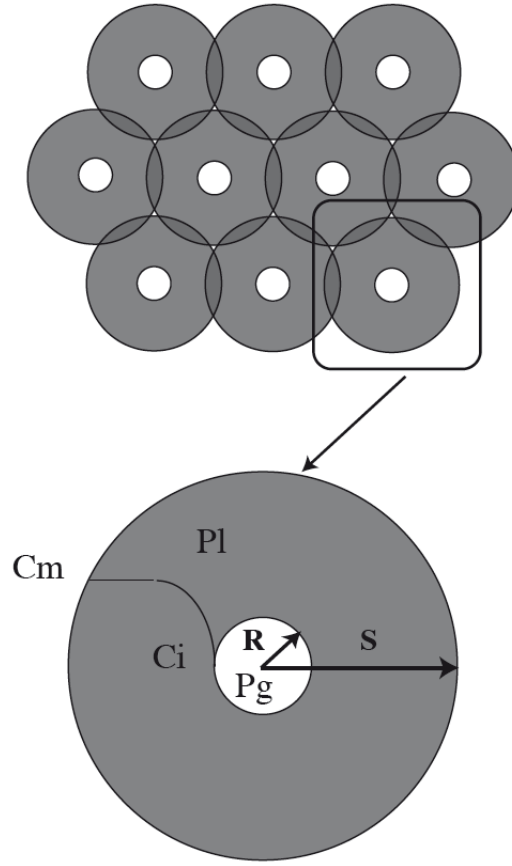


Figure 3.8: Représentation schématique du magma comme un agrégat de cellules contenant chacune une bulle de gaz entourée de liquide incompressible.

relation entre la concentration d'eau dissoute dans le liquide et la pression du gaz dans la bulle nouvellement nucléée (définie comme  $P_g^*$  ci-après) est représenté par la position  $A_1$  (c'est-à-dire  $P_g^* = P_s$ ). Le taux de nucléation est contrôlé par le degré de sursaturation, c'est-à-dire la distance entre  $A_4$  et  $A_1$ . Lorsqu'une bulle croît, la relation entre la concentration d'eau dans le liquide et la pression du gaz à l'interface bulle-liquide est représentée par la position  $A_3 = (C_i, P_g)$  sur la courbe de solubilité entre  $A_1$  et  $A_2$ . Les deux principales forces motrices de la croissance des bulles sont exprimées par la relation entre les position de  $A_3$  et  $A_4$ . Un effet moteur est la diffusion qui advecte les volatiles vers la bulle en raison de la différence de concentration  $C_m - C_i$ . Il est représenté sur la figure 3.7 par des lignes horizontales. L'autre effet contribuant à la croissance de la bulle est l'expansion due à la diminution de la pression extérieure. Cet effet est représenté par les lignes verticales  $P_g - P_l$  sur la figure 3.7. Ces deux effets (diffusion et expansion) ne sont pas indépendants car  $P_g$  évolue du fait de la diffusion des volatiles vers la bulle de gaz. L'interaction des deux processus pendant l'évolution des conditions de remontée (pression décroissante) détermine la position de  $A_3$ .

À proprement parler, la courbe de solubilité représente une relation d'équilibre dans le cas où la pression du gaz est

égale à la pression du liquide. Par conséquent, la position de  $(C_i, P_g)$  peut légèrement s'écarter de la courbe de solubilité en raison de la différence entre les pressions de gaz et de liquide. Lorsque la différence de pression entre le liquide et le gaz est rigoureusement prise en compte, la concentration en eau dans le liquide à l'interface bulle-liquide s'écrit:

$$C_i = C_{eq} \exp \left[ \frac{v_m(P_g - P_l)}{2kT} \right] \quad (3.23)$$

où  $C_{eq}$  est la concentration en eau dissoute à l'équilibre à  $P = P_g$  (c'est-à-dire le point exactement sur la courbe de solubilité),  $v_m$  le volume occupé par une molécule d'eau dans le liquide ( $3 \times 10^{-29} \text{ m}^3$ ) et  $k$  est la constante de Boltzman ( $1,38 \times 10^{-23} \text{ J K}^{-1}$ ) [Toramaru, 1989, 1995]. En raison de la faible valeur du volume occupé par une molécule d'eau dans le liquide, la différence entre  $C_i$  et  $C_{eq}$  est négligeable.

### Nucléation des bulles

Nous venons de voir que les bulles peuvent nucléer lorsque le liquide silicaté devient sursaturée en volatils. Le taux de nucléation est défini par le nombre de noyaux de tailles critiques par unité de volume et par unité de temps. Hurwitz et Navon [Hurwitz and Navon, 1994] ont modifié la théorie classique de la nucléation [Hirth et al., 1970] en l'adaptant à la nucléation des bulles dans le magma conduisant à,

$$J = \frac{2n_0^2 v_m D}{a_0} \left( \frac{\sigma}{kT} \right)^{1/2} \exp \left\{ -\frac{\Delta F^*}{kT} \right\}, \quad (3.24)$$

où  $\Delta F^*$  est l'énergie libre de formation du nucléus,  $J$  est le taux de nucléation,  $a_0$  est la distance moyenne entre deux molécules d'eau dans le liquide,  $n_0$  la concentration en molécules de volatils dans le liquide et  $D$  est le coefficient de diffusion. Toramaru [Toramaru, 1989, 1995] a proposé une autre expression pour le taux de nucléation, basé sur la même base théorique; avec quelques développements, nous trouvons que les deux Eq. 3.24 et celle de Toramaru [1989, 1995] donnent des résultats similaires pour  $J$ .

Afin de déterminer le taux de nucléation  $J$  (Eq. 3.24), nous devons évaluer  $\Delta F^*$ . Le travail minimum de formation d'un nucléus est égal à la variation de l'énergie libre de Helmholtz lors de la transition d'un système ne contenant qu'une phase liquide à un système avec un nucléus au sein du liquide. La variation d'énergie libre du système avant et après la formation de la bulle de gaz est (voir Hirth et al. [1970]; Mourtada-Bonnefoi [1998]):

$$\Delta F = -(P_g^* - P_l)V_g + (\mu_{wg} - \mu_{wl})N_{wg} + \sigma A, \quad (3.25)$$

où  $\mu_{wg}$  et  $\mu_{wl}$  sont les potentiels chimiques de l'eau dans le fluide et dans le liquide magmatique, respectivement, et  $V_g$ ,  $A$ , et  $N_{wg}$  sont respectivement, le volume, la surface et le nombre de molécules dans le nucléus, respectivement. Le travail de formation est composé de trois termes. Le premier est l'énergie nécessaire à la vaporisation et est négatif comme la pression dans le nucléus est supérieure à la pression dans le liquide magmatique (c'est-à-dire  $P_g^* > P_l$ ). Le



deuxième terme est l'énergie due à la sursaturation, et elle est nulle car on suppose que les potentiels chimiques sont égaux dans le liquide et dans le nucléus à l'équilibre pendant la nucléation (i.e.  $\mu_{wg} = \mu_{wl}$ ). Le troisième terme est positif car il correspond à l'énergie nécessaire pour créer une interface. Cette fonction "travail de formation" a un maximum pour un rayon critique de bulle au delà duquel l'énergie nécessaire pour la formation diminue. Le rayon critique est obtenu pour,  $\partial(\Delta F/\partial R) = 0$ , et donc,

$$R_c = \frac{2\sigma}{P_g^* - P_l}, \quad (3.26)$$

les bulles plus grandes que ce rayon critique peuvent croître.

La valeur de l'énergie libre de formation d'un nucléus  $\Delta F^*$  dépend de si la nucléation est homogène ou hétérogène.

En cas de nucléation homogène, en remplaçant Eq. 3.26 dans Eq. 3.25, l'énergie libre de formation est:

$$\Delta F^* = \frac{16\pi\sigma^3}{3(P_g^* - P_l)^2}. \quad (3.27)$$

La nucléation hétérogène des bulles dans le magma est définie comme le développement de la phase gazeuse au contact d'une phase solide (parois cristallines ou de conduits par exemple). Elle nécessite moins de sursaturation que la nucléation homogène. La valeur du travail de la formation de la bulle dépend de la géométrie de la surface solide où le nucléus gazeux apparaît. Dans le cas d'une interface plane et d'un noyau sphérique, l'équilibre mécanique donne la relation suivante Landau and Lifshitz [1958] (voir Figure 3.9):

$$\sigma_{gs} = \sigma_{ls} + \sigma_{gl} \cos \theta. \quad (3.28)$$

Le travail de formation d'un noyau de taille critique sur une surface solide étant:

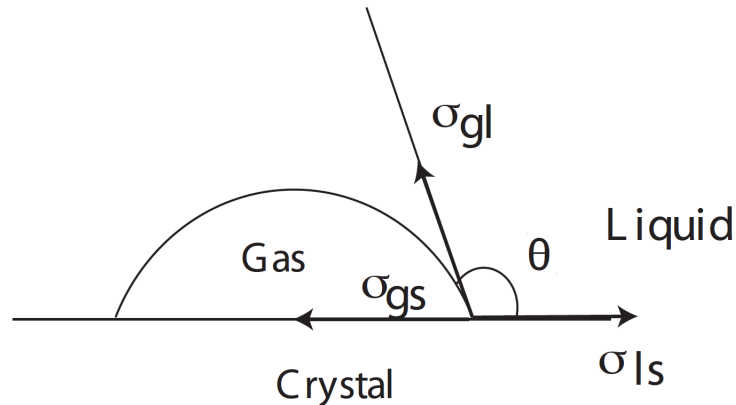


Figure 3.9: Nucléation hétérogène d'une bulle sur une interface liquide-solide (d'après Navon et al. [1998a]. Figure 2 de [Massol and Koyaguchi, 2005])

$$\Delta F^* = \frac{16\pi\sigma_{gl}^3}{3(P_g^* - P_l)^2} \Psi, \quad (3.29)$$

avec

$$\Psi = \frac{(1 + \cos \theta)^2 (2 - \cos \theta)}{4}. \quad (3.30)$$

si le liquide est fortement mouillable sur le solide, l'angle  $\theta$  s'approche de  $180^\circ$  et  $\Psi$  s'approche de 0. Par conséquent, aucune énergie supplémentaire (sursaturation) n'est nécessaire pour la nucléation. Un tel cristal favorise la nucléation et inversement. Dans notre étude, nous avons pris en compte l'effet de la nucléation hétérogène en modifiant la tension de surface effective (i.e.  $\sigma_{gl}\Psi^{1/3}$  in Eq. 3.29).

Connaissant le taux de nucléation, nous calculons l'évolution du nombre de bulles au cours de la remontée du magma. L'évolution du nombre de bulles  $M_0$  est dictée par :

$$\frac{dM_0}{dz} = \frac{J}{w}, \quad (3.31)$$

$w$  étant la vitesse verticale de remontée [Toramaru, 1995].

### Croissance des bulles

Avant la fragmentation, le magma est modélisé comme un mélange composé de bulles entourées d'une coquille liquide. Nous supposons qu'une fois que la nucléation se produit, les bulles sont régulièrement espacées au sein de la phase liquide. Comme mentionné ci-dessus, il existe deux principaux moteurs de la croissance des bulles. L'un des effet moteur est la diffusion qui advecte les volatils vers la bulle en raison de la différence de concentration entre  $C_m$  la teneur en eau dissoute dans le liquide et  $C_i$  à l'interface bulle-liquide. Au premier ordre, le flux volatil du liquide vers la bulle s'écrit:

$$\frac{dN_b}{dz} = \frac{4\pi RD}{w} \left( \frac{C_m - C_i}{1 - \epsilon^{1/3}} \right), \quad (3.32)$$

avec  $R$  le rayon de la bulle et  $\epsilon$  la fraction volumique de gaz. Le facteur  $1 - \epsilon^{1/3}$  dans l'équation ci-dessus provient de la condition limite  $C = C_m$  à la limite de la "cellule à bulles" (voir Proussevitch et al. [1993] pour les détails du modèle "cellule à bulles"). La concentration d'eau dissoute dans le magma liquide diminue en raison de l'advection des molécules volatiles vers les bulles de gaz comme Toramaru [1995]:

$$\frac{dC_m}{dz} = -M_0 \frac{dN_b}{dz} - N_b \frac{dM_0}{dz}. \quad (3.33)$$

L'autre effet contribuant à la croissance des bulles est l'expansion due à la baisse de pression extérieure ( $P_g - P_l$  sur la Figure 3.7). L'expansion de la bulle dans un liquide visqueux est régi par l'équation de Rayleigh-Plesset [Plesset

and Prosperetti, 1977],

$$\frac{dR}{dz} = \frac{R}{4\mu_l w} [(P_g - P_l) - \frac{2\sigma}{R}], \quad (3.34)$$

où  $\mu_l$  est la viscosité du liquide environnant. La viscosité du liquide silicaté est déterminé expérimentalement par Hess and Dingwell [1996] en fonction de la teneur en eau dissoute. La pression du gaz est fonction du nombre de molécules dans la bulle et pour un gaz parfait est égal à :

$$P_g = \frac{N_b k T}{(4/3)\pi R^3}. \quad (3.35)$$

Cette équation est équivalente à l' Eq. 3.6. La fraction volumique de gaz dans le liquide,  $\epsilon$ , peut être déterminé connaissant  $M_0$  et  $R$  par,

$$\epsilon = \frac{M_0(4/3)\pi R^3}{1 + M_0(4/3)\pi R^3}. \quad (3.36)$$

On ne sait pas a priori si un seul événement de nucléation se produit lors de la remontée. Si une diminution du taux de nucléation est suivi d'une augmentation, on considère qu'une nouvelle population de bulle apparaît. Pour chacune des populations, les rayons des nouvelles bulles sont moyennés avec le rayon des bulles déjà en croissance. Pour différentes populations, nous intégrons les différents systèmes d'équations de croissance des bulles. Dans ce cas, la concentration en volatils dissous évolue comme :

$$\frac{dC_m}{dz} = - \sum_i M_{0i} \frac{dN_{bi}}{dz} - \sum_i N_{bi} \frac{dM_{0i}}{dz}, \quad (3.37)$$

où l'indice  $i$  se rapporte à chaque population de bulles. Il existe différentes pressions de gaz pour chaque population de bulles et la pression moyenne est :

$$P_m = (1 - \epsilon)P_l + \sum_i \epsilon_i \left( P_{gi} - \frac{2\sigma}{R_i} \right), \quad (3.38)$$

avec  $\epsilon_i = V_{gi}/(1 + \sum_i V_{gi})$ ,  $\epsilon = \sum_i \epsilon_i$  et  $V_g$  étant le volume de gaz. Les deux formalismes devant décrire la même physique, la pression moyenne dynamique dans l'écoulement est égale dans les deux cas au tiers de la trace du tenseur des contraintes. Le lien entre les différentes pressions vues jusqu'ici est explicité dans l'appendice de Massol and Koyaguchi [2005].

### 3.2.6 Méthode numérique

#### Écoulement à dôme

Comme décrit précédemment, les modèles à 1D ne peuvent rendre compte de la distribution latérale de pression au travers du conduit. Or des observations de terrains rendent comptent de l'explosivité des dômes de lave témoignant

de surpression interne aux dômes qui peuvent provoquer des explosions et les effondrements de dômes de lave sont des dangers majeurs (e.g: Nakada and Fujii [1993]; Watts et al. [2002]). Ces phénomènes ont motivé un grand nombre d'études sur les processus d'écoulement pour investiguer les processus à l'oeuvre dans les conduits proche de la surface [Gonnermann and Manga, 2003; Melnik and Sparks, 2005; Costa et al., 2007] et sur les comportements des dômes de lave [Newhall and Melson, 1983; Iverson, 1990; Voight, 2000]. Peu d'études avaient cependant traité le couplage entre le conduit et le dôme, et plus précisément comment les conditions d'écoulement locales proche de la bouche éruptive, où le magma sort du conduit volcanique et se propage horizontalement influencent le comportement du dôme [Hale and Wadge, 2003, 2008]. Comme nous l'avons vu précédemment, à des pressions inférieures au seuil de saturation, des bulles de gaz apparaissent dans le magma et impliquent une expansion non négligeable. Pour résoudre l'écoulement d'un tel mélange visqueux compressible, on doit prendre en compte les composantes de vitesse horizontale et verticale, ainsi que des conditions limites complexes à la sortie du conduit résumées dans la figure 3.15. Pour atteindre ces objectifs, une méthode numérique 2D par éléments finis a été mise en œuvre. Le code numérique a été conçu pour étudier une forme variable du conduit et les résultats seront discutés dans la section suivante. La technique numérique est décrite précisément [ici](#) [Massol et al., 2001] et [ici](#) [Massol and Jaupart, 2009]

### **Écoulement fragmenté**

Le problème majeur restant à résoudre est que sont développés, soit des modèles d'écoulement de dômes soit des modèles d'écoulement dans les conduits mais il n'existe pas de modèles couplés à la fois en 2D dans le conduit pour des éruptions explosives. C'était la motivation de la dernière partie de mon travail. Nous modélisons le magma comme un fluide biphasé Newtonien composé d'une phase liquide et d'une phase gazeuse s'écoulant dans un conduit cylindrique comme dans le cas des éruptions à dôme. Nous choisissons la géométrie cylindrique pour cette étude car la plupart des modèles 1D sont conçus pour des géométries cylindriques et nous voulons comparer nos résultats avec ces modèles d'écoulement dans des conduits. Les équations de conservation de la masse et de la quantité de mouvement sont résolues en supposant qu'il n'y a pas de perte de gaz. Le flux de masse est constant à n'importe quelle section du conduit et est une fonction du rayon du conduit et de la différence de pression entre la chambre magmatique et la surface (la formulation est similaire à celle de Massol and Jaupart [2009] et expliquée en détail dans cet article ainsi que résumée dans les sections 3.2.4 et 3.2.6.

Afin de contraindre les conditions physiques qui dictent la distribution de gaz et les contraintes dans le magma en mouvement lors de son ascension, j'ai développé un nouveau modèle 2D d'écoulement dans le conduit intégrant le niveau de fragmentation, sans connaître a priori sa position dans un conduit de géométrie variable. Nous comparons d'abord la prédiction de ce modèle 2D avec les résultats obtenus en 1D ainsi qu'avec les modèles existants 1.5D [Aravena et al., 2017, 2018]. J'ai ensuite étudié trois types de géométrie de conduit et montré l'influence de la géométrie sur les contraintes, la pression et les flux de masse de l'éruption. À l'échelle spatiale du conduit, le taux de cisaillement varie de zéro au centre du conduit à des valeurs plus importantes au niveau des parois (plus élevées



pression moyenne unique (voir l'annexe A de Massol [2019] [ici](#)). Nous résolvons d'abord les équations 3.20, 3.18 et 3.19 entre la chambre magmatique et le niveau de fragmentation, soumises aux conditions aux limites définies sur la figure 3.11. Sous le niveau de fragmentation, l'écoulement 2D est résolu par la méthode des éléments finis (logiciel COMSOL version 3.5, voir section 3.2.6).

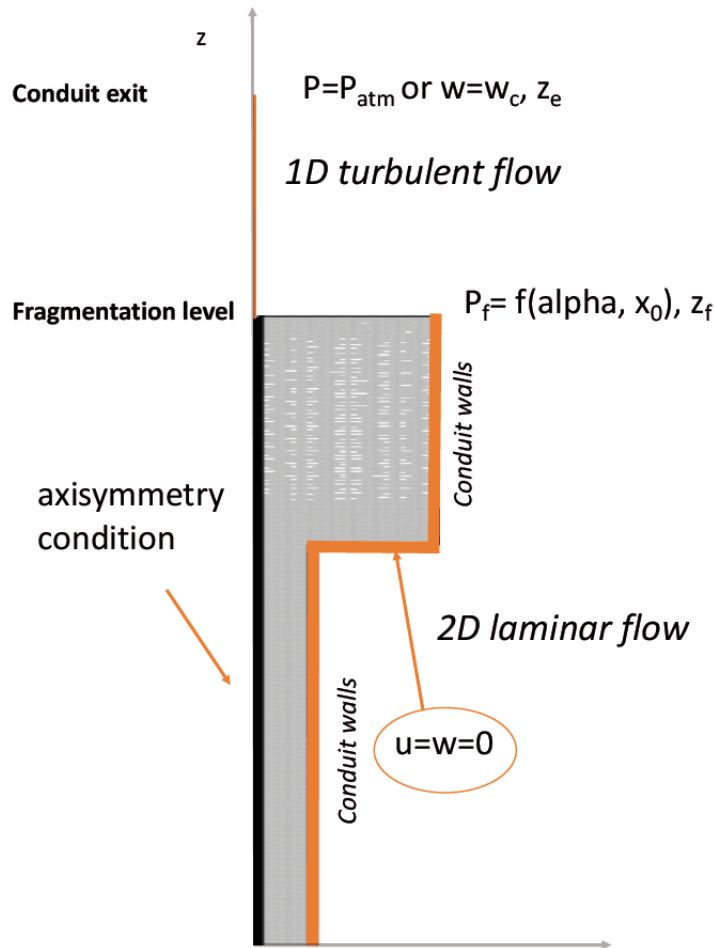


Figure 3.11: Vue schématique du domaine de calcul et des conditions limites. La hauteur du conduit est de 5000 m.

Au dessus du niveau de fragmentation, les équations 3.20 et 3.21 sont résolues en utilisant un modèle de différences finies similaire à celui utilisé dans Massol and Jaupart [1999]. Nous calculons ainsi l'écoulement 1D, soumis aux conditions aux limites prescrites, entre le niveau de fragmentation et la surface (voir Fig. 3.11), en utilisant le flux de masse obtenu pour la partie 2D non fragmentée de l'écoulement et en changeant la position du niveau de fragmentation de manière itérative jusqu'à ce que la profondeur de conduit souhaitée soit atteinte (voir Fig. 3.12).

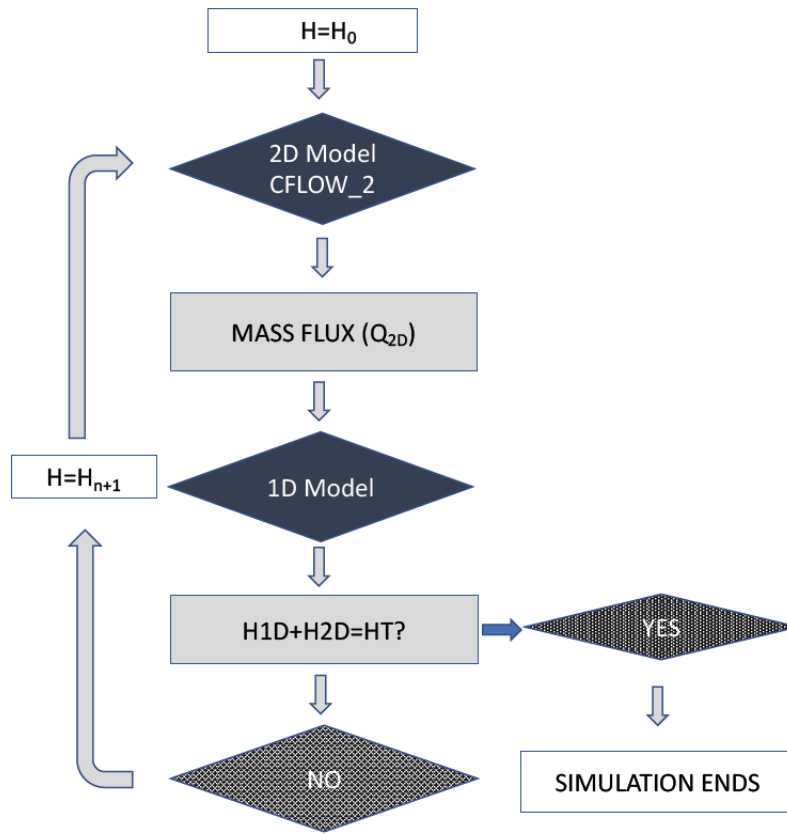


Figure 3.12: Algorithme décrivant la procédure numérique. L'écoulement est calculé soumis aux conditions limites en Pression entre la chambre magmatique et la pression du niveau de fragmentation en utilisant le modèle 2D aux éléments finis. Après le niveau de fragmentation, le code 1D est utilisé pour modéliser l'écoulement d'un même flux de masse de magma entre la pression de fragmentation et la pression atmosphérique. Si la hauteur de conduit correcte est atteinte (ici 5000 m) cela signifie que la hauteur de la partie d'écoulement fragmenté est correcte. Sinon la profondeur de la partie de l'écoulement non fragmenté est modifiée. Cette procédure est répétée jusqu'à ce que la hauteur voulue de conduit soit atteinte..

### 3.3 Implication des travaux développés

Nous avons montré ici [Massol and Jaupart, 1999; Massol et al., 2001] que, à la sortie du conduit, les bulles de gaz dans le magma au cours de l'éruption sont en surpressions par rapport au liquide et à la pression lithostatique.

Ceci était un résultat majeur et novateur des travaux initiés lors de ma thèse de doctorat. Les modèles détaillés ici n'ont pas pour but de reproduire les conditions réelles d'une éruption, mais de montrer comment la compressibilité du magma, due à la présence de gaz, affecte les conditions d'écoulements et donc d'éruptions. Nous avons également étudiés comment la cinétique de la nucléation et de la croissance des bulles affectent l'écoulement du magma et les effets qui en découlent sur la dynamique éruptive.

### 3.3.1 Génération des surpressions lors des éruptions à dôme

Les résultats des calculs décrits dans les sections précédentes illustrent comment le champ de vitesse et l'écoulement près de la bouche éruptive affectent les valeurs et la distribution des pressions de gaz dans l'écoulement. Les solutions numériques démontrent que des surpressions de gaz significatives (de l'ordre de 10 MPa) peuvent se développer lors de l'éruption d'un dôme et que ceci est plus marqué lorsque le magma contient des cristaux (voir Figure 3.13). La surpression de gaz n'est pas uniforme latéralement, ce qui implique des variations de la teneur en gaz à différents

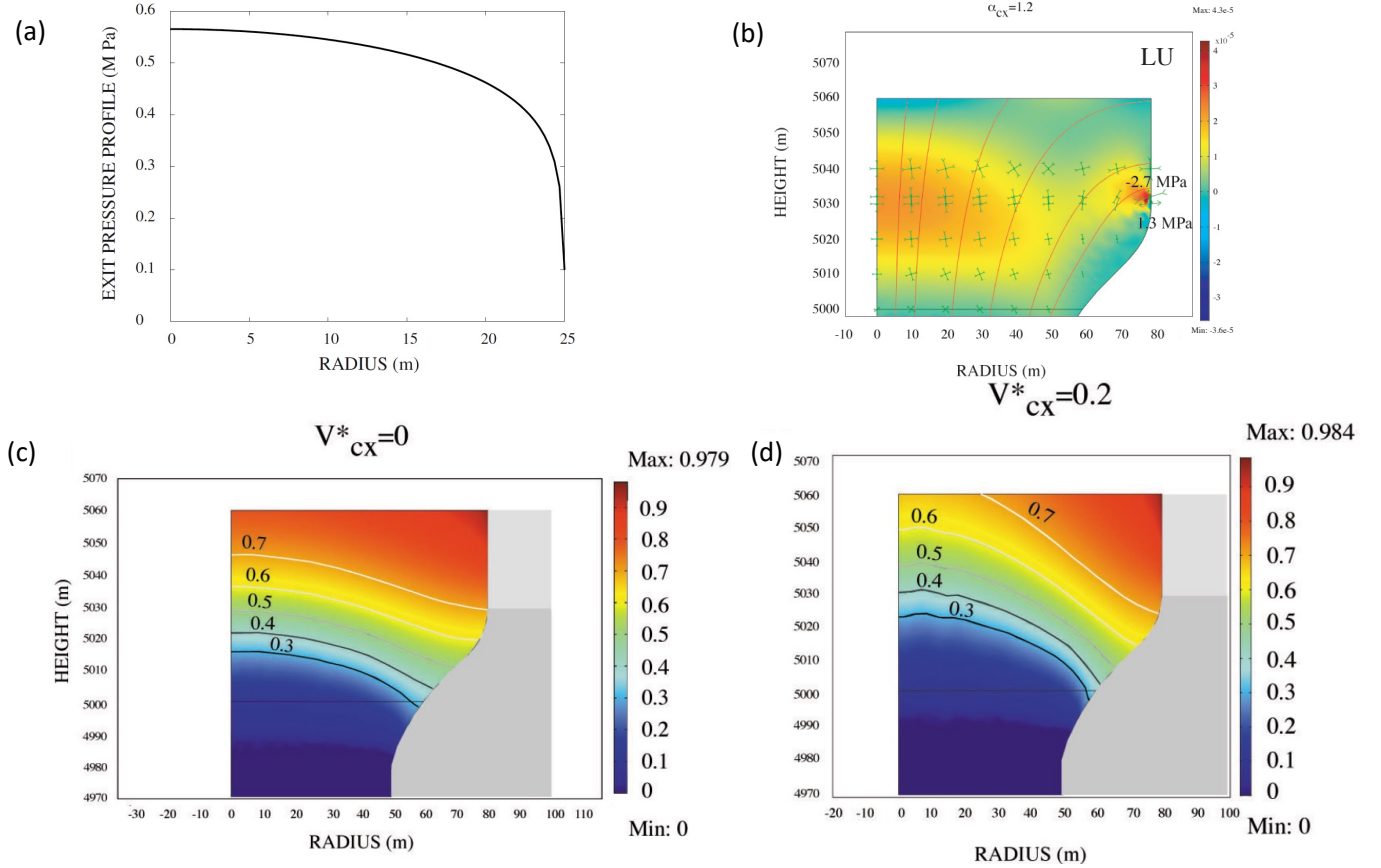


Figure 3.13: (a) Profil radial de la pression de gaz à la sortie du conduit. Pour une condition aux limites de sortie  $u = 0$  en sortie, la pression est maximale au centre (0.56 MPa) [Massol et al., 2001]. La figure originale et les conditions de calculs associées se trouvent dans [Massol et al., 2001] (Figure 4) [ici](#). (b) Taux d'allongement selon les lignes de courant et contraintes principales. Les croix représentent les directions principales et les flèches sont proportionnelles aux valeurs de contraintes. (c) et (d) Vésicularité dans la partie supérieure du conduit pour différentes teneurs maximales en cristaux  $V_{cx}^*$ . Notez qu'il y a une diminution générale de la vésicularité (donc une augmentation de la pression) avec la teneur en cristaux, en particulier au centre du conduit. La figure originale et les conditions de calculs associées se trouvent dans [Massol and Jaupart, 2009] (Figure 3) [ici](#).

endroits de l'écoulement et pour différents "portions" de magma éjectés simultanément. Pour des dimensions de conduit données, une pression dans la chambre et une teneur initiale en volatils dissous dans le magma, la surpression dans les bulles de gaz est indépendante de la viscosité du magma. En revanche, ces surpressions sont très sensibles aux conditions d'écoulement et d'expansion dans le conduit et en sortie du conduit (voir Figure 3.14 et 3.15). De



ce fait, le profil de pression est également sensible à des variations de géométries du conduit. Cela sera exploré en section 3.3.5. Nous avons également mis à jour que des variations de conditions d'écoulement pouvaient mener à des augmentations de la contrainte de traction dans le magma. Cela pourrait se produire en profondeur et contribuer à expliquer pourquoi des séismes se produisent à des profondeurs fixes. Pour une discussion plus approfondie, consulter les sections 4.3 et 4.4 de [Massol and Jaupart, 2009] [ici](#).

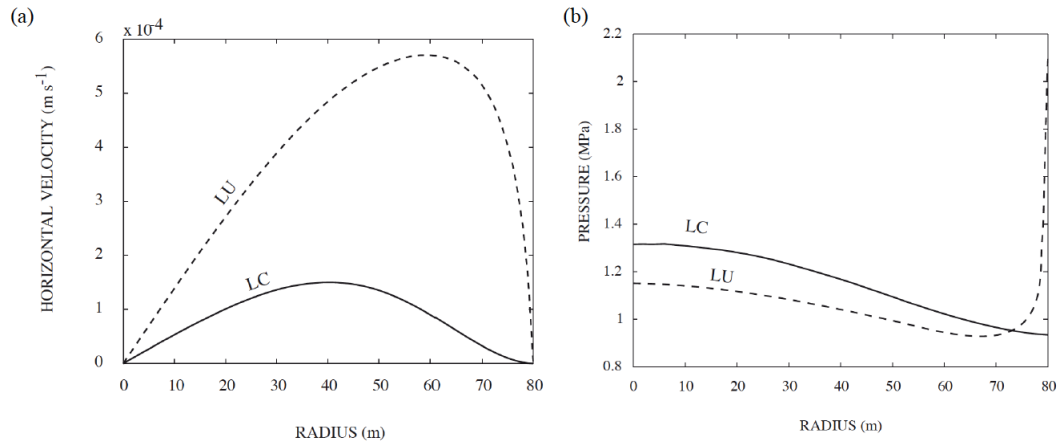


Figure 3.14: Champ de vitesse et profils de pression en fonction des conditions de sortie. Les lignes en pointillés représentent une surface libre (“LU”) et les traits continus, une extrusion dans un dôme préexistant “LC”. La figure originale et les conditions de calculs associées se trouvent dans [Massol and Jaupart, 2009] (Figure 2) [ici](#)

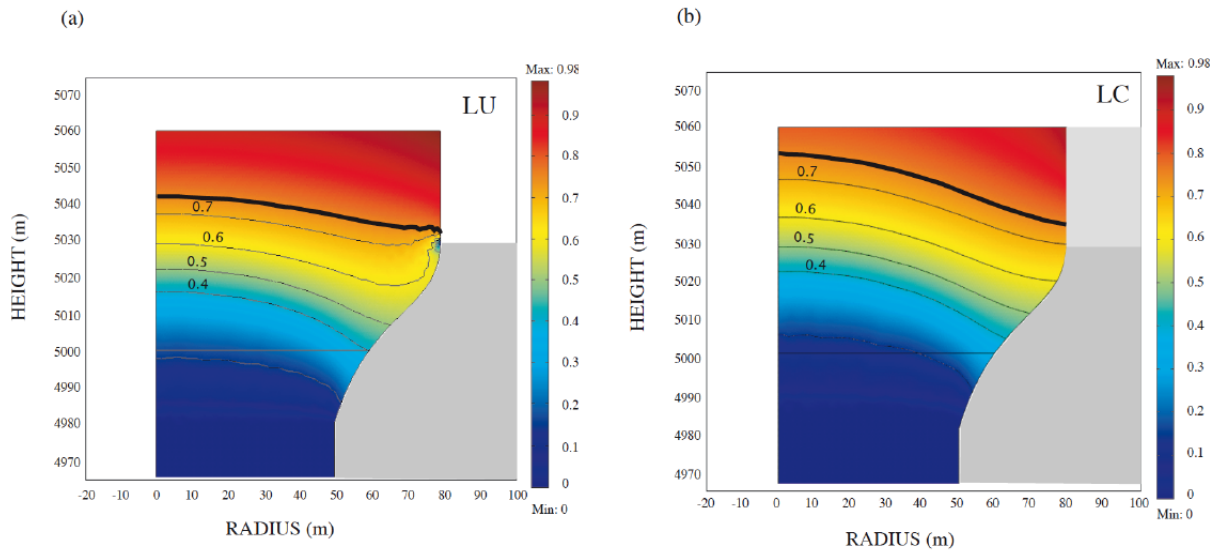


Figure 3.15: Fraction volumique de gaz dans la partie supérieure du conduit, pour des conditions de sorties de surface libre “LU” (a) et une extrusion dans un dôme préexistant “LC” (b). La ligne noire en gras représente une vésicularité de 75%. La figure originale et les conditions de calculs associées se trouvent dans [Massol and Jaupart, 2009] (Figure 3) [ici](#).

Une conséquence évidente est que la forme du conduit est susceptible de jouer un rôle important dans la dynamique

éruptive et que l'on peut s'attendre à des différences entre les conduits qui s'évasent vers le haut ou vers le bas.

### 3.3.2 Variations de la surpression de gaz au cours de l'éruption

L'effet très important des conditions limites de sortie sur les pressions internes de gaz suggère que les conditions d'éruptions peuvent être instables selon la façon dont elles évoluent avec la croissance du dôme en sortie du conduit. Dans les premiers stades de la croissance du dôme, la condition de frontière libre ( $\tau_{rz} = 0$ ) s'applique. Dans ce cas, le magma relativement dégazé situé au centre du conduit s'empile au dessus du magma contenant des bulles en surpression provenant des parois du conduit. À l'intérieur du dôme, en fonction de l'épaisseur accumulée en sortie, le nouveau magma peut se trouver en surpression lors de son écoulement sur les flancs du volcan et peut donc se dilater. Cela peut être la cause d'explosions qui ont été documentées sur de nombreux volcans, par exemple à Soufrière Hills, Montserrat et Lascar, Chili [Matthews et al., 1997]. Un effet clé montré par les calculs est que, pour un conduit de taille donnée, la surpression de gaz augmente avec le flux de masse de l'éruption (voir Figure 3.16). Cet effet résulte uniquement des variations de la pression dans le réservoir et non du fait de changements dans la

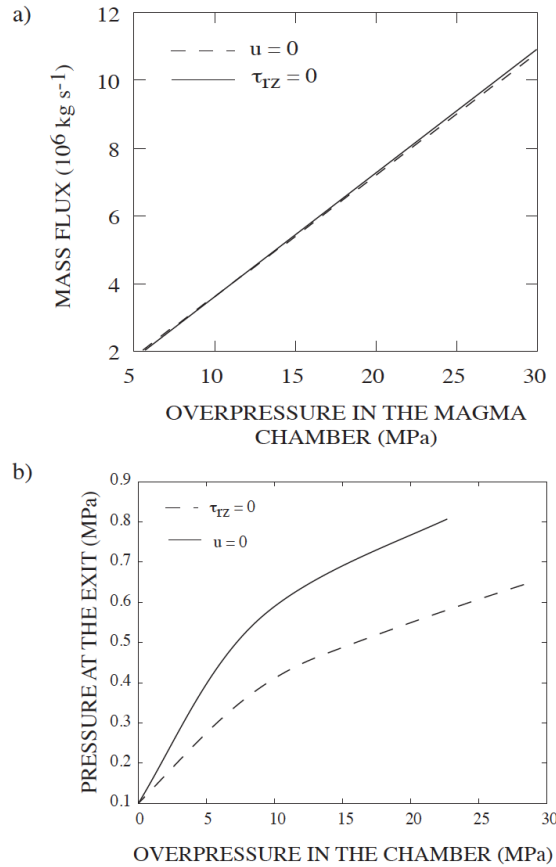


Figure 3.16: Flux de masse en fonction de la surpression dans la chambre. La figure originale et les conditions de calculs associées se trouvent dans [Massol et al., 2001] (Figure 5) [ici](#). Surpressions au centre du conduit en fonction du flux de masse pour deux conditions de sorties différentes. La figure originale et les conditions de calculs associées se trouvent dans [Massol et al., 2001] (Figure 6).

composition du magma ou de changements de viscosité. On peut prédire que, dans une séquence temporelle de flux de masse croissant, les explosions de dômes deviennent plus fréquentes. Ceci a d'ailleurs été documenté par exemple lors de l'éruption de Soufriere Hills, Montserrat [Cole et al., 1998]. La figure 3.16 montre également que les conditions limites locales en sortie n'ont pas d'effet sur le flux de masse de l'éruption mais qu'elles en ont un sur les valeurs de surpression de gaz à l'intérieur du dôme. Avec le temps, la présence d'un dôme au-dessus de la bouche éruptive est susceptible de modifier les conditions de sortie. La croissance d'un dôme peut se faire de manière interne, par la mise en place de nouveau magma à l'intérieur du dôme (croissance endogène), ou à l'extérieur par l'extrusion de la lave au sommet du dôme (croissance exogène). Le magma ancien est plus froid et partiellement cristallisé, et offre donc une forte résistance à l'écoulement horizontal. La région moins résistante d'un dôme à l'écoulement se trouve au droit de la bouche éruptive car c'est là que l'amas de lave est le plus épais et qu'il est protégé de l'environnement froid. Ceci peut agir pour canaliser l'écoulement verticalement. Dans ce cas, un fort gradient latéral de pression se développe avec la valeur maximum au centre du plug. À la surface, un tel gradient de pression repousse sur les côtés le magma le plus dégazé. ceci peut sans doute expliquer les "crease structures" se développant lors de certaines phases de croissance de dômes décrit par Anderson and Fink [1990]

### 3.3.3 Comparaison des modèles d'éruptions explosives 1D/2D

L'un des buts du nouveau modèle 1D/2D que j'ai récemment développé était de pouvoir estimer dans quel cas les modèles 1D classiques utilisés pour modéliser les éruptions explosives (e.g. [Wilson et al., 1980b; Slezin, 1983; Jaupart and Allègre, 1991; Papale and Dobran, 1993; Slezin, 2003; Melnik and Sparks, 2005; Massol and Koyaguchi, 2005]) s'éloignaient ou non des prédictions des modèles 2D concernant les variations de pression latérale dans les conduits. Pour ce faire, j'ai comparé les résultats obtenus avec le modèle 1D de Jaupart and Allègre [1991] modifié par Massol and Jaupart [1999]. Il est parfois difficile de comparer les modèles 1D existants car ils ont des hypothèses de départ différentes (par exemple, la viscosité initiale à l'état liquide, si le dégazage s'effectue à l'équilibre ou non, différents types de formulations utilisées: diphasique ou mélange équivalent utilisé ici). Pour un article de synthèse complet, voir par exemple [Sahagian, 2005] et d'autres articles dans ce numéro spécial. Si on regarde trois tailles de conduits, la figure 3.17 montre qu'il n'y a presque aucune différence entre les modèles 1D et 2D concernant l'évolution de la pression pour les plus grandes tailles de conduits. Dans le cas d'un conduit plus étroit, d'un rayon 5 m par exemple, le niveau de fragmentation se situe environ 70 m plus en profondeur que dans le cas du modèle 1D.

Nous avons également menés des calculs en utilisant des paramètres éruptifs correspondant à l'éruption du mont St Helens de 1981, aux États-Unis, afin de comparer les résultats obtenus avec d'autres modèles 1D, tels que ceux utilisés lors de l'atelier de travail de comparaison inter modèles de 2002 [Sahagian, 2005; Koyaguchi, 2005; Llewellyn and Manga, 2005]. Même si une comparaison complète entre les différents modèles 1D dépasse le cadre de ce chapitre, il convient néanmoins de noter que les résultats de notre modèle se situent entre les cas explorés lors de l'atelier de 2002 (par exemple, l'approche analytique par Koyaguchi [2005] et le modèle de Llewellyn and Manga [2005]), voir

Fig. 3.17 (d). Les différences entre notre modèle et celui de Llewellyn and Manga [2005] peuvent être expliquées par de légères différences dans la teneur en eau initiale ou la température qui peuvent affecter les profils de pression.

Comme démontré dans Massol and Jaupart [1999] et Massol et al. [2001], un profil de pression existe dans le conduit, en raison des différentes vitesses de remontée en fonction de la position latérale du magma dans le conduit. Dans notre cas, du fait des conditions aux limites choisies au niveau de fragmentation, la pression maximale est située au centre du conduit et la valeur de la surpression est de l'ordre de 0,1 MPa (voir Fig. 5 de [Massol, 2019] [ici](#)). Cette valeur est bien prédite par l'équation 29 de Massol and Jaupart [1999] que nous rappelons ci-dessous :

$$\Delta P = (K + 1/3\mu) \frac{\partial w}{\partial z}(r = 0) + w \frac{\partial \mu}{\partial z}(r = 0). \quad (3.39)$$

Grâce aux résultats des calculs 1D que nous avons menés, nous avons pu prédire l'ordre de grandeur des variations de pression latérale. Cela signifie que pour une éruption se produisant à travers des conduits rectilignes, un modèle 1D et le simple calcul de Massol and Jaupart [1999] (en utilisant l'équation 3.39) est suffisant pour prédire l'évolution de la pression avec la profondeur, ainsi que l'ordre de grandeur de la variation de pression au niveau de fragmentation dans le conduit. Nous avons vu dans les sections précédentes et nous verrons dans les sections suivantes que ce n'est peut-être pas le cas pour les conduits de formes irrégulières.

### 3.3.4 Le deuxième événement de nucléation

Les codes 2D nous ont permis de regarder l'influence de l'écoulement sur la pression. Cela dit dans de nombreux cas (notamment pour un écoulement fragmenté et un conduit rectiligne), les modèles 1D paraissent suffisants, et nous l'avons confirmé par la suite (voir Massol [2019]). Nous avons étudié dans ce cadre, l'influence du dégazage hors équilibre sur la dynamique éruptive lors d'éruptions explosives. L'un des résultats majeur de cette étude que vous trouverez en totalité ici [Massol and Koyaguchi, 2005] est qu'un deuxième événement de nucléation est susceptible de se produire. C'est ce que j'ai résumé dans cette section. La figure 3.18 montre l'évolution de la quantité d'eau dissoute dans le magma par rapport à la loi de solubilité pour deux valeurs différentes de tension de surface ( $\sigma = 0.02 \text{ N m}^{-1}$  et  $\sigma = 0.06 \text{ N m}^{-1}$ ).

