

THESE DE DOCTORAT DE

L'UNIVERSITE DE NANTES

ECOLE DOCTORALE N° 600

Ecole doctorale Ecologie, Géosciences, Agronomie et Alimentation

Spécialité : « *Sciences de la Terre et des Planètes* »

Par

Mathilde KERVAZO

**Impact de la fusion partielle sur la dissipation de marée
dans les manteaux silicatés des lunes de Jupiter Io et Europe**

Thèse présentée et soutenue à Nantes le 9 Décembre 2021

Unité de recherche : Laboratoire de Planétologie et de Géodynamique, UMR 6112

Rapporteurs avant soutenance :

Chloé Michaut Professeure, Université de Lyon
Tim Van Hoolst Professeur, Observatoire royal de Belgique

Composition du Jury :

Président :	Christophe Sotin	Professeur, Université de Nantes
Examineurs :	Émeline Bolmont	Professeure associée, Université de Genève
	Henri Samuel	Chargé de recherche, Institut de Physique du Globe de Paris
Dir. de thèse :	Gabriel Tobie	Directeur de recherche, Laboratoire de Planétologie et de Géodynamique
Co-en. de thèse :	Gaël Choblet	Directeur de recherche, Laboratoire de Planétologie et de Géodynamique
	Caroline Dumoulin	Maitre de Conférence, Université de Nantes

Remerciements

Ce manuscrit de thèse représente l'aboutissement d'une très belle aventure que j'ai eu la chance de vivre au Laboratoire de Planétologie et Géodynamique de Nantes, encadrée par un trio de choc, Gabriel, Gaël et Caroline, à qui je tiens à adresser mes premiers remerciements. Depuis mes premiers stage à la fin de ma thèse, j'ai pu m'épanouir à la fois dans l'apprentissage de la recherche et de l'enseignement, et je suis fier d'avoir pu le faire auprès de vous.

Gabriel, je suis très heureuse et fier d'avoir été ta "première thésarde". Tu m'as énormément appris, et j'ai eu la chance de progresser grâce à ta patience ainsi qu'à tout le temps que tu m'as accordé. Dans ce contexte bienveillant, j'ai découvert le monde passionnant des marées, et j'ai pu tourner dans tous les sens la fascinante lune qu'est Io, mais pas que ! (je n'oublie bien sûr pas Europe, Encelade, Dione, Mimas, Tethys). Ton goût pour les corps planétaires en tout genre, en particulier les lunes de Jupiter et de Saturne (parmi de nombreux autres, en vérité) et toutes tes idées foisonnantes font des moments de travail avec toi un réel plaisir. Gaël, Caroline, vous avez parfait mon encadrement avec votre enthousiasme, vos idées complémentaires, votre investissement sans limite quant aux discussions en tout genre sur ces petites lunes passionnantes, sur Vénus, mais aussi sur la vie académique et l'enseignement. Je voulais vous remercier pour cette alchimie idéale entre vous trois. C'est un réel plaisir de travailler avec vous, et je souhaite à tout le monde d'avoir un encadrement aussi complémentaire, rassurant, pédagogique, humain ! Je ne vous remercierais jamais assez, en plus de tout le reste, de m'avoir permis de me balader un peu partout dans le cadre de workshops, conférences, formations. Du Japon à Paris, en passant par Sienne, Genève, les Pyrénées, les Alpes et bien sûr Nantes, j'ai eu la chance de partager beaucoup de moments privilégiés avec vous. Et j'espère bien en vivre d'autres encore !

Je souhaite remercier toutes les personnes qui ont par ailleurs contribué au bon déroulement de ma thèse, avec qui j'ai pu collaborer, discuter, de près, ou de loin. Merci Marie pour toutes les discussions sur Europe, pour ton aide lors de notre collaboration. J'aurais aimé pouvoir vous rendre visite (à toi et l'équipe Tchèque) à Prague, mais ce n'est que partie remise. Antoine, je te remercie pour toutes les discussions "volcaniques" (mais pas que !) que nous avons pu avoir, et ta gentillesse pour avoir accepté de relire un bout de mon manuscrit. J'ai pu apprendre à apprécier le sud avec tes récits, dont les spécialités semblent aussi bonnes que les spécialités bretonnes... Merci Stéphanie de m'avoir permis de faire de la médiation scientifique dans le cadre d'expositions organisées par tes soins, ou encore lors d'évènements tels que la Fête de la Science. J'ai appris beaucoup de choses et j'ai trouvé ces moments très agréables et formateurs. Je remercie également Alice Le Gall et Nicolas Coltice, membres de mon Comité de Suivi Individuel (CSI). Vous avez suivi mon évolution d'un oeil toujours

bienveillant au cours de ma thèse. Enfin, j'adresse un grand merci aux membres de mon jury de thèse, d'avoir fait l'honneur de bien vouloir juger mon travail. D'une part à Chloé Michaut et Tim Van hoolst, pour avoir accepté de rapporter ma thèse, et d'autre part à Émeline Bolmont et Henri Samuel, pour avoir accepté de l'examiner. Merci pour l'intérêt que vous avez porté sur mon travail, votre bienveillance, et les discussions qui ont suivi la soutenance. Merci Christophe d'avoir accepté de présider mon jury. Depuis Pasadena jusque Nantes, tu suis mon parcours. J'apprécie énormément nos discussions sur les petites lunes de Saturne, lors de mon passage à Pasadena, puis de Jupiter lors de ma thèse, et j'espère pouvoir les continuer en ajoutant une dimension exoplanétaire dans ces discussions !

Si j'en suis arrivé à faire une thèse, mes stages la précédant ont été d'une grande importance. Olivier, je te remercie de m'avoir donné ma chance et accordé ta confiance dès ma seconde année de licence. Je n'ai, depuis ce stage, pas quitté la géophysique... Marine, je te suis également très reconnaissante d'avoir permis à "Mathilde Kervazo de St-Malo" de venir faire un stage avec toi à Tokyo. Cela représente pour moi une très belle expérience que je ne suis pas prête d'oublier, tant scientifiquement qu'humainement. J'ai eu la chance, l'espace de quelques mois, de partager avec toi ta passion (peu commune il faut le dire) pour la graine terrestre. Enfin, je vous remercie Christophe et Julie pour m'avoir merveilleusement bien accueillie lors de mon passage à JPL, qui représente une autre formidable expérience, rendue possible par l'équipe GeoPlaNet (le duo d'Olivier et bien sûr Solenne!). Sans oublier mes encadrants de thèse, pour m'avoir donné le goût pour la géodynamique lors de mes stages de M1 et de M2, et avec qui j'ai eu la chance de poursuivre l'aventure...

Qui dit thèse dit bien évidemment moments de convivialité et pauses clopes ! Merci à tous mes copains de pause clope (mes célèbres acolytes de clope passive se reconnaîtront facilement) et de pause café (ceux du matin, ceux de l'après-midi). Vous vous reconnaîtrez, tous autant que vous êtes. Vous avez égayé mes journées LPGiennes et avez largement contribué à rendre la vie douce (et enfumée !). J'espère que le Steph show, qui gagne à être connu, se perpétuera. En bref, j'ai énormément apprécié ces années passées au LPG. Il y règne une ambiance qui donne envie de ne pas quitter le nid. Nous avons sillonné ensemble la boulangerie, le ru, les salles de réunion (quand même !), la cafet, mais aussi les bars aux alentours du labo, du Berlin au Little William, en passant par la Scène Mich. Ne changez rien !

Merci à ceux qui ont rendu ma vie hors du LPG (plus que) très agréable, lors de balades, restos, bars, virées en tout genre. Nantais ou non, depuis les rencontres malouines, rennaises à chato ou encore tokyoïtes, vous suivez de près mon histoire, pour mon plus grand bonheur, merci pour cela. Maï et Kiki, merci pour votre adoption ! Merci pour votre présence tout simplement, à ma famille, mes amis, toutes les personnes dont la présence rassurante m'a permis de suivre mon petit bonhomme de chemin.

Table des matières

Introduction	1
1 Généralités sur Io et Europe	7
1.1 Contraintes sur l'intérieur d'Io	8
1.1.1 Contraintes géophysiques	8
1.1.2 Observation de la surface	11
1.1.3 Modèles de structure interne existants et processus proposés pour le chauffage de marée	15
1.2 Contraintes sur l'intérieur d'Europe	19
1.2.1 Contraintes géophysiques	19
1.2.2 Observation de la surface et de la couche de glace	21
1.2.3 Modèles de structure interne existants et processus proposés pour le chauffage de marée	23
1.3 Io et Europe : grandes questions et future exploration spatiale	27
2 Modélisation de la déformation de marée des intérieurs planétaires	31
2.1 Principe des effets de marée	32
2.1.1 Forçage de marée	32
2.1.2 Potentiel de marée et formulation élastique des déformations de marée	34
2.1.2.1 Définition du potentiel de marée	34
2.1.2.2 Définition des fonctions radiales et des équations différentielles	36
2.1.2.3 Définition des nombres de Love	42
2.2 Réponse des intérieurs planétaires	43
2.2.1 Propriétés mécaniques des intérieurs planétaires et viscoélasticité	43
2.2.2 Modèles rhéologiques viscoélastiques	45
2.2.3 Quel modèle rhéologique pour les intérieurs planétaires ?	49
2.3 Méthode de calcul de la dissipation de marée	51
2.3.1 Description générale	51
2.3.1.1 Bilan d'énergie et dissipation par unité de volume	52
2.3.1.2 Dissipation globale	53
2.3.1.3 Équations variationnelles et distribution radiale	54
2.3.2 Différentes méthodes de calcul	56
2.3.2.1 Méthode des fonctions radiales (cette étude)	56
2.3.2.2 Méthode 3D incluant des variations latérales de viscosité	57

	2.3.2.3	Autres méthodes	58
2.4		Évolution orbitale et résonance de Laplace	59
	2.4.1	Effet orbital : évolution du couple satellite-planète	59
		2.4.1.1 Effet de la dissipation de marée sur la planète	60
		2.4.1.2 Effet de la dissipation de marée sur les satellites	61
	2.4.2	Résonance de Laplace	62
		2.4.2.1 Principe	62
		2.4.2.2 Origine de la résonance de Laplace	64
		2.4.2.3 Conséquence de la résonance de Laplace	66
3		Fusion partielle : influence sur la rhéologie et la réponse de marée des manteaux silicatés planétaires	69
3.1		Fusion partielle dans les manteaux silicatés planétaires	70
	3.1.1	Évidence et expression de la fusion partielle dans les manteaux silicatés des corps telluriques du Système Solaire	70
		3.1.1.1 Volcanisme dans le Système Solaire	70
		3.1.1.2 Des asthénosphères aux océans de magma	74
	3.1.2	Processus de fusion partielle	77
		3.1.2.1 Concept de la fusion partielle	78
		3.1.2.2 Contextes géodynamiques	80
	3.1.3	Extraction du produit de fusion et implications pour l'évolution thermique des manteaux planétaires	82
		3.1.3.1 Extraction et migration du produit de fusion	82
		3.1.3.2 Couplage avec la dynamique interne	83
3.2		Fusion partielle, rhéologie et réponse de marée d'un manteau silicaté	86
	3.2.1	Influence de la fusion partielle sur les propriétés visqueuses et élastiques des roches silicatées	87
		3.2.1.1 Notion de taux de fusion partielle critique	87
		3.2.1.2 Lois rhéologiques	90
		3.2.1.3 Loi rhéologique synthétique développée pour cette étude	93
	3.2.2	Influence de la fusion partielle sur la dissipation de marée : étude préliminaire	94
		3.2.2.1 Benchmark pour un manteau d'Io homogène et comparaison Maxwell/Andrade	95
		3.2.2.2 Couplage du noyau et de la couche partiellement fondue	97
		3.2.2.3 Tests de sensibilité aux paramètres rhéologiques	99
4		Dissipation de marée dans une couche partiellement fondue : application à Io	103
4.1		Article : "Solid tides in Io's partially molten interior : contribution of bulk dissipation"	105
4.2		Introduction	105
4.3		Background	107
	4.3.1	Bulk dissipation	107
	4.3.2	Viscoelastic model	108
	4.3.3	Rheology of partially molten rocks	109

4.4	Method	110
4.4.1	Properties of Io's interior structure	110
4.4.2	Rheology of partially molten layers	112
4.4.3	Tidal dissipation including bulk dissipation	115
4.4.4	Computation of tidal dissipation	116
4.5	Results	117
4.5.1	Influence of bulk dissipation on tidal heat budget	117
4.5.2	Tidal dissipation pattern including bulk dissipation	120
4.6	Discussion and conclusion	123
5	Caractérisation de l'intérieur partiellement fondu d'Io à partir des marées	127
5.1	Article : "Inferring Io's interior from tidal monitoring"	128
5.2	Introduction	128
5.3	Method	130
5.3.1	Rheological model and properties of Io's interior	130
5.3.1.1	Existing geophysical constraints	130
5.3.1.2	Interior model parameters	131
5.3.1.3	Melt-based rheological model	132
5.3.2	Computation of viscoelastic tidal deformation	135
5.4	Matching Io's heat budget for various melt distribution	136
5.5	Tidal heating patterns	137
5.6	Predicted Love numbers	140
5.6.1	Contribution of bulk viscoelasticity in the asthenosphere	140
5.6.2	Influence of Io's heat budget and asthenospheric thickness	142
5.6.3	Synthesis	144
5.7	Discussion and conclusion	145
6	Dissipation de marée et fusion partielle dans le manteau d'Europe	149
6.1	Modèle d'évolution thermique du manteau silicaté	151
6.1.1	Structure interne et paramètres de référence	151
6.1.2	Modèle numérique et hypothèses	152
6.1.3	Évolution temporelle du bilan énergétique du manteau	154
6.1.4	Évolution et caractéristiques de la fusion dans le manteau	155
6.2	Comparaison fonctions radiales/3D	156
6.2.1	Importance de la déformation de la couche de glace sur la réponse du manteau	156
6.2.2	Reproduction du champ 3D de viscosité et de chauffage avec la méthode des fonctions radiales	159
6.3	Rôle de la fusion partielle sur la dissipation de marée dans le manteau	161
6.3.1	Hypothèse rhéologique	163
6.3.2	Conditions passées (2,1 Gyr) : couche partiellement fondue globale	164
6.3.3	Fusion partielle actuelle (4,2 Gyr) : Zones de fusion localisées aux hautes latitudes	170
6.4	Vers une évolution complète ?	171

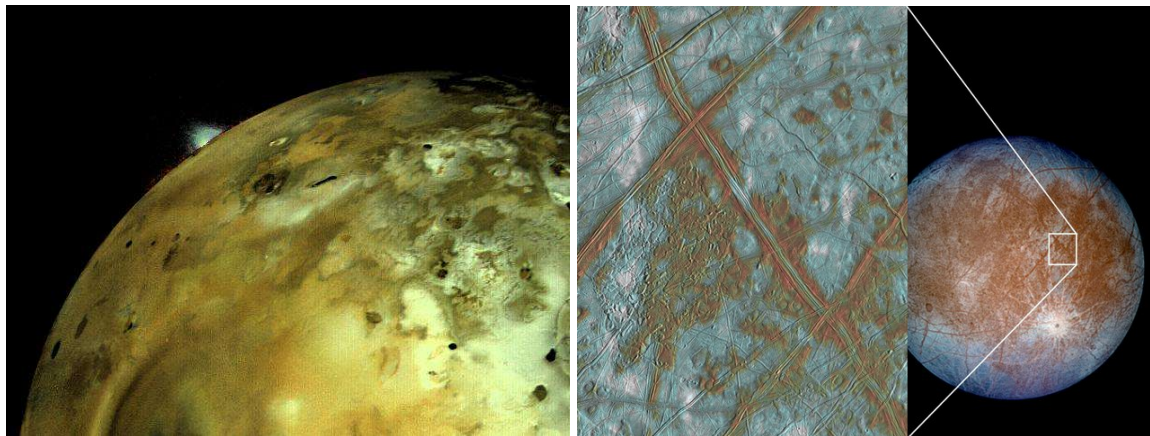
6.4.1	Extraction ou accumulation du produit de fusion ?	172
6.4.2	Couplages dynamiques	173
6.4.3	Couplage orbital	175
6.5	Quelles observations futures ?	176
Conclusion		177
 Annexes		
A	Dissipation de marée incluant la dissipation en compression : dérivation pour un modèle de Maxwell	A
B	Définition des structures internes	E
B.1	Contraintes géophysiques et observationnelles	E
B.2	Définition de la structure interne	F
C	Effect of a partially molten layer on the tidal deformation of Venus' mantle	I
C.1	Context	I
C.2	Computation of tidal deformation	L
C.2.1	Quantification of tidal deformation	L
C.2.2	Viscoelastic model for tidal deformation	M
C.3	Rheological model of the mantle	N
C.3.1	Solid fraction viscosity η_0 and elastic shear modulus μ_0 ($\phi = 0$)	N
C.3.2	Viscosity and shear modulus of the partially molten layer ($\eta(\phi)$ and $\mu(\phi)$)	O
C.4	Results	P
C.4.1	Influence of the compositional model	Q
C.4.2	Influence of the reference viscosity	S
C.5	Conclusion	T
Table des figures		I
Bibliographie		XI

Introduction

La mission Voyager (1979-1989) a révélé la richesse du Système Solaire externe et posé les bases de l'exploration du système de Jupiter et de Saturne. Une décennie plus tard, motivée par les découvertes de Voyager, Galileo (1995-2003), une mission dédiée à l'étude du système jovien, offrait le premier aperçu global des lunes principales de Jupiter à savoir Io, Europe, Ganymède et Callisto. Parmi les découvertes majeures figurent la mise en évidence d'un océan interne d'eau liquide sous la surface glacée d'Europe et l'observation détaillée d'un volcanisme silicaté intense à la surface d'Io, révélant l'activité de ces lunes lointaines qu'on pourrait croire inactives. Dans le cas d'Europe, la présence d'une interface profonde entre l'eau liquide et les roches du manteau silicaté, ainsi que des témoignages en surface de l'interaction chimique entre ces deux composantes, ont conduit à faire de ce satellite une cible particulièrement privilégiée des futures missions spatiales, du fait de son potentiel habitable au sein du Système Solaire. La mission Europa Clipper actuellement en cours de finalisation permettra de caractériser plus précisément ce potentiel.

L'état actuel des satellites galiléens est régi par la chaleur générée dans leur intérieur et son transport. Tandis que les sources de chaleur interne dominantes pour les planètes telluriques sont le chauffage radioactif dans la partie silicatée, l'énergie accréctionnelle héritée de leur processus de formation et l'énergie associée au processus de différenciation, les lunes galiléennes, du fait de leur taille, ne devraient quant à elles pas receler suffisamment d'énergie accréctionnelle et radioactive pour maintenir une activité interne importante jusqu'à nos jours. Une autre source de chaleur prédominante pour ces satellites orbitant autour d'une planète géante prend le relais : le chauffage de marée. Le forçage de marée exercé par une planète sur un satellite induit à la fois une production de chaleur interne du fait des propriétés viscoélastiques de leurs intérieurs, ainsi que l'évolution de leur orbite, représentant ainsi un acteur majeur de l'évolution orbitale et thermique des satellites du Système Solaire externe.

Le satellite le plus proche de Jupiter, Io, est l'un des objets les plus remarquables du Système Solaire. Le chauffage de marée intense produit dans son intérieur silicaté conduit à un volcanisme spectaculaire à sa surface, observé dès le début de son exploration [[Witteborn et al., 1979](#); [Smith et al., 1979a,b](#)]. Depuis que la sonde Voyager a révélé cette activité (Figure 1 a), l'état de l'intérieur d'Io suscite un vif intérêt. La surface d'Europe, deuxième satellite le plus proche de Jupiter, a été révélée par les missions Voyager et Galileo comme étant très déformée, dominée par la glace d'eau et renouvelée par une activité géologique récente voire active aujourd'hui, avec des structures de surface suggérant une forte activité thermique de son intérieur (Figure 1 b). La présence d'un océan interne, directement en contact avec son manteau silicaté, mise en perspective avec la spectaculaire activité volcanique de sa voisine Io, soulève la question de la présence de volcans sous-marins au niveau du plancher océa-



(a) Éruption volcanique à la surface d’Io.

(b) Structures tectoniques sur Europe.

FIGURE 1 – (a) Photo d’un panache volcanique qui s’élève au dessus de la surface de Io prise le 4 mars 1979 par la sonde Voyager 1 (Nasa-JPL). (b) Photo de structures tectoniques qui recouvrent la surface glacée d’Europe, associées à des détections de sel (NASA-JPL).

nique d’Europe [Thomson and Delaney, 2001; Běhounková et al., 2021]. Un des facteurs clé contrôlant la présence de ces volcans est l’activité thermique du manteau silicaté sous l’océan. Globalement, l’histoire thermique des manteaux d’Io et d’Europe ne peut pas être comprise sans tenir compte de leur évolution orbitale respective, du fait de l’interaction gravitationnelle qui lie Io, Europe et Ganymède sous la forme de la résonance de Laplace. Cette dernière maintient les satellites dans un état dissipatif sur une longue période de temps.

Les contraintes observationnelles disponibles quant au bilan de chaleur de ces satellites sont limitées à Io. La puissance totale émise à la surface du satellite est estimée à une centaine de terawatts aujourd’hui [e.g. Veeder et al., 1994; Spencer et al., 2000; Lainey et al., 2009], soit plus de deux ordres de grandeur au dessus de ce qui peut être expliqué par le chauffage radiogénique seul. Cette puissance endogénique est compatible avec une forte dissipation de marée dans un intérieur très chaud impliquant la présence de fusion [e.g. Segatz et al., 1988; Fischer and Spohn, 1990; Hamilton et al., 2013; Bierson and Nimmo, 2016; Steinke et al., 2020a]. L’analyse des mesures du champ de gravité [Anderson et al., 2001], d’induction magnétique [Khurana et al., 2011] ainsi que des images acquises par la sonde Galileo et par les télescopes depuis la Terre ont permis d’apporter des contraintes précieuses sur la structure interne d’Io. Ces dernières ont, entre autres, révélé l’existence d’une zone superficielle impliquant la présence de fusion, mais dont le degré de fusion, depuis une couche partiellement fondue de type asthénosphère, à entièrement fondue de type océan de magma, est à ce jour largement débattu [de Kleer et al., 2019b]; ainsi qu’une concentration équatoriale des volcans, que l’on pense être liée à la distribution de la dissipation de marée dans l’intérieur d’Io [e.g. Carr et al., 1998; Beuthe, 2013; Hamilton et al., 2013; Davies et al., 2015; Rathbun et al., 2018; de Kleer et al., 2019b]. Io représente ainsi un exemple emblématique d’un corps intensément chauffé par les marées, et le seul corps connu dans le Système Solaire (en dehors de la Terre) où une activité volcanique à haute température est observée de manière constante. Cependant, le fonctionnement interne de ce satellite (la localisation et les modalités de la dissipation de marée), comment Io a atteint un tel état dissipatif, ou encore

comment les éruptions volcaniques et leurs caractéristiques sont liées à l'intérieur profond sont encore largement incertains. L'étude des processus de dissipation de marée et de fusion partielle sur Io a des implications pour la compréhension de l'habitabilité des lunes glacées chauffées par les marées, dont le manteau silicaté est directement en contact avec leur océan interne, comme Europe, sa voisine.

Contrairement à Io, le flux de chaleur de surface d'Europe n'est pas connu et de telles contraintes sur la répartition des volcans à la surface de son manteau, si ils existent, ne sont pas accessibles du fait de la présence de son hydrosphère superficielle. En raison de sa plus grande distance à Jupiter, de son excentricité moindre et de la taille de son manteau plus petite, la dissipation de marée au sein du manteau d'Europe devrait être beaucoup moins importante que celle produite au sein d'Io [Tobie et al., 2005; Sotin et al., 2009]. Toutefois, la combinaison du chauffage de marée et du chauffage radiogénique pourrait maintenir un état partiellement fondu au sein du manteau d'Europe pendant des millions d'années [Běhounková et al., 2021], en particulier pendant des périodes d'excentricité accrue, pouvant conduire à une accumulation de produit de fusion [Hussmann and Spohn, 2004]. Une telle accumulation du produit de fusion devrait à son tour affecter le chauffage de marée, comme c'est le cas pour Io, impliquant un possible emballement du processus de fusion dans l'intérieur silicaté d'Europe.

Dans ce contexte, il est essentiel de prendre en compte l'effet de la fusion sur la dissipation de marée afin de dresser un bilan thermique cohérent du manteau d'Io et d'Europe, ce, afin de pouvoir prédire si une activité volcanique au niveau du plancher océanique d'Europe est possible, l'activité thermique du manteau d'Europe influençant directement les caractéristiques de son océan interne, et donc son habitabilité. Cette caractérisation passe par la compréhension du mécanisme à l'origine du volcanisme induit par la dissipation de marée au sein du manteau d'Io, pour laquelle des contraintes observationnelles sont disponibles. La compréhension de l'évolution thermique de la partie silicatée d'Europe, du fait du niveau d'activité volcanique qu'elle est capable de produire au niveau de son plancher océanique, sera essentielle pour caractériser les réactions fluides-roches qui peuvent avoir lieu à cet endroit. Ces résultats doivent être comparés à ce qu'on connaît sur Terre afin d'évaluer son niveau d'habitabilité. Du fait de la résonance de Laplace, qui lie Europe avec ses deux voisines Io et Ganymède, un couplage avec une évolution orbitale cohérente est nécessaire afin de décrire correctement l'évolution temporelle de l'activité de son manteau et les potentielles périodes d'accumulation de produit de fusion en son sein.

L'objectif de ma thèse est de caractériser et de quantifier l'influence de la fusion partielle sur la dissipation de marée dans les manteaux d'Io et d'Europe. Cette étude se place dans le contexte global que j'ai présenté ci-dessus, mettant en oeuvre des processus couplés que sont la dissipation de marée, la fusion partielle et l'évolution thermique et orbitale des manteaux d'Io et d'Europe (ces couplages entre les processus sont détaillés sur la Figure 2). Dans ce cadre, j'ai fait le choix de détailler les processus engagés dans la compréhension de la dynamique des manteaux silicatés d'Io et d'Europe, afin d'être conscients de l'importance de la caractérisation de l'effet de la fusion partielle sur la dissipation de marée, au coeur de cette dynamique, et sujets de mes travaux de thèse. Je détaille dans un premier temps l'état des connaissances sur les objets étudiés durant ma thèse (Io et Europe), situés dans le système jovien (Chapitre 1), avant d'apporter dans les deux chapitres suivants des éléments de contexte sur ce qu'on connaît actuellement sur la modélisation de la déformation de marée des inté-

rieurs planétaires, présentant la méthode utilisée dans cette thèse dans le but de l'appliquer à Io et Europe (Chapitre 2), ainsi que sur les modalités d'occurrence, les formes d'expressions et les implications sur la rhéologie (et la dynamique) des manteaux silicatés de la fusion partielle (Chapitre 3). Ce dernier chapitre décrit en particulier l'influence de la fusion partielle sur les propriétés rhéologiques des manteaux silicatés et sa paramétrisation sous forme de lois qui peuvent ensuite être utilisées afin de calculer la réponse de marée de ces intérieurs. Ensuite, le Chapitre 4 s'intéresse au rôle de la dissipation de volume ("bulk dissipation"), qui a été ignorée jusqu'ici, et évalue son rôle potentiel dans l'activité thermique d'Io, sous la forme d'un article publié dans *Astronomy & Astrophysics*. Le Chapitre 5 permet quant à lui de prédire la déformation de marée d'Io en fonction de différents modèles de structures internes, prédictions qui pourront être comparées dans le futur aux mesures faites dans le cadre de missions spatiales. Cette étude est également présentée sous la forme d'un article accepté dans *Icarus*. Enfin, le Chapitre 6 s'intéresse à l'amplification du chauffage de marée liée à l'accumulation de produit de fusion dans le manteau rocheux d'Europe, étape préliminaire au volcanisme. Ce travail sera finalement remis en perspective, les processus de marée et de fusion partielle étant omniprésents dans d'autres corps silicatés, qu'il s'agisse du Système Solaire ou d'autres mondes exoplanétaires, actuellement ou au cours de leur évolution passée.

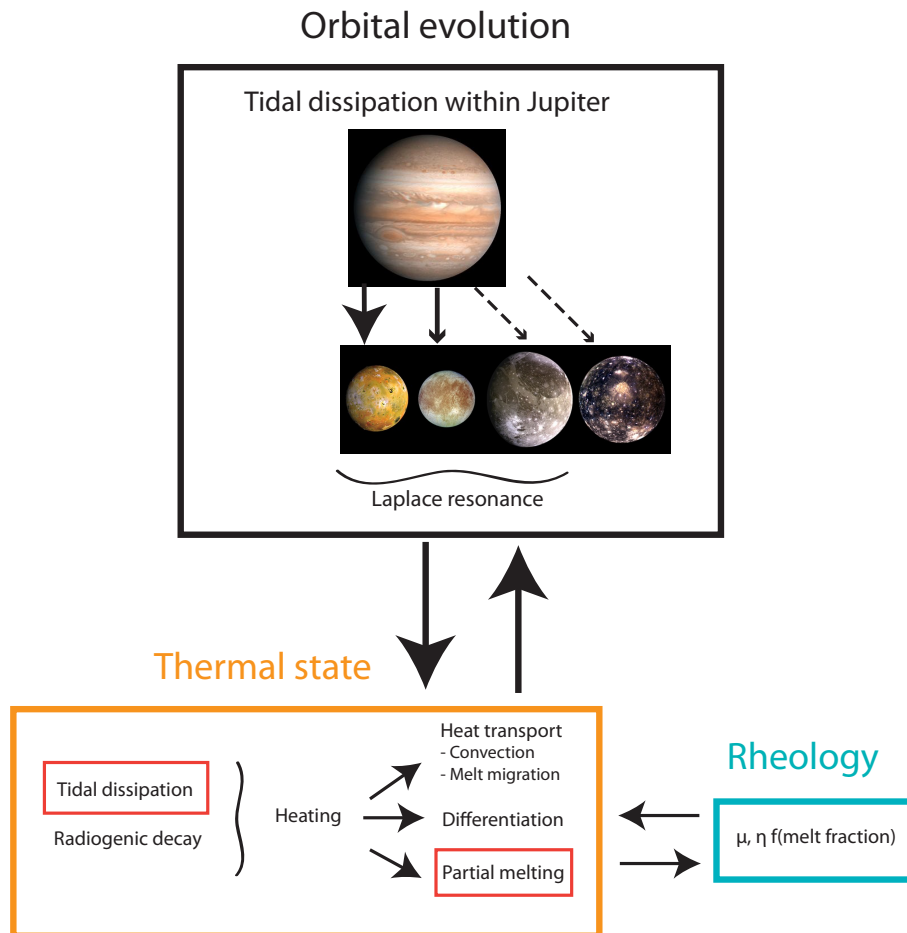


FIGURE 2 – Schéma récapitulatif des principaux processus qu’il est nécessaire d’étudier pour caractériser l’activité volcanique des manteaux d’Io et d’Europe au cours de leur histoire. La rhéologie, classiquement représentée par la viscosité η et la rigidité μ , sert de base à la fois au calcul du transfert de la chaleur et à celui de la dissipation de marée. Des effets non linéaires sur ces paramètres sont attendus en cas de fusion partielle qui peuvent donner lieu à un emballement de la dissipation et de la fusion (Chapitre 3). L’état thermique des manteaux d’Io et d’Europe dépend des sources de chaleur disponibles, qui proviennent principalement de la désintégration radioactive et de la dissipation de marée (Chapitre 2), ainsi que du transport de cette chaleur (par convection, magmatisme, ..). Ces sources ont des comportements différents au cours du temps et vont ainsi influencer différemment sur l’histoire thermique de leur intérieur. L’évolution orbitale d’Io et d’Europe est principalement contrôlée par l’interaction des marées entre Io et Jupiter. Enfin, la résonance de Laplace entre Io, Europe et Ganymède, qui force l’excentricité de ces satellites, est un acteur majeur de son évolution orbitale. Dans ce manuscrit, je me focalise notamment sur l’influence de la fusion partielle sur la dissipation de marée, qui est l’une des briques du problème fortement couplé.

Chapitre 1

Généralités sur Io et Europe

Le système jovien, considéré comme un analogue miniature du Système Solaire, consiste en une quatre-vingtaine de lunes orbitant autour de la géante gazeuse Jupiter : les quatre lunes principales (dites galiléennes), à savoir Io, Europe, Ganymède et Callisto (par ordre croissant de distance à Jupiter, présentées sur la Figure 1.1), ainsi que des dizaines d'autres petits satellites [e.g. Morrison, 1982; Burns et al., 1986; Bagenal et al., 2007]. Bien que découverts au XVII^{ème} siècle par Galilée depuis la Terre, il a fallu attendre les années 1970 pour le début de leur exploration par des sondes spatiales. Cette exploration des satellites galiléens a été entamée par les missions Pioneer 10 et 11 (lancées en 1972 et 1973), avec des survols lointains ; Voyager 1 et 2 (lancées en 1977) qui ont permis d'apporter les premières images de bonne résolution de leur surface, et a été poursuivie par la sonde Galileo (1989-2003) grâce à laquelle notre connaissance actuelle de la surface et de l'intérieur des satellites est possible.

Dans les modèles actuels, l'origine des satellites galiléens et leur composition globale sont étroitement liées à la formation de Jupiter elle-même [e.g. Lunine et al., 2004; Estrada et al., 2009; Canup and Ward, 2009; Sasaki et al., 2010]. La densité d'Io et l'absence d'hydrosphère à sa surface indiquent que, contrairement aux autres satellites des planètes externes du Système Solaire, qui sont riches en glace, Io est composée principalement de silicates anhydres et de fer [e.g. Spencer and Schneider, 1996]. Il en est de même pour sa voisine Europe, qui, bien que possédant une hydrosphère, contient une quantité relativement faible de H_2O par rapport aux grands satellites glacés Ganymède et Callisto. En effet, sa masse volumique moyenne est proche de celle des silicates ($\rho_{Europe} = 3013 \text{ kg/m}^3$), et, à titre de comparaison, seulement 15% plus faible que celle d'Io ($\rho_{Io} = 3528 \text{ kg/m}^3$).

Une des énigme du système galiléen, qui apparaît au premier coup d'oeil sur la Figure 1.1, est l'apparence très contrastée de leurs surfaces. Tandis que d'un côté, la surface d'Io est façonnée par son activité volcanique active, à l'autre extrême, Callisto présente une surface très cratérisée qui semble avoir peu évolué depuis sa formation. L'activité de surface d'Europe et de Ganymède est, quant à elle, intermédiaire, avec l'observation d'un gradient d'activité de surface apparent, allant d'Io à Callisto en passant par Europe puis Ganymède. Cette évolution très contrastée, entre, d'un côté, Io et Europe qui présentent des surfaces très actives, et de l'autre, Ganymède et Callisto, qui présentent des surfaces peu voire inactives est vraisemblablement liée aux phénomènes de marée qui peuvent entraîner une forte pro-

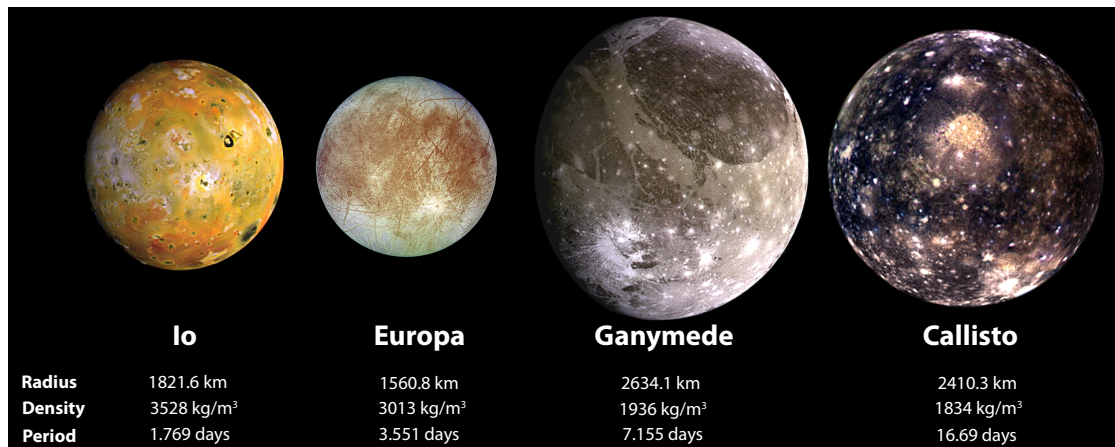


FIGURE 1.1 – Satellites galiléens, par ordre croissant de distance à Jupiter.

duction de chaleur pour les satellites les plus proches. Nous allons voir dans la suite de ce manuscrit que cet effet jalonne les caractéristiques ainsi que la dynamique des deux objets de cette thèse, Io et Europe.

Dans le cadre de ma thèse, je m'intéresse en particulier à la partie silicatée d'Io (Section 1.1) et d'Europe (Section 1.2). Je détaille dans ce chapitre introductif l'état des connaissances actuel sur ces objets. Je décris en particulier comment les données géophysiques (champ de gravité, taille, forme et champ magnétique) ainsi que les observations de surface ont été utilisées pour contraindre l'intérieur de ces satellites. Les modèles de dynamique de leur intérieur proposés afin d'interpréter ces observations sont également décrits. Enfin, je développe les grandes questions concernant ces mondes, motivant leur exploration spatiale ainsi que les travaux menés dans cette thèse (Section 1.3).

1.1 Contraintes sur l'intérieur d'Io

Avec l'exploration du système jovien par la mission Galileo, des progrès majeurs ont été réalisés dans notre compréhension de la structure et la dynamique interne d'Io. Dans cette section, je résume les développements les plus notables dans notre compréhension de la géophysique (Section 1.1.1) et des observations de surface (Section 1.1.2) d'Io depuis la fin de la mission Galileo, et qui servent de base solide pour le développement des modèles de dynamique interne du satellite (Section 1.1.3). Mes travaux de thèse exposés dans les Chapitres 4 et 5 reposent sur ces avancées.