Dans un premier temps, la pression diminue et le seuil de sursaturation n'est pas atteint, aucunes bulles ne se forment et la concentration d'eau dans le liquide reste constante. La nucléation se déclenche lorsqu'une sursaturation suffisante du liquide est atteinte (indiquée sur la figure 3.18 par les lignes droites horizontales). Après le premier événement de nucléation, l'eau est advectée vers la bulle et la concentration d'eau diminue dans le liquide de sorte que la nucléation s'arrête. Ensuite, lorsque le magma accélère au voisinage du niveau de fragmentation, le taux de décompression augmente et le degré de sursaturation augmente continuellement avec la diminution de la pression (voir figure 3.18). Lorsque la pression diminue, la solubilité de l'eau dans le magma diminue rapidement, ce qui contribue également à augmenter le degré de sursaturation. Ces effets conduisent à la nucléation de nouvelles bulles

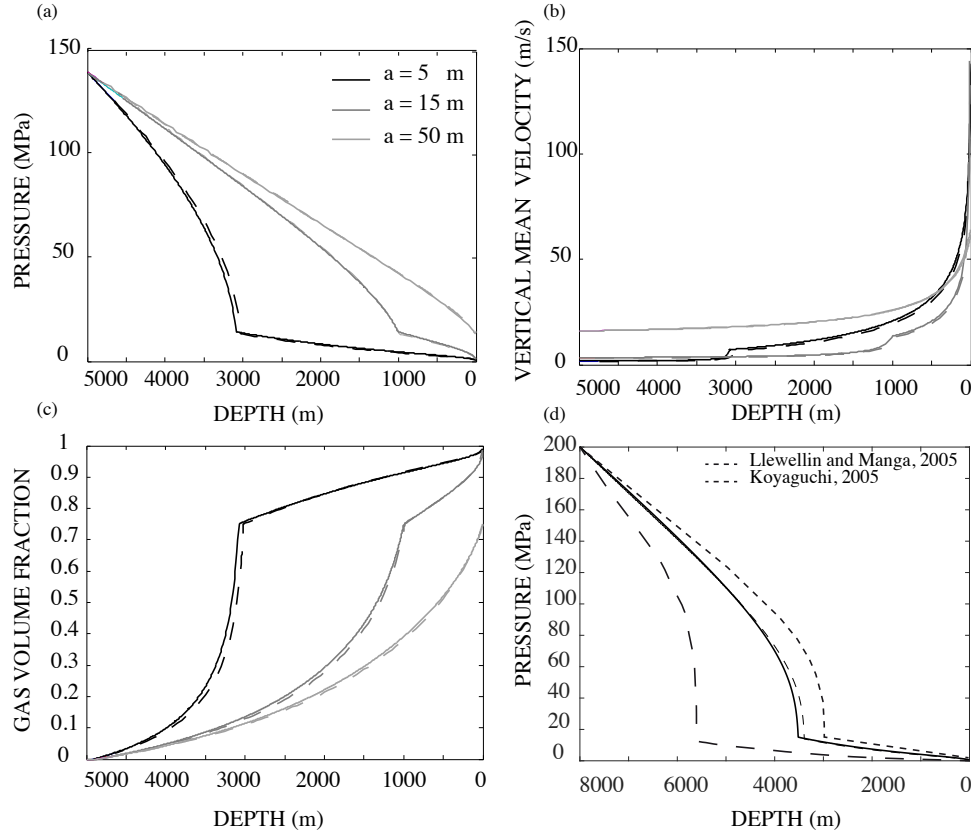


Figure 3.17: Comparaison de l'évolution de la pression moyenne verticale (a), de la vitesse verticale (b) et de la fraction volumique de gaz (c) dans les cas décrits dans le tableau 2, [Massol, 2019]. Les lignes en pointillés représentent les modèles 1-D et les traits pleins représentent les modèles 2-D. Notez qu'aucune fragmentation ne se produit jusqu'à la très faible profondeur de 3 m pour un conduit de 50 m de rayon. La figure (d) compare notre modèle (2-D : ligne continue, 1-D : ligne pointillée) avec deux cas d'étude en utilisant les paramètres éruptifs de l'éruption du mont St Helens [Sahagian, 2005]

(Figure 3.19), qui ne s'arrête que lorsque le critère de fragmentation est atteint. Comme mentionné précédemment, l'amplitude de ce second pic de nucléation est plus élevée pour un coefficient de tension de surface plus important (Figure 3.20). En effet, une tension de surface plus élevée conduit à une profondeur de nucléation plus faible.

Certaines caractéristiques quantitatives telles que l'intensité et le timing du premier et du second événement de nucléation varient en fonction des paramètres géologiques et des propriétés du magma (flux de masse, tension de surface par exemple). Le fait que le degré de sursaturation augmente dans la partie la moins profonde du conduit est, cependant, considéré comme robuste. Il est suggéré que l'apparition de la seconde nucléation serait courante dans des conditions raisonnables d'éruptions explosives et cela a d'ailleurs été par la suite confirmé expérimentalement en laboratoire [Hamada et al., 2010; Hajimirza et al., 2021].

Tous les résultats de cette étude sont disponibles ici [Massol and Koyaguchi, 2005] et nous résumons ci dessous les résultats principaux obtenus:

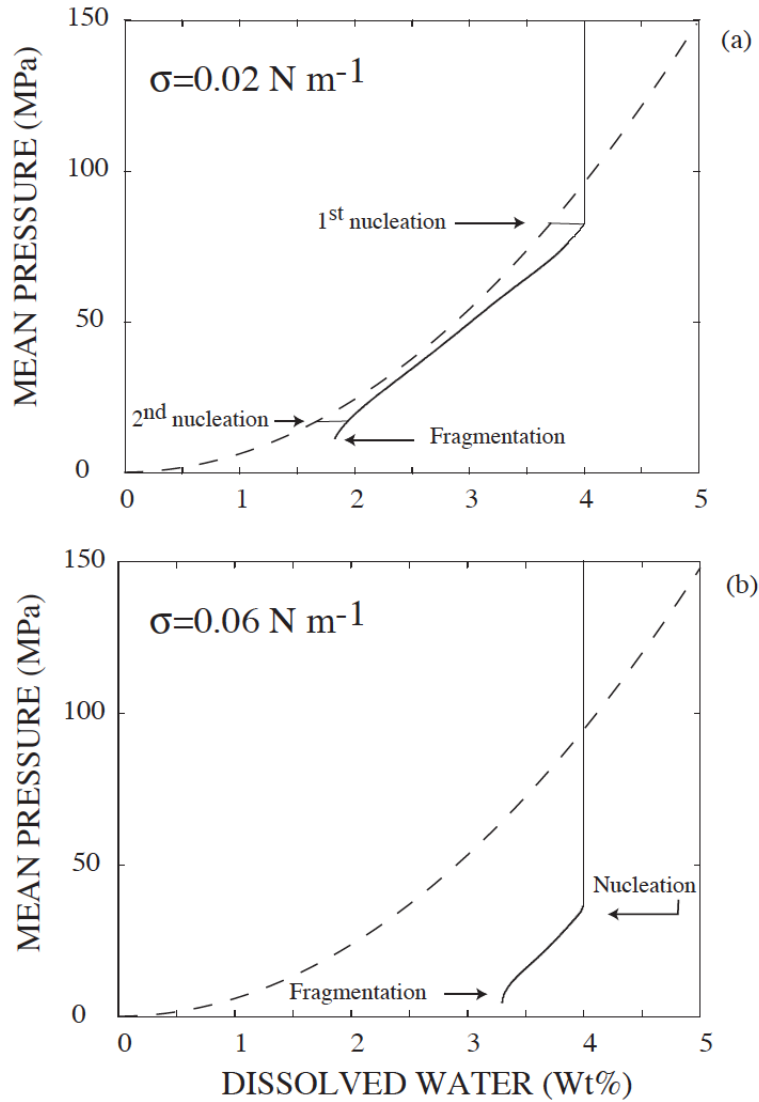


Figure 3.18: Effet de la tension de surface sur la nucléation. (a) Evolution de l'eau dissoute dans le liquide lorsque la pression décroît (trait continu) comparé à la loi de solubilité (pointillés). proche du niveau de fragmentation, le liquide redevient sur-saturé et un deuxième événement de nucléation apparaît. (b) Pour une tension de surface plus importante, la nucléation a lieu plus proche de la surface à des pressions environnantes plus faibles et les deux événements de nucléation surviennent très proches l'un de l'autre. La figure originale et les conditions de calculs associées se trouvent dans [Massol and Koyaguchi, 2005] (Figure 9) [ici](#).

- En raison des taux de décompression important sous le niveau de fragmentation, menant à une sursaturation élevée en eau dans le liquide, le taux de nucléation peut réaugmenter proche de la fragmentation. Il en résulte que des bulles peuvent nucléer plus d'une fois dans le conduit.
- Le niveau de fragmentation se situe plus haut dans le conduit d'environ 1000 m par rapport à la situation où le dégazage se fait à l'équilibre (voir Figure ??). Si nous voulons prédire de manière précise la position du niveau de fragmentation, il est important de considérer le dégazage hors équilibre.

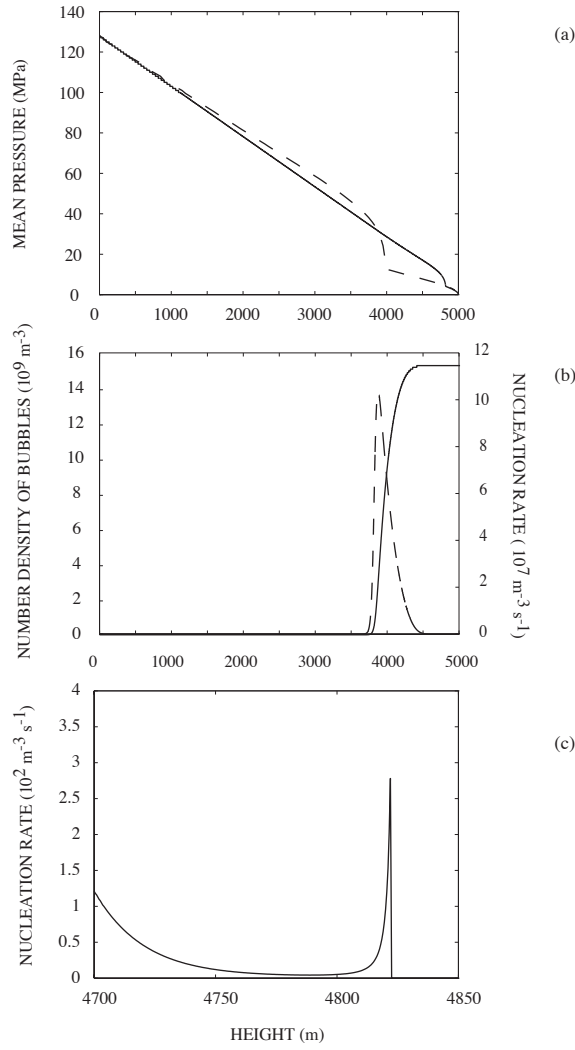


Figure 3.19: (a) Évolution de la pression moyenne dans le conduit. Le profil de pression moyenne est comparé au profil de pression dans cas d'exsolution à l'équilibre suivant la courbe de solubilité, sans nucléation, pour un même magma (trait continu: dégazage hors équilibre, trait tireté : dégazage à l'équilibre). Le niveau de fragmentation se situe plus haut dans le conduit dans le cas hors équilibre (b). Figure 3 de [Massol and Koyaguchi, 2005].

- La vésicularité au niveau de fragmentation dépend fortement du processus de fragmentation.
- La nucléation tardive de bulles de gaz haut dans le conduit peut déclencher par elle même la fragmentation. En effet, les bulles nucléées sont en surpression et, en raison de la grande fraction volumique de gaz due à la première population de bulles, la vitesse est suffisamment élevée pour que la transition ductile-fragile puisse être atteinte.
- Ce modèle présente une première estimation des tailles de bulles à la fragmentation, qui peuvent être comparées avec des données de terrain.

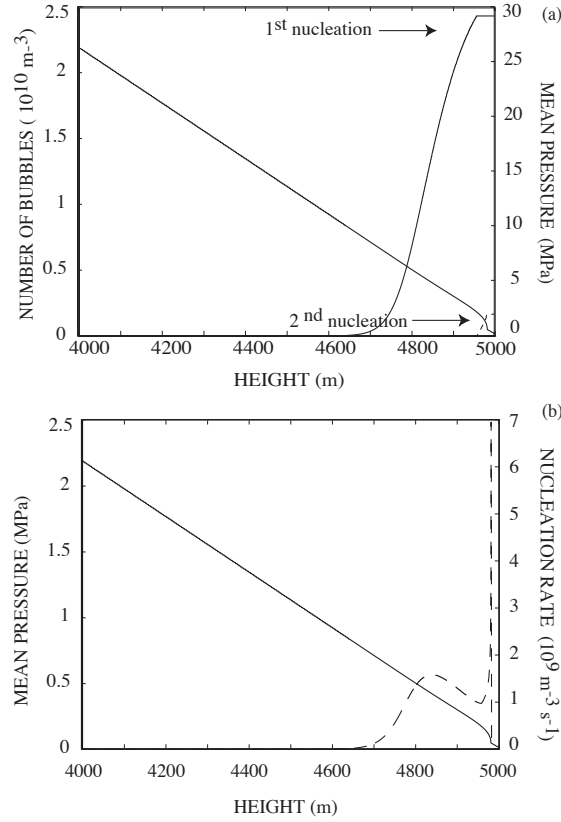


Figure 3.20: Évolution du nombre de bulles (trait plein: première population, traits en pointillés : deuxième population) et pression moyenne (trait plein en gras) avec la hauteur dans le conduit. À noter que la deuxième nucléation se produit juste avant le niveau de fragmentation. (b) Évolution de la pression moyenne (trait plein) et du taux de nucléation (trait tireté) en fonction de la hauteur dans le conduit lors de la remontée. Notez le deuxième pic de nucléation qui peut déclencher la fragmentation. Les paramètres de ce calcul sont répertoriés dans le tableau 1 et la Figure 4 de [Massol and Koyaguchi, 2005].

### 3.3.5 Implications géologiques

#### Tailles des bulles dans les produits naturels

Nous avons tenté d'estimer la distribution de taille des bulles à la fragmentation. En calculant simultanément la croissance des bulles, leur nucléation et l'ascension du magma, nous pouvons prédire l'évolution du rayon moyen pour chaque population de bulles en fonction de la profondeur dans le conduit. Dans notre calcul, seules deux populations de bulles sont prises en compte. Pour le premier événement de nucléation, cette approximation est presque valide car le pic de nucléation est approximativement une fonction  $\delta$  de Dirac. Au contraire, le deuxième événement de nucléation serait mieux expliqué par un événement de nucléation continu. La figure 3.21a représente l'évolution du rayon des bulles pendant l'ascension dans un exemple type dont les conditions sont précisées ici dans Massol and Koyaguchi [2005]. Nous constatons que l'évolution du rayon des bulles au début de l'ascension suit la solution de



racine carrée de [Navon et al., 1998b]. À ce stade, le gradient de pression est presque linéaire et la pression du gaz suit de près la pression moyenne, de sorte que nous sommes dans les conditions expérimentales à long terme de Navon et al. [1998b]. Ensuite, comme l'expansion et la diffusion sont toutes deux accentuées par une augmentation de la pression du gaz et une vitesse d'ascension élevée à proximité de la fragmentation (voir les figures 3.7 et 3.18), le taux de croissance des bulles augmente fortement jusqu'à la fragmentation.

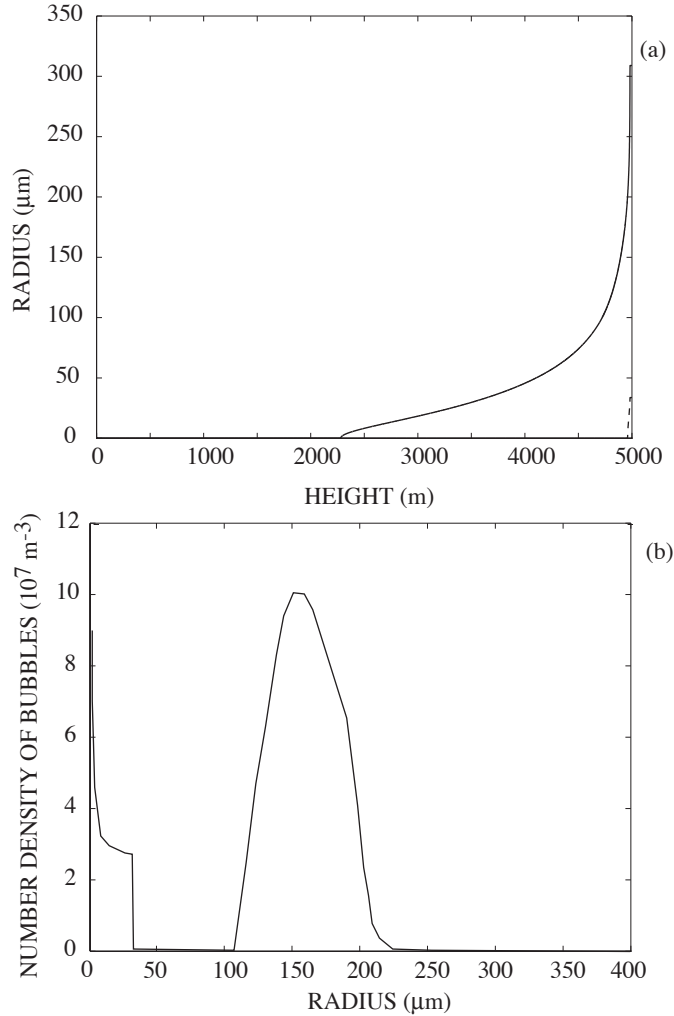


Figure 3.21: (a) Évolution du rayon des bulles pendant la remontée pour les deux populations de bulles (trait plein : première population et trait en pointillé : seconde population). Notez que le taux de croissance augmente près de la fragmentation due à la fois aux effets du taux de décompression élevé et à la forte sursaturation. (b) Estimation de la distribution de taille au niveau de fragmentation. Notez la population fine correspondant à de minuscules bulles nucléées lors du deuxième événement de nucléation. Figure 11 de [Massol and Koyaguchi, 2005]

Le rayon final des bulles atteint lors de la fragmentation dépend de la vitesse d'ascension. Par exemple, pour un flux de masse de  $5.3 \times 10^5 \text{ kg s}^{-1}$  les rayons moyens de la première et de la deuxième population de bulles ont des valeurs de  $519 \mu\text{m}$  et  $76 \mu\text{m}$ . Pour un flux de masse plus élevé de  $1.26 \times 10^9 \text{ kg s}^{-1}$ , les valeurs des rayons moyens

sont de  $120\mu\text{m}$  et  $6\mu\text{m}$  pour les bulles de première et deuxième populations, respectivement. Cela montre clairement que la croissance des bulles est d'autant plus retardée pour les vitesses d'ascension plus rapides. Ces valeurs peuvent être considérées comme une limite inférieure pour les rayons des bulles dans les ponces (puisque nous n'avons pas considéré ici l'effet de l'expansion après la fragmentation ou la coalescence), mais elles sont de l'ordre de grandeur des mesures effectuées sur les produits naturels. Par exemple Sparks and Brazier [1982] décrivent 3 populations centrées sur les valeurs respectives de 1, 10 et  $100\mu\text{m}$ .

Nous avons tenté également d'estimer la distribution de la taille des bulles à partir de nos calculs. Je ne vais pas redétailler ici la méthode que vous trouverez ici [Massol and Koyaguchi, 2005]. La figure 3.21b montre la densité de bulle d'un rayon moyen donné correspondant au taux de croissance calculé visible sur la Figure 3.21a. Ce graphique montre deux pics autour de  $1\mu\text{m}$  et  $150\mu\text{m}$ . La population fine correspondant à un événement de nucléation tardive près du niveau de fragmentation à un taux de décompression élevé et la population plus grossière étant due à la première nucléation et à la croissance en profondeur dans le conduit. Au premier ordre, elle reproduit les pics multiples observés et mesurés dans les ponces par des auteurs précédents: Sparks and Brazier [1982]; Klug et al. [2002]; Whitam and Sparks [1986]. Ces pics, principalement à 10, 100 ou  $1000\mu\text{m}$  sont interprétés comme étant dûs à la coalescence ou à la nucléation multiple. Nous montrons ici que les événements de nucléation multiple pendant l'ascension sont une explication possible pour expliquer les pics multiples observés dans les mesures de rayons de bulles. Une explication possible du fait que Klug et al. [2002]; Whitam and Sparks [1986] n'aient pas observés de population de  $1\mu\text{m}$  pourrait être que ces bulles en surpression sont impliquées dans le processus de fragmentation.

Évidemment, cette estimation n'a pas pour but de reproduire exactement les mesures sur le terrain, mais elle fournit une estimation de la distribution des tailles qui peut être testée par rapport aux données de terrain. Cette première tentative est, bien sûr, incomplète car la coalescence et l'expansion après fragmentation ne sont pas prises en compte, mais nous constatons qu'elle reproduit au premier ordre les données observées.

### **Application au Mule Creek Vent, New Mexico**

À Mule Creek, au Nouveau-Mexique, il est possible d'observer un conduit d'éruption fossile sur une extension verticale de  $300\text{m}$  [Stasiuk et al., 1996]. Le magma préservé à l'intérieur de ce conduit a alimenté une petite coulée de lave ou un dôme, dont une partie peut encore être visible aujourd'hui. La caractéristique la plus remarquable de cette unité est la très grande variation de vésicularité, à la fois dans les directions verticales et horizontales. Les données de fraction massique d'eau dissoute ne peuvent pas être expliquées par de simples modèles d'équilibre thermodynamiques connaissant le contenu en eau dissoute de l'unité. D'autres caractéristiques distinctives de cette unité sont ses bordures dont les bulles sont presque quasiment absentes. L'explication avancée par Stasiuk et al. [1996] est que le magma vésiculé était perméable et qu'il a été possible que le gaz ait été perdu vers la roche encaissante environnante. Cette explication présente plusieurs difficultés, comme discuté par Jaupart [1998]. La plus contraignante est peut-être d'expliquer comment le magma vésiculé situé à l'intérieur du conduit peut laisser échapper du gaz à travers le

magma compact et dense qui tapisse les parois. L'explication de Stasiuk et al. [1996] reposait en partie sur l'écart entre la vésicularité observée et mesurée et les prédictions de la thermodynamique à l'équilibre. Le travail présenté dans la section 3.3.1 montre que, dû à l'écoulement la pression peut augmenter en paroi de manière significative, et mener à une diminution de la vésicularité et une augmentation en eau dissoute dans le liquide dû à des hétérogénéités latérales de pression dans le conduit. En outre, elle prédit que dans le cas d'un étalement horizontal à partir de la bouche éruptive, la pression du gaz augmente et donc la vésicularité diminue, en direction des parois du conduit (voir figure 3.22).

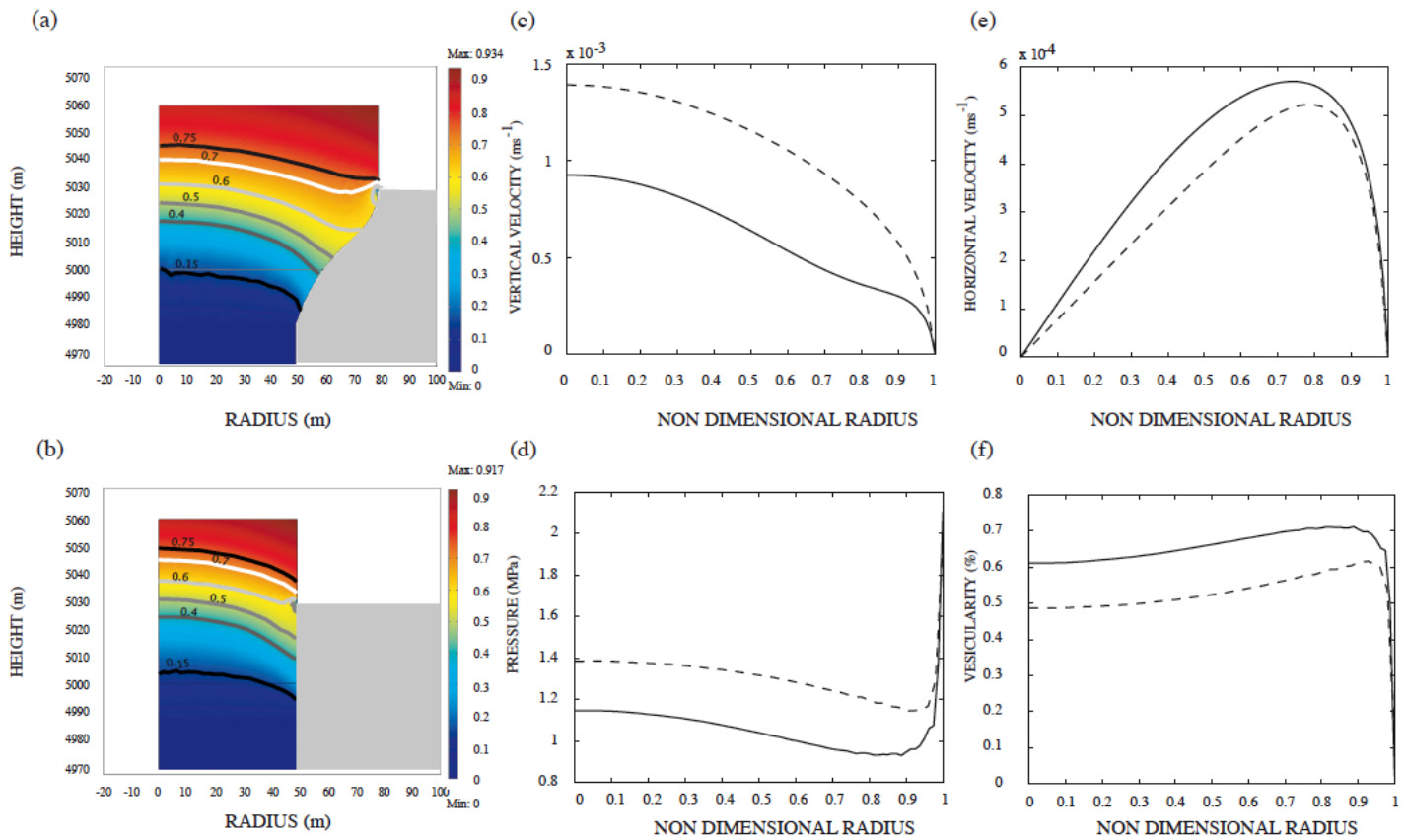


Figure 3.22: gradient de pression radial. Vésicularité dans la partie supérieure du conduit pour deux géométries (a) et (b). Certaines lignes de même vésicularité sont indiquées. Notez que la vésicularité augmente lorsque le conduit s'évase vers le haut. Profils de vitesse (c) et (e), pression (d) et vésicularité (f) à la sortie du conduit pour les deux géométries. La ligne pointillée représentant un conduit droit et la ligne continue, un conduit évasé. Notez à nouveau la diminution de pression dans le cas d'un conduit évasé. Figure 7 de [Massol and Jaupart, 2009]

Dans l'exemple présenté sur la figure 3.22, le modèle prédit en fait que, près des parois du conduit, toutes les bulles de gaz sont résorbées en parois de conduit près de la bouche éruptive, exactement comme observé à Mule Creek. Ainsi, les effets de compressibilité du magma sur la dynamique éruptive offrent une explication alternative et cohérente pour les observations.

## **Novarupta et Taupo**

Même si ce travail n’aspire pas à prédire exactement le déroulement d’une véritable éruption, j’ai utilisé les résultats du modèle présenté dans la deuxième partie de la section 3.2.6 pour tenter néanmoins de comparer les résultats de ce travail avec deux éruptions bien documentées, celle de 1912 du Novarupta, en Alaska, et celle de 1,8 ky du Taupo, en Nouvelle-Zélande.

### **Novarupta**

Cette éruption, la plus importante du vingtième siècle, a pris la forme de plusieurs phases explosives du 6 au 8 juin 1912, impliquant un magma dacitique à rhyolitique [Hildreth, 2014]. Les ponces de l’épisode III de cette éruption ont été analysées par Adams et al. [2006]. Ils montrent que des différences dans la structure des ponces existent entre deux couches (F et G) de cet épisode (la couche G plus récente que la couche F, voir Figure 3.23): les ponces de la couche G présentent des signes de coalescence, des bulles de formes plus irrégulières plus ainsi qu’une distribution de densité plus hétérogène que dans la couche F [Adams et al., 2006]. Cela démontre un changement dans les conditions éruptives. Les auteurs interprètent ces observations comme un changement de géométrie du conduit, dû à l’accumulation de magma dégazé sur les parois du conduit. Nos résultats montrent qu’une géométrie irrégulière, provenant soit de l’accumulation de magma dégazé, soit de l’érosion d’une petite partie du conduit, génère des lignes de courant déformées avec le magma situé près des parois subissant des taux de décompression plus faibles et des contraintes de cisaillement plus élevées que le magma situé au centre du conduit (voir Fig 12 (a) de Massol [2019] [ici](#) et 3.24(c)). Ces différences dans les taux de décompression, dues au chemin plus long suivi par le magma à plus faible vitesse près des parois, pourraient expliquer la plus grande hétérogénéité en densité des ponces à partir du niveau G, confirmant l’interprétation de Adams et al. [2006]. Un trajet complexe du magma pourrait également expliquer les bulles déformées observées, dues à la rotation des lignes de courant soumises à des contraintes de cisaillement. Si une constriction existe, nous montrons également que le niveau de fragmentation est déplacé vers une profondeur plus faible (voir Fig. 17 (a) de Massol [2019]). On peut donc imaginer une évolution similaire et compatible avec les observations faites par Adams et al. [2006] d’un conduit droit évoluant vers une forme en goulot.

### **Taupo eruption**

Comme décrit par Walker [1980] et Houghton and Hammer [2010], l’éruption du Taupo d’il y a 1,8 ky a impliqué une phase explosive (dépôts de retombées pliniennes et un dépôt majeur d’ignimbrite) et une phase effusive ultérieure après une petite pause de quelques décennies [Houghton and Hammer, 2010]. Cette éruption, a été la plus intense des 2000 dernières années, avec un flux de masse atteignant  $7 \cdot 10^{10}$  kg/s, [Houghton and Hammer, 2010; Walker, 1980]. Les emplacements des bouches éruptives sont multiples (au moins trois) et alignées le long d’une fissure NE-SW dans la partie est du lac Taupo. Les dépôts éruptifs ont été divisés en 7 unités stratigraphiques (voir figure 3.25. Mis à

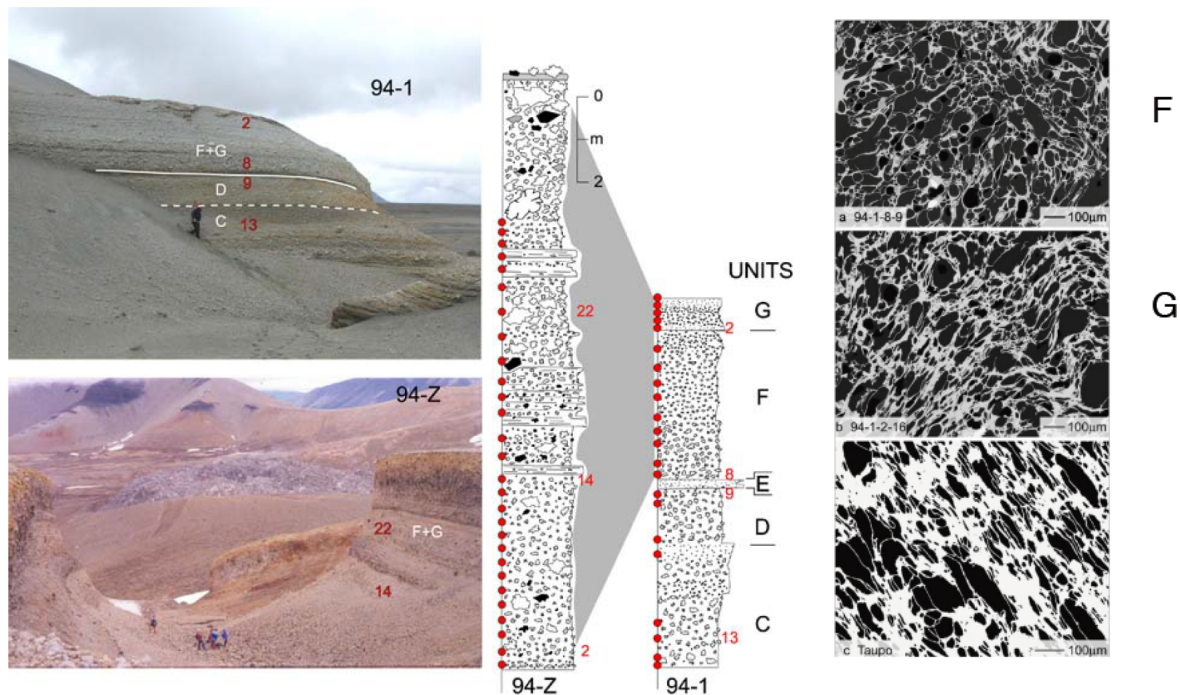


Figure 3.23: Combinaison des Figures 3 et 14 de [Adams et al., 2006]. A droite, Log stratigraphique à deux sites d'échantillonnage. 94 Z représente l'Episode III layers F and G. A gauche, photos des deux sites d'échantillonnage. Les textures changent nettement de la couche F à la G la perméabilité augmente. Les ponces de la couche G contiennent une population importante de bulles plus petites et de vésicules déformées.

part le fait que cette éruption ait été très intense, un autre aspect intéressant est le fait que les conditions initiales ne varient pas beaucoup au cours des différentes phases de l'éruption, avec un contenu en volatil dissous pré-éruptif variant entre 3,6 wt% et 4,3 wt%, sans variations systématiques significatives au cours de l'éruption. Cependant, le volcan a alterné différents styles d'éruption, allant d'événements pliniens de grande intensité à une extrusion en dôme à la fin. Afin de comprendre la cause de ces variations, Houghton and Hammer [2010] ont analysé les produits éruptifs: la vésicularité a été mesurée pour toutes les unités, les bulles ont été comptées et leurs rayons équivalents tracés en fonction de leur distribution de volume pour une ponce de densité moyenne appartenant à chaque séquence éruptive. Certaines ponces ont également été sélectionnés pour obtenir une image détaillée de la forme et de la taille des bulles. Cinq classes de ponces ont été identifiées, en fonction de leur vésicularité et de la forme des vésicules. Les auteurs proposent que les différences dans la vésicularité, et les caractéristiques des bulles des différentes séquences, sont principalement dues à l'influence des processus se situant à un niveau superficiel dans le conduit. En général, il existe une grande diversité texturale entre les ponces et même au sein d'une même ponce. Si nous réinterprétons ces résultats à la lumière de notre modèle, cela démontre la nécessité de disposer de modèles 2D d'écoulement afin de pouvoir mieux interpréter la texture des ponces en détail. En effet, nous avons montré dans la section précédente la différence introduite par la prise en compte de l'écoulement 2D. En se concentrant sur les unités 2 et 3 de l'éruption, l'unité 2 est caractérisée par un panache plinien continu de flux de masse de  $10^7$  kg/s contenant quelques fragments

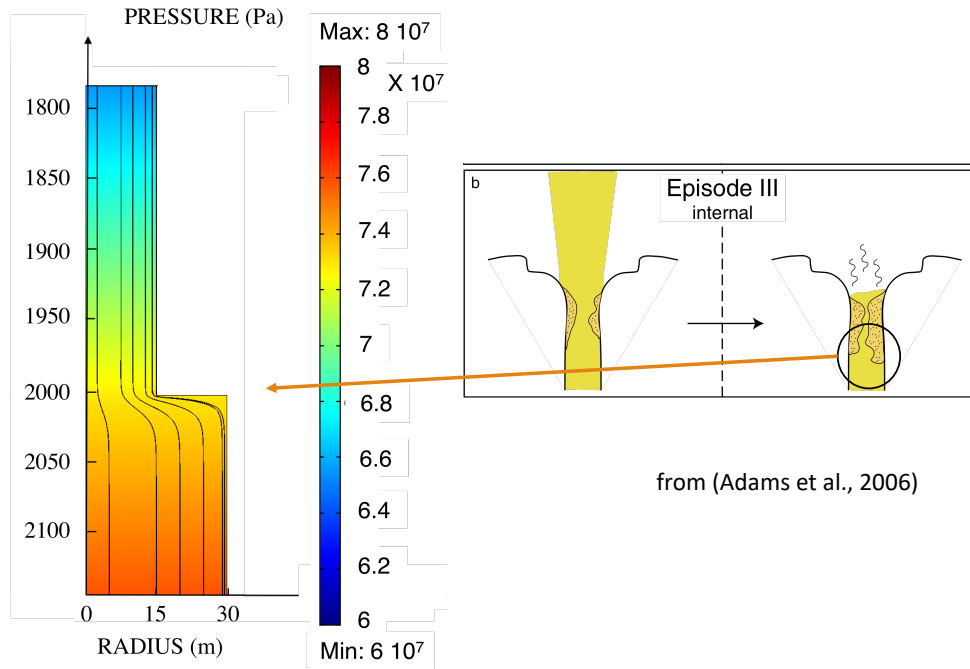


Figure 3.24: Figure de Massol [2019] et [Adams et al., 2006] montrant les lignes de courants correspondantes à un rétrécissement du conduit.

de la roche encaissante arrachés à la paroi du conduit . Cela peut être la preuve d’un certain degré d’érosion du conduit et, en effet, les auteurs ont proposé que la bouche éruptive a été progressivement élargie conduisant à la pénétration du lac dans le conduit, sans la protection de l’anneau ou du cône de tuf créé dans la phase 1, déclenchant ainsi la phase phréatomagmatique 3 de l’éruption (voir Figure 3.25). Si nous comparons cela avec un cas où le flux de masse est approximativement égal à  $10^7 \text{ kg.s}^{-1}$  dans notre Fig. 3.27, cela pourrait correspondre soit à un conduit droit avec un rayon moyen de 15 m s’élargissant à un conduit évasé de rayon moyen 20 m, dans ce cas, le niveau de fragmentation s’approfondit d’environ 1000 m, conduisant à un taux de décompression plus abrupt (voir Fig 9 (b) de Massol [2019] [ici](#) ). Il n’est donc pas surprenant que les ponces aient enregistrées une augmentation soudaine du taux de décompression, favorisant la coalescence des bulles, que les auteurs identifient et appellent “Patchy coalescence”, qui se produit également dans une éruption à flux de masse élevé. Nous proposons ici que l’élargissement du conduit a conduit à un approfondissement du niveau de fragmentation associé à des taux de décompression plus importants qui déclenchent la coalescence (plutôt que la coalescence qui déclenche une ascension rapide). De plus, si le conduit s’élargit, on peut s’attendre à la présence de ponces allongées, cisailées par l’écoulement et présentant des lignes de courant déformées (voir Fig. 3.27 pour un exemple de lignes de courant déformées). Dans ce cas, on s’attendrait à trouver des bulles cisailées près de la paroi du conduit où le magma est le plus vésiculé. Il pourrait être intéressant d’analyser systématiquement plusieurs ponces d’un niveau particulier pour estimer la proportion de chaque type de

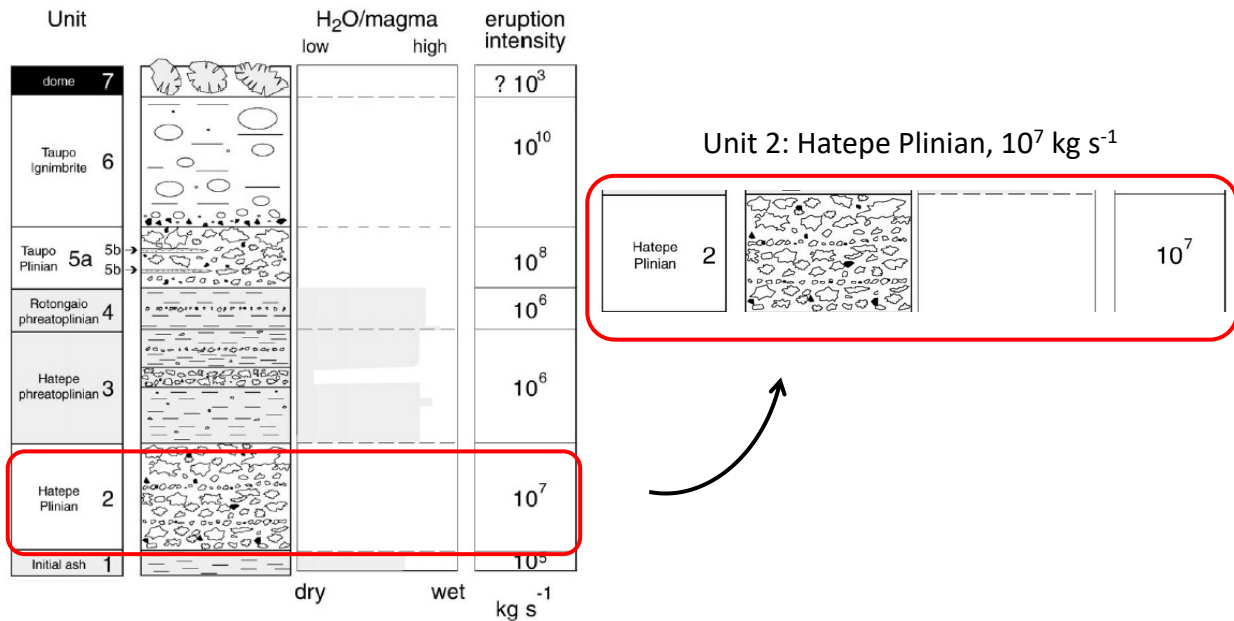


Figure 3.25: Figure 2 de Houghton and Hammer [2010]. Produits éruptifs de l'éruption de 1.8 ka Taupo, modifié d'après Wilson and Walker (1985). Flux de masse de l'éruption (j'ai entouré la phase qui est plus particulièrement discutée ici). Il est également noté le degré d'interaction avec l'eau déduite de la géométrie du dépôt et de la forme des produits émis.

forme de bulle par niveau, comme cela a été fait pour la vésicularité (Fig. 5 de Houghton and Hammer [2010]).

### 3.4 Conclusions et perspectives de recherche

Afin de prendre en compte de manière plus précise les conditions d'expansion et de décompression des magmas, nous avons développé des modèles numériques à 2D capable de prendre en compte la distribution de pression en sortie de conduit dans le cas d'éruptions effusives contenant de faibles teneurs en eau dissoute.

- Les surpressions dans les bulles de gaz sont importantes dans les magmas et cela même aux faibles flux de masse des éruptions effusives. Les solutions numériques démontrent que des valeurs significatives de surpression de gaz (c'est-à-dire supérieure à 1 MPa) peuvent se développer et que ceci est plus marqué lorsque le magma contient des cristaux. Cela peut expliquer les explosions des dômes de lave et l'expansion brutale des pores contenus dans le magma, associé à la génération de fissures dans les dômes de lave, générant des coulées pyroclastiques.
- Par ailleurs, à la sortie, il existe de grandes variations de surpression de gaz en fonction de la distance à l'axe du conduit, impliquant l'éruption simultanée de portions de magma plus ou moins dégazés.
- Pour des dimensions de conduit, une composition de magma et un contenu en volatils dissous donnés, les



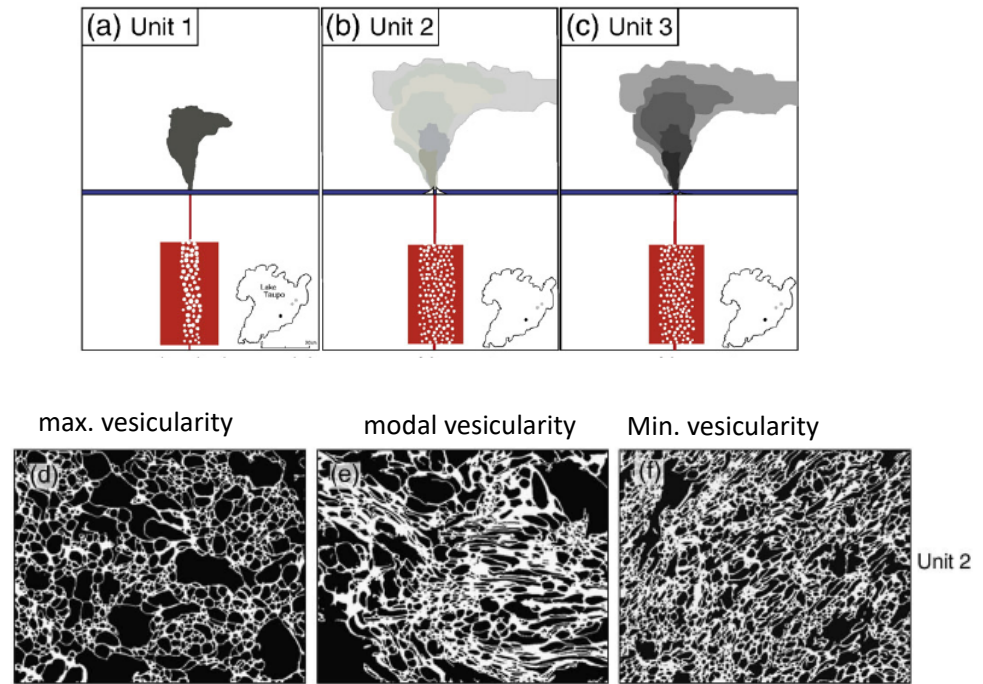


Figure 3.26: Combinaison des Figures 7 et 11 de Houghton and Hammer [2010] montrant les ponces correspondantes à l'unité 2 qui précède l'élargissement du conduit et la phase phréatomagmatique. La largeur de l'image est de 900  $\mu\text{m}$ .

surpressions de gaz augmentent en fonction de la pression dans chambre magmatique et du flux de masse, mais est indépendante de la viscosité du magma en elle même.

- Les solutions sont sensibles aux conditions d'expansion proche de la surface. Par ailleurs, le changement brutal de régime de contrainte à la sortie du conduit induit des contraintes de traction importantes susceptibles d'excéder la résistance à la traction du magma. Des phases de croissance de dôme exogène et endogène devraient donc être caractérisées par des distributions de contenu en gaz hétérogènes dans le dôme.

Un travail intéressant à poursuivre concernant cette direction de recherche, serait de coupler de manière explicite l'écoulement dans le conduit avec le dôme en surface ainsi que de parvenir à inclure une réelle rhéologie non newtonienne, en parvenant à inclure également dans ce modèle couplé une loi de viscosité prenant en compte à la fois les contenus en microlites et les taux de déformations telle que celle par exemple de [Caricchi et al., 2007].

Concernant les éruptions explosives, nous avons montré qu'en dessous du niveau de fragmentation, le taux de décompression varie de zéro aux parois du conduit, et augmente vers le centre du conduit. Ainsi, différentes portions de magmas, situées à différentes positions, ejectés simultanément lors d'une éruption, peuvent avoir été soumis à



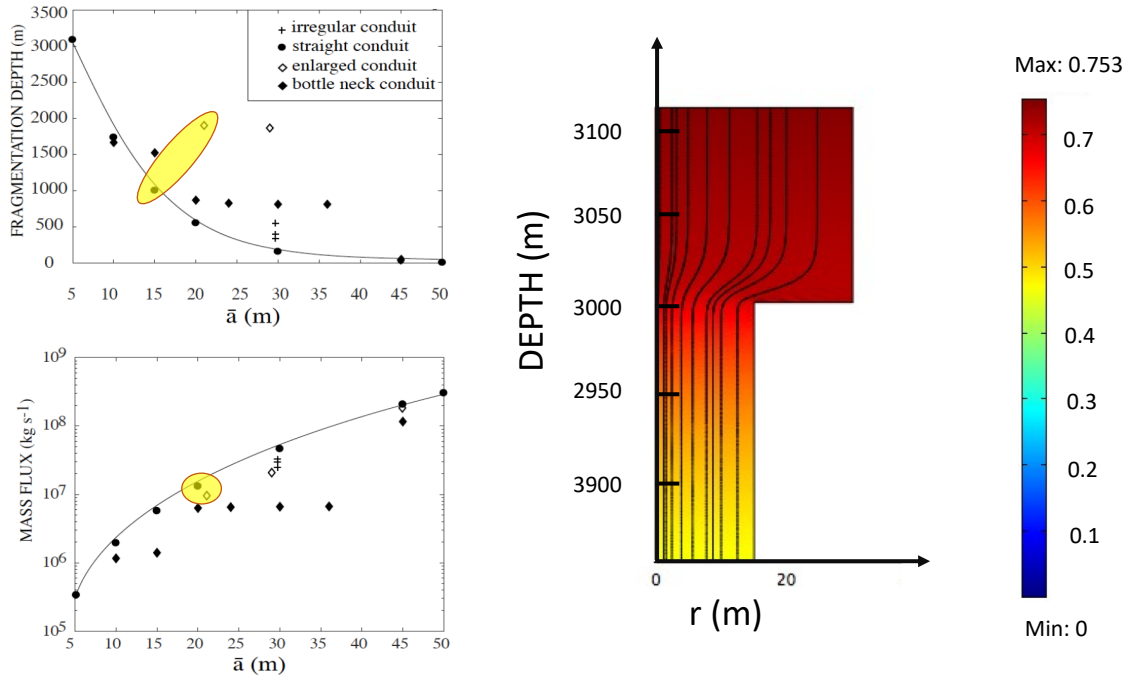


Figure 3.27: Profondeur de fragmentation (a), Flux de masse (b) en fonction du rayon moyen du conduit (voir des explications plus détaillées [ici](#) dans [Massol, 2019]. Figure (c) montre la vésicularité et les lignes de courants.

différents taux de décompression et conditions de dégazage. Nous avons par la suite développé un nouveau modèle permettant prendre en compte différentes géométries et nous sommes parvenus aux conclusions suivantes:

1. Dans le cadre de nos hypothèses (c'est-à-dire dégazage à l'équilibre, seuil de fragmentation simple et rhéologie newtonienne), en prenant le cas de conduits droits et d'écoulements fragmentés, les modèles classiques 1D sont suffisants pour prédire la position du niveau de fragmentation, les flux de masse, les gradients de pression ou le niveau d'exsolution. La surpression radiale peut être calculée en utilisant l'approximation analytique de Massol and Jaupart [1999] (équation 3.39).
2. Dans le cas d'une forme irrégulière du conduit en profondeur, des modèles 2D sont nécessaires et un rayon de conduit similaire visible à la surface peut conduire à des champs de contraintes très différents au sein de l'écoulement selon la position et la forme de l'irrégularité du conduit. Des contraintes de l'ordre de plus de 1MPa peuvent être atteintes à certains endroits. Les irrégularités de la forme du conduit conduisant à des changements brusques des valeurs de vitesse sont donc des explications plausibles de l'augmentation des contraintes locales. Les contraintes de traction élevées sont localisées au centre du conduit, tandis que les contraintes de cisaillement élevées sont localisées sur les parois du conduit, ce qui conduit à plusieurs endroits de rupture potentiels.
3. Les observations du rayon du conduit visible à la surface pourraient également conduire à l'hypothèse d'une profondeur de fragmentation très différente si le conduit est considéré comme droit, plutôt que d'avoir une

forme de conduit élargie à une certaine profondeur (voir Figure 3.27). La différence de profondeur pourrait être supérieure à 1500 m selon la géométrie du conduit en profondeur. Par exemple, un conduit élargi augmentera le taux de décompression en dessous du niveau de fragmentation en raison de la diminution locale soudaine de la vitesse verticale.

4. Des flux de masse similaires peuvent résulter de différents rayons de conduit en profondeur, en fonction de la géométrie du conduit : par exemple, dans notre cas, un conduit droit de 15 m de rayon et un conduit se rétrécissant de 50 m à 15 m à une profondeur de 2000 m donne le même flux de masse d'environ  $6,5 \times 10^6 \text{ kg s}^{-1}$ .
5. Même si les paramètres macroscopiques sont bien décrits par des modèles d'écoulement 1D, des modèles 2D sont nécessaires pour mieux interpréter la texture des ponces en détail et relier les mesures de terrain provenant des structures des ponces et les paramètres d'écoulement variant en 2D tels que la vitesse de déformation et la contrainte dans le conduit.
6. Ce modèle peut être appliqué à d'autres conditions spécifiées ou à la géométrie déduite du conduit pour les éruptions à faible teneur en cristaux (moins de 30 % en volume) et d'autres calculs sont nécessaires pour couvrir systématiquement l'espace des paramètres. Des travaux futurs sont également nécessaires pour considérer les écoulements riches en cristaux et la rhéologie non-newtonienne.
7. Par ailleurs nous avons développé un modèle numérique hors équilibre permettant de prédire des distributions de tailles de bulles dans les produits émis. Nous avons également montré que le niveau de fragmentation pouvait également se situer plus proche de la surface dans ce cas.

Plusieurs directions de recherche peuvent être poursuivies à la suite de ces travaux. En particulier, en lien avec la sismicité mesurée autour de volcans qui montre que souvent la source est à une profondeur fixe [Chouet and Matoza, 2013] et renseigne sur le dégazage [Jordan et al., 2020]. Des variations de géométrie de conduit produisant des variations de contraintes sont susceptibles de générer ces signaux et cette piste pourrait être explorée. Par exemple, Coppess et al. [2019] simulent des séismes dont la source serait le changement de contraintes en paroi de conduit. Cette piste de recherche paraît très prometteuse et j'aimerais bien initier des collaborations dans ce sens. Nous pourrions également imaginer de mener des recherches expérimentales ici à GEOPS ou en collaboration avec le laboratoire FAST voisin afin de développer des modèles analogiques afin d'étudier l'influence de variations de géométrie de conduits sur les contraintes dans l'écoulement. Pour cela une meilleure connaissance de la géométrie des conduits en profondeur apporterait des contraintes précieuses, mais pour l'instant la partie superficielle peut espérer être imagée par la l'imagerie muons (e.g. Nishiyama et al. [2017], Lelièvre et al. [2019]) et les dikes plus profonds dans la croûte par la distribution des foyers de séismes (e.g. Feuillet et al. [2021]). Malheureusement le conduit volcanique reste je crois difficile à imager.

Nous avons également étudié le couplage de la dynamique de l'ascension du magma et du processus microscopique de nucléation et de croissance des bulles de gaz et cela a plusieurs implications importantes pour la dynamique des éruptions:

- (1) Le taux de nucléation peut augmenter près du niveau de fragmentation, en raison d'un taux de décompression élevé conduisant à une sursaturation du liquide. Par conséquent, les bulles nucléent plus d'une fois dans un conduit volcanique.
- (2) La hauteur de fragmentation est d'environ 1000 m plus faible dans le cas d'un dégazage hors équilibre qu'en considérant une exsolution à l'équilibre. Par conséquent, les prédictions précises sur la hauteur de fragmentation doivent tenir compte du dégazage hors équilibre.
- (3) La vésicularité à la fragmentation dépend fortement du processus de fragmentation.
- (4) La nucléation tardive des bulles de gaz proche du niveau de fragmentation peut la déclencher. En effet, les bulles nucléées lors du deuxième événement de nucléation ont des pressions internes élevées et, en raison de la grande fraction volumique de gaz due à la première population de bulles, la vitesse est suffisamment élevée pour que la transition ductile-fragile puisse être atteinte.
- (5) Notre modèle présente une estimation de premier ordre de la taille des bulles à la fragmentation, qui peut être comparée aux données de terrain.

Comme pointé par Ross et al. [2021] les ponces contiennent de multiples informations sur la dynamique dans les conduits. J'aimerais également continuer un travail de comparaison entre les modèles et les produits émis (forme et nombre des bulles) pour progresser dans la compréhension des alternances de style éruptif et je pense que l'analyse des formes et tailles des bulles telles que pratiquée par [Adams et al., 2006; Houghton and Hammer, 2010; Moitra, 2013; Colo' et al., 2020] ainsi qu'avec les expériences de nucléation en laboratoire (e.g. Hamada et al. [2010], Hajimirza et al. [2021], Myers et al. [2021]).

## Chapitre 4

# Evolution thermique des océans de magma, habitabilité et régimes géodynamiques

### 4.1 Introduction

Il est maintenant presque certain que lors de l'accrétion, la plupart des planètes telluriques ont subi un stade océan de magma. En effet, d'une part, les données en composition isotopiques d'Argon et Xénon mesurées sur des basaltes de rides medio-océanique montrent une anomalie comparées aux valeurs mesurées dans l'atmosphère (e.g. Ozima and Kudo [1972]; Fisher [1975]; Staudacher and Allègre [1982]; Sarda et al. [1985]). Ces anomalies isotopiques constituent une trace géochimique du dégazage. La comparaison de ces compositions isotopiques avec celles de l'atmosphère indiquent que le dégazage s'est produit très tôt dans l'histoire terrestre et qu'il était extrêmement efficace, c'est-à-dire qu'un volume comparable au manteau supérieur de la Terre, au moins, était presque complètement dégazé (e.g. Hamano and Ozima [1978]; Ozima [1975]; Staudacher and Allègre [1982]; Sarda et al. [1985]; Allègre et al. [1987]). En effet, d'après Allègre et al. [1987], 90 % de l'Argon primitif aurait été dégazé dans les 100 premiers millions d'années. Pour une synthèse plus complète concernant les arguments géochimiques, je renvoie le lecteur au travail réalisé par Moreira [2013] ainsi qu'à l'introduction de notre article [Massol et al., 2016] disponible [ici](#). Ceci est cohérent avec la fusion précoce des planétésimaux en raison d'un chauffage radiogénique dû aux radio-isotopes à courte durée de vie tels que  $^{26}\text{Al}$  et  $^{60}\text{Fe}$  (e.g. Urey [1955]; Reynolds et al. [1966]; MacDonald [1959]; La Tourette and Wasserburg [1998]; Monteux et al. [2007]), et avec l'énergie fournie par les impacts lors de l'accrétion, où la conversion de l'énergie cinétique en chaleur pourrait induire la formation répétée d'océans de magma sur les planètes (par exemple Safronov [1978]; Canup [2004]; Tonks and Melosh [1993]; O'Brien et al. [2014]; Monteux et al. [2007]; Golabek et al. [2011]). Se rajoute à ces sources d'énergie, l'énergie gravitationnelle libérée en profondeur dans la planète par la formation du noyau [Sasaki and Nakazawa, 1986]. Pour une synthèse générale, voir aussi [Elkins-Tanton, 2012]. Par ailleurs, il est

probable qu'en fin d'accrétion, des impacts géants auraient pu engendrer la fusion de tout le manteau de la planète [Tonks and Melosh, 1993; Reese and Solomatov, 2006].

L'histoire du refroidissement ultérieur de cet océan de magma définit les conditions initiales de l'apparition et du style des régimes géodynamiques prévalant dans le manteau solide et a également des conséquences sur l'habitabilité des planètes aux époques primitives. Ces dernières années, plusieurs modèles ont étudié l'évolution thermique d'un océan de magma. Les premiers modèles considèrent que la Terre croît par des impacts de planétésimaux impacts, puis se refroidit conductivement à travers une atmosphère radiative grise [Abe and Matsui, 1985]. Les ajouts ultérieurs à ce modèle consistent dans une répartition de l'eau plus réaliste entre l'atmosphère et le magma [Abe and Matsui, 1986]. Suite à ces deux articles, une atmosphère radiative-convective est alors prise en compte conduisant à un refroidissement plus lent de l'océan de magma [Abe and Matsui, 1988; Zahnle et al., 1988]. Ces modèles jettent les bases d'études futures de l'évolution thermique couplée de l'océan magma et de l'atmosphère. Abe [1997], quant à lui, a pris en compte les changements de phase pendant le refroidissement à travers une atmosphère de vapeur d'eau et donc la variation de viscosité avec le contenu en cristaux mais n'avait pas explicitement couplé l'atmosphère avec le dégazage de l'océan de magma. Suite à ces études, Elkins-Tanton [2008] a elle explicitement couplé le dégazage de volatiles à travers une atmosphère radiative grise, cependant considérant une viscosité constante variant entre 0,1 et 1 Pa.s. Ce travail prédit une déstabilisation du manteau solide une fois la solidification terminée en raison de l'instabilité de la stratification en densité résultant du refroidissement de l'océan de magma. Plus récemment, Maurice et al. [2017]; Morison et al. [2019] proposent un autre scénario d'évolution thermique de l'OM à partir d'un modèle numérique de convection à 2D, qui montre que les instabilités de densités sont susceptibles de se résorber dans un temps caractéristique qui est celui du refroidissement de l'OM. Une autre source d'énergie majeure à considérer, bien qu'il ne concerne que la jeune Terre, est le réchauffement des marées causé par la Lune. Zahnle et al. [2007] ont montrés que le réchauffement qui en résultait pouvait même dépasser en intensité le chauffage dû aux éléments radiogéniques, prolongeant ainsi la durée de vie de l'océan de magma.

Tous ces modèles conduisent à des estimations très différentes du temps de refroidissement de l'OM avec des échelles de temps variant de 400 ans [Solomatov, 2000] à 100 millions d'années [Abe, 1997]. Cette brève synthèse des modèles de refroidissement des OM est récapitulée dans le tableau 4.1. Une comparaison plus fine concernant les modèles plus récents ainsi qu'une évaluation de l'influence de chacun des effets pris en compte dans les modèles de transfert de chaleur dans l'atmosphère et dans l'OM n'est pas terminée, serait utile et constitue l'un des projets à court terme que nous désirons mener. La présence et la nature d'une atmosphère influence grandement l'évolution du système puisque l'effet de serre d'une atmosphère de vapeur résultant du dégazage de l'océan de magma (OM ci-après) devrait ralentir le rayonnement de chaleur vers l'espace, et donc diminuer sa vitesse de refroidissement. Les modèles de transfert de chaleur radiatif-convectif 1D d'une atmosphère massive de  $\text{H}_2\text{O}$ - $\text{CO}_2$  (e.g. Marcq [2012]) montrent quand à eux, que pour une température de surface inférieure à une température seuil (de 2350 K pour 300 bars d' $\text{H}_2\text{O}$  et 100 bars de  $\text{CO}_2$ , T2 sur la Figure 4.1), l'effet de serre se traduit par une haute atmosphère fraîche

Table 4.1: Différents modèles d'évolutions thermiques des océans de magma, liste non exhaustive, certains auteurs ayant produit différents articles parfois assez proches nous ne citons ici que les plus significatifs.

Reference	Transfert de chaleur OM	Transfert de chaleur Atmosphère	Volatiles	Composition	Question scientifique (e.g. durée de l'OM)
Reynolds (1966)	Conduction et convection	-	-	-	-
Abe and Matsui (1985)	Conduction	Grey radiative plane parallel	$H_2O$	-	temps de l'accrétion
Abe and Matsui (1986)	-	grey radiative	$H_2O$	-	-
Abe and Matsui (1988)	-	grey radiative-convective	$H_2O$	-	formation d'un océan d'eau
Zahnle et al. (1988)	Modele simple de convection	grey radiative convective with water escape	$H_2O$	-	contenu en eau
Abe (1993-97)	1D Convection (mixing length)	grey radiative	$H_2O$	lois de solidus Lherzolite, perovskite+MgO	Refroidissement dépend de l'atmosphère (max 200 My)
Solomatov (2000)	Convection	Blackbody	-	Perovskite	definition of timescales, hard MO 1000 y soft $10^8$ ans less than 100000 y
Elkins Tanton (2008)	1D Convection	Simple grey atmosphere	$H_2O$ , $CO_2$	Peridotite	
Lebrun et al. (2013)	1D Convection	Grey and non-grey atmosphere	$H_2O$ , $CO_2$	lois de solidus Lherzolite, perovskite peridotites	durée OM $\approx 1$ Myr, deux types de planètes
Hamano and Abe (2013)	1D Convection	non-grey radiative-convective	$H_2O$		2 types de planètes, 1My océan d'eau type I et type II 100 My avec de l'échappement
Monteux et al. (2016)	1D Convection	-	$H_2O$ , $CO_2$	Peridotites chondritique	Prise en compte de la température à la limite noyau manteau
Salvador et al. (2017)	1D Convection	Grey and non-grey atmosphere	$H_2O$ , $CO_2$	lois de solidus Lherzolite, perovskite	Conditions de condensation, dépend du $CO_2$ , eau sur vénus?, définition ERCs
Maurice et al.	2D convection (cylindrical geometry)	-	-	peridoties	heterogeneity in composition are erased during MO solidification

ralentissant le rayonnement de la chaleur libérée par l'océan de magma vers l'espace. Pour une température de surface supérieure au seuil, l'effet de serre n'est pas assez efficace pour empêcher une perte de chaleur radiative importante à l'espace à travers une atmosphère chaude. La transition de grande à petite perte de chaleur radiative vers l'espace, lorsque la température de surface descend en dessous de la température seuil, pourrait jouer un rôle majeur dans le ralentissement du refroidissement de l'océan de magma (ce phénomène est représenté par la ligne rouge horizontale sur la Figure 4.1).

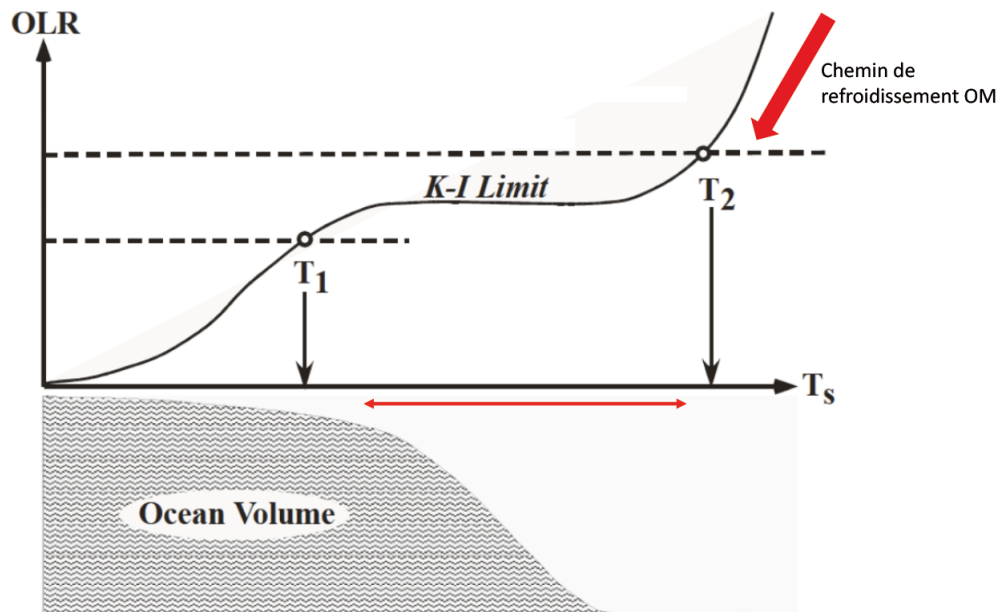


Figure 4.1: Schéma montrant le lien entre l'effet de serre et le tarissement du réservoir d'eau. Lorsque qu'un gaz condensable se trouve dans l'atmosphère, l'augmentation de température de surface accroît la masse de gaz dans l'atmosphère et la profondeur optique. Pour des atmosphères épaisses (profondeur optique élevée), le flux de chaleur infrarouge sortant de la planète (OLR en anglais et sur la figure) devient indépendant de la température de surface et n'est plus dépendant que de la température dans l'atmosphère au niveau où la profondeur optique devient égale à 1. Pour des températures de surface faibles, l'atmosphère est peu épaisse et l'OLR est dépendant de la température de surface. La limite de flux OLR pour laquelle il devient indépendant de la température de surface est appelée limite de Kombayashi - Ingersoll. (recopiée et adapté de Pierrehumbert [2010], sa Figure 4.4.)

L'un des objectifs importants des recherches que nous avons menées est de mieux comprendre les conditions et la chronologie de la formation de l'océan terrestre d'eau, et par une approche comparative d'évaluer également si un océan d'eau aurait pu condenser sur les planètes Mars et Vénus. Combien de temps cet océan aurait survécu est entre autre, l'un des défis majeurs de l'exobiologie moderne. Notre approche a consisté à résoudre simultanément (i) l'évolution thermique de l'océan magma convectif (basé sur la mise à l'échelle paramétrée de [Solomatov, 2000, 2007] et de l'atmosphère radiative-convective et (ii) les échanges de volatiles entre l'atmosphère et l'océan de magma. Nous avons fait l'hypothèse qu'à chaque instant, l'atmosphère est à l'équilibre avec l'OM en terme de contenu en volatils et de pression en raison de la faible viscosité supposée de l'OM ( $\approx 0.1 \text{ Pa s}$ ) et de son nombre de Rayleigh élevé ( $\approx 10^{26}$ ). En revanche, la dynamique de l'océan de magma a été simplifiée par rapport à certains des précédents

modèles cités. Nous supposons une cristallisation à l'équilibre d'un liquide de composition chondritique cristallisant depuis la limite noyau-manteau vers la surface (Andrault et al. [2011] voir Figure 4.2 et 4.3).

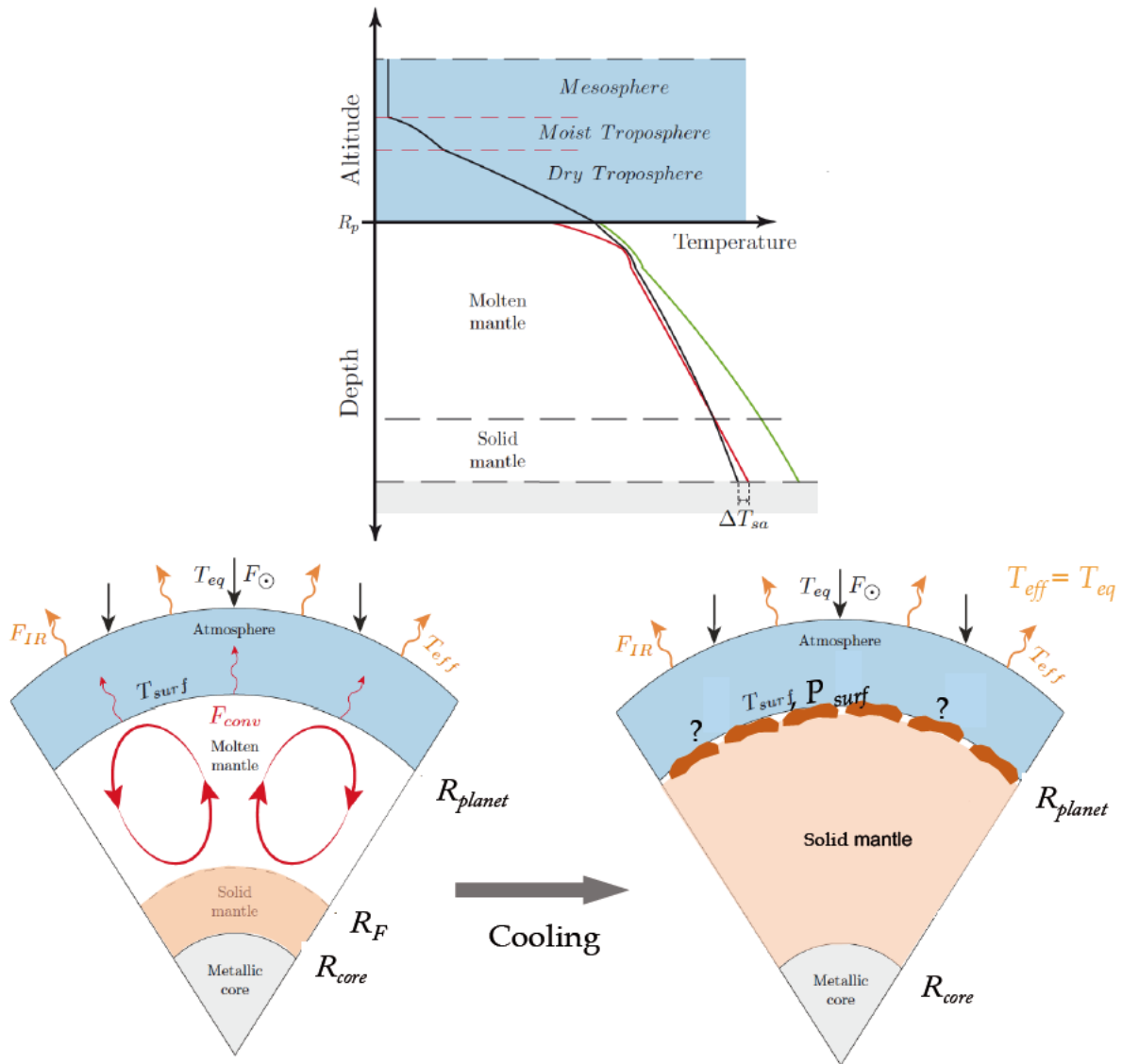


Figure 4.2: Schéma de l'évolution thermique de l'océan de magma. En haut, le profil de température, solidus et liquidus (courbes noires, rouges et vertes, respectivement);  $\Delta T_{sa}$ : différence de température superadiabatique. À droite, schéma du refroidissement de l'OM, comment s'est mise en place la tectonique des plaques sur Terre? Quel est le lien avec les paramètres thermodynamiques de la surface,  $T$  et  $P$ . Figure tirée et redessinée de [Salvador et al., 2017]

En résumé, ce travail comprends trois grands objectifs: (1) le premier était de déterminer et de préciser la durée de la phase OM (2) le deuxième de déterminer les conditions de condensation d'un océan d'eau sur la Terre primitive et (3) de tenter d'élucider les différences entre Vénus et la Terre. Toutes ces parties sont encore en développement et j'essaierai de montrer pour chacune les perspectives d'amélioration et les futures pistes de recherche ayant été indiquées par ce travail.



## 4.2 Méthodes

Une température initiale de 4000 K paraît compatible avec des conditions post-impact géant (tel celui à l’origine de la formation de la lune) (e.g. Canup [2008]; Tonks and Melosh [1993]) et des calculs thermodynamiques théoriques (Stixrude et al. [2009], par exemple). Cela soutient l’idée selon laquelle un état initial totalement liquide pour le manteau pendant la phase d’accrétion ne serait pas improbable, et c’est ce que nous avons considéré. Avant d’aborder le transfert de chaleur dans l’OM je rappelle ci dessous les principales hypothèses envisagées et la Figure 4.3 montre les principales lois de solidus liquidus existantes et celles que nous avons choisies dans les études que nous avons menées, en traits vert et rouge pointillés, correspondant à celles déterminées par Andraut et al. [2011]. La localisation des premiers solides au sein du manteau dépend (1) de leur densité respective par rapport au liquide environnant et (2) des positions respectives des courbes de fusion par rapport au profil thermique supposé adiabatique dans le manteau. Les expériences pétrologiques récentes montrent que la solidification dans le manteau est dépendante de la composition initiale supposée pour le manteau: chondritique [Andraut et al., 2011], péridotite fertile [Fiquet et al., 2010], basalte de dorsale médio-océanique [Andraut et al., 2014], le système olivine [Nomura et al., 2011] ou bien un manteau de composition pyrolitique [Tateno et al., 2014]. Ces deux dernières études rapportent un fort enrichissement en Fe dans le liquide, qui serait donc plus dense que les solides formés. Cela irait dans le sens de l’idée qu’un océan de magma basal aurait pu se former [Labrosse et al., 2007]. Mais par ailleurs des modélisations thermodynamiques [Boukaré et al., 2015] ont obtenus des courbes de fusion légèrement différentes. Cette modélisation de l’équilibre solide-liquide dans le système MgO-FeO-SiO<sub>2</sub> (Al et Ca n’étant pas présents dans le liquide) confirme que le liquide est plus léger que le solide de même composition pour toutes les conditions du manteau. Cela dit, il a aussi été montré que dans les conditions P-T du manteau inférieur, des solides plus légers que le liquide peuvent se former (étant donné qu’ils sont plus riches en Mg et moins en Fe), ce qui pourrait finalement favoriser la théorie de l’OM basal. Cependant, [Andraut et al., 2012] a mis en évidence le rôle de Al qui pourrait inverser l’effet de cette “inversion” de densité. Plus récemment l’effet isolant d’une couche visqueuse se formant dans le manteau et isolant la limite noyau-manteau a été questionnée. En effet il paraît difficile que des minéraux de Bridgmanite étant la composition la plus probable à ces profondeurs soient suffisamment stables dans leur environnement pour constituer cette couche plus visqueuse [Andraut, 2019]. C’est pourquoi, comme la formation d’un océan de magma basal est toujours débattu, nous avons choisi de considérer le cas d’un OM de composition chondritique tel que celui de Andraut et al. [2011] qui solidifie “par le bas” (voir Figure 4.2). Nous n’avons pas considéré le détail des processus ni pétrologiques, ni géochimiques même si ils pourraient être importants pour générer une stratification dans une planète [Elkins-Tanton, 2008; Maurice et al., 2017] parce que tout n’est pas encore compris de leurs interactions extrêmement complexes (tailles et densité des cristaux par rapport au liquide environnant, interaction avec le régime de convection à haut nombre de Rayleigh, par exemple). Excepté dans le cas où ces processus créent un couvercle stagnant en surface de l’OM, ils ne devraient pas affecter de manière significative le flux de chaleur de surface [Solomatov, 2007; Jaupart

and Mareschal, 2010], qui est l'un des le principal paramètre contrôlant les conditions de surface qui nous intéressent. Nous prenons en compte en revanche les variations de la viscosité du magma avec la température et le contenu en cristaux dans la modélisation.

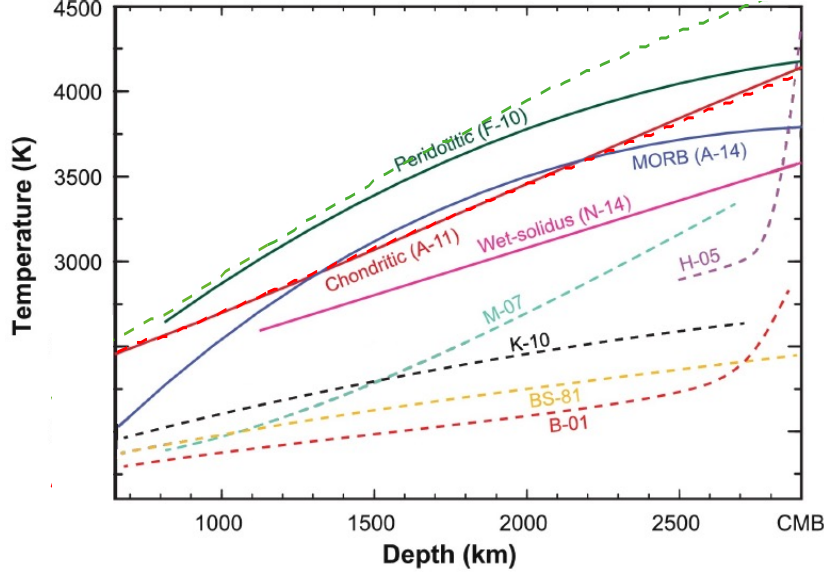


Figure 4.3: Courbes de liquidus-solidus (F-10, Fiquet et al. [2010]), chondritic-type mantle (A-11, Andraut et al. [2011]), midocean ridge basalt (A-14, Andraut et al. [2014]) and wet-pyrolite (N- 14, R. et al. [2014]). Traits pointillés: profils adiabatiques (M-07, Matas et al. [2007], H-05, Hernlund et al. [2005], K-10, Katsura et al. [2010], BS-81, Brown and Shankland [1981], B-01, Bunge et al. [2001]). Tiré de Andraut et al. [2016] et du manuscrit de thèse de A. salvador.

#### 4.2.1 Transfert thermique au sein de l'Océan de magma

Après un impact, l'océan de magma perd sa chaleur par refroidissement au travers de sa surface supérieure avec l'atmosphère. La convection est caractérisée par deux paramètres sans dimensions, le nombre de Prandtl  $Pr = \nu/\kappa$  qui compare la dissipation visqueuse à la dissipation thermique, et le nombre de Rayleigh qui compare la force de flottabilité aux dissipations thermique et visqueuse:

$$Ra = \frac{\alpha g (T_p - T_s) l^3}{\kappa \nu} \quad (4.1)$$

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'OM,  $\nu = \eta/\rho$  est la viscosité cinématique, et  $\eta$  est la viscosité dynamique à la température  $T_p$  de l'OM. Dans le cas d'un OM,  $Pr \sim 100$ , tandis que pour un manteau solide,  $Pr$  est quasi-infini ( $\sim 10^{23}$ ). En raison de la grande épaisseur de l'OM (2900 km s'il englobe l'ensemble du manteau) et de la faible viscosité du magma à haute température (typiquement 0,1 Pa.s) [e.g. Solomatov

[2000]],  $Ra$  est élevé même pour une très petite différence de température entre la surface et l'intérieur de l'océan magmatique (c'est-à-dire  $Ra \sim 10^{26}$  pour  $\Delta T = T_p - T_s = 1^\circ \text{K}$ ). Par conséquent, l'océan de magma devrait convecter vigoureusement et son intérieur doit être bien mélangé. Dans ce cas on peut supposer que sa température interne,  $T(r, t)$ , suit un profil adiabatique. L'évolution de la température de l'OM est régie par la conservation de l'énergie [par exemple, [Abe, 1997]:

$$r^2 \rho \left( C_p + \Delta H \frac{d\phi}{dT} \right) \frac{dT}{dt} = \frac{\partial}{\partial r} (r^2 F_r) + r^2 \rho q_r, \quad (4.2)$$

où  $r$  est l'altitude planétocentrique, c'est-à-dire la distance du centre de la planète,  $T$  est la température,  $C_p$  est la chaleur spécifique,  $\Delta H$  est la différence d'enthalpie entre les phases liquides et solides,  $F_r$  est le flux de chaleur convectif au rayon  $r$ ,  $q_r$  est la production de chaleur radiogénique et  $\rho$  est la densité moyenne du magma définie comme  $\rho = \rho_s \rho_m / (\rho_m (1 - \phi) + \rho_s \phi)$  [Abe, 1993],  $\rho_m$  étant la densité de la phase liquide,  $\rho_s$  la densité de la phase solide, et  $\phi$  la fraction liquide définie comme [Abe, 1997],

$$\phi = \frac{T - T_{sol}}{T_{liq} - T_{sol}} \quad (4.3)$$

avec  $T_{sol}$  et  $T_{liq}$  étant respectivement solidus et températures de liquidus. Les variations de densité ne sont prises en compte que en compte dans les forces de flottabilité (approximation de Boussinesq). Les températures  $T_{sol}$  et  $T_{liq}$  sont tracées sur les figure 4.2 et 4.3 sont obtenues à partir d'interpolations de valeurs déterminées expérimentalement températures de solidus et de liquidus [Andrault et al., 2011]. Le terme  $\Delta H \frac{d\phi}{dT}$  représente la chaleur latente de solidification. Dans l'équation 4.2, le flux de chaleur en surface  $F_{conv}$  dépend de l'intensité de la convection dans l'OM et s'écrit:

$$F_{conv} = C_0 k \frac{T_p - T_s}{H} Ra(H, T_p - T_s)^n, \quad (4.4)$$

le nombre de Rayleigh, associé à la différence de température  $\Delta T = T_p - T_s$  sur l'épaisseur du manteau  $H$  s'écrit:

$$Ra(H, \Delta T) = \frac{\alpha_T g \Delta T H^3}{\kappa \nu}, \quad (4.5)$$

où  $\kappa$  est la diffusivité thermique,  $\alpha_T$  le coefficient d'expansion thermique,  $\nu = \eta / \rho$  est la viscosité cinématique et  $\eta$  la viscosité dynamique. La valeur de l'exposant  $n$  est encore débattu pour les nombres de Rayleigh élevés de l'OM, mais il est souvent fixé à  $n = 1/3$ , ce qui signifie que le flux de chaleur en surface ( $F_{conv}$ ) est local et ne dépend pas de la profondeur de l'OM (e.g., Solomatov [2015]). La viscosité est représentée sur la Figure 4.4 et dépend de la température. Une discussion et justification plus complète concernant le choix de cette interpolation entre la viscosité d'un solide [Kelemen et al., 1997] et celle d'un liquide [Karki and Stixrude, 2010] plus ou moins cristallisé [Roscoe, 1952] se trouve [ici](#) [Salvador et al., 2017]. Les détails du modèle sont accessibles [ici](#) [Salvador et al., 2017] et [ici](#) [Lebrun et al., 2013].

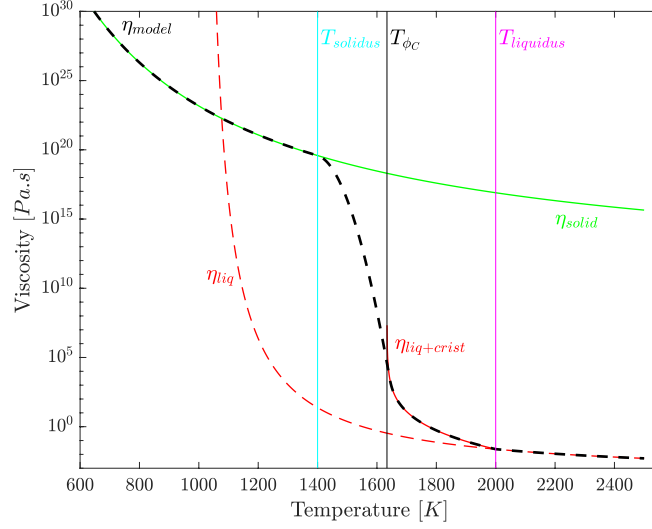


Figure 4.4: Lois de viscosité en fonction de la température pour différentes rhéologies. La ligne pointillée noire représente la loi de viscosité utilisée dans notre modèle. Selon la fraction de liquide, nous avons utilisé différentes lois. Pour magma totalement liquide :  $\phi=1$  and  $T \geq T_{liq}$  (red dashed line, Karki and Stixrude [2010]), partiellement liquide:  $\phi_c < \phi < 1$  and  $T_{\phi_c} < T < T_{liq}$  (red line, Roscoe [1952]), et totalement solide:  $\phi=0$  and  $T \leq T_{sol}$  (green line, Kelemen et al. [1997]). Nous avons utilisé l'interpolation suivante entre le solide et le liquide contenant des cristaux:  $T_{\phi_c}$  and  $T_{sol}$  ( $0 < \phi < \phi_c$ ):  $\eta_{analytic} = \eta_s \times \exp(a_{mush} \times \phi_{int}^3 + b_{mush} \times \phi_{int}^2)$  (voir Salvador et al. [2017] pour les détails.)

## 4.2.2 Volatils

Comme vu dans le chapitre 3, un magma ne peut contenir de volatils dissous que jusqu'à sa limite de saturation. Par exemple, dans un OM avec une composition globale initiale du manteau, et des concentration initiale de 500 ppm en  $H_2O$  et  $CO_2$  la saturation sera atteinte après une solidification respectivement de 80% et 40% pour chacune des espèces [Elkins-Tanton, 2012].

Au cours de la solidification, les volatils vont préférentiellement dans le liquide résiduel, qui s'enrichit en composés volatils. Le dégazage peut alors se produire par deux processus : (i) exsolution de tous les volatils dépassant la limite de saturation dans les bulles qui éclatent à la surface du MO, et (ii) diffusion des volatils à travers la couche limite thermique de l'OM. Cette seconde le processus dominera si les bulles sont suffisamment petites pour être ré-entraînées dans le MO par le mouvements convectifs vigoureux, et le flux volatil résultant, limité par la diffusion, constitue un limite inférieure pour le dégazage. Hamano et al. [2013] a montré que même cette borne inférieure est suffisante pour générer une atmosphère de vapeur d'eau. De manière plus réaliste, un certain nombre d'auteurs (par exemple Zahnle et al. [1988]; Elkins-Tanton [2008]; Lebrun et al. [2013] considèrent que les bulles croissent rapidement et peuvent se détacher du liquide pour éclater à la surface, de sorte que le premier mécanisme est dominant. En effet, par analogie avec le sort des bulles dans le volcanisme terrestre, les petites bulles sont susceptibles de coalescer en formant de plus grosses bulles lorsque la vitesse de l'écoulement dans l'OM diminue à l'approche de la surface. Dans les magmas de faible viscosité (10 Pa.s), les vitesses de remontée des bulles données par la vitesse de Stokes est comprise entre 1 et 100  $ms^{-1}$  pour des diamètres de bulles compris entre 1 cm et 1 m. Par rapport à la vitesse de convection

caractéristique dans l'OM de  $0,5 \text{ ms}^{-1}$ , il est clair que de telles bulles de gaz seront facilement séparé du magma. De plus, avec de telles vitesses de convection, l'ensemble de l'OM peut circuler proche de la surface en quelques semaines : lorsqu'une portion de magma remonte, la pression diminue ainsi que la solubilité, et une phase gazeuse apparaît. Tous les volatiles au-delà de la limite de saturation seront exsolvés sous forme de bulles qui, en atteignant la surface, contribueront à la croissance de l'atmosphère. On fait donc l'hypothèse que l'OM et l'atmosphère sont en équilibre, et les pressions partielles de volatiles suivent donc les lois de solubilités (e.g. Carroll and Holloway [1994]; Pan et al. [1991]; Jendrzejewski et al. [1997]):

$$pH_2O = \left( \frac{x_{H_2O}}{6.810^{-8}} \right)^{1/0.7} \quad (4.6)$$

$$pCO_2 = \frac{x_{CO_2}}{4.410^{-12}}, \quad (4.7)$$

avec  $x_{H_2O}$  et  $x_{CO_2}$  étant respectivement la fraction massique d'eau dissoute et de  $CO_2$  dissoutes dans le liquide respectivement en *wt%* et *ppm*. Une discussion plus détaillée concernant les lois de solubilité est visible ici Massol et al. [2016]. Nous avons considéré dans ce travail une atmosphère de  $H_2O$ ,  $CO_2$  dûe au dégazage de l'OM ainsi que et  $N_2$  supposé en quantité constante dans l'atmosphère. Néanmoins, la spéciation des espèces volatiles dépendent également de l'état red-ox dans le manteau, ce qui pourrait influencer les espèces chimiques dégazées [Gaillard et al., 2022]. Au fur et à mesure du refroidissement, en raison de la solidification de l'OM, la fraction massique de volatiles augmente dans la partie restant liquide de l'OM. Nous avons fait l'hypothèse que, dû à la convection vigoureuse dans la phase OM, le liquide situé à la base de l'OM remonte à la surface dans un temps très inférieur au temps de refroidissement de l'OM et donc que l'OM est en équilibre avec l'atmosphère à chaque instant avec l'atmosphère du point de vue de la concentration en volatils ). Les pressions partielles de volatiles suivent donc les lois de solubilités (e.g. Carroll and Holloway [1994]; Pan et al. [1991]; Jendrzejewski et al. [1997]): Le bilan de masse pour chacune des deux espèces volatiles *vol* pour l'ensemble du système OM - atmosphère est assuré par la conservation de la masse (voir également [ici](#) Appendix C [Salvador et al., 2017]):

$$M_{vol}^{solid} + M_{vol}^{liquid} + M_{vol}^{atm} = X_{vol,t=0} M_{t=0}^{MO}, \quad (4.8)$$

où  $M_{vol}^{solid}$ ,  $M_{vol}^{liquid}$ , et  $M_{vol}^{atm}$  sont respectivement les masses de chaque espèce volatile *vol* dans le manteau solide, dans le liquide, et dans l'atmosphère.  $X_{vol,t=0}$  est la fraction massique de volatile initialement dissoute dans l'OM  $M_{t=0}^{MO}$ . Pour une atmosphère composée de plusieurs gaz, comme c'est le cas ici, le lien entre la masse de chaque gaz dans l'atmosphère et sa pression partielle n'est pas direct, comme pointé par Bower et al. [2019]. Le dégazage simultané

des deux volatiles  $H_2O$  and  $CO_2$  fait que la masse de chacun des gaz dépend des deux pressions partielles :

$$\begin{cases} M_{H_2O}^{atm} = \frac{4\pi R_p^2}{g} \left[ \mu_{H_2O} \left( \frac{\mu_{H_2O} P_{H_2O} + \mu_{CO_2} P_{CO_2} + \mu_{N_2} P_{N_2}}{(P_{H_2O} + P_{CO_2} + P_{N_2})} \right)^{-1} \right] P_{H_2O} \\ M_{CO_2}^{atm} = \frac{4\pi R_p^2}{g} \left[ \mu_{CO_2} \left( \frac{\mu_{H_2O} P_{H_2O} + \mu_{CO_2} P_{CO_2} + \mu_{N_2} P_{N_2}}{(P_{H_2O} + P_{CO_2} + P_{N_2})} \right)^{-1} \right] P_{CO_2} \end{cases}, \quad (4.9)$$

### 4.2.3 Transfert thermique au sein de l'atmosphère

Le modèle atmosphérique que nous avons utilisé est un modèle unidimensionnel développé par Emmanuel Marcq [Marcq, 2012; Marcq et al., 2017], prenant en compte les processus convectifs et radiatifs de l'atmosphère. L'atmosphère est constituée uniquement de  $H_2O$  et de  $CO_2$ , ainsi que d'une petite quantité d'azote (voir section précédente). Le profil thermique de l'atmosphère est similaire à celui de Kasting [1988] et Abe and Matsui [1988]. (voir Figure 4.5).

Ce modèle, [Marcq, 2012] peut également prendre en compte la formation de nuages dans la troposphère humide. L'atmosphère est supposée être plan-parallèle et est divisée 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 (Voir Figure 4.5). 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 du flux de chaleur non négligeable ( $F_{net}$  dans Marcq [2012] ou  $F_{conv}$  dans (Salvador et al. [2017]) provenant de l'OM:

$$F_{net} = \sigma(T_{eff}^4 - T_{eq}^4) \quad (4.10)$$

D'autre part,

$$F_{\odot} = \sigma T_{eq}^4 = (1 - \alpha) \times \frac{\mathcal{F}'_0}{D^2}, \quad (4.11)$$

où  $\sigma$  est la constante de Stefan-Boltzmann,  $T_{eq}$  la température d'équilibre (qui dépend uniquement du flux solaire absorbé),  $\alpha$  l'albédo bolométrique ( $\alpha = 0.2$  dans nos calculs),  $D$  la distance Soleil-Planète (en UA),  $\mathcal{F}'_0$  avec ( $\mathcal{F}'_0 = \mathcal{F}_0/4$ ) et  $\mathcal{F}_0$  la constante solaire.