1.1.1 Contraintes géophysiques

Champ gravitationnel. Pendant le survol d'un corps planétaire, une sonde spatiale subit l'effet de l'attraction gravitationnelle de ce corps. L'accélération et la décélération de la sonde qui en résultent au cours de son orbite entraînent un décalage Doppler du signal de communication radio de la sonde avec la Terre. Les données Doppler enregistrées par les

stations localisées sur Terre contiennent donc un enregistrement du champ gravitationnel du corps qui peut être inversé pour en révéler les caractéristiques. Le nombre de coefficients gravitationnels qui peuvent être résolus dépend du nombre de survols de l'engin spatial et de leur géométrie. L'état actuel des connaissances du champ de gravité d'Io est limité du fait du très faible nombre de survols rapprochés du satellite, de la géométrie des survols et de la qualité générale des données de Voyager et Galileo. L'analyse de données gravimétriques de Galileo [Anderson et al., 2001; Schubert et al., 2004; Jacobson, 2013] n'a permis d'obtenir que les composantes principales du champ de gravité (monopole GM et coefficients quadripolaires principaux : C_{20} et C_{22}), avec $GM = 5959,91 \pm 0,02 \text{ km}^3/\text{s}^2$ (G étant la constante gravitationnelle), $J_2 = 1846,7 \pm 3,6 \times 10^{-6}$ (l'équivalent gravitationnel de l'aplatissement) et $C_{22} = 556,4 \pm 0,6 \times 10^{-6}$ (qui quantifie la façon dont Io est étirée vers Jupiter). À titre comparatif, l'état actuel des connaissances du champ de gravité d'Io est comparable à celui des connaissances de la Lune avant l'ère Apollo. Alors que la masse d'Io ainsi que ces coefficients gravitationnels sont déduits du décalage Doppler du signal de communication radio de la sonde lors des survols du satellite, la taille et la forme sont de leur côté obtenues à partir d'images du satellite acquises par le système d'imagerie de la sonde Galileo [Thomas et al., 1998]. La combinaison de la masse et de la taille permet d'obtenir la masse volumique moyenne du satellite ($\rho_{Io} = 3528 \text{ kg/m}^3$), un indicateur important de la structure interne et de la composition d'un corps planétaire. La combinaison de la taille, de la masse et des coefficients gravitationnels permet quant à elle de dériver le facteur de moment d'inertie $MOI = C/MR^2$, avec C le moment d'inertie, ce à partir du coefficient gravitationnel C_{22} , en supposant l'équilibre hydrostatique (i.e. $J_2/C_{22} = 10/3$). Ce facteur du moment d'inertie est une contrainte essentielle sur la distribution radiale de la masse dans l'intérieur d'un corps planétaire. La valeur du facteur MOI d'Io est de $0,37685 \pm 0,00035$ [Anderson et al., 2001]. Globalement, les mesures du champ de gravité suggèrent que la différenciation de Io a résulté en un noyau métallique, entouré d'un manteau silicaté et d'une croûte froide et rigide de moindre densité [Sohl et al., 2002]. Les données gravitationnelles ne fournissent cependant pour l'instant pas d'information quant à l'état (solide, partiellement fondu ou complètement liquide), de tout ou partie du manteau silicaté ou encore du noyau métallique.

Induction électromagnétique. Durant son orbite autour de Jupiter, Io est soumise à un champ magnétique externe qui varie dans le temps, du fait de l'inclinaison du champ magnétique de Jupiter par rapport au plan orbital d'Io. Dans le référentiel d'Io, le champ magnétique appliqué oscille, générant ce qu'on appelle des courants de Foucault dans les couches conductrices d'Io et produisant un champ magnétique induit (Figure 1.2). L'intensité et la géométrie de ce champ induit varient en fonction du champ externe appliqué et sont sensibles aux propriétés électriques d'Io. L'analyse des données du magnétomètre de Galileo a révélé la présence d'un champ magnétique induit sur Io [Khurana et al., 2011]. En modélisant le champ magnétique induit, Khurana et al. [2011] ont montré que le signal était compatible avec la présence d'une couche de silicate partiellement fondue proche de la surface avec un taux de fusion partielle supérieur à 20% et d'une épaisseur supérieure à 50 km. En effet, grâce à l'étude d'analogues en laboratoire, il est possible d'interpréter ces anomalies de champ magnétique en termes de taux de fusion partielle des roches composant l'intérieur, de distribution en profondeur, de composition et de température [e.g. Khan et al., 2014; Pommier et al., 2015].

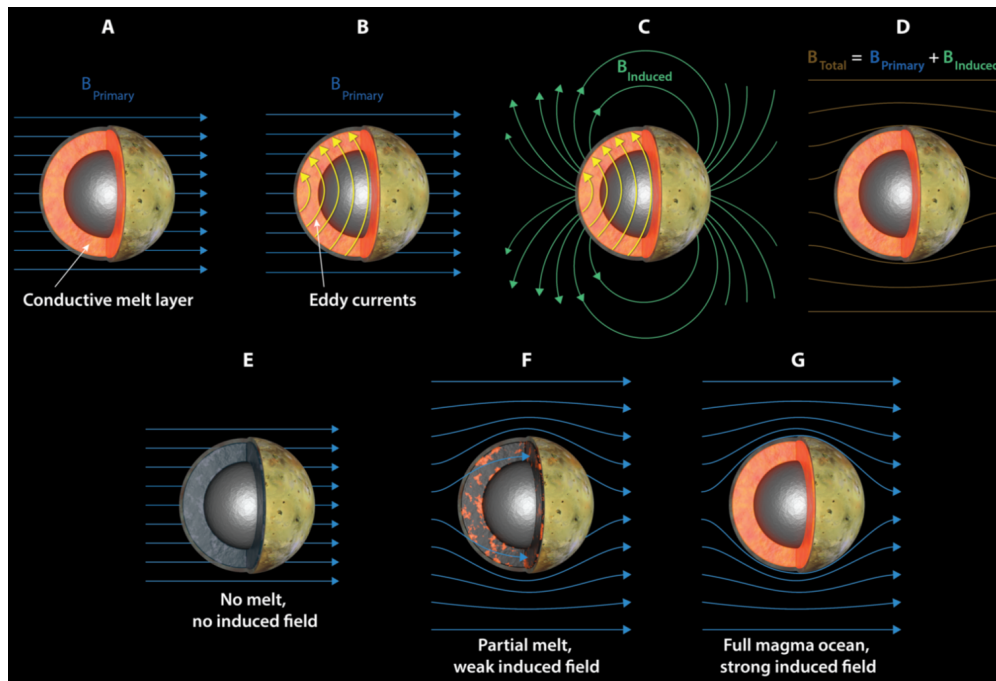


FIGURE 1.2 – Schéma illustrant le principe de l'apport de la mesure d'induction magnétique pour sonder l'intérieur d'Io. (A) Le champ magnétique externe et variable dans le temps appliqué à Io (B) produit des courants de Foucault en présence d'une couche conductrice dans l'intérieur d'Io (C) entraînant un champ magnétique induit. (D) Le champ magnétique autour d'Io mesuré par la sonde spatiale est une combinaison de ces processus. (E-G) Les caractéristiques du signal induit (c'est-à-dire l'amplitude du champ magnétique induit) dépend des propriétés physiques de l'intérieur d'Io. Figure tirée de [de Kleer et al. \[2019b\]](#).

Plus récemment, [Roth et al. \[2017\]](#) ont découvert que les observations du télescope spatial Hubble des tâches aurorales d'Io, ce en conjonction avec des simulations magnétohydrodynamiques (MHD), étaient incompatibles avec la présence d'une couche complètement fondue sous la surface d'Io, de type océan de magma, et favorisaient plutôt les interactions atmosphère-plasma ou l'induction dans le noyau métallique d'Io. Le même groupe a par la suite modélisé les données du magnétomètre de Galileo avec un modèle MHD tridimensionnel plus complexe et a constaté que les interactions plasma avec l'atmosphère asymétrique d'Io pouvaient également expliquer le signal de champ magnétique observé [[Blöcker et al., 2018](#)]. Enfin, un troisième groupe a ensuite réalisé des modèles MHD indépendants et a fortement favorisé la présence d'un champ magnétique induit par un océan de magma [[Šebek et al., 2019](#)]. En résumé, la nature du champ magnétique induit d'Io et la présence ainsi que le degré de fusion d'une couche partiellement fondue sous la surface d'Io sont encore très débattus au regard de ces mesures.

Mesures astrométriques. Des informations sur la dissipation de la chaleur dans l'intérieur d'Io peuvent être apportées via la quantification de ses changements orbitaux. Du fait du bourrelet de marée soulevé par Io sur Jupiter, l'énergie de rotation de Jupiter est convertie en chaleur et modifie l'orbite du satellite (voir Section 2.4 du Chapitre 2). Des mesures de haute précision de la position d'Io sur son orbite au cours du temps sont nécessaires pour dé-

tecter des possibles changements orbitaux, qui sont de l'ordre de dizaines de kilomètres sur des échelles de temps décennales [e.g. [Lainey et al., 2009](#)]. L'évolution orbitale du système de satellites galiléens due à la dissipation de marée peut être déterminée à partir des positions observées astrométriquement des satellites sur une période de temps prolongée en utilisant un modèle précis de leur mouvement orbital. Les mesures les plus précises depuis la Terre sont obtenues par les occultations mutuelles des satellites (qui se produisent tous les 6 ans), les occultations d'étoiles par les satellites (qui sont précieuses mais rares), et la télémétrie radar. Les calculs les plus récents révèlent une accélération séculaire du mouvement moyen de $0,14 \pm 0,01 \times 10^{-10} \text{ an}^{-1}$, correspondant à un décalage longitudinal sur l'orbite de 55 km en 116 ans [[Lainey et al., 2009](#)]. L'orbite d'Io se déplace actuellement vers l'intérieur, tandis qu'Europe et Ganymède se déplacent vers l'extérieur. Cette étude prédit une puissance totale dissipée de $9,33 \pm 1,87 \times 10^{13} \text{ W}$, valeur qui se situe dans la gamme d'incertitude du flux de chaleur global mesuré à la surface d'Io (cf Section 1.1.2), et donc suggérerait qu'Io est proche d'un équilibre thermique.

Résumé. Les contraintes géophysiques disponibles indiquent qu'Io serait composé d'un noyau métallique entouré d'un manteau silicaté au sommet duquel se trouverait une couche partiellement fondue (appelée asthénosphère), voire complètement fondue sous la forme d'un océan de magma, et surmonté d'une croûte. L'existence, la nature, la profondeur, l'épaisseur ainsi que le degré de fusion d'une telle couche sont cependant très débattus. Nous allons voir par la suite dans quelle mesure l'étude des caractéristiques observées à la surface d'Io permet d'apporter des contraintes sur le degré de fusion partielle du manteau d'Io.

1.1.2 Observation de la surface

Les missions spatiales Voyager et Galileo ont permis d'imager la surface d'Io en détail, révélant une coloration jaune-orange-blanc (Figure 1.3 a). Ces couleurs de la surface sont attribuées à la présence de givre de SO_2 [e.g. [Moses and Nash, 1991](#); [Carlson et al., 2007](#)]. Ce dernier est présent sur toute la surface d'Io et a été carté [Figure 1.3 c, e.g. [McEwen et al., 1988](#); [Laver and de Pater, 2009](#); [Tosi et al., 2020](#)]. Outre ce givre de sulfure, de nombreuses caldeiras irrégulières, appelées "dark-floored paterae" dans la littérature dédiée à Io, parsèment sa surface. Celles-ci sont une expression de l'immense activité volcanique d'Io, intermittente ou persistante, et indiquent la présence de laves silicatées qui pourraient inclure des minéraux (ultra)mafiques tels que l'olivine ou le pyroxène [[Geissler et al., 1999](#)]. Il faut cependant noter que la présence de soufre en grande quantité en surface empêche l'identification de minéraux silicatés à partir des données de spectroscopie. La présence de laves silicatées est simplement suggérée pour le moment par l'interprétation de température de surface et de morphologies de certaines coulées de lave (cf ci-dessous). Cette activité volcanique persistante jusqu'à aujourd'hui est associée à une absence flagrante de cratères d'impacts à la surface, du fait d'un taux de resurfaçage volcanique très rapide, de l'ordre de 0.1-1 cm/an [e.g. [Carr, 1986](#); [Phillips et al., 2000](#)]. La topographie d'Io (Figure 1.3 b) est marquée par des montagnes accidentées allant jusqu'à plus d'une dizaine de kilomètres de haut, qui semblent avoir été formées par le soulèvement de grands blocs de croûte [[Turtle et al., 2007](#)]. Les analyses les plus récentes des images fournies par Voyager et Galileo ont permis la réalisation de la première carte géologique d'Io [Figure 1.3 d, [Williams et al., 2011](#)]. Cette carte numérique au 1 :15 000 000 a une résolution qui varie de 1 à 20 km. Parmi les

1.1. CONTRAINTES SUR L'INTÉRIEUR D'IO

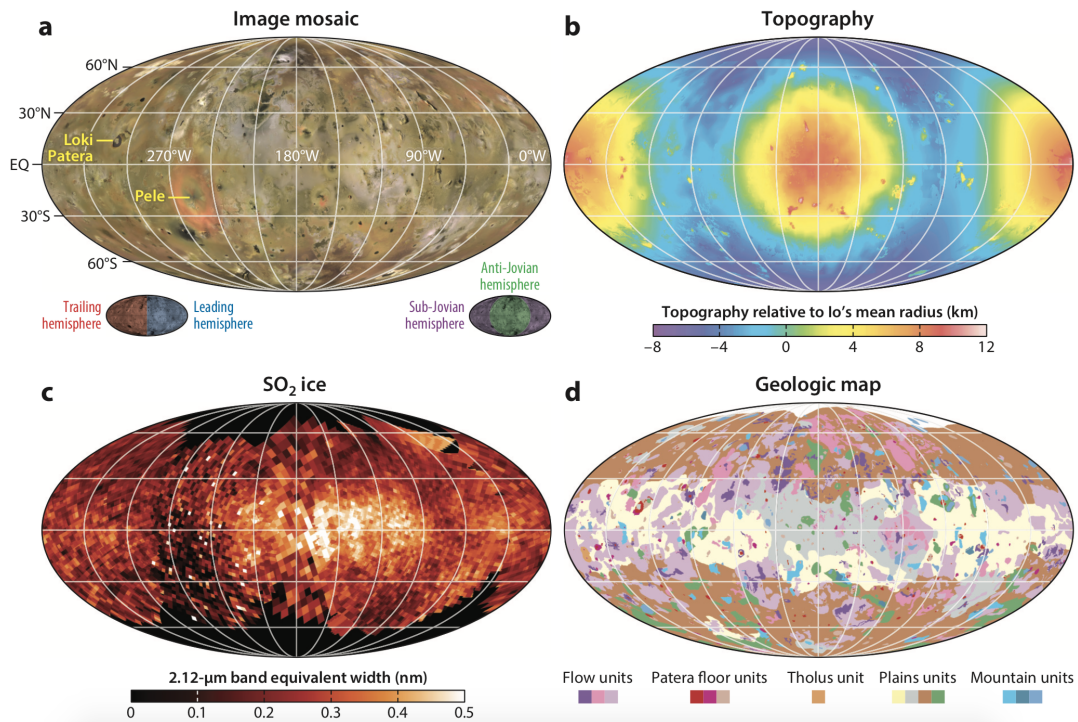


FIGURE 1.3 – Vue globale de la surface, de la topographie et de la géologie d’Io. (a) Mosaïque d’images de Galileo et Voyager (NASA/JPL/USGS). (b) Carte topographique d’Io, combinant la forme globale triaxiale à grande longueur d’onde [Oberst and Schuster, 2004] avec la topographie stéréo à courte longueur d’onde [White et al., 2014]. La topographie est référencée par rapport au rayon moyen d’Io (1 822,7 km). (c) Carte de glace SO_2 , représentée sous la forme de l’épaisseur de la bande à 2,12 micromètres [de Pater et al., 2020]. (d) Carte géologique d’Io [Williams et al., 2011]. Toutes les cartes sont en projection de Mollweide, centrées sur 180° W (l’hémisphère anti-jovien). Figure tirée de de Pater et al. [2021].

principales catégories décomptées dans les unités géologiques mises en évidence par cette étude, se trouvent les plaines (plains units) qui couvrent 67% de la surface, les paterae (paterae floor units) qui couvrent 2%, les coulées volcaniques (flow units) qui couvrent 28% et les montagnes (mountain units) qui couvrent 3%. Les nombreux centres volcaniques actifs d’Io apparaissent dans les observations terrestres et spatiales dans le visible et l’infrarouge comme des zones localisées d’émission thermique accrue. Ces volcans présentent un large éventail de styles d’éruption, de comportements temporels et de puissances de sortie différents [e.g. Davies, 2001]. Plus de 250 centres volcaniques ont déjà été identifiés [e.g. Veeder et al., 2012, 2015]. Outre le fait que ce volcanisme intense indique la présence de produit de fusion dans l’intérieur d’Io, nous allons voir dans quelle mesure l’observation et la caractérisation de cette activité de surface va pouvoir nous apporter des indices plus précis sur la répartition et le degré de fusion de l’intérieur d’Io.

Caractéristiques des éruptions. Tout d'abord, des indices précieux sur les propriétés rhéologiques du manteau d'Io (notamment composition, taux de fusion partielle) sont apportés par la nature des silicates éjectés à la surface du satellite. Si ces silicates sont de type basaltique, cela correspondrait à la composition de la lave la plus commune qui est observée sur la Terre, la Lune, ainsi que les autres corps telluriques du Système Solaire. En revanche, si ce sont des laves ultramafiques plus chaudes, de type komatiite, par exemple (> 1800 K) et plus riches en magnésium qui caractérisent la surface d'Io, cette dernière pourrait alors fournir une vue des processus volcaniques en vigueur pour la Terre primitive (voir Section 3.1 dans le Chapitre 3 pour plus de détails sur ces notions). La distinction entre ces deux types de lave peut être établie grâce à l'estimation de leurs températures. Lorsque les observations de la surface d'Io capturent des éruptions pendant une phase d'exposition active de la lave, les températures dérivées des mesures d'émission thermique aident à contraindre la composition du matériel érupté. En théorie, les spectres d'une éruption évolutive peuvent être simulés à l'aide d'un modèle de flux de lave en cours de refroidissement [Carr, 1986; Davies, 1996; Howell, 1997], qui modélise la distribution évolutive des températures de surface au fur et à mesure de l'épanchement de la lave et du refroidissement des surfaces ce pour plusieurs compositions, permettant de les distinguer. Les données infrarouges à grande longueur d'onde de Voyager ont donné, pour la plupart, de faibles températures de lave qui ont d'abord été considérées comme une indication d'un volcanisme dominé par le soufre [Sagan, 1979]. Des observations terrestres ultérieures à des longueurs d'onde plus courtes de puissantes éruptions [respectivement en 1986 et 1990, Johnson et al., 1988; Veeder et al., 1994] ont donné des températures de 1200-1500 K qui ne pouvaient être expliquées que par de volumineuses éruptions de lave silicatée [e.g. Carr, 1986]. L'analyse des données de Galileo confirment depuis ces hautes températures et une composition silicatée de la lave d'Io, avec des éruptions sous la forme de fontaines, seul mécanisme capable de produire des surfaces aussi grandes à des températures aussi élevées. Deux suggestions de températures d'éruptions ultramafiques ont ensuite été proposées : celle de Pillan [McEwen et al., 1998; Davies, 2001] et celle, plus récente, de l'éruption 201308C [de Kleer et al., 2014]. La température d'éruption a ainsi été utilisée pour suggérer des compositions ultramafiques plutôt que seulement mafiques sur Io [McEwen et al., 1998; Davies, 2001, 2007; de Kleer et al., 2014]. Par ailleurs, les températures d'éruption du volcanisme silicaté d'Io ont également été interprétées en termes de taux de fusion du manteau sous-jacent. Ces hautes températures indiqueraient ainsi un taux de fusion partielle dans le manteau supérieur de 20 à 30 %, sur la base d'arguments pétrologiques [Keszthelyi et al., 1999, 2007].

Distribution spatiale de l'activité volcanique et du flux de chaleur. Si les échelles de temps courtes et moyennes sont utiles pour comprendre les types et les propriétés des éruptions volcaniques, des observations sur de plus longues périodes de temps et à de plus grandes longueurs d'onde sont nécessaires pour comprendre les variations du flux thermique global à la surface d'Io. Seules les observations depuis le sol terrestre ont été capables de suivre l'émission infrarouge sur une échelle de temps de plusieurs décennies. Veeder et al. [1994] ont utilisé une décennie d'observations depuis la Terre pour déterminer comment le flux thermique total variait dans le temps. Ils ont trouvé que le flux thermique moyen était de $2,54 \text{ W/m}^2$, correspondant à une puissance endogénique émise de $1,05 \pm 0,12 \times 10^{14} \text{ W}$ avec une déviation standard sur cette période de seulement 10%. Ils ont considéré qu'il s'agissait d'une limite inférieure car les données terrestres ne sont pas sensibles au flux de chaleur à haute latitude. Cette estimation de Veeder et al. [1994] est soutenue par les données

1.1. CONTRAINTES SUR L'INTÉRIEUR D'IO

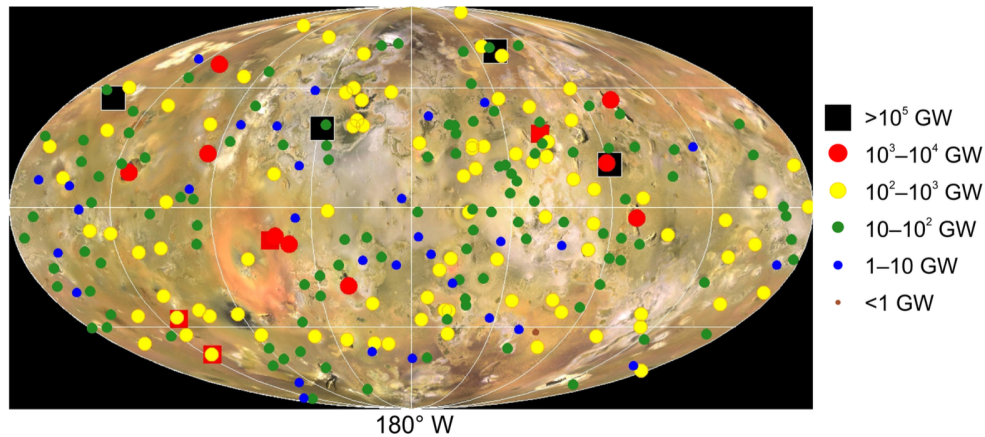


FIGURE 1.4 – Émission thermique des volcans d'Io (projection de Mollweide centrée sur la longitude 180° W). Les 250 volcans actifs ou récemment actifs qui présentent une émission thermique mesurable sont représentés sur la carte. La taille et la couleur du symbole quantifient l'ampleur de leur contribution au flux thermique. Les carrés représentent les événements transitoires. Figure tirée de [Davies et al. \[2015\]](#).

de Galileo [e.g. [Spencer et al., 2000](#); [Rathbun et al., 2004](#)]. Depuis, la distribution spatiale du flux de chaleur a été affinée grâce aux observations du spectro-imageur dans le proche infrarouge (NIMS) de Galileo et de l'imagerie des points chauds et des paterae [[Veeder et al., 2012, 2015](#)], d'observations infrarouge grâce à l'instrument JIRAM de Juno [[Mura et al., 2020](#)] ainsi que des observations au sol [[de Kleer and de Pater, 2016a](#); [Cantrall et al., 2018](#); [de Kleer et al., 2019a](#)]. L'ensemble de ces études a estimé l'émission thermique totale de tous les centres volcaniques actifs et récemment actifs sur Io, totalisant 250 sources discrètes (Figure 1.4). Il existe un excellent accord entre les distributions de points chauds dérivées de Galileo et celles basées au sol. Cette quantification de l'émission thermique de tous les centres volcaniques d'Io a révélé que le volcanisme silicaté actif ne représente que 54% du flux thermique total connu d'Io. À titre comparatif, moins de 1% du flux thermique de la Terre provient de l'éruption de laves silicatées [[Turcotte and Schubert, 2002](#)]. L'autre moitié serait distribuée préférentiellement dans les régions polaires [[Davies et al., 2015](#)] sous la forme de sources thermiques basse température difficiles à détecter ou conduites à la surface depuis des intrusions volcaniques [[Veeder et al., 2012](#)]. Notons que les observations au sol révèlent continuellement de nouvelles éruptions volcaniques. Environ un quart des points chauds détectés dans les données au sol de 2001 à 2018 n'avait pas été détecté auparavant par les engins spatiaux, et certains d'entre eux n'ont aucune caractéristique de surface correspondante à celles connues, ce qui suggère une activité qui n'a commencé que récemment à ces endroits [[de Pater et al., 2016](#); [Cantrall et al., 2018](#); [de Kleer et al., 2019a](#)]. L'augmentation de la base de données fournit de meilleures statistiques sur la distribution spatiale des points chauds, des informations précieuses pour contraindre les modélisations numériques.

La distribution des caractéristiques géologiques d'Io ainsi que de ce flux de chaleur volcanique, qui ne semble pas aléatoire à la surface du satellite, est très discutée dans la littérature [e.g. [Kirchoff et al., 2011](#); [Hamilton et al., 2013](#); [Keane et al., 2018](#); [de Kleer and de Pater, 2016b](#)]. Très tôt dans l'histoire de la littérature dédiée à Io, cette distribution spatiale a été

utilisée et corrélée à la manière et à l'endroit où la chaleur de marée est dissipée dans l'intérieur d'Io (Section 1.1.3). Globalement, les caractéristiques volcaniques semblent être plus fréquentes aux latitudes moyennes et dans deux régions décalées de 30° vers l'est des points sub- et anti- joviens. Alors que le nombre de points chauds est presque identique entre l'hémisphère avant et l'hémisphère arrière, les éruptions transitoires brillantes ont généralement lieu dans l'hémisphère arrière [de Kleer et al., 2019a] et à des latitudes préférentiellement plus élevées [de Kleer and de Pater, 2016b; Cantrall et al., 2018]. Les montagnes sont également observées à l'échelle globale (bien qu'elles soient moins nombreuses que les structures volcaniques) et semblent être globalement anticorrélées avec les distributions de zones volcaniquement actives, favorisant des latitudes légèrement plus élevées et étant regroupées dans des régions légèrement à l'est des longitudes 90° W et 270° W. Cette anticorrélation disparaît à l'échelle locale, où les caractéristiques volcaniques et les montagnes sont souvent observées en association étroite. L'origine de ces motifs de grande longueur d'onde est encore incertaine. L'hypothèse principale est qu'ils reflètent des modèles de chauffage par la marée en profondeur, avec des modèles différents résultant de la dissipation dans des couches de rhéologie différente [e.g. Tackley et al., 2001; Beuthe, 2013; Hamilton et al., 2013; Tyler et al., 2015; de Kleer et al., 2019b]. Ces modèles sont décrits ci-dessous.

1.1.3 Modèles de structure interne existants et processus proposés pour le chauffage de marée

À partir des contraintes géophysiques décrites ci-dessus, il est possible de construire un modèle simplifié de la structure interne d'Io. La densité apparente d'Io, associée à la présence de volcanisme silicaté à sa surface indique un intérieur rocheux (silicaté) impliquant de la fusion partielle. Ce manteau silicaté est recouvert d'une croûte de plus faible densité construite à partir de coulées de lave basaltiques éruptées puis recyclées [Moore et al., 2007]. Une question majeure dans la littérature dédiée à Io est l'existence d'une couche globale et continue partiellement à entièrement fondue, sous la forme d'un océan de magma, analogue aux océans internes des satellites de glace du Système Solaire externe, située entre la croûte et le manteau solide sous-jacent. Alors que la présence d'un océan magmatique au sein de Io a été argumentée sur des bases théoriques [e.g. Peale et al., 1979; Keszthelyi et al., 1999], le meilleur indice proviendrait des études d'induction magnétique [de Kleer et al., 2019b, voir Figure 1.2]. Cependant, il n'est toujours pas clair si la signature d'induction magnétique indique un océan magmatique complètement fluide ou une couche partiellement fondue qui se comporte à l'échelle globale comme un solide. Or l'existence et la nature de cette couche de subsurface va contrôler la dynamique interne d'Io, et notamment influencer la manière dont la chaleur de marée est dissipée.

L'occurrence de fusion au sein du manteau d'Io a été prédite très tôt dans l'histoire de la littérature, sur des bases purement théoriques. En effet, Peale et al. [1979] avaient prédit qu'Io devrait être le corps du Système Solaire le plus chauffé par les marées et, avant même la première observation d'éruption volcanique sur Io par la mission Voyager, qu'un volcanisme de surface généralisé et récurrent était attendu. L'existence de la résonance de Laplace qui maintient Io, Europe et Ganymède dans un état très dissipatif sur de très longues périodes de temps à l'échelle de temps géologiques (Section 2.4 du Chapitre 2) a conduit

Peale et al. [1979] à la conclusion que non seulement Io devait être très active du fait de son intense chauffage de marée, mais aussi que ce réchauffement très intense par les marées devait avoir fait fondre son intérieur, du fait d'un maintien sur une longue période de temps pouvant conduire à un emballement de la dissipation et donc de la fusion. Quelques années plus tard, Segatz et al. [1988] ont montré que le chauffage de marée dans un intérieur entièrement solide ne permettait pas de produire la centaine de TW qui est observée à la surface d'Io (Section 1.1.2), tandis que la présence d'une couche partiellement fondue entre le manteau solide et la croûte, appelée asthénosphère (i.e. à plus faible viscosité et module de cisaillement que le manteau solide sous-jacent, mais qui se comporte toujours comme un solide, décrit plus précisément dans la Section 3.1.1.2 du Chapitre 3) permettait d'expliquer ce bilan de chaleur. Depuis les travaux de Segatz et al. [1988], les modèles classiques de chauffage de marée supposent que la dissipation de marée se produit dans les matériaux solides, se concentrant soit dans le manteau profond, soit dans l'asthénosphère, soit dans une combinaison des deux régions [e.g. Segatz et al., 1988; Tackley et al., 2001; Beuthe, 2013; Bierson and Nimmo, 2016; Steinke et al., 2020a].

Pour déterminer si le chauffage de marée se produit de préférence dans le manteau profond ou dans l'asthénosphère d'Io, les prédictions de ces modèles ont été comparées à la répartition globale du volcanisme sur Io [e.g. Carr et al., 1998; Hamilton et al., 2013; Davies et al., 2015; de Kleer and de Pater, 2016b; Rathbun et al., 2018]. Ces comparaisons reposent sur l'hypothèse d'un haut degré de corrélation entre les lieux de production de chaleur et les expressions de volcanisme à la surface. Cette hypothèse est soutenue par l'observation que la conduction seule ne peut pas expliquer l'émission thermique globale de Io, et que l'énergie thermique serait transportée par un mécanisme dit de "caloduc" ["heat pipe", O'Reilly and Davies, 1981; Moore, 2003; Kankanamge and Moore, 2019, voir Section 3.1.3 du Chapitre 3 pour une discussion détaillée]. Selon les études présentées plus haut (Section 1.1.2), les centres volcaniques sur Io, bien que largement distribués, semblent présenter une concentration aux basses latitudes (Figure 1.5 a). Les modèles de dissipation de marée dans le manteau profond prédisent quant à eux une concentration du chauffage aux hautes latitudes, avec un flux de chaleur maximal suivant un modèle de degré deux aux pôles et des minimas situés le long des axes de marée (c'est-à-dire à 0° et 180° de longitude, Figure 1.5 b). En revanche, si la dissipation de marée se produit de manière prédominante dans l'asthénosphère, le chauffage est concentré aux basses latitudes, avec des minimas aux pôles (Figure 1.5 c). L'observation de l'apparente concentration des centres volcaniques au niveau des zones équatoriales soutient donc généralement l'idée que le chauffage de marée est dominé par la dissipation dans l'asthénosphère, bien qu'il soit difficile d'évaluer dans quelle mesure cela est dû à la rareté des observations polaires. Cependant, beaucoup de ces études notent l'absence du motif longitudinal du volcanisme autour de l'équateur attendu par le modèle standard de chauffage de marée dans l'asthénosphère (Figure 1.5 c). Le décalage apparent vers l'est des motifs de volcanisme observés par rapport à l'axe des marées a conduit Hamilton et al. [2013] à suggérer que la dissipation des marées fluides (dans un océan de magma) pourrait expliquer le décalage observé. Tyler et al. [2015] ont exploré cette question plus en détail et ont déterminé que la dissipation de marée fluide peut produire des modèles de chauffage différents de la dissipation de marée solide seule, et peut expliquer le décalage vers l'est du volcanisme observé (Figure 1.5 d), mais qu'une composante de chauffage du manteau profond est toujours nécessaire pour expliquer l'apparition du volcanisme aux hautes latitudes.

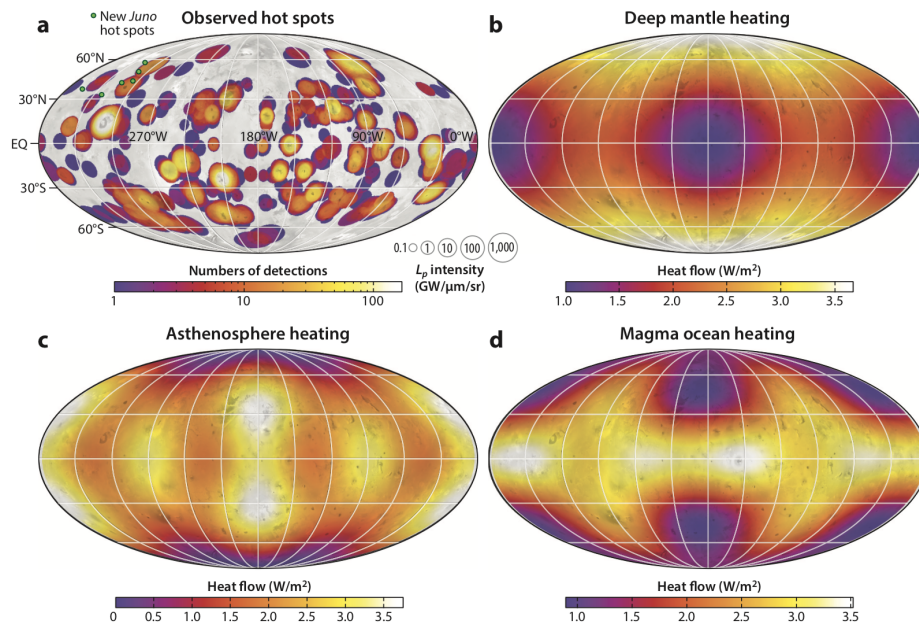


FIGURE 1.5 – Comparaison des points chauds d’Io et des modèles théoriques du flux de chaleur de marée d’Io. (a) Points chauds d’Io observés par les télescopes terrestres [de Kleer and de Pater, 2016a; Cantrall et al., 2018; de Kleer et al., 2019a] ainsi que par le spectromètre cartographique proche infrarouge (NIMS) de Galileo [Davies et al., 2012; Veeder et al., 2012, 2015]. La taille de chaque point correspond à la luminosité, et la couleur indique le nombre de fois où ce point chaud a été observé. Les nouveaux points chauds identifiés par l’instrument JIRAM de la sonde Juno [Mura et al., 2020] sont représentés par des points verts, n’ayant pas été quantifiés de la même manière que les autres points de données. Les modèles caractéristiques de dissipation de marée au sein d’Io pour de la dissipation de marée dans (b) le manteau profond solide, (c) une asthénosphère ou (d) un océan de magma liquide sont représentés. Figure tirée de de Pater et al. [2021].

L’intense activité volcanique d’Io est une conséquence de la dissipation de marée dans son intérieur, mais la distribution de ce chauffage dans les couches solides et/ou fluides d’Io reste ainsi un sujet largement débattu aujourd’hui. En résumé, déterminer comment et où la dissipation de marée est produite à l’intérieur d’Io dépend de l’existence, et le cas échéant du taux de fusion partielle de la couche de subsurface. Comme énoncé ci-dessus, cette couche peut-être plutôt solide, sous la forme d’une asthénosphère partiellement fondue ou liquide, sous la forme d’un océan de magma. Les différentes configurations présumées pour Io sont présentées sur la Figure 1.6. Si on se trouve dans le cadre d’un intérieur solide, c’est-à-dire si cette couche de subsurface n’est pas un océan de magma liquide, mais plutôt une couche partiellement fondue, la dissipation se produirait dans un intérieur solide, à la fois dans cette asthénosphère et dans le manteau profond. La croûte externe serait alors bien couplée avec l’intérieur et le volcanisme devrait être fortement corrélé avec les emplacements du chauffage de marée sous-jacent, modifié seulement légèrement par les processus de transport du produit de fusion à travers la croûte. En revanche, si un océan de magma est présent sous la surface, la dissipation pourrait se produire dans la couche liquide ainsi que dans le man-

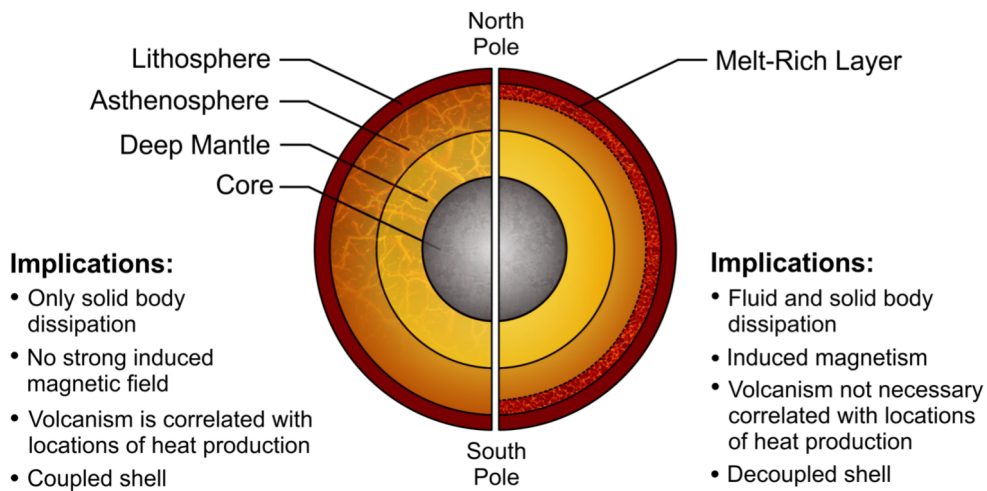


FIGURE 1.6 – Illustration schématique de deux possibilités de structure interne d'Io avec d'une part une configuration "solide" (à gauche) et d'autre part une configuration "liquide" avec la présence d'un océan de magma (à droite). Les épaisseurs des couches sont arbitraires. Les implications de chaque scénario sont résumées respectivement. Figure tirée de [de Kleer et al. \[2019b\]](#).

teau solide sous-jacent. Une couche de fusion globalement continue diminuerait également la probabilité que les expressions de volcanisme en surface soient directement corrélées aux emplacements du chauffage de marée, les systèmes volcaniques pouvant puiser du magma à n'importe quel endroit de l'océan de magma liquide. En outre, le découplage efficace de la croûte de l'intérieur par cette couche liquide rendrait plus probable une rotation non synchrone de la coquille, permettant une détection facile de la présence d'un océan magmatique (le cas échéant) à partir d'observations géophysiques, que ce soit via des nouvelles mesures du champ magnétique induit, via le nombre de Love k_2 du champ gravitationnel de marée [[Bierson and Nimmo, 2016](#)], ou encore l'amplitude de libration [[Van Hoolst et al., 2020](#)]. Si Io n'a pas d'océan magmatique, mais plutôt une asthénosphère, la question est de savoir si la dissipation de marée se produit principalement dans le manteau profond ou dans l'asthénosphère. Un moyen de distinguer le chauffage du manteau profond de celui de l'asthénosphère peut-être en se basant sur la distribution des volcans actifs. Cependant, pour tester ces scénarios, il faudrait améliorer l'imagerie d'Io aux hautes latitudes en utilisant à la fois des mesures dans le visible et dans l'infrarouge thermique pour contraindre la nature des systèmes volcaniques proches du pôle et leur contribution à l'émission thermique globale de Io. De plus, la distinction entre ces deux régimes est plus compliquée que dans le cas de la présence d'une couche liquide de type océan de magma sur la base des mesures géophysiques, et fait l'objet du Chapitre 5 de cette thèse.