L'albédo  $\alpha$  est le rapport de l'énergie reçue sur l'énergie réémise par la planète. Dans ce modèle il est fixé a priori et n'est pas un résultat du calcul. Cela est valide si on considère une atmosphère sans nuage mais beaucoup

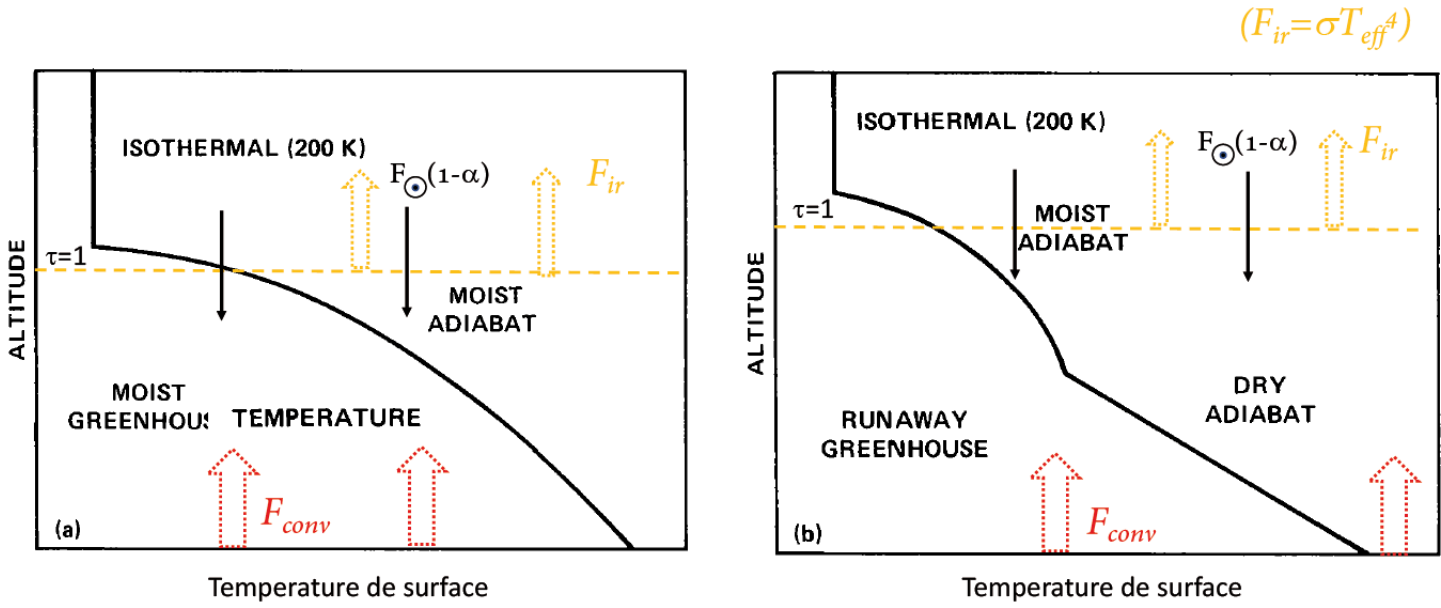


Figure 4.5: Structure de l'atmosphère du modèle de Kasting [1991]. Les flèches représentant les différents flux ne sont pas à l'échelle.

plus discutable en leur présence. Des modèles plus réalistes dans lesquels l'albédo est calculé ont été développés ces dernières années par exemple par Pluriel et al. [2019].

#### 4.2.4 Implémentation du modèle

L'océan de magma et l'atmosphère échangent des volatiles et de la chaleur. Les lois de solubilité pour  $H_2O$  et  $CO_2$  (équations 4.6 et (4.7), traduisent l'équilibre entre la pression partielle de chaque gaz et le contenu en volatil dissous dans l'atmosphère. Ces pressions partielles et la température de surface permettent de déterminer le flux de chaleur au sommet de l'atmosphère. Ce flux de chaleur doit équilibrer le flux solaire absorbé et le flux convectif de l'OM. Une boucle itérative est utilisée pour atteindre un équilibre entre ces flux. Une explication détaillée se trouve [ici](#) dans la section 2.3 et l'annexe A de Lebrun et al. [2013] et [ici](#) dans la section 2.2 de Salvador et al. [2017]. Le schéma ci dessous Figure 4.6 résume bien le fonctionnement et l'algorithme de notre modèle couplé.

### 4.3 Implication des travaux développés

#### 4.3.1 Durée de la phase Océan de Magma et types de surface.

Ce modèle couplé nous a donc permis d'étudier les conditions de pression et température régnant à la fin de la période océan de magma. La première question que nous avons dû nous poser est celle de la définition de la fin de la période OM. Une première définition que nous avons adoptée est celle de dire que lorsque la viscosité augmente drastiquement

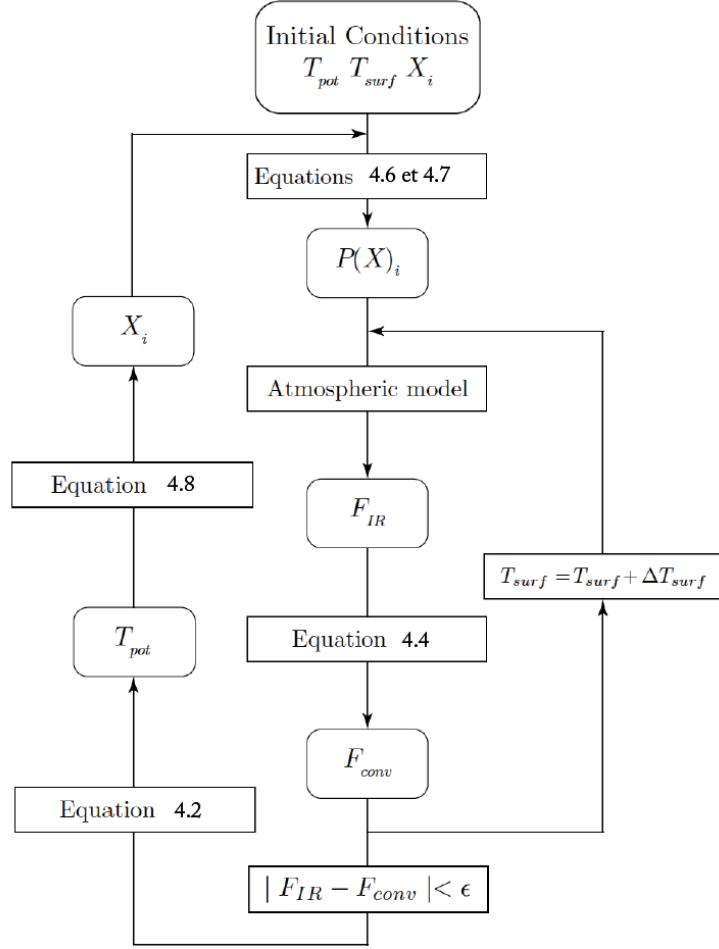


Figure 4.6: Schéma récapitulant l’algorithme suivi. Figure D’après Lebrun et al. 2013.

(lorsque la fraction de liquide  $\phi$  devient inférieure à une valeur critique  $\phi_c = 0.4$ ), un changement brutal de rhéologie se produit dans le mélange partiellement cristallisé [Arzi, 1978; Abe, 1995] et la viscosité augmente drastiquement (voir Figure 4.4). Nous avons nommé cette période “mush stage” dans [Lebrun et al., 2013] et une discussion plus complète peut y être trouvée, et le temps auquel elle apparaît définit la fin de la phase OM telle que nous l’avons définie dans [Lebrun et al., 2013]. Il est à noter que cette limite est équivalente à celle de Abe [1997] qui la nomme hard magma ocean stage (à ne pas confondre avec le régime de “hard turbulence” de Solomatov [2000]) qui désigne au contraire la période où la viscosité de l’OM est très faible et où la convection est très vigoureuse. Cette définition est différente de celle adoptée par Elkins-Tanton [2008] qui considère la fin de la phase OM lorsque moins de 2% de fraction volumique de liquide reste dans l’OM. La limite en profondeur entre une zone où  $\phi > \Phi_c$  et une zone où  $\phi < \Phi_c$  est appelée le front de rhéologie [Solomatov, 2000],  $R_f$  sur la Figure 4.2. L’un des résultats obtenus dans



cette étude est que la phase océan de magma pour la Terre dure environ 1 My lorsque une atmosphère de  $\text{H}_2\text{O}$  et  $\text{CO}_2$  est présente, et dépend de la distance au soleil. Nous reproduisons [ici](#) l’un des résultats de Lebrun et al. [2013] qui compare les durées sur la Terre Vénus et Mars. La Figure 4.8 montre la durée de la phase océan de magma en fonction de la distance au soleil et montre qu’au delà d’une certaine limite, si l’atmosphère ne s’échappe pas (ce qui est le cas dans notre modèle) la surface ne se refroidit jamais suffisamment pour que le front de rhéologie soit atteint. Ce résultat est également montré par Hamano et al. [2013] dans lequel elle définit deux types de planètes en fonction de la distance au soleil, des planètes de type I situées au delà d’une certaine distance critique qui vont solidifier en quelques millions d’années et des planètes de type II qui sont situées elles en deça de la distance critique et qui vont solidifier en plusieurs centaines de millions d’années, constante de temps contrôlée par l’échelle de temps de l’échappement atmosphérique de leur atmosphère. Les modèle couplés sont assez dépendant des caractéristiques et hypothèses faites sur le transfert de chaleur dans l’atmosphère et peuvent aboutir à des limites de Nakajima (limite au delà de laquelle l’eau va être totalement évaporé, semblable dans le principe à la limite de Kambayashi Ingersoll de la Figure 4.1) un peu différentes selon les modèles atmosphériques. En réalité pour le modèle plus précis [Marcq et al., 2017] utilisé dans Salvador et al. [2017], la limite se trouve plutôt à  $350 \text{ W m}^{-2}$ .

Par la suite, nous voulions être capable de comparer tous types de planètes indépendamment de leur distance à l’étoile à un même stade d’évolution. Nous avons donc défini un nouveau critère remplaçant celui de la fin de phase OM défini précédemment. Un critère qui peut être commun à toute planète au cours de sa formation est de savoir si son flux de chaleur ‘interne’ est négligeable devant le Flux absorbé provenant de l’étoile. Nous avons donc considéré que lorsque le flux de chaleur convectif du manteau devenait un ordre de grandeur inférieur au flux solaire absorbé ( $F_{conv} \leq 0.1 \times F_{\odot}$ ), la fin de la phase de refroidissement rapide (End of Rapid Cooling Stage, “ERCS”) est atteinte. Cela est indiqué par une ligne pointillée verticale dans nos figures. L’OM a alors évacué la majeure partie de sa chaleur interne et à la fois le rayonnement infra-rouge  $F_{IR}$  et la température de surface  $T_{surf}$  sont contrôlés presque uniquement par le flux solaire absorbé  $F_{\odot}$ . Deux régimes sont ainsi identifiés:

1. Avant l’ERCS, une étape comparable au “Soft Magma ocean ” de [Abe, 1993] se caractérisant par une convection efficace dans l’OM, la formation de l’atmosphère, une forte baisse des températures de surface et potentielles, la solidification de l’océan de magma et une diminution du flux de chaleur interne. Les conditions de surface sont contrôlées par le refroidissement de le manteau et la distance au soleil n’est pas le principal paramètre contrôlant l’évolution thermique. Ce premier régime se termine à l’ERCS constitue le point de départ en terme de conditions de surface de la planète pour son évolution géodynamique future.
2. Après l’ERCS, la température de surface  $T_{surf}$  et le flux thermique infra-rouge  $F_{IR}$  sont principalement contrôlés par le rayonnement solaire incident  $F_{\odot}$  ( $F_{IR} \approx F_{\odot}$ ) et par le contenu volatiles dans l’atmosphère. Comme les principales variables sont liées à  $F_{\odot}$  qui évolue lentement avec le temps, ce second régime peut être considéré comme un régime quasi stationnaire (même si la surface est encore en fusion partielle dans certains cas) et la

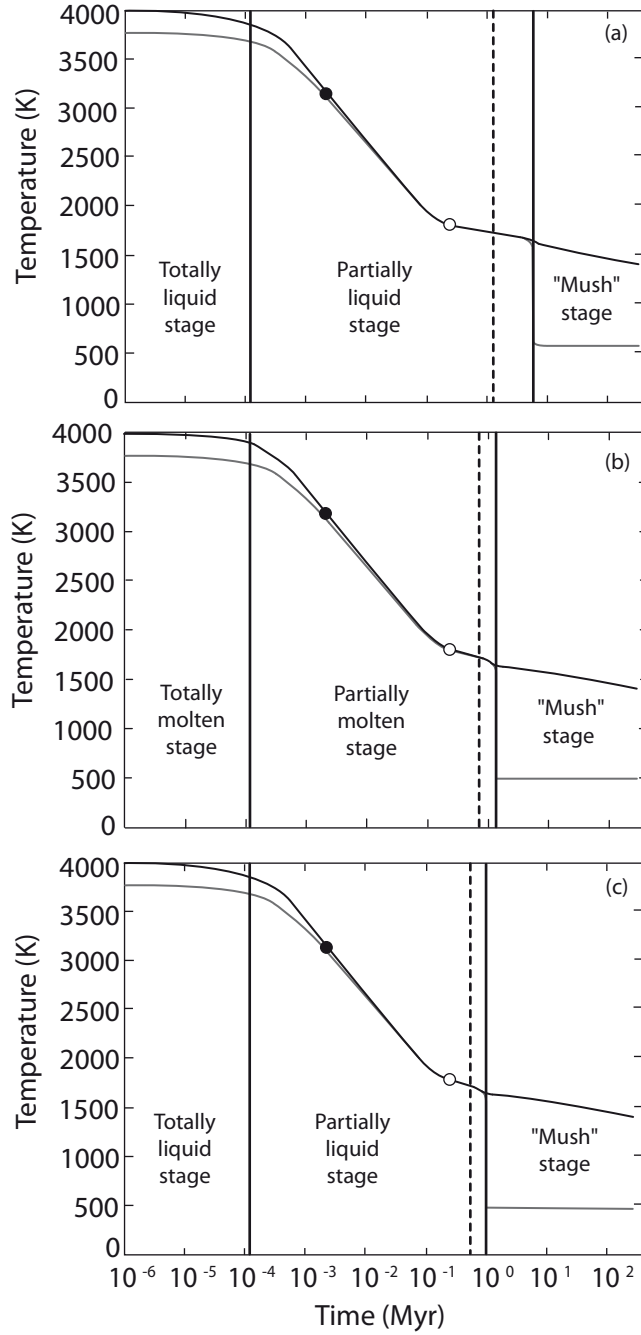


Figure 4.7: Figure 10 de Lebrun et al. [2013]. Évolution temporelle de la température de surface (en gris) et de la température potentielle (ligne noire) de la Terre pour une distance du Soleil égale à celle de (a) Vénus, (b) la Terre, et (c) Mars. La condensation de la vapeur d’eau se produit à la fin de la phase OM. Cela correspond au début de la phase “mush” lorsque  $\phi < 0.4$  et est indiqué par les traits verticaux sur la figure. À titre de comparaison, en pointillé, le seuil de solidification à 98% (ligne grise) [Elkins-Tanton, 2008]. Les cercles noirs et blancs correspondent respectivement à un état solide de 98% de l’océan de magma sans atmosphère et avec une atmosphère grise.

composition de l’atmosphère n’évolue pas de manière significative (partie droite de la Figure 4.9). L’OLR est approximativement égal au flux solaire absorbé ( $\approx$  équilibre radiatif).

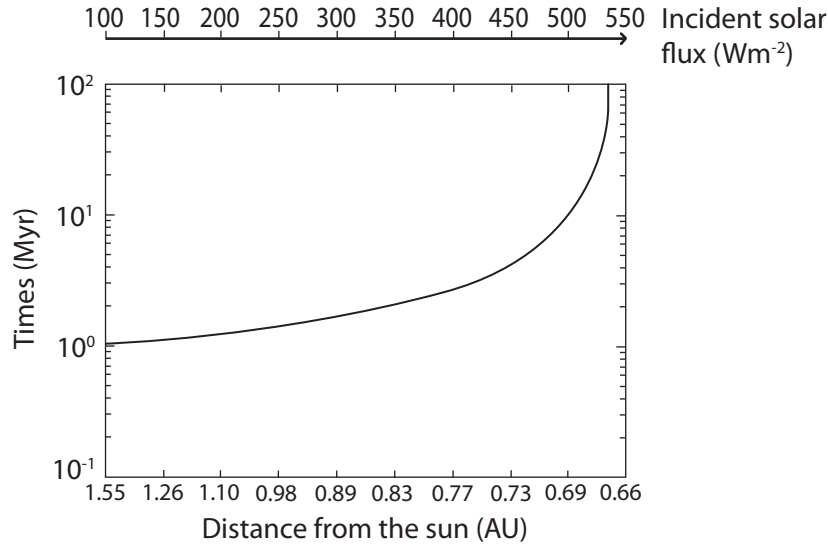


Figure 4.8: Figure 11 de [Lebrun et al., 2013] Fin de la phase OM en fonction du flux solaire absorbé dans une gamme de distances au Soleil à partir de 1,55 AU ( $100 \text{ W m}^{-2}$ ) à 0,66 AU ( $550 \text{ W m}^{-2}$ ).

Ainsi, selon  $F_{\odot}$  (ou la distance au soleil), différentes conditions de surface peuvent exister à l'ERCS, comme illustré sur la Figure 4.9 :

1. Aux grandes distances planète-étoile, la surface de la planète est solide,  $T_{surf} < T_{sol}$  (courbes bleues dans les profils de la Figure 4.9, correspondant à une planète situé à 1,30 UA). La température potentielle peut encore être supérieure au solidus avec de la fusion partielle dans l'OM. En fonction des conditions de surface P-T (ou de la teneur en volatil atmosphérique), la troposphère humide peut s'étendre jusqu'à la surface (Figure 4.9 b)) et un océan d'eau peut se former (cet état de surface est celui décrit sur les planètes de type I, Hamano et al. [2015]; Lebrun et al. [2013]).
2. Si la planète est suffisamment proche de l'étoile, sa surface est partiellement liquide avec  $T_{sol} < T_{surf} < T_{liq}$  (courbes rouges sur la Figure 4.9. La planète reste plus longtemps en stade OM, et la convection continue jusqu'à ce que  $T_{pot}$  atteigne  $T_{surf}$ . L'état quasi stationnaire suivant l'ERCS impliquant une surface en fusion pendant la majeure partie de la vie de la planète tant qu'aucun échappement ne se produit dans la haute atmosphère (planètes de type II, Hamano et al. [2015]; Lebrun et al. [2013]).

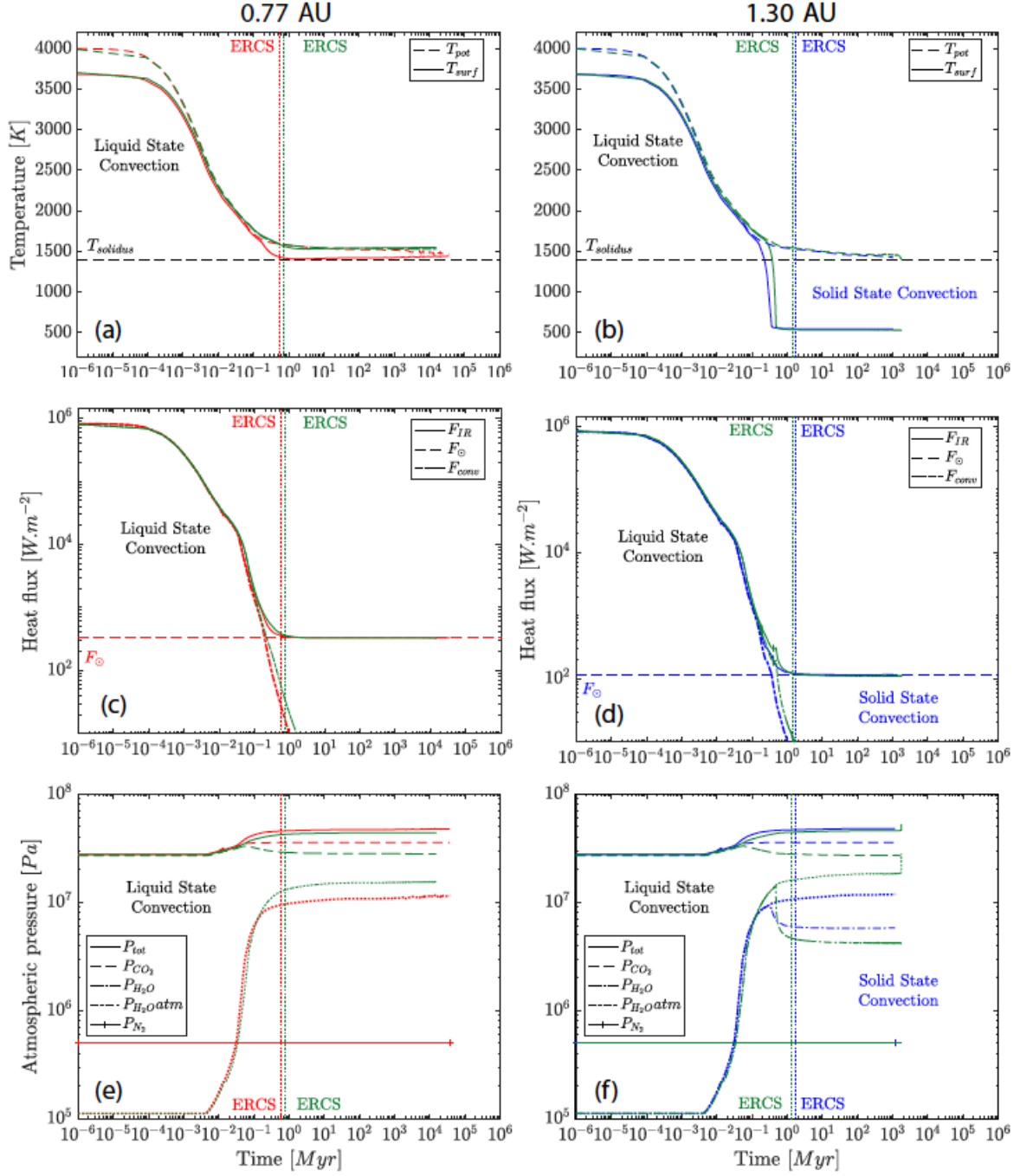


Figure 4.9: Évolution thermique au sein de l’océan de magma dans le cas de deux distances au soleil: 0.77 AU (a, c, and e, rouge) et 1.30 AU (b, d, and f, bleu),  $[H_2O]_{t0} = 0.621\text{MEO}$ ,  $[CO_2]_{t0} = 5 \cdot 10^{-2} \text{ wt\%}$ . l’ERCS est indiquée par des traits pointillés.  $P_{H_2O_{atm}}$  correspond à la pression partielle de vapeur d’eau non condensée restant dans l’atmosphère dans le cas où la condensation d’un océan d’eau se produise en surface (ici un océan d’eau de 480 m de profondeur se forme à 1.30 AU). En vert, l’évolution recalculée en yant corrigé les valeurs de pression partielle selon les équations couplées 5.9.

Les courbes vertes sur la figure 4.9 correspondent à la prise en compte du fait que deux gaz sont effectivement présents dans l’atmosphère et que le lien entre les masses de gaz et les pressions partielles sont différentes de ce qui

était modélisé dans les deux articles que nous avons publiés précédemment. Cette modification a peu d'effet lorsque les contenus en  $\text{CO}_2$  sont faibles mais sont significatifs lorsque le contenu en  $\text{CO}_2$  dépasse un certain seuil en fonction du contenu en eau. Ce travail de correction est terminé et sera publié très prochainement.

### 4.3.2 Condensation de l'eau

Nous avons étudié dans un premier article les conditions favorisant les conditions d'apparition de l'eau liquide en surface. En fonction des détails du modèle atmosphérique choisi certaines limites ont pu varier mais la philosophie reste. Les principaux facteurs influençant la condensations sont:

1. Bien sûr la distance au soleil, avec la reconnaissance d'une limite pour laquelle le temps de refroidissement est presque de l'ordre du milliard d'année pour un rayon de planète de type terrestre et si il n'y a pas de sequestration de  $\text{CO}_2$  ou d'échappement de l'eau. Ce résultat est similaire aux planètes de type II de [Hamano et al., 2013, 2015].
2. Le contenu en volatils, à la fois  $\text{H}_2\text{O}$  et  $\text{CO}_2$ .

Il est en effet visible sur la Figure 4.10 que les contenus en volatils respectifs ne sont plus discriminants à partir d'une certaine distance au soleil. Cette distance appelée distance critique dans le paragraphe précédent et sur laquelle nous allons revenir. La figure précédente est réalisée pour un certain contenu en eau initial. Nous nous sommes aperçu

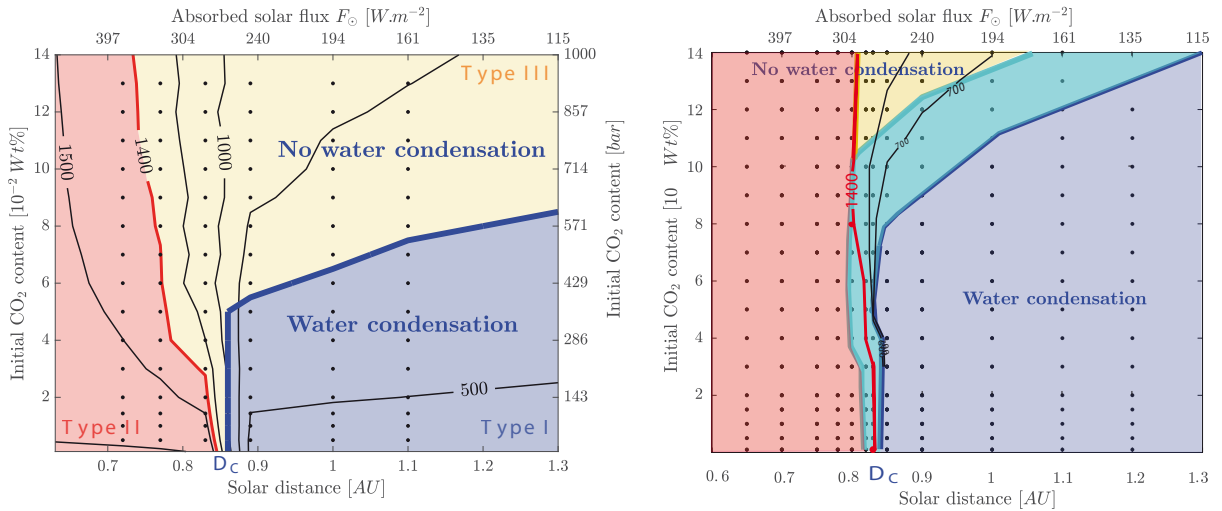


Figure 4.10: Diagramme de régime montrant l'influence du  $\text{CO}_2$  sur la condensation d'un océan d'eau (a) [Salvador et al., 2017] et (b) dans le cas du nouveau calcul avec les pressions partielles modifiées.

au cours de la Thèse de A. Salvador, que les limite de condensation avaient toujours la même forme (voir [ici](#) Figures 10 de Salvador et al. [2017]). Une mise au dimension est donc apparu comme un outil utile, non seulement pour confirmer la physique sous jacente du phénomène mais également, pour explorer une gamme de paramètre que nous ne pouvons explorer pour l'instant suite à la limitation due à certaines hypothèses (atmosphère plan parallèle limitant

les contenus en volatils élevés par exemple). Un premier paramètre sans dimension qui apparait naturellement est lié au contenu relatif entre les deux gaz  $H_2O$  et  $CO_2$ .

$$x^* = \frac{P_{CO_2}}{P_{CO_2} + P_{H_2O}}, \quad (4.12)$$

avec  $x^*$  représentant le contenu relatif initial en volatils dissous que l'on peut également exprimer sous la forme de pression atmosphérique équivalente  $P_{CO_2}$  and  $P_{H_2O}$ . Concernant la mise au dimension de la distance à l'étoile, il est intéressant de la mettre au dimension en utilisant de la distance critique pour laquelle l'eau est susceptible de condenser. Cette distance critique  $D_C$  (i.e. limite "classical" interne de la zone habitable), dépend uniquement de la quantité d'énergie reçue à la surface de la planète en lien avec sa température de surface. Pour une atmosphère donnée, il existe un lien entre l'énergie qu'elle reçoit, le flux thermique renvoyé dans l'infrarouge et la température de surface. Sans entrer dans les détails des modèles atmosphériques, il faut garder en tête le schéma simple de la Figure 4.1 montré dans l'introduction. Dans le cas du modèle que nous utilisons [Marcq et al., 2017], l'évolution de la température de surface est représentée dans la figure 4.11. Comme mentionné dans la section 4.3.1, la valeur de

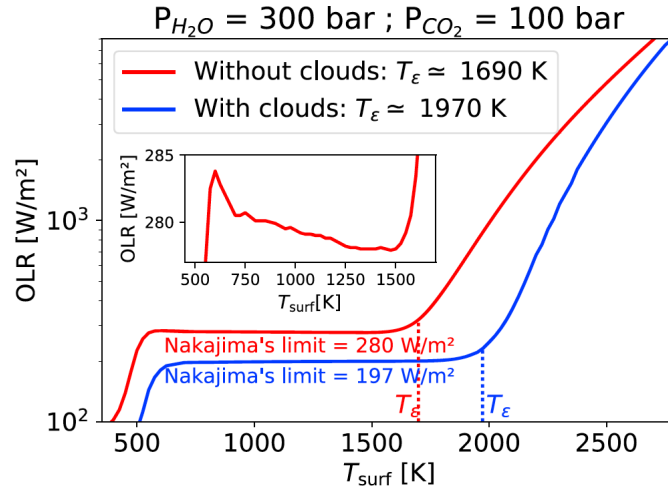


Figure 4.11: Figure 1 de [Marcq et al., 2017]. Flux infra rouge (OLR) en fonction de la température de surface pour un contenu en volatil correspondant à  $P_{surf,H_2O} = 300$  bar and  $P_{surf,CO_2} = 100$  bar sans (rouge) ou avec (bleu) l'effet des nuages. Dans notre cas tous les calculs ont été effectués sans nuages.

flux Infra rouge plateau correspond à la valeur limite en dessous de laquelle la condensation de l'eau va être possible. Cette valeur est proche de la valeur limite de Nakajima (limite de rayonnement des atmosphères de vapeur). Pour le modèle que nous avons utilisé, cette limite est de  $280 \text{ W m}^{-2}$ . Une température d'équilibre lui est associée qui satisfait:  $F_C = \sigma T_{eq}^4$ . (Hamano et al. [2015])). Cette température d'équilibre critique  $T_{eqC}$  peut être utilisée pour définir la distance  $D_C$  à l'ERCS pour un système planétaire donné :

$$D_C = \sqrt{\frac{\mathcal{F}_0(1 - \alpha)}{\sigma T_{eqC}^4}}. \quad (4.13)$$

Dans notre cas, pour un albédo de 0.2, la distance critique se situe à 0.82, similaire à la distance critique de [Hamano et al., 2015]. La distance à l'étoile sans dimension  $D^*$  d'une planète pour un albédo donné, est donc:

$$D^* = \frac{D}{D_C}. \quad (4.14)$$

Si  $D^*$  est supérieur à un, la planète est située au delà de la distance critique et la condensation peut se produire à la surface de la planète, au moins pour des valeurs suffisamment basses de  $x^*$  (c'est-à-dire des planètes contenant suffisamment d'eau).

$$x_C^* = a \times (D^* - 1)^n, \quad (4.15)$$

La figure 4.12 montre la synthèse de toutes les limites pour de nombreux contenus différents en eau dissoute initiale dans l'OM (voir [ici](#) Salvador et al. [2017] pour l'ensemble des résultats et des données associées). Sur cette figure est également représentée la limite pour le nouveau calcul qui prends en compte la modification concernant les pressions partielles correctement calculées (Voir annexe). Dans le cas d'une atmosphère non grise, dans [Salvador

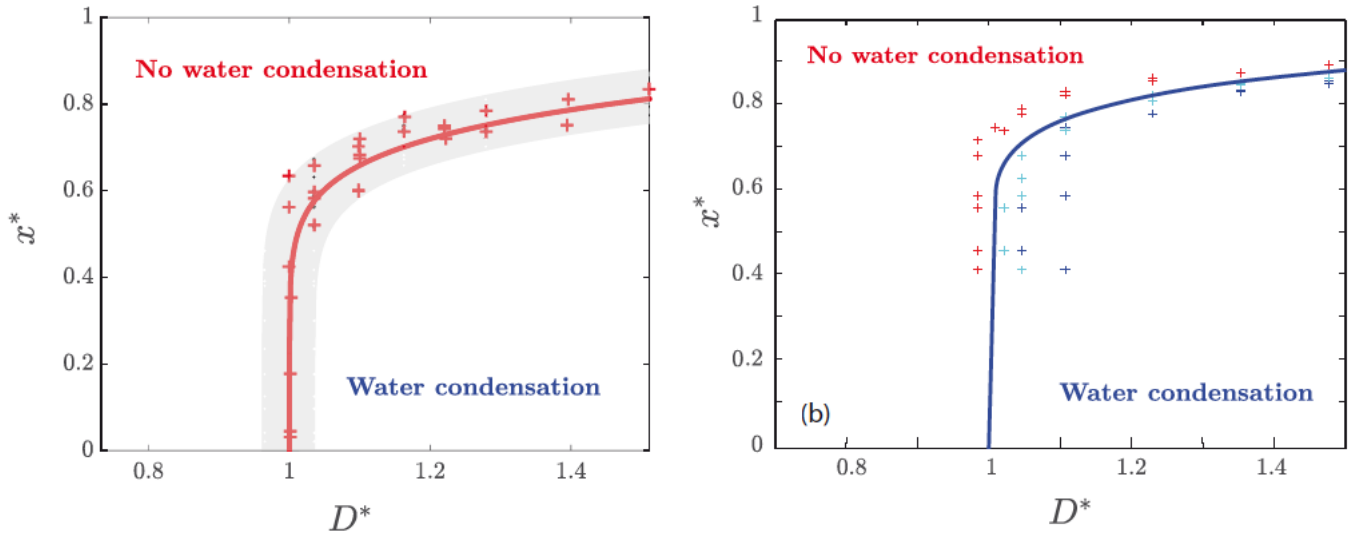


Figure 4.12: Limite de condensation pour différents contenus en  $H_2O$  en fonction de la distance planète soleil adimensionnée ( $D^*$ , equation 4.13 dans le cas d'une (a) atmosphère grise radiative-convective et (b) atmosphère non grise [Marcq, 2012; Marcq et al., 2017]. Figure 12 [Salvador et al., 2017].

et al., 2017]  $a = 0.902 \pm 0.4$ ,  $n = 0.128 \pm 0.02$ , pour le modèle corrigé on obtient:  $a = 0.95 \pm 0.4$ ,  $n = 0.09 \pm 0.02$ . En utilisant les variables  $D^*$  et  $x^*$ , il est possible de prédire la condensation de l'eau pour différents rayonnements stellaires et différentes compositions atmosphériques de différentes planètes. Inversement, savoir si de l'eau liquide existe ou non à la surface d'une planète permet de déduire une gamme correspondante plausible de contenu volatil initial. Évidemment, il existe des limites à ces prédictions : par exemple au-delà d'une certaine quantité de volatils dans l'atmosphère, l'état de la matière, et plus particulièrement les propriétés des gaz à très haute pressions (fluides

supercritiques) restent mal connues. Cependant, les couches radiatives sont situées dans la haute atmosphère, où les conditions de basse pression sont bien connues. La principale limitation de notre modèle simple vient du manque de rétroactions entre la composition atmosphérique et l'albédo. Grâce à cette mise aux dimensions nous pouvons néanmoins tenter de discuter ce qui a pu se passer dans l'histoire primitive de Vénus.

### 4.3.3 Vénus

Actuellement, l'atmosphère de Vénus ne contient pas assez d'eau pour que de l'eau puisse condenser en surface. Cela dit, il est fort probable que dans le passé, en raison d'un albédo qui aurait pu être plus élevé, de l'eau ait pu condenser en surface. En effet, un océan d'eau s'est peut être formé à un stade précoce mais s'est évaporé par la suite en raison de l'augmentation luminosité du jeune Soleil. La présence d'un début atmosphère massive de vapeur d'eau sur Vénus, qui s'est échappé dans l'espace et/ou a été piégé à l'intérieur sous forme d'hydrates, est généralement considérée comme ayant initié le fort effet de serre observé aujourd'hui [Shimazu and Urabe, 1968; Rasool and De Bergh, 1970; Pierrehumbert, 2010]. Cette atmosphère massive aurait pu provenir soit (i) de la l'évaporation d'un océan d'eau primordial, suivie de l'échappement hydrodynamique d'hydrogène [Kasting, 1988], ou (ii) du dégazage de l'océan magma primordial, non nécessairement suivi de la formation d'un océan d'eau. Je vais récapituler ci dessous l'approche suivie dans le travail de thèse de A. Salvador ainsi que les premières conclusions.

Notre étude reproduit bien les conditions de surface existant actuellement sur Vénus. Malgré le fait que Vénus se trouve à une distance au delà de la distance critique, son rapport  $\text{CO}_2/\text{H}_2\text{O}$  élevé évite la condensation en surface ( $D^* > 1$ , Figure 4.13). Comme suggéré par Abe and Matsui [1988], la faible quantité d'eau dans son atmosphère (e.g. de Bergh et al. [1995, 2006]) n'est pas suffisant pour permettre la condensation d'eau actuelle ( $x^* \approx 1$ ). Cependant, des évidences suggèrent que la l'atmosphère primitive de Vénus était plus riche en eau qu'elle ne l'est aujourd'hui [par exemple, Rasool and De Bergh [1970]; Lewis [1970]; de Bergh et al. [2006]; Donahue et al. [1982]] et aurait perdu son eau soit à cause d'un emballement de l'effet de serre [Ingersoll, 1969; Lammer et al., 2008] ou encore que l'eau ait été réinjectée à l'intérieur du manteau [Albarède, 2009]. Nous utilisons nos lois d'échelle prédictives pour redessiner l'histoire de Vénus et proposer ci-dessous différents scénarios d'évolution (Figures 4.13).

Initialement, la surface de la planète serait en fusion partielle à l'ERCS (même pour de faibles contenus d' $[\text{H}_2\text{O}]_0$  : Figure 18 de [Salvador et al., 2017]). Avec le dégazage du MO, la condensation d'eau peut se produire dans l'atmosphère et la formation de nuages devrait avoir tendance à augmenter l'albédo planétaire à sa valeur actuelle, proche de 0.7. En supposant une valeur  $x^*$  permettant la condensation de l'eau, la figure 4.14 issue de Salvador et al. [2017] représente la position relative de Vénus par rapport à la distance critique ( $D^* = 1$ ) en fonction de l'albédo et de la constante solaire (qui dépend du temps). Sur la proto-Vénus (jeune Soleil), un océan d'eau peut se former avec au moins un albédo de 0,45 et 0,3 Océan d'Eau Terrestre en masse (MEO). Pour le soleil d'aujourd'hui, un albédo inférieur à 0,6 exclut la formation d'un océan d'eau. A cette valeur limite d'albédo de 0,6, au moins 0,3 MEO est nécessaire pour condenser (Figures 4.14 et 4.13b). Avec le temps, la constante solaire augmente et des albédos plus



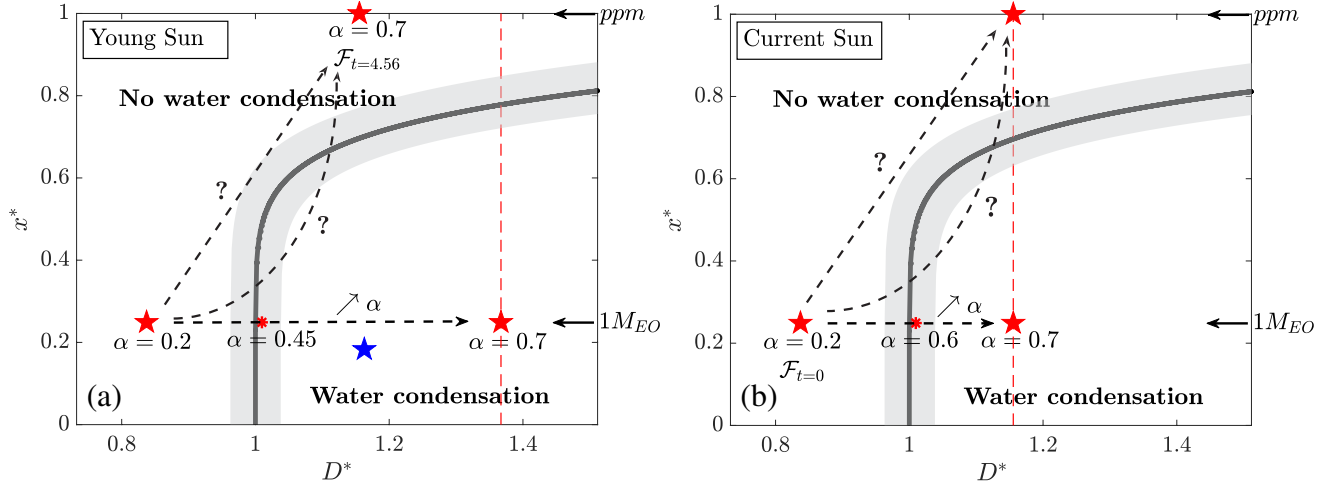


Figure 4.13: Figure 19 de [Salvador et al., 2017]. Evolution possible de Vénus (étoiles rouges) en fonction de l'albédo et de la constante solaire. Les astérisques rouges indiquent les valeurs d'albédo les plus faibles qui permettent la condensation de l'eau, (a) pour la constante solaire du soleil jeune et celle du soleil actuel (b). Les contenus en eau sont indiqués par les flèches sur le côté droit. Le symbole "ppm" représente des concentrations très faibles, de l'ordre de quelques ppm. Les traits pointillés montrent les chemins possibles d'évolution pour Vénus. L'étoile bleue (a) Représente la Terre primitive avec  $[\text{H}_2\text{O}]_{t_0} = 1 \text{ M}_{\text{EO}}$  and  $[\text{CO}_2]_{t_0} = 60 \text{ bar}$ . Les paramètres de calculs sont indiqués dans la table 2 de [Salvador et al., 2017], [ici](#)

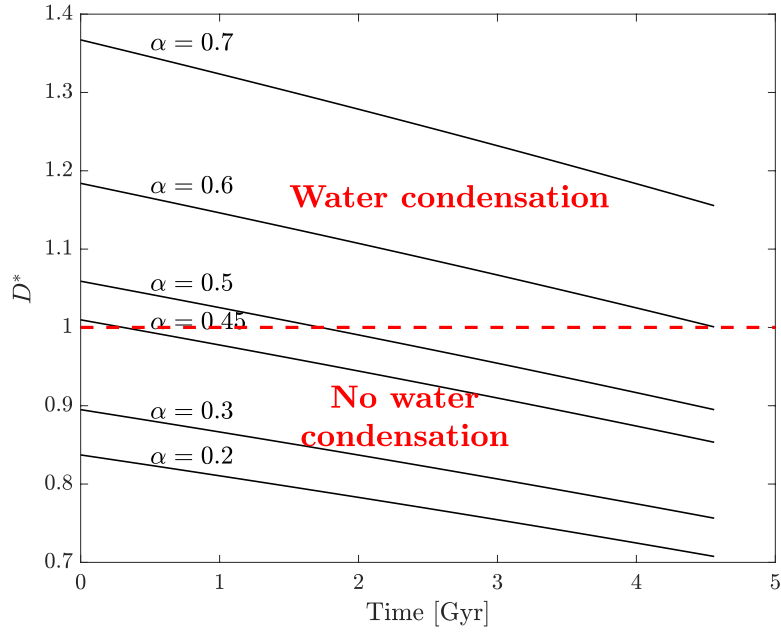


Figure 4.14: Figure 18 de [Salvador et al., 2017]. Diagramme de condensation de l'eau pour différents albédos et constante solaire.  $D^*$  est calculé avec l'équation 4.13, la concentration actuelle de  $\text{CO}_2$  pour Vénus, et un contenu en eau terrestre  $[\text{H}_2\text{O}]_{t_0} = 1 \text{ M}_{\text{EO}}$ . au dessus de la ligne rouge ( $D^* = 1$ ), la condensation d'un océan d'eau est possible.

élevés sont nécessaires pour maintenir un océan sur de longues périodes de temps (Figures 4.14 et 4.13). Cependant, plus cela prend de temps pour former une couverture nuageuse épaisse (un albédo élevé), moins il est probable de

garder une quantité d'eau suffisante dans l'atmosphère pour former un océan d'eau en raison de la dessiccation par des processus d'échappement atmosphérique. Si on considère l'albédo actuel de Vénus ( $\alpha = 0,7$ ) et la teneur en  $\text{CO}_2$  (90 bar), seulement  $[\text{H}_2\text{O}]_{t0} = 0,143$  MEO (38 bar) est nécessaire pour former un océan d'eau avec la constante solaire actuelle ( $x^* < 0,7$  sur la figure 4.13b) ; et seulement  $[\text{H}_2\text{O}]_{t0} = 0,1$  MEO (27 bar) pour le jeune Soleil ( $x^* < 0,77$  sur la figure 4.13a). Des modèles climatiques 3-D récents, étudiant l'interaction entre les nuages, la topographie de surface et la rotation suggèrent qu'une rotation plus lente favoriserait davantage la formation d'un océan d'eau précoce [Way et al., 2016]. Encore plus récemment cependant Turbet et al. ont montré grâce à des modèles de circulation 3D que qu'il était peu probable que de l'eau ait pu se former en raison de du fait que la couverture nuageuse qui se forme du côté opposé à l'ensoleillement empêche l'eau de condenser en surface [Turbet et al., 2021]. Si un océan d'eau s'est formé au cours de l'histoire de Vénus, comme mentionné précédemment, une autre alternative est que de l'eau aurait pu être réinjectée dans le manteau [Albarède, 2009] pour expliquer son atmosphère sèche actuelle. L'albédo élevé actuel de Vénus est lié à l'épaisseur et à la composition de sa couverture nuageuse, reflétant 70% de la lumière solaire entrante ( $\alpha = 0,7$ ). Néanmoins, il existe une compétition entre deux phénomènes : une couverture nuageuse importante conduit à un albédo planétaire élevé, diminuant le flux solaire absorbé et donc la température. D'autre part, cela empêche la perte de flux radiatif vers l'espace, augmentant l'effet de serre et donc les températures de surface. Il est alors important de comprendre la dynamique des nuages et leur répartition dans l'atmosphère. Négliger leur effet, sous-estime les températures de surface d'environ  $140\text{K}$  [Titov et al., 2013]. Ainsi, le temps de formation d'une telle couverture nuageuse, conduisant à un fort albédo, combiné avec la teneur en eau restante et la constante solaire est essentiel pour comprendre l'évolution passée de Vénus et sa capacité à condenser l'eau. Notez que le taux de rotation peut également jouer un rôle important car il contrôle circulation atmosphérique et distribution spatiale des nuages, et donc redistribution de l'énergie incidente [Yang et al., 2014].

## 4.4 Conclusions

Je résume dans cette section les principaux résultats obtenus à l'issue des deux travaux de thèses que j'ai co-encadré. La valeur absolue des phénomènes observés a pu légèrement varier entre deux études en fonction de l'amélioration permanentes des codes atmosphériques que nous avons pu coupler à notre modèle d'évolution interne. Cela dit, et comme cela a été montré dans les figures 4.10, 4.9 et 4.12, les processus physiques et leur interprétation restent inchangés.

Après un impact majeur, le temps qu'un océan de magma perde sa chaleur et permette la condensation d'une atmosphère de vapeur d'eau en un océan est de de  $\approx 1$  Ma sur Terre, de  $\approx 0,1$  Ma sur Mars [Lebrun et al., 2013] et dépend des différents paramètres mentionnés dans les chapitres précédents:

(i) La présence de l'atmosphère retarde la formation d'une couche limite thermique visqueuse froide d'environ un million d'années par rapport à une cas où il n'y a pas d'atmosphère.

(ii) Le contenu initial en volatils, en particulier  $\text{H}_2\text{O}$  et son chemin de dégazage contrôle la durée de la phase OM augmentant la durée d'environ un ordre de grandeur pour un ordre de grandeur différence de contenu initial. Sur Terre quelques milliers d'années pour  $1,5 \cdot 10^{-2}\text{Wt}\%$  et 2 Myr pour  $1,5 \cdot 10^{-1}\text{Wt}\%$  [Lebrun et al., 2013].

(iii) La teneur initiale en  $\text{CO}_2$  contrôle la capacité à condenser l'eau de l'océan à une distance du soleil supérieure à 0,82 AU en utilisant les codes de transfert de chaleur atmosphérique les plus récents et pour un albédo de 0.2.

(iv) Pour une durée de phase d'accrétion inférieure à 5 Myr, nous avons également montré dans l'article [Lebrun et al., 2013] que vous trouverez [ici](#), que la durée de la phase OM pourrait être deux fois plus longue si l'on tient compte de l'abondance de  $^{26}\text{Al}$  et que la chaleur générée par les éléments à vie longue tels que U, Th, K, n'est non négligeable qu'à la fin de la solidification de l'OM lorsque le flux de chaleur devient inférieur à  $10 \text{ Wm}^{-2}$ .

Nous avons montré que l'évolution thermique primitive d'une planète en phase océan de magma est caractérisée par deux régimes. Le premier se caractérise par un refroidissement rapide en raison de mouvements de convection vigoureux permettant une perte de chaleur rapide et un dégazage efficace dans l'atmosphère. Le deuxième régime, le flux de chaleur décroît à des valeurs inférieures au flux solaire absorbé est un état stationnaire, dans lequel les températures de surface et potentielles ainsi que le flux de chaleur évoluent beaucoup plus lentement. Les conditions de surface sont alors contrôlées par l'équilibre entre le flux solaire absorbé et le flux infrarouge sortant. Lorsque le flux convectif du manteau devient un ordre de grandeur plus bas que le flux du rayonnement solaire absorbé, la fin du refroidissement rapide ("ERCS") est atteinte. Ce temps particulier de l'évolution sert de temps de référence pour l'évolution thermique d'une planète donnée indépendamment de son état de surface. Nous avons montré que l'état de la surface d'une planète à l'ERCS, conditionnant la condensation de l'eau à ERCS dépend à la fois du contenu  $\text{H}_2\text{O}$  et  $\text{CO}_2$ . Les conditions de surface correspondantes à l'ERCS peuvent donner lieu à trois types de planète en fonction de la distance au soleil et du contenu en volatils:

1. les planètes sur lesquelles un océan d'eau peut condenser type I de Hamano [Hamano et al., 2013],
2. planètes dont la surface est en état de fusion partielle: type II,
3. planètes dont la surface est solide mais sans océan d'eau, que nous appellerons type III.

Ce travail a des implications potentiellement importantes. Tout d'abord, il montre que Vénus est proche de la distance du Soleil (0,82 UA) en dessous de laquelle une planète de la taille de la Terre reste au stade de l'océan de magma pendant pratiquement un temps infini.

Le temps typique pour qu'un océan d'eau sur Vénus apparaisse est de l'ordre de 5 à 10 Myr, comparable à la durée de la principale séquence d'accrétion, suggérant que Vénus aurait pu rester au stade de l'océan magmatique pendant la majeure partie de son accrétion. Notre modèle montre qu'un océan d'eau peut ou peut ne pas s'être condensé sur Vénus après accrétion, en fonction de l'évolution de sa couverture nuageuse et de l'albédo. La figure 4.15 montre le même diagramme que celui obtenu par [Salvador et al., 2017] mais obtenu en considérant les pressions partielles corrigées. Ces résultats seront publiés dans un article de synthèse en préparation, qui aura également pour but

de montrer les résultats qui restent robustes et ceux qui sont éventuellement à modifier. Concernant le diagramme montrant la position de Vénus par rapport au domaine de condensation, les résultats restent robustes. Pour un albédo de 0.4 Vénus condense un océan d'eau après 4My en revanche elle reste une planète de type II pour un albédo de 0.3.

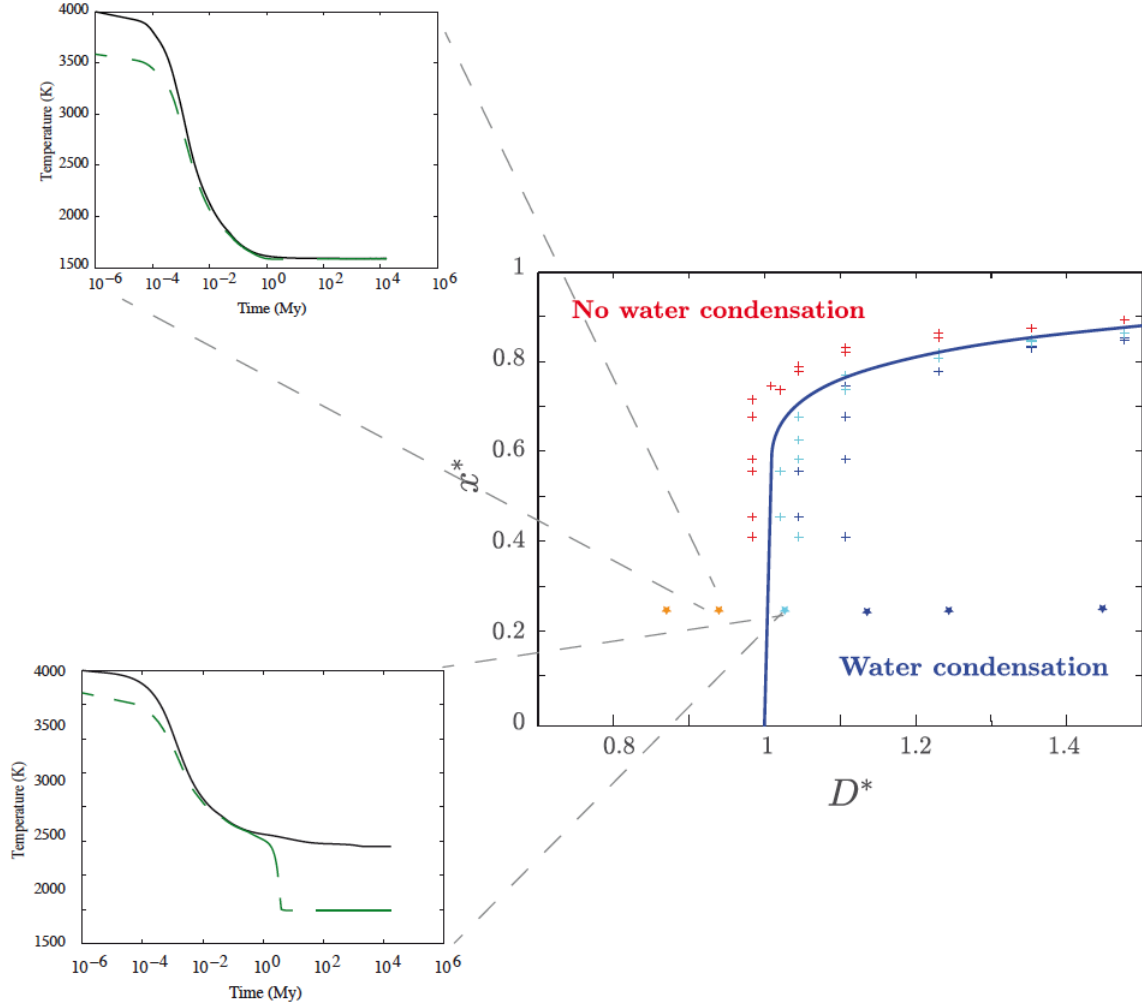


Figure 4.15: Limite de condensation pour différents contenus en H<sub>2</sub>O en fonction de la distance planète soleil adimensionnée ( $D^*$ , équation 4.13, cas corrigé la loi d'échelle est  $0.95(D^* - 1)^{0.09}$ ). Les étoiles de couleurs représentent Vénus pour différents albédo. La condensation se produit pour un albédo entre 0.3 et 0.4. Les évolutions thermiques de ces deux points respectifs sont représentées dans les deux vignettes. Pour un albédo de 0.4 la condensation d'un océan d'eau se produite après 4 Ma. Pour une albédo de 0.3 Vénus est une planète de type II, sa surface est partiellement en fusion.

Un modèle plus réaliste incluant un chauffage par accréation dû à de petits impacts successifs et couplé avec de l'échappement hydrodynamique est nécessaire pour une analyse plus détaillée. Le chauffage par impact et l'échappement hydrodynamique de H<sub>2</sub>O ne devrait pas jouer en faveur de la condensation de l'eau, alors que l'échappement hydrodynamique de CO<sub>2</sub> devrait favoriser la formation d'un océan. Par ailleurs, le temps de condensation d'un océan d'eau sur Terre et Mars est inférieur à 1 Myr (1 Myr pour la Terre, 0,1 Myr pour Mars), suggèrent qu'un océan d'eau

aurait pu se former dans des périodes entre des impacts majeurs (capable de faire fondre une fraction significative du manteau). Si des océans d’eau en série se développaient sur Terre et Mars lors de leur accréation, l’impact de l’érosion de l’atmosphère pourrait avoir été plus efficace sur ces planètes, expliquant leur atmosphère relativement ténue par rapport à Vénus. Concernant Mars, la géochimie les analyses des météorites SNC suggèrent que la planète aurait pu connaître une phase continue d’OM de  $\approx 100$  Myr [Debaille et al., 2007], ce qui contredit les résultats de notre modèle. La raison pourrait être que nous ne prenons pas en compte l’échauffement d’accréation résultant de les impacts fréquents des petits embryons. Concernant les évidences d’océan d’eau plusieurs articles récents confirment le fait que cela a sans doute été le cas pendant le premier milliard d’année [Costard et al., 2019; Schmidt et al., 2022]. De plus nos récents calculs montrent que plusieurs autres cas de figures peuvent exister et notamment une surface subissant la fusion partielle à l’ERCS mais sur laquelle la condensation serait possible plus tardivement. Cela est un travail en cours qui devrait bientôt être soumis. Pour pouvoir interpréter des conditions de surfaces postérieure à l’ERCS qui prends également en compte l’effet des éléments radiogéniques, il faut modifier les hypothèses de notre modèle et c’est ce qui est détaillé dans la section perspective suivante.

## 4.5 Perspectives

### 4.5.1 Transition Océan de Magma - Manteau solide

Nous avons montré qu’il était important de considérer les interactions entre le refroidissement de l’atmosphère et le refroidissement de l’océan de magma pour comprendre les conditions de surface d’une planète lorsqu’elle ”sort” du stade océan de magma. Nous souhaitons maintenant approfondir notre compréhension du début de la phase post-océan de magma. afin de contribuer à contraindre la mise en place des différents styles géodynamiques. Des expériences en laboratoire réalisées depuis de nombreuses années par Anne Davaille et collaborateurs (e.g. Di Giuseppe et al. [2012], Davaille et al. [2017], Sibrant et al. [2018]) ont montrées qu’il existait un lien entre la structure interne sous la lithosphère en formation et les textures de surfaces ainsi que les modes d’évacuations de la chaleur interne. De récents modèles [Seales and Lenardic, 2021] ont exploré l’influence du style géodynamique sur le temps de refroidissement pour une taille de planète donnée en conduisant une étude paramétrée simple sur l’exposant du nombre de Rayleigh, le but de cette étude étant de montrer que le style de convection a une influence sur l’histoire thermique (dans cet article des exoplanètes) et non de comprendre les mécanismes conduisant à ces variations de lois du flux de chaleur. L’évolution primitive et l’habitabilité des planètes terrestres nécessite de bien connaître les lois reliant flux de chaleur convectif sortant de l’OM et température de surface, en particulier à cette période clé du passage OM liquide / manteau solide siège de fusion partielle. Pour l’instant, notre modèle reprend l’approche classique (e.g. Solomatov [2007]) qui considère que la convection ne change pas de régime pendant toute la durée de l’OM, et que ce régime convectif se poursuit pendant la transition liquide/solide, seule son intensité changeant. En conséquence, la même loi d’échelle reliant flux de chaleur à la surface de l’OM et intensité de la convection (qui dépend de la

température et de la viscosité) est utilisée pendant toute l'évolution. Mais puisque la rhéologie dépend fortement de la température et du contenu en volatils, de grandes variations de la viscosité sont à attendre au sein de l'OM et en particulier entre la surface et l'intérieur de l'OM. Ces variations de viscosité vont influencer le régime de la convection dans l'OM (pour une synthèse récente, voir Davaille and Limare [2015]) et le transfert de chaleur à l'interface OM-atmosphère. D'autre part, la rhéologie des roches devient d'autant plus complexe (dépendant de la déformation, et du taux de déformation, transition vers un régime cassant,...) que la température décroît. L'étude des différents régimes géodynamiques rencontrés en fonction de l'importance des différents ingrédients de ces rhéologies visco-élasto-plastiques se situe actuellement à la frontière de notre connaissance (voir Bercovici et al. [2015] pour une synthèse récente). A. Davaille a développé au FAST les premières expériences de laboratoire sur la convection dans les fluides visco-élasto-plastiques dont la rhéologie dépend fortement de la température, c'est-à-dire avec une rhéologie analogue à celle d'un manteau solide ou siège de fusion partielle (e.g. Di Giuseppe et al. [2012]) et va caractériser de manière systématique les transferts de chaleur et de masse associés. Nous nous appuierons sur ces nouvelles lois d'échelle obtenues en laboratoire pour améliorer notre modèle numérique couplé, étudier en détail la limite OM / Manteau solide, et les transferts de volatils associés en prenant en compte les nouvelles lois d'échelle pour les transferts de chaleur et de masse issues des expériences en laboratoire.

Lorsque le flux de chaleur décroît fortement au cours du refroidissement et que la zone de fusion partielle de plus forte viscosité atteint la surface, la loi reliant flux de chaleur et nombre de Rayleigh risque de changer (comme vu précédemment). Nous souhaitons réévaluer au plus juste et systématiquement l'hypothèse émise, notamment dans Lebrun et al., d'un dégazage de tout l'OM à l'équilibre OM-atmosphère et recomparer les vitesses de percolations des volatils à travers des chenaux dans la zone siège de la fusion partielle avec la vitesse d'avancée du front de solidification en fonction des nouvelles paramétrisations du flux de chaleurs. Pour Rappel,

$$v_{perc} = \frac{g\Delta\rho d^2\phi_l^2}{150\eta_l(1-\phi_l)}. \quad (4.16)$$

Pour exemple, dans un cas où la condensation d'un océan d'eau se produit à l'ERCS, (voir Fig 4.16) la partie en fusion partielle occupe les 75 premier km sous la surface et la vitesse de percolation est estimée grossièrement à  $10^{-5}$  m/s (à l'ERCS). Ce qui fait que le liquide pourrait être extrait en 200 ans ce qui reste compatible avec notre hypothèse de dégazage efficace. Cela dit, il serait intéressant d'envisager le cas où, dans certaines conditions, le liquide pourrait ne pas percoler dans de courtes échelles de temps par rapport au temps de refroidissement de l'OM. Le premier projet est donc de poursuivre dans la voie d'une paramétrisation plus juste des échanges de volatils entre l'intérieur et la surface (voir Fig 4.17) qui pourra être utilisée avec confiance lors de la phase de refroidissement post-ERCS. Nous pourrions commencer par considérer le cas limite pour lequel seuls les volatils dissous dans la partie liquide de l'OM sont mis en contact avec l'atmosphère, les volatils dissous dans la partie en fusion partielle "mush" n'étant alors pas considérés comme étant en interaction. Par ailleurs, nous pourrions également éventuellement par la suite envisager

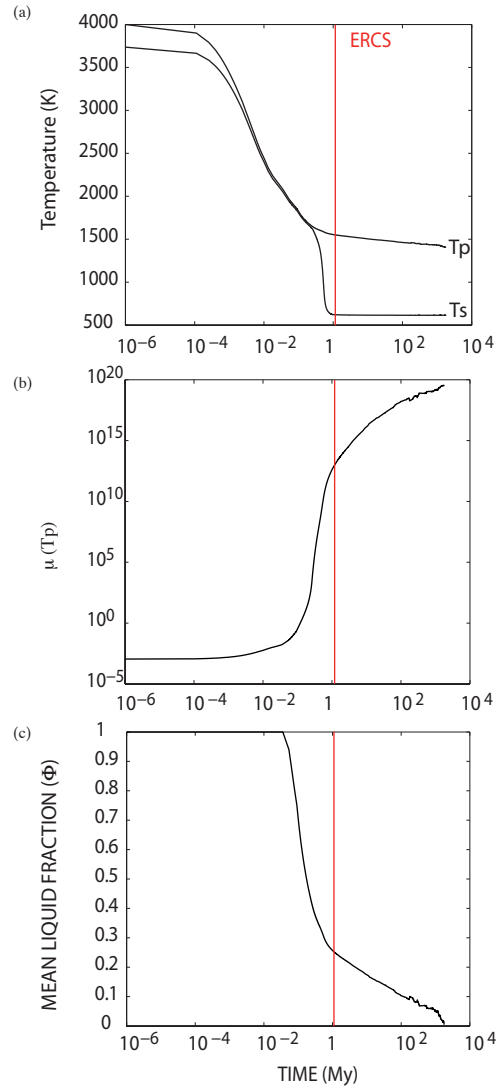


Figure 4.16: Refroidissement d'un OM dans le cas ou  $D=1$ ,  $CO_2=110$  ppm pour 0.6 océan d'eau. Dans ce cas l'ERCS se produit à 1.1 My.

le cas d'une solidification se produisant à mi profondeur du manteau, isolant ainsi un océan de magma basal [??]) qui ne serait plus en contact direct avec l'atmosphère. Dans ce cas il sera important de considérer les dernières lois de solubilité disponibles, montrant notamment que la solubilité du  $CO_2$  [Amalberti et al., 2021] augmente plus que prévu avec la profondeur et qu'une grande quantité de  $CO_2$  pourrait rester à l'état dissous dans le liquide (Fig. 8, points verts). Il faudrait pour cela trouver une méthode de paramétrisation 1D des modèles récents publiés. Par ailleurs les volatils peuvent se trouver sous différents états et nous allons également regarder la part de volatils sensible à d'autres facteurs pouvant modifier leur répartition entre OM et atmosphère, notamment l'état redox du manteau qui va avoir un effet sur la spéciation des espèces chimiques dans le système C-H-O (e.g. Gaillard et al. [2022]). Nous proposons d'inclure cet effet dans le modèle d'évolution thermique que nous avons développé précédemment.

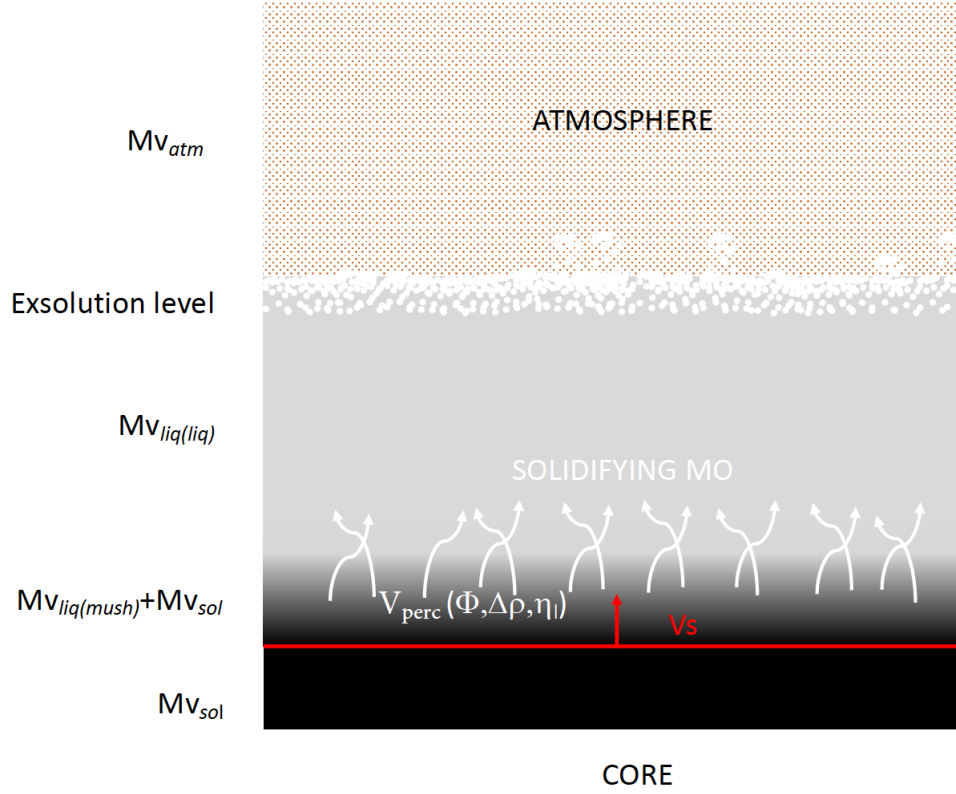


Figure 4.17: Schéma récapitulant les différents réservoir de volatils:  $M_0 = Mv_{atm} + Mv_{liq(liq)} + Mv_{liq(mush)} + Mv_{sol(mush)} + Mv_{sol}$ .

Tous ces modèles seront couplés à un modèle atmosphérique gris simple du type celui utilisé par Elkins-Tanton [2008] afin de bien comprendre les effets relevant de ces mécanismes internes. En résumé, la suite du projet consistera pratiquement à explorer trois pistes principales:

1. nouvelle paramétrisation de la conservation de masse des volatils.
2. nouvelle paramétrisation du flux de chaleur.
3. évaluation de différents scénarios en prenant en compte l'influence de l'état redox du manteau dans le bilan de masse de volatils.





## Chapitre 5

# Cryovolcanisme sur Europe

### 5.1 Introduction

Jupiter possède plus de 70 satellites dont les quatres plus gros se nomment : Io, Europe, Ganymède et Callisto (par ordre de distance à Jupiter croissante, voir Figure 5.1). Ils ont été observés pour la première fois par Galileo Galilei

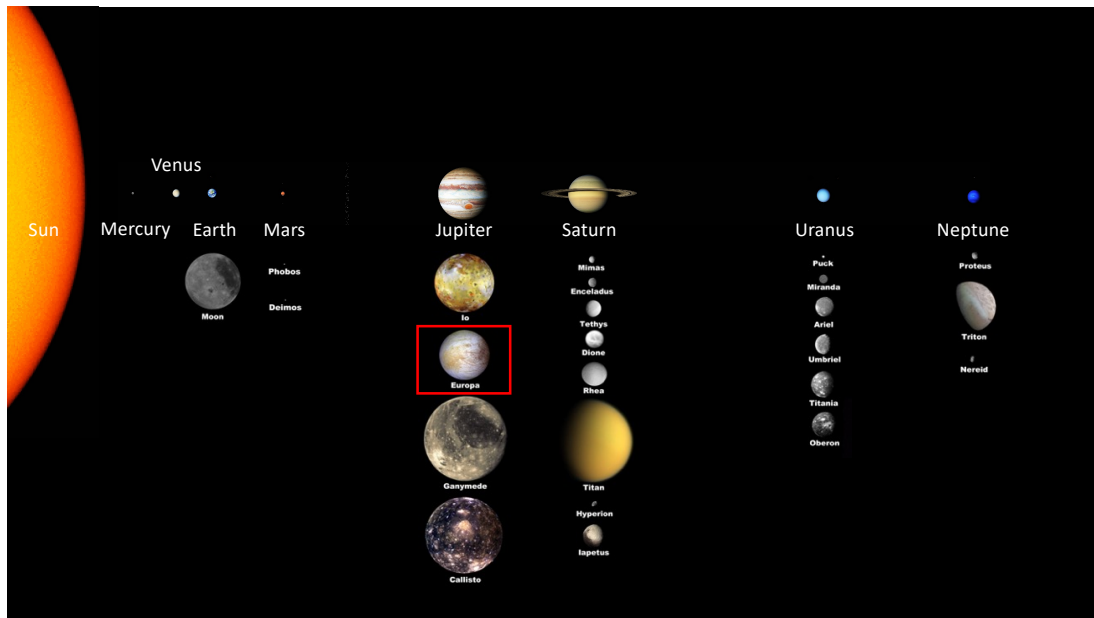


Figure 5.1: Europe dans le système solaire, Figure de la Thèse d'Élodie Lesage, 2020.

en 1610 et ont donc été nommés satellites Galiléens. Le satellite de Jupiter Europe, quoique formé au-delà de la limite

des glaces et de petite taille ( $R=1562$  km), est le siège de processus de surface récents avec un âge estimé à 70 Ma [Zahnle et al., 2003]. C'est, la quasi absence de cratères à sa surface qui indique ce resurfaçage récent. Les structures géologiques linéaires étendues sur plusieurs centaines de kilomètres s'entre-croisant sur sa surface glacée laissent penser qu'Europe est sujette à d'importantes contraintes, capables de fracturer sa coquille de glace.

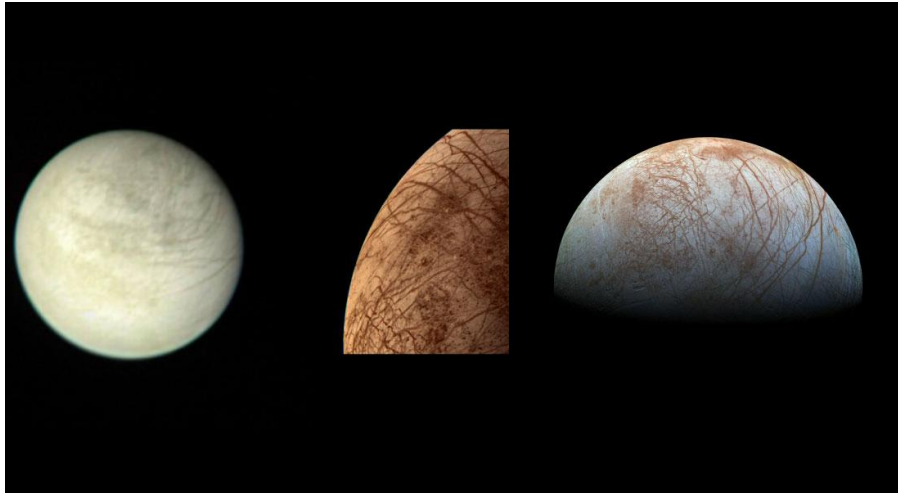


Figure 5.2: Sur la gauche, une vue d'Europe, la lune de Jupiter, prise le 2 mars 1979 par le vaisseau spatial Voyager 1 de la NASA. Au milieu se trouve une image couleur d'Europe prise par le vaisseau spatial Voyager 2 de la NASA lors de sa rencontre rapprochée le 9 juillet 1979. Sur la droite, une vue d'Europe réalisée à partir d'images prises par le vaisseau spatial Galileo de la NASA à la fin des années 1990. d'après <https://www.jpl.nasa.gov/images/pia24895-three-views-of-europa>.

Ces observations proviennent notamment des données de la mission Galileo, acquises entre 1995 et 2001 et qui ont par ailleurs fournies plusieurs indices pointant vers la présence d'un océan global interne sous la coquille de glace. Le premier d'entre eux est qu'Europe possède un champ magnétique induit, compatible avec la présence d'une couche d'eau salée liquide [Khurana et al., 1998]. De plus, l'orientation de certaines figures linéaires à grande échelle semble avoir changée au cours du temps, impliquant la rotation de la coquille de glace, ce qui ne serait pas possible sans une couche de très faible viscosité entre le manteau et la surface [Pappalardo et al., 1999; Schenk et al., 2008]. La mesure du moment d'inertie d'Europe montre par ailleurs que l'épaisseur totale de la couche d'eau et de glace serait de 80 à 170 km [Anderson, 1998; Vance et al., 2018] (voir Figure 5.3).

Cette activité est certainement due aux effets de marées dans la croûte de glace générant un gradient thermique susceptible de provoquer un régime convectif dans la partie inférieure de la coquille de glace [Cassen et al., 1979; Morrison, 1982; Sotin et al., 2009]. L'épaisseur de la couche de glace ne peut être déduite du moment d'inertie, mais elle est déduite de la modélisation numérique de la dissipation des forces de marées d'Europe. [Tobie et al., 2003; Quick and Marsh, 2015], l'épaisseur maximale prédite pour la croûte de glace étant de 30 km. Les profils thermiques

issus de la modélisation pour la coquille de glace d'Europe suggèrent une couche conductive extérieure de 10 km d'épaisseur [Tobie et al., 2003] de rhéologie supposée élastique [Nimmo, 2004] au-dessus d'une couche convective d'environ 10 à 20 km d'épaisseur [Tobie et al., 2003; Quick and Marsh, 2015]. Sous la couche de glace, Europe est constituée d'un noyau rocheux entouré d'un océan d'eau. La coquille glacée et l'océan contient probablement des sulfates [Kargel, 1991; Kargel et al., 2000; Zolotov and Shock, 2001]. De nombreuses structures ont donc été identifiées en surface: chaos [Schmidt et al., 2011], lenticulae [Manga and Michaut, 2017b], double rides [Head et al., 1999] (voir Figure 5.3) pouvant être associées à différents processus de resurfacement, comme la tectonique [Nimmo and Gaidos, 2002], la fonte [Schmidt et al., 2011], ou encore la subduction [Kattenhorn and Prockter, 2014]. Plus récemment,

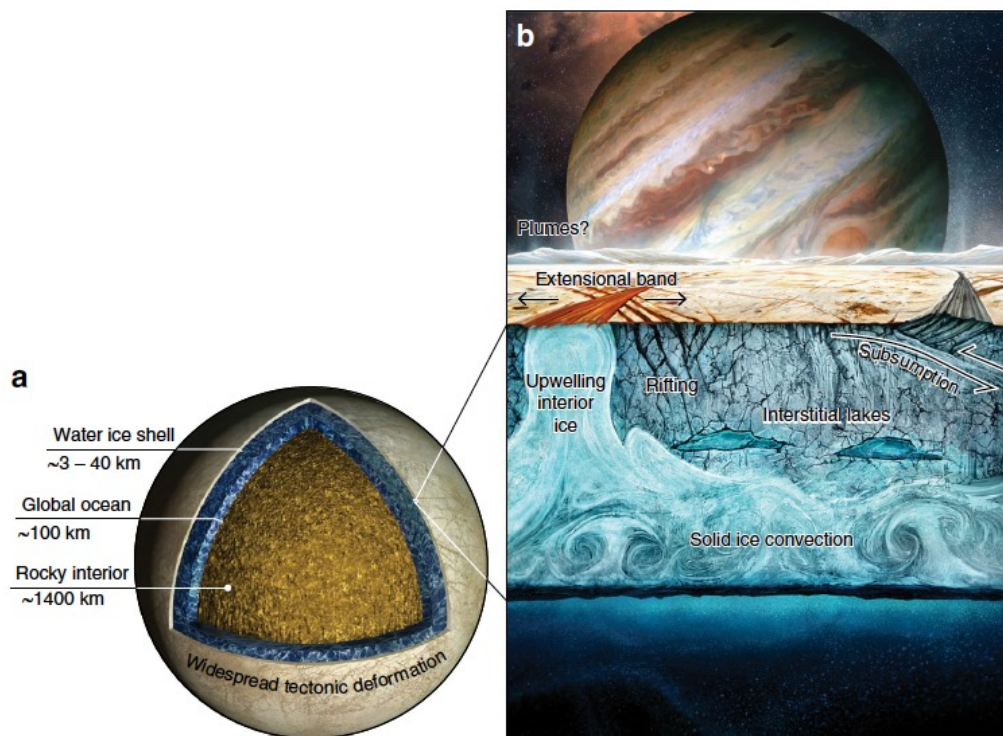


Figure 5.3: Schéma de la structure interne de Europe (a) et des différents processus géodynamique en jeu (b) (copié de : NASA's Europa Clipper—a mission to a potentially habitable ocean world, Howell and Pappalardo [2020]).

[Howell and Pappalardo, 2018, 2019] ont proposé un lien entre les figures tectoniques observées sur Europe et la rhéologie de la croûte de glace. Ces processus ainsi que la formation de sills [Manga and Michaut, 2017a; Johnston and Montési, 2014] impliquent la présence de réservoirs d'eau ou de saumure dans la subsurface d'Europe pouvant être à l'origine de cryovolcans en surface [Fagents, 2003; Quick et al., 2013; Kalousova et al., 2014]. D'autant plus que l'analyse spectroscopique d'Europe montre une surface entièrement recouverte de glace d'eau mélangée à des impuretés telles que des sels et sulfates [Dalton, 2007; Ligier et al., 2016]. Les images de la surface montrent donc une grande diversité de caractéristiques géologiques indiquant processus internes actifs [Greenberg and Geissler, 2002; Fagents, 2003; Kattenhorn and Prockter, 2014]. Parmi ces figures, les dépôts lisses et des figures lobées recouvrent une

partie de la surface (Figure 5.4). Leurs morphologies et leurs relations avec les terrains environnants semble indiquer qu'elles puissent résulter d'extrusions liquides à la surface [Miyamoto et al., 2005]. D'autre part, la littérature

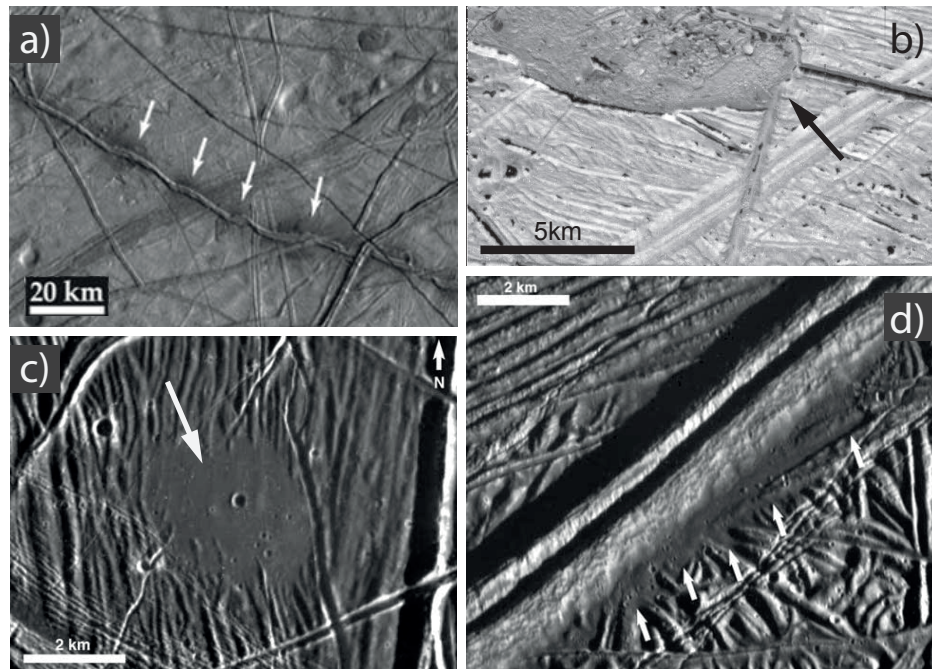


Figure 5.4: Figures d'écoulements liquides: Figure 1 de Lesage et al. [2020]. a) Zone de faible albédo le long de doubles rides (Quick and Marsh, 2016) (Image ID:15E0003); b) figure de chaos avec une structure lobée (Image ID: 15E0071); c) structure lisse circulaire (Fagents, 2003) ( $6^{\circ}$  N,  $327^{\circ}$  W); d) sstructure lisse le long d'une double ride(Fagents, 2003) (Image ID: E6E0073).

récente a démontré que la présence de réservoirs de liquide dans la proche surface pourrait être lié à la mise en place de figures géologiques caractéristiques de la surface d'Europe, comme les doubles rides [Dombard et al., 2013; Johnston and Montési, 2014; Dameron and Burr, 2018], les chaos [Greenberg, 1999; Schmidt et al., 2011] ou bien les lenticulae [Manga and Michaut, 2017b]. Bien que Craft et al. [2016] l'emplacement de sills pourrait être difficile par des mécanismes d'hydrofracturation, les études morphologiques des caractéristiques cités ci-dessus restent en bon accord avec les modèles impliquant la présence de lentilles d'eau chaude à faible profondeur. La présence d'un océan d'eau liquide global interne est encore plus intéressante car elle est supposée être en contact avec le manteau silicaté. En effet, l'épaisseur modérée de l'océan interne ne permet pas la présence de phases de glace à haute pression en profondeur, au contact du manteau silicaté [Anderson, 1998] La possibilité d'un riche échange chimique entre le manteau rocheux et l'océan [Kargel, 1991] fait d'Europe un bon candidat dans l'idée d'un développement de formes de vies au sein de son océan [Greenberg and Geissler, 2002]. Deux missions en développement, JUICE (ESA) [Grasset et al., 2013] et Europa Clipper (NASA) [Howell and Pappalardo, 2020], visent à étudier la surface et subsurface du satellite. Si des biosignatures sont produites en profondeur dans l'océan d'Europe, elles pourraient être amenées à la surface et potentiellement être détectées par les satellites de ces deux missions. Manga and Wang [2007] ont montré qu'il est peu probable que l'eau liquide provienne directement de l'intérieur de l'océan à travers de

grandes fractures. En effet, pour une épaisseur de 50 km de glace, un gel de quelques kilomètres d'eau dans l'océan induirait une surpression de 1 à 10 kPa, ce qui est suffisant pour propager une fracture sur l'épaisseur de la croûte de glace [Manga and Wang, 2007; Neveu et al., 2015] mais pas pour générer l'ascension de l'eau de l'océan jusqu'à la surface. En revanche sous certaines conditions l'eau pourrait remonter par ces fractures et se stocker en subsurface ???. Comprendre si et comment il serait possible que de l'eau liquide soit amenée en surface et si oui où et pendant combien de temps pourrait aider à informer les missions sur les endroits où il serait le plus probable de rencontrer ces biosignatures. Le lien entre la formation de ces réservoirs, la rhéologie de la glace et le cryovolcanisme de surface mérite donc une étude dédiée. D'autre part, l'étude proposée ici s'inscrit dans le contexte actuel de la recherche de la vie et des conditions d'habitabilité dans notre système solaire. Dans le cadre de la thèse d'Élodie Lesage, nous avons tout d'abord étudié la possibilité que les supposés écoulements effusifs d'eau en surface puissent être générés par de l'activité cryovolcanique impliquant le stockage et l'éruption de liquides en surface. Nous avons considéré le cryomagma comme un fluide de très faible viscosité, composé d'eau pure ou de saumure. Nous avons suivi l'un des mécanismes de déclenchement de l'éruption proposé par Fagents [2003]: l'eau liquide, stockée dans un réservoir situé dans la coquille de glace d'Europe, se refroidit et gèle au cours du temps, générant une surpression dans le réservoir qui finit par conduire à la fracturation de la glace environnante. Fagents [2003] a démontré la faisabilité d'éruptions d'eau à la surface dûes au gel du réservoir, et a présenté la gamme de pressions et de profondeurs de réservoirs pour lesquels l'eau liquide pourrait atteindre la surface. Cependant, cette étude n'a pas évalué les échelles de temps mises en jeu ni la dynamique de transport de l'eau à travers la glace. Plus récemment, Quick and Marsh [2016] et Craft et al. [2016] ont calculé la vitesse d'ascension nécessaire pour que le cryomagma atteigne la surface sans geler dans le conduit. La vitesse d'écoulement est plus rapide que le temps de gel et la faisabilité d'amener de l'eau liquide à la surface a donc été démontrée et c'est une des hypothèses sous jacente à notre modèle. Plus récemment, Neveu et al. [2015] ont également prédit que le gel d'une petite fraction de cryomagma dans un réservoir pouvait générer des pressions allant jusqu'à plusieurs MPa, ce qui est suffisant pour fracturer la coquille de glace et déclencher une éruption. Hesse and Castillo-Rogez [2019] ont également modélisé le gel d'un réservoir de cryomagma sur Cérès et calculé son temps de solidification.

Les réservoirs d'eau liquide (ou saumures), i.e. cryomagma, pourraient donc être une bonne source pour les éruptions de cryomagma en surface alternative à l'océan profond [Fagents, 2003; Neveu et al., 2015]. Malgré les défis auxquels ces réservoirs devraient faire face, comme la difficulté de faire fondre plus de quelques pourcents de glace pour les créer [Vilella et al., 2020] et une échelle de temps de percolation vers l'océan qui peut être assez courte [Kalousová et al., 2014], l'éruption de ces réservoirs pourrait être initiée par le gel de seulement quelques pour cent de leur volume [Neveu et al., 2015]. Les réservoirs de cryomagma représentent donc une source possible d'éruption. Le but de ce travail a donc été (1) d'estimer l'ordre de grandeur de l'échelle de temps de l'éruption et du volume de fluide qui a émis à la surface lors d'un événement cryovolcanique effusif (2) une comparaison avec les données disponibles qui nous a fait réfléchir à la possibilité de modéliser des éruptions cycliques, dûes à des phases de gel

successives d’un même réservoir (3) la durée de vie des réservoirs et (4) nous nous sommes également intéressés à des réservoirs plus profonds pour lesquels la rhéologie de la glace encaissante a un comportement viscoélastique. Ce travail est encore en cours et sera présenté dans les perspectives. Je parlerai également dans un quatrième point du volet du projet en cours financé par le programme national de planétologie concernant les processus de formation des doubles rides qui comme nous l’avons vu peut également avoir un lien avec des réservoirs en sub surface d’Europe.

## 5.2 Méthodes

Divers processus pourraient expliquer la formation de réservoirs cryomagmatiques dans la coquille de glace d’Europe. Par exemple, Kalousová et al. [2016] ont montré que la chaleur générée par les failles activées par les marées dues à la proximité de Jupiter pouvait être suffisante pour produire des lentilles d’eau dans la croûte de glace. Mitri and Showman [2008] ont montré que la fusion partielle de la glace est également possible en raison du réchauffement dû à la marée en elle même, un processus qui pourrait être particulièrement efficace dans les panaches convectifs chauds en raison de la dépendance à la température du taux de dissipation dû aux marées. Les hétérogénéités de composition de la glace pourraient également générer des maxima de température locaux qui pourraient conduire à une fusion locale [Prieto-Ballesteros and Kargel, 2005; Quick and Marsh, 2015].

Comme il n’y a pas de mesures géophysiques disponibles caractérisant les géométries des réservoirs à la surface d’Europe, nous faisons l’hypothèse d’un réservoir sphérique entouré de glace. Le réservoir est rempli d’eau liquide pure ou salée à la pression lithostatique  $P_0$ , appelé ci-après “cryomagma”. D’autre part, nous limitons notre étude à des réservoirs situés dans les 10 kilomètres supérieurs de la calotte glaciaire, qui devraient se comporter comme un matériau élastique conducteur en raison des très basses températures (voire une exemple de profile thermique dans la lithosphère d’Europe Figure 5.5. [Tobie et al., 2003].

L’hypothèse du comportement élastique de la glace peut être évalué en calculant le temps de Maxwell  $\tau_M = \mu_{ice}/E$  où  $\mu_{ice}$  est la viscosité de la glace et  $E$  le module de Young, qui donne une idée de l’échelle de temps maximale pendant laquelle un mécanisme peut se produire en sollicitant uniquement la composante élastique d’un matériau. Avec  $\mu_{ice} = 10^{33}$  Pa s [Hillier and Squyres, 1991], et  $E \simeq 9$  GPa [Gammon et al., 1983; Petrenko and Whitworth, 2002], le temps de Maxwell de la glace conductive devrait être d’au moins quelques millions années près de la surface, et la glace est donc susceptible de se comporter comme un matériau élastique pour les processus explorés dans notre étude et sous certaines conditions, nous reviendrons sur cet aspect.