Les modèles de chauffage de marée présentent cependant des limites importantes. Tout d'abord, des modèles rhéologiques plus réalistes sont nécessaires afin de capturer avec précision la physique qui se produit dans l'intérieur d'Io et d'autres mondes chauffés par les marées [e.g. [Renaud and Henning, 2018](#)]. Le développement de ces modèles rhéologiques nécessite des expériences en laboratoire à des pressions, des températures et des fréquences

idoines pour les périodes de forçage de marée des corps planétaires. Par ailleurs, les modèles de chauffage de marée supposent classiquement que la chaleur dissipée (ou la fusion générée) dans l'intérieur est instantanément transportée verticalement vers la surface. Des modèles récents commencent à prendre en compte l'effet de la convection du manteau et un modèle simplifié de migration du produit de fusion [Steinke et al., 2020a,b]. Néanmoins, la migration du produit de fusion à travers le manteau et la croûte d'Io est compliquée, ce qui peut donner lieu à des couches sous-crustales de produit de fusion ou à des intrusions magmatiques [Spencer et al., 2020a,b]. Spencer et al. [2021] représente un premier essai pour coupler la dissipation de marée au magmatisme afin de modéliser la production et le transport du produit de fusion. D'autre part, la plupart des modèles reposent sur l'hypothèse d'une symétrie axiale et ne peuvent pas capturer les effets des variations latérales des propriétés. Enfin, peu de modèles considèrent les rétroactions entre le chauffage de marée et les propriétés mécaniques de l'intérieur, comme les changements de viscosité, et donc l'efficacité de la dissipation de marée. Les modèles qui ont étudié cette question montrent que de telles rétroactions peuvent brouiller les résultats classiques [Bierson and Nimmo, 2016; Steinke et al., 2020a,b].

1.2 Contraintes sur l'intérieur d'Europe

Depuis l'ère Galileo, des progrès majeurs ont été réalisés dans notre compréhension de la structure et dynamique interne d'Europe. Dans cette section, je décris comment les contraintes sur la structure interne d'Europe ont été apportées par des mesures géophysiques (Section 1.2.1). Je décris ensuite les principales caractéristiques de ses structures de surface (Section 1.2.2), avant de faire état de la compréhension par les modèles de la structure et dynamique du manteau d'Europe à ce jour (Section 1.2.3). Cet exposé sert de base pour les travaux présentés dans le Chapitre 6.

1.2.1 Contraintes géophysiques

Champ gravitationnel. Les données de suivi radio de Galileo ont été réanalysées en exploitant les nouvelles connaissances de Jupiter obtenues par la mission Juno, ainsi que les techniques modernes de détermination d'orbite développées pour l'analyse des données de Cassini. En utilisant les données Doppler acquises lors de six survols d'Europe, une mise à jour du champ de gravité de cette lune a été obtenue [Casajus et al., 2021], sensiblement différente de la littérature disponible [Anderson et al., 1998; Schubert et al., 2004]. Ces nouvelles valeurs, $GM = 3202,72 \pm 0,02 \text{ km}^3/\text{s}^2$, $J_2 = 461,39 \pm 7,84 \times 10^{-6}$, et $C_{22} = 138,42 \pm 2,35 \times 10^{-6}$, font l'hypothèse a priori qu'Europe est en équilibre hydrostatique (i.e. $J_2/C_{22} = 10/3$). La valeur du facteur MOI d'Europe est de $0,3547 \pm 0,0024$ [Casajus et al., 2021]. Le facteur MOI d'un corps de densité constante est de 0,4 : il apparaît donc qu'Europe est différenciée et que sa masse est significativement concentrée vers son centre. L'analyse de la densité, du champ de gravité et de la forme d'Europe est compatible avec un intérieur différencié constitué d'un noyau métallique d'un manteau rocheux et d'une hydrosphère externe. Cependant, il faut garder en tête que les données de gravité ne permettent pas de conclure avec certitude qu'Europe possède un noyau métallique, un intérieur rocheux non

1.2. CONTRAINTES SUR L'INTÉRIEUR D'EUROPE

différencié ne pouvant pas complètement être exclu. De plus, les données gravitationnelles ne fournissent aucune information quant à l'état (solide ou liquide) de l'hydrosphère (et à fortiori de l'épaisseur relative de la couche de glace par rapport à celle de l'océan) ou du noyau (si noyau il y a) en raison des faibles différences de densité impliquées. Un moyen d'avoir accès à ces informations a été l'interprétation des données magnétiques récoltées par Galileo.

Induction électromagnétique. Le magnétomètre de Galileo n'a pas détecté de champ magnétique intrinsèque à Europe [Schilling et al., 2004], ce qui signifie seulement que l'action d'une dynamo ne se produit pas dans le noyau. L'absence de dynamo ne peut pas être traduite de manière univoque en termes d'état du noyau (entièrement liquide ou solide, ou bien avec une interface de cristallisation comme celui de la Terre aujourd'hui). C'est la détection des fluctuations du champ magnétique provenant de courants électriques induits dans l'intérieur d'Europe par ce magnétomètre de Galileo qui a été particulièrement intéressante [Khurana et al., 1998; Kivelson et al., 1999, 2000; Zimmer et al., 2000]. Comme dans le cas d'Io, ces courants induits sont alimentés par le champ magnétique jovien incliné que l'orbite d'Europe rend variable dans un référentiel lié au satellite. La couche électriquement conductrice d'Europe doit se trouver à environ 200 km de la surface et sa conductivité électrique doit être comparable ou inférieure à celle de l'eau de mer sur Terre si son épaisseur est d'au moins plusieurs kilomètres [Zimmer et al., 2000]. Dès lors que la glace ne peut pas être associée à une conductivité suffisante pour expliquer l'amplitude des champs induits, il s'agit là d'une preuve tangible de l'existence d'un océan d'eau salée liquide située sous la couche de glace d'Europe. Bien qu'il y ait d'autres indications de l'existence d'un océan sous la surface d'Europe (discutées ci-dessous), les observations d'induction électromagnétique fournissent les preuves les plus convaincantes de son existence [e.g. Khurana et al., 2009, Figure 1.7]. Par ailleurs, les données d'induction magnétique ont également été utilisées afin d'apporter des contraintes sur l'épaisseur de la couche de glace sous-jacente [Hand and Chyba, 2007].

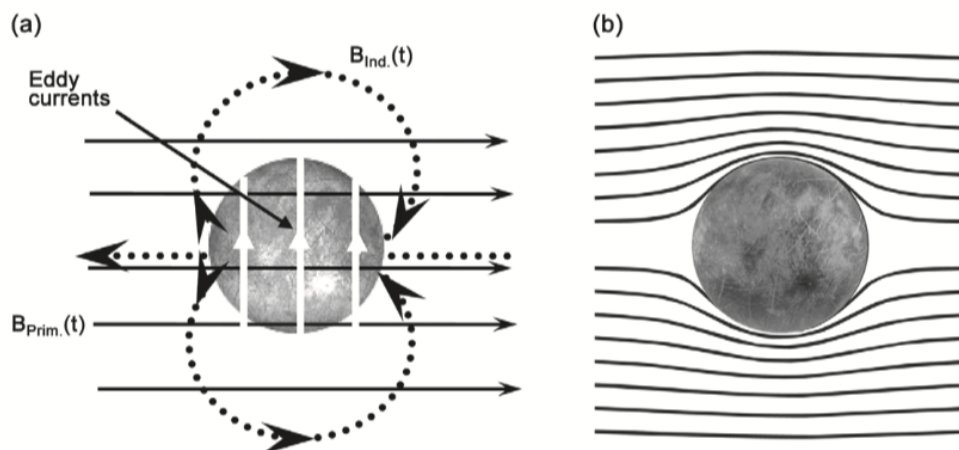


FIGURE 1.7 – (a) Un champ primaire variant dans le temps (lignes noires pleines) génère des courants de Foucault (flèches blanches) qui circulent à la surface d'une couche conductrice comme l'océan salé d'Europe, générant un champ induit (lignes pointillées noires). (b) Les champs primaires et induits se combinent de telle sorte que les lignes de force du champ magnétique variable évitent l'obstacle conducteur. Figure tirée de Khurana et al. [2009].

Résumé. Les contraintes géophysiques disponibles indiquent que l'intérieur d'Europe est différencié avec un noyau métallique entouré d'un manteau silicaté (malgré le fait qu'une solution sans noyau métallique ne peut pas être complètement exclue mais reste peu probable) au sommet duquel se trouve une hydrosphère (décomposée en un océan d'eau liquide surmonté d'une couche de glace). Du fait de la présence de cette hydrosphère, la connaissance du manteau silicaté d'Europe est délicate, et les contraintes sur l'activité thermique de ce manteau sont très peu nombreuses.

1.2.2 Observation de la surface et de la couche de glace

Les caractéristiques géologiques observées à la surface sont essentielles pour comprendre les processus internes et la structure proche de la surface, et sont une expression directe du chauffage produit dans l'intérieur. La surface d'Europe présente une grande variété de caractéristiques qui sont attribuées à la fois à des processus externes et à des processus internes. La surface glacée d'Europe présente l'un des âges moyens de surface les plus jeunes du Système Solaire [40-90 Myr; e.g. [Zahnle et al., 2003](#)], ce qui nécessite un resurfaçage géologique récent ou actuel. La déformation visible de la surface se produit le long de limites convergentes [e.g. [Kattenhorn and Prockter, 2014](#)], des limites de glissement [e.g. [Nimmo and Gaidos, 2002](#); [Hammond, 2020](#)], des limites d'extension [e.g. [Howell and Pappalardo, 2018](#)], et par le biais de processus qui produisent des terrains chaotiques [e.g. [Doggett et al., 2009](#)]. Ces processus de resurfaçage peuvent transporter des matériaux entre la surface et l'océan interne influençant les déséquilibres chimiques à l'intérieur et l'habitabilité d'Europe [[Hand and Chyba, 2007](#)].

[Billings and Kattenhorn \[2005\]](#) ont rassemblé des estimations pour des épaisseurs de la couche de glace, bien qu'il ne soit pas clair dans quelle mesure les caractéristiques visibles sont compatibles avec l'état actuel de la coquille glacée, dont l'épaisseur peut varier avec le temps, allant de quelques centaines de mètres à plusieurs dizaines de kilomètres : une épaisseur de couche de glace de l'ordre du kilomètre a été proposée sur la base d'études rhéologiques des reliefs [[Leonard et al., 2020](#)], de l'ordre de la dizaine de kilomètres sur la base d'études géologiques analysant la forme des cratères et des structures tectoniques [e.g. [Pappalardo et al., 1999](#); [Schenk, 2002](#); [Billings and Kattenhorn, 2005](#)], cohérentes avec les modèles thermiques de l'enveloppe glacée d'Europe et d'un océan de subsurface à une profondeur d'environ 20 km ou plus [e.g. [Ojakangas and Stevenson, 1989](#); [Tobie et al., 2003](#); [Howell, 2021](#)], de 5 à 30 km à partir d'analyses thermodynamiques [Quick and Marsh \[2015\]](#); [Green et al. \[2021\]](#) et pouvant aller jusqu'à 50-90 km à partir de simulations numériques géodynamiques [[Vilella et al., 2020](#); [Deschamps and Vilella, 2021](#)]. Bien qu'entâchée d'une forte incertitude, cette estimation de l'épaisseur de la couche de glace est cependant indicatrice d'un océan de subsurface, car l'entière de la gamme semble nettement inférieure à l'épaisseur minimale de l'hydrosphère dérivée à partir de données gravitationnelles, d'environ 170 km [[Anderson et al., 1998](#)]. Nous verrons dans la Section 1.2.3 qu'une coquille de glace de plusieurs dizaines de kilomètres d'épaisseur est beaucoup plus probable qu'une coquille de glace de moins de 10 km d'épaisseur, et que cette valeur est intimement liée au budget de chaleur disponible dans la partie silicatée d'Europe.

1.2. CONTRAINTES SUR L'INTÉRIEUR D'EUROPE

Les structures de surface les plus évidentes d'Europe sont les fissures et les linéaments qui sont visibles à l'échelle globale sur toute la surface du satellite (Figure 1.8). Les motifs cycloïdaux observés [e.g. [Hoppa et al., 1999](#); [Kattenhorn and Hurford, 2009](#)] sont des caractéristiques uniques parmi les surfaces des satellites glacés et sont probablement la conséquence des contraintes résultant des forces de marée exercées par Jupiter. Lors de l'orbite d'Europe autour de Jupiter, les contraintes de marée évoluent périodiquement en raison de la distance variable par rapport à Jupiter (voir Chapitre 2). En conséquence, les contraintes à un endroit donné de la surface d'Europe changent continuellement en magnitude et en direction au cours d'une orbite. La variation des contraintes au cours du cycle de marée pourrait déterminer la propagation des fractures et ainsi expliquer la courbure des structures [[Greenberg et al., 1998](#); [Hoppa et al., 1999](#)]. Les contraintes diurnes peuvent provoquer la propagation des fractures en arc de cercle, ce qui correspond aux fissures cycloïdales obtenues sur les images de Voyager et Galileo [[Hoppa et al., 1999](#)]. De plus, la prise en compte de l'effet d'une rotation non synchrone, liée à la présence d'une couche liquide découplante dans l'intérieur, permet une meilleure compatibilité avec les observations disponibles [[Kattenhorn and Hurford, 2009](#)]. Les fissures cycloïdales en corrélation avec le modèle de contrainte combiné des marées diurnes et de la rotation non synchrone fournissent des preuves solides d'un découplage de la coquille de glace de l'intérieur rocheux profond, compatible avec une couche d'eau liquide et donc renforçant l'interprétation des données magnétiques en faveur d'un océan d'eau salé.

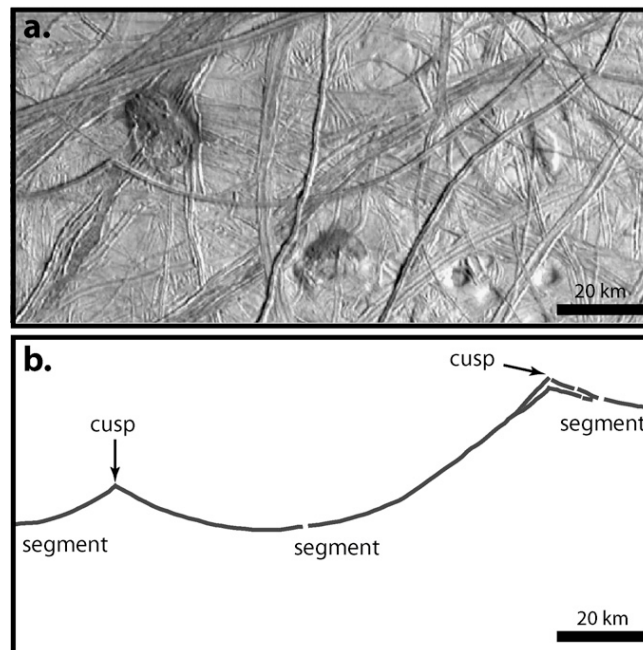


FIGURE 1.8 – (a) Motif cycloïdal dans l'hémisphère nord d'Europe. (b) Carte de la trace du motif cycloïdal. Ces motifs sont constitués de segments courbes et de coudes appelés cuspides. Les chaînes de motifs cycloïdaux se produisent lorsque plusieurs segments sont reliés par des cuspides et peuvent avoir une longueur de 100 à 1000 km. Figure tirée de [Groenleer and Kattenhorn \[2008\]](#).

Dès lors que la présence d'un océan d'eau liquide situé entre la couche de glace et le manteau silicaté a été évoquée depuis l'ère Galileo, plusieurs indices d'échanges actifs avec l'océan de subsurface ont été mis en évidence. Tout d'abord, la détection de dépôts riches en sel observés sur toute la surface d'Europe et corrélés à certaines structures géologiques [e.g. [McCord et al., 1999](#); [Ligier et al., 2016](#)] indique que des processus d'échanges actifs avec l'océan de subsurface pourraient se produire sur Europe, au moins dans un passé récent. Ces signes de processus d'échange actifs avec l'intérieur ont été confirmés pour l'heure actuelle par la détection de panaches de vapeur s'échappant de la surface d'Europe [[Roth et al., 2014](#); [Sparks et al., 2016](#); [Jia et al., 2018](#)], ainsi que la présence de vapeur d'eau de l'atmosphère d'Europe [[Roth, 2021](#)] dont l'origine est encore ambiguë. Même s'il n'y a pas encore de preuve claire, l'activité hydrothermale du plancher océanique pourrait prévaloir pour Europe [[Běhounková et al., 2021](#)], ce qui peut affecter la dynamique de l'océan et son interaction avec la coquille de glace [[Vance et al., 2016](#)]. Les modèles de l'activité thermique du manteau d'Europe sont décrits ci-dessous.

1.2.3 Modèles de structure interne existants et processus proposés pour le chauffage de marée

Afin de comprendre la physique et la chimie de l'océan ainsi que de la couche de glace d'Europe, il est essentiel de comprendre l'évolution thermique de sa partie silicatée sous-jacente. Ceci a été reconnu par un certain nombre d'auteurs qui abordent le problème de la dynamique interne d'Europe sous différents angles. Tout d'abord, ceux qui s'intéressent à la composition et à la chimie de l'océan [[McCullom, 1999](#); [Kargel et al., 2000](#); [Zolotov and Shock, 2001](#); [Hand and Chyba, 2007](#)] et à ses éventuels vestiges à la surface [[McCord et al., 1999](#); [Carlson et al., 1999](#)] reconnaissent que le niveau d'activité volcanique à la surface du manteau d'Europe est ce qui détermine les taux et les températures des réactions eau-roche au niveau du plancher océanique. D'autre part, les études portant sur la structure de l'hydrosphère d'Europe ont reconnu l'importance de l'apport de chaleur au niveau du plancher océanique, c'est-à-dire provenant du manteau silicaté quant à l'épaisseur relative de la couche de glace et de l'océan d'eau liquide [e.g. [Ross and Schubert, 1987](#); [Ojankangas and Stevenson, 1989](#); [Pappalardo et al., 1998](#); [Nimmo and Manga, 2002](#); [Moore, 2006](#); [Husmann et al., 2016](#); [Howell, 2021](#)].

La production de chaleur dans la partie silicatée dépend des sources de chaleur disponibles ainsi que de la façon dont cette dernière est transférée du manteau vers le plancher océanique [convection, conduction, magmatisme; [Husmann et al., 2010](#)]. D'une part, la chaleur libérée par les éléments radioactifs dans le manteau et par la formation et le refroidissement du noyau métallique est conditionnée par l'accrétion et la différenciation d'Europe, et décroît progressivement en fonction du temps. D'autre part, pour les satellites, des contributions importantes au bilan énergétique sur des échelles de temps longues peuvent provenir des interactions de marée, en particulier dans le cas d'un forçage des excentricités des satellites en résonance comme c'est le cas pour Io et Europe (Section 2.4 dans le Chapitre 2).

La dissipation de marée est largement acceptée comme étant la principale source de chaleur à l'intérieur d'Io, sa voisine et comme étant la cause de son activité volcanique ac-

tuellement observée ainsi que de son flux de chaleur exceptionnel [e.g. [Veeder et al., 1994](#); [Spencer et al., 2000](#)]. Bien que l'état thermique actuel d'Europe soit apparemment différent, il est probable que le chauffage de marée soit aussi un élément majeur dans le bilan énergétique de ce satellite [[Cassen et al., 1979, 1980](#); [Squyres et al., 1983](#); [Ross and Schubert, 1987](#); [Ojakangas and Stevenson, 1989](#); [Greenberg et al., 1998](#)]. En particulier, le chauffage de marée au sein de la couche de glace d'Europe joue un rôle crucial dans l'évolution et l'état de la coquille ainsi que du corps dans son ensemble, étant la principale contribution à l'équilibre du flux thermique global [e.g. [Howell, 2021](#)]. Une autre contribution est fournie par la désintégration des radioisotopes dans le manteau, ainsi qu'une contribution plus ou moins importante selon l'évolution provenant de la dissipation de marée dans cette partie silicatée [e.g. [Sotin et al., 2009](#); [Husmann et al., 2016](#); [Běhounková et al., 2021](#)]. Contrairement aux autres sources d'énergie, la dissipation de marée, intimement liée à la configuration orbitale, peut fortement fluctuer en fonction du temps [[Husmann and Spohn, 2004](#)]. Cependant, la mesure dans laquelle l'intérieur rocheux d'Europe dissipe l'énergie de marée est débattue [e.g. [Moore et al., 2009](#); [Sotin et al., 2009](#); [Běhounková et al., 2021](#)].

L'amplitude de la réponse de marée dépend de la structure interne, avec notamment (1) le découplage de la couche de glace et de l'intérieur rocheux d'Europe par l'océan d'eau liquide ayant tendance à réduire la dissipation de marée dans la partie silicatée [[Tobie et al., 2005](#)], et (2) la quantité d'énergie mécanique perdue par friction interne étant contrôlée par les propriétés rhéologiques de chacune des couches constituant le satellite [[Běhounková et al., 2010](#), Section 2.2 dans le Chapitre 2]. Globalement, plus l'intérieur est chaud, plus celui-ci va être dissipatif, augmentant encore sa température interne et donc l'étendue potentielle de la fusion de la roche. Dans certaines circonstances, la dissipation de marée est si forte qu'elle peut conduire à des emballements thermiques et de fusion, similaires à ce qui est observé sur Io [e.g. [Fischer and Spohn, 1990](#)]. Or, de part sa distance plus grande à Jupiter et son excentricité moindre comparé à Io, Europe devrait avoir un intérieur rocheux moins dissipatif que sa voisine, avec une domination du chauffage radiogénique par rapport au chauffage de marée, ce qui a laissé penser jusque très récemment que ce chauffage de marée était beaucoup trop faible pour produire de la fusion partielle pouvant occasionner du magmatisme à l'heure actuelle [[Moore et al., 2009](#); [Sotin et al., 2009](#)]. La question de la possibilité d'un emballement de la dissipation de chaleur similaire à Io, cette fois-ci dans un manteau plus froid potentiellement dépourvu de telles rétroactions rhéologiques s'est alors posée. La modélisation de la rétroaction entre la dissipation de marée et l'évolution thermique est donc cruciale pour évaluer l'étendue de la fusion de la roche et du volcanisme associé au niveau du plancher océanique d'Europe. Plusieurs modèles ont été développés pour décrire le rôle du chauffage par les marées sur l'évolution d'Europe et des lunes voisines, Io et Ganymède. Cependant, tous ces modèles sont basés sur une description simplifiée du transfert de chaleur et supposent un chauffage de marée uniforme dans le manteau [[Husmann and Spohn, 2004](#); [Moore et al., 2009](#)]. Récemment, [Běhounková et al. \[2021\]](#), dans une étude à laquelle j'ai pris part, ont pris en compte un chauffage de marée hétérogène sur l'évolution thermique du manteau d'Europe et ont montré que la chaleur produite par les marées a pu atteindre plusieurs centaines de GW, c'est-à-dire des valeurs comparables au chauffage radiogénique, ce pour des périodes d'excentricité accrues, et qu'une activité magmatique pouvait être maintenue jusqu'à aujourd'hui. Enfin, [Husmann et al. \[2016\]](#) ont montré que l'incorporation complète de la dissipation associée au retard de phase orbital sur Europe peut entraîner une augmentation substantielle de la dissipation des silicates.

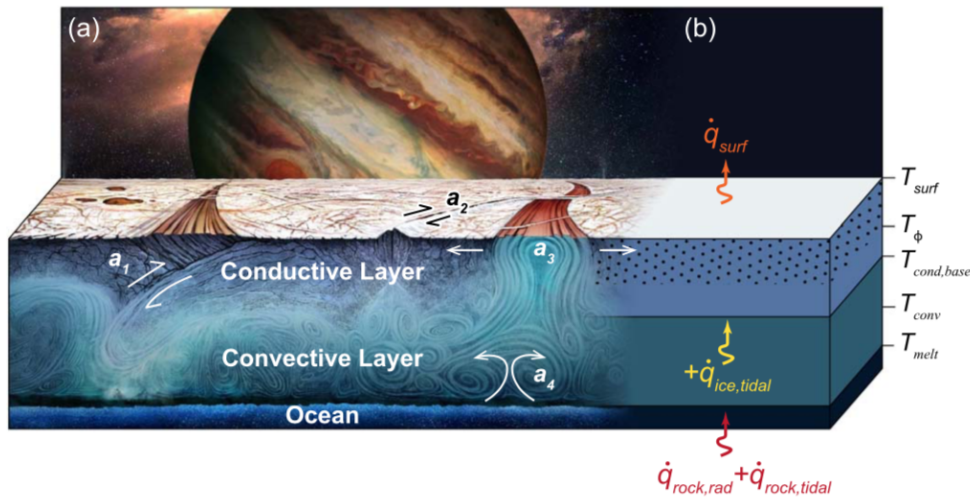


FIGURE 1.9 – Représentation schématique de la couche de glace d’Europe illustrant comment les processus géodynamiques peuvent entraîner des variations d’épaisseur de la couche de glace. La chaleur radiogénique ($\dot{q}_{rock,rad}$) et de marée ($\dot{q}_{rock,tidal}$) générée dans l’intérieur rocheux atteint la base de la couche de glace et s’ajoute à la chaleur de marée produite dans la couche convective ($\dot{q}_{ice,tidal}$), produisant un flux de chaleur global de surface (\dot{q}_{surf}). Figure tirée de [Howell \[2021\]](#).

Ce chauffage important de la partie silicatée va dans le sens des modèles théoriques de transfert de chaleur par convection solide dans la couche de glace, qui suggèrent que l’hydrosphère d’Europe devrait avoir gelé complètement si la principale source de chaleur est radiogénique et/ou si la couche liquide ne contient pas de composés antigels comme l’ammoniac [[Deschamps and Sotin, 2001](#); [Spohn and Schubert, 2003](#)]. En effet, si la seule source de chauffage interne est la désintégration des éléments radiogéniques contenus dans le manteau silicaté, le flux thermique au niveau du plancher océanique aurait atteint des valeurs maximales de l’ordre de 35 mW/m^2 dans le passé et aurait décru jusqu’à une valeur de 10 mW/m^2 à l’heure actuelle [[Moore et al., 2009](#)]. Dans ces conditions, la couche de glace en équilibre avec le flux de chaleur radiogénique dépasserait rapidement quelques dizaines de kilomètres. Pour des épaisseurs de coquille glacée supérieures à 20-30 km, de nombreuses études ont suggéré que la convection dans la glace solide se produirait, augmentant l’efficacité du transfert de chaleur et accélérant ainsi le taux de cristallisation de la couche liquide [[McKinnon, 1999](#); [Deschamps and Sotin, 2001](#); [Hussmann et al., 2002](#); [Tobie et al., 2003](#); [Mitri and Showman, 2005](#); [Barr and Pappalardo, 2005](#); [Barr and McKinnon, 2007](#)]. Une façon possible de limiter la cristallisation de la couche d’eau liquide est d’avoir une source de chaleur supplémentaire dans le manteau silicaté sous-jacent, dans l’océan ou dans la couche de glace (Figure 1.9). À l’équilibre thermique, un manteau silicaté dissipatif chaud correspondrait à une couche de glace très fine (de l’ordre de quelques kilomètres), régie par la conduction, tandis qu’un manteau rocheux froid impliquerait que la dissipation se produise principalement dans une couche de glace épaisse de plusieurs dizaines de kilomètres [e.g. [Hussmann et al., 2016](#); [Howell, 2021](#)]. De ce fait, l’évolution thermique du manteau d’Europe influence directement l’épaisseur relative de la couche de glace et l’océan, que ce soit aujourd’hui ou dans le passé lors de périodes de fortes variations de l’excentricité.

1.2. CONTRAINTES SUR L'INTÉRIEUR D'EUROPE

En raison de la nature de l'équilibre thermique dans les corps chauffés par les marées, le manteau silicaté d'Europe, comme celui d'Io, peut se trouver dans l'un des deux états d'équilibre très différents l'un de l'autre [Fischer and Spohn, 1990; Moore, 2003; Moore et al., 2009]. Le premier état est déterminé par l'équilibre entre le chauffage radiogénique et le transport convectif de chaleur, et c'est l'équilibre que l'on croit pertinent pour la Lune et les planètes telluriques. Le second état se produit lorsque la génération de chaleur par les marées est équilibrée par le transport convectif de chaleur et est caractérisé par des températures et des flux de chaleur très élevés (supersolidus). Io est le seul corps du système solaire dont on pense qu'il se trouve dans le second état, à température élevée. L'équilibre à haute température impliquerait pour le manteau d'Europe un volcanisme très actif (environ un dixième de l'activité actuelle d'Io) et une circulation hydrothermale à l'interface océan-manteau [Travis et al., 2012, Figure 1.10]. En effet, Travis et al. [2012] ont montré que des panaches hydrothermaux se développeraient après la période initiale de chauffage et de différenciation, transportant la chaleur et le sel du manteau silicaté d'Europe vers la couche de glace, menant à la formation d'une couche de saumure, influençant la convection dans la couche de glace, et donc le bilan thermique global du satellite. À contrario, si la configuration du manteau d'Europe correspond à l'équilibre basse température, celui-ci sera probablement géologiquement inactif (comme la Lune). Dans l'équilibre à haute température, le flux de chaleur à la surface du manteau d'Europe est d'environ 10^{13} W, alors que dans l'équilibre à basse température, il est de l'ordre de 10^{11} W. La détermination du flux de chaleur mantelique permettrait ainsi de donner une indication précieuse sur l'état thermique du manteau d'Europe, avec des implications significatives quant à l'habitabilité de son océan, en particulier dans le cas du développement d'une circulation hydrothermale comme illustré sur la Figure 1.10.

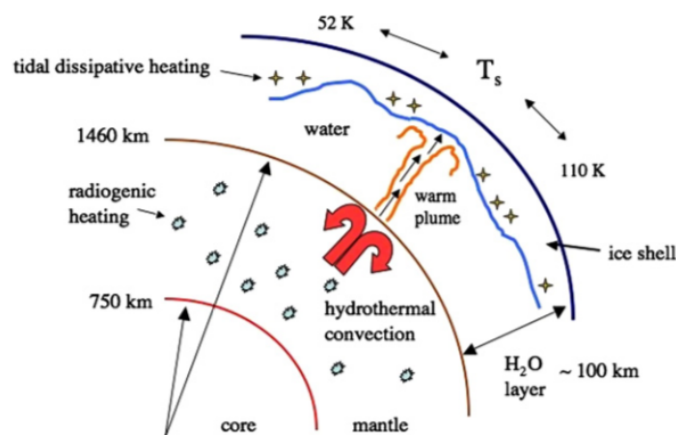


FIGURE 1.10 – Représentation schématique et conceptuelle d'une convection hydrothermale dans le manteau d'Europe. Le chauffage radiogénique et de marées se produisent dans le manteau rocheux et la couche de glace, respectivement. Le chauffage entraîne une convection hydrothermale dans le manteau supérieur, générant un panache d'eau le long de l'interface manteau-océan. Le panache transporte la chaleur du plancher océanique dans l'océan et le long de la base de la couche de glace. Figure tirée de Travis et al. [2012].

1.3 Io et Europe : grandes questions et future exploration spatiale

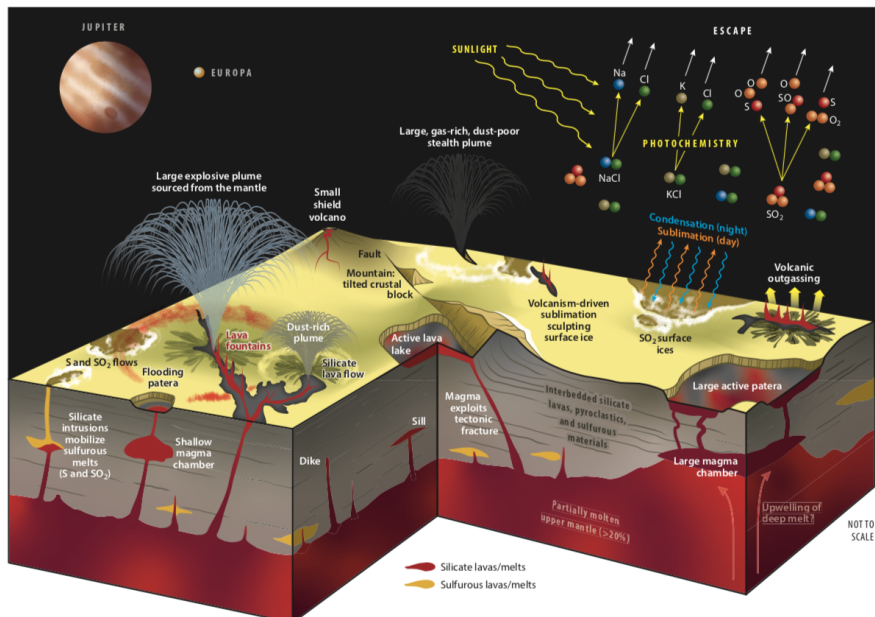
Nous avons vu au cours de la description du système galiléen et de sa dynamique que les forces de marée générées par Jupiter jouent un rôle crucial dans l'évolution des satellites, le chauffage de marée étant au coeur des processus animant la dynamique d'Io et d'Europe. Il apporte une contribution importante au bilan énergétique des lunes et représente un élément clé de leur habitabilité. Comme en témoigne le volcanisme intense d'Io, la dissipation des marées peut dominer l'état thermique de l'intérieur et conduire à une activité spectaculaire (Section 1.1). Sur Europe, bien que plus faible, l'énergie produite par les marées est suffisante pour maintenir une forte activité tectonique et cryovolcanique dans sa couche de glace et pourrait potentiellement provoquer une activité volcanique au niveau du plancher océanique. L'énergie dissipée dans la couche de glace permet de maintenir un océan d'eau liquide à moins de 20-30 km sous la surface (Section 1.2). L'évolution thermique des manteaux d'Io et d'Europe est couplée à leur évolution orbitale, et la dynamique de ce système est riche, et comprend des états oscillatoires dans lesquels le flux de chaleur varie de plusieurs ordres de grandeur. Ce comportement implique des modulations importantes de la chimie de l'océan et de l'épaisseur de la couche de glace su-jacente dans le cas d'Europe, dont le manteau est recouvert d'une hydrosphère.

La dynamique des manteaux silicatés d'Io et Europe est régie par plusieurs processus intimement couplés (Figure 1.11), avec comme processus central la dissipation de marée, qui fait l'objet du Chapitre 2. En effet, parmi les corps planétaires du Système Solaire, les effets du chauffage de marée sont les plus importants dans la résonance de Laplace entre les lunes de Jupiter, Io, Europe et Ganymède. On s'attend à ce que ce chauffage, important sur de très longues échelles de temps, mène à la fusion de leur intérieur silicaté, associée à du magmatisme voire du volcanisme. Ce processus, qui fait l'objet du Chapitre 3, affecte à la fois la rhéologie des matériaux à petite échelle mais aussi la dynamique globale du corps et son évolution thermique. Tandis qu'Io, dont la partie silicatée est directement accessible du fait de l'absence d'une hydrosphère superficielle, présente à la fois une couche partiellement à entièrement fondue dans son intérieur ainsi qu'une activité volcanique intense, pour Europe, de telles informations ne sont pas accessibles. Or, les implications d'une activité volcanique, sous la forme d'hydrothermalisme, au niveau du plancher océanique d'Europe sont cruciales quant à l'habitabilité potentielle de ce monde. En effet, les champs de cheminées hydrothermales terrestres abritent des communautés biologiques diverses et uniques grâce aux populations microbiennes qui relient le transfert de l'énergie chimique des espèces dissoutes à la production de carbone organique. De plus Kelley et al. [2001] ont montré que ce volcanisme sous-marin terrestre pouvait se produire en dehors de ces marges divergentes liées à la tectonique des plaques, rendant particulièrement intéressant ce contexte pour les mondes océans dont la partie tellurique est directement en contact avec l'océan interne comme c'est le cas pour Europe. Nous allons voir que les traces de volcanisme sont omniprésentes à la surface de tous les corps telluriques du Système Solaire, la plus spectaculaire expression étant à la surface de sa voisine Io. Il est donc légitime de se poser la question de l'activité thermique du manteau d'Europe et de l'activité volcanique potentiellement résultante.