### 5.2.1 Gel du cryomagma

Nous considérons donc à l’état initial, un réservoir de forme sphérique à une certaine profondeur dans la coquille de glace, rempli d’eau liquide pure ou de saumure. Le cryomagma gèle avec le temps et génère une surpression dans le réservoir qui fracture sa paroi lorsque la contrainte de traction dépasse la résistance à la traction de la glace. Le



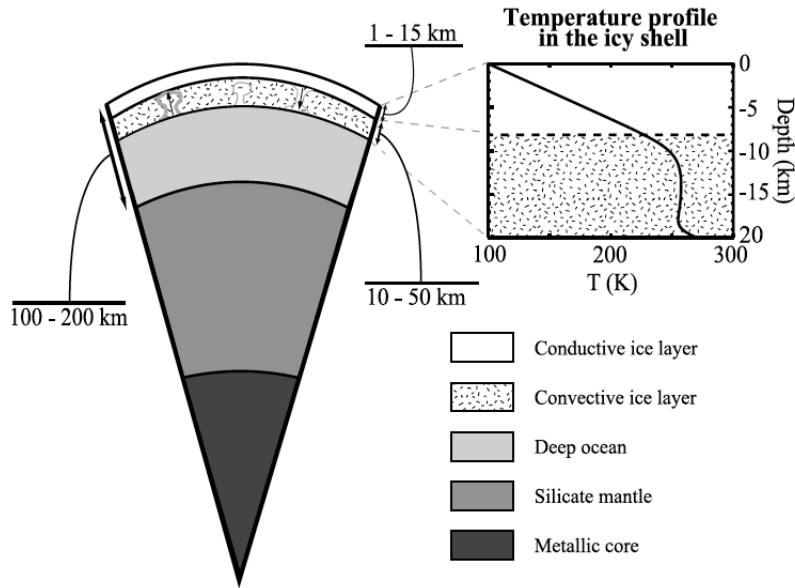


Figure 5.5: Figure 1 de [Tobie et al., 2003] montrant la structure interne d'Europe et un exemple de profils thermiques probable dans la lithosphère d'Europe. Nous avons évalué deux gradients thermiques. Un cas "froid" pour lequel la température à la base de la couche conductive est de 200 K et un cas "chaud", correspondant à une zone à proximité de panaches de glace convective chaude pour lequel la température à la base de la couche est de 250 K

temps nécessaire pour atteindre cette pression critique donne l'échelle de temps nécessaire pour générer une éruption. Le cryomagma s'écoule ensuite jusqu'à la surface à travers une fracture. Nous calculons la vitesse d'écoulement et l'évolution temporelle de la pression dans le réservoir pendant l'éruption, ainsi que la durée de l'éruption et le volume qui aura été émis en surface à la fin de l'éruption. Une estimation correcte de la durée d'un événement éruptif et du volume émis associé nécessite la modélisation de deux processus distincts : (1) le gel et la pressurisation du réservoir de cryomagma jusqu'à ce qu'il atteigne la surpression nécessaire à la rupture ( Figure 5.6(a) and (b)), et (2) la dynamique de remontée du cryomagma une fois que la fracture est ouverte (Figure 5.6(c)). Pour plus de détails, voir les sections 2.2 et 2.3 de [Lesage et al., 2020] [ici](#). Dans ce travail, nous avons considéré deux cas: (1) de l'eau pure et (2) un cryomagma salé. En effet, l'océan interne global d'Europe est probablement salé comme l'indique les Survolts de la sonde Galileo [Khurana et al., 1998], mais sa composition précise reste inconnue. D'après Kargel [1991] et basé sur la composition et l'évolution chimique d'une chondrite carbonée dans un environnement aqueux, on s'attend à ce que deux impuretés principales soient présentes dans la croûte glacée d'Europe: du sulfate de magnésium,  $\text{MgSO}_4$ , qui représente 75% de la masse d'une chondrite carbonée [Hogenboom et al., 1995], et du sulfate de sodium,  $\text{Na}_2\text{SO}_4$ , le deuxième élément le plus abondant dans les chondrites [Kargel, 1991; Hogenboom et al., 1995; Dalton, 2007]. D'autres composants mineurs devraient être également présents dans la croûte d'Europe et dans l'océan (Kargel 1991; Hogenboom et al. 1995; Neveu et al. 2015; see Quick and Marsh, 2016 pour un article de synthèse), ce qui est confirmé par des études spectroscopiques (e.g. Dalton, 2007; Ligier et al., 2016): des chlorures tels que  $\text{MgCl}_2$ ,  $\text{NaCl}$ ,  $\text{CaCl}_2$  and  $\text{KCl}$ , et des sulfates de K, Mn, Ca and Ni. La littérature existante suppose diverses compositions



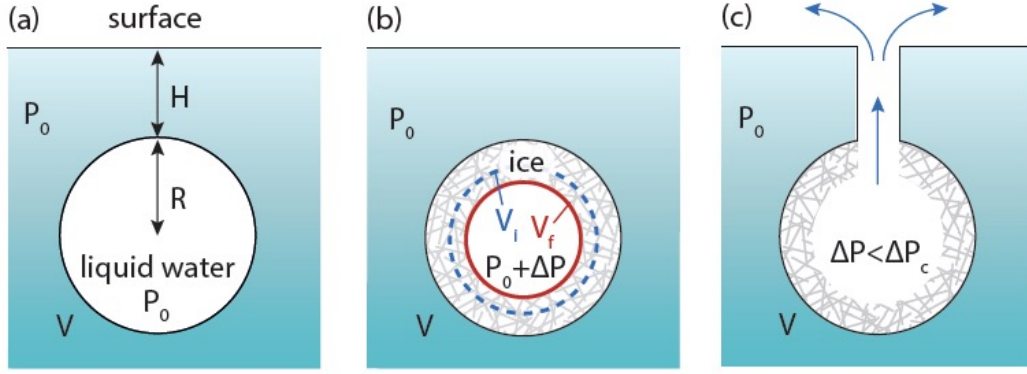


Figure 5.6: Représentation schématique d'un réservoir de cryomagma de volume  $V$  et rayon  $R$ , situé à une profondeur  $H$  sous la surface. Le cryomagma liquide est en blanc la glace en hachuré gris. (a) Le réservoir contient de l'eau ou de la saumure à l'état liquide à la pression lithostatique  $P_0$ . (b) Un volume initial  $V_i$  gèle et devient un volume  $V_f$  de glace, provoquant une surpression  $\Delta P$  dans le réservoir. (c) Quand la surpression atteint une pression critique  $\Delta P_c$ , les parois du réservoir se fracturent et le liquide remonte en surface à travers une fracture de longueur  $H$ .

de saumure pour Europe et certaines sont synthétisées [ici](#) dans le tableau 1 de [Lesage et al., 2020]. Dans le travail réalisé dans le cadre de la thèse d'Élodie Lesage, nous avons supposé la composition suivante proposée par Kargel [1991]: 81 wt%  $H_2O$  + 16 wt%  $MgSO_4$  + 3 wt%  $Na_2SO_4$ .

Nous avons supposé que le cryomagma se refroidit rapidement au contact de la glace et qu'une fois la température de fusion solidification est atteinte un front de solidification se propage donc vers l'intérieur du réservoir. Le principe est rappelé sur la Figure 5.7. Le temps de gel pour atteindre la pression critique de rupture associé à une variation de volume du au gel d'une fraction de liquide contenu dans le réservoir  $n_c$  s'écrit:

$$\tau_c = \left( \frac{S_c}{2\lambda\sqrt{\kappa_s}} \right)^2 \quad (5.1)$$

où  $S_c$  est la position du front de solidification correspondante à  $\Delta P_c$ , i.e. l'épaisseur de la couche de cryomagma qu'il est nécessaire de geler pour déclencher une éruption,  $\kappa_s$  est la conductivité thermique de la glace, et  $\lambda$  est une constante, solution de l'équation de transfert thermique.  $S_c$  est donc une fonction de  $n_c$ :

$$S_c = R_{ch} \left( 1 - (1 - n_c)^{\frac{1}{3}} \right) \quad (5.2)$$

Encore une fois, les détails des calculs sont disponibles [ici](#) [Lesage et al., 2020].

Il est à noter que pour des températures suffisamment élevées dans la lithosphère en profondeur, le temps de relaxation de Maxwell de la glace d'eau diminue, ce qui signifie que la composante visqueuse de la glace entourant le réservoir pourrait être sollicitée si le volume du réservoir augmentait en un temps supérieur au temps de Maxwell. Nous avons donc dans un premier temps considéré des réservoirs situés dans la couche de glace élastique. Le comportement visco-élastique de la glace étant développé plus loin dans les perspectives car le travail est toujours en cours.

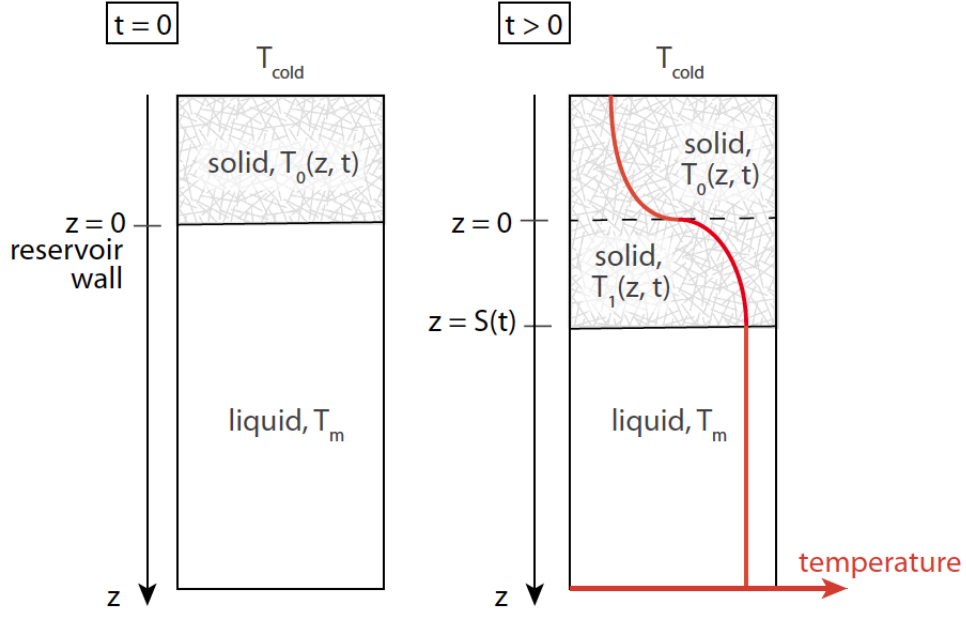


Figure 5.7: Au temps  $t = 0$ , le réservoir est à une température uniforme  $T_m$ . Loin du réservoir (i.e. pour  $z \rightarrow -\infty$ ), la galace est à une température constante  $T_{cold}$ . Pour  $t > 0$ , le liquide dans le réservoir commence à geler: le front de solidification progresse vers le centre du réservoir. Au temps  $t$ , le front est à une position  $S(t)$ . les profils de température dans les régions  $z > 0$  et  $0 < z < S(t)$  sont appelés respectivement  $T_0$  and  $T_1$ , la température dans le réservoir reste quant à elle constante à la valeur  $T_m$ .

### 5.2.2 Surpression due au gel et éruption du cryomagma

Pour modéliser l'éruption d'un réservoir cryovolcanique, nous avons utilisé la même approche que Fagents [2003], qui a déjà été résumée sur la figure 5.6: le liquide contenu dans le réservoir se refroidit au cours du temps et finit par geler. La section 2.2.3 de [Lesage et al., 2020] détaille la physique de ce processus et comment nous calculons le temps nécessaire à la rupture la paroi du réservoir. La surpression  $\Delta P$  induite par le gel dans le réservoir s'écrit:

$$\Delta P = -\frac{1}{\chi} \ln \left( \frac{V_f}{V_i} \right) \quad (5.3)$$

et génère une contrainte de traction  $\sigma_{\theta\theta}$  sur la paroi du réservoir [McLeod and Tait, 1999; Sammis and Julian, 1987]:

$$\sigma_{\theta\theta} = \sigma^0 \left[ 1 + \frac{1}{2} \left( 1 - \frac{P_{tot}}{\sigma^0} \right) \right] \quad (5.4)$$

où  $\sigma^0 = \rho_s g H$  est la pression lithostatique au toit du réservoir. Nous avons considéré une compressibilité constante pour de l'eau pure. Une valeur de  $\chi = 5 \times 10^{-11} \text{ Pa}^{-1}$  est en accord avec le travail de Fine and Millero [1973] pour des pressions de quelques MPa.

Lorsque cette contrainte  $\sigma_{\theta\theta}$  devient supérieure à la résistance à la traction de la glace, la paroi se fracture en Mode I (ouverture). Une fois la fracture ouverte, le fluide peut s'écouler vers la surface. L'éruption est déclenchée

et maintenue par le gradient de pression entre le réservoir et la surface. L'éruption s'arrête lorsque la surpression est équilibrée par le poids de la colonne de cryomagma dans la fracture. Nous avons également regardé la situation dans laquelle un cycle éruptif se produisait à partir d'un réservoir donné. En effet, lorsqu'une éruption se produit le réservoir continue de cristalliser et des éruptions multiples peuvent se produire. Dans ce cas l'approche suivie est représentée dans le schéma de la Figure 5.13. Nous n'avons pas envisagé ici le cas d'un liquide ayant une densité plus

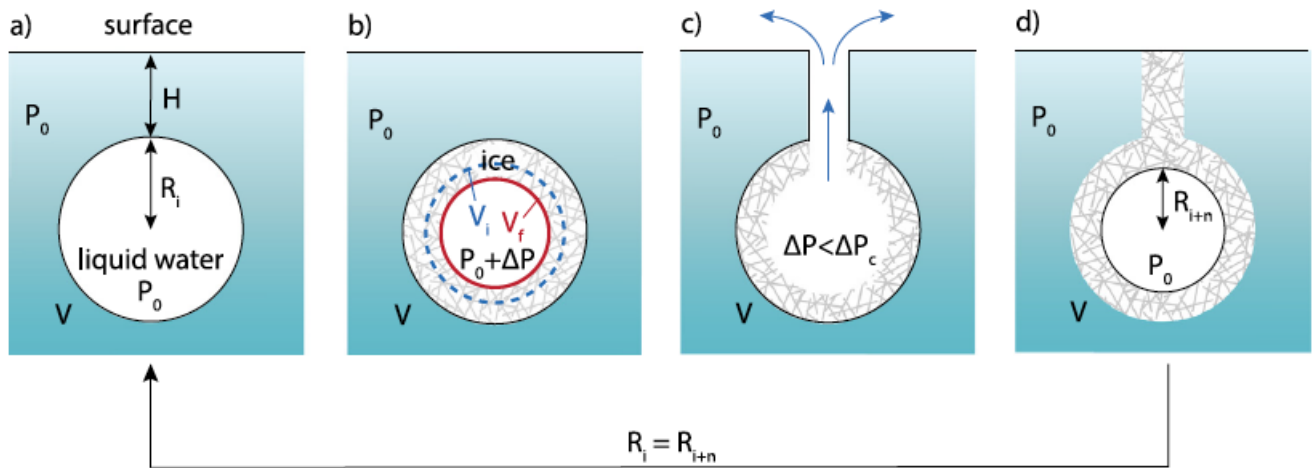


Figure 5.8: Représentation schématique d'un réservoir de cryomagma de volume  $V$  et rayon  $R = R_i$ , situé à une profondeur  $H$  sous la surface. Le liquide est figuré en blanc et le gel en gris pointillé. (a) Le réservoir est rempli d'eau liquide pure ou salée à la pression isostatique  $P_0$ . (b) Un volume initial de liquide  $V_i$  gèle jusqu'à un volume  $V_f$  de glace, induisant une surpression  $\Delta P$  dans le réservoir. (c) Lorsque la pression atteint une valeur critique  $\Delta P_c$ , la paroi se fracture et le liquide sous pression remonte à la surface à travers une fracture de longueur  $H$ . (d) Une fois qu'une certaine quantité de liquide est émise en surface et la surpression dans le réservoir est relâchée, l'éruption se termine. Le liquide de la fracture gèle, ce qui scelle le réservoir. Enfin, le réservoir revient à l'état initial similaire à la situation (a) mais avec un rayon plus petit  $R_{i+n}$ . Le gel se poursuit de telle sorte que ces 4 étapes se répètent et forment un cycle éruptif, entraînant plusieurs éruptions au cours de la durée de vie du réservoir.

faible que la phase solide correspondante, i.e.  $\rho_i > \rho_w$ . Cela pourrait être le cas si de l'ammoniac était présent dans le cryomagma, mais cela semble peu probable sur Europe [Kargel, 1991; Dalton, 2007]. Dans ce cas, le gel comme seul mécanisme ne pourrait pas provoquer une surpression dans le réservoir. Cependant, le cryomagma liquide serait plus léger et soumis à une force d'archimède qui favoriserait son ascension dans une fracture ouverte. Ces modèles sont expliqués plus en détail [ici](#) [Lesage et al., 2020] et [ici](#) [Lesage et al., 2021].

### 5.3 Caractéristiques probables des réservoirs et des dépôts

Dans ce paragraphe je vais résumer les conclusions principales des travaux de thèse de Élodie Lesage que j'ai co-encadrée.

### 5.3.1 Éruption unique

Concernant les fractions de gel nécessaires à déclencher une éruption, pour les réservoirs situés dans les 10 km sous la surface, dans la coquille de glace d'Europe, la fraction de gel qui est nécessaire pour déclencher une éruption, augmente avec la profondeur du réservoir. Pour l'eau pure, la fraction de gel nécessaire au déclenchement d'une éruption va de 2.5% à 13%, et de 4% à 26% pour une composition de cryomagma salée pour les réservoirs situés entre 1 km et 10 km de profondeur.

Concernant les temps de gel, pour l'eau pure, le temps de gel critique varie entre quelques jours pour les plus petits réservoirs étudiés ici (soit 60 m de rayon) et 200 ans pour les plus grands (rayon de 1300 m). Le point A de la figure 5.9 représente par ailleurs un réservoir de taille intermédiaire ( $R=600\text{m}$ ) et le point B le réservoir le plus volumineux. Ces échelles de temps sont d'un ordre de grandeur supérieur si le cryomagma est salé.

Le temps de gel dépendant de la température de l'encaissant, nous avons envisagés le cas de réservoirs se situant dans une croute de glace plus chaude (par exemple dans une zone proche d'un panache ascendant de glace chaude), avec un gradient thermique variant de 100 à 250 K, dans ce cas là, l'échelle de temps de gel du réservoir augmente jusqu'à à 1000 ans pour l'eau pure et  $10^4$  ans pour un cryomagma salé (voir les détails dans la section 3.3 de Lesage et al. [2020]).

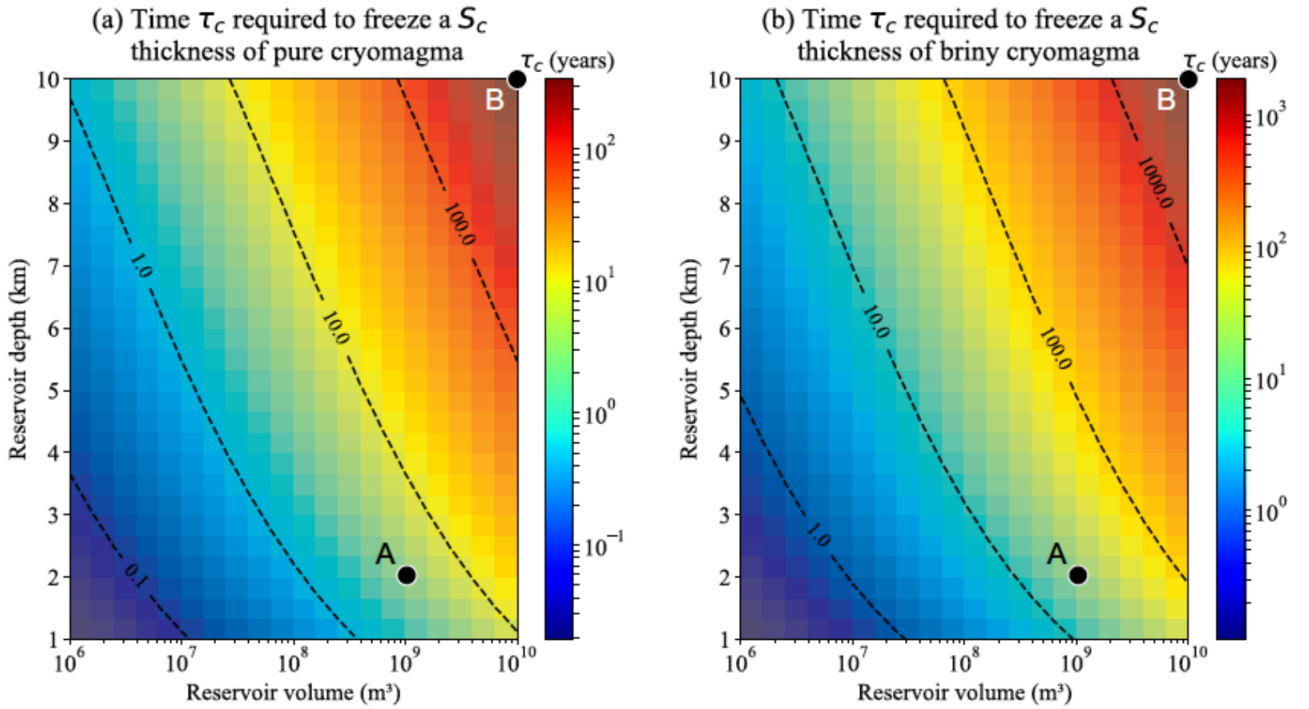


Figure 5.9: Temps  $\tau_c$  nécessaire pour geler (a) une épaisseur de cryomagma pur et (b) salé d'épaisseur  $S_c$  en fonction de la profondeur et du volume du réservoir. Chaque carré de couleur représente un point de calcul du modèle. Le réservoir A a une taille moyenne ( $R = 600\text{ m}$ ,  $V = 10^9\text{ m}^3$ ) et est situé à 2 km sous la surface et le réservoir B est le plus grand réservoir exploré dans cette étude ( $R=1,3\text{ km}$ ,  $V=1010\text{ m}^3$ ) situé à 10 km sous la surface. Figure 10 de Lesage et al. [2020].

Si nous comparons ces échelles de temps à l'échelle de temps de percolation de 1 à 100 ky de [Kalousová et al., 2014], cela suggère qu'un événement cryovolcanique est donc possible avant la percolation de la lentille d'eau vers l'océan interne. Une comparaison avec le temps de relaxation de Maxwell de la glace ( $\tau_M = \mu_{ice}/E$  où  $\mu_{ice}$  est la viscosité de la glace et  $E$  son module de Young) montre que seul les réservoirs situés à une profondeur  $< 6$  km réagissent toujours élastiquement à la contrainte générée par le mécanisme de gel (voir Figure 5.10).

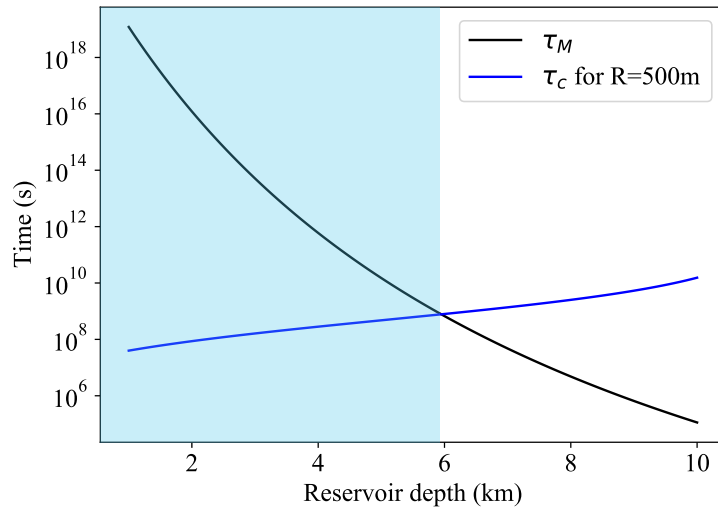


Figure 5.10: Ligne noire: temps de Maxwell de la glace  $\tau_M$  loin de la paroi du réservoir. Ligne bleue: temps de gel  $\tau_c$  d'un réservoir de 500 m de rayon. Lorsque  $\tau_M \gg \tau_c$  (région bleu ciel), la glace peut être considérée comme un matériau élastique, sa composante visqueuse n'est pas sollicitée. Lorsque  $\tau_M \lesssim \tau_c$  (région blanche), la composante visqueuse de la glace est sollicitée.

Pour les réservoirs situés dans des régions plus chaudes (plus profondes), la composante visqueuse de la glace doit être prise en compte et nécessite une modélisation plus poussée. Celle-ci est en cours et sera détaillée plus loin.

Concernant les volumes émis et les temps d'éruptions, ils varient de  $10^3$  m<sup>3</sup> pour les petits réservoirs à  $10^8$  m<sup>3</sup> pour les plus grands (voir Figure 5.11). La durée de l'éruption varie de quelques secondes à 20 heures pour l'eau pure ainsi que pour le mélange salé utilisé dans cette étude, et est donc quasi-instantanée. Si nous comparons ces volumes émis avec une estimation grossière du volume des dépôts de cryomagma des dépôts lisses représentés dans Fig. 5.12), nous pouvons en déduire que si il s'agit d'une seule éruption (correspondant à un événement) les réservoir concernés serait les plus profond (10 km) et les plus grands ( $10^{10}$  m<sup>3</sup>) étudiés ici.

### 5.3.2 Éruptions cycliques

La taille des réservoirs nécessaires pour expliquer un écoulement qui serait issu d'une seule éruption étant très important, il nous a paru important de s'intéresser à la possibilité qu'un réservoir actif conduise à plusieurs éruptions. En effet, il est probable qu'après une éruption, le réservoir continue de geler et que d'autres éruptions soient déclenchées. En parallèle, nous avons pu estimer le volume des dépôts représentés sur la Figure 5.14 par des techniques dévelop-

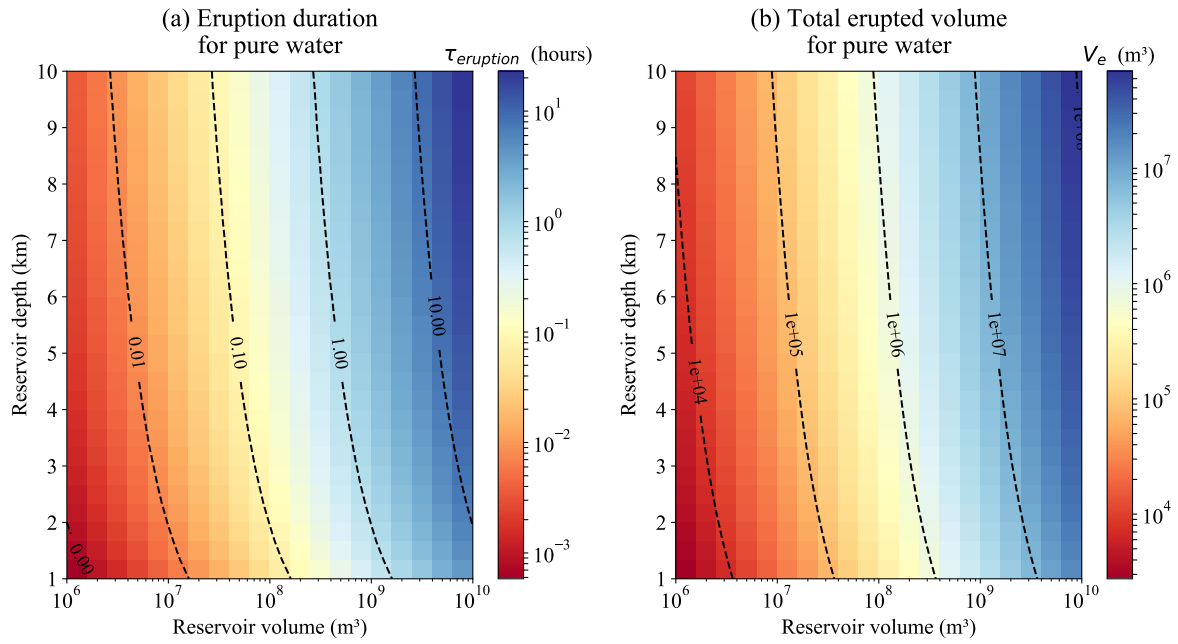


Figure 5.11: Durée des éruptions et volumes émis, dans le cas de réservoirs d'eau pure. Figure 10 de Lesage et al. [2020].

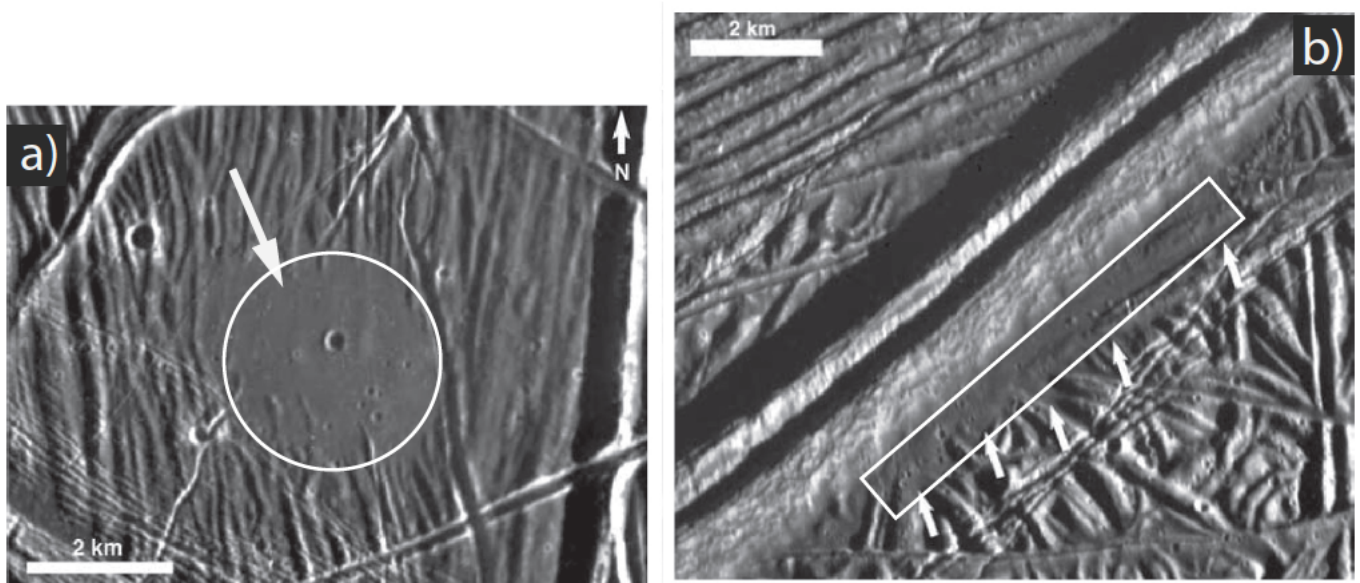


Figure 5.12: Le cercle et le rectangle blanc délimitent au premier ordre des zones de dépôts probables d'éruptions de liquides en surface. (a) 6° N, 327°W (Galileo image from orbit E4) and (b) 15° N, 273°W (Galileo image from orbit E6). Figure 15 de Lesage et al. [2020]

pées par E. Lesage, François Andrieu et Frédéric Schmidt. Ces techniques d'imagerie et de mesure sont détaillées [ici](#) [Lesage et al., 2021]. Brièvement cependant je montre sur la Figure 5.14 (la Figure 5 issue de l'article) un exemple de mesure de dépôts. Ces dépôts lisses recouvrent des doubles rides et il est difficile de penser que le cryovolcanisme

		Pure water	Briny cryomagma
$\alpha_V = 0.8$	Min. reservoir size (image 5452r)	$4 \times 10^8$ ( $R = 0.5$ km)	$10^9$ ( $R = 0.6$ km)
	Max. reservoir size (image 9352r)	$4 \times 10^9$ ( $R = 1$ km)	$10^{10}$ ( $R = 1.3$ km)
$\alpha_V = 5$	Min. reservoir size (image 5452r)	$2 \times 10^9$ ( $R = 0.8$ km)	$6 \times 10^9$ ( $R = 1.2$ km)
	Max. reservoir size (image 9352r)	$2 \times 10^{10}$ ( $R = 1.6$ km)	$6 \times 10^{10}$ ( $R = 2.4$ km)

Table 5.1: Taille des réservoirs requis pour générer les structures lisses observées pour différentes valeurs du rapport  $\alpha_V$ . Ces valeurs concernent les deux valeurs extrêmes de volume mesuré les structures les plus petites et les plus étendues, image 5452r and 9352r respectivement. La composition suivante est supposée: 81 wt% H<sub>2</sub>O + 16 wt% MgSO<sub>4</sub> + 3 wt% Na<sub>2</sub>SO<sub>4</sub> [Kargel, 1991].

ait pu recouvrir toute la hauteur des rides. Plusieurs hypothèses sont discutées dans l'article [Lesage et al., 2021] et l'hypothèse d'une subsidence liée au réservoir sous jacent paraît compatible avec les observations et avec le récent modèle de Manga and Michaut [2017b]. Nous avons considéré deux cas limites représentés par le coefficient  $\alpha_v$  détaillé dans la légende de la Figure 5.14 et dans la section 2.3 de l'article [Lesage et al., 2021].

En utilisant notre modèle précédent [Lesage et al., 2020], nous avons commencé par prédire le volume de cryolave émise à la surface à la fin d'une seule éruption cryovolcanique en fonction du volume et de la profondeur du réservoir. Ces volumes sont comparés aux volumes mesurés sur les quatre images Galileo pour contraindre les volumes des réservoirs cryomagmatiques. Nous avons trouvé qu'un réservoir de  $3 \times 10^9$  à  $10^{11}$  m<sup>3</sup> (rayon de 0,9 à 2,9 km) est nécessaire pour expliquer la mise en place de ces plaines lisses dans le cas d'une subsidence peu profonde (Fig. 5.14, lignes pointillées,  $\alpha_v = 0.8$ ). Pour une subsidence de 40 m ( $\alpha_v = 5$ ), les volumes de réservoir requis sont 10 fois plus élevés (réservoirs jusqu'à 6 km de rayon, voir Fig. 5.14, trait plein). Ces volumes sont du même ordre de grandeur que l'estimation plus grossière de Lesage et al. [2020].

Dans le cas d'éruptions cycliques d'un même réservoir (voir section 3.2 de Lesage et al. [2021] et Figure 5.13), à la fin de sa durée d'activité, pour de l'eau pure, un réservoir de  $4 \times 10^8$  à  $4 \times 10^9$  m<sup>3</sup> (rayon de 0,5 à 1 km) liquide est nécessaire en cas d'une subsidence peu profonde, et un réservoir de  $2 \times 10^9$  à  $2 \times 10^{10}$  m<sup>3</sup> (rayon de 0,8 à 1,6 km) pour les subsidences plus importantes de 40 m.

La composition du cryomagma modifie légèrement ces résultats : il faut un volume de réservoir deux à trois fois plus important pour un cryomagma salé par rapport à l'eau pure (jusqu'à 2,4 km de rayon). La durée de vie totale de ces réservoirs varie de  $5 \times 10^3$  à  $10^5$  années si l'on considère que les éruptions s'arrêtent lorsque 100 % du cryomagma gèle. Néanmoins, comme suggéré par Quick et al. [2017], les éruptions pourraient devenir impossibles lorsque 55% de cristallinité est atteinte car la viscosité du cryomagma devient alors trop élevée. Dans ce cas, un réservoir deux fois plus grand serait nécessaire pour expliquer les caractéristiques observées. Ces résultats sont résumés dans le tableau 2 de Lesage et al. [2021] que nous reproduisons ici (5.1).

Dans cette étude, nous montrons que des réservoirs relativement petits pourraient mener à des éruptions relativement facilement en raison du gel continu de ces réservoirs. La détection de l'activité cryovolcanique à la surface d'Europe pourrait nécessiter des images de plus haute résolution que celles fournies par la mission Galileo. Deux missions à venir, JUICE (ESA) [Grasset et al., 2013] et Europa Clipper (NASA) [Howell and Pappalardo, 2020], devraient

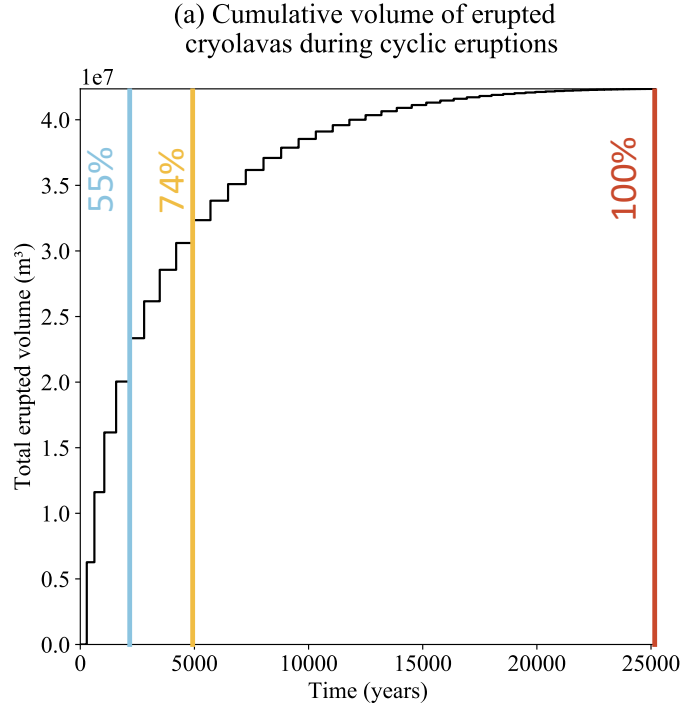


Figure 5.13: Volume cumulé émis surface pendant la durée de vie active d’un réservoir. Chaque étape correspond à un cycle éruptif complet : l’abscisse représente le temps de gel (le temps d’éruption est négligeable ). Ce résultat est obtenu avec un réservoir de  $10^9 \text{ m}^3$  situé à 4 km sous la surface pour du cryomagma salé. Les lignes verticales représentent divers critères d’arrêt en fonction de la fraction de solide présents. de Figure 7 de [Lesage et al., 2021]. Si les cristaux de glace formés restent en suspension, la viscosité du cryomagma deviendrait trop élevé pour générer un écoulement lorsque 55% de cristallinité est atteinte [Quick et al., 2017])

collecter des images haute résolution, et de petites structures cryomagmatiques pourraient être observées. En outre, grâce à ces futures missions, le gradient thermique et la composition de la glace devraient être mieux contraints. Par conséquent, le présent travail pourrait aider à lier les futures données concernant la surface d’Europe avec les modèles géodynamiques de l’intérieur du satellite [Sotin et al., 2002; Mitri and Showman, 2008; Quick and Marsh, 2015] afin de mieux prédire la possibilité ou non de la présence d’un réservoir et d’une activité cryovolcanique à un endroit donné.

## 5.4 Conclusions et perspectives de recherche

Avant de conclure sur les résultats précédents, et pour faire suite aux travaux de thèse d’Élodie Lesage, je vais tout d’abord présenter une partie du projet pour lequel nous avons été financé dans le cadre du Programme National de Planétologie. Grâce au financement obtenu les années passées et à la thèse de Elodie Lesage, nous avons pu étudier un mécanisme d’éruption dû au refroidissement d’un réservoir cryovolcanique présent dans la croûte glacée [Fagents, 2003]. Nous avons simulé numériquement un épisode éruptif, sa durée et le temps de résidence nécessaire



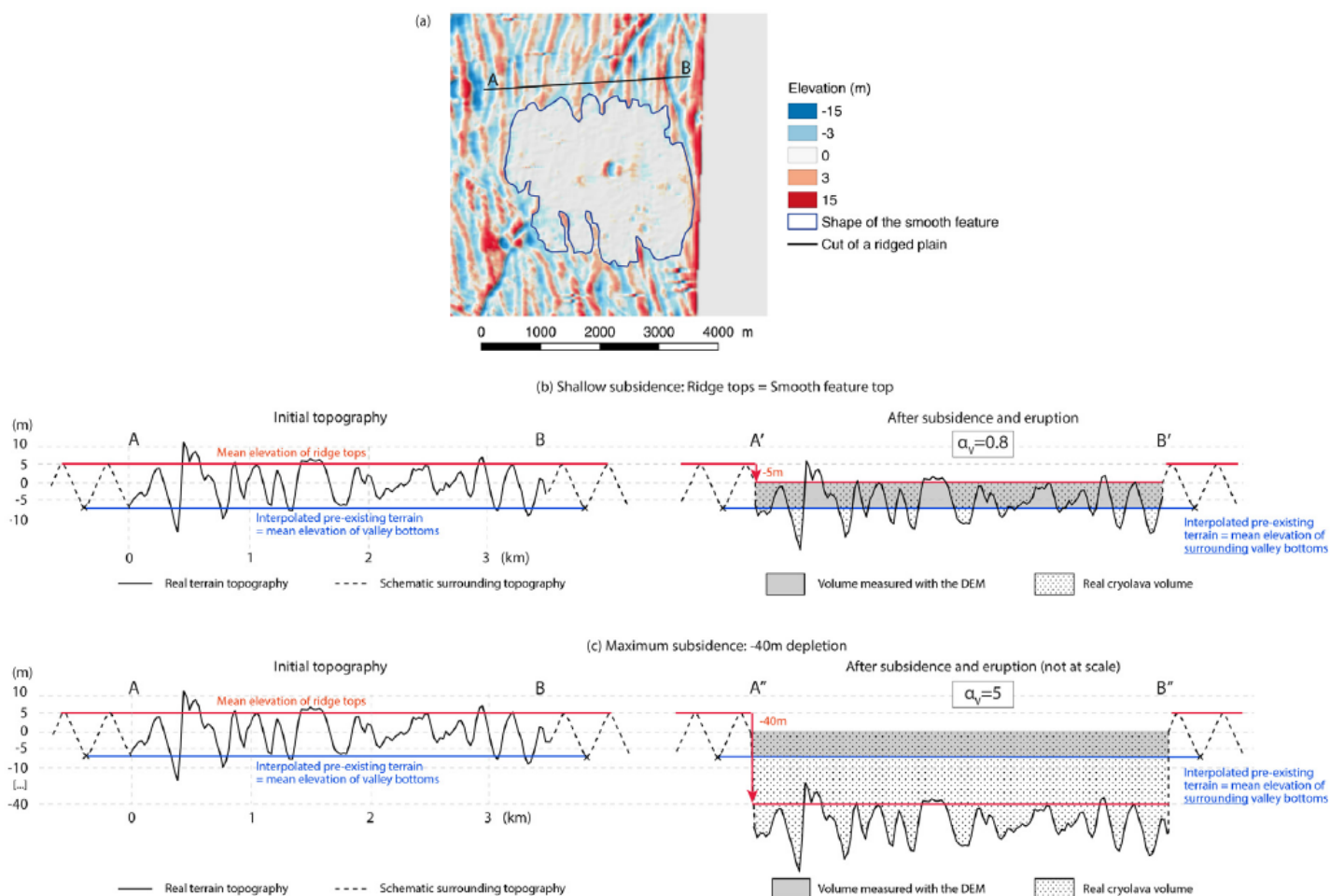


Figure 5.14: (a) Image Galileo 5452r montrant une plaine lisse possiblement cryovolcanique. (b) MNT obtenu avec l'outil Shape from Shading de l'ASP. La structure cryovolcanique est délimitée par le contour bleu. (c) et (d) Coupes topographiques selon les profils 1 et 2, respectivement perpendiculaire et parallèle aux doubles rides qui entourent la plaine lisse (figure 5).

dans la chambre avant le déclenchement d'une éruption. Nous avons pour cela fait l'hypothèse d'un mécanisme de déclenchement simple, dû au gel de l'eau liquide dans la chambre [Fagents, 2003]. Concernant les chambres plus profondes, nous avons commencé à simuler le déclenchement des éruptions pour une chambre entourée de glace visco-élastique. L'évolution temporelle de la limite fluide/solide est guidée à la fois par la déformation du réservoir sous pression mais aussi par la solidification. C'est donc un problème complexe à frontière variable.

#### 5.4.1 Possibilité des éruptions dans une lithosphère viscoélastique

Il est établi pour les éruptions terrestres que la chaleur générée par la chambre magmatique en profondeur est susceptible de modifier les caractéristiques mécaniques de la roche encaissante et permet une expansion qui a été quantifié (e.g. Dragoni and Magnanensi [1989]). Par ailleurs, sur Terre, disposant de mesures de déformations, celles-ci ne sont pas compatibles avec l'hypothèse d'un milieu élastique entourant les chambres (e.g. Folch et al. [2000]). Depuis

les années 1980 différents modèles évaluent l'influence de la rhéologie sur la déformation et la surpression nécessaire . Par exemple, Folch et al. [2000] ont considéré une rhéologie de Maxwell et ont montré qu'une déformation des parois de la chambre pouvait être 20% plus important que dans le cas élastique. l'influence de plusieurs paramètres sont étudiés: le rayon de la chambre, la profondeur, et la forme du réservoir sont notamment explorés. Ils ont montrés que pour des ratios ( $r/H$ ) faible les solutions étaient comparables alors que pour des rapports supérieurs à 0,3 la différence pouvait se compter en m notamment sur le déplacement vertical. Par ailleurs, Jellinek and DePaolo [2003] ont en 2003 montré que de petites chambres ( $V < 100 \text{ km}^3$ ) entouré d'un encaissant relativement froid, peuvent être facilement mises en pression jusqu'à une pression critique entre 10 et 40 MPa pour ouvrir des dikes. En revanche des chambres plus volumineuses ( $V > 100 \text{ km}^3$ ) dans un contexte plus chaud peut ne pas mener à une surpression suffisante et donc permettre l'accumulation de gros volume de magma. Dans ce cas, la géométrie de la chambre va influencer la possibilité ou non d'avoir une éruption. Ces études montrent qu'une expansion de la chambre peut jouer un rôle dans le contrôle des éruptions. [Jellinek and DePaolo, 2003] Nous souhaitons donc réévaluer nos résultats en prenant en compte le cas où les chambres soient situées à des profondeurs auxquelles la lithosphère réagit de manière visco élastique. Ce comportement pourrait empecher les eruptions comme envisagé dans le contexte ou de large volume de magma sont en jeu [Jellinek and DePaolo, 2003].

Nous avons déjà commencé à élaborer une procédure de calcul basé sur Dragoni and Magnanensi [1989] qui avait proposé un modèle analytique qui prend en compte une coque viscoélastique entourant les réservoirs. Ce modèle permet en effet de calculer les champs de déformation et de contraintes autour de réservoirs sphériques pressurisés entourés d'une coque viscoélastique (voir Figure 5.15). Cependant, le modèle de Dragoni and Magnanensi [1989] a été

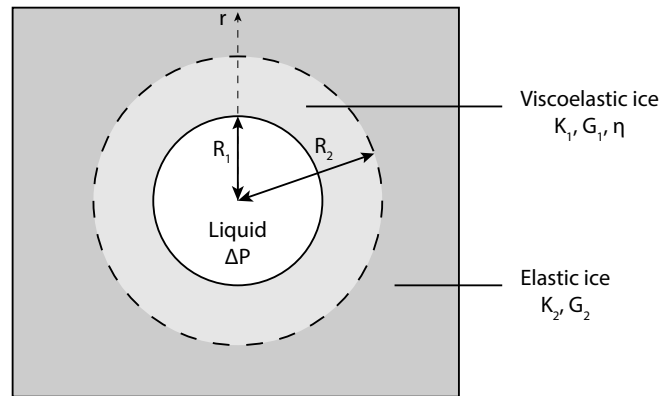


Figure 5.15: Modèle de réservoir de cryomagma entouré de glace viscoélastique et élastique.  $r$ . Le réservoir a un rayon  $R_1$  et la coque visco-élastique, un rayon  $R_2$ .  $K_1$  et  $K_2$  sont respectivement les modules d'incompressibilité de la glace viscoélastique et élastique et  $G_1$  and  $G_2$  les modules de cisaillement respectifs.  $\eta$  est la viscosité de la glace visco-élastique (dans le domaine  $R_1 < r < R_2$ ). La surpression  $\Delta P$  est due au gel du réservoir. Adapté de Dragoni and Magnanensi [1989]. dans [Lesage et al., 2022], voir le résumé soumis au LPSC 2022 [ici](#).

développé dans le contexte des chambres magmatiques terrestres, la fonction de pression source étant soit constante, soit évoluant en fonction du remplissage de la chambre qui peut être prévisible en fonction du taux d'alimentation

provenant de la zone de fusion partielle dans le manteau. Cela pourrait ne pas être le cas sur Europe où les réservoirs pourraient être isolés de l’océan interne et dans lesquels la pression interne augmente avec le gel. Dans ce cas, l’évolution de la pression et la déformation du réservoir sont intrinsèquement liées et ne peuvent être découplées. Il est donc nécessaire d’adapter le modèle de déformation de Dragoni and Magnanensi [1989] à une source de pression différente tenant compte de la déformation du réservoir. Gregg et al. [2013] ont proposé un modèle d’éléments finis 2D de la déformation de la chambre magmatique adapté à l’augmentation de la pression interne. Nous utilisons ici un raisonnement similaire, mais en 1 dimension, car il représente la première étape pour comprendre les interactions entre gel et déformation. La fonction de pression utilisée est donc celle représentée sur la Figure 5.16 qui représente une augmentation linéaire de pression durant le temps de gel critique dans le cas élastique.