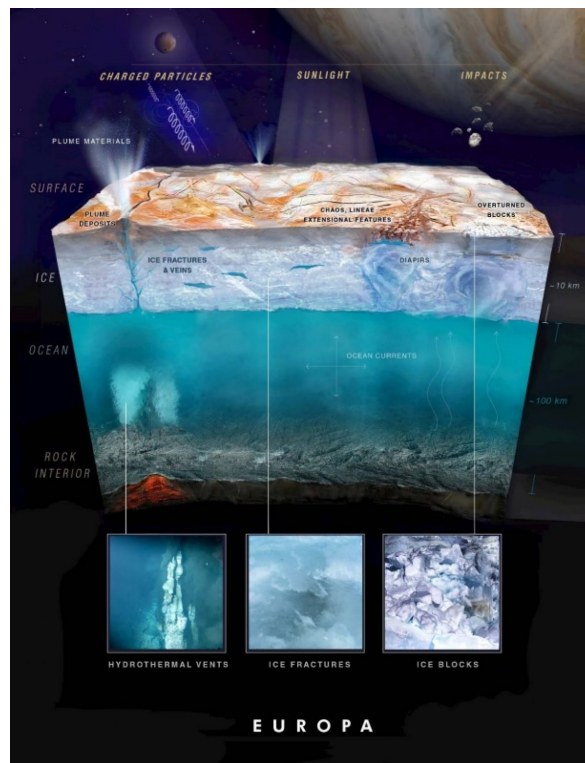
L'occurrence de fusion, qui prend la forme de volcanisme (que ce soit en surface pour Io ou au niveau du plancher océanique pour Europe) ou de couches globales au sein de leur manteau avec un chauffage de leur intérieur gouverné par les marées, est au cœur des grandes questions concernant ces corps : comment la dissipation de marée est-elle répartie entre les matériaux solides et liquides ? Io possède-t-elle une couche partiellement à entièrement fondue qui découple la croûte du manteau profond ? L'activité thermique du manteau d'Europe est-elle favorable pour l'occurrence de volcanisme ? Et plus largement à l'échelle des deux satellites : comment l'évolution orbitale des deux satellites, couplée par la résonance de Laplace, a-t-elle influencé l'histoire thermique de leurs manteaux ?

Io et Europe représentent donc des archétypes pour, d'un côté les mondes volcaniques très actifs chauffés par les marées, et de l'autre les mondes océans pouvant réunir les conditions nécessaires pour une activité hydrothermale, respectivement. De ce fait, le système galiléen est une cible prioritaire pour les missions spatiales à venir, et cette étude se place à un moment clé de l'exploration de ses satellites, avec la mission JUPITER ICy moon Explorer [JUICE [Grasset et al., 2013](#)] de l'ESA et Europa Clipper [[Howell and Pappalardo, 2020](#)] de la NASA, devant être lancées en 2023-2024, rejoignant Juno [[Bolton et al., 2017](#)], qui est déjà en orbite autour de Jupiter. La première mission vise à caractériser les conditions qui ont pu conduire à l'émergence d'environnements habitables autour de Jupiter. Bien que l'objectif principal de JUICE soit Ganymède, la sonde effectuera deux survols d'Europe. Plus particulièrement, la mission dédiée à Europe, Europa Clipper, a pour but de caractériser l'habitabilité potentielle d'Europe en examinant sa couche de glace et son océan, la composition de la surface et de l'atmosphère, la géologie et les processus à l'échelle locale, ainsi que l'activité actuelle. Par ailleurs, un projet de mission, Io Volcano Observer [IVO, [McEwen et al., 2019](#)], dédié à Io, a également été proposé par la NASA dans le cadre des missions Discovery, bien que n'ayant pas encore été sélectionné. Ce projet, guidé par la compréhension du chauffage de marée en tant que processus planétaire fondamental a reconnu Io comme étant le meilleur laboratoire naturel du Système Solaire pour comprendre les marées.

Il y a donc un besoin de caractériser ces mondes en amont des missions spatiales présentées ci-dessus. Dans le cadre précis de ma thèse, le but est de caractériser l'impact de la fusion partielle sur la dissipation de marée, afin d'une part, de comprendre la dynamique régie par la dissipation de marée et la fusion au sein du manteau d'Io et d'autre part, d'évaluer la possibilité d'une activité volcanique au niveau du plancher océanique d'Europe. Nous verrons dans quelle mesure nos résultats pourront être confrontés aux futures observations de ces missions dans le but de mieux contraindre l'intérieur d'Io ainsi que de caractériser l'activité volcanique potentielle du manteau d'Europe.



(a) Io.



(b) Europe.

FIGURE 1.11 – Schémas synthétiques des caractéristiques et processus actifs des satellites (a) Io (tirée de [de Pater et al. \[2021\]](#)) et (b) Europe (NASA).

Chapitre 2

Modélisation de la déformation de marée des intérieurs planétaires

La déformation de marée est un processus fondamental dans l'évolution de nombreux corps planétaires, que ce soit dans notre Système Solaire ou dans d'autres systèmes exoplanétaires. Les forces de marée, générées par un gradient de potentiel gravitationnel non nul à travers un satellite au cours de son orbite autour de sa planète, conduisent à une contrainte interne, qui est contrecarrée par la résistance de l'intérieur du satellite. La variation de ce gradient dans le temps, due à une orbite excentrique, à une rotation non synchrone, à une obliquité non nulle ou à une combinaison de ces facteurs, entraîne la conversion par frottement de l'énergie orbitale et/ou de rotation en chaleur interne. Les marées façonnent ainsi non seulement la dynamique interne et son expression géologique en surface, mais aussi l'évolution orbitale et rotationnelle des corps planétaires.

La théorie fondamentale des interactions de marée a été utilisée pour étudier de manière approfondie de nombreux corps du Système Solaire, que ce soit des systèmes silicatés tels que la Lune de la Terre [e.g. [Kaula and Yoder, 1976](#); [Peale and Cassen, 1978](#); [Nimmo et al., 2012](#); [Harada et al., 2014](#)], Mars et Phobos [[Samuel et al., 2019](#)], Io [e.g. [Peale et al., 1979](#); [Yoder and Peale, 1981](#); [Fischer and Spohn, 1990](#); [Tackley et al., 2001](#); [Hussmann and Spohn, 2004](#); [Bierson and Nimmo, 2016](#); [Steinke et al., 2020a](#)] ou encore des systèmes hybrides glace-silicate comme Europe [e.g. [Cassen et al., 1979](#); [Squyres et al., 1983](#); [Moore and Schubert, 2000](#); [Tobie et al., 2005](#)], Ganymède [e.g. [Showman and Malhotra, 1997](#)], Encelade [e.g. [Meyer and Wisdom, 2007](#); [Roberts and Nimmo, 2008](#); [Běhouňková et al., 2013](#); [Choblet et al., 2017](#)]. En outre, le rôle et l'impact du chauffage et de l'évolution orbitale sous l'effet des marées pour des planètes telluriques situées en dehors de notre Système Solaire sont également examinés [e.g. [Henning et al., 2009](#); [Jackson et al., 2010](#); [Běhouňková et al., 2010, 2011](#); [Efroimsky, 2012](#); [Bolmont et al., 2013](#); [Driscoll and Barnes, 2015](#); [Tobie et al., 2019](#)].

Parmi tous ces mondes, le système galiléen constitue un système idéal pour mettre en lumière le rôle du chauffage de marée dans l'évolution planétaire, du fait de la résonance de Laplace qui lie Io, Europe et Ganymède et qui conduit à une dissipation de marée maintenue sur de longues échelles de temps dans leur intérieur, façonnant leur surface ainsi que leur dynamique interne (Chapitre 1). Dans ce chapitre, je décris le principe général des effets de

marée (Section 2.1), la réponse des intérieurs planétaires à ce forçage (Section 2.2), les méthodes classiquement utilisées dans la littérature pour calculer la déformation viscoélastique de marée, avec notamment celle utilisée dans le cadre de cette thèse, et la dissipation associée (Section 2.3) et enfin les conséquences dynamiques sur l'orbite de ces satellites (Section 2.4).

2.1 Principe des effets de marée

Je me place dans un système comprenant une planète et son satellite en résonance spin-orbite, comme c'est le cas pour les objets d'étude de cette thèse, Io et Europe, en orbite autour de Jupiter. La résonance spin-orbite signifie que le satellite en question tourne de manière synchrone avec son mouvement orbital, avec une période de révolution autour de la planète centrale égale à sa période de rotation sur lui-même. De plus, je considère uniquement les variations de force de marée induites par l'excentricité de l'orbite des satellites.

2.1.1 Forçage de marée

Les marées existent sur tous les corps planétaires en interaction avec un second corps (Terre-Lune, Soleil-Planète, Planète-Satellite) du fait que la force gravitationnelle exercée par le corps compagnon n'est pas la même en tout point du corps perturbé. Pour un satellite évoluant suivant une orbite stationnaire, l'accélération gravitationnelle produite par la planète est totalement compensée en son centre de masse par l'accélération centrifuge due à son mouvement orbital. En raison de l'extension spatiale du satellite, l'accélération gravitationnelle créée par la planète dépend légèrement de la position par rapport au centre de masse du satellite. La différence entre l'accélération gravitationnelle locale et l'accélération gravitationnelle s'exerçant au centre de masse de l'objet crée de petites accélérations appelées accélérations de marée. L'accélération de marée \vec{a}_m en un point donné à la surface du satellite résulte de la somme de l'accélération gravitationnelle \vec{a}_g générée par la planète à ce même point et de l'accélération gravitationnelle au centre de masse, qui pour un corps en révolution sur une orbite stationnaire correspond à l'accélération centrifuge orbitale a_o :

$$a_m = a_{g,loc} - a_{g,0} = a_{g,loc} - a_o. \quad (2.1)$$

Réciproquement, le satellite exerce le même effet sur la planète. Néanmoins, nous nous intéressons ici à l'effet sur le satellite.

La Figure 2.1 a présente le principe des interactions de marée dans le système Jupiter - Io/Europe. Le plan orbital du satellite considéré coïncide avec le plan du papier et l'axe de rotation du satellite est supposé perpendiculaire à ce plan. Les flèches indiquent la direction et la magnitude de l'accélération gravitationnelle engendrée par Jupiter, en quelques points du satellite. L'accélération en chaque point est dirigée vers Jupiter. Elle est la plus importante aux points les plus proches de Jupiter en raison de la dépendance de la force gravitationnelle à $1/r^2$. La moyenne de tous ces vecteurs d'accélération correspond à l'accélération nette du satellite vers Jupiter. Cette accélération nette conduit au mouvement orbital du corps autour de Jupiter, et est en moyenne égale à l'accélération gravitationnelle au centre du satellite.

Si nous soustrayons le vecteur au centre du satellite des autres vecteurs, il nous reste les vecteurs résiduels montrés sur la Figure 2.1 b. Ces vecteurs résiduels, illustrant la composante du champ d'accélération gravitationnelle qui provoque la déformation du satellite, représentent la force de marée. Ainsi, le mouvement du satellite par rapport à sa planète fait que la force de marée en des points fixes du satellite varie dans le temps, entraînant des déplacements et des contraintes de marée variables dans le temps au sein du satellite en question. Les caractéristiques temporelles et spatiales des marées sur Io et Europe sont donc déterminées par le mouvement de ces derniers par rapport à Jupiter, qui entraîne une modulation du vecteur position à la fois en amplitude et en direction. Bien que des variations des paramètres orbitaux sur différentes échelles de temps aient lieu, on s'intéresse dans le cadre de cette thèse aux variations de marée créées au cours du cycle orbital principal, et non pas à ses modulations sur de plus grandes échelles de temps (liées notamment à la résonance de Laplace). Notons que la présence d'une couche liquide dans l'intérieur des satellites (tel qu'un océan d'eau liquide ou un océan de magma), découplant le mouvement de la couche externe su-jacente de celui de l'intérieur, pourrait également résulter en un mouvement, dit rotation non synchrone de la couche externe. Comme évoqué plus haut, nous négligeons cet effet dans la suite ainsi que celui de l'obliquité.

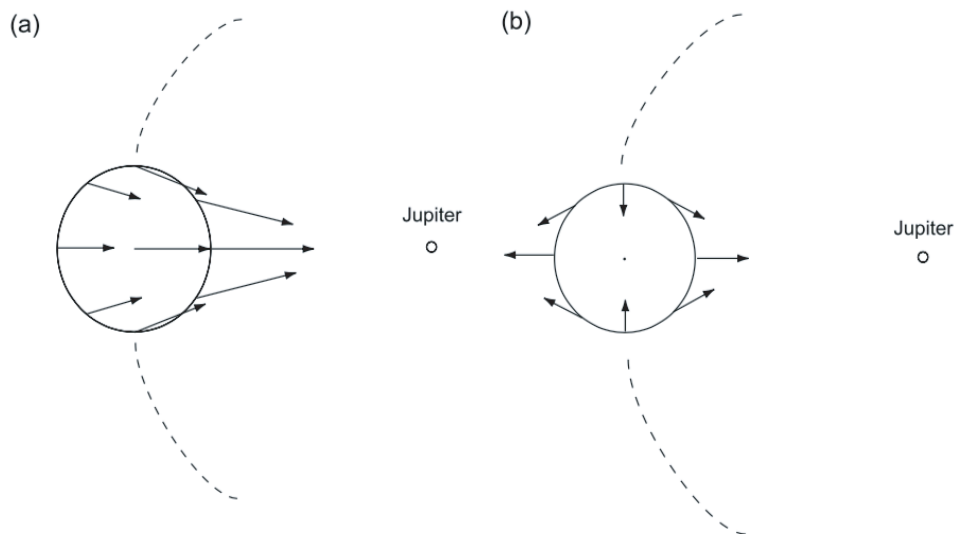


FIGURE 2.1 – Principes de l'effet de marée. (a) Les flèches illustrent les vecteurs d'accélération gravitationnelle totale en des points du satellite (Io ou Europe dans notre cas), causés par Jupiter. L'orbite est représentée par une ligne pointillée. Tous les vecteurs pointent vers Jupiter. L'accélération est plus importante aux points proches de Jupiter qu'aux points plus éloignés. (b) L'accélération au centre du satellite est cette fois-ci soustraite à tous les autres vecteurs. Les vecteurs résiduels représentent la force de marée, c'est-à-dire la partie de la force gravitationnelle de Jupiter qui cause la déformation du satellite concerné. Figure tirée de [Sotin et al. \[2009\]](#).

2.1. PRINCIPE DES EFFETS DE MARÉE

Du fait de la résonance spin-orbite des satellites galiléens, si l'excentricité et l'obliquité de ces derniers étaient toutes deux nulles, alors ils garderaient la même face vers Jupiter, et la distance entre les satellites respectifs et Jupiter ne changerait pas. Chacun des points d'Io et d'Europe restant fixes par rapport à Jupiter, la force de marée illustrée sur la Figure 2.1 b cause alors un champ de déplacement de marée statique dans ces satellites, avec un soulèvement au niveau des régions qui font face à Jupiter et leurs antipodes, et un affaissement ailleurs. Les valeurs types d'aplatissement d'Io et d'Europe dues à cette marée statique sont 0,00786 et 0,00211 [e.g. Oberst and Schuster, 2004; Nimmo et al., 2007a]. Or, l'orbite d'Io et Europe est excentrique. Du fait de cette orbite non circulaire, Io et Europe ne montrent pas exactement la même face à Jupiter au cours de l'orbite et ne sont pas toujours à la même distance du centre de masse de cette dernière. D'une part, le changement de distance au cours de l'orbite dû à son excentricité induit une variation temporelle de l'amplitude de la force gravitationnelle de la planète sur le satellite, causant les marées dites radiales, en plus de la marée statique décrite ci-dessus. Cela se traduit par une distorsion plus ou moins grande du satellite suivant qu'il se trouve au périastre (au plus proche de la planète) ou à l'apoastre (au plus loin) de l'orbite. Au périastre, le bourrelet de marée est plus important qu'à l'apoastre, et cette déformation entraîne des déplacements et des contraintes qui varient au cours de l'orbite (de l'ordre de quelques jours). D'autre part, un satellite en orbite synchrone sur une orbite excentrique ne garde pas toujours la même face vers la planète. La vitesse angulaire orbitale ω_o , qui varie au cours de l'orbite, oscille autour de sa valeur moyenne ω . Le satellite tourne sur lui-même à une vitesse supposée constante, égale à la vitesse orbitale moyenne ω . Comme la vitesse orbitale instantanée varie autour de la valeur moyenne au cours de l'orbite, le bourrelet de marée n'est pas aligné avec l'axe reliant les centres de masse du satellite et de la planète. Au niveau du périastre ($\omega_o > \omega$), le bourrelet est en avance tandis qu'à l'apoastre ($\omega_o < \omega$), il est en retard [Burns et al., 1986]. Un satellite au périastre se déplace sur son orbite un peu plus rapidement que sa vitesse de rotation (constante), et en apoastre, il orbite un peu plus lentement. Le modèle de force de marée bascule alors d'avant en arrière par rapport aux points fixes du satellite, ce qui crée une marée dite librationnelle.

2.1.2 Potentiel de marée et formulation élastique des déformations de marée

2.1.2.1 Définition du potentiel de marée

Bien que la notion d'accélération soit visuellement plus intuitive, il est usuel de raisonner en terme de potentiel. L'accélération de marée \vec{a}_m (Équation 2.1) est définie par le gradient d'un champ scalaire appelé potentiel de marée. En supposant l'inclinaison orbitale et l'obliquité du satellite nulle, le potentiel de marée Φ_s d'un satellite en rotation synchrone induit par la planète géante s'écrit [e.g. Kaula, 1964; Sotin et al., 2009] :

$$\Phi_s(r, \theta, \varphi, t) = \frac{3GM_J R_s^2}{2a^3} \left(\frac{r}{R_s} \right)^2 [T_* + T_0 + T_1 + T_2] \quad (2.2)$$

avec

$$T_* = \frac{1}{6}(1 - 3\cos^2 \theta) \quad (2.3)$$

$$T_0 = \frac{1}{2} \sin^2 \theta \cos(2\varphi + 2bt) \quad (2.4)$$

$$T_1 = \frac{e}{2} (1 - 3 \cos^2 \theta) \cos(nt) \quad (2.5)$$

$$T_2 = \frac{e}{2} \sin^2 \theta [3 \cos(2\varphi) \cos(nt) + 4 \sin(2\varphi) \sin(nt)] \quad (2.6)$$

Ce potentiel de marée dépend des coordonnées du point du satellite considéré (r , θ , φ , correspondant respectivement au rayon à partir du centre du satellite, à la colatitude et à la longitude de ce point, avec comme origine le point faisant face à la planète). La composante temporelle représente le temps t par rapport au périastre, ω est la fréquence angulaire orbitale moyenne, a est le demi grand axe, e est l'excentricité, n le mouvement moyen de l'orbite du satellite en question et R_s son rayon, M_J est la masse de la planète centrale (ici Jupiter) et G la constante gravitationnelle. Les termes T_* et T_0 représentent la marée statique se traduisant par un aplatissement du satellite (T_*) et un allongement dans la direction satellite-planète (T_0). Si le satellite n'est pas en rotation synchrone parfaite, ceci se traduit par un décalage progressif du bourrelet équatorial, ce qui est pris en compte par l'argument $2bt$ dans le terme T_0 . Comme énoncé dans la Section 1.2.2, une rotation non-synchrone a été évoquée pour expliquer certaines structures observées à la surface d'Europe. L'amplitude de ce terme reste néanmoins non contrainte et les données acquises au cours de la mission Galileo n'ont pas permis de mettre en évidence un écart à la rotation synchrone. Enfin les termes T_1 et T_2 représentent le potentiel de marée diurne, avec le terme T_1 et le terme $\cos(nt)$ dans T_2 correspondants à la marée radiale, présentée précédemment, induisant ainsi une modulation de l'aplatissement du satellite, dû à son éloignement et rapprochement de la planète au cours de l'orbite; tandis que le terme $\sin(nt)$ dans T_2 correspond à la marée librationnelle, créant une modulation de l'élongation du bourrelet associée à un mouvement de libration longitudinale. L'amplitude de ces deux effets varie selon la distance à la planète au cours de l'orbite. Les termes sont tronqués au premier ordre en excentricité. Les variations temporelles du potentiel de marée induisent une déformation périodique du satellite.

Les forces de marée induites par la planète résultent en des déplacements au sein des différentes couches constituant l'intérieur du satellite. L'amplitude de ces déplacements dépend des propriétés mécaniques de chacune des couches, en particulier la rigidité et la viscosité, qui contrôlent la résistance des matériaux planétaires aux sollicitations cycliques des forces de marée dans le satellite. Considérons que le vecteur de déplacement de marée en chaque point de l'intérieur du satellite (r , θ , φ) est \vec{u} (u_r , u_θ , u_φ). Ce vecteur \vec{u} est lié au potentiel de marée appliqué Φ_s par l'équation différentielle décrivant la conservation de la quantité de mouvement [e.g. Wahr, 1981] :

$$\rho \frac{\partial^2 \vec{u}}{\partial t^2} = -\rho \nabla \Phi_1^s - \rho \vec{u} \cdot \nabla (\nabla \Phi_0^s) + \nabla \cdot \sigma + \rho \nabla \Phi_0^s \cdot [(\nabla \cdot \vec{u}) \mathbf{I} - (\nabla \vec{u})^T] + \rho \nabla \Phi_s, \quad (2.7)$$

où σ est le tenseur des contraintes, Φ_1^s est le potentiel gravitationnel résultant de la déformation du satellite par la marée, ρ est la masse volumique, Φ_0^s est le potentiel gravitationnel à l'équilibre du satellite (non dû à la marée), \mathbf{I} est la matrice identité et l'exposant T indique la

2.1. PRINCIPE DES EFFETS DE MARÉE

transposée. L'équation de Poisson, qui relie Φ_1^s au champ de déplacement de marée s'écrit :

$$\nabla^2 \Phi_1^s = -4\pi G \nabla \cdot (\rho \vec{u}). \quad (2.8)$$

Pour un matériau élastique, la relation contrainte-déplacement correspond à la loi de Hooke généralisée :

$$\sigma = \lambda(\nabla \cdot \vec{u}) + \mu[\nabla \vec{u} + (\nabla \vec{u})^T], \quad (2.9)$$

où μ et λ sont les paramètres de Lamé (avec μ le module de cisaillement et $\lambda = K - 2/3\mu$, K étant le module d'incompressibilité). Ces équations (Équations 2.7, 2.8, 2.9) supposent que les intérieurs sont compressibles et autogravitant.

2.1.2.2 Définition des fonctions radiales et des équations différentielles

Pour un modèle à symétrie sphérique, les déplacements $\vec{u}(u_r, u_\theta, u_\varphi)$, le potentiel Φ_s et les tenseurs complexes de contraintes σ_{ij} et de déformation ϵ_{ij} induits par le potentiel de marée $\Phi = \sum_{l,m} \Phi_l^m$ à l'intérieur du satellite peuvent s'exprimer comme étant le produit d'une partie radiale y_i , dépendant de la structure radiale de l'intérieur du satellite et d'une partie angulaire dépendant du potentiel de marée en surface $\Phi(R_s)$ [Alterman et al., 1959; Takeuchi and Saito, 1972] :

$$u_r(r, \theta, \varphi) = y_1(r, \omega_l^m) \Phi_l^m(\theta, \varphi), \quad (2.10)$$

$$u_\theta(r, \theta, \varphi) = y_3(r, \omega_l^m) \frac{\partial \Phi_l^m(\theta, \varphi)}{\partial \theta}, \quad (2.11)$$

$$u_\varphi(r, \theta, \varphi) = y_3(r, \omega_l^m) \frac{1}{\sin \theta} \frac{\partial \Phi_l^m(\theta, \varphi)}{\partial \varphi}, \quad (2.12)$$

$$\Phi_s(r, \theta, \varphi) = y_5(r, \omega_l^m) \Phi_l^m(\theta, \varphi). \quad (2.13)$$

En géométrie sphérique, les composantes du tenseur de déformation associées au champ de déplacement sont :

$$\epsilon_{rr} = \sum_{l,m} \frac{\partial y_1(r, \omega_l^m)}{\partial r} \Phi_l^m(\theta, \varphi), \quad (2.14)$$

$$\epsilon_{\theta\theta} = \frac{1}{r} \sum_{l,m} y_3(r, \omega_l^m) \frac{\partial^2 \Phi_l^m(\theta, \varphi)}{\partial \theta^2} + y_1(r, \omega_l^m) \Phi_l^m(\theta, \varphi), \quad (2.15)$$

$$\epsilon_{\theta\varphi} = \frac{2}{r} \sum_{l,m} y_3(r, \omega_l^m) \frac{1}{\sin \theta} \left[\frac{\partial^2 \Phi_l^m(\theta, \varphi)}{\partial \varphi \partial \theta} - \cot \theta \frac{\partial \Phi_l^m(\theta, \varphi)}{\partial \varphi} \right], \quad (2.16)$$

$$\epsilon_{\varphi\varphi} = \frac{1}{r} \sum_{l,m} y_3(r, \omega_l^m) \frac{1}{\sin^2 \theta} \frac{\partial^2 \Phi_l^m(\theta, \varphi)}{\partial \varphi^2} + y_3(r, \omega_l^m) \cot \theta \frac{\partial \Phi_l^m(\theta, \varphi)}{\partial \theta} + y_1(r, \omega_l^m) \Phi_l^m(\theta, \varphi), \quad (2.17)$$

$$\epsilon_{\varphi r} = \frac{1}{\mu} \sum_{l,m} y_4(r, \omega_l^m) \frac{1}{\sin \theta} \frac{\partial \Phi_l^m(\theta, \varphi)}{\partial \varphi}, \quad (2.18)$$

$$\epsilon_{r\theta} = \frac{1}{\mu} \sum_{l,m} y_4(r, \omega_l^m) \frac{\partial \Phi_l^m(\theta, \varphi)}{\partial \theta}. \quad (2.19)$$

Les composantes correspondantes du tenseur des contraintes sont :

$$\sigma_{rr}(r, \theta, \varphi) = y_2 \Phi_l^m(\theta, \varphi) \quad (2.20)$$

$$\begin{aligned} \sigma_{\theta\theta}(r, \theta, \varphi) = & \left\{ \left(K - \frac{2}{3}\mu \right) \frac{dy_1}{dr} + \frac{K + \frac{4}{3}\mu}{r} [2y_1 - l(l+1)y_3] - \frac{2\mu}{r} y_1 \right\} \Phi_l^m(\theta, \varphi) \\ & - \frac{2\mu}{r} y_3 \left(\frac{\cos \theta}{\sin \theta} \frac{\partial \Phi_l^m}{\partial \theta} \right. \\ & \left. + \frac{1}{\sin^2 \theta} \frac{\partial^2 \Phi_l^m}{\partial \varphi^2} \right), \end{aligned} \quad (2.21)$$

$$\sigma_{\varphi\varphi}(r, \theta, \varphi) = \left\{ \left(K - \frac{2}{3}\mu \right) \frac{dy_1}{dr} + \frac{K + \frac{4}{3}\mu}{r} [2y_1 - l(l+1)y_3] - \frac{2\mu}{r} y_1 \right\} \Phi_l^m(\theta, \varphi) - \frac{2\mu}{r} y_3 \frac{\partial \Phi_l^m}{\partial \theta^2}, \quad (2.22)$$

$$\sigma_{\theta\varphi}(r, \theta, \varphi) = \frac{2\mu}{r} y_3 \left(\frac{1}{\sin \theta} \frac{\partial^2 \Phi_l^m}{\partial \theta \partial \varphi} - \frac{\cos \theta}{\sin^2 \theta} \frac{\partial \Phi_l^m}{\partial \varphi} \right), \quad (2.23)$$

$$\sigma_{\Phi r}(r, \theta, \varphi) = y_4 (1/\sin \theta) \frac{\partial \Phi_l^m}{\partial \varphi}, \quad (2.24)$$

$$\sigma_{\theta r}(r, \theta, \varphi) = y_4 \frac{\partial \Phi_l^m}{\partial \theta}. \quad (2.25)$$

Les fonctions radiales $y_i(r, \omega_l^m)$ dépendent du rayon r , de la masse volumique ρ , du module de cisaillement μ et du module d'incompressibilité K radialement, et de la fréquence angulaire du forçage ω_l^m , qui peut varier selon le degré l et un ordre azimutal m . En plus des cinq fonctions radiales introduites ci-dessus, une sixième fonction radiale, y_6 , est utilisée pour tenir compte de la continuité du gradient du potentiel gravitationnel. Elle est définie de manière à simplifier les conditions aux limites à la surface [Takeuchi and Saito, 1972] :

$$y_6 = \frac{dy_5}{dr} - 4\pi G \rho y_1 + \frac{l+1}{r} y_5. \quad (2.26)$$

En injectant ces relations dans l'équation du mouvement (Équation 2.7) et l'équation de Poisson (Équation 2.8), on obtient un système de six équations différentielles reliant les six fonctions radiales entre elles [Alterman et al., 1959; Takeuchi and Saito, 1972] :

$$\frac{dy_1}{dr} = \frac{1}{K + \frac{4}{3}\mu} \left\{ y_2 - \frac{K - \frac{2}{3}\mu}{r} [2y_1 - l(l+1)y_3] \right\}, \quad (2.27)$$

$$\begin{aligned} \frac{dy_2}{dr} = & -\omega_{lm}^2 \rho y_1 + \frac{2}{r} \left(\left(K - \frac{2}{3}\mu \right) \frac{dy_1}{dr} - y_2 \right) \\ & + \frac{1}{r} \left(\frac{2(K + \mu/3)}{r} - \rho g \right) [2y_1 - l(l+1)y_3] \\ & + \frac{l(l+1)}{r} y_4 - \rho \left(y_6 - \frac{n+1}{r} y_5 + \frac{2g}{r} y_1 \right), \end{aligned} \quad (2.28)$$

2.1. PRINCIPE DES EFFETS DE MARÉE

$$\frac{dy_3}{dr} = \frac{1}{\mu}y_4 + \frac{1}{r}(y_3 - y_1), \quad (2.29)$$

$$\frac{dy_4}{dr} = -\omega_{lm}^2 \rho y_3 - \frac{K - \frac{2}{3}\mu}{r} \frac{dy_1}{dr} - \frac{K + \frac{4}{3}\mu}{r^2} [2y_1 - l(l+1)y_3] + \frac{2\mu}{r^2}(y_1 - y_3) - \frac{3}{r}y_4 - \frac{\rho}{r}(y_5 - gy_1), \quad (2.30)$$

$$\frac{dy_5}{dr} = y_6 + 4\pi G \rho y_1 - \frac{l+1}{r}y_5, \quad (2.31)$$

$$\frac{dy_6}{dr} = \frac{l-1}{r}(y_6 + 4\pi G \rho y_1) + \frac{4\pi G \rho}{r} [2y_1 - l(l+1)y_3]. \quad (2.32)$$

Ce système d'équations différentielles a six solutions indépendantes. Cependant, les solutions peuvent être réarrangées de telle manière que trois d'entre elles sont régulières à $r = 0$. Chacun de ces trois ensembles de solutions (y_{i1} , y_{i2} , et y_{i3}) peut être intégré indépendamment, comme détaillé ci-dessous. La solution complète est une combinaison linéaire de ces trois solutions : $y_i^s = A_s \times y_{i1}^s + B_s \times y_{i2}^s + C_s \times y_{i3}^s$. Les trois constantes A , B et C sont ensuite déterminées en appliquant les conditions aux limites appropriées à la surface.

Cas particulier d'une couche liquide. Le système d'équations différentielles présenté ci-dessus ne s'applique qu'aux couches internes solides du satellite. Dans le cas de couches internes liquides-fluides ($\mu = 0$), il n'y a pas de contrainte tangentielle ($y_4 = 0$) et l'équation différentielle dy_3/dr n'existe plus. y_3 devient dans ce cas :

$$y_3 = -\frac{1}{\omega^2 \rho r} [y_2 - \rho(gy_1 - y_5)], \quad (2.33)$$

et le système d'équations différentielles peut alors se réduire à

$$\frac{dy_1}{dr} = \frac{1}{K} \left\{ y_2 - \frac{K}{r} [2y_1 - l(l+1)y_3] \right\}, \quad (2.34)$$

$$\frac{dy_2}{dr} = -\omega_{lm}^2 \rho y_1 + \frac{2}{r} \left(K \frac{dy_1}{dr} - y_2 \right) + \frac{1}{r} \left(\frac{2K}{r} - \rho g \right) [2y_1 - l(l+1)y_3] - \rho \left(y_6 - \frac{n+1}{r} y_5 + \frac{2g}{r} y_1 \right), \quad (2.35)$$

$$\frac{dy_5}{dr} = y_6 + 4\pi G \rho y_1 - \frac{l+1}{r} y_5, \quad (2.36)$$

$$\frac{dy_6}{dr} = \frac{l-1}{r}(y_6 + 4\pi G \rho y_1) + \frac{4\pi G \rho}{r} [2y_1 - l(l+1)y_3]. \quad (2.37)$$

Pour une couche liquide, les solutions de ce système d'équations différentielles se réduisent à deux ensembles indépendants de solutions : $y_i^l = A_l \times y_{i1}^l + B_l \times y_{i2}^l$. Nous notons que y_3 devient indéterminé lorsque $\omega \rightarrow 0$, de sorte qu'une solution différente doit être adoptée pour les très basses fréquences, typiquement pour les périodes de marée dépassant 5-10 jours. À basse fréquence, la réponse à la marée d'une couche liquide peut être approximée par une solution d'équilibre statique, comme proposé par [Saito \[1974\]](#).

Suivant la formulation statique proposée par [Saito \[1974\]](#), une septième fonction radiale, y_7 , qui remplace les autres fonctions, y_1 , y_2 , y_3 , y_6 , est dans ce cas introduite :

$$y_7 = y_6 + \frac{4\pi G}{g} y_2 = \frac{dy_5}{dr} + \left(\frac{l+1}{r} - \frac{4\pi G \rho}{g} \right) y_5. \quad (2.38)$$

Le problème se réduit alors à deux équations différentielles :

$$\frac{dy_5}{dr} = \left(\frac{4\pi G\rho}{g} - \frac{l+1}{r} \right) y_5 + y_7, \quad (2.39)$$

$$\frac{dy_7}{dr} = \frac{2(l-1)}{r} \frac{4\pi G\rho}{g} y_5 + \left(\frac{l+1}{r} - \frac{4\pi G\rho}{g} \right) y_7. \quad (2.40)$$

En utilisant cette formulation, y_5 et y_7 peuvent être intégrées pour n'importe quel modèle de densité sans connaître le déplacement radial y_1 , et en supposant l'absence de déplacement latéral ($y_3 = 0$). Les solutions sont alors limitées à l'intégration de y_5 et y_7 .

Intégration de la solution et conditions aux limites.

- **Conditions au centre et initiation de l'intégration.** L'ensemble d'équations différentielles est résolu en intégrant les solutions indépendantes (deux dans les couches liquides, trois dans les couches solides) du centre à la surface. Au centre, $y_1(0) = 0$, $y_3(0) = 0$ et $y_5(0) = 0$. Pour initier l'intégration à la première étape, de $R = 0$ à $R = dR$, on utilise les trois solutions analytiques indépendantes pour une sphère homogène [Takeuchi and Saito, 1972]. Une première solution est donnée par :

$$ry_1(r) = lr^l, \quad (2.41)$$

$$r^2y_2(r) = 2\mu l(l-1)r^l, \quad (2.42)$$

$$ry_3(r) = r^l, \quad (2.43)$$

$$r^2y_4(r) = 2\mu(l-1)r^l, \quad (2.44)$$

$$y_5(r) = (l\gamma - \omega^2)r^l, \quad (2.45)$$

$$ry_6(r) = (2l+1)y_5(r) - 3l\gamma r^l, \quad (2.46)$$

avec $-\gamma = 4\pi G\rho/3$. Cette solution est valide à la fois pour les cas liquides et solides. Deux solutions indépendantes additionnelles sont données par :

$$ry_1(r) = -\frac{r^{l+2}}{l+3} \left[\frac{1}{2}lh\Psi_l(x) + f\Phi_{l+1}(x) \right], \quad (2.47)$$

$$r^2y_2(r) = -(\lambda+2\mu)r^{l+2}f\Phi_l(x) + \frac{\mu r^{l+2}}{2l+3} [-l(l-1)h\Psi_l(x) + 2[2f+l(l+1)]\varphi_{l+1}(x)], \quad (2.48)$$

$$ry_3(r) = -\frac{r^{l+2}}{2l+3} \left[\frac{1}{2}h\Psi_l(x) - \Phi_{l+1}(x) \right], \quad (2.49)$$

$$r^2y_4(r) = \mu r^{l+2} \left\{ \Phi_l(x) - \frac{1}{2l+3} [(l-1)h\Psi_l(x) + 2(f+1)\Phi_{l+1}(x)] \right\}, \quad (2.50)$$

$$y_5(r) = r^{l+2} \left[\frac{\alpha^2 f - (l+1)\beta^2}{r^2} - \frac{3\gamma f}{2(2l+3)} \Psi_l(x) \right], \quad (2.51)$$

$$ry_6(r) = (2l+1)y_5 + \frac{3l\gamma hr^{l+2}}{2(2l+3)} \Psi_l(x), \quad (2.52)$$

2.1. PRINCIPE DES EFFETS DE MARÉE

où x représente kr , et α et β sont les vitesses des ondes de cisaillement et de compression :

$$\alpha = \sqrt{\mu/\rho}; \quad \beta = \sqrt{\left(K + \frac{4}{3}\mu\right)/\rho}, \quad (2.53)$$

$$k^2 = \frac{1}{2} \left\{ \frac{\omega^2 + 4\gamma}{\alpha^2} + \frac{\omega^2}{\beta^2} \pm \left[\left(\frac{\omega^2}{\beta^2} - \frac{\omega^2 + 4\gamma}{\alpha^2} \right)^2 + \frac{4l(l+1)\gamma^2}{\alpha^2\beta^2} \right]^{1/2} \right\}, \quad (2.54)$$

$$\gamma = 4\pi G\rho/3, \quad (2.55)$$

$$f = \frac{\beta^2}{\gamma} \left(k^2 - \frac{\omega^2}{\beta^2} \right), \quad h = f - (l+1), \quad (2.56)$$

$$\Phi_l(x) = \frac{(2l+1)!!}{x^l} j_l(x) = 1 - \frac{x^2}{2(2l+3) \times 1} + \frac{x^4}{2^2(2l+3)(2l+5) \times 2} - \dots, \quad (2.57)$$

$$\Psi_l(x) = \frac{2(2l+3)}{x^2} [1 - \Phi_l(x)]. \quad (2.58)$$

Pour une couche liquide, ($\mu = 0$), une de ces deux solutions disparaît et on a :

$$k^2 = \left[\omega^2 + 4\gamma - \frac{l(l+1)\gamma^2}{\omega^2} \right] / \alpha^2, \quad (2.59)$$

$$f = -\omega^2/\gamma, \quad h = f - (l+1) \quad (2.60)$$

Pour la solution statique pour une couche liquide [Saito, 1974], la solution est limitée à :

$$y_5(r) = r^l, \quad ry_7 = 2(l-1)r^l \quad (2.61)$$

- **Continuité des solutions à l'interface solide-liquide.** Comme expliqué plus haut, seules deux solutions indépendantes existent dans une couche liquide-fluide ($\mu = 0$), alors que dans une couche solide, il y a trois solutions. Cela nécessite la redéfinition de la troisième solution à une interface liquide-solide. Les conditions de continuité imposent que

$$y_{ij}^s = y_{ij}^l, \quad i = 1, 2, 5, 6, \quad j = 1, 2, \quad (2.62)$$

$$y_{31}^s = y_{41}^s = y_{32}^s = y_{42}^s = 0, \quad (2.63)$$

$$y_{33}^s = 1, \quad y_{i3}^s = 0, \quad i = 1, 2, 4, 5, 6. \quad (2.64)$$

Dans le cas d'une couche liquide statique, les conditions à l'interface liquide-solide sont [Saito, 1974] :

$$y_{11}^s = 0, \quad y_{21}^s = -\rho^l y_{51}^l \quad (2.65)$$

$$y_{51}^s = y_{51}^l, \quad y_{61}^s = y_{71}^l + \frac{4\pi G\rho}{g} y_{51}^l, \quad (2.66)$$

$$y_{12}^s = 1, \quad y_{22}^s = -\rho^l g y_{12}^s \quad (2.67)$$

$$y_{62}^s = -4\pi G\rho y_{12}^s, \quad y_{33}^s = 1 \quad (2.68)$$

- **Conditions limites à la surface.** À la surface, la contrainte doit être zéro, de sorte que $y_2(R_s) = 0$ et $y_4(R_s) = 0$. Le potentiel doit satisfaire la continuité à travers la frontière, de sorte que $y_6(R_s) = \frac{2l+1}{R_s}$. Pour une surface solide, les constantes A_s , B_s et C_s peuvent être déterminées à partir des conditions aux limites imposées :

$$A_s \times y_{21}(R_s) + B_s \times y_{22}(R_s) + C_s \times y_{23}(R_s) = 0, \quad (2.69)$$

$$A_s \times y_{41}(R_s) + B_s \times y_{42}(R_s) + C_s \times y_{43}(R_s) = 0, \quad (2.70)$$

$$A_s \times y_{61}(R_s) + B_s \times y_{62}(R_s) + C_s \times y_{63}(R_s) = \frac{2l+1}{R_s}. \quad (2.71)$$

Pour une interface liquide–fluide ces relations se réduisent à :

$$A_l \times y_{21}(R_s) + B_l \times y_{22}(R_s) = 0, \quad (2.72)$$

$$A_l \times y_{61}(R_s) + B_l \times y_{62}(R_s) = \frac{2l+1}{R_s}. \quad (2.73)$$

Ce cas particulier ne s’applique pas dans le cadre de cette thèse, où la surface est solide, mais il peut être utile pour les planètes avec une enveloppe fluide étendue, comme les mondes de lave, les planètes semblables à Vénus, ou les planètes-océans.

- **Intégration numérique et reconstruction des fonctions radiales y_i .** En utilisant pour la première étape d’intégration les valeurs initiales calculées à partir des Équations 2.41-2.60 dérivées pour une sphère homogène, le système de six équations différentielles (Équations 2.27-2.32 pour une couche solide; Équations 2.33-2.37 pour une couche liquide) sont résolues en intégrant les trois ou deux solutions indépendantes (selon que la couche considérée est solide ou liquide), en utilisant une méthode Runge-Kutta d’ordre 5 avec un contrôle adaptatif de la taille des pas du centre ($r = dr$) à la surface ($r = R_s$), et en appliquant les conditions de continuité appropriées (Équations 2.62-2.68) chaque fois qu’une interface liquide-solide est rencontrée. Les constantes (A_s , B_s , et C_s) ou (A_l et B_l) sont finalement déterminées à la surface à partir des conditions de surface imposées (à l’aide des Équations 2.71 ou 2.73, selon que la surface est solide ou liquide). En utilisant ces constantes, la solution complète des fonctions radiales y_i est alors construite à partir des trois solutions indépendantes y_{ij} . Une attention particulière doit être portée à chaque fois qu’une interface solide-liquide ou liquide-solide est rencontrée. A la première interface solide-liquide, du côté solide, nous avons :

$$y_i^s = A_s \times y_{i1} + B_s \times y_{i2} + C_s \times y_{i3}, \quad (2.74)$$

et du côté liquide :

$$y_i^l = A_l \times y_{i1} + B_l \times y_{i2}, \quad (2.75)$$

avec $A_l = A_s$ et $B_l = B_s$. A la base de la couche liquide, le C_s doit être redéfini afin de satisfaire la condition de continuité telle que :

$$C_s = -\frac{y_{41}^s}{y_{43}^s} \times A_s - \frac{y_{42}^s}{y_{43}^s} \times B_s. \quad (2.76)$$

À chaque interface liquide-solide, cette procédure doit être appliquée afin de déterminer correctement l’ensemble des profils y_i .

2.1. PRINCIPE DES EFFETS DE MARÉE

Bien que l'ensemble des équations décrites ci-dessus aient été initialement dérivées pour le cas élastique, elles peuvent être utilisées pour le cas viscoélastique en invoquant le principe de correspondance [Biot, 1954], c'est-à-dire en redéfinissant toutes les variables du problème comme des variables complexes ainsi qu'en introduisant les modules complexes correspondants, $\tilde{\mu}(\omega)$ et $\tilde{K}(\omega)$, définis dans la Section 2.2.2.

2.1.2.3 Définition des nombres de Love

Enfin, $\vec{u} = u_r r + u_\theta \theta + u_\varphi \varphi$ à la surface ($r = R_s$) peut être relié à Φ_s à la surface, en utilisant les deux nombres de Love sans dimension du second degré, h et l [e.g. Munk and MacDonald, 1960] :

$$u_r(r = R_s, \theta, \varphi, t) = \left(\frac{h}{g}\right) \Phi_s(r = R_s, \theta, \varphi, t) \quad (2.77)$$

$$u_\theta(r = R_s, \theta, \varphi, t) = \left(\frac{l}{g}\right) \frac{\partial \Phi_s}{\partial \theta}(r = R_s, \theta, \varphi, t) \quad (2.78)$$

$$u_\varphi(r = R_s, \theta, \varphi, t) = \left(\frac{l}{g \sin \theta}\right) \frac{\partial \Phi_s}{\partial \theta}(r = R_s, \theta, \varphi, t) \quad (2.79)$$

où g est l'accélération gravitationnelle à la surface du satellite. Le nombre de Love h décrit l'amplitude du déplacement radial (u_r) et l décrit les déplacements latéraux en latitude (u_θ) et longitude (u_φ). De la même manière, le potentiel gravitationnel à la surface dû à la déformation de marée du satellite peut être décrit par un troisième nombre sans dimension, k :

$$\Phi_1^s(r = R_s, \theta, \varphi, t) = k \Phi_s(r = R_s, \theta, \varphi, t). \quad (2.80)$$

Ces nombres sans dimension caractérisent les quantités observables à la surface et sont couramment utilisés pour quantifier la déformation globale du satellite. Comme nous le verrons dans le cas particulier d'Io (Chapitre 5), des mesures précises de déplacements radiaux et tangentiels par de futures missions [e.g. Park et al., 2020] permettraient d'apporter des contraintes uniques sur la structure et l'état thermique des lunes de Jupiter. Le nombre de Love potentiel de degré 2 d'un corps planétaire k_2 , quantifie, quant à lui, la façon dont le potentiel gravitationnel d'un corps répond à un potentiel de forçage externe, variant dans le temps. Ce nombre de Love de marée décrit la réponse du corps au cours de la période orbitale (de quelques jours pour les satellites), permettant de donner des informations sur la réponse viscoélastique du corps aux marées. Les nombres de Love k_2 , h_2 et l_2 ont des dépendances similaires - mais pas identiques - en fonction de la structure interne, la rhéologie, et la dissipation d'énergie dans un intérieur planétaire. Une combinaison de ces nombres peut ainsi apporter des informations précieuses sur l'intérieur, et c'est dans ce cadre que se place notre étude, dédiée à la caractérisation de l'intérieur d'Io à partir des marées, présentée dans le Chapitre 5. Un exemple d'ordre de grandeur de valeurs typiques de déformation radiales attendues en fonction de différentes hypothèses quant à la structure interne pour le système galiléen sont présentées sur la Figure 2.2.

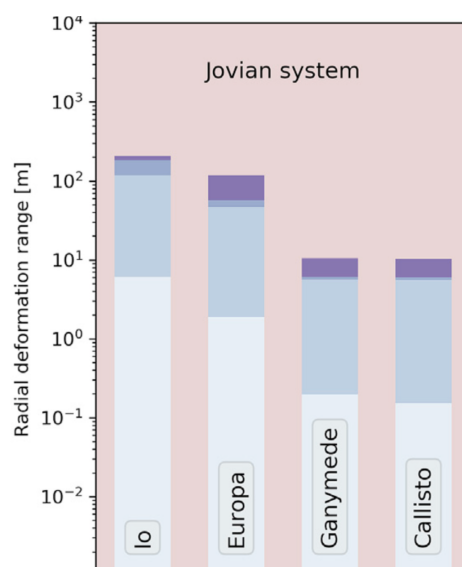


FIGURE 2.2 – Amplitude de la déformation radiale de la marée attendue pour différents modèles de structure interne des satellites galiléens. La couleur différencie ces modèles avec le gris clair correspondant à la limite élastique, qui sert de limite inférieure à la déformation de marée ; le gris moyen correspondant à la déformation due à la marée pour une épaisseur de coquille de 20 km et le gris foncé de 100 km et enfin le violet correspondant à la limite fluide (i.e. cas de la présence d’une couche liquide découplante tel qu’un océan interne ou un océan de magma), servant de limite supérieure. Figure tirée de [Park et al. \[2020\]](#).

2.2 Réponse des intérieurs planétaires

L’effet du forçage de marée sur la déformation des satellites est directement relié au comportement rhéologique de leur intérieur. Dans cette section, je décris quelles sont ces propriétés (Section 2.2.1) ainsi que les modèles rhéologiques existants (Section 2.2.2) et idoines pour caractériser au mieux l’intérieur des satellites (Section 2.2.3).

2.2.1 Propriétés mécaniques des intérieurs planétaires et viscoélasticité

Les matériaux qui composent l’intérieur de ces satellites vont se déformer selon les oscillations périodiques du forçage de marée présenté précédemment (Section 2.1). Aux périodes de forçage de marée (de quelques jours pour les satellites galiléens), les intérieurs planétaires se comportent comme des corps viscoélastiques. Dans ces conditions, la déformation du corps perturbé est retardée par rapport au forçage et de l’énergie est dissipée pendant un cycle de déformation. Une partie de la déformation est purement élastique et est déterminée par les modules élastiques des matériaux (le module de cisaillement et d’incompressibilité, μ et K respectivement). L’autre partie est dite anélastique et est déterminée par les différents mécanismes d’atténuation pouvant intervenir dans le matériau.

Dans les matériaux polycristallins, tels que la glace hexagonale de type I ou encore l’olivine, composants majoritaires des intérieurs des satellites galiléens étudiés ici, les mé-

canismes d'atténuation sont principalement liés au mouvement des défauts et leur interaction avec le réseau cristallin, entraînant une friction interne. Ainsi, durant le premier quart du cycle de marée, l'énergie de déformation est progressivement stockée à mesure que la contrainte compressive (ou de traction) augmente, tandis que durant le second quart, l'énergie de déformation est restaurée à mesure que la contrainte diminue. Le même processus opère ensuite durant la dernière moitié du cycle, lorsque la contrainte est inversée. Les mouvements de va et vient des défauts cristallins induits par l'alternance de compression et de tension convertissent une partie de l'énergie de déformation en chaleur. D'un point de vue macroscopique, le comportement anélastique d'un échantillon de matériau résulte en un délai temporel de la réponse du matériau par rapport au forçage de marée et conduit à une production de chaleur.

Outre la dissipation viscoélastique dans les couches solides mentionnée ci-dessous, pertinente pour les manteaux glacés et silicatés [e.g. [Segatz et al., 1988](#); [Tobie et al., 2005](#); [McCarthy and Cooper, 2016](#)], d'autres processus de dissipation peuvent se produire à l'intérieur d'un satellite et conduire à une production de chaleur : friction liquide-solide [[Williams et al., 2001](#)], dissipation turbulente dans des couches fluides tels que dans un océan interne ou un océan de magma [[Tyler, 2008](#); [Matsuyama, 2014](#); [Tyler et al., 2015](#)], ou encore dans le cas de friction le long de grandes structures tectoniques, comme cela a été proposé pour Europe [[Nimmo and Manga, 2002](#); [Sladkova et al., 2020](#)], Encelade [[Nimmo et al., 2007b](#)] ou encore Triton [[Prockter et al., 2005](#)]. Dans la suite, on se focalise sur la dissipation liée à la déformation viscoélastique de matériaux ayant une rigidité non-négligeable.

Formellement, l'atténuation du matériau est exprimée par le décalage de phase entre l'application de la contrainte de marée et la déformation effective de l'objet. Si une contrainte périodique $\sigma = \sigma_0 \exp(i\omega t)$ de fréquence angulaire ω est appliquée à un échantillon, la déformation résultante au temps t est donnée par $\epsilon = \epsilon_0 \exp(i(\omega t - \delta_m))$, où δ_m est l'angle de décalage de phase due à l'atténuation mécanique, et σ_0 et ϵ_0 sont l'amplitude maximale de la contrainte et de la déformation respectivement. La perte d'énergie par cycle due à la dissipation ΔE_{diss} est donnée par [[Hobbs, 2010](#)] :

$$\Delta E_{diss} = \int_0^{2\pi/\omega} \sigma \frac{\partial \epsilon}{\partial t} dt = \pi \sigma_0 \epsilon_0 \sin(\delta_m). \quad (2.81)$$

Le pic d'énergie E atteint au cours d'un cycle est égal à $\sigma_0 \epsilon_0 / 2$, ce qui implique $\frac{\Delta E_{diss}}{E} = 2\pi \sin(\delta_m)$. Par définition, la fonction de dissipation Q^{-1} , aussi appelée facteur de qualité (Q), est reliée à la perte d'énergie au cours d'un cycle et ainsi au décalage de phase :

$$Q^{-1} = \frac{\Delta E_{diss}}{2\pi E} = \sin(\delta_m). \quad (2.82)$$

Ce décalage de phase de marée peut-être mesuré à partir de suivis satellitaires et de l'altimétrie [comme cela a été fait pour évaluer la fonction de dissipation globale de marée dans le manteau terrestre, [Ray et al., 2001](#)]. En l'absence de telles données, la fonction de dissipation de marée peut en principe être estimée à partir des changements séculaires du mouvement moyen d'un satellite. Mais la séparation des effets de la dissipation de la planète de ceux de la dissipation du satellite n'est pas simple [e.g. [Lainey and Tobie, 2005](#)]. La réponse viscoélastique du satellite peut également être approchée en utilisant des modèles viscoélastiques linéaires (présentés ci-dessous dans la Section 2.2.2) ou directement à partir de mesures en

laboratoire sur des échantillons de glace et de roche, et en intégrant numériquement les propriétés d'atténuation pour les modèles multicouches [e.g. [Tobie et al., 2005](#)].

Dans le domaine fréquentiel, la déformation de marée peut être composée en utilisant la formulation élastique classique en définissant un module de cisaillement effectif complexe μ^c [e.g. [Tobie et al., 2005](#)]. Le module de cisaillement complexe effectif peut être calculé à partir de la compliance dynamique $D^* = D_1 + iD_2$, qui relie la déformation à la contrainte dans le domaine fréquentiel [e.g. [Jackson, 2000](#)] :

$$\Re(\mu^c) = \frac{D_1}{D_1^2 + D_2^2} \quad \text{and} \quad \Im(\mu^c) = \frac{D_2}{D_1^2 + D_2^2}. \quad (2.83)$$

La partie réelle de $D^*(\omega)$ est notée $D_1(\omega)$ et sa partie imaginaire $D_2(\omega)$. L'angle de déphasage δ_m entre la contrainte appliquée $\sigma_0 e^{i\omega t}$ et la déformation résultante $\epsilon_0 e^{i(\omega t + \delta_m)}$ est déterminée par la compliance dynamique complexe :

$$\tan \delta_m = \frac{D_2(\omega)}{D_1(\omega)} \quad (2.84)$$

et la fonction de dissipation s'exprime :

$$Q^{-1} = \frac{D_2(\omega)}{[D_1^2(\omega) + D_2^2(\omega)]^{1/2}}. \quad (2.85)$$

Il est possible de modéliser la réponse viscoélastique des silicates en utilisant des modèles rhéologiques linéaires simples, que je décris ci-dessous. Globalement, qu'importe le modèle rhéologique choisi, le principe de la compliance dynamique reste le même : tant que les parties réelles et imaginaires de la fonction de compliance dynamique peuvent être déterminées, un module de cisaillement complexe peut être défini et le formalisme élastique peut être appliqué.

2.2.2 Modèles rhéologiques viscoélastiques

La relation contrainte-déplacement donnée par l'Équation 2.9 suppose que le matériel est élastique, c'est-à-dire qu'il se déforme instantanément lorsqu'une contrainte est appliquée. Or, aux périodes de forçage de marée, les matériaux qui composent les intérieurs planétaires ne sont pas purement élastiques. En effet, si on note le rapport entre la viscosité η et le module élastique μ comme étant le temps de Maxwell, τ_M , ce paramètre permet de délimiter le domaine où l'élasticité domine et le domaine où le comportement visqueux domine. Si la période de forçage est beaucoup plus courte que le temps de Maxwell, alors les effets de la viscoélasticité sont négligeables, et le satellite se comporte de manière élastique. Dans l'autre extrême, où la période de forçage est beaucoup plus longue que le temps de Maxwell, alors le matériel ne peut pas supporter de contraintes de cisaillement, et se comporte donc comme un fluide, de manière visqueuse. Enfin, pour une période de forçage proche du temps de Maxwell, le comportement du corps est dit viscoélastique. C'est le cas des intérieurs d'Io et d'Europe, dont la période de forçage est proche du temps de Maxwell.

Différents types de modèles rhéologiques peuvent être utilisés pour décrire le comportement viscoélastique des intérieurs planétaires. Les éléments physiques de base utilisés pour

représenter le comportement viscoélastique sont un ressort élastique et un piston (ou amortisseur) visqueux. À partir de ces deux pôles extrêmes de modèles, un grand nombre de solides viscoélastiques peut être établi, par simple assemblage en série ou en parallèle de ces derniers. Le modèle viscoélastique le plus simple est le solide de Maxwell, consistant en un élément élastique et un élément visqueux assemblés en série (Figure 2.3).

Modèle de Maxwell. Si une charge est placée sur un solide de Maxwell, des contraintes de cisaillement seront initialement induites dans le solide, et le solide se déformera instantanément (déformation élastique). Si la charge est maintenue en place, les contraintes de cisaillement se relâcheront progressivement jusqu'à zéro, entraînant une augmentation de la déformation (déformation visqueuse). Pour un milieu compressible de Maxwell, sans dissipation en volume, la relation constitutive entre les tenseurs de contrainte et de déformation s'écrit en coordonnées cartésiennes [Peltier, 1974] :

$$\dot{\sigma}_{kl} + \frac{\mu}{\eta} \left(\sigma_{kl} - \frac{1}{3} \sigma_{nn} \delta_{kl} \right) = 2\mu \dot{\epsilon}_{kl} + \left(K - \frac{2}{3} \mu \right) \dot{\epsilon}_{nn} \delta_{kl}, \quad (2.86)$$

où σ_{kl} et ϵ_{kl} sont les éléments du tenseur de contrainte et de déformation respectivement et δ_{kl} est le symbole de Kronecker. Le point au dessus des variables représente une dérivée par rapport au temps. La sommation sur les indices répétés est implicite. Dans le cadre de cette thèse, nous avons réécrit l'équation constitutive d'une rhéologie de Maxwell, en incluant la dissipation en volume (voir l'Annexe A pour les détails), classiquement ignorée dans les études dédiées à la déformation de marée des corps planétaires, afin de la prendre en compte dans le calcul de la dissipation de marée dans les couches partiellement fondues d'Io (Chapitres 4 et 5). La dissipation en volume peut être considérée en ajoutant un terme prenant en compte la viscosité de volume ζ :

$$\dot{\sigma}_{kl} + \frac{\mu}{\eta} \left(\sigma_{kl} - \frac{1}{3} \sigma_{nn} \delta_{kl} \right) + \frac{K}{\zeta} \frac{1}{3} \sigma_{nn} \delta_{kl} = 2\mu \dot{\epsilon}_{kl} + \left(K - \frac{2}{3} \mu \right) \dot{\epsilon}_{nn} \delta_{kl}. \quad (2.87)$$

La loi contrainte-déformation pour un solide de Maxwell (Équation 2.87) peut être simplifiée en utilisant le principe de correspondance. En supposant que la viscoélasticité soit linéaire, le principe de correspondance [Biot, 1954] permet d'étendre la formulation du problème élastique à la résolution du problème viscoélastique équivalent. Le principe de correspondance implique que si une force périodique avec une dépendance temporelle $\exp(i\omega t)$ est appliquée à un solide de Maxwell, pour des conditions initiales nulles et une géométrie similaire dans le cas élastique et viscoélastique, la transformée de Laplace et de Fourier des équations viscoélastiques et des conditions limites sont identiques aux équations élastiques, quand les paramètres constitutifs sont définis comme des nombres complexes. La transformée de Fourier de l'Équation 2.87 conduit à une relation similaire à la loi de Hooke présentée en Équation 2.9 pour le cas purement élastique :

$$\tilde{\sigma}_{kl} = \tilde{\lambda}(\omega) \tilde{\epsilon}_{nn} \delta_{kl} + 2\tilde{\mu}(\omega) \tilde{\epsilon}_{kl} \quad (2.88)$$

avec

$$\tilde{\lambda}(\omega) = \tilde{K}(\omega) - \frac{2}{3} \tilde{\mu}(\omega), \quad (2.89)$$

$$\tilde{\mu}(\omega) = \frac{\mu\omega^2\eta^2}{\mu^2 + \omega^2\eta^2} + i\frac{\mu^2\omega\eta}{\mu^2 + \omega^2\eta^2}, \quad (2.90)$$

$$\tilde{K}(\omega) = \frac{K\omega^2\zeta^2}{K^2 + \omega^2\zeta^2} + i\frac{K^2\omega\zeta}{K^2 + \omega^2\zeta^2}, \quad (2.91)$$

où ω est la fréquence, η la viscosité et μ le module de cisaillement, K le module d'incompressibilité et λ le paramètre de Lamé. Le tilde indique la transformée de Fourier. Ces choix de $\tilde{\lambda}$, $\tilde{\mu}$ et \tilde{K} supposent que la relaxation viscoélastique se produit pour les contraintes de cisaillement et en volume, nouveauté de mon travail de thèse. Dans ce cas, contrairement au cas cisailant pur, le module d'incompressibilité K n'est pas supposé inchangé par rapport au cas élastique.

La compliance dynamique pour un modèle de Maxwell s'obtient par sommation (montage en série) de celle des deux solides élémentaires :

$$D_1^M(\omega) = D_1^{el}(\omega) + D_1^{visc}(\omega) = \frac{1}{\mu} + 0, \quad (2.92)$$

$$D_2^M(\omega) = D_2^{el}(\omega) + D_2^{visc}(\omega) = 0 + \frac{1}{\omega\eta}. \quad (2.93)$$

Modèle de Kelvin-Voigt. Ce modèle consiste en un montage aussi simple que celui de Maxwell, mais en parallèle (couplage des déformations visqueuse et élastique, contrairement au modèle de Maxwell ci-dessus, Figure 2.3). Ce modèle ne présente cependant aucun comportement instantané et produit un effet d'élasticité retardé (c'est-à-dire avec une réponse visqueuse précédant le comportement élastique), étant donc peu pertinent pour des matériaux géophysiques. La compliance dynamique s'écrit :

$$\tilde{D}^{K-V}(i\omega) = \frac{1}{\mu} \frac{1 - i\omega\tau_M}{1 + \omega^2\tau_M^2}. \quad (2.94)$$

Modèle de Burgers. L'examen de la fonction de ce solide de relaxation rend cependant compte d'un fait important : il n'y a plus, à long terme, de comportement visqueux. Pour combler ce manque, un amortisseur peut être ajouté, caractérisé par une viscosité à long terme η_2 : c'est le modèle de Burgers (Figure 2.3). Celui-ci revient donc à la mise en série des solides de Kelvin-Voigt et de Maxwell. La compliance dynamique s'obtient par sommation de celles de ces deux modèles.

Modèle d'Andrade. Un modèle rhéologique particulièrement intéressant pour le problème des marées est celui d'Andrade. Ce solide peut être vu comme un solide de Maxwell auquel on adjoint en série le montage (en parallèle) d'une infinité de ressorts et de pistons (Figure 2.3). Ce terme additionnel, dont la description est purement empirique, permet de décrire la réponse transitoire non-linéaire du corps, via simplement deux paramètres expérimentaux, α et β . Le modèle d'Andrade rend compte d'un grand nombre de données expérimentales sur divers métaux et minéraux [e.g. Jackson, 1993]. La compliance dynamique résultante pour le modèle d'Andrade s'écrit :

$$\tilde{D}^A(i\omega) = \frac{1}{\mu_0} \left(1 - \frac{i}{\omega\tau_{M0}} + \frac{i^{-\alpha}}{\omega^\alpha\tau_A^\alpha} \Gamma(\alpha + 1) \right). \quad (2.95)$$

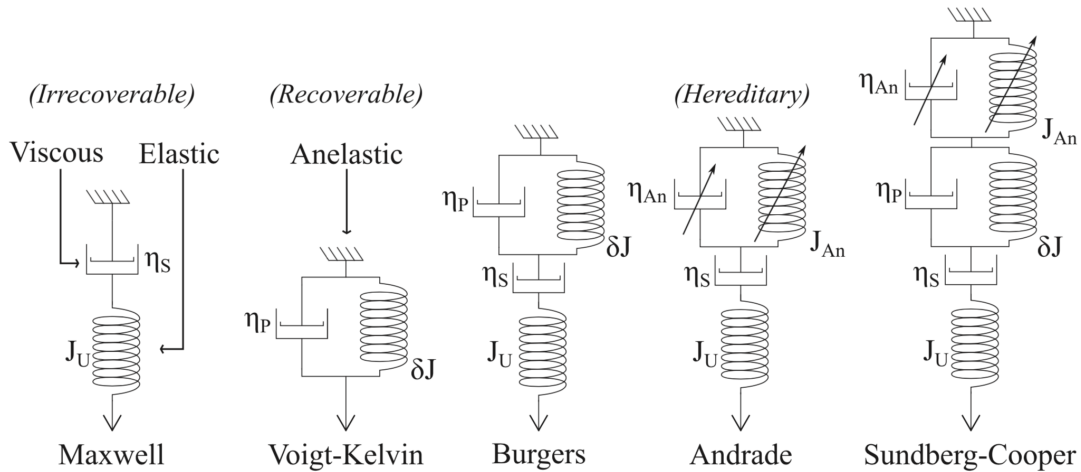


FIGURE 2.3 – Exemples de modèles viscoélastiques construits à partir du montage d'éléments élastiques (μ), de compliance J et visqueux (η) en série ou en parallèle. J_U et δJ représentent respectivement les compliances "non relaxées" (qui mesure la résistance d'un matériau immédiatement après l'application d'une contrainte) et "défectueuses" (définie comme la différence entre la compliance relaxée et non relaxée, où la compliance relaxée J_R est une mesure à un moment donné après l'application de la charge). Les éléments marqués par η_{An} et J_{An} représentent le mécanisme héréditaire d'Andrade. Figure tirée de [Renaud and Henning \[2018\]](#).

Le paramètre α varie typiquement entre 0,1 et 0,5 [e.g. $\alpha = 1/3$ dans [Jackson, 1993](#)] pour des roches riches en olivine. Il caractérise la durée de la phase transitoire de la première partie (fluage primaire) de la réponse du matériau. Le paramètre β est lié à l'intensité de la friction anélastique, et est compris dans l'expression de τ_A un temps caractéristique anélastique, dit temps d'Andrade [[Efroimsky, 2012](#)], tel que $\beta = (\mu_0 \tau_A^\alpha)^{-1}$. La fonction Γ est définie par :

$$\Gamma(z) = \int_0^\infty x^{z-1} e^{-x} dx. \quad (2.96)$$

Une version simplifiée de ce modèle est utilisée dans cette étude, nécessitant un seul paramètre empirique α . En effet, [Castillo-Rogez et al. \[2011\]](#) ont remarqué que, pour diverses données expérimentales sur l'olivine, une corrélation est approximativement vérifiée entre α et β , avec $\beta \simeq 1/\mu_0 \tau_{M0}^\alpha$, soit $\tau_A \simeq \tau_{M0}$. La compliance dynamique s'écrit ainsi :

$$\tilde{D}^A(i\omega) \simeq \frac{1}{\mu_0} \left[1 + \frac{\Gamma(\alpha + 1)}{(i\omega \tau_{M0})^\alpha} \right] - \frac{i}{\omega \eta_0}. \quad (2.97)$$

Modèle de Sundberg-Cooper. [Sundberg and Cooper \[2010\]](#) ont découvert dans leurs expériences sur l'olivine à haute température qu'un pic d'atténuation de type Burgers avait tendance à apparaître en conjonction avec une atténuation mieux caractérisée par le modèle d'Andrade. Comme ni le formalisme de Burgers ni celui d'Andrade n'étaient en mesure de rendre compte de cette caractéristique, ils ont développé un modèle rhéologique composite combinant les caractéristiques des deux, connu sous le nom de modèle de Sundberg-Cooper (Figure 2.3).

2.2.3 Quel modèle rhéologique pour les intérieurs planétaires ?

Dans le passé, la plupart des études modélisant les marées planétaires étaient fondées sur un modèle de Maxwell. Au fil du temps, des modèles plus complexes prenant en compte les comportements rhéologiques observés en laboratoire sur des matériaux analogues ont été utilisés par plusieurs auteurs afin de modéliser au mieux la réponse des intérieurs planétaires au forçage de marée [e.g. [Henning et al., 2009](#); [Castillo-Rogez et al., 2011](#); [Behoukova and Cadek, 2014](#); [Correia et al., 2014](#); [Henning and Hurford, 2014](#); [Kuchta et al., 2015](#); [Renaud and Henning, 2018](#); [Tobie et al., 2019](#)]. Les travaux récents sur l'étude de la réponse de ces corps aux contraintes de marée se concentrent sur des modèles empiriques développés autour d'études d'échantillons en laboratoire. Étant donné que les contraintes de marée dans les corps des satellites devraient se produire à des fréquences trop basses pour une réponse purement élastique, et trop rapides pour être dominées par le fluage visqueux en régime permanent, tout modèle de réponse doit décrire avec précision la transition entre les deux.

L'utilisation de la rhéologie de Maxwell a été largement répandue pour calculer le chauffage par marée dans les intérieurs planétaires de notre Système Solaire, notamment dans le manteau silicaté d'Europe [e.g. [Moore, 2003](#); [Husmann and Spohn, 2004](#); [Tobie et al., 2005](#)] et dans celui d'Io [e.g. [Segatz et al., 1988](#); [Fischer and Spohn, 1990](#); [Steinke et al., 2020a](#)]. Ce modèle est adapté pour décrire les propriétés de relaxation des matériaux lorsque la période de forçage est proche de leur temps de Maxwell. Cependant, elle ne permet pas de quantifier l'atténuation des matériaux sur une large gamme de fréquences et de températures. Sur Terre, ce modèle a été utilisé avec succès pour décrire le processus de relaxation associé au rebondissement postglaciaire, qui se produit sur des échelles de temps de quelques milliers d'années [e.g. [Peltier, 1974](#)]. Or, comme l'illustre la Figure 2.4, dans le cas de la Terre, l'extrapolation du modèle de Maxwell aux périodes de marée conduit à des valeurs de dissipation Q^{-1} plusieurs ordres de grandeur inférieures à la valeur globale dérivée des observations, en utilisant la viscosité de référence dérivée pour le manteau terrestre [$10^{20} - 10^{21}$ Pa s, e.g. [Čadek and Fleitout, 1999](#); [Bills et al., 2007](#)]. Ainsi, tant que la période de forçage est beaucoup plus courte que le temps de Maxwell, le modèle de Maxwell sous-estime fortement la fonction de dissipation. Par conséquent, pour les intérieurs silicatés froids, l'utilisation d'un modèle de Maxwell n'est sûrement pas pertinente. En revanche, pour des valeurs de viscosité de l'ordre de 10^{18} Pa s, qui est la valeur estimée près du point de fusion de l'olivine [[Karato and Wu, 1993](#)], le temps de Maxwell se rapproche de la période de marée de quelques jours. Le modèle de Maxwell donne alors une estimation raisonnable du taux de dissipation, mais ne reproduit pas la dépendance en fréquence attendue à partir des données géophysiques et géodésiques. La dépendance observée par rapport à la période est plus cohérente avec les modèles anélastiques proposés dans la gamme de périodes sismiques (1-1000 s) basés sur les données d'atténuation des ondes sismiques dans le manteau terrestre [e.g. [Anderson and Given, 1982](#); [Romanowicz and Durek, 2000](#)] et les essais mécaniques sur des échantillons de roche en laboratoire [e.g. [Jackson, 2000](#)]. Cependant, l'extrapolation du modèle anélastique sismique, qui est bien contraint dans une gamme donnée de période de forçage, semble également problématique [[Benjamin et al., 2006](#)]. Malgré tout, le principal avantage du modèle de Maxwell est qu'il couple l'évolution de la température et la dissipation via la viscosité de manière très simple, qu'il dépend de paramètres rhéologiques accessibles et étudiés pour les roches terrestres et qu'il permet d'étudier le rôle de la dissipation de marée sur l'évolution thermique d'un manteau rocheux proche de son point de fusion.

2.2. RÉPONSE DES INTÉRIEURS PLANÉTAIRES

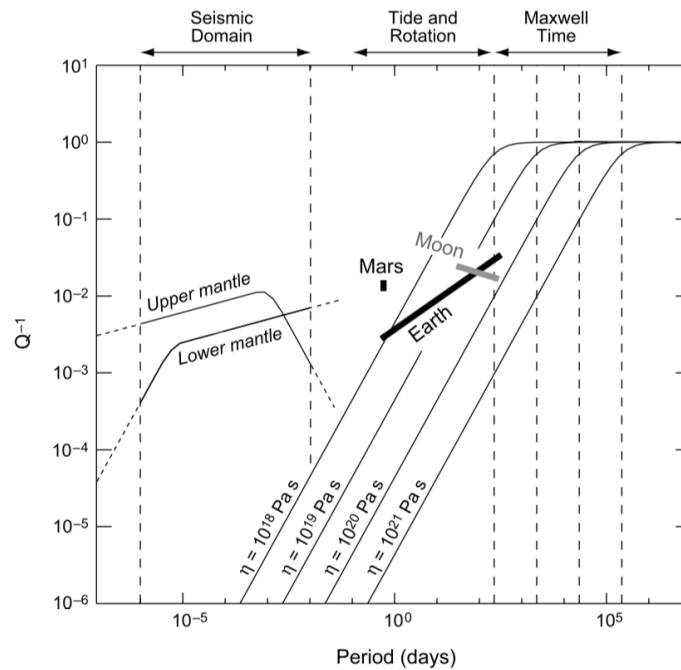


FIGURE 2.4 – Fonction de dissipation Q^{-1} (Équation 2.82) dans le manteau silicaté du manteau terrestre en fonction de la période de forçage. Q^{-1} est contrainte par un modèle sismique anélastique développé pour le manteau terrestre [Anderson and Given, 1982] réalisé à partir d’observations de la déformation de marée et des changements de rotation sur la Terre [Ray et al., 2001; Benjamin et al., 2006], sur la Lune [Williams et al., 2001], et sur Mars [Yoder et al., 2003; Bills et al., 2005] à partir d’un modèle de Maxwell. Les fonctions de dissipation typiques correspondant au manteau supérieur et au manteau inférieur de la Terre sont représentées. Pour le modèle de Maxwell, un module élastique de 70 GPa et des valeurs de viscosité allant de 10^{18} à 10^{21} Pa s, correspondant à différents temps de Maxwell indiqués par des lignes pointillées verticales grises, ont été utilisés. Figure tirée de Sotin et al. [2009].

Un deuxième modèle introduit plus récemment dans les études dédiées aux déformations de marées planétaires est le modèle rhéologique d’Andrade. Ce modèle a été développé à l’origine pour décrire la réponse à la déformation d’échantillons de cuivre métallique en laboratoire [Andrade, 1910]. Il s’est depuis développé pour devenir particulièrement efficace dans la description d’un large éventail d’études de laboratoire, y compris les minéraux silicatés, les métaux et les glaces. Pour cette raison, un nombre croissant de travaux ont maintenant appliqué la rhéologie d’Andrade aux problèmes de marées planétaires [e.g. Biersson and Nimmo, 2016, pour Io]. La rhéologie d’Andrade s’avère prometteuse pour la modélisation du fluage transitoire dans la roche et la glace [e.g. Sundberg and Cooper, 2010; Faul and Jackson, 2015; McCarthy and Cooper, 2016]. L’une des caractéristiques de la rhéologie d’Andrade est l’adoucissement de la dépendance trop forte à la fréquence du modèle de Maxwell, avec une réponse caractérisée par un plateau, appelé bande d’atténuation dans le cas d’Andrade contrastant fortement avec le modèle de Maxwell, où le pic d’atténuation se produit à une fréquence mathématiquement exacte, avec une chute brutale de chaque côté. En outre, l’élément le plus important est peut-être l’adoption par le modèle d’Andrade d’une

réaction héréditaire. Une telle réaction est différente d'une réponse purement visqueuse dont les détails sont perdus après le retrait de la charge (irréversible), conservant un certain aspect de "mémoire" matérielle [qui peut être réversible ou irréversible, [Efroimsky, 2012](#)]. Cette mémoire ne dépend pas seulement des propriétés statiques du matériau (comme l'est le modèle de Voigt-Kelvin) mais aussi de la façon dont les propriétés microphysiques du matériel considéré ont évoluées dans le temps. En revanche, l'un des inconvénients du modèle d'Andrade provient du fait que ses deux principaux termes caractéristiques ne sont pas directement associés à des valeurs de propriétés des matériaux classiques telles que la viscosité ou le module de cisaillement comme c'est le cas de la rhéologie de Maxwell, et qui doivent être mesurées en laboratoire.