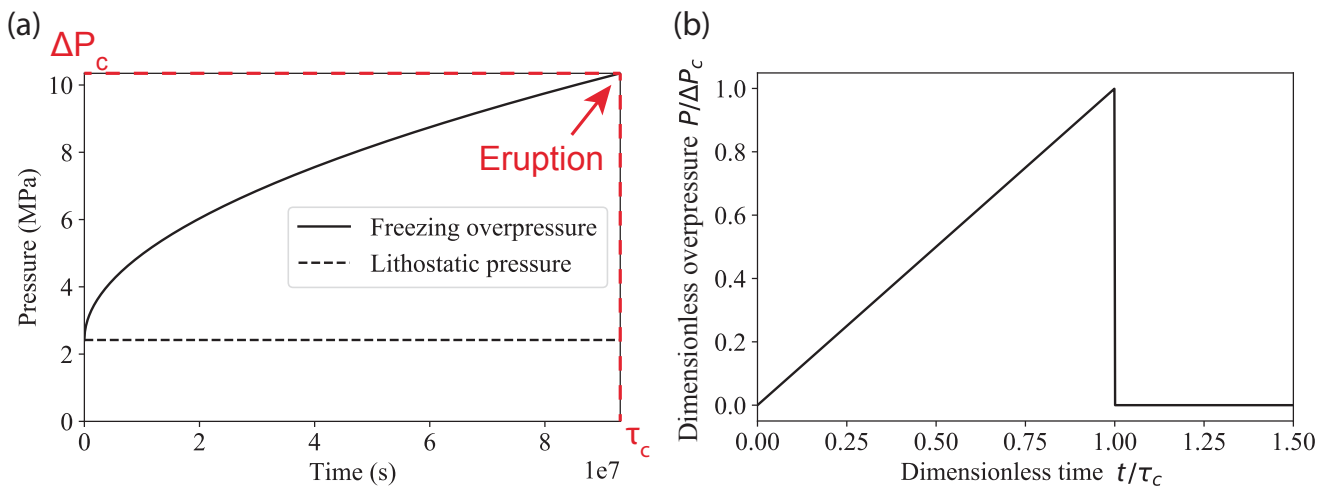


Figure 5.16: (a) Pression dans le réservoir due au gel Lesage et al. [2020], approximation de paroi indéformable.  $\Delta P_c$  est la pression critique nécessaire pour déclencher une éruption et  $\tau_c$  le temps critique associé. (b) Fonction de pression source utilisée pour le modèle viscoélastique. Tiré de [Lesage et al., 2022]

Dans Lesage et al. [2020] nous avons discuté, au premier ordre, de la capacité à déclencher ou non une éruption en fonction du temps de Maxwell de la glace viscoélastique et du temps de gel caractéristique dans le cas d’une paroi de réservoir non déformable (voir section 4.1). Le but de cette nouvelle étude sera de regarder si oui ou non une éruption demeure possible et si oui de quantifier la surpression nécessaire pour compenser la baisse de pression due à la déformation du réservoir ainsi que le temps de gel associé et le volume d’éruption. Nous pourrions également prédire si la déformation du réservoir inhibe ou non l’éruption en s’accommodant de la surpression due au gel. Nous comparons également ces résultats aux estimations de premier ordre de Lesage et al. [2020]. Enfin, nous étendons le modèle de gel des réservoirs aux réservoirs de type lentille, avec une forme allongée et probablement plus réalistes que les réservoirs sphériques. Ce travail est en cours et le résumé à une conférence est accessible [ici](#) [Lesage et al., 2022]: L’un des premiers résultats que nous avons obtenu et que dans la partie supérieure de la croûte de glace, la déformation existe mais elle reste faible (voir Figure 5.17). Les volumes sont également représentés sur la Figure 5.18.

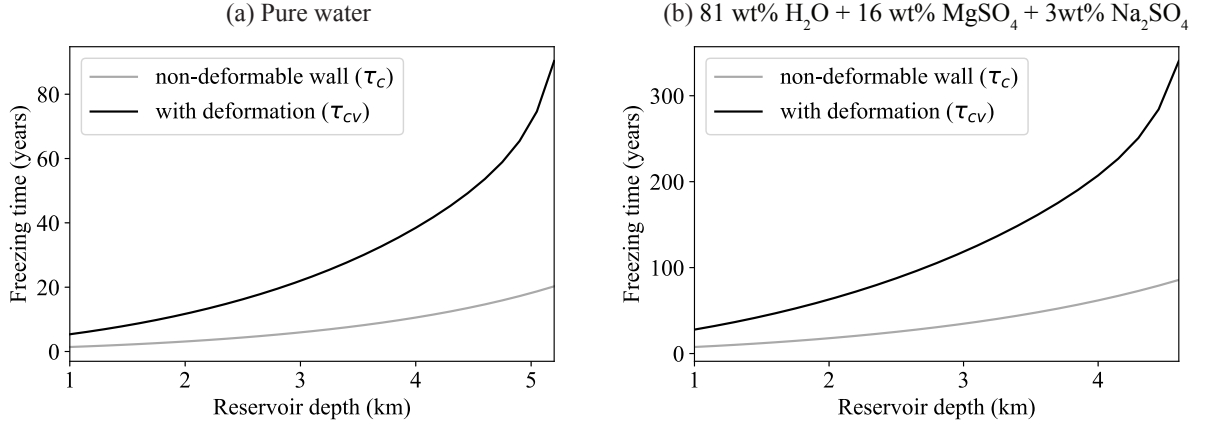


Figure 5.17: Temps de gel avant éruption d'un réservoir de 500 m de rayon en fonction de sa profondeur dans l'approximation de paroi indéformable (en gris) et en prenant en compte la déformation des parois en utilisant le modèle visco-élastique (en noir) pour deux compositions: (a) eau pure et (b) a cryomagma salé (81 wt%  $\text{H}_2\text{O}$  + 16 wt%  $\text{MgSO}_4$  + 3 wt%  $\text{Na}_2\text{SO}_4$ ). Tiré de [Lesage et al., 2022]

Pour résumer les premiers résultats de cette étude, dans le cadre du gel d'un réservoir de cryomagma de profondeur, volume et géométrie donnés, nous avons démontré que l'on peut séparer la lithosphère glacée d'Europe en deux couches distinctes

1. La partie la plus externe de la lithosphère, où le temps de Maxwell de la glace  $\tau_M$  est supérieur au temps de cgel du réservoir  $\tau_c$ , se comporte comme un matériau élastique. Cette partie de la lithosphère se déforme légèrement, pas assez vite pour s'adapter à la surpression due au gel. Il est possible de déclencher une éruption en gelant un réservoir stocké dans cette partie de la lithosphère.
2. La partie interne de la lithosphère, où  $\tau_M < \tau_c$ , se comporte comme un matériau visqueux à l'échelle du temps de gel. Il se déforme facilement et s'adapte parfaitement à la surpression. Il n'est pas possible de déclencher une éruption à partir d'un réservoir stocké dans cette partie de la lithosphère.

Nos résultats démontrent que l'approximation d'une paroi de réservoir non-déformable est réaliste pour modéliser des réservoirs pour lesquels  $\tau_M > \tau_c$ . La figure 5.19 montre une synthèse de ces résultats ainsi que de ceux issus des chapitres précédents.

Enfin, nous avons démontré que les réservoirs sphériques de plus de quelques kilomètres de rayon sont incapables de déclencher des éruptions, ce qui limite le volume éruptif à  $10^{10} \text{ m}^3$  dans ce cas. Les réservoirs ellipsoïdes allongés peuvent expliquer des volumes d'éruption plus importants, jusqu'à  $10^{14} \text{ m}^3$  pour les réservoirs avec un rapport d'aspect réaliste de 500, potentiellement plus pour des rapports d'aspect plus grands. Selon la géométrie du réservoir, leur profondeur est limitée à un maximum de 75% de l'épaisseur de la coquille de glace. Cela pourrait informer la prochaine mission de l'ESA JUICE et la mission de la NASA Europa Clipper sur la longueur d'onde radar à utiliser pour détecter les réservoirs putatifs sous des caractéristiques géologiques pouvant indiquer la présence d'eau liquide.

Enfin, les résultats concernant la prise en compte de la cyclicité des éruptions dans la croûte gelée élastique qui ont été obtenus et synthétisés Figure 5.19, montrent que les volumes émis peuvent donner lieu à des coulées d’une centaine de mètres. Les mesures des structures lisses indiquent un volume entre  $(5.7 + / - 0.9)10^7 m^3$  and  $(2.7 + / - 0.4)10^8 m^3$ . Concernant l’exemple montré en Fig. 5, en faisant l’approximation d’une plaine circulaire de 1,5 km de rayon, et en prenant un volume de  $(5,7 + / - 0,9) 10^7 m^3$  (volume mesuré sur le MNT) cela correspond à une épaisseur de  $8 + / - 1$  m. Comme visible sur la Figure 5.19, les volumes mesurés correspondent à des chambres d’un volume important ( $1$  à  $100 km^3$ ) si l’écoulement résulte d’une seule éruption, et  $0.4$  à  $60 km^3$  pour un cycle. Si de tels réservoir existent, cela pourrait être cohérent avec les réservoirs supposés sous les doubles rides. Doubles rides que nous avons commencé à étudier également dans le cadre de notre projet PNP.

Il sera intéressant de confronter si un état de contrainte issu des expériences analogiques de Anne Davaille pourrait être compatible avec une facilitation des éruptions partant de ces réservoirs et une fracturation de la glace à cet endroit. Dans la partie suivante je vais détailler une partie du projet sur laquelle je ne suis pas la principale collaboratrice mais que nous allons poursuivre dans l’équipe.

#### **5.4.2 Etude expérimentale de la dynamique des lithosphères de glace en lien avec les morphologies de surfaces et le cryovolcanisme.**

Les doubles rides et leurs fissures associées sont souvent associées à la présence de réservoirs d’eau en subsurface (e.g. Craft et al. [2016], Johnston and Montési [2014]) mais les liens entre les différents mécanismes et réservoirs sont encore sujet à débat. Nous nous proposons d’explorer le mécanisme de formation des doubles rides en utilisant les suspensions colloïdales de silice.

Nous avons récemment montré que ces suspensions pouvaient être un bon analogue des matériaux planétaires, car leur rhéologie vont de newtonienne à visco-elasto-plastique à cassante lorsque la température, la concentration en particules, ou la concentration en sel varient [Di Giuseppe et al., 2012]. Il est donc maintenant possible d’obtenir la formation de lithosphere sur un manteau expérimental en convection et sa subduction spontanée [Davaille et al., 2017], ou encore les différentes morphologies des dorsales océaniques (fig.7, Sibrant et al. [2018]). Outre les processus tectoniques (failles, plis, zones de cisaillement, subduction...), la formation de la lithosphère s’accompagne aussi de phénomènes diphasiques s’apparentant au volcanisme. Nous proposons d’utiliser ces fluides pour étudier la dynamique des lithospheres de glace en interaction avec leur océan dans les satellites glacés tels qu’Europe et Encelade. Nous avons déjà observées des morphologies s’apparentant aux doubles rides d’Europe (fig.7F-G) à très faibles vitesses d’extension. Mais le dispositif utilisé pour l’accrétion à vitesse constante (fig.8 ; Sibrant et al. [2018]) peut être facilement adapté pour générer l’extension-compression périodique générée par forces de marée sur la lithosphère expérimentale. En raison de ses propriétés mécaniques uniques, le Ludox a notamment été utilisé comme analogue aux roches du manteau sur Terre [Sibrant et al., 2018]. De premières expériences ont été menées par A. Davaille et

C. Mergny (en stage de Master, ENS Lyon) dans des conditions d'accrétion lente. Au contact d'une solution saline, le Ludox liquide forme une peau quasi instantanément si la concentration en sel est supérieure à une valeur critique  $C_c$  (Voir Figure 5.20). De plus, le temps de diffusion du sel à travers cette peau génère une solidification plus lente sous la peau. Ceci est analogue à la diffusion thermique dans la lithosphère sur une planète, et pour une certaine gamme de vitesses d'accrétion le processus de formation de peau est compatible bien ce qui est observé sur les dorsales médio-océaniques sur Terre Sibrant et al. [2018]. De plus, des expériences préliminaires à des vitesses d'accrétion plus faibles avaient suggéré la formation de doubles rides, qui pourraient être pertinentes pour la formation de la croûte d'Europe. Un premier travail a permis d'utiliser le même dispositif que pour les études de Sibrant et al. [2018] et nous avons mis au point la même technique que dans cet article ce qui a permis à Cyril Mergny de commencer à mesurer quantitativement la topographie des rides (voir Figure 5.21).

Ce travail fait l'objet d'une présentation au LPSC 2022 [Mergny et al., 2022] que vous trouverez [ici](#).

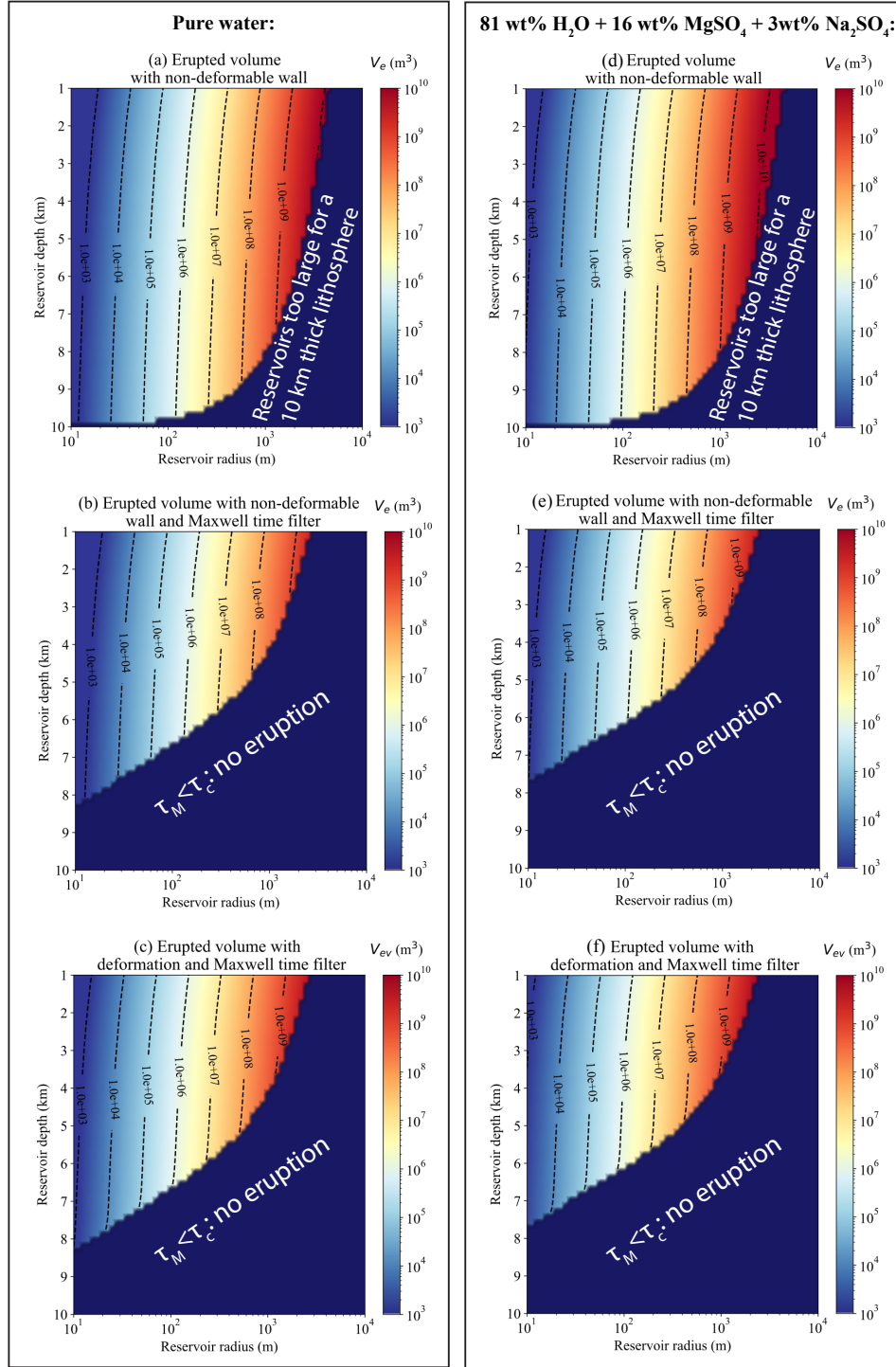


Figure 5.18: Volume émis en surface après une éruption depuis un réservoir rempli (a, b et c) d'eau liquide pure ou (d, e et f) d'un mélange d'eau liquide et de sels. Les situations suivantes sont représentées : (a et d) : la paroi du réservoir ne se déforme pas lors du gel (approximation de paroi non déformable comme dans [Lesage et al., 2020]), la zone bleu foncée représente des réservoirs trop grands pour être stockés dans une croûte de glace conductrice de 10 km d'épaisseur. (b et e) : la paroi du réservoir ne se déforme pas (approximation de la paroi non déformable) mais un critère simple sur la possibilité d'une éruption est appliqué : les réservoirs dans la zone bleu foncée sont situés plus profondément que la transition élastique-viscoélastique, où le temps de gel  $\tau_c$  est supérieur au temps Maxwell  $\tau_M$ . Ces réservoirs accommodent la surpression par déformation et ne peuvent pas déclencher d'éruptions. (c et f) : la paroi du réservoir se déforme à cause de la surpression de gel. Les réservoirs de la zone bleu foncée ne peuvent pas déclencher d'éruption car ils se déforment s'adaptent à la surpression. Tiré de [Lesage et al., 2022]



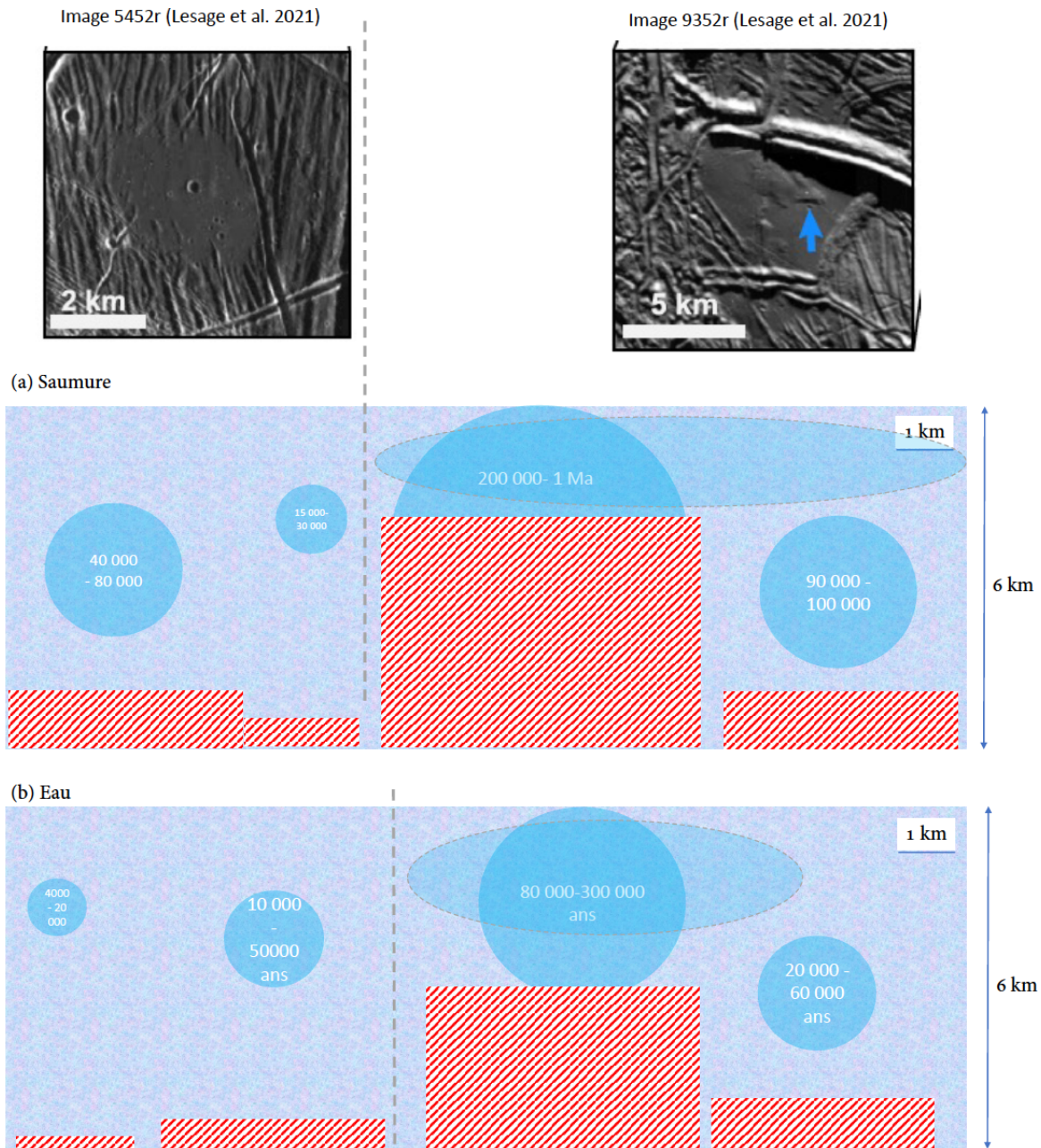


Figure 5.19: Cette figure synthétise nos résultats. La table 2 de Lesage et al. [2021] nous renseigne sur les volumes estimés des réservoirs à partir des mesures de deux images: 5452r et 9352r. selon la figure 5.18 les réservoirs d'une certaine taille ne peuvent se situer en deçà d'une certaine profondeur en raison du temps de gel qui dépasse le temps de Maxwell. Cette limite est représentée par les zones hachurées rouge. Finalement, basé sur la figure 8 de Lesage et al. [2021] la durée de vie de ces réservoirs est indiquée en blanc en année. Les tailles de réservoirs sont à l'échelle. D'après Lesage et al., 2022 des réservoirs de forme elliptique pourraient eux se situer à des profondeurs moins importantes et où une éruption serait possible. Pour chaque image deux estimations de volume de réservoir ont été faites selon deux hypothèses limites concernant les volumes de laves émis. Dans l'une des hypothèses (limite de volume émis inférieur) et lorsque les rides sous-jacentes sont apparentes une subsidence de 5m serait en accord avec les observations. Une valeur de subsidence de 40m est également envisagée en accord avec [Manga and Michaut, 2017a]. Des explications plus détaillées sur la méthode de mesure de ces dépôts se trouvent ici [Lesage et al., 2021] et notamment sur la Figure 5.



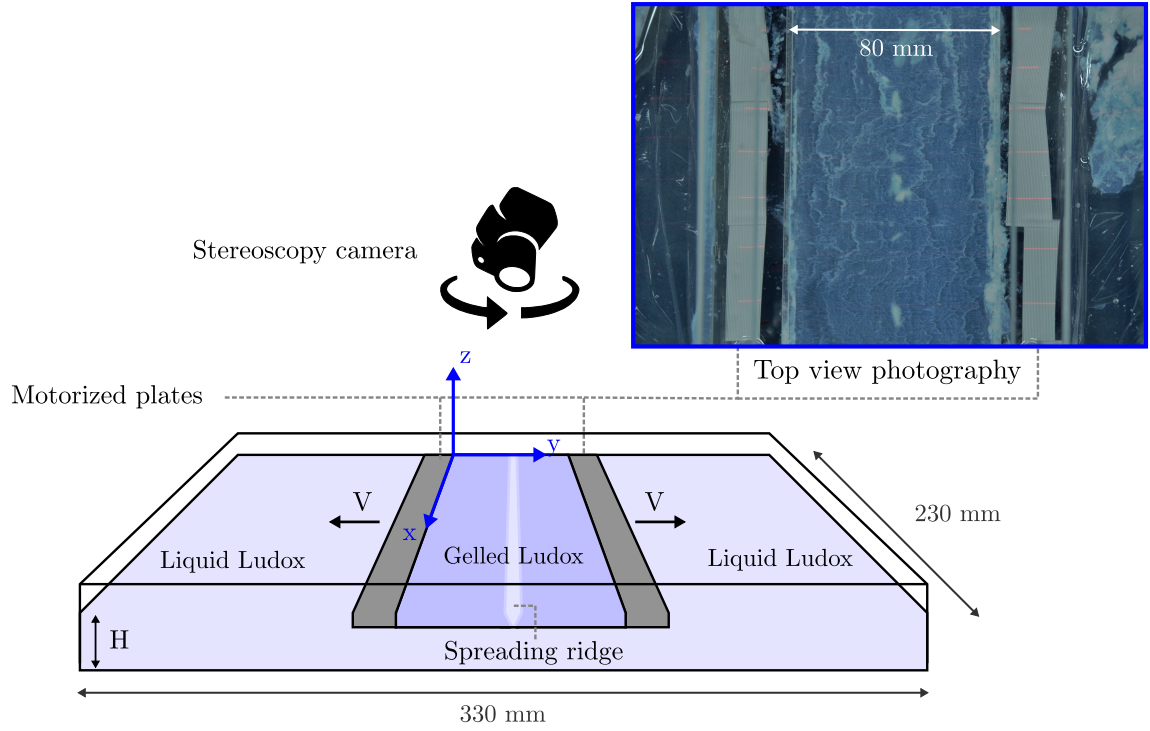


Figure 5.20: Dispositif expérimental. Une cuve est remplie de Ludox liquide qui peut se solidifier par contact et/ou diffusion avec la solution saline au-dessus (non représentée ici). Deux plaques motorisées, initialement au le centre de la cuve, se déplacent horizontalement à la vitesse  $V$ . Une caméra prend plusieurs images de l'expérience vue du dessus pour reconstruction stéréoscopique tandis qu'une autre caméra enregistre l'évolution de l'expérience. En haut à droite : photographie vue de dessus d'une expérience avec une vitesse d'accrétion  $V = 30 \text{ mm} \cdot \text{min}^{-1}$  à la fin du processus d'extension. En raison d'une forte vitesse d'accrétion, les doubles rides n'apparaissent pas ici. Tiré du Rapport de stage de C. Mergny, d'après Sibrant et al. [2021]

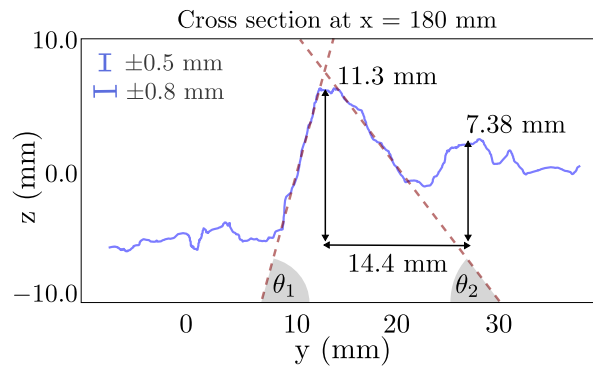


Figure 5.21: Mesures des hauteurs et des distances latérales à partir de la coupe transversale d'une expérience. Les incertitudes de mesure horizontales et verticales sont données en haut à gauche. Tiré du Rapport de stage de C. Mergny.

## Chapitre 6

# Conclusion générale

Durant ces quelques 20 années passées au laboratoire GEOPS, j'ai travaillé sur trois sujets de recherche assez différents utilisant le même outil de la modélisation physique: (1) la dynamique des éruptions explosives terrestres, (2) l'évolution thermique des océans de magmas et (3) l'étude du cryovolcanisme et de la subsurface d'Europe, satellite de Jupiter.

La majeure partie du travail présenté ici est le fruit de la thèse des trois doctorants que j'ai co-encadré: Thomas Lebrun avec Éric Chassefière, Arnaud Salvador avec Anne Davaille et Élodie Lesage avec Frédéric Schmidt. Les conclusions scientifiques se trouvent à l'issue de chaque chapitre, mais je récapitule ici les principales directions de recherche envisagées: concernant le cryovolcanisme sur Europe, la collaboration avec Élodie Lesage continue, et nous souhaitons terminer d'explorer l'influence de la rhéologie visco-élastique de la lithosphère glacée sur la possibilité de stockage de réservoirs et d'éruptions cryovolcaniques en surface. Par ailleurs, l'approche expérimentale et les expériences de laboratoire menées par A. Davaille et collaborateurs au laboratoire FAST ainsi que l'analyse fine des topographies générées (collaboration F. Schmidt, GEOPS) permettront, nous l'espérons, de progresser dans la compréhension de la formation des structures particulières que sont les doubles rides sur Europe et le potentiel lien avec les écoulement d'eau en surface.

Concernant l'évolution thermique des océans de magma et le lien avec les surfaces primitives des planètes, nous souhaitons poursuivre, en collaboration avec Anne Davaille et Philippe Sarda notamment, la modélisation de l'évolution thermique des océans de magma, toujours dans une approche couplé avec les résultats expérimentaux, afin pouvoir préciser les conditions de surface en sortie de la phase Océan de Magma en considérant toujours l'interaction entre l'évolution thermique de l'Océan de Magma et le dégazage.

Concernant la volcanologie, j'ai pu encadrer deux stages de masters, mais je n'ai pas eu encore l'opportunité de co-encadrer de doctorants sur cette thématique. Je pense que plusieurs pistes de recherches pourraient être poursuivies à GEOPS et en collaboration avec d'autres laboratoires, par exemple, comme évoqué le lien entre processus physiques dans les conduits et signaux sismiques ainsi que le lien entre observations et mesures des produits émis (taille, forme et

densité des vésicules par exemple), données de terrains (flux de masse, géométrie des conduits, signaux sismiques) et les modélisations des processus éruptifs à l'oeuvre dans les conduits volcaniques que j'espère poursuivre et améliorer dans le futur, dans le cadre de nouvelles collaborations et/ou de futurs encadrements de doctorants).

# Annexe A

## Liste de publications

### A.1 Publications

Massol, H. & Jaupart, C. (1999). The generation of gas overpressure in volcanic eruptions. *Earth Planet. Sci. Lett.*, No **166**, 57–70.

Massol, H., Jaupart, C. & Pepper D.W. (2001). Ascent and decompression of Viscous Vesicular Magma in a Volcanic Conduit. *J. Geophys. Res.*, No **106**, 16,223–16,240.

Massol, H. & Koyaguchi, T. (2005). Coupled effect of magma flow and nucleation of gas bubbles in a volcanic conduit. *J. Volcanol. Geotherm. Res.*, No **143**, 69–88.

Massol, H. & Jaupart C (2009). Dynamics of magma flow near the vent: implications for dome eruptions *Earth Planet. Sci. Lett.*, No **279**,185–196.

Albino, F., Pinel, V., Massol, H & Collombet, M. (2011). Conditions for detection of ground deformation induced by conduit flow and evolution *J. Geophys. Res.*, No **116**,116, DOI: 10.1029/2010JB007871.

Massol, H., Hamano, K., Tian, F. Ikoma, M., Abe,Y., E. Chassefière,E., Davaille, A., Genda, H., Gudel, M. Hori, Y., Leblanc, F., Marcq, E., Sarda, P., Shematovich, V.I., · A. Stökl, A., & Lammer, H. ( 2016). Formation and Evolution of Protoatmospheres, *Space Sci. Reviews*, No **205**, 1-4, 153–211.

Massol, H. (2019). A combined 2D-1D magma ascent model of explosive volcanic eruptions. *Geophysical Journal International*, No **219**, Issue 3, 1818–1835.

### A.2 Publications en collaboration avec les doctorants

Lebrun, T., Massol, H., Chassefiere, E., Davaille, A., Marcq, E., Sarda, P., Leblanc, F. & Brandeis, G. (2013). Thermal evolution of an early magma ocean in interaction with the atmosphere, *J. Geophys. Res. Planets*, No **118**, 6, 1155–1176.

Salvador, A., Massol, H., Davaille, A., Marcq, E., Sarda, P. & Chassefière, E. (2017). The relative influence of H<sub>2</sub>O and CO<sub>2</sub> on the primitive surface conditions and evolution of rocky planets *J. Geophys. Res. Planets*, No **122**, **7**, 1458–1486.

Marcq, E., Salvador, A., Massol, H., & Davaille, A. (2017). Thermal radiation of magma ocean planets using a 1-D radiative-convective model of H<sub>2</sub>O-CO<sub>2</sub> atmospheres *J. Geophys. Res. Planets*, No **122**, **7**, 1539–1553.

Lesage, E., Massol, H. & Schmidt, F. (2020). Cryomagma ascent on Europa *Icarus*, No **335**, Article 113369.

Lesage, E., Schmidt, F., Andrieu, F. & Massol, H. Constraints on effusive cryovolcanic eruptions on Europa using topography obtained from Galileo images, *Icarus* No **361**, Article 114373.

### A.3 Communications, écoles d’été, workshops

Geophysical and Environmental Fluid Dynamics summer school, Department of Applied Mathematics and Theoretical Physics, Cambridge, England, Sept. 1997.

Massol, H. & Jaupart, C. (1997). Compressible viscous flows in explosive volcanic eruptions. In *EOS, transactions, 1997 Fall meeting*, Vol **78**, No **46**, American Geophysical Union, p 791.

Massol, H. & Jaupart, C. (1998). Gas overpressure in lava dome eruptions. In *EOS, transactions, 1998 Fall meeting*, Vol **79**, No **45**, American Geophysical Union, p 1001.

Massol, H. & Jaupart, C. (1999). Gas overpressure in lava domes and flows. *EOS, transactions, 1999 Fall meeting*, Vol **80**, No **46**, American Geophysical Union, p1084.

Massol, H & Jaupart, C. (2000). Ascent and decompression of Viscous Vesicular Magma in a Volcanic Conduit. *EOS, transactions, 2000 Western Pacific Geophysics Meeting*, Vol **81**, No **22**, American Geophysical Union, p223.

Massol, H, Jaupart, C. & Carbonne, C (2000). The deformation of gas bubbles inside pumices: implications for eruptive processes. *EOS, transactions, 2000 Fall meeting*, Vol **81**, No **48**, American Geophysical Union, p1328.

Massol, H & Koyaguchi, T. (2001). Explosive eruption dynamics: Coupled effects of vesiculation kinetics and magma ascent. *EOS, transactions, 2001 Fall meeting*, Vol **82**, No **47**, American Geophysical Union, p1299.

Volcanic Eruption Mechanism Modeling Workshop, 14-16 (2002), Durham, New Hampshire, U.S.A.

Massol, H & Koyaguchi, T (2003). EGS-AGU-EUG Joint Assembly, Nice. Coupled effect of magma flow and nucleation of gas bubbles in a volcanic conduit *Abstract EAE03-A-05583*.

Massol, H. & Jaupart, C. (2006) The effect of exit boundary conditions on magma flow in the upper part of the conduit. EGU06-A-09079; GMPV19-1TU1O-005.

Massol, H. & Jaupart, C. (2010) Dynamics of magma flow near the vent: Implications for dome eruptions. Vol. 12, EGU2010-8101 (co-convener of the session Hazardous volcanic flows associated with eruptions and landslides (co-organized) Co-Conveners: Antonio Costa , Helene Massol , Micol Todesco , Marcel Hürlimann , Alexander Belousov , Oleg Melnik)

Albino, F., Pinel, V., Massol, H. & Collombet, M. (2011) Conditions for detection of ground deformation induced by conduit flow, Vol. 13, EGU2011-12230-1.

Chassefière, E. , Massol, H. & Marcq, E. (2014) Magma ocean formation and outgassing, steam atmospheres. ISSI-BJ/ISSI Workshop, Pékin, China. hal-01059988.

Massol, H. (2019) A combined 2D-1D magma ascent model of explosive volcanic eruptions, in AGU Fall meeting abstracts V31A-01.

Davaille, A. & Massol, H. (2020) From Magma Ocean turbulent convection to lithosphere formation and mantle convection: insights from laboratory experiments, EGU 2020.

## **A.4 Communications en collaboration avec les doctorants**

Massol, H, Girolami, L and Jaupart, C (2005), The extrusion of spines during dome forming eruption in EGU05-A-08931; VGP3-1WE5P-0113 (Convener of the session Mechanisms and thermo-fluid dynamics of magmatic processes and volcanic eruptions Co-Convener: Melnik, O.; Costa, A.)

Lebrun T., Massol H., Chassefière E., Davaille A., Marcq E., Sarda P., Leblanc F. & Brandeis G. (2013). Thermal evolution of an early magma ocean in interaction with the atmosphere: conditions for the condensation of a water ocean, International Venus workshop.

Massol H., Lebrun T., Chassefière E., Davaille A., Marcq E., Sarda Ph., Leblanc F. & Brandeis G. (2014) Thermal evolution of an early magma ocean in interaction with the atmosphere on terrestrial planets. Star-planet interactions and the habitable zone. Workshop in Saclay, France, 18-21.

Salvador, A., Massol, H., Davaille, A., Marcq, E., Sarda, P. & Chassefière, E. (2015), Influence of initial CO<sub>2</sub> content on a planet surface conditions at the end of the magma ocean phase. Vol. 10, EPSC2015-823.

Marcq, E., Salvador, A., Massol, H. & Chassefière E. (2015) A 1D radiative-convective model of H<sub>2</sub>O-CO<sub>2</sub> atmospheres around young telluric planets: an update, in EGU abstract PS2.4/AS4.35.

Salvador, A., Massol, H., Davaille, A., Marcq, E., Sarda, P. & Chassefière, E. (2016) The Relative Influence of H<sub>2</sub>O and CO<sub>2</sub> on the Primitive Surface Conditions and Evolution of Rocky Planets, in 'AGU Fall Meeting Abstracts', P44B-07.

Salvador, A., Massol, H., Davaille, A., Marcq, E., Sarda, P. & Chassefière, E. (2017) On the relative influence of initial H<sub>2</sub>O and CO<sub>2</sub> contents on the primitive surface conditions and evolution of rocky (exo-)planets in EGU abstract conference Vol. 19, EGU2017-16098.

Salvador, A., Massol, H., Davaille, A., Marcq, E., Sarda, P. & Chassefière, E. (2017) The relative influence of H<sub>2</sub>O and CO<sub>2</sub> on the primitive surface conditions of Venus, in 'AGU Fall Meeting Abstracts', pp. P52A-04.

Massol, H., Salvador, A., Davaille, A., Marcq, E., Sarda, P. & Chassefière, E. (2017) Refroidissement d'un océan de magma en interaction avec l'atmosphère, Journées Convection & Interfaces, IRPHÉ, Marseille, 30-31.

- Salvador, A., Davaille, A., Di Giuseppe, E. & Massol, H (2018) From magma ocean to plate tectonics: the role of thermal contraction (2018), Vol. 20, EGU2018-8925.
- Lesage E., Massol, H. & Schmidt F. (2018) Time scales of cryomagma eruptions on Europa, EPSC Abstracts Vol. 12, EPSC2018-361.
- Lesage E., Massol & H. Schmidt F. (2018) Cryomagma Ascent on Europa, Cryovolcanism in the Solar System workshop, LPI, Houston.
- Leblanc F., Caillé, V., Lesage, E., Massol, H., Schmidt, F. & Oza, A. (2019) Modelling of Europa's plumes, Vol. 13, EPSC-DPS2019-508-1.
- Salvador, A., Samuel, H. & Massol, H. (2019) Characterization of Early Magma Oceans Degassing Efficiencies, in AGU Fall meeting abstracts MR51D-0071.
- Lesage E., Schmidt F. & Massol, H. (2019) Volume Erupted During Cryovolcanic Events on Europa, in AGU Fall meeting abstracts P53D-3494.
- Lesage E., Massol, H., Howell, S. M. & H. Schmidt F. (2021) Can Liquid Reservoirs Erupt on Europa? in AGU Fall meeting abstracts P45D-2451
- Lesage E., Massol, H., Howell, S. M. & H. Schmidt F. (2021) Can Liquid Reservoirs Erupt on Europa? in AGU Fall meeting abstracts P45D-2451
- Lesage E., Massol, H., Howell, S. M. & H. Schmidt F. (2022) Viscoelastic deformation of freezing cryomagma reservoirs on Europa. 53rd Lunar and Planetary Science Conference, 1527, (2022).
- Mergny C., Davaille A., Schmidt, F. & Massol H. (2022) Experimental investigation of Europa Icy lithosphere thanks to DEM reconstruction. 53rd Lunar and Planetary Science Conference, 1443, (2022).

# Bibliographie

- Abe, Y. (1993). Physical state of the very early earth. *Lithos*, 30(3–4):223 – 235. The evolving earth.
- Abe, Y. (1995). Early evolution of the terrestrial planets. *JOURNAL OF PHYSICS OF THE EARTH*, 43(4):515–532.
- Abe, Y. (1997). Thermal and chemical evolution of the terrestrial magma ocean. *Physics of the Earth and Planetary Interiors*, 100(1-4):27–39. Joint Meeting of International-Association-of-Seismology-and-Physical-Properties-of-Earth -Interior / International-Association-Volcanology-and-Geochemistry-of-Earth, BOULDER, CO, JUL, 1995.
- Abe, Y. and Matsui, T. (1985). The formation of an impact-generated h<sub>2</sub>o atmosphere and its implications for the early thermal history of the earth. *Journal of Geophysical Research: Solid Earth*, 90(S02):C545–C559.
- Abe, Y. and Matsui, T. (1986). Early evolution of the earth: Accretion, atmosphere formation, and thermal history. *Journal of Geophysical Research: Solid Earth*, 91(B13):E291–E302.
- Abe, Y. and Matsui, T. (1988). 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 the Atmospheric Sciences*, 45(21):3081–3101.
- Adams, N. K., Houghton, B. F., and Hildreth, W. (2006). Abrupt transitions during sustained explosive eruptions: examples from the 1912 eruption of novarupta, alaska. *Bulletin of Volcanology*, 69(2):189–206.
- Albarède, F. (2009). Volatile accretion history of the terrestrial planets and dynamic implications. *Nature*, 461(7268):1227–1233.
- Albino, F., Pinel, V., Massol, H., and Collombet, M. (2011). Conditions for detection of ground deformation induced by conduit flow and evolution. *Journal of Geophysical Research: Solid Earth*, 116(B6).
- Allègre, C., Staudacher, T., and Sarda, P. (1987). Rare gas systematics: formation of the atmosphere, evolution and structure of the earth’s mantle. *Earth and Planetary Science Letters*, 81(2–3):127 – 150.
- Amalberti, J., Sarda, P., Le Losq, C., Sator, N., Hammouda, T., Chamorro-Pérez, E., Guillot, B., Le Floch, S., and Neuville, D. R. (2021). Raman spectroscopy to determine co<sub>2</sub> solubility in mafic silicate melts at high pressure: Haplobasaltic, haploandesitic and approach of basaltic compositions. *Chemical Geology*, 582:120413.



- Anderson, J. D. (1998). Europa’s differentiated internal structure: Inferences from four galileo encounters. *Science*, 281(5385):2019–2022.
- Anderson, S. W. and Fink, J. H. (1990). The development and distribution of surface textures at the Mount St. Helens dome. In *Lava flows and domes, emplacement mechanisms and hazard implications*, volume 2 of *IACVEI proceedings in Volcanology*, pages 25–46.
- Andraut, D. (2019). Thermodynamical constraints on the crystallization of a deep magma-ocean on earth. 351(2-3):221–228.
- Andraut, D., Bolfan-Casanova, N., Nigro, G. L., Bouhifd, M. A., Garbarino, G., and Mezouar, M. (2011). Solidus and liquidus profiles of chondritic mantle: Implication for melting of the earth across its history. *Earth and Planetary Science Letters*, 304(1–2):251 – 259.
- Andraut, D., Monteux, J., Le Bars, M., and Samuel, H. (2016). The deep earth may not be cooling down. *Earth and Planetary Science Letters*, 443:195–203.
- Andraut, D., Pesce, G., Bouhifd, M.A. and Bolfan-Casanova, N. a. J., and Mezouar, M. (2014). Melting of subducted basalt at the core-mantle boundary. *SCIENCE*, 344:892–895.
- Andraut, D., Petitgirard, S., Lo Nigro, G., Devidal, J.-L., Veronesi, G., Garbarino, G., and Mezouar, M. (2012). Solid-liquid iron partitioning in Earth’s deep mantle. *NATURE*, 487(7407):354+.
- Arámbula-Mendoza, R., Varley, N., García-Flores, R., Vargas-Bracamontes, D. M., Navarro-Ochoa, C., Márquez-Ramírez, V. H., Capra, L., González-Amezcu, M., Martínez-Fierros, A., and Ramírez-Vázquez, C. A. (2020). Destruction of a lava dome observed with photogrammetry, acoustic and seismic sensors at volcán de colima, mexico. *Journal of Volcanology and Geothermal Research*, 395:106834.
- Aravena, A., Cioni, R., de’ Michieli Vitturi, M., Pistolesi, M., Ripepe, M., and Neri, A. (2018). Evolution of conduit geometry and eruptive parameters during effusive events. *Geophysical Research Letters*, 45(15):7471–7480.
- Aravena, Á., de’ Michieli Vitturi, M., Cioni, R., and Neri, A. (2017). Stability of volcanic conduits during explosive eruptions. *Journal of Volcanology and Geothermal Research*, 339:52–62.
- Arzi, A. A. (1978). Critical phenomena in the rheology of partially melted rocks. *Tectonophysics*, 44(1–4):173 – 184.
- Ashwell, P. A., Kendrick, J. E., Lavallée, Y., Kennedy, B. M., Hess, K. ., Aulock, F. W., Wadsworth, F. B., Vasseur, J., and Dingwell, D. B. (2015). Permeability of compacting porous lavas. *Journal of Geophysical Research: Solid Earth*, 120(3):1605–1622.
- Bercovici, D., Tackley, P. J., Ricard, Y., and Schubert, G. (2015). *7.07 - The Generation of Plate Tectonics from Mantle Dynamics*, pages 271–318. Elsevier, Oxford.

- Bower, D. J., Kitzmann, D., Wolf, A. S., Sanan, P., Dorn, C., and Oza, Apurva, V. (2019). Linking the evolution of terrestrial interiors and an early outgassed atmosphere to astrophysical observations. 631.
- Brown, J. M. and Shankland, T. J. (1981). Thermodynamic parameters in the earth as determined from seismic profiles. *Geophysical Journal International*, 66(3):579–596.
- Bunge, H.-P., Ricard, Y., and Matas, J. (2001). Non-adiabaticity in mantle convection. *Geophysical Research Letters*, 28(5):879–882.
- Burnham, C. (1979). *Geochemistry of Hydrothermal Ore Deposits*, chapter Magmas and hydrothermal fluids, pages 71–136. Wiley and sons.
- Cabrera, A., Weinberg, R. F., and Wright, H. M. N. (2015). Magma fracturing and degassing associated with obsidian formation: The explosive–effusive transition. *Journal of Volcanology and Geothermal Research*, 298:71–84.
- Canup, R. M. (2004). Simulations of a late lunar-forming impact. *Icarus*, 168(2):433 – 456.
- Canup, R. M. (2008). Accretion of the Earth. *PHILOSOPHICAL TRANSACTIONS OF THE ROYAL SOCIETY A-MATHEMATICAL PHYSICAL AND ENGINEERING SCIENCES*, 366(1883):4061–4075. Meeting on Origin and Differentiation of the Earth - Past to Present, London, ENGLAND, SEP 13-14, 2007.
- Caricchi, L., Burlini, L., Ulmer, P., Gerya, T., Vassalli, M., and Papale, P. (2007). Non-newtonian rheology of crystal-bearing magmas and implications for magma ascent dynamics. *Earth and Planetary Science Letters*, 264(3–4):402–419.
- Carroll, M. R. and Holloway, J. R. (1994). *Volatiles in magmas*, volume 30 of *Reviews in mineralogy*. Mineralogical Society of America.
- Cassen, P., Reynolds, R. T., and Peale, S. J. (1979). Is there liquid water on europa? *Geophysical Research Letters*, 6(9):731–734.
- Castro, J. M., Cordonnier, B., Tuffen, H., Tobin, M. J., Puskas, L., Martin, M. C., and Bechtel, H. A. (2012). The role of melt-fracture degassing in defusing explosive rhyolite eruptions at volcan Chaiten. *Earth and Planetary Science Letters*, 333:63–69.
- Chouet, B. A. and Matoza, R. S. (2013). A multi-decadal view of seismic methods for detecting precursors of magma movement and eruption. *Journal of Volcanology and Geothermal Research*, 252:108–175.
- Cole, P. D., Calder, E. S., Druitt, T. H., Hoblitt, R., Robertson, R., Sparks, R. S. J., and Young, S. R. (1998). Pyroclastic flows generated by gravitational instability of the 1996–97 lava dome of soufriere hills volcano, montserrat. *Geophysical Research Letters*, 25(18):3425–3428.