Par ailleurs, la combinaison en série d'un mécanisme d'Andrade et d'une rhéologie de Burgers est présentée dans [Sundberg and Cooper \[2010\]](#) comme un meilleur ajustement aux données de laboratoire. Les expériences de [Sundberg and Cooper \[2010\]](#) ont une valeur particulière pour la communauté planétaire, car elles ont été menées à la fois avec des échantillons de matériaux analogues au manteau et à des températures pertinentes pour le manteau. Il existe d'autres modèles de réponse des matériaux composant les intérieurs planétaires, dont une grande partie est issue de fonctions empiriques développées pour s'adapter aux données de laboratoire.

En résumé, à l'heure actuelle, le lien entre les modèles rhéologiques théoriques ou obtenus à partir des expériences de laboratoire avec la rhéologie des intérieurs planétaires n'est pas encore satisfaisant pour caractériser la réponse de ces derniers au forçage de marée. Il est d'ailleurs important de noter que la plupart des données acquises en laboratoire le sont à des fréquences plus élevées que les fréquences de marée et sont surtout pertinentes pour l'atténuation des ondes sismiques.

2.3 Méthode de calcul de la dissipation de marée

Différentes méthodes existent dans la littérature pour calculer la réponse viscoélastique de marée et évaluer la dissipation associée. Je décris dans un premier temps la méthode générale de calcul de la dissipation de marée à partir de la déformation causée par le forçage sur un corps viscoélastique (Section 2.3.1). Ensuite, je détaille la méthode utilisée dans le cadre de cette thèse (en complément de la Section 2.1.2 où le formalisme élastique est développé en détail) et la compare à d'autres méthodes qui sont utilisées dans la littérature traitant de la dissipation de marée dans les corps planétaires (Section 2.3.2).

2.3.1 Description générale

Une partie de l'énergie mécanique de déformation impliquée dans la déformation de marée peut être convertie en chaleur par friction visqueuse dans l'intérieur en raison de ses propriétés viscoélastiques. À partir du problème viscoélastique de déformation de marée décrit dans les Sections 2.1 et 2.2, il est possible de recalculer la distribution de l'énergie dissipée dans l'intérieur du satellite. Je décris la manière dont le taux de dissipation dans un intérieur planétaire est classiquement calculé. Cela s'applique à n'importe quel modèle

rhéologique présenté dans la Section 2.2.2. Notons que mes travaux de thèse présentés dans la suite du manuscrit sont fondés sur les modèles d'Andrade et de Maxwell.

2.3.1.1 Bilan d'énergie et dissipation par unité de volume

Le premier principe de la thermodynamique stipule que tout corps possède une énergie interne, qui est conservée mais dont les composantes varient, par exemple au cours d'une déformation : le taux de travail mécanique \dot{E}_m plus le taux de dissipation \dot{E}_{diss} sont égaux au taux d'accroissement des énergies cinétiques et internes du corps, \dot{E}_c et \dot{E}_i respectivement dans un système fermé,

$$\dot{E}_m + \dot{E}_{diss} = \dot{E}_c + \dot{E}_i. \quad (2.98)$$

Le taux de travail mécanique mis en oeuvre par la déformation de marée s'écrit :

$$\dot{E}_m = \frac{\partial}{\partial t} \int \int \int_V \frac{1}{2} \rho \dot{u}_i^2 dV + \int \int \int_V \sigma_{ij} \dot{\epsilon}_{ij} dV, \quad (2.99)$$

où V est le volume du corps déformé. Le taux de dissipation \dot{E}_{diss} est donné par :

$$\dot{E}_{diss} = \frac{\partial}{\partial t} \int \int \int_V \dot{H} dV, \quad (2.100)$$

avec \dot{H} le taux de chauffage par unité de volume. Le taux de variation d'énergie cinétique \dot{E}_c est défini par :

$$\dot{E}_c = \frac{\partial}{\partial t} \int \int \int_V \frac{1}{2} \rho \dot{u}_i^2 dV. \quad (2.101)$$

Pour une déformation purement élastique, la quantité de chaleur contenue dans le corps reste constante ($\dot{H} = 0$), et le taux d'accroissement d'énergie interne par unité de volume \dot{U}_{elas} est exprimé de la façon suivante :

$$\dot{U}_{elas} = \sigma_{ij} \dot{\epsilon}_{ij}. \quad (2.102)$$

Pour une déformation viscoélastique, une partie de l'énergie mise en jeu est dissipée ($\dot{H} > 0$) :

$$\dot{U}_{vis} = h + \sigma_{ij} \dot{\epsilon}_{ij}. \quad (2.103)$$

avec h l'énergie dissipée.

Il est possible de calculer la puissance h dissipée par unité de volume lors de la déformation à partir des tenseurs de déformation et de contrainte. En utilisant la transformation de Fourier des tenseurs de contrainte et des taux de déformation, et en supposant que le corps répond à la fréquence ω_l^m imposée par le forçage, le tenseur de contrainte σ_{ij} et le tenseur des taux de déformation $\dot{\epsilon}_{ij}$ s'écrivent en fonction du temps :

$$\sigma_{ij}(t) = \int_0^\infty \tilde{\sigma}_{ij}(\omega) e^{i\omega t} \delta(\omega - \omega_l^m) d\omega = \tilde{\sigma}_{ij}(\omega_l^m) e^{i\omega_l^m t}, \quad (2.104)$$

$$\dot{\epsilon}_{ij}(t) = \frac{\partial}{\partial t} \int_0^\infty \tilde{\epsilon}_{ij}(\omega) e^{i\omega t} \delta(\omega - \omega_l^m) d\omega = i\omega_l^m \tilde{\epsilon}_{ij}(\omega_l^m) e^{i\omega_l^m t}, \quad (2.105)$$

où $\tilde{\sigma}_{ij}(\omega_l^m)$ et $\tilde{\epsilon}_{ij}(\omega_l^m)$ sont les amplitudes complexes des tenseurs de contrainte et de déformation, vérifiant la relation 2.88 dans le cas d'un corps de Maxwell compressible. Ces composantes complexes des tenseurs des contraintes et des déformations permettent de définir une puissance complexe par unité de volume P^c :

$$P^c = \frac{1}{2} \sigma_{ij}(t) \dot{\epsilon}_{ij}^*(t) = \frac{1}{2} (\omega_l^m [\Im(\tilde{\sigma}_{ij}) \Re(\tilde{\epsilon}_{ij}) - \Re(\tilde{\sigma}_{ij}) \Im(\tilde{\epsilon}_{ij})] - i \omega_l^m [\Re(\tilde{\sigma}_{ij}) \Re(\tilde{\epsilon}_{ij}) + \Im(\tilde{\sigma}_{ij}) \Im(\tilde{\epsilon}_{ij})]). \quad (2.106)$$

L'étoile réfère au conjugué complexe. La partie réelle (premier terme) de la puissance complexe représente la puissance moyenne dissipée au cours d'un cycle de forçage. La partie imaginaire (second terme) correspond quant à elle à l'énergie élastique emmagasinée instantanément par la déformation du corps pendant un quart de cycle et restituée pendant le quart suivant. La puissance volumique de la dissipation de marée \bar{h}_{tide} (ou taux de chauffage de marée par unité de volume), moyenné sur un cycle de forçage (i.e. une orbite), est alors égale à :

$$\bar{h}_{tide} = \frac{\omega_l^m}{2} [\Im(\tilde{\sigma}_{ij}) \Re(\tilde{\epsilon}_{ij}) - \Re(\tilde{\sigma}_{ij}) \Im(\tilde{\epsilon}_{ij})]. \quad (2.107)$$

2.3.1.2 Dissipation globale

La dissipation globale moyennée sur un cycle peut être obtenue en intégrant $h_{tide}(r, \theta, \varphi)$ sur le volume du satellite, ou bien en utilisant la relation établie par Zschau [1978]. Ce dernier a montré que l'intégrale de volume peut être transformée en une intégrale de surface à l'aide de la première transformation de Green et peut être exprimée en fonction de la partie imaginaire du nombre de Love k [Segatz et al., 1988] :

$$\dot{E}_{glob} = -\frac{5\Im(k_2)}{8\pi^2 G R_s} \int \int_S \int_0^{2\pi/\omega} \left(\frac{\partial \Phi_2(R_s)}{\partial t} \right)^2 dt dS, \quad (2.108)$$

avec Φ_2 le potentiel de marée du second degré. Pour des satellites en rotation synchrone suivant une orbite excentrique, cette relation devient [Segatz et al., 1988] :

$$\dot{E}_{glob} = -\frac{21}{2} \Im(k_2) \frac{(\omega R_s)^5}{G} e^2. \quad (2.109)$$

Ces relations supposent que tout terme de dissipation est inclus dans le déphasage du nombre de Love k_2 . La fonction de dissipation globale Q^{-1} , qui est le rapport entre l'énergie dissipée durant un cycle ΔE et l'énergie maximale atteinte lors de ce cycle (Équation 2.82), est alors définie par le rapport entre la partie imaginaire du nombre de Love k_2 et son module :

$$Q^{-1} = \frac{\Im(k_2)}{|k_2|}. \quad (2.110)$$

Bien que le chauffage de marées soit connu pour être distribué de manière hétérogène à l'intérieur [Segatz et al., 1988; Ojakangas and Stevenson, 1989; Tobie et al., 2003], ce dernier

formalisme est couramment utilisé pour évaluer le taux de dissipation global et est incorporé dans les modèles d'évolution thermique comme un chauffage interne uniforme dont la valeur globale est calculée directement à partir de l'Équation 2.109 [e.g. Peale et al., 1979; Fischer and Spohn, 1990; Showman and Malhotra, 1997; Hussmann et al., 2002; Hussmann and Spohn, 2004]. Je montre néanmoins par la suite que le fort couplage entre la dynamique interne et la dissipation par la marée nécessite la détermination des distributions radiales et latérales du taux de chauffage par la marée afin d'évaluer correctement son effet sur l'évolution thermique.

2.3.1.3 Équations variationnelles et distribution radiale

La distribution radiale peut être évaluée en intégrant à chaque profondeur la dissipation par unité de volume \bar{h}_{tide} . Mais une telle approche est coûteuse d'un point de vue numérique. Suivant l'approche classique utilisée dans les problèmes d'oscillation libre [e.g. Takeuchi and Saito, 1972], la distribution radiale du taux de dissipation peut aussi être calculée, plus efficacement, en utilisant le principe variationnel. L'application de la technique variationnelle au système d'équations différentielles qui décrit la déformation de la marée (Équations 2.7, 2.8, 2.9) fournit des expressions explicites des intégrales de densité d'énergie cinétique et de déformation associées au mouvement. En considérant un modèle à symétrie sphérique, dans le domaine fréquentiel, et en utilisant la première transformation de Green, l'ensemble des Équations 2.98 à 2.101 se réduit à

$$\int \int \int_V \sigma_{ij} \dot{\epsilon}_{ij} dV - \int \int \int_V \rho \frac{\partial \vec{u}}{\partial t} \vec{grad}(\Phi_s) dV = \omega I_2 \int_0^\pi \int_0^{2\pi} [\Phi_l^m(\theta, \varphi)]^2 \sin \theta d\theta d\varphi, \quad (2.111)$$

$$\dot{E}_m = \int \int \int_V \rho \frac{\partial \vec{u}}{\partial t} \vec{grad}(\Phi_s) dV + \omega I_3 \int_0^\pi \int_0^{2\pi} [\Phi_l^m(\theta, \varphi)]^2 \sin \theta d\theta d\varphi, \quad (2.112)$$

$$\dot{E}_c = -\omega^3 I_1 \int_0^\pi \int_0^{2\pi} [\Phi_l^m(\theta, \varphi)]^2 \sin \theta d\theta d\varphi, \quad (2.113)$$

où I_1 , I_2 et I_3 sont les intégrales d'énergie radiale liées aux énergies cinétique, de déformation et potentielle, respectivement [Takeuchi and Saito, 1972]. La conservation de l'énergie (Équation 2.98) requiert :

$$I_3 = -\omega^2 I_1 + I_2. \quad (2.114)$$

Les intégrales d'énergie peuvent être déterminées à partir des fonctions radiales de déplacement, de contrainte et de potentiel introduites dans la Section 2.3.2.1. La forme générale des intégrales complexes pour une série de fonctions complexes x_i ayant une forme quelconque et ne satisfaisant pas forcément les conditions aux limites du problème s'écrit :

$$I_1 = \int_0^{R_s} \rho [y_1 x_1 + l(l+1) y_3 x_3] r^2 dr, \quad (2.115)$$

$$I_2 = \int_0^{R_s} \sum_{k=1}^9 I_{2,k} dr, \quad (2.116)$$

$$I_3 = \left(r^2 \left[x_1 y_2 + l(l+1) x_3 y_4 + \frac{x_5 y_6}{4\pi G} \right] \right)_{r=R_s}. \quad (2.117)$$

En choisissant le conjugué des fonctions y_i pour les fonctions x_i , l'intégrale I_2 peut être réarrangée comme suit [Tobie et al., 2005] :

$$I_2 = \int_0^{R_s} [H_K K + H_\mu \mu + H_\rho \rho + H_0] dr, \quad (2.118)$$

où H_K , H_μ et H_ρ représentent la sensibilité radiale au module d'incompressibilité K , au module de cisaillement μ et à la masse volumique ρ respectivement. Ces paramètres dépendent de la structure radiale du satellite et des fonctions radiales de déplacement, de contrainte et de potentiel :

$$H_K = \frac{r^2}{|\tilde{K} + 4/3\tilde{\mu}|^2} \left| y_2 - \frac{\tilde{K} - 2/3\tilde{\mu}}{r} [2y_1 - l(l+1)y_3] \right|^2 + 2r \Re \left\{ \frac{dy_1^*}{dr} [2y_1 - l(l+1)y_3] \right\} + |2y_1 - l(l+1)y_3|^2, \quad (2.119)$$

$$H_\mu = \frac{4}{3} \frac{r^2}{|\tilde{K} + 4/3\tilde{\mu}|^2} \left| y_2 - \frac{\tilde{K} - 2/3\tilde{\mu}}{r} [2y_1 - l(l+1)y_3] \right|^2 - \frac{4}{3} r \Re \left\{ \frac{dy_1^*}{dr} [2y_1 - l(l+1)y_3] \right\} + \frac{1}{3} |2y_1 - l(l+1)y_3|^2 + l(l+1)r^2 |y_4|^2 / |\mu|^2 + l(l^2 - 1)(l+2) |y_3|^2, \quad (2.120)$$

$$H_\rho = 2(l+1)r \Re y_1^* y_5 - 2l(l+1)r \Re y_3^* y_5 - 2gr \Re y_1^* [2y_1 - l(l+1)y_3] \quad (2.121)$$

$$H_0 = (4\pi G)^{-1} r |y_6|^2. \quad (2.122)$$

Ce formalisme inclut les processus de dissipation par cisaillement et en volume. Les trois paramètres (H_K , H_μ et H_ρ) sont purement réels, de sorte que toute l'information sur la dissipation n'est contenue que dans la partie imaginaire du module de cisaillement et d'incompressibilité. La dissipation en volume $\Im(K)$ des matériaux planétaires est mal contrainte et est a priori beaucoup plus petite que $\Im(\mu)$. Par conséquent, seule la dissipation associée au mouvement de cisaillement est classiquement considérée. Durant cette thèse, l'effet de réponse en volume de la dissipation a néanmoins été ajouté et étudié avec des effets non négligeables pour certains cas de figures précis. Dans le Chapitre 4, je montrerai dans quelles conditions la dissipation en volume peut jouer un rôle important.

Dans ce cas, le taux de dissipation est proportionnel à la fois à la partie imaginaire du module de cisaillement effectif complexe $\mu(\omega)$ ainsi qu'au module d'incompressibilité complexe $K(\omega)$. En réarrangeant l'expression des intégrales de densité d'énergie, et en utilisant les conditions limites de surface et le potentiel générateur de marée du second degré pour un satellite en résonance spin-orbite 1 : 1, on peut montrer que le taux de dissipation globale

2.3. MÉTHODE DE CALCUL DE LA DISSIPATION DE MARÉE

peut être exprimé comme :

$$\dot{E}_{glob} = -\frac{42\pi}{2l+1}\omega^5 R_s^4 e^2 \int_0^{R_s} H_\mu \mathfrak{S}(\mu) + H_K \mathfrak{S}(K) dr, \quad (2.123)$$

et la distribution radiale du taux de dissipation par unité de volume est la suivante :

$$\bar{h}_{tide}(r) = -\frac{21}{2(2l+1)} \frac{\omega^5 R_s^4 e^2}{r^2} \left(H_\mu \mathfrak{S}(\mu) + H_K \mathfrak{S}(K) \right). \quad (2.124)$$

L'équation 2.124 permet de calculer la distribution radiale du taux de dissipation dans tout intérieur planétaire en utilisant les profils de $\mathfrak{S}(\mu)$ et H_μ ainsi que de $\mathfrak{S}(K)$ et H_K déterminés dans chaque couche interne à partir de sa masse volumique et de ses propriétés rhéologiques viscoélastiques (μ , K et η , ζ). Je détaille cette prise en compte de la dissipation en volume dans le Chapitre 4 dédié à Io.

2.3.2 Différentes méthodes de calcul

2.3.2.1 Méthode des fonctions radiales (cette étude)

Le code de déformation de marée que j'ai utilisé dans le cadre de ma thèse a été développé par Gabriel Tobie [Tobie et al., 2005]. Ce code relie directement la distribution radiale des paramètres viscoélastiques (à savoir la densité, la viscosité et le module de cisaillement) pour chacune des couches considérées pour un corps à symétrie sphérique soumis à un potentiel gravitationnel dépendant du temps. Il est fondé sur le formalisme classique de Alterman et al. [1959], modifié par la suite par Takeuchi and Saito [1972], qui permet de calculer les oscillations sphériques d'un corps auto-gravitant soumis à différents types de forçage (marée, aplatissement dynamique lié à la rotation, charge en surface, oscillations libres suite à un séisme etc.). Selon ce formalisme standard, les équations du mouvement et l'équation de Poisson (Équations 2.8 et 2.9) peuvent être réorganisées sur la forme de six équations différentielles du premier ordre, reliant six fonctions radiales, notées classiquement y_i ($i = 1, \dots, 6$). Selon la convention de Takeuchi and Saito [1972], les fonctions y_1 et y_3 caractérisent les déplacements radiaux et tangentiels, les fonctions y_2 et y_4 , les contraintes radiales et tangentielles, et la fonction y_5 , le potentiel gravitationnel. La sixième fonction, y_6 , est utilisée pour assurer la continuité du gradient du potentiel. Celles-ci sont décrites dans la Section 2.3.2.1.

Dans le cas de la présence de couches fluides (comme un noyau liquide, un océan d'eau liquide ou de magma), la formulation dynamique de Takeuchi and Saito [1972] pose problème pour des périodes de marée supérieures à quelques jours, et une formulation simplifiée de Saito [1974] est donc utilisée, supposant une réponse quasi-statique des couches fluides. La formulation du problème se réduit alors à deux équations différentielles et deux fonctions radiales, y_5 et une nouvelle fonction y_7 qui est l'équivalent de la fonction y_6 , dans le cas fluide. La solution dans les couches solides est exprimée sous la forme d'une combinaison linéaire de trois solutions indépendantes, alors qu'elle se réduit à deux dans les couches fluides. Le système d'équations différentielles est résolu en intégrant chacune des solutions indépendantes du centre vers la surface en utilisant une méthode de Runge-Kunta

du cinquième ordre avec pas ajustable et en appliquant les conditions limites à la surface et à chaque interface interne (voir la Section 2.3.2.1 pour les détails).

Bien que ce code de déformation de marée permet désormais de traiter une large gamme de problème, il reste limité, de par sa formulation, à des structures internes ayant une symétrie sphérique, c'est-à-dire que seules les variations avec le rayon des propriétés mécaniques peuvent être prises en compte, ce qui est une limite pour certains objets planétaires. Afin de prendre en compte des variations latérales de propriétés mécaniques, une approche alternative a été développée [e.g. [Tobie et al., 2008](#)].

2.3.2.2 Méthode 3D incluant des variations latérales de viscosité

Dans les intérieurs planétaires, les propriétés viscoélastiques varient fortement spatialement, et pas que en fonction du rayon. Afin de pouvoir prendre en compte l'effet de variations latérales de viscosité, une autre méthode de calcul de déformation de marée a été introduite à partir d'un outil initialement développé pour modéliser le rebond post-glaciaire viscoélastique [[Čadek and Fleitout, 2003](#)]. Cette méthode permet de résoudre les équations du mouvement directement dans le domaine temporel et de prendre en compte une viscosité variant radialement et latéralement et des conditions limites non homogènes. Par simplicité, cette méthode est limitée au cas incompressible. La comparaison avec la méthode des fonctions radiales qui elle, inclut la compressibilité, a montré qu'il est raisonnable de négliger cet effet au premier ordre. Cette méthode a été décrite dans une première étude dédiée à Encelade [[Tobie et al., 2008](#)], et a été par la suite adjointe à un calcul de convection thermique à viscosité variable [[Choblet, 2005](#); [Choblet et al., 2007](#)] afin de permettre des évolution couplées [[Běhounková et al., 2010, 2012, 2013, 2015, 2021](#)], les variations latérales de chauffage de marée étant en effet premièrement associée à des variations rhéologiques, fonctions de la température. Je présente ci-dessous brièvement les grandes lignes de cette méthode, utilisée et comparée à l'approche des fonctions radiales que j'utilise dans ma thèse dans le Chapitre 6 dédié à Europe.

En supposant un corps viscoélastique de Maxwell incompressible, initialement à l'équilibre hydrostatique, l'évolution temporelle du déplacement et de la contrainte en chaque point peut être déterminée en intégrant les équations à dérivées partielles suivantes :

$$\nabla \cdot (-p\mathbf{I} + \mathbf{D}) + \mathbf{f} = 0, \quad (2.125)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{u} = 0, \quad (2.126)$$

$$\frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} - \frac{\partial}{\partial t} [\mu(\nabla \mathbf{u} + \nabla^T \mathbf{u})] = -\frac{\mu}{\eta} \mathbf{D}, \quad (2.127)$$

où $-p\mathbf{I}$ et \mathbf{D} représentent respectivement la partie isotropique et déviatorique du tenseur des contraintes, p est la pression, \mathbf{I} est le tenseur identité, \mathbf{u} est le déplacement, t le temps, μ le module de cisaillement, T indique la transposition d'une matrice. \mathbf{f} correspond à la force volumique incluant les variations du potentiel de marée externe, Φ_s , et les changements du potentiel interne, Φ_1^s , liés aux déformations de la surface et de la base de la couche :

$$\mathbf{f} = -p(\nabla \Phi_s + \nabla \Phi_1^s), \quad (2.128)$$

2.3. MÉTHODE DE CALCUL DE LA DISSIPATION DE MARÉE

avec ρ la masse volumique de la couche. En supposant un état initial non déformé ($\mathbf{D} = 0$), l'intégration de l'équation 2.127 conduit à :

$$\mathbf{D} - \frac{\partial}{\partial t} [\mu(\nabla \mathbf{u} + \nabla^T \mathbf{u})] = -\mu \int_0^t \frac{1}{\eta} \mathbf{D} dt' = \mathbf{M}. \quad (2.129)$$

Le terme de droite peut ainsi être identifié à un terme mémoire, \mathbf{M} . Il est le seul terme incluant la viscosité et est par conséquent le terme le plus difficile à évaluer. Le tenseur de contrainte, $-p\mathbf{I}$ et \mathbf{D} , le champ de déplacement \mathbf{u} sont déterminés implicitement en temps, tandis que le terme mémoire M et le potentiel induit, Φ_1^s sont déterminés de manière explicite. Pour la discrétisation spatiale, une méthode fondée sur une décomposition en harmoniques sphériques est utilisée. Comme aucune variation latérale du module de cisaillement n'est prise en compte et que le terme M est inclus de manière explicite, le système d'équations 2.125, 2.126 et 2.129 peut être résolu harmonique par harmonique, et peut ainsi être divisé en une série d'équations différentielles ordinaires selon le rayon r . Ces équations différentielles peuvent être ainsi résolues assez aisément et rapidement en utilisant une méthode à différence finie. L'évaluation du terme mémoire, M , en raison de η/D , reste néanmoins très coûteux, car il nécessite des allers-retours entre le domaine spectral des harmoniques et le domaine spatial, nécessitant à chaque pas de temps décomposition et recombinaison en harmoniques sphériques. Cette méthode reste, cependant, assez efficace pour des variations latérales de viscosité de grandes longueurs d'onde. En revanche, comme la résolution spatiale ne peut pas varier latéralement, cette méthode semi-spectrale devient inefficace si la viscosité varie rapidement et est associée à des structures de petite échelle. Dans ce cas, des méthodes de type éléments finis est à privilégier [Souček et al., 2016; Běhounková et al., 2017].

Une autre difficulté est la prise en compte de rhéologies plus complexes que le modèle de Maxwell, telle que le modèle d'Andrade Tandis que le changement du modèle rhéologique est trivial dans la méthode des fonctions radiales, cela peut devenir très difficile dans cette méthode car la résolution du terme mémoire devient rapidement très complexe. Afin d'y palier, une viscosité effective, qui permet de prédire un facteur de dissipation compatible avec les prédictions obtenues avec une rhéologie d'Andrade tout en restant avec une formulation du problème suivant un modèle de Maxwell, a été définie [Běhounková et al., 2010, 2011, 2012, 2013]. Grâce à cette approche, dite de pseudo-Andrade, il est possible de coupler de manière cohérente la production et le transfert de chaleur dans les intérieurs planétaires convectifs en prenant en compte les variations de viscosité associées au champ de température et en retour en incluant la source de chauffage de marée hétérogène comme source de chaleur.

2.3.2.3 Autres méthodes

Une autre méthode est connue sous le nom de méthode matricielle du propagateur, nécessitant une succession de couches avec des paramètres constants [Sabadini et al., 1982; Segatz et al., 1988]. En entrée, cette technique prend un corps composé de couches à symétrie sphérique, chacune ayant une densité, un module de cisaillement et une viscosité prescrits, soumis à un potentiel gravitationnel externe. Les conditions aux limites sont résolues à chaque interface afin d'obtenir des solutions pour les déplacements radiaux et tangentiels, les déformations et les contraintes. Le résultat de cette approche est un ensemble de fonctions

qui sont ensuite composées en tenseurs de contrainte et de déformation complets en coordonnées sphériques et combinées pour déterminer le travail par unité de volume. La solution viscoélastique est trouvée en calculant la solution purement élastique du système d'équations de propagateur résultant des méthodes ci-dessus, puis en invoquant le principe de correspondance. Cette technique permet d'évaluer les coefficients complexes décrivant le tenseur des contraintes et des déformations dans chaque sous-couche [voir Appendice dans [Segatz et al., 1988](#)], permettant ensuite d'évaluer la dissipation de marée en chaque point (latitude, longitude). La sommation de la dissipation dans chaque sous-couche permet enfin de prédire des cartes de flux de marée en surface.

En tirant avantage de la décomposition des solutions en partie radiale et angulaire, [Beuthe \[2013\]](#) a montré que la distribution dans un intérieur sphériquement stratifié peut être décrit à partir de la combinaison linéaire de trois fonctions angulaires. Comme celles-ci ne dépendent que du potentiel de marée, la représentation 3D de la distribution du chauffage de marée être ramenée à un simple problème 1D en déterminant des fonctions poids en chaque rayon, elles-mêmes déterminées à partir des fonctions radiales y_i . Ces dernières sont déterminées soit par intégration numérique (Section [2.3.2.1](#)), soit par la méthode matricielle du propagateur. Cette méthode astucieuse permet d'éviter l'évaluation plus laborieuse des différents éléments des tenseurs de contraintes et des déformations et leur sommation pour estimer localement la dissipation.

2.4 Évolution orbitale et résonance de Laplace

En raison des propriétés viscoélastiques des matériaux planétaires (Section [2.2](#)), une partie de l'énergie mise en jeu est dissipée dans le satellite. De manière similaire, le satellite induit des déformations de marée sur la planète centrale, au sein de laquelle des processus de dissipation se produisent également. Je décris brièvement ces deux phénomènes dans la Section [2.4.1](#). De plus, les évolutions thermo-orbitales d'Io et Europe ne peuvent être traitées indépendamment, du fait de deux facteurs : (1) le chauffage de marée, bien que moins important pour Europe comparée à Io, contribue de manière significative au bilan thermique des satellites, (2) l'interaction orbitale entre Io, Europe et Ganymède est couplée par plusieurs résonances. Les plus importantes sont une résonance de mouvement moyen 2 :1 entre Io et Europe, une résonance de mouvement moyen 2 :1 entre Europe et Ganymède, et la résonance de Laplace 4 :2 :1 entre Io, Europe et Ganymède. Je décris cette résonance de Laplace, qui régit la dynamique du système galiléen dans la Section [2.4.2](#).

2.4.1 Effet orbital : évolution du couple satellite-planète

La dissipation de marée, tant dans la planète que dans le satellite considéré, va modifier la répartition d'énergie au sein du système formé par les deux objets, convertissant une partie de l'énergie cinétique orbitale et rotationnelle en chaleur dans les intérieurs des deux corps. Tandis que pour la planète centrale, le surplus de chaleur et le ralentissement de sa rotation est négligeable, pour le satellite, l'excès de chaleur et la modification de son orbite peuvent avoir d'importantes conséquences.

2.4. ÉVOLUTION ORBITALE ET RÉSONANCE DE LAPLACE

2.4.1.1 Effet de la dissipation de marée sur la planète

La friction se produisant à l'intérieur des corps planétaires est responsable du délai de formation du bourrelet de marée. Ce déphasage va s'ajouter à un retard (ou à une avance systématique) si la planète tourne sur elle-même à une vitesse de rotation plus élevée (ou plus faible) que la vitesse angulaire de révolution du satellite en orbite. Dans le cas idéal d'une orbite circulaire synchrone (ou d'un corps parfaitement élastique), le bourrelet est toujours aligné dans la direction planète-satellite (Figure 2.5 A). En revanche, si la vitesse de rotation propre de la planète ω est plus élevée que la vitesse angulaire du satellite en orbite n , correspondant à la configuration d'un satellite au delà de l'orbite synchrone, le bourrelet de marée va être entraîné par la rotation de la planète. Il se retrouvera alors systématiquement en avance (Figure 2.5 B). À titre d'exemple, c'est la configuration dans laquelle se trouve le système Terre-Lune. Dans ce cas, la dissipation dans la Terre [qui a lieu principalement au fond des océans et le long des côtes, e.g. [Egbert and Ray, 2000](#)] résulte en un couple de force exercé par le bourrelet sur la Lune, accélérant cette dernière et l'emmenant sur une orbite plus éloignée. Ainsi, la dissipation dans la planète a tendance à faire augmenter le demi-grand axe a et l'excentricité e du satellite. En contrepartie, une traction identique est exercée par le satellite sur le bourrelet, ce qui a tendance à freiner la rotation de la planète. Cet effet se traduit par l'augmentation de la durée du jour de la planète. À l'inverse, pour un cas où la vitesse de rotation propre de la planète est plus faible que la vitesse angulaire du satellite en orbite, correspondant à la configuration d'un satellite en dessous de l'orbite

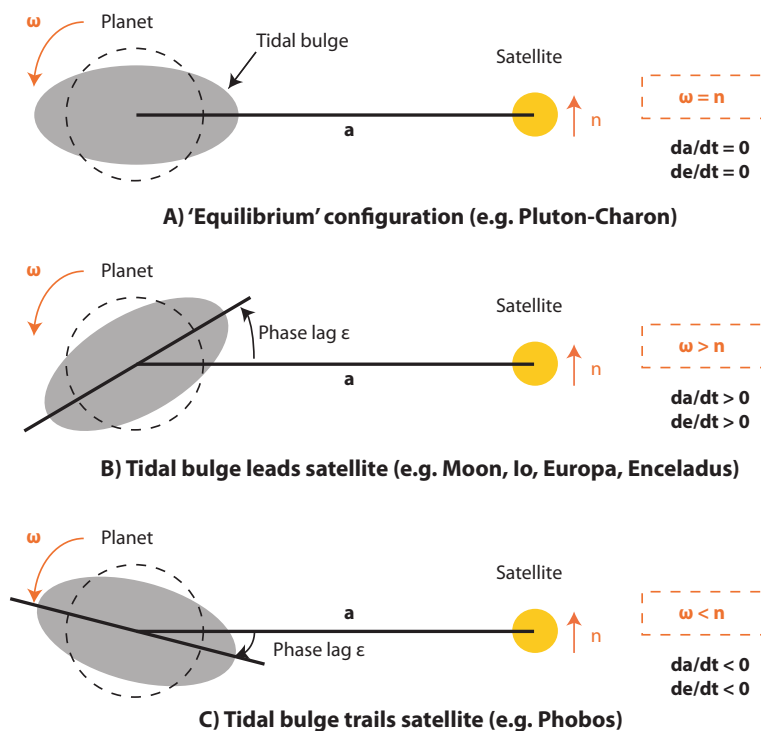


FIGURE 2.5 – Schéma de la déformation due aux marées pour un couple satellite-planète. Figure adaptée de [de Kleer et al. \[2019b\]](#).

synchrone, le bourrelet de marée va se trouver en deçà de la direction formée par le centre des deux corps et présente alors un retard angulaire (Figure 2.5 C). C'est le cas du système Mars-Phobos [e.g. [Bagheri et al., 2019](#)]. La traction effective du bourrelet a alors tendance à freiner le satellite sur son orbite, diminuant son demi-grand axe et, par conséquent, son excentricité, le rapprochant de sa planète.

2.4.1.2 Effet de la dissipation de marée sur les satellites

La dissipation de marée dans le satellite implique un comportement inverse de celui entraîné par la dissipation dans la planète. La réponse du satellite n'étant pas instantanée (anelastique), une partie de l'énergie est dissipée et le délai temporel résultant dans la formation du bourrelet implique que celui-ci sera décalé d'un certain angle par rapport à la direction pointant vers ce qu'on appelle le second foyer vide de l'orbite (l'autre foyer de l'ellipse étant occupé par la planète, Figure 2.6) vers lequel il pointerait constamment en cas de déformation purement élastique. C'est ce retard angulaire qui va contrôler l'effet de la dissipation de marée dans un satellite sur l'orbite de celui-ci. Un couple de force va s'exercer sur le bourrelet du satellite, ce qui va avoir tendance à accélérer son spin. Par conséquent, sa distance à la planète centrale va diminuer. Il se produit ainsi un freinage orbital, avec un effet d'autant plus fort au périastre, par rapport à celui produit à l'apoastre, que l'orbite est excentrique. L'orbite est de ce fait rétrécie (diminution du demi-grand axe) et, par conservation du moment cinétique, progressivement circularisée (réduction de l'excentricité).

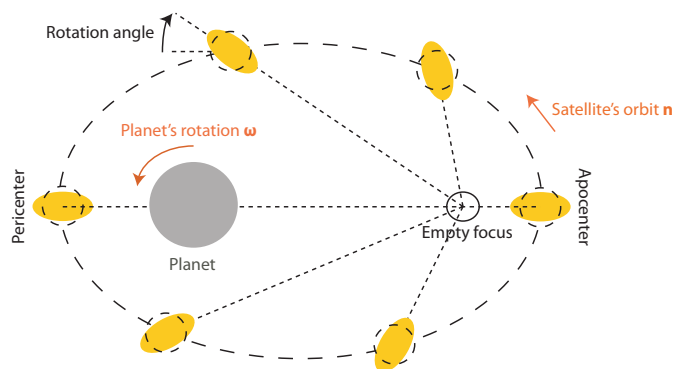


FIGURE 2.6 – Représentation schématique de la rotation d'un satellite verrouillé sur une orbite excentrique. Figure adaptée de [Dirkx et al. \[2016\]](#).

En résumé, les effets de la dissipation de marée dans les satellites sur le demi-grand axe et l'excentricité de l'orbite de ceux-ci sont antagonistes de ceux produits par la dissipation dans la planète. L'évolution orbitale qui en résulte dépend donc de l'importance relative de ces deux phénomènes. S'il y a un fort taux de dissipation dans le satellite, il est alors impossible de maintenir une excentricité sur de grandes échelles de temps, à moins d'une résonance excitatrice, comme c'est le cas des satellites galiléens.

2.4.2 Résonance de Laplace

Nous avons vu que la chaleur produite par les marées dans un corps planétaire se fait aux dépens de l'énergie orbitale. À mesure que l'objet est chauffé par les marées, celui-ci subit un amortissement orbital, circularisant son orbite et ralentissant sa vitesse de rotation. Or une excentricité non nulle est nécessaire afin que ce chauffage de marée soit efficace dans l'intérieur. Par conséquent, un mécanisme est nécessaire pour maintenir l'excentricité à une valeur non nulle. Les résonances dites de mouvement moyen remplissent cette fonction. En raison de ces résonances, l'énergie orbitale et le moment angulaire, dont la source est l'énergie de rotation de Jupiter, sont répartis entre les satellites. Comme les résonances sont stables, les excentricités orbitales des satellites sont forcées par les résonances sur de longues échelles de temps. Par conséquent, l'amortissement de l'excentricité orbitale attendu en réponse à la dissipation de marée dans l'intérieur d'Io et d'Europe est évité grâce à l'existence de la résonance de Laplace.

2.4.2.1 Principe

Les résonances sont établies par l'expansion orbitale différentielle due aux marées soulevées sur Jupiter et par l'amortissement des amplitudes de libration via la dissipation des marées à l'intérieur des satellites [Yoder, 1979; Yoder and Peale, 1981; Henrard, 1983; Malhotra, 1991]. En mécanique céleste, lorsque deux corps en orbite ont des périodes de révolution qui sont dans un rapport entier simple, chaque corps peut avoir une influence gravitationnelle récurrente sur l'autre. La résonance orbitale peut stabiliser les orbites et les protéger des perturbations, tout comme elle peut déstabiliser l'une des orbites, en éjectant le corps concerné, soit en modifiant l'excentricité de sa trajectoire, soit en l'envoyant sur une orbite différente. La résonance de Laplace est une forme de résonance orbitale qui se produit lorsque les périodes orbitales de trois objets ou plus ont des rapports entiers simples. Dans le cas du système galiléen, il s'agit d'une série de deux résonances consécutives de mouvement moyen 2 : 1, ce qui donne un rapport de période de 4 : 2 : 1 entre les trois corps en orbite.

En 1771, Pierre Simon Laplace a décrit la résonance 4 : 2 : 1 des périodes orbitales d'Io, Europe et Ganymède. Cette résonance est caractérisée par la relation suivante : $L_1 - 3L_2 + 2L_3$ est π en moyenne, où L_1 , L_2 et L_3 désignent les longitudes moyennes d'Io, Europe et Ganymède, respectivement. La signification de cette relation a été réalisée plus de 200 ans plus tard par Peale et al. [1979], qui ont souligné le fait que la résonance de Laplace est responsable d'une excentricité forcée des orbites d'Io et d'Europe, conduisant à leur déformation interne par les marées et un chauffage significatif. Ils ont prédit la fusion partielle de l'intérieur d'Io ainsi qu'un volcanisme actif et global à la surface du satellite. Cette prédiction a été confirmée de façon spectaculaire quelques mois plus tard par Voyager 1, qui a imagé des panaches volcaniques en éruption et des points chauds sur Io [Witteborn et al., 1979], et Voyager 2, qui a révélé la jeune surface d'Europe [Smith et al., 1979b,a].

La faible distance d'Io par rapport à la géante Jupiter induit un forçage de marée très important, avec un transfert de moment angulaire et d'énergie orbitale depuis Jupiter vers Io à un rythme très élevé. Une partie de cette énergie, dont la source est l'énergie de rotation de Jupiter, est dissipée dans Io. L'énergie orbitale acquise par Io est distribuée à Europe et

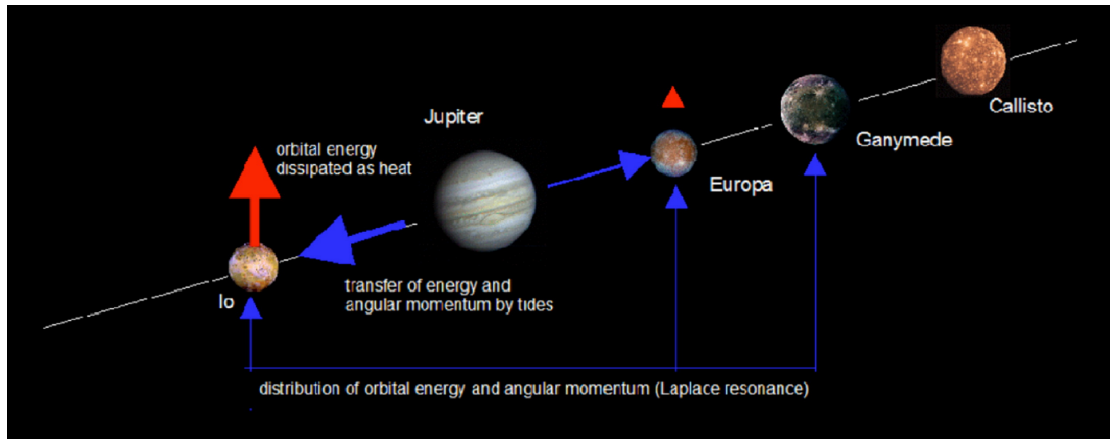


FIGURE 2.7 – Représentation schématique du principe de la résonance de Laplace. L'énergie de rotation de Jupiter représente un réservoir d'énergie très important pour les trois satellites galiléens les plus proches. L'énergie orbitale gagnée par Io en raison du forçage de marée exercé par Jupiter est distribuée entre Io, Europe et Ganymède, en raison de la résonance de Laplace. Figure tirée de [Grasset et al. \[2013\]](#).

à Ganymède via les résonances. De nouveau, une partie de l'énergie orbitale gagnée par les autres satellites est dissipée dans Europe et, dans une bien moindre mesure, dans Ganymède (Figure 2.7). Les plus fortes interactions dans ce système sont celles entre Io et Europe, et Europe et Ganymède. Pour ces deux paires de satellites, le rapport des mouvements moyens est proche de 2 :1, créant des conjonctions toujours à la même longitude orbitale. La conjonction Io-Europe est bloquée au périjove d'Io et à l'apojove d'Europe, alors que la conjonction Europe-Ganymède se produit quand Europe est proche de son périjove. Ces résonances, en induisant des perturbations gravitationnelles qui s'ajoutent de manière constructive, permettent le transfert d'énergie et de moment angulaire d'Io vers Europe, puis vers Ganymède [[Showman and Malhotra, 1997](#)]. Ces conjonctions entre chaque paire de satellites dérivent à des vitesses angulaires moyennes :

$$2n_2 - n_1 = \omega_1 \quad (2.130)$$

$$2n_3 - n_2 = \omega_2 \quad (2.131)$$

où n_1 , n_2 , n_3 sont les mouvements moyens d'Io, Europe et Ganymède respectivement. À l'heure actuelle, ω_1 and ω_2 sont faibles et égaux au taux de précession orbital d'Io (ou d'Europe, $\omega_1 = \omega_2 = 0.74^\circ \text{ d}^{-1}$, la valeur actuelle étant la même du point de vue d'une moyenne temporelle). L'égalité de ω_1 et ω_2 , une commensurabilité 1 :1 entre les taux de dérive angulaire des conjonctions Io-Europe et Europe-Ganymède, définit la résonance de Laplace entre les trois satellites.

Il est important de noter que c'est l'interaction Io-Jupiter qui est le facteur moteur contrôlant la quantité globale d'énergie disponible sur Europe. L'énergie de rotation de Jupiter est la source par laquelle l'activité interne de Io et Europe est alimentée. L'effet des lunes sur Jupiter, qui provoquerait en principe une diminution de la vitesse de rotation de la planète géante, étant très faible, l'énergie de rotation de Jupiter peut être considérée comme constante. Ainsi, la quantité d'énergie disponible pour le système de satellites dépendra principalement des

2.4. ÉVOLUTION ORBITALE ET RÉSONANCE DE LAPLACE

caractéristiques orbitales d'Io (principalement l'excentricité et le demi grand axe) et de la proportion de l'intérieur de Jupiter qui se déforme inélastiquement sous le forçage périodique d'Io. L'efficacité de la dissipation d'énergie dans Jupiter est paramétrée par le facteur de qualité de Jupiter Q_J . La valeur du facteur de qualité jovien est très incertaine. Les premières estimations fondées sur les contraintes de la dynamique orbitale étaient de l'ordre de 10^4 à 10^6 [e.g. [Goldreich and Soter, 1966](#); [Yoder and Peale, 1981](#); [Peale, 2003](#)]. Les observations plus récentes de [Lainey et al. \[2009\]](#) ont depuis permis de contraindre Q_J à environ 30 000-40 000. Cependant, Q_J a pu évoluer au cours de l'évolution de Jupiter [[Fuller et al., 2016](#)] et n'est pas forcément représentatif de l'ensemble de l'histoire du système jovien.

2.4.2.2 Origine de la résonance de Laplace

Une question ouverte concernant le système jovien est de savoir depuis combien de temps la résonance de Laplace est active et comment elle évolue dans le temps. Deux théories existent à ce sujet.

Le premier scénario de formation consiste en une séquence d'étapes dans lesquelles Io, Europe et Ganymède passent par une série de résonances avant d'être capturés dans la résonance de Laplace. On pense depuis longtemps que les nombreuses résonances de mouvement moyen parmi les satellites des planètes extérieures ne sont pas primordiales, mais plutôt le produit d'une évolution différentielle des marées dans laquelle un satellite intérieur évolue en résonance avec un satellite extérieur [[Goldreich and Soter, 1966](#)]. Selon ce premier scénario, les lunes migrent vers l'extérieur [[Yoder, 1979](#); [Yoder and Peale, 1981](#); [Greenberg, 1987](#); [Malhotra, 1991](#); [Showman and Malhotra, 1997](#)], et on s'attend à ce que les différences dans le taux de migration permettent aux lunes, qui s'accrètent dans des endroits initialement aléatoires, de croiser leurs positions de résonance 2 :1. De tels croisements, s'ils sont convergents, conduisent à un verrouillage dans la résonance [[Murray and Dermott, 1999](#)] et permettent aux lunes de se déplacer au même rythme afin de relier un troisième objet dans un modèle 4 :2 :1. Dans ce cadre, il est naturel de supposer que, dans le passé, l'expansion différentielle par effet de marée a d'abord fait entrer Io dans la résonance de mouvement moyen 2 :1 avec Europe, après quoi la paire a été entraînée par effet de marée vers l'extérieur jusqu'à ce que Ganymède soit capturé dans la résonance 2 :1 avec Europe également. Le premier modèle conduisant à la capture en résonance et à l'assemblage interne de la résonance de Laplace a été réalisé par [Yoder \[1979\]](#) et [Yoder and Peale \[1981\]](#). Ce modèle prend en compte les propriétés dissipatives des satellites. Alors que le forçage de Jupiter rapproche Io et Europe, la paire de satellites entre d'autant plus profondément en résonance de mouvement moyen 2 :1. Ceci a pour effet d'augmenter l'excentricité des deux satellites, mais l'augmentation de la dissipation de marée due à cette augmentation de l'excentricité entraîne en retour un rétrécissement de l'orbite de Io, qui s'éloigne de l'orbite d'Europe et donc de la résonance. C'est l'équilibre de ces deux effets qui stabilise la configuration résonante. Dans ce modèle, l'excentricité d'Europe était beaucoup plus petite (0,0014) lorsqu'elle était uniquement dans la résonance 2 :1 avec Io, et ce n'est que lorsque la résonance de Laplace s'est formée que les valeurs modernes de l'excentricité d'Europe ont été atteintes. Si c'est le cas, alors le fort chauffage de marée que connaît Europe est advenu tardivement dans l'histoire géologique du satellite, preuve du lien indéfectible entre l'évolution thermique et orbitale des satellites galiléens. En examinant plus en profondeur cette hypothèse d'assemblage des

résonances pour la formation de la résonance de Laplace, [Malhotra \[1991\]](#) et [Showman and Malhotra \[1997\]](#) ont ensuite découvert qu'avant qu'Io et Europe n'entrent dans la résonance du mouvement moyen 2 : 1, les trois satellites ont pu être temporairement capturés dans des résonances de type Laplace de faible ordre. Les excentricités sont excitées dans ces résonances temporaires à la fois pour Europe et pour Ganymède. Ainsi, le niveau moderne de chauffage par marée d'Europe pourrait dater de cette époque intermédiaire de l'histoire du Système Solaire.

Le deuxième grand modèle de formation de la résonance soutient quant à lui que la résonance de Laplace est primordiale, contemporaine de la formation des satellites [[Greenberg, 1987](#); [Peale and Lee, 2002](#)]. Dans cette configuration, la migration se produit vers l'intérieur. La première solution apportée par [Greenberg \[1982, 1987\]](#) est basée sur l'argument d'un facteur de dissipation de Jupiter Q_J nécessaire pour assembler la résonance de l'extérieur vers l'intérieur physiquement irréaliste (trop faible pour une géante gazeuse). Selon ce modèle, les satellites se sont formés à l'origine plus profondément dans la résonance, et évoluent lentement hors de la résonance depuis lors. Une telle évolution lente dépend d'un $Q_J \gg 10^6$. Cependant [Peale \[1999, 2003\]](#) a souligné qu'une dissipation jovienne aussi faible n'est pas compatible avec le prodigieux flux de chaleur d'Io. En d'autres termes, sans un forçage de marée de Jupiter suffisant pour contrebalancer les pertes dissipatives au sein d'Io, la résonance de mouvement moyen Io-Europe 2 : 1 se désassemblerait sur une échelle de temps courte comparée à l'âge du Système Solaire. La situation aurait été encore moins tenable plus tôt dans l'histoire du système solaire, car lorsque la résonance était plus profonde, les excentricités forcées (et les taux de chauffage) auraient été encore plus élevées. Dans la configuration de [Peale and Lee \[2002\]](#); [Canup and Ward \[2002, 2009\]](#), la migration différentielle des satellites dans le disque gazeux aurait lieu pendant les étapes finales de l'accrétion des satellites et se produit également vers l'intérieur. Pendant cette migration vers l'intérieur, Ganymède balaierait d'abord Europe dans une résonance de mouvement moyen 2 : 1, avant que l'assemblage Europe-Ganymède ne balaie Io dans le modèle final 4 : 2 : 1 observé aujourd'hui. Les excentricités orbitales pendant la migration sont limitées (amorties) par les interactions avec le disque de gaz. Lorsque le disque se dissipe (c'est-à-dire lorsque l'afflux de gaz et de poussières provenant de la nébuleuse solaire diminue), ces excentricités devraient commencer à diminuer en raison de la dissipation des marées au sein des satellites. [Peale and Lee \[2002\]](#) montrent que le système entier (Io-Europe-Ganymède) se relaxe naturellement vers sa configuration actuelle de la résonance de Laplace.

Une différence essentielle entre ces modèles est l'échelle de temps en jeu quant à la mise en place. Pour une migration vers l'intérieur, la résonance de Laplace doit se former avant la perte du disque de débris et de gaz qui induit le mouvement vers l'intérieur, impliquant un assemblage rapide du modèle de résonance juste après l'accrétion du système jovien. Une autre conséquence d'une origine primordiale est la stabilité de la résonance de Laplace, excluant toute perturbation dynamique suffisante pour la rompre au cours des quatre derniers milliards d'années. Le premier modèle implique quant à lui une échelle de l'ordre de plusieurs centaines de millions d'années [formation il y a moins de 800 millions d'années, [Yoder, 1979](#); [Henrard, 1983](#)]. Cependant, l'établissement de la relation de Laplace n'est pas un résultat certain puisque des changements mineurs dans les conditions initiales, les taux de migration ou les taux d'amortissement de l'excentricité peuvent conduire à d'autres configurations. D'ailleurs, le fait de contraindre le moment de l'apparition de la résonance de Laplace par

2.4. ÉVOLUTION ORBITALE ET RÉSONANCE DE LAPLACE

d'autres moyens peut contribuer à favoriser un modèle ou un autre. Le mécanisme mis en évidence par [Renaud and Henning \[2018\]](#), selon lequel seules certaines rhéologies permettent de récupérer des excursions à faible excentricité ou à faible forçage de marée, fournit un de ces nouveaux outils. Puisqu'ils considèrent qu'Io est actuellement dans un état chaud, cela implique que la résonance de Laplace doit avoir commencé peu après la formation du corps si le manteau d'Io a une réponse au forçage de marée de type Maxwell (< 100 Myr après la formation). Si, cependant, le matériau du manteau est mieux modélisé par un modèle d'Andrade, alors la résonance de Laplace pourrait s'être mise en place beaucoup plus tard dans le refroidissement d'Io. Il en est de même pour Europe et Ganymède, également soumis au forçage de marée, pour lesquels le modèle rhéologique utilisé va avoir des conséquences sur la dynamique du corps.

2.4.2.3 Conséquence de la résonance de Laplace

Une fois la résonance de Laplace établie par l'un des mécanismes décrit ci-dessus, l'excentricité et le chauffage de marée au sein d'Io et d'Europe évoluent ainsi dans le temps. Or, nous ne savons pas si les processus décrits ci-dessus sont actuellement à l'équilibre, ou si les taux de migration et de chauffage de marée, ainsi que l'activité thermique associée varient épisodiquement. Par exemple, il est possible qu'Io migre actuellement vers Jupiter [[Lainey et al., 2009](#)], en raison de l'amortissement par les marées de son excentricité. Au fur et à mesure de l'amortissement de l'excentricité d'Io, le chauffage de marée diminue, conduisant à un intérieur d'Io moins dissipatif. Io migrerait alors à nouveau vers l'extérieur dans la résonance avec Europe, augmentant à nouveau son excentricité. Cette rétroaction cyclique entre l'évolution thermique et orbitale a été modélisée par [Ojakangas and Stevenson \[1986\]](#), qui ont trouvé des périodes d'oscillations typiques de l'ordre de la centaine de millions d'années. [Husmann and Spohn \[2004\]](#) ont obtenu un comportement périodique similaire pour Io et Europe, donnant lieu à des périodes caractérisées par un chauffage de marée nettement plus important au début de l'histoire des satellites, suivant cette évolution de type oscillatoire.

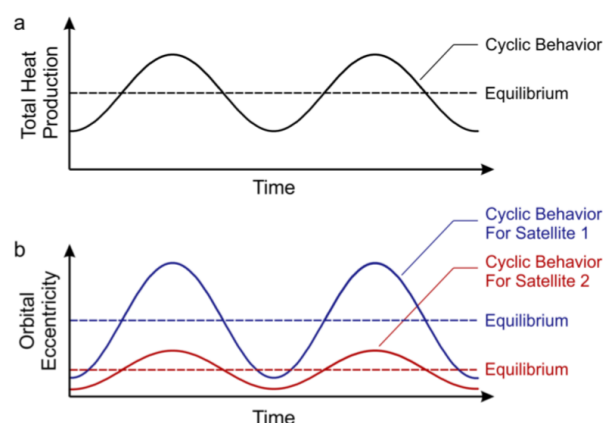


FIGURE 2.8 – Schéma illustrant deux situations possibles pour les satellites en résonance quant à leur production de chauffage de marée et l'évolution de leur excentricité. Figure tirée de [de Kleer et al. \[2019b\]](#)

La figure 2.8 illustre ces possibilités de manière schématique. D'un côté, Io (ou Europe) peut être à l'équilibre, configuration pour laquelle son excentricité est constante et la production totale de chaleur du satellite est également constante et égale à la vitesse à laquelle l'énergie est fournie par Jupiter; tandis qu'alternativement, le système peut aussi connaître une période de production de chaleur anormalement élevée, avec des excentricités de satellites supérieures à leurs valeurs moyennes à long terme.

Résumé du Chapitre 2. Nous avons vu que les corps planétaires soumis à un potentiel de marée externe variant dans le temps se déforment (Section 2.1). Du fait du comportement viscoélastique des intérieurs planétaires, cette déformation conduit à la dissipation de chaleur par friction visqueuse. Différents modèles rhéologiques peuvent être utilisés pour modéliser la réponse de ces corps (Section 2.2) et différentes méthodes de calcul existent dans la littérature afin d'évaluer leur réponse viscoélastique de marée (Section 2.3). Enfin, la dissipation de marée dans les corps planétaires a un impact sur leur évolution orbitale (Section 2.4). En particulier, la résonance de Laplace a des implications très importantes quant à l'état thermique des manteaux d'Io et d'Europe, et donc sur la potentielle activité volcanique qui pourrait avoir lieu au niveau du plancher océanique d'Europe, que ce soit actuellement ou dans le passé. De plus, du fait de cette résonance, les évolutions respectives d'Io et d'Europe ne peuvent être disjointes, et une évaluation correcte de la dissipation de marée dans l'intérieur d'Io est nécessaire à la caractérisation de l'évolution thermo-orbitale d'Europe. Les calculs des Chapitres 3, 4, 5 et 6 sont basés sur la méthode présentée dans ce chapitre. Le chauffage de marée dans les manteaux silicatés d'Io et d'Europe entraîne de la fusion partielle, dont la forme, l'étendue et les implications sont largement incertaines. Je décris les éléments nécessaires à bien comprendre l'influence de la fusion partielle à la fois sur l'activité de surface et la structure interne, mais aussi sur l'évolution thermique et la rhéologie des manteaux silicatés dans le chapitre suivant.

2.4. ÉVOLUTION ORBITALE ET RÉSONANCE DE LAPLACE

Chapitre 3

Fusion partielle : influence sur la rhéologie et la réponse de marée des manteaux silicatés planétaires

L'occurrence de fusion partielle est un processus omniprésent dans tous les manteaux silicatés des corps telluriques du Système Solaire (Section 3.1.1). Ce processus, intimement lié à la composition des corps ainsi qu'à la chaleur disponible, s'exprime avec différentes modalités selon les corps (Section 3.1.2). La fusion des manteaux et le transport des produits de fusion sont des phénomènes cruciaux quant à la compréhension de l'évolution thermique des corps planétaires, qui ne peut être dissociée de ces processus (Section 3.1.3). Je présente ces notions très générales dans la Section 3.1 et donne des exemples sur Terre et dans le Système Solaire afin de comprendre les modalités d'expressions de la fusion partielle ainsi que les processus impliqués. L'enjeu est d'avoir le plus d'éléments possibles pour déterminer comment Io et Europe se placent par rapport aux autres corps du Système Solaire quant à l'occurrence de fusion partielle de leur manteau et son expression : sont-ils la règle ou l'exception ?

Un aspect important de la fusion partielle est son impact sur la rhéologie des roches qui composent les manteaux silicatés. En effet, la fusion partielle affecte les paramètres visqueux et élastiques, qui façonnent eux-même le chauffage de marée. Cette influence est le fondement de mon étude et j'y consacre une description dédiée dans la Section 3.2. Je décris la mise en place de lois rhéologiques utilisées dans le cadre de cette thèse afin de prendre en compte l'effet de la fusion partielle sur les paramètres visqueux et élastiques du manteau silicaté (Section 3.2.1) avant de présenter l'exploration de la sensibilité des paramètres quant au calcul de la dissipation de marée dans une couche partiellement fondue. Cette approche introduit la contribution de la dissipation en volume (ou "bulk dissipation"), nouveauté de cette étude (Section 3.2.2). La description spécifique de l'effet de la dissipation en cisaillement et volume dans une couche partiellement fondue n'est cependant pas discutée, faisant l'objet du Chapitre 4.

3.1 Fusion partielle dans les manteaux silicatés planétaires

La fusion est un changement de phase du premier ordre qui a des conséquences drastiques sur les propriétés rhéologiques des matériaux qui composent les intérieurs planétaires, ainsi que sur la dynamique de ces derniers, à différentes échelles spatiales et de temps. Dans cette section, je décris le processus de fusion partielle dans les grandes lignes et l'exposé de ces phénomènes complexes est volontairement simplifié. Je présente dans un premier temps les formes d'expressions de la fusion partielle dans les manteaux silicatés des corps telluriques du Système Solaire (Section 3.1.1) avant de définir le concept de fusion partielle tel qu'il a été initialement appréhendé afin d'expliquer la diversité des magmas terrestres (Section 3.1.2). Enfin les différentes modalités d'extraction et de migration du produit de la fusion partielle et les implications que cette dernière peut avoir sur la dynamique et l'évolution des corps planétaires sont discutées (Section 3.1.3). Je décline les exemples présentés ci-dessous pour Io et Europe, objets de cette thèse.

3.1.1 Évidence et expression de la fusion partielle dans les manteaux silicatés des corps telluriques du Système Solaire

Des indices de l'occurrence de fusion partielle des manteaux silicatés des corps telluriques sont d'une part observés directement à la surface, par le biais des traces d'édifices volcaniques actuels ou passés (Section 3.1.1.1), et d'autre part indirectement sous la forme de couches plus ou moins globales, partiellement à entièrement fondues que suggèrent certaines mesures géophysiques ou que prédisent des modèles de l'histoire géologique de ces corps (Section 3.1.1.2).

3.1.1.1 Volcanisme dans le Système Solaire

Le volcanisme est la manifestation en surface du phénomène de fusion partielle dans l'intérieur des corps planétaires. Il est associé au transfert de matériel fondu depuis l'intérieur du corps vers sa surface, et fournit la preuve qu'il existe une énergie interne suffisante pour entraîner la fusion de certaines zones à l'intérieur. Ce processus géologique fondamental a façonné l'évolution des corps du Système Solaire, de Mercure à Pluton. Concernant le Système Solaire interne, la Terre se distingue par son volcanisme actif intense. Cependant, des édifices volcaniques ont aussi été observés à la surface des autres corps telluriques à savoir Mars, Vénus, Mercure et la Lune [e.g. [Byrne, 2020](#)], qui témoignent d'une activité volcanique passée, parfois jusqu'à des périodes récentes. Des preuves irréfutables d'éruptions actives dans le Système Solaire externe ont été trouvées sur Io [[Smith et al., 1979b](#)] et Encelade [[Porco et al., 2006](#)]. Dans ces deux cas, des panaches actifs ont été clairement identifiés sur des images prises par Voyager 1 et Cassini respectivement. Tandis que des éruptions possibles ont également été observées sur Europe [[Roth et al., 2014](#); [Sparks et al., 2016](#); [Jia et al., 2018](#)], des caractéristiques de surface qui suggèrent un cryovolcanisme se trouvent sur Cérès, Europe, Ganymède, Dione, Téthys, Titan, Miranda, Ariel, Pluton et Charon [[Geissler, 2015](#)]. Les produits et le style du volcanisme de ces mondes très contrastés varient en fonction des différences dans leur structure et leur composition, qui contrôlent le type de ma-

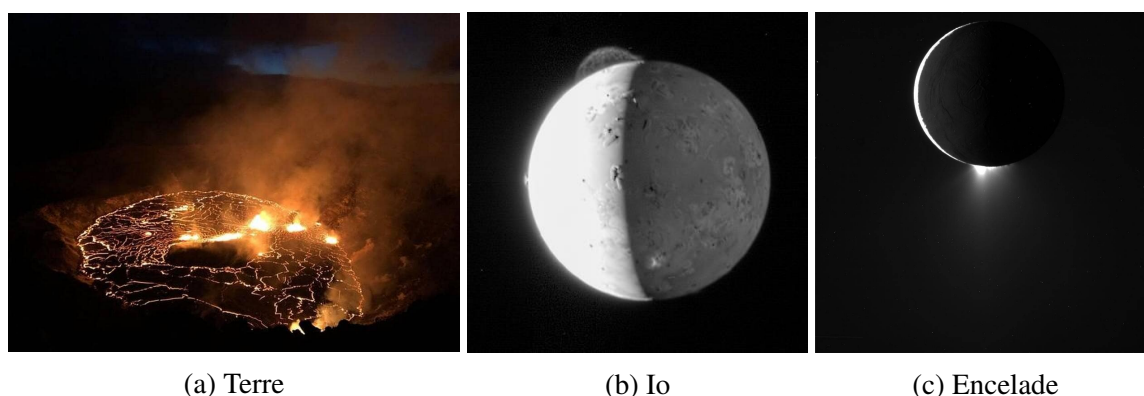


FIGURE 3.1 – Éruptions volcaniques dans le Système Solaire. (a) Éruption du volcan terrestre Kilauea du 29 Septembre 2021, USGS. (b) Éruption volcanique du volcan ionien Tvashtar capturée par la mission New Horizon lors d'un survol d'Io le 1 Mars 2007, NASA. (c) Panache s'échappant du Pôle Sud d'Encelade pris par la sonde Cassini le 2 Novembre 2009, NASA.

tériau érupté. Un exemple d'activité récente capturé pour chacun des corps, dont l'activité actuelle est avérée, est illustré sur la Figure 3.1. Notons qu'il faut différencier les éruptions de glace (ou cryovolcanisme) qui se produisent sur les lunes des planètes géantes de notre Système Solaire, impliquant la fusion de mélanges d'eau et d'autres composés, du volcanisme silicaté, résultant de la fusion de la roche des manteaux des corps telluriques. Le cadre de cette thèse se concentre sur le volcanisme silicaté. Au delà de notre Système Solaire, les exoplanètes dites "hautement volcaniques", pouvant présenter un grand nombre de volcans actifs, quelle que soit leur forme, qualifiées également de "mondes de lave" (pour désigner toute planète présentant des lacs de lave étendus en surface), de "mondes d'océans de magmas" (pour désigner les planètes présentant des océans de magma globaux à leur surface) ou de "super-Ios", sont des cibles prioritaires pour les recherches [Henning et al., 2018]. Elles sont susceptibles d'être encore plus diverses que les mondes volcaniques actifs du Système Solaire, avec un large éventail de compositions, de températures, de taux d'activité, de styles d'éruptions volcaniques.

L'exploration des corps telluriques du Système Solaire (à savoir Mercure, Vénus, La Terre, Mars, la Lune et Io) a mis l'accent sur un caractère commun de leur surface : la présence d'édifices volcaniques. J'énonce ci-dessous les grandes caractéristiques volcaniques qui caractérisent et façonnent ces différents corps. Notons que je ne décris pas Europe parmi eux du fait de son hydrosphère et de sa surface glacée. Cependant l'étude de ce volcanisme apparent sur les corps telluriques du Système Solaire pourrait être transposée au manteau silicaté d'Europe (voir discussion dans le Chapitre 6).

Mercure. La sonde MESSENGER (MErcury Surface, Space ENvironment, GEochemistry, and Ranging) de la NASA a effectué des observations orbitales et des survols de Mercure de 2008 à 2015, démontrant l'occurrence passée d'éruptions volcaniques [Head et al., 2008; Kerber et al., 2009; Head et al., 2011; Jozwiak et al., 2018]. La manifestation la plus importante du volcanisme sur Mercure est l'ensemble des plaines lisses - des zones basses et relativement plates qui ne sont que faiblement cratérisées [Strom et al., 1975], qui couvrent

3.1. FUSION PARTIELLE DANS LES MANTEAUX SILICATÉS PLANÉTAIRES

27% de la surface de la planète [Denevi et al., 2013, Figure 3.2]. Les âges absolus par comptage de cratère indiquent que le volcanisme effusif généralisé sur Mercure a probablement pris fin il y a 3,5 milliards d'années [Head et al., 2011; Denevi et al., 2013; Whitten et al., 2014; Byrne et al., 2016]. Enfin, la mission Messenger a mis en évidence une composition de la surface de Mercure dominée par des basaltes mafiques à ultramafiques [Charlier et al., 2013].

Vénus. Les matériaux volcaniques, dominés par des laves mafiques, représentent environ 80% de la surface de Vénus [Ivanov and Head, 2013, Figure 3.2]. Les formes volcaniques vénusiennes sont variées, allant d'édifices moyens (jusqu'à quelques centaines de kilomètres de diamètre) à des unités de plaines volcaniques morphologiquement homogènes s'étendant sur des milliers de kilomètres [e.g. Head et al., 1992; Tanaka et al., 1997; Crumpler and Aubele, 2000]. Une activité volcanique récente a été suggérée par plusieurs observations. Tout d'abord, la présence de points chauds récemment actifs sur Vénus a été déduite de leur signature thermique [Shalygin et al., 2015] et des données d'émissivité de Venus Express, qui permettent de distinguer les matériaux basaltiques frais des matériaux altérés [Helbert et al., 2008; Smrekar et al., 2010; Filiberto et al., 2020]. De plus, le soutien dynamique de la topographie et les structures de déformation de surface aux endroits où une activité volcanique récente a été suggérée sont compatibles avec la présence de panaches mantelliques à l'intérieur [Kiefer and Hager, 1991; Smrekar and Phillips, 1991]. Enfin, les variations de SO_2 dans l'atmosphère de Vénus, enregistrées par Pioneer Venus [Esposito, 1984; Esposito et al., 1988] et plus tard par Venus Express [Marcq et al., 2013], fournissent des indices supplémentaires d'une activité volcanique récente.

Terre. Sur la Terre, le volcanisme encore actif actuellement, est un phénomène en vigueur depuis au moins 4 milliards d'années [e.g. O'Neil and Carlson, 2017], bien qu'il ait été beaucoup plus important au début de son histoire, au cours de l'Hadéen et de l'Archéen [e.g. Sleep and Windley, 1982]. Plus de 70% de la surface de la Terre est recouverte de laves basaltiques (Figure 3.2). Plusieurs centaines de volcans actifs autour du monde sont la preuve de processus thermiques continus et actuels dans le manteau. Ces sites de volcanisme actif sont principalement contrôlés par la tectonique des plaques (Figure 3.2), avec des épanchements de laves au niveau des dorsales océaniques (i.e. des frontières divergentes) ainsi qu'au voisinage des zones de subduction (i.e. des frontières convergentes). Le volcanisme est néanmoins aussi observé dans les régions intraplaques, qu'il s'agisse de continents ou de bassins océaniques. Les grandes provinces ignées terrestres, formées depuis 550 millions d'années et caractérisées par des quantités gigantesques de laves éruptées, bien supérieures à ce qui est observé actuellement, reflètent probablement des processus mantelliques plus profonds en relation avec du magmatisme intraplaque [e.g. Bryan and Ernst, 2008]. Cependant, du fait de la tectonique des plaques, la majeure partie des traces de volcanisme passé de la Terre est effacée. Une autre particularité du volcanisme terrestre est son occurrence possible au niveau du plancher océanique, pouvant induire de l'hydrothermalisme, avec des implications intéressantes quant à l'habitabilité (Section 1.3 du Chapitre 1).

Lune. Les plaines de laves lunaires (ou mers basaltiques) couvrent 17% de la surface (Figure 3.2), et sont dans la plupart des cas, situées dans des bassins d'impact plus anciens [e.g. Head and Wilson, 1992]. Cette caractéristique est notamment interprétée par le fait que ces cratères d'impact ont probablement induit ce magmatisme [Michaut and Pinel, 2018]. Une caractéristique notable de la répartition de ces mers est une asymétrie globale dans leur

CHAPITRE 3. FUSION PARTIELLE : INFLUENCE SUR LA RHÉOLOGIE ET LA RÉPONSE DE MARÉE DES MANTEAUX SILICATÉS PLANÉTAIRES

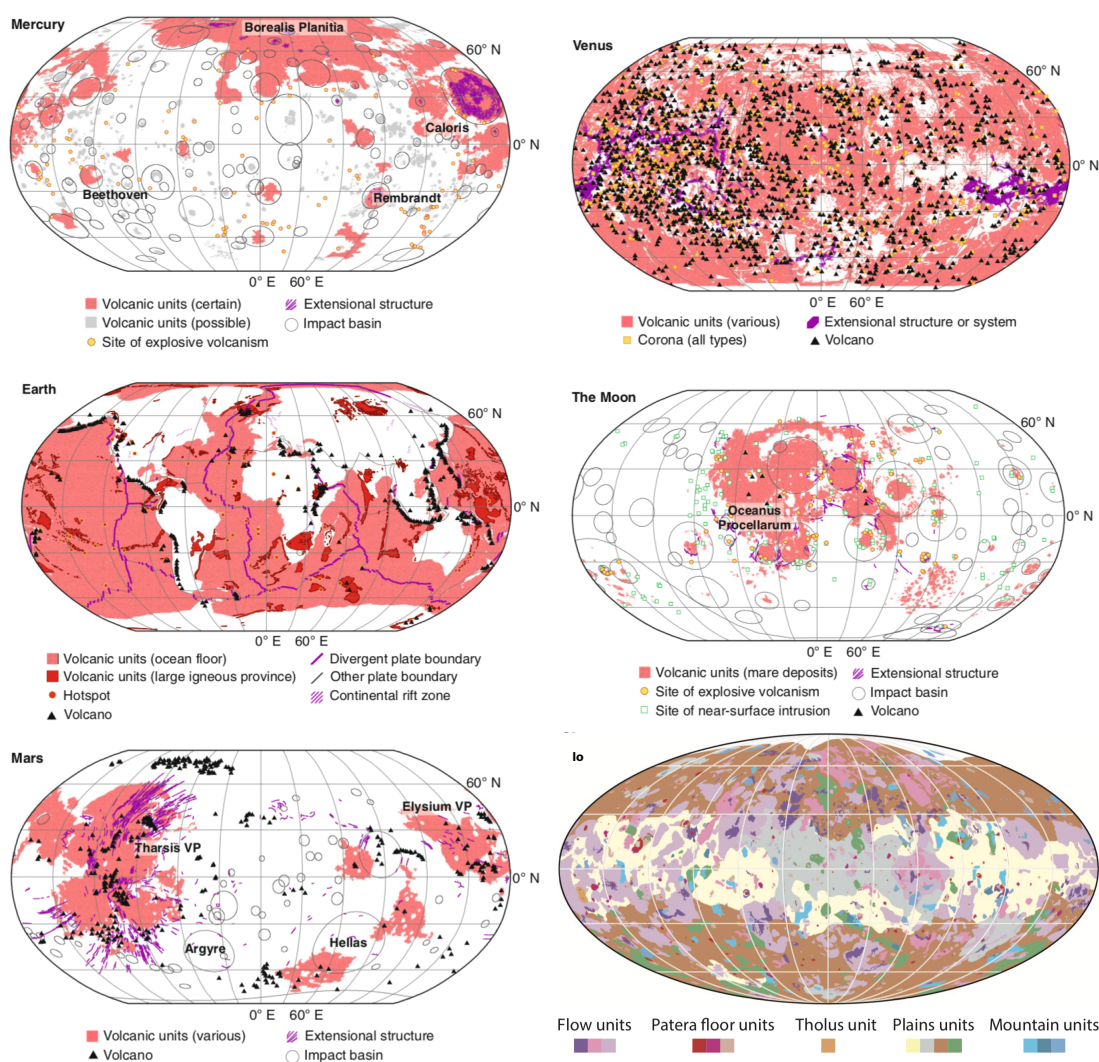


FIGURE 3.2 – Distribution globale des principales unités volcaniques et des formes de relief sur les corps telluriques du Système Solaire. Cartes tirées de Byrne [2020] pour les corps telluriques du Système Solaire interne et de de Pater et al. [2021] pour Io.

distribution et leur abondance sur la Lune [e.g. Head, 1976; Wasson and Warren, 1980; Head and Wilson, 1992]. Les mers basaltiques couvrent 32% de la surface de la face visible de la Terre contre seulement 1,6% de la surface de la face cachée. Les modèles d'âges indiquent une fin de volcanisme située entre 2,5 et 1,5 Ga selon la face de la Lune respectivement [Wilhelms et al., 1987; Hiesinger et al., 2003, 2011; Haruyama et al., 2009]. Par ailleurs, ce volcanisme sur la Lune se traduit notamment sous la forme de dômes à faible pente indiquant des processus d'intrusions magmatiques dans la croûte superficielle [Michaut, 2011].