- Collier, L. and Neuberg, J. (2006). Incorporating seismic observations into 2d conduit flow modeling. *Journal of Volcanology and Geothermal Research*, 152(3–4):331–346.
- Collombet, M. (2009). Two-dimensional gas loss for silicic magma flows: Toward more realistic numerical models. *Geophysical Journal International*, 177(1):309–318.
- Colo’, L., Ripepe, M., Gurioli, L., and Harris, A. J. L. (2020). Fragmentation processes during strombolian explosions revealed using particle size distribution mapping. *Frontiers in Earth Science*, 8.
- Coppess, K., Dunham, E., and Almquist, M. (2019). Coherent low frequency seismic signatures of unsteady eruptions predicted from numerical conduit flow models. *AGU Fall Meeting*, Abstract V51K-0247.
- Costa, A., Melnik, O., and Sparks, R. (2007). Controls of conduit geometry and wallrock elasticity on lava dome eruptions. *epsl*, 260:137–151.
- Costard, F., Séjourné, A., Lagain, A., Ormö, J., Rodriguez, J. A. P., Clifford, S., Bouley, S., Kelfoun, K., and Lavigne, F. (2019). The lomonosov crater impact event: A possible mega-tsunami source on mars. *Journal of Geophysical Research: Planets*, 124(7):1840–1851.
- Craft, K. L., Patterson, G. W., Lowell, R. P., and Germanovich, L. (2016). Fracturing and flow: Investigations on the formation of shallow water sills on Europa. *Icarus*, 274:297–313.
- Dalton, J. B. (2007). Linear mixture modeling of europa’s non-ice material based on cryogenic laboratory spectroscopy. *Geophys. Res. Lett.*, 34(21).
- Dameron, A. C. and Burr, D. M. (2018). European double ridge morphometry as a test of formation models. *Icarus*, 305:225–249.
- Davaille, A. and Limare, A. (2015). Laboratory studies of mantle convection. In Schubert, G. and Bercovici, D., editors, *Treatise on Geophysics (Second Edition)*, volume ”Mantle Dynamics”, pages 73–144. Elsevier.
- Davaille, A., Smrekar, S. E., and Tomlinson, S. (2017). Experimental and observational evidence for plume-induced subduction on venus. *Nature Geoscience*, 10(5):349–355.
- de Bergh, C., Bézard, B., Crisp, D., Maillard, J. P., Owen, T., Pollack, J., and Grinspoon, D. (1995). Water in the deep atmosphere of venus from high-resolution spectra of the night side. *Advances in Space Research*, 15(4):79–88.
- de Bergh, C., Moroz, V. I., Taylor, F. W., Crisp, D., Bézard, B., and Zasova, L. V. (2006). The composition of the atmosphere of venus below 100km altitude: An overview. *Planetary and Space Science*, 54(13):1389–1397.
- Debaille, V., Brandon, A. D., Yin, Q. Z., and Jacobsen, B. (2007). Coupled 142nd–143nd evidence for a protracted magma ocean in mars. *Nature*, 450(7169):525–528.

- Denlinger, R. P. and Hoblitt, R. P. (1999). Cyclic eruptive behavior of silicic volcanoes. *Geology*, 27(5):459–462.
- Di Giuseppe, E., Davaille, A., Mittelstaedt, E., and François, M. (2012). Rheological and mechanical properties of silica colloids: from newtonian liquid to brittle behaviour. *Rheologica Acta*, 51(5):451–465.
- Dombard, A. J., Patterson, G. W., Lederer, A. P., and Prockter, L. M. (2013). Flanking fractures and the formation of double ridges on Europa. *Icarus*, 223(1):74–81.
- Donahue, T., Hoffman, J., Hodges, R., and Watson, A. (1982). Venus was wet - a measurement of the ratio of deuterium to hydrogen. 216(4546):630–633.
- Dragoni, M. and Magnanensi, C. (1989). Displacement and stress produced by a pressurized, spherical magma chamber, surrounded by a viscoelastic shell. *Physics of the Earth and Planetary Interiors*, 56(3-4):316–328.
- Dufek, J. and Bergantz, G. W. (2005). Transient two-dimensional dynamics in the upper conduit of a rhyolitic eruption: A comparison of closure models for the granular stress. *Journal of Volcanology and Geothermal Research*, 143(1–3):113–132.
- Elkins-Tanton, L. T. (2008). Linked magma ocean solidification and atmospheric growth for earth and mars. *Earth and Planetary Science Letters*, 271(1):181–191.
- Elkins-Tanton, L. T. (2012). Magma Oceans in the Inner Solar System. In Jeanloz, R, editor, *ANNUAL REVIEW OF EARTH AND PLANETARY SCIENCES, VOL 40*, volume 40 of *Annual Review of Earth and Planetary Sciences*, pages 113–139. ANNUAL REVIEWS, 4139 EL CAMINO WAY, PO BOX 10139, PALO ALTO, CA 94303-0897 USA.
- Fagents, S. A. (2003). Considerations for effusive cryovolcanism on Europa: The post-Galileo perspective. *Journal of Geophysical Research*, 108(E12):5139.
- Farquharson, J., Heap, M. J., Varley, N. R., Baud, P., and Reuschlé, T. (2015). Permeability and porosity relationships of edifice-forming andesites: A combined field and laboratory study. *Journal of Volcanology and Geothermal Research*, 297:52–68.
- Feuillet, N., Jorry, S., Crawford, W. C., Deplus, C., Thinon, I., Jacques, E., Saurel, J. M., Lemoine, A., Paquet, F., Satriano, C., Aiken, C., Foix, O., Kowalski, P., Laurent, A., Rinnert, E., Cathalot, C., Donval, J.-P., Guyader, V., Gaillot, A., Scalabrin, C., Moreira, M., Peltier, A., Beauducel, F., Grandin, R., Ballu, V., Daniel, R., Pelleau, P., Gomez, J., Besançon, S., Geli, L., Bernard, P., Bachelery, P., Fouquet, Y., Bertil, D., Lemarchand, A., and Van der Woerd, J. (2021). Birth of a large volcanic edifice offshore mayotte via lithosphere-scale dyke intrusion. *Nature Geoscience*, 14(10):787–795.

- Fine, R. A. and Millero, F. J. (1973). Compressibility of water as a function of temperature and pressure. *The Journal of Chemical Physics*, 59(10):5529–5536.
- Fiquet, G., Auzende, A. L., Siebert, J., Corgne, A., Bureau, H., Ozawa, H., and Garbarino, G. (2010). Melting of Peridotite to 140 Gigapascals. *SCIENCE*, 329(5998):1516–1518.
- Fisher, D. (1975). Trapped helium and argon and the formation of the atmosphere by degassing. *Nature*, 256(5513):113–114.
- Folch, A., Fernández, J., Rundle, J. B., and Martí, J. (2000). Ground deformation in a viscoelastic medium composed of a layer overlying a half-space: a comparison between point and extended sources. *Geophysical Journal International*, 140(1):37–50.
- Gaillard, F., Bernadou, F., Roskosz, M., Bouhifd, M., Marrocchi, Y., Iacono-Marziano, G., Moreira, M., Scaillet, B., and Rogerie, G. (2022). Redox controls during magma ocean degassing. 577.
- Gammon, P. H., Kieft, H., and Clouter, M. J. (1983). Elastic constants of ice samples by brillouin spectroscopy. *The Journal of Physical Chemistry*, 87(21):4025–4029.
- Girina, O. A. (2013). Chronology of bezymianny volcano activity, 1956–2010. *Journal of Volcanology and Geothermal Research*, 263:22–41.
- Golabek, G. J., Keller, T., Gerya, T. V., Zhu, G., Tackley, P. J., and Connolly, J. A. D. (2011). Origin of the martian dichotomy and Tharsis from a giant impact causing massive magmatism. *ICARUS*, 215(1):346–357.
- Gonnermann, H. and Manga, M. (2003). Explosive volcanism may not be an inevitable consequence of magma fragmentation. *Nature*, 426(6965):432–435.
- Goto, A. (1999). A new model for volcanic earthquake at unzen volcano: Melt rupture model. *Geophysical Research Letters*, 26(16):2541–2544.
- Grasset, O., Dougherty, M., Coustenis, A., Bunce, E., Erd, C., Titov, D., Blanc, M., Coates, A., Drossart, P., Fletcher, L., Hussmann, H., Jaumann, R., Krupp, N., Lebreton, J.-P., Prieto-Ballesteros, O., Tortora, P., Tosi, F., and Hoolst, T. V. (2013). JUpiter ICy moons explorer (JUICE): An ESA mission to orbit ganymede and to characterise the jupiter system. *Planetary and Space Science*, 78:1–21.
- Greenberg, R. (1999). Chaos on europa. *Icarus*, 141(2):263–286.
- Greenberg, R. and Geissler, P. (2002). Europa’s dynamic icy crust. *Meteoritics & Planetary Science*, 37(12):1685–1710.

- Gregg, P., de Silva, S., and Grosfils, E. (2013). Thermomechanics of shallow magma chamber pressurization: Implications for the assessment of ground deformation data at active volcanoes. *Earth and Planetary Science Letters*, 384:100–108.
- Hajimirza, S., Gonnermann, H. M., and Gardner, J. E. (2021). Reconciling bubble nucleation in explosive eruptions with geospeedometers. *Nature Communications*, 12(1):283.
- Hale, A. J. and Wadge, G. (2003). Numerical modelling of the growth dynamics of a simple silicic lava dome.
- Hale, A. J. and Wadge, G. (2008). The transition from endogenous to exogenous growth of lava domes with the development of shear bands. *jvgr*, 171:237–257.
- Hamada, M., Laporte, D., Cluzel, N., Koga, K. T., and Kawamoto, T. (2010). Simulating bubble number density of rhyolitic pumices from plinian eruptions: constraints from fast decompression experiments. *Bulletin of Volcanology*, 72(6):735–746.
- Hamano, K., Abe, Y., and Genda, H. (2013). Emergence of two types of terrestrial planet on solidification of magma ocean. *Nature*, 497(7451):607–610.
- Hamano, K., Kawahara, H., Abe, Y., Onishi, M., and Hashimoto, G. L. (2015). Lifetime and spectral evolution of a magma ocean with a steam atmosphere: its detectability by future direct imaging. *Astrophysical Journal*, 806(2).
- Hamano, Y. and Ozima, M. (1978). *Terrestrial rare gases*, chapter Earth atmosphere evolution model based on Ar isotopic data, pages 155–171. Japan Scientific Society Press, Tokyo.
- Head, J. W., Pappalardo, R. T., and Sullivan, R. (1999). Europa: Morphological characteristics of ridges and triple bands from galileo data (e4 and e6) and assessment of a linear diapirism model. *Journal of Geophysical Research: Planets*, 104(E10):24223–24236.
- Heap, M. J., X. T. K. A. R. L. K. B. M. (2015). Fracture of magma containing overpressurised pores. *jvgr*, 301:180–190.
- Hernlund, J. W., Thomas, C., and Tackley, P. J. (2005). A doubling of the post-perovskite phase boundary and structure of the earth’s lowermost mantle. *Nature*, 434(7035):882–886.
- Hess, K. U. and Dingwell, D. B. (1996). Viscosities of hydrous leucogranitic melts: a non-arrhenian model. 81:1297–1300.
- Hesse, M. A. and Castillo-Rogez, J. C. (2019). Thermal evolution of the impact-induced cryomagma chamber beneath occator crater on ceres. 46(3):1213–1221.

- Hildreth, W. & Firstein, J. (2014). The novarupta-katmai eruption of 1912: Largest eruption of the twentieth century : Centennial perspectives,. *U.S. Geological Survey professional paper*.
- Hillier, J. and Squyres, S. W. (1991). Thermal stress tectonics on the satellites of Saturn and Uranus. *Journal of Geophysical Research: Planets*, 96(E1):15665–15674.
- Hirth, J. P., Pound, G. M., and St. Pierre, G. R. (1970). Bubble nucleation. *Metallurgical Transactions*, 1:939–945.
- Hogenboom, D., Kargel, J., Ganasan, J., and Lee, L. (1995). Magnesium sulfate-water to 400 mpa using a novel piezometer: Densities, phase equilibria, and planetological implications. *Icarus*, 115(2):258 – 277.
- Hornby, A. J., Kendrick, J. E., Lamb, O. D., Hirose, T., Angelis, S. D., Aulock, F. W., Umakoshi, K., Miwa, T., Angelis, S. H. D., Wadsworth, F. B., Hess, K., Dingwell, D. B., and Lavallée, Y. (2015). Spine growth and seismogenic faulting at mt. unzen, japan. *Journal of Geophysical Research: Solid Earth*, 120(6):4034–4054.
- Houghton, B. F., C. R. J. C. K. V. W. C. J. N. H. B. J. and Hammer, J. E. (2010). Diverse patterns of ascent, degassing, and eruption of rhyolite magma during the 1.8ka Taupo eruption, New Zealand: Evidence from clast vesicularity. 195:31–47.
- Howell, S. M. and Pappalardo, R. T. (2018). Band formation and ocean-surface interaction on europa and ganymede. *Geophysical Research Letters*, 45(10):4701–4709.
- Howell, S. M. and Pappalardo, R. T. (2019). Can earth-like plate tectonics occur in ocean world ice shells? *Icarus*, 322:69–79.
- Howell, S. M. and Pappalardo, R. T. (2020). Nasa’s europa clipper—a mission to a potentially habitable ocean world. *Nature Communications*, 11(1):1311.
- Hurwitz, S. and Navon, O. (1994). Bubble nucleation in rhyolitic melts: Experiments at high pressure, temperature, and water content. 122:267–280.
- Hutchison, W., Varley, N., Pyle, D., Mather, T., and Stevenson, J. (2013). Airborne thermal remote sensing of the volcan de colima (mexico) lava dome from 2007 to 2010. *Geological Society of London Special Publications*, 380:203–228.
- Ichihara, M. and Rubin, M. B. (2010). Brittleness of fracture in flowing magma. *Journal of Geophysical Research: Solid Earth (1978–2012)*, 115(B12).
- Ingersoll, A. P. (1969). The runaway greenhouse: A history of water on venus. *Journal of Atmospheric Sciences*, 26(6):1191–1198.

- Iverson, R. (1990). Lava domes modeled as brittle shells that enclose pressurized magma, with application to mount st helens. In Fink, J. H., editor, *Lava Flows and Domes: Emplacement Mechanisms and Hazard Implications*, pages 47–69. Springer Verlag, New York.
- Jaupart, C. (1998). Gas loss from magmas through conduit walls during eruption. In *The physics of explosive volcanic eruptions*, volume 145 of *Geological society, London, Special Publications*, pages 75–92.
- Jaupart, C. and Allègre, C. J. (1991). Gas content, eruption rate and instabilities of eruption regime in silicic volcanoes. 102:413–429.
- Jaupart, C. and Allègre, C. J. (1991). Gas content, eruption rate and instabilities of eruption regime in silicic volcanoes. *Earth and Planetary Science Letters*, 102(3):413–429.
- Jaupart, C. and Mareschal, J.-C. (2010). *Thermal evolution of the Earth*, pages 300–316. Cambridge University Press, Cambridge.
- Jaupart, C. and Tait, S. (1990). *Dynamics of eruptive phenomena*, volume 24 of *Modern methods in igneous petrology*, chapter 8, pages 213–238. Min. Soc Am Rev.
- Jellinek, A. M. and DePaolo, D. J. (2003). A model for the origin of large silicic magma chambers: precursors of caldera-forming eruptions. *Bulletin of Volcanology*, 65(5):363–381.
- Jendrzewski, N., Trull, T., Pineau, F., and Javoy, M. (1997). Carbon solubility in Mid-Ocean Ridge basaltic melt at low pressures (250-1950 bar). *Chemical Geology*, 138(1-2):81–92.
- Johnston, S. A. and Montési, L. G. (2014). Formation of ridges on europa above crystallizing water bodies inside the ice shell. *Icarus*, 237:190–201.
- Jordan, J. S., Bercovici, D., Liao, Y., and Michaut, C. (2020). The effects of degassing on magmatic gas waves and long period eruptive precursors at silicic volcanoes. *Journal of Geophysical Research: Solid Earth*, 125(10):e2020JB019755.
- Kalousová, K., Souček, O., Tobie, G., Choblet, G., and Čadek, O. (2014). Ice melting and downward transport of meltwater by two-phase flow in europa’s ice shell. *Journal of Geophysical Research: Planets*, 119(3):532–549.
- Kalousová, K., Souček, O., Tobie, G., Choblet, G., and Čadek, O. (2016). Water generation and transport below europa’s strike-slip faults. *Journal of Geophysical Research: Planets*, 121(12):2444–2462.
- Kargel, J. S. (1991). Brine volcanism and the interior structures of asteroids and icy satellites. *Icarus*, 94(2):368–390.
- Kargel, J. S., Kaye, J. Z., Head, J. W., Marion, G. M., Sassen, R., Crowley, J. K., Ballesteros, O. P., Grant, S. A., and Hogenboom, D. L. (2000). Europa’s crust and ocean: Origin, composition, and the prospects for life. *Icarus*, 148(1):226–265.



- Karki, B. B. and Stixrude, L. P. (2010). Viscosity of mgsio<sub>3</sub> liquid at earth’s mantle conditions: Implications for an early magma ocean. *Science*, 328(5979):740–742.
- Kasting, J. F. (1988). Runaway and moist greenhouse atmospheres and the evolution of earth and venus. *Icarus*, 74(3):472–494.
- Kasting, J. F. (1991). Co<sub>2</sub> condensation and the climate of early mars. *Icarus*, 94(1):1–13.
- Katsura, T., Yoneda, A., Yamazaki, D., Yoshino, T., and Ito, E. (2010). Adiabatic temperature profile in the mantle. *Physics of the Earth and Planetary Interiors*, 183(1):212–218.
- Kattenhorn, S. A. and Prockter, L. M. (2014). Evidence for subduction in the ice shell of europa. *Nature Geoscience*, 7(10):762–767.
- Kelemen, P. B., Hirth, G., Shimizu, N., Spiegelman, M., and Dick, H. J. (1997). A review of melt migration processes in the adiabatically upwelling mantle beneath oceanic spreading ridges. *Philosophical Transactions of the Royal Society of London. Series A: Mathematical, Physical and Engineering Sciences*, 355(1723):283–318.
- Khurana, K. K., Kivelson, M. G., Stevenson, D. J., Schubert, G., Russell, C. T., Walker, R. J., and Polanskey, C. (1998). Induced magnetic fields as evidence for subsurface oceans in Europa and Callisto. *Nature*, 395(6704):777–780.
- Klug, C., Cashman, K. V., and Bacon, C. R. (2002). Structure and physical characteristics of pumice from the climactic eruption of Mount Mazama (Crater Lake, Oregon). 64:486–501.
- Koyaguchi, T. (2005). An analytical study for 1-dimensional steady flow in volcanic conduits. *jvgr*, 143:29–52.
- La Tourette, T. and Wasserburg, G. J. (1998). Mg diffusion in anorthite: implications for the formation of early solar planetisimals. *Earth Planet. Sci. Lett.*, 158:91–108.
- Labrosse, S., Hernlund, J. W., and Coltice, N. (2007). A crystallizing dense magma ocean at the base of the earth’s mantle. *Nature*, 450(7171):866–869.
- Lamb, O. D., Varley, N. R., Mather, T. A., Pyle, D. M., Smith, P. J., and Liu, E. J. (2014). Multiple timescales of cyclical behaviour observed at two dome-forming eruptions. *Journal of Volcanology and Geothermal Research*, 284:106–121.
- Lammer, H., Kasting, J. F., Chassefière, E., Johnson, R. E., Kulikov, Y. N., and Tian, F. (2008). Atmospheric escape and evolution of terrestrial planets and satellites. *Space Science Reviews*, 139(1):399–436.
- Landau, L. and Lifshitz, E. (1958). *Statistical physics*. Pergamon, New York.

- Lebrun, T., Massol, H. and Chassefiere, E., Davaille, A., Marcq, E., Sarda, P., F, L., and Brandeis, G. (2013). Thermal evolution of an early magma ocean in interaction with the atmosphere. *J. Geophys. Res. Planets*, 118(6):1155–1176.
- Lelièvre, P. G., Barnoud, A., Niess, V., Cârloganu, C., Cayol, V., and Farquharson, C. G. (2019). Joint inversion methods with relative density offset correction for muon tomography and gravity data, with application to volcano imaging. *Geophysical Journal International*, 218(3):1685–1701.
- Lesage, E., Massol, H., Howell, S. M., and F., S. (2022). Viscoelastic deformation of freezing cryomagma reservoirs on europa. *en préparation*.
- Lesage, E., Massol, H., and Schmidt, F. (2020). Cryomagma ascent on Europa. *Icarus*, 335:113369.
- Lesage, E., Schmidt, F., Andrieu, F., and Massol, H. (2021). Constraints on effusive cryovolcanic eruptions on europa using topography obtained from galileo images. 361:114373.
- Lewis, J. S. (1970). Venus: Atmospheric and lithospheric composition. *Earth and Planetary Science Letters*, 10(1):73 – 80.
- Ligier, N., Poulet, F., Carter, J., Brunetto, R., and Gourgéot, F. (2016). VLT/SINFONI OBSERVATIONS OF EUROPA: NEW INSIGHTS INTO THE SURFACE COMPOSITION. *The Astronomical Journal*, 151(6):163.
- Llewellyn, E. W., Mader, H. M., and Wilson, S. D. R. (2002). The rheology of a bubbly liquid. 458:987–1016.
- Llewellyn, E. W. and Manga, M. (2005). Bubble suspension rheology and implications for conduit flow. *Journal of Volcanology and Geothermal Research*, 143(1–3):205–217.
- Lyakhovsky, V. S., Hurwitz, S., and Navon, O. (1996). Bubble growth in rhyolitic melts : experimental and numerical investigation. 58:19–32.
- MacDonald, G. J. F. (1959). Calculations on the thermal history of the earth. *Journal of Geophysical Research*, 64(11):1967–2000.
- Mader, H. M., Llewellyn, E. W., and Mueller, S. P. (2013). The rheology of two-phase magmas: A review and analysis. *Journal of Volcanology and Geothermal Research*, 257:135–158.
- Manga, M. and Michaut, C. (2017a). Formation of lenticulae on europa by saucer-shaped sills. *Icarus*, 286:261–269.
- Manga, M. and Michaut, C. (2017b). Formation of lenticulae on Europa by saucer-shaped sills. *Icarus*, 286:261–269.
- Manga, M. and Wang, C.-Y. (2007). Pressurized oceans and the eruption of liquid water on Europa and Enceladus. *Geophysical Research Letters*, 34(L07202).
- Marcq, E. (2012). A simple 1d radiative-convective atmospheric model designed for integration into coupled models of magma ocean planets. *J. Geophys. Res.*, 117.

- Marcq, E., Salvador, A., Massol, H., and Davaille, A. (2017). Thermal radiation of magma ocean planets using a 1D radiative-convective model of H<sub>2</sub>O-CO<sub>2</sub> atmospheres. *Journal of Geophysical Research: Planets*.
- Massol, H. (2019). A combined 2-d/1-d magma ascent model of explosive volcanic eruptions. *gji*, 219:1818–1835.
- Massol, H., Hamano, K., Tian, F., Ikoma, M., Abe, Y., Chassefière, E., Davaille, A., Genda, H., Güdel, M., Hori, Y., Leblanc, F., Marcq, E., Sarda, P., Shematovich, V. I., Stökl, A., and Lammer, H. (2016). Formation and evolution of protoatmospheres. *Space Science Reviews*, 205(1):153–211.
- Massol, H. and Jaupart, C. (1999). The generation of gas overpressure in volcanic eruptions. 166:57–70.
- Massol, H. and Jaupart, C. (2009). Dynamics of magma flow near the vent: Implications for dome eruptions. *EARTH AND PLANETARY SCIENCE LETTERS*, 279(3-4):185–196.
- Massol, H., Jaupart, C., and Pepper, D. (2001). Ascent and decompression of viscous vesicular magma in a volcanic conduit. *JOURNAL OF GEOPHYSICAL RESEARCH-SOLID EARTH*, 106(B8):16223–16240.
- Massol, H. and Koyaguchi, T. (2005). The effect of magma flow on nucleation of gas bubbles in a volcanic conduit. *Journal of Volcanology and Geothermal Research*, 143(1-3):69–88.
- Matas, J., Bass, J., Ricard, Y., Mattern, E., and Bukowinski, M. S. T. (2007). On the bulk composition of the lower mantle: predictions and limitations from generalized inversion of radial seismic profiles. *Geophysical Journal International*, 170(2):764–780.
- Matthews, S., Gardeweg, M. C., and Sparks, R. (1997). The 1984 to 1996 cyclic activity of Lascar volcano, northern Chile: cycles of dome growth, dome subsidence, degassing and explosive eruptions.
- Maurice, M., Tosi, N., Samuel, H., Plesa, A., Huttig, C., and Breuer, D. (2017). Onset of solid-state mantle convection and mixing during magma ocean solidification. 122(3):577–598.
- McLeod, P. and Tait, S. (1999). The growth of dykes from magma chambers. *Journal of Volcanology and Geothermal Research*, 92(3-4):231–245.
- Melnik, O. (2000). Dynamics of two phase conduit flow of high-viscosity gas- saturated magma: large variations of sustained explosive eruption intensity. 62:153–170.
- Melnik, O. and Sparks, R. (2005). Controls on conduit magma flow dynamics during lava dome building eruptions. *Journal of Geophysical Research: Solid Earth*, 110(B2).
- Mergny, C., Davaille, A., Schmidt, F., and Massol, H. (2022). Experimental investigation of Europa icy lithosphere thanks to DEM reconstruction. *LPSC Conference 1443*.

- Mitri, G. and Showman, A. P. (2008). A model for the temperature-dependence of tidal dissipation in convective plumes on icy satellites: Implications for europa and enceladus. *Icarus*, 195(2):758–764.
- Miyamoto, H., Mitri, G., Showman, A. P., and Dohm, J. M. (2005). Putative ice flows on europa: Geometric patterns and relation to topography collectively constrain material properties and effusion rates. *Icarus*, 177(2):413–424.
- Moitra, P. Gonnermann, H. H. B. . G. T. (2013). Relating vesicle shapes in pyroclasts to eruption styles. *Bulletin of Volcanology*, 75(691):DOI 10.1007/s00445–013–0691–8.
- Monteux, J., Coltice, N., Dubuffet, F., and Ricard, Y. (2007). Thermo-mechanical adjustment after impacts during planetary growth. *GEOPHYSICAL RESEARCH LETTERS*, 34(24).
- Moreira, M. (2013). Noble gas constraints on the origin and evolution of earth’s volatiles. In *Geochemical perspectives*. European Association of Geochemistry.
- Morison, A., Labrosse, S., Deguen, R., and Alboussiere, T. (2019). Timescale of overturn in a magma ocean cumulate. *epsl*, 516:25–36.
- Morrison, D., editor (1982). *Satellites of Jupiter*. University of Arizona Press.
- Mourtada-Bonnefoi, C. (1998). *Thèse de doctorat: Dynamique thermochimique des chambres magmatiques et vésiculation des magmas rhyolitiques*. Université Blaise Pascal, Clermont Ferrand.
- Mueller, S. B., Varley, N. R., Kueppers, U., Lesage, P., Reyes Davila, G. A., and Dingwell, D. B. (2013). Quantification of magma ascent rate through rockfall monitoring at the growing/collapsing lava dome of Volcan de Colima, Mexico. *Solid Earth*, 4(2):201–213.
- Myers, M. L., Druitt, T. H., Schiavi, F., Gurioli, L., and Flaherty, T. (2021). Evolution of magma decompression and discharge during a plinian event (late bronze-age eruption, santorini) from multiple eruption-intensity proxies. *Bulletin of Volcanology*, 83(3):18.
- Nakada, S. and Fujii, T. (1993). Preliminary report on the activity at Unzen Volcano (Japan), November 1990 - November 1991 : Dacite lava domes and pyroclastic flows. 54:319–333.
- Navon, O., Chekhmir, A., and Lyakhovsky, V. (1998a). Bubble growth in highly viscous melts: theory, experiments, and autoexplosivity of dome lavas. 160:763–776.
- Navon, O., Chekhmir, A., and Lyakhovsky, V. (1998b). Bubble growth in highly viscous melts: theory, experiments, and autoexplosivity of dome lavas. 160:763–776.
- Neveu, M., Desch, S., Shock, E., and Glein, C. (2015). Prerequisites for explosive cryovolcanism on dwarf planet-class Kuiper belt objects. *Icarus*, 246:48 – 64. Special Issue: The Pluto System.

- Newhall, C. G. and Melson, W. G. (1983). Explosive activity associated with the growth of volcanic domes. 17:111–131.
- Nimmo, F. (2004). Stresses generated in cooling viscoelastic ice shells: Application to europa. *J. Geophys. Res.*, 109(E12).
- Nimmo, F. and Gaidos, E. (2002). Strike-slip motion and double ridge formation on europa. *Journal of Geophysical Research: Planets*, 107(E4):5–1–5–8.
- Nishiyama, R., Miyamoto, S., Okubo, S., Oshima, H., and Maekawa, T. (2017). 3d density modeling with gravity and muon-radiographic observations in showa-shinzan lava dome, usu, japan. *Pure and Applied Geophysics*, 174(3):1061–1070.
- Nomura, R., Ozawa, H., Tateno, S., Hirose, K., Hernlund, J., Muto, S., Ishii, H., and Hiraoka, N. (2011). Spin crossover and iron-rich silicate melt in the Earth’s deep mantle. *NATURE*, 473(7346).
- O’Brien, D. P., Walsh, K. J., Morbidelli, A., Raymond, S. N., and Mandell, A. M. (2014). Water delivery and giant impacts in the ‘Grand Tack’ scenario. *ICARUS*, 239:74–84.
- Okumura, S., Nakamura, M., Uesugi, K., Nakano, T., and Fujioka, T. (2013). Coupled effect of magma degassing and rheology on silicic volcanism. *Earth and Planetary Science Letters*, 362:163–170.
- Ozima, M. (1975). Ar isotopes and earth-atmosphere evolution models. *Geochimica et Cosmochimica Acta*, 39(8):1127 – 1134.
- Ozima, M. and Kudo, K. (1972). Excess argon in submarine basalts and an earth-atmosphere evolution model. *Nature*, 239(89):23–24.
- Pan, V., Holloway, J. R., and Hervig, R. (1991). The pressure and temperature-dependence of carbon-dioxide solubility in tholeiitic basalt melts. *Geochimica et Cosmochimica Acta*, 55(6):1587–1595.
- Papale, P. (1999). Modeling of the solubility of a two-component h<sub>2</sub>o+ co<sub>2</sub> fluid in silicate liquids. *Am. Min.*, 84(4):447–492.
- Papale, P. and Dobran, F. (1993). Modeling the ascent of magma during the plinian eruption of vesuvius in ad 79. *Journal of Volcanology and Geothermal Research*, 58(1-4):101–132.
- Pappalardo, R., Belton, M., Breneman, H., Carr, M., Chapman, C., Collins, G., Denk, T., Fagents, S., Geissler, P., Giese, B., et al. (1999). Does europa have a subsurface ocean? evaluation of the geological evidence. *Journal of Geophysical Research: Planets*, 104(E10):24015–24055.
- Petrenko, V. F. and Whitworth, R. W. (2002). *Physics of Ice*. Oxford University Press.

- Pierrehumbert, R. T. (2010). *Principles of Planetary Climate*. Cambridge University Press, Cambridge.
- Plesset, M. and Prosperetti, A. (1977). Bubble dynamics and cavitation. 9:145–185.
- Pluriel, W., Marcq, E., and Turbet, M. (2019). Modeling the albedo of earth-like magma ocean planets with h<sub>2</sub>o-co<sub>2</sub> atmospheres. 317:583–590.
- Prieto-Ballesteros, O. and Kargel, J. S. (2005). Thermal state and complex geology of a heterogeneous salty crust of jupiter’s satellite, europa. *Icarus*, 173(1):212–221.
- Proussevitch, A. A., Sahagian, D. L., and Anderson, A. T. (1993). Dynamics of diffusive bubble growth in magmas: isothermal case. 98:17,447–17,455.
- Prud’homme, R. K. and Bird, R. B. (1978). The dilatational properties of suspension of gas bubbles in incompressible newtonian and non-newtonian fluids. 3:261–279.
- Quick, L. C., Barnouin, O. S., Prockter, L. M., and Patterson, G. W. (2013). Constraints on the detection of cryovolcanic plumes on europa. *Planetary and Space Science*, 86:1–9.
- Quick, L. C., Glaze, L. S., and Baloga, S. M. (2017). Cryovolcanic emplacement of domes on Europa. *Icarus*, 284:477–488.
- Quick, L. C. and Marsh, B. D. (2015). Constraining the thickness of europa’s water-ice shell: Insights from tidal dissipation and conductive cooling. *Icarus*, 253:16–24.
- Quick, L. C. and Marsh, B. D. (2016). Heat transfer of ascending cryomagma on europa. *Journal of Volcanology and Geothermal Research*, 319:66–77.
- R., N., K., H., K., U., A., O. Y. T., and Y., M. A. U. (2014). Low core-mantle boundary temperature inferred from the solidus of pyrolite. *Science*, 343(6170):522–525.
- Rasool, S. I., S. I. and De Bergh, C. (1970). The runaway greenhouse and the accumulation of co<sub>2</sub> in the venus atmosphere. *Nature*, 226(5250):1037–1039.
- Reese, C. and Solomatov, V. (2006). Fluid dynamics of local martian magma oceans. *Icarus*, 184(1):102 – 120.
- Reynolds, R. T., Fricker, P. E., and Summers, A. L. (1966). Effects of melting upon thermal models of the earth. *Journal of Geophysical Research*, 71(2):573–582.
- Romano, C., Mungall, J., Sharp, T., and Dingwell, D. (1996). Tensile strengths of hydrous vesicular glasses: An experimental study. *American Mineralogist*, 81(9-10):1148–1154.
- Roscoe, R. (1952). The viscosity of suspensions of rigid spheres. 3(8):267–269.

- Ross, P.-S., Dürig, T., Comida, P. P., Lefebvre, N., White, J. D. L., Andronico, D., Thivet, S., Eychenne, J., and Gurioli, L. (2021). Standardized analysis of juvenile pyroclasts in comparative studies of primary magma fragmentation; 1. overview and workflow. *Bulletin of Volcanology*, 84(1):13.
- Safronov, V. (1978). The heating of the earth during its formation. *Icarus*, 33:3–12.
- Sahagian, D. (2005). Volcanic eruption mechanisms: Insights from intercomparison of models of conduit processes. *javgr*, 143:1–3.
- Salvador, A., Massol, H., Davaille, A., Marcq, E., Sarda, P., and Chassefiere, E. (2017). The relative influence of h<sub>2</sub>o and co<sub>2</sub> on the primitive surface conditions and evolution of rocky planets. 122(7):1458–1486.
- Sammis, C. G. and Julian, B. R. (1987). Fracture instabilities accompanying dike intrusion. *Journal of Geophysical Research: Solid Earth*, 92(B3):2597–2605.
- Sarda, P., Staudacher, T., and Allègre, C. J. (1985). 40ar/36ar in {MORB} glasses: constraints on atmosphere and mantle evolution. *Earth and Planetary Science Letters*, 72(4):357 – 375.
- Sasaki, S. and Nakazawa, K. (1986). Metal-silicate fractionation in the growing earth: Energy source for the terrestrial magma ocean. *Journal of Geophysical Research: Solid Earth*, 91(B9):9231–9238.
- Schenk, P., Matsuyama, I., and Nimmo, F. (2008). True polar wander on europa from global-scale small-circle depressions. *Nature*, 453(7193):368–371.
- Schipper, C. I., Castro, J. M., Tuffen, H., James, M. R., and How, P. (2013). Shallow vent architecture during hybrid explosive-effusive activity at Cordon Caulle (Chile, 2011-12): Evidence from direct observations and pyroclast textures. *javgr*, 262:25–37.
- Schmidt, B. E., Blankenship, D. D., Patterson, G. W., and Schenk, P. M. (2011). Active formation of ‘chaos terrain’ over shallow subsurface water on europa. *Nature*, 479(7374):502–505.
- Schmidt, F., Way, M. J., Costard, F., Bouley, S., Séjourné, A., and Aleinov, I. (2022). Circumpolar ocean stability on mars 3 gy ago. *Proceedings of the National Academy of Sciences*, 119(4):e2112930118.
- Seales, J. and Lenardic, A. (2021). A note on planet size and cooling rate. *Icarus*, 367:114560.
- Shimazu, Y. and Urabe, T. (1968). An energetic study of the evolution of the terrestrial and cytherean atmospheres. *Icarus*, 9(1):498–506.
- Sibrant, A. L. R., Davaille, A., and Mittelstaedt, E. (2021). Rheological control on the segmentation of the mid-ocean ridges: Laboratory experiments with extension initially perpendicular to the axis. *Earth and Planetary Science Letters*, 557:116706.

- Sibrant, A. L. R., Mittelstaedt, E., Davaille, A., Pauchard, L., Aubertin, A., Auffray, L., and Pidoux, R. (2018). Accretion mode of oceanic ridges governed by axial mechanical strength. *Nature Geoscience*, 11(4):274–279.
- Slezin, Y. B. (1983). Dispersion regime dynamics in volcanic eruptions: 1. theoretical description of the motion of the magma in the conduit. *Vulkanologiya i Seismologiya*, 5(9).
- Slezin, Y. B. (1984). Dispersion regime dynamics in volcanic eruptions: 2. flow rate instability condition and nature of catastrophic explosive eruptions. *Vulkanologiya i Seismologiya*, 1:23–35.
- Slezin, Y. B. (2003). The mechanism of volcanic eruptions (a steady state approach). *Journal of Volcanology and Geothermal Research*, 122(1):7–50.
- Smith, R., Sammonds, P. R., and Kilburn, C. R. J. (2009). Fracturing of volcanic systems: Experimental insights into pre-eruptive conditions. *Earth and Planetary Science Letters*, 280(1–4):211–219.
- Solomatov, V. (2007). 9.04 - magma oceans and primordial mantle differentiation. In Schubert, G., editor, *Treatise on Geophysics*, pages 91 – 119. Elsevier, Amsterdam.
- Solomatov, V. (2015). Magma oceans and primordial mantle differentiation. In *Treatise on Geophysics (Second Edition)*, pages 82–104.
- Solomatov, V. S. (2000). *Fluid Dynamics of a Terrestrial Magma Ocean*, pages 323–338.
- Sotin, C., Head, J. W., and Tobie, G. (2002). Europa: Tidal heating of upwelling thermal plumes and the origin of lenticulae and chaos melting. *Geophysical Research Letters*, 29(8):74–1–74–4.
- Sotin, C., Tobie, G., Wahr, J., and Mc Kinnon, W. (2009). Tides and tidal heating on europa. In Pappalardo, R., editor, *Europa*.
- Sparks, Murphy, Lejeune, Watts, Barclay, and Young (2000). Control on the emplacement of the andesite lava dome of the soufriere hills volcano, montserrat by degassing-induced crystallization. *Terra Nova*, 12(1):14–20.
- Sparks, R. S. J. (1978). The dynamics of bubble formation and growth in magmas : a review and analysis. 3:1–37.
- Sparks, R. S. J. and Brazier, S. (1982). New evidence for degassing processes. 295:1–37.
- Stasiuk, M. V., Barclay, J., Carroll, M. R., Jaupart, C., Ratté, J. C., Sparks, R. S. J., and Tait, S. R. (1996). Degassing during magma ascent in the Mule Creek vent (USA). 58:117–130.
- Staudacher, T. and Allègre, C. J. (1982). Terrestrial xenology. *Earth and Planetary Science Letters*, 60(3):389 – 406.
- Stixrude, L., de Koker, N., Sun, N., Mookherjee, M., and Karki, B. B. (2009). Thermodynamics of silicate liquids in the deep earth. *Earth and Planetary Science Letters*, 278(3):226–232.



- Takeuchi, S., Tomiya, A., and Shinohara, H. (2009). Degassing conditions for permeable silicic magmas: Implications from decompression experiments with constant rates. *Earth and Planetary Science Letters*, 283(1–4):101–110.
- Tanaka, R. and Hashimoto, T. (2013). Transition in eruption style during the 2011 eruption of shinmoe-dake, in the kirishima volcanic group: Implications from a steady conduit flow model. *Earth, Planets and Space*, 65(6):645–655.
- Tateno, S., Hirose, K., and Ohishi, Y. (2014). Melting experiments on peridotite to lowermost mantle conditions. *Journal of Geophysical Research: Solid Earth*, 119(6):4684–4694.
- Titov, D., Piccioni, G., Drossart, P., and Markiewicz, W. (2013). Radiative energy balance in the venus atmosphere. *Towards Understanding the Climate of Venus*, 11:23–.
- Tobie, G., Choblet, G., and Sotin, C. (2003). Tidally heated convection: Constraints on europa’s ice shell thickness. *Journal of Geophysical Research: Planets*, 108(E11):n/a–n/a. 5124.
- Tonks, W. B. and Melosh, H. J. (1993). Magma ocean formation due to giant impacts. *Journal of Geophysical Research: Planets*, 98(E3):5319–5333.
- Toramaru, A. (1989). Vesiculation process and bubble size distributions in ascending magmas with constant velocities. 94:17,523–17,542.
- Toramaru, A. (1995). Numerical study of nucleation and growth of bubbles in viscous magmas. 100:1913–1931.
- Tuffen, H. and Dingwell, D. (2005). Fault textures in volcanic conduits: evidence for seismic trigger mechanisms during silicic eruptions. *Bulletin of Volcanology*, 67(4):370–387.
- Tuffen, H., Smith, R., and Sammonds, P. R. (2008). Evidence for seismogenic fracture of silicic magma. *Nature*, 453(7194):511–514.
- Turbet, M., Bolmont, E., Chaverot, G., Ehrenreich, D., Leconte, J., and Marcq, E. (2021). Day–night cloud asymmetry prevents early oceans on venus but not on earth. *Nature*, 598(7880):276–280.
- Umakoshi, K., Takamura, N., Shinzato, N., Uchida, K., Matsuwo, N., and Shimizu, H. (2008). Seismicity associated with the 1991–1995 dome growth at unzen volcano, japan. *Journal of Volcanology and Geothermal Research*, 175(1–2):91–99.
- Urey, H. (1955). The cosmic abundances of potassium, uranium and thorium and the heat balances of the earth, the moon and mars. *Proc. Natl. Acad. Sci. U.S.*, 41:127–144.
- Vance, S. D., Panning, M. P., Stahler, S., Cammarano, F., Bills, B. G., Tobie, G., Kamata, S., Kedar, S., Sotin, C., Pike, W. T., Lorenz, R., Huang, H.-H., Jackson, J. M., and Banerdt, B. (2018). Geophysical investigations of habitability in ice-covered ocean worlds. *Journal of Geophysical Research: Planets*, 123(1):180–205.

- Vilella, K., Choblet, G., Tsao, W.-E., and Deschamps, F. (2020). Tidally heated convection and the occurrence of melting in icy satellites: Application to Europa. *Journal of Geophysical Research: Planets*, 125(3).
- Voight, B. (2000). Structural stability of andesite volcanoes and lava domes.
- Waite, G. P., Nadeau, P. A., and Lyons, J. J. (2013). Variability in eruption style and associated very long period events at Fuego volcano, Guatemala. *jgr*, 118(4):1526–1533.
- Walker, G. P. L. (1980). The taupo pumice: Product of the most powerful known (ultraplinian) eruption? *jvgr*, 8(1):69–94.
- Watts, R. R., Herd, R., Sparks, R. S. J., and Young, S. (2002). Growth patterns and emplacement of the andesitic lava dome at Soufrière Hills Volcano, Montserrat. In Mem., G. S. L., editor, *The eruption of Soufrière Hills volcano, Montserrat, from 1995 to 1999*, volume 21, pages 115–152.
- Way, M. J., Del Genio, A. D., Kiang, N. Y., Sohl, L. E., Grinspoon, D. H., Aleinov, I., Kelley, M., and Clune, T. (2016). Was venus the first habitable world of our solar system? *Geophysical Research Letters*, 43(16):8376–8383.
- Webb, S. (1997). Silicate melts: Relaxation, rheology, and the glass transition. *Reviews of Geophysics*, 35(2):191–218.
- Whitam, A. G. and Sparks, R. S. J. (1986). Pumice. 48:209–223.
- Wilson, L., Sparks, R. S. J., and Walker, G. P. L. (1980a). Explosive volcanic eruptions —iv. the control of magma properties and conduit geometry on eruption column behaviour. *Geophysical Journal International*, 63(1):117–148.
- Wilson, L., Sparks, R. S. J., and Walker, G. P. L. (1980b). Explosive volcanic eruptions, IV. The control of magma properties and conduit geometry on eruption column behaviour. 63:117–148.
- Yang, J., Boué, G., Fabrycky, D. C., and Abbot, D. S. (2014). Strong dependence of the inner edge of the habitable zone on planetary rotation rate. 787(1):L2.
- Zahnle, K., Arndt, N., Cockell, C., Halliday, A., Nisbet, E., Selsis, F., and Sleep, N. (2007). Emergence of a habitable planet. 129(1-3):35–78.
- Zahnle, K., Kasting, J., and Pollack, J. (1988). Evolution of a steam atmospheres during earth’s accretion. *Icarus*, 74(1):62–97.
- Zahnle, K., Schenk, P., Levison, H., and Dones, L. (2003). Cratering rates in the outer Solar System. *Icarus*, 163(2):263–289.
- Zhang, Y. (1999). A criterion for the fragmentation of bubbly magma based on brittle failure theory. 402:648–650.
- Zolotov, M. Y. and Shock, E. L. (2001). Composition and stability of salts on the surface of europa and their oceanic origin. *Journal of geophysical research-planets*, 106(E12):32815–32827.