Mars. Les unités volcaniques cartographiées constituent au moins 22% de la surface actuelle de Mars [Tanaka et al., 2014]. Une partie de la croûte préservée la plus ancienne est constituée de matériaux volcaniques remaniés mis en place très tôt [Greeley and Schneid, 1991; Carr and Head, 2010]. Le volcanisme à l'échelle globale semble avoir persisté jusqu'à il y a environ 3,7 milliards d'années avant de se localiser spatialement en quatre puis deux

3.1. FUSION PARTIELLE DANS LES MANTEAUX SILICATÉS PLANÉTAIRES

provinces volcaniques majeures vers 1,6 Ga [Werner, 2009]. L'activité volcanique à l'échelle des édifices s'est poursuivie jusqu'à il y a une centaine de millions d'années [Hauber et al., 2011]. Le volcan le plus élevé du Système Solaire, Olympus Mons, se situe à la surface de Mars, culminant à plus de 22 km de hauteur (comparé à 9 km de hauteur pour le volcan terrestre le plus élevé à partir de sa base sous-marine, le Mauna Loa).

Io. Sur Io, il existe un ensemble diversifié de styles d'éruption qui sont généralement indicatifs de la présence de laves ultramafiques de faible viscosité et de haute température, avec différents contenus volatils [e.g. Davies et al., 2010]. Son activité volcanique puissante et volumineuse forme des fontaines de lave, de grands panaches et des coulées de lave étendues sur presque toute sa surface (Figure 3.2 et Section 1.1.2 du Chapitre 1 pour les détails et références). L'énergie qui alimente le volcanisme d'Io provient des interactions de marée, plutôt que de sources de chaleur primitives (accrétion, différenciation) et/ou radioactives, ce qui le distingue des autres corps volcaniquement actifs du Système Solaire interne.

Résumé. Le volcanisme est ainsi omniprésent sur les surfaces des corps telluriques du Système Solaire, de Mercure à Io (Figure 3.2), avec en particulier la Terre, Vénus et Io apparaissant comme les corps les plus recouverts de produits et d'édifices volcaniques. Bien que ce dernier prenne des formes variées (allant de plaines de laves à des édifices volcaniques tels que des volcans) et ne soit pas réparti de la même manière à la surface de ces corps, la composition de ces épanchements de lave semble globalement être mafique (autrement dit basaltique) à ultramafique. Je décris la cause de cette ubiquité dans la Section 3.1.2.

3.1.1.2 Des asthénosphères aux océans de magma

Les matériaux géologiques composants les manteaux des corps telluriques étant minéralogiquement complexes, ils fondent généralement partiellement sur une large gamme de températures entre leur solidus et leur liquidus (Section 3.1.2). La fusion à grande échelle est un processus omniprésent dans les manteaux silicatés des corps planétaires, et a pu conduire à la formation de couches globales, que ce soit dans le passé avec les océans magmatiques qui peuvent se former dans les premiers stades de l'évolution planétaire [e.g. Elkins-Tanton, 2012], mais aussi à l'heure actuelle, sous la forme de couches partiellement fondues, comme suggéré pour Io près de sa surface [Khurana et al., 2011] ou encore à la base de son manteau [Monnereau and Dubuffet, 2002], pour la Lune dans son manteau profond [Khan et al., 2014], ou encore pour Vénus, pour laquelle les deux configurations ont été proposées [respectivement Pauer et al., 2006; O'Rourke, 2020]. En ce qui concerne la Terre, la mise en évidence de la présence de fusion partielle est faite par l'atténuation des vitesses sismiques dans l'asthénosphère [e.g. Romanowicz, 1995; Williams and Garnero, 1996; Tauzin et al., 2010; Chantel et al., 2016] et à la frontière noyau-manteau [e.g. Lay et al., 2004].

Bien que l'occurrence de fusion en très grande quantité et la formation de couches partiellement fondues (présentes à l'heure actuelle) à entièrement fondues (sous la forme d'océans de magma proposés en particulier pour les débuts de l'histoire du Système Solaire) soit proposée pour de nombreux corps telluriques du Système Solaire et semble être la norme, il est nécessaire de bien s'entendre sur les notions d'asthénosphère, de couche partiellement fondue et d'océan de magma, utilisées tout le long de ce manuscrit. Globalement, ces termes reposent sur le degré de fusion de la couche en question.

Asthénosphère. Tout d’abord, le terme asthénosphère désigne originellement la région mécaniquement faible et ductile du manteau supérieur de la Terre, située sous la lithosphère, entre environ 80 et 200 km sous la surface. La délimitation de l’asthénosphère fut classiquement définie au premier ordre par la température. Dans le cadre de cette définition, la limite lithosphère-asthénosphère (LAB, lithosphere-asthenosphere boundary) est conventionnellement prise au niveau de l’isotherme 1300°C. Une définition plus précise de la LAB fait intervenir des mesures géophysiques (sismologie, mesures magneto-telluriques) : l’asthénosphère terrestre peut en effet également être définie par la vitesse des ondes sismiques, apparaissant comme une zone où les ondes sismiques se propagent relativement plus lentement par rapport à la lithosphère su-jacente. Elle fut historiquement appelée zone à faible vitesse (LVZ). C’est l’observation qui, à l’origine, a alerté les sismologues sur sa présence et a donné quelques informations sur ses propriétés physiques. Cette diminution de la vitesse des ondes sismiques de la lithosphère vers l’asthénosphère a été interprétée comme étant due à la présence de fusion partielle, en faible pourcentage [classiquement $< 5\%$, e.g. [Anderson and Sammis, 1970](#); [Karato, 2012](#); [Holtzman, 2016](#)]. Bien qu’encore un sujet de recherche débattu, il est admis désormais que les fortes anomalies sismologiques et magnétotelluriques associées à la frontière lithosphère-asthénosphère font intervenir la fusion partielle du manteau [[Rychert et al., 2020](#)]. En tant que telle, c’est une frontière évolutive qui résulte de l’interaction de la dynamique du manteau solide avec l’extraction du produit de fusion. Le terme asthénosphère a ensuite été repris dans la littérature pour d’autres corps planétaires, en particulier Vénus et Io, pour désigner une couche à faible viscosité découplant la lithosphère du manteau profond.

Pour Vénus, [Armann and Tackley \[2012\]](#) ont remarqué que, dans le manteau supérieur, un minimum de viscosité se produit juste en dessous de la lithosphère en raison du volume d’activation (grandeur introduite par la loi d’Arrhenius), présent dans le calcul de la viscosité; ce qui indique qu’une asthénosphère devrait exister, bien que moins prononcée que sur Terre, sans que la fusion partielle n’intervienne nécessairement. De plus, l’existence d’une couche de 100 km d’épaisseur à faible viscosité découplant mécaniquement la lithosphère du reste du manteau est cohérente avec les données de géoïde-topographie [[Pauer et al., 2006](#)]. L’existence de cette couche est cependant encore débattue et aucune donnée ne permet de quantifier l’éventuelle présence de fusion partielle.

Pour Io, le terme asthénosphère a été utilisé pour la première fois par [Segatz et al. \[1988\]](#) pour désigner une couche globale à faible viscosité et module de cisaillement située sous la surface d’Io, permettant d’expliquer le budget de chaleur spectaculaire du satellite par dissipation de marée. Dans ce cas, la fusion partielle du manteau est requise pour conduire à de telles valeurs des paramètres rhéologiques, un intérieur entièrement solide n’étant pas compatible avec les observations. Depuis, la présence d’une telle couche est largement admise dans la littérature, bien que le degré de fusion soit débattu (allant d’une asthénosphère partiellement fondue à un océan de magma liquide, voir Section 1.1 du Chapitre 1). Dans ce cas, le terme asthénosphère désigne souvent une couche beaucoup plus fondue que ce que l’on suggère pour la Terre, avec des taux de fusion partielle attendus d’au moins 20% [e.g. [Keszthelyi and McEwen, 1997](#); [Khurana et al., 2011](#)].

Enfin, très récemment, le terme de LVZ a été repris pour Mars, sur la base des observations du sismomètre de la mission InSight. Ces observations suggèrent l’existence d’une région de moindre vitesse des ondes de cisaillement entre 150 et 350 km de profondeur

[Giardini et al., 2020; Khan et al., 2021], observation soutenue par les résultats expérimentaux de Xu et al. [2021]. En revanche, l'association de cette zone avec la présence de fusion partielle comme cela a été proposé pour la Terre ne peut pas être faite à ce stade.

Océan de magma. À l'autre extrémité, Taylor and Norman [1992] suggèrent qu'un océan magmatique peut être défini par deux critères. Premièrement, le magma se comporte rhéologiquement comme un liquide, avec une fraction cristalline suffisamment faible pour que les cristaux soient en suspension dans le liquide. Deuxièmement, le magma englobe une fraction substantielle du corps, d'au moins 10% (ce qui équivaut à un océan magmatique de surface de 170 km de profondeur sur la Lune, ou de 600 km sur la Terre). Les échantillons retournés par les missions Apollo depuis la Lune ont été les premiers à déclencher l'hypothèse d'un océan magmatique dans sa forme moderne. La découverte d'anorthosites, des roches constituées presque entièrement d'anorthite, un feldspath plagioclase de densité relativement faible, a incité Smith et al. [1970] et Wood et al. [1970] à suggérer qu'elles se sont formées par flottaison au sommet d'un océan magmatique sur la Lune primitive. Depuis, des évidences pour des océans de magma de différentes profondeurs ont largement invoqués ces derniers comme ayant régi l'évolution précoce des corps telluriques du Système Solaire interne, à savoir Mercure [e.g. Peplowski et al., 2016], Vénus [e.g. Smrekar et al., 2018], la Terre [e.g. Abe and Matsui, 1985; Stevenson, 1987; Ahrens, 1990; Sasaki, 1990; Wetherill, 1990; Tonks and Melosh, 1993; Canup, 2008] et enfin Mars [e.g. Elkins-Tanton et al., 2003; Reese and Solomatov, 2006]. En effet, les sources de chaleur au début de leur histoire étaient suffisantes pour engendrer une fusion partielle voire totale du manteau avec la conversion de l'énergie cinétique en chaleur lors des impacts géants d'accrétion [e.g. Wetherill, 1980; Tonks and Melosh, 1993; Canup, 2012; Čuk and Stewart, 2012; Nakajima and Stevenson, 2015], le chauffage radiogénique des radioisotopes à courte durée de vie [e.g. Urey, 1955; Fish et al., 1960; Lee et al., 1976; LaTourrette and Wasserburg, 1998; Carlson and Lugmair, 2000] et le chauffage associé à la conversion d'énergie gravitationnelle lors de la formation du noyau par différenciation métal-silicate [e.g. Birch, 1965; Flasar and Birch, 1973; Sasaki and Nakazawa, 1986], pouvant conduire à un important chauffage visqueux dans le manteau [Ricard et al., 2009; Monteux et al., 2009].

Tandis qu'un océan magmatique superficiel se solidifierait de l'ordre du million à la dizaine de millions d'années s'il se refroidit directement dans l'espace ou s'il est recouvert d'une épaisse atmosphère de vapeur, respectivement [e.g. Hamano et al., 2013], un océan magmatique situé au niveau de l'interface noyau-manteau pourrait quant à lui survivre pendant des milliards d'années du fait d'un refroidissement à travers le manteau moins efficace de plusieurs ordres de grandeur [e.g. Labrosse et al., 2007]. Cette idée a conduit Labrosse et al. [2007] à proposer la présence d'un océan de magma basal pour la Terre, avec la présence de fusion partielle à la base du manteau encore maintenue jusqu'à aujourd'hui [Lay et al., 2004]. Par ailleurs, O'Rourke [2020] a montré que, du fait d'un intérieur relativement chaud qui se refroidit lentement en l'absence de tectonique des plaques, un océan magmatique à la base du manteau de Vénus de plusieurs centaines de km d'épaisseur pourrait encore être présent aujourd'hui. Enfin, la présence d'un océan magmatique actuel, sous la surface d'Io, a été proposé [e.g. Keszthelyi and McEwen, 1997; Tyler et al., 2015], bien que très débattue, représentant ainsi une des questions majeures guidant l'exploration ionienne. Le modèle de Monnereau and Dubuffet [2002] suggère quant à lui qu'une couche partiellement fondue à la base du manteau d'Io serait théoriquement possible.

On voit que dans le cas d'Io, où les deux cas de figures sont possibles (i.e. asthénosphère avec un taux de fusion modéré et océan de magma liquide), une bonne définition des termes est nécessaire. Globalement, la distinction entre "asthénosphère" et "océan de magma" doit ici être fondée sur la rhéologie. Le cas d'un océan de magma correspond à une suspension magmatique où, s'ils sont présents, les cristaux ou particules solides constituent une proportion trop faible (et donc sont peu interconnectés) pour conduire à une rhéologie de type solide (Figure 3.3 e-f). À l'autre extrême, l'asthénosphère correspond à un solide partiellement fondu pour lequel la rhéologie de la matrice cristalline prédomine (Figure 3.3 a-c). Ainsi, l'asthénosphère, sensiblement moins visqueuse que d'autres régions du manteau non fondue, demeurera beaucoup plus visqueuse qu'un océan de magma. Plutôt qu'une transition graduelle d'un modèle à l'autre, les expériences de laboratoire et modèles théoriques plaident pour une transition relativement abrupte en fonction de la fraction fondue (voir la Section 3.2.1 ci-dessous). Le schéma "mush" (Figure 3.3 c-d) pourrait constituer un exemple qui illustre cet état intermédiaire. Le seuil qui détermine cette transition est encore largement méconnu. Notons enfin que si cette transition rhéologique est en partie liée à la perméabilité de la roche partiellement fondue (fonction elle aussi de la quantité de fusion partielle et permettant la dynamique différentielle du magma), les deux notions ne doivent pas être superposées. Le seuil de perméabilité correspond à un taux de fusion partielle plus faible que le seuil rhéologique (Figure 3.3).

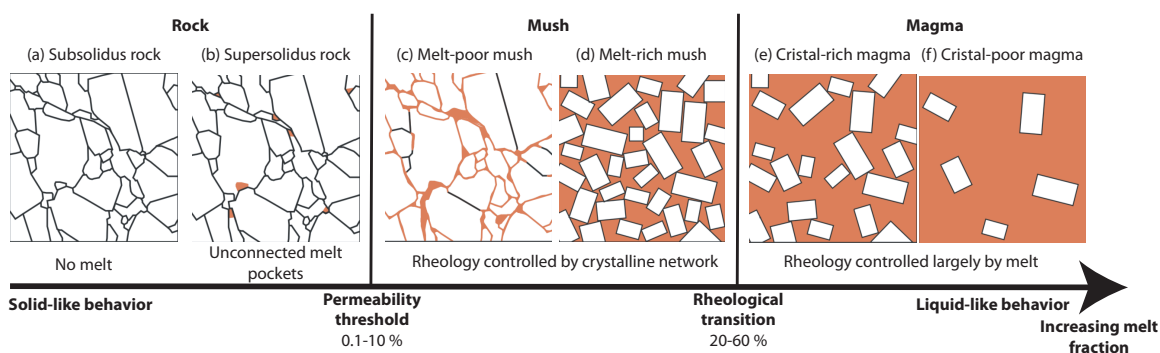


FIGURE 3.3 – Illustration schématique des configurations physiques possibles du produit de fusion à l'intérieur d'Io et d'autres mondes silicatés partiellement fondus. Les gammes pour les seuils de perméabilité et de transition rhéologique sont incertaines et dépendent notamment de la composition des roches. Figure adaptée de Sparks et al. [2019].

3.1.2 Processus de fusion partielle

Derrière l'occurrence de volcanisme à la surface des corps telluriques du Système Solaire et la présence de couches plus ou moins fondues dans leur intérieur se trouve le processus clé de fusion partielle. Je définis dans la suite la notion de fusion partielle d'un point de vue pétrologique (Section 3.1.2.1), ainsi que les conditions pour lesquelles celle-ci a lieu dans les manteaux planétaires (Section 3.1.2.2) en prenant l'exemple de la Terre, pour laquelle le processus est bien contraint.

3.1.2.1 Concept de la fusion partielle

La croûte océanique basaltique (autrement dit mafique) terrestre couvre les deux tiers de notre planète et est continuellement produite le long des dorsales médio-océaniques. De même, l'examen des matériaux et des images de la Lune, de Mars, de Vénus, de Mercure ainsi que d'Io suggère que les laves mafiques à ultramafiques sont des produits dominants des éruptions volcaniques qui ont jalonnées l'histoire de ces corps (Section 3.1.1.1). Afin de comprendre pourquoi les magmas de composition mafique sont des produits volcaniques omniprésents à la surface des corps telluriques du Système Solaire, il est nécessaire d'étudier la composition des matériaux sources qui leur donnent naissance.

La composition globale d'un corps planétaire va jouer un rôle dans la détermination des matériaux disponibles pour la fusion. Pour les planètes telluriques, leur manteau est de composition péridotitique. La péridotite est dominée par les minéraux ferromagnésiens que sont l'olivine, le clinopyroxène et l'orthopyroxène. La fusion partielle de la péridotite conduit à la formation de magmas mafiques à ultramafiques. La différence entre ces deux compositions tient à la teneur en magnésium et en fer de ces magmas. Plus la fusion est importante plus la teneur en *Mg* (et en *Fe*) va être importante, et plus ces magmas seront ultramafiques. La teneur en magnésium est un proxy de la température des magmas, et donc indirectement du taux de fusion partielle.

La fusion partielle est un processus non modal. Quand la fusion intervient dans des roches consistant en un mélange de minéraux silicatés, les minéraux avec le point de fusion le plus bas (fusibles) commencent à fondre en premier. Ces éléments se concentrent dans la phase liquide lors d'équilibres entre un solide cristallisé et un magma en cours de fusion. À l'inverse, les minéraux qui restent préférentiellement dans le solide sont réfractaires. Pour la péridotite, le clinopyroxène (*cpx*) possède la température de fusion la plus basse et fond en premier, suivi de l'orthopyroxène (*opx*) puis de l'olivine (*ol*). Le processus est résumé sur la Figure 3.4.

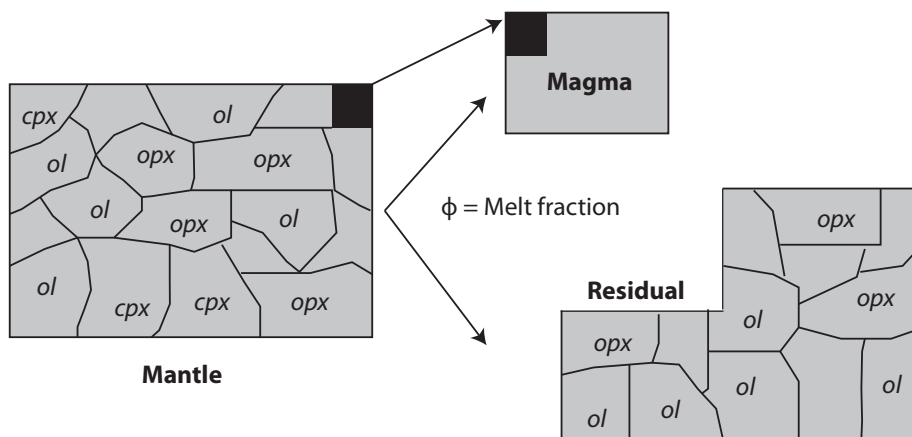


FIGURE 3.4 – Schéma (très simplifié) du processus de fusion partielle d'un manteau péridotitique. L'olivine (*ol*) et l'orthopyroxène (*opx*), plus réfractaires que le clinopyroxène (*cpx*), se retrouvent préférentiellement dans la roche résiduelle.

Le taux de fusion partielle, noté ϕ dans cette étude, représente la quantité de la phase liquide magmatique sur la quantité de la phase solide mantellique initiale. Les magmas associés à un taux de fusion partielle élevé présenteront une composition de plus en plus similaire à celle de la roche de départ, c'est-à-dire à une composition de plus en plus ultramafique. L'étude de la concentration d'un élément dans la roche initiale (B), la roche résiduelle (C) et le magma cristallisé (A) permet de calculer le taux de fusion partielle. D'après la loi de conservation de la masse, pour la concentration en un élément donné C , le taux de fusion partielle ϕ peut être calculé par $\phi = \frac{C_B - C_C}{C_A - C_C}$.

Étant donné la relation entre la fusion partielle de la péridotite et la création de magmas mafiques (basaltiques), on a pensé pendant de nombreuses années que les basaltes qui ont fait éruption au niveau des dorsales océaniques de la Terre (les "Mid-Ocean Ridge Basalts", MORBs) représentaient une composition dérivée directement de la fusion partielle du manteau. On sait aujourd'hui que cette hypothèse est en partie erronée [e.g. [Saunders et al., 1988](#); [Grove et al., 1992](#)], d'autres processus de modification importants agissant sur le magma basaltique pendant son ascension vers la surface. Il s'agit notamment de la cristallisation fractionnée (séparation des phases minérales qui se forment en raison du refroidissement au cours de l'ascension), et de l'assimilation de minéraux et d'éléments provenant du matériau crustal traversé par le magma basaltique.

Des expériences en laboratoire montrent que les magmas basaltiques dérivés d'un parent péridotitique, sans aucune modification (c'est-à-dire un basalte primitif expérimental), devraient être caractérisés par une teneur en Mg plus élevée que le basalte océanique typique [e.g. [Green et al., 1975](#); [Takahashi and Scarfe, 1985](#); [Yaxley, 2000](#); [Kushiro, 2001](#)]. Des basaltes approchant cette composition ultramafique ont été éruptés au cours de l'Archéen [e.g. [Arndt, 1994](#); [Sossi et al., 2016](#)]. Ces types de laves, très magnésiennes, sont connues sous le nom de komatiites, d'après une localité exposée dans la vallée de la rivière Komati en Afrique du Sud où elles ont été découvertes [[Viljoen and Viljoen, 1969](#)]. La rareté des komatiites dans les terrains post-Archéens, couplée à leur forte teneur en MgO [[Shimizu et al., 2001](#); [Berry et al., 2008](#)] nécessitent leur dérivation d'un manteau plus chaud que le manteau actuel [[Jarvis and Campbell, 1983](#); [Arndt, 2003](#)]. Les températures d'éruption élevées des komatiites (d'environ 1450-1600°C), imposent que des taux de fusion partielle élevés soient nécessaires à leur formation [typiquement de 20 à 40%, [Herzberg, 1992](#); [Herzberg and O'hara, 2002](#); [Arndt et al., 2008](#); [Sossi et al., 2016](#)]. De ce fait, les komatiites n'auraient été éruptées qu'au début de l'histoire de la Terre du fait d'un bilan thermique plus élevé qu'aujourd'hui (Section 3.1.1.2). Les basaltes de composition similaire aux komatiites devraient être également répandus dans les anciens terrains volcaniques des planètes telluriques, et seraient même éruptés actuellement à la surface d'Io [e.g. [Williams et al., 2000](#), voir Section 1.1.2 du Chapitre 1], ce du fait de conditions de chaleur disponible favorables à la génération et à l'éruption de laves komatiitiques. Plus tard, lorsque la source de chaleur primordiale et radiogénique a commencé à diminuer au fil du temps et que les lithosphères se sont épaissies, les conditions et le degré de fusion du manteau se sont également modifiés, donnant lieu à des compositions basaltiques moins primitives, plus proches de MORBs, associées à des taux de fusion partielle moindres.

3.1. FUSION PARTIELLE DANS LES MANTEAUX SILICATÉS PLANÉTAIRES

Il est important de garder en tête que ce schéma simple d'une décroissance globale de la température depuis plusieurs milliards d'années ne s'applique pas nécessairement aux lunes Io et Europe qui nous intéressent ici et dont l'évolution du chauffage, lié à l'orbite, n'est sans doute pas monotone (Section 2.4 dans le Chapitre 2). Enfin, il faut noter que nous avons parlé des magmas issus d'un manteau péridotitique donnant naissance à des basaltes, principalement observés sur les surfaces des autres corps telluriques, or d'autres magmas peuvent provenir de la fusion de la croûte ou d'une roche déjà existante connaissant un nouvel épisode de fusion. Quand un magma mafique (d'origine mantellique) traverse une grande épaisseur de croûte continentale et/ou y stagne longtemps, il peut y avoir contamination et enrichissement du magma mafique par la silice et les alcalins qui diffusent de la croûte continentale. En revanche ce type de magma plus acide est principalement associé aux zones convergentes et divergentes, propres à la Terre.

3.1.2.2 Contextes géodynamiques

La production de liquides de fusion requiert que le profil radial de température du corps planétaire en question dépasse localement le solidus des roches qui constituent son manteau (Figure 3.5). Il en résulte la production de liquide dont la proportion augmente quand on s'éloigne du solidus en direction du liquidus (i.e. lorsque le taux de fusion partielle augmente). Dans les conditions terrestres, le liquidus (courbe au-delà de laquelle la roche constituant le manteau terrestre est totalement fondue) n'est jamais atteint; c'est la raison pour laquelle on parle de fusion partielle. La pente du profil radial de température résulte du mode de transfert de la chaleur dans l'intérieur des corps planétaires (l'exemple de la Terre est pris ici) ainsi que de la répartition des sources de chaleur. Le solidus du manteau (i.e. de la péridotite) est la courbe qui sépare le domaine de stabilité de la péridotite à l'état solide du domaine de coexistence solide-liquide, pour lequel la péridotite connaît une fusion partielle.

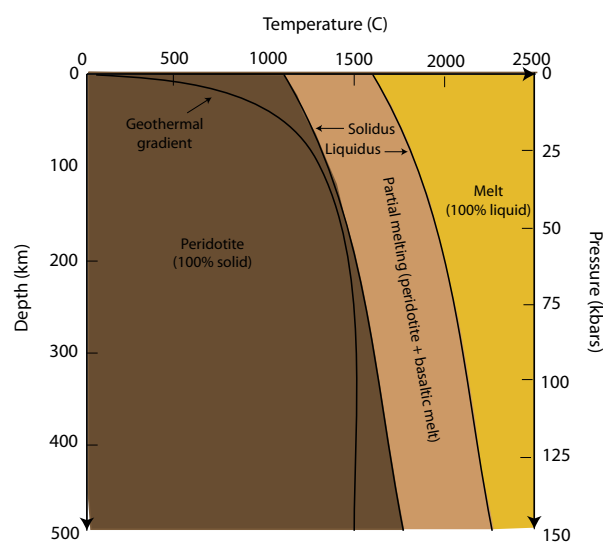


FIGURE 3.5 – Conditions de fusion partielle de la péridotite mantellique.

CHAPITRE 3. FUSION PARTIELLE : INFLUENCE SUR LA RHÉOLOGIE ET LA RÉPONSE DE MARÉE DES MANTEAUX SILICATÉS PLANÉTAIRES

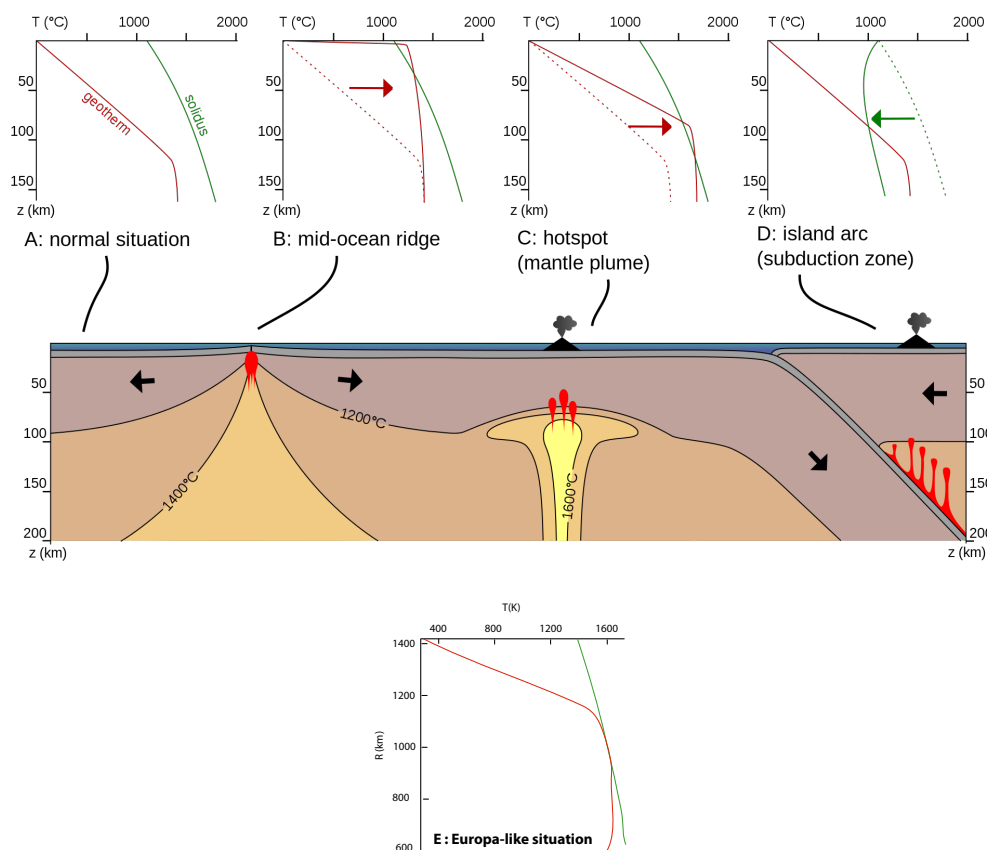


FIGURE 3.6 – Schéma des processus conduisant à une fusion partielle du manteau supérieur terrestre pour différents contextes géodynamiques. Si le géotherme (en rouge) excède celle du solidus (en vert), de la fusion se produit. (A) Situation sans fusion partielle. (B) Fusion par décompression adiabatique sous une dorsale médio-océanique. (C) Remontée d'un diapir mantellique. (D) Libération de fluides par une plaque plongeante. Figure tirée de Wikipédia. (E) Configuration annexe correspondant à un manteau sous une épaisse couverture stagnante, représentatif d'Europe, profil typique issu d'une simulation réalisée dans le cadre de l'étude sur l'évolution thermique du manteau d'Europe [Běhounková et al., 2021].

Dans le cas où le profil de température moyen est plus froid que le solidus moyen (Figure 3.6 A), la fusion partielle requiert localement soit une diminution de la pression (décompression à température quasi constante), soit une augmentation de la température (à pression constante), soit un changement de composition avec la présence de volatils dans le système, ou encore en fonction de la fugacité d'oxygène et de l'état redox des manteaux planétaires, modifiant le solidus. Le second cas de figure (Figure 3.6 B) correspond aux régions où la température moyenne du manteau profond est atteinte à des profondeurs moindres (i.e. pour lesquelles la lithosphère est anormalement fine, tel que dans le contexte des dorsales océaniques), conduisant aussi à des flux de chaleur élevés à la surface. Un troisième cas de figure (Figure 3.6 C) correspond à un flux de chaleur anormalement élevé dans le manteau par rapport à la valeur moyenne du fait d'une température localement plus élevée que la moyenne. Ce cas n'est pas le plus fréquent dans le cas de la Terre mais il est envisageable par exemple

lors d'un apport de chaleur à la base du manteau lithosphérique par un panache mantellique (plus chaud), ou pour des manteaux plus chauds du fait d'une source de chauffage hétérogène additionnelle tel que le chauffage de marée dans le cas d'Io et d'Europe (cf ci-dessous). Un quatrième cas de figure (Figure 3.6 D) correspond notamment au contexte des zones de subduction sur Terre. Dans ce cadre, la déshydratation de la lithosphère océanique plongeante injecte des fluides "aqueux" dans le coin de manteau su-jacent. La présence de volatils dans le système (notamment H_2O et CO_2) peut réduire considérablement les températures de solidus. Par ailleurs, l'état redox du manteau peut également affecter le solidus environnant. Il convient enfin d'envisager un contexte supplémentaire qui ne concerne pas la Terre à présent, mais qui est sans doute intervenu dans son passé ainsi que celui des autres corps telluriques. Il s'agit du cas où le profil de température moyen est localement plus chaud que le solidus (Figure 3.6 E), induisant la présence d'une couche quasi-globale de fusion partielle à l'échelle planétaire, pouvant aller jusqu'à l'océan magmatique. Dans ce cas particulier des manteaux d'Io et d'Europe, comparativement aux planètes telluriques du Système Solaire interne, cela est dû à la source de chaleur supplémentaire et hétérogène que représente le chauffage de marée. Comme on le verra par la suite, un tel état a sans doute prévalu dans le passé d'Europe et pourrait correspondre à l'intérieur d'Io aujourd'hui.

3.1.3 Extraction du produit de fusion et implications pour l'évolution thermique des manteaux planétaires

La fusion partielle dans les manteaux des planètes telluriques résulte en la formation de liquides de fusion. C'est le mouvement vers la surface et l'éruption de ces magmas qui sont responsables du volcanisme de surface, reposant directement sur la capacité de ces magmas à migrer. Je décris dans la suite les modalités d'extraction et de migration de ce produit de fusion (Section 3.1.3.1) et les implications sur l'évolution thermique des planètes de l'extrusion sous forme de volcanisme ou au contraire de l'intrusion de ces magmas en profondeur sous forme de plutonisme (Section 3.1.3.2).

3.1.3.1 Extraction et migration du produit de fusion

Les premières gouttes de produit de fusion apparaissent aux jonctions entre grains de minéraux sous la forme de films, notamment au niveau de ce qu'on appelle une jonction triple, comme cela est généralement observé dans les systèmes partiellement fondus [e.g. von Bagen and Waff, 1986; Yoshino et al., 2010; Chantel et al., 2016]. Les liquides qui apparaissent aux joints ne sont pas contigus pour de faibles taux de fusion partielle et ne peuvent pas migrer. Ce n'est qu'avec la poursuite de la fusion partielle que ces gouttes commencent à s'assembler en un réseau interconnecté le long des frontières cristallines, ce qui rend le système biphasique perméable et permet finalement au produit de fusion de commencer à migrer. Le point à partir duquel les poches de produits de fusion se connectent entre elles est un point critique du processus de fusion car il doit être atteint pour permettre une percolation ascendante.

L'extraction du magma est un sujet fort complexe et encore mal compris que ces pages ne peuvent qu'évoquer très brièvement. Deux ingrédients façonnent la dynamique différentielle

du produit de fusion au sein de la roche solide : la flottabilité relative du magma et l'interaction entre le champ de contraintes de la matrice et du liquide - il peut s'agir de pressions ou de contraintes déviatoriques. Un exposé simple doit distinguer deux cas selon la perméabilité de la roche. (1) Tout d'abord, dans le cas d'un manteau chaud perméable (suffisamment profond) où la fusion partielle intervient, le formalisme d'un écoulement biphasique est le plus éclairant. Celui-ci a été établi par [McKenzie \[1984\]](#) [voir aussi par exemple [Ricard et al., 2001](#)] à travers la conservation de la masse, de la quantité de mouvement et de l'énergie des deux phases, le liquide ayant un écoulement différentiel au sein d'une matrice solide visqueuse elle-même déformable. Ce formalisme décrit la compaction de la roche du manteau et la ségrégation du magma ainsi que la fusion et la cristallisation. La compaction est notamment appréhendée physiquement à travers l'introduction d'une viscosité de volume (ou "bulk viscosity") qui est reprise dans les chapitres suivants (Chapitres 3, 4 et 5). De tels modèles s'appliquent notamment à la focalisation du produit de fusion vers l'axe d'une dorsale océanique. L'introduction de deux types d'instabilités, l'une chimique (écoulement réactif), l'autre mécanique [entraînant des bandes de cisaillement, voir [Rees Jones et al., 2021](#)] semble néanmoins nécessaire pour produire la canalisation des zones de fusion partielle observée par les géologues [[Kelemen et al., 1995](#)] et les échelles de temps rapides qu'elle implique, confirmées par l'analyse géochimique des MORBs [[Sims et al., 2002](#)]. (2) Dans le cas de la lithosphère ou de la croûte, en revanche, le magma doit se frayer un chemin au sein d'une roche froide. À plus petite échelle, cette remontée peut intervenir avec une déformation visqueuse (ou ductile) de la croûte. C'est possiblement le cas de diapirs formés par des volumes suffisants de magma [e.g. [Weinberg and Podladchikov, 1994](#); [Paterson and Vernon, 1995](#)], ou bien le plus souvent par fracturation hydraulique d'une croûte élastique/fragile avec la formation de dikes ou de sills [e.g. [Spence and Turcotte, 1985](#); [Petford et al., 1993](#); [Mériaux and Jaupart, 1998](#); [Michaut and Pinel, 2018](#)].

À l'échelle de ma thèse, plus que les mécanismes détaillés de migration du magma depuis le manteau profond jusqu'à une croûte plus froide, c'est l'aspect épisodique ou non du transport, s'il intervient avec des durées non négligeables sur les temps géologiques, ainsi que le fait que le magmatisme soit intrusif ou extrusif, qui peuvent conditionner les modèles globaux. La pertinence des modèles biphasiques, malgré leur sophistication, demeure incertaine dès lors que les instabilités pressenties pour les dorsales médio-océaniques terrestres sont encore débattues et que leur portée dans les contextes dynamiques propres à Io ou Europe n'est pas connue. Ceci explique le recours à des modèles simplifiés [[Spencer et al., 2020b](#), pour Io], voire volontairement simplistes [[Běhounková et al., 2021](#), pour Europe].

3.1.3.2 Couplage avec la dynamique interne

L'évolution géologique des corps telluriques est déterminée par la chaleur générée à l'intérieur ainsi que la manière dont elle est évacuée vers la surface. Dans les manteaux planétaires, trois mécanismes de transfert de chaleur interviennent : la conduction thermique, la convection thermique à l'état solide, et enfin la fusion partielle et la migration des produits de fusion à travers les lithosphères froides et visqueuses des planètes. À l'heure actuelle, les corps telluriques du Système Solaire se répartissent globalement entre trois grands régimes géodynamiques. Tout d'abord, la chaleur produite dans l'intérieur de Mercure, Vénus, Mars et la Lune serait principalement évacuée par conduction à travers l'épais couvercle, ce qui

3.1. FUSION PARTIELLE DANS LES MANTEAUX SILICATÉS PLANÉTAIRES

conduit à de faibles flux de chaleur [e.g. [Warren and Rasmussen, 1987](#); [Ruiz et al., 2011](#)]. On parle alors de régime de couvercle conducteur [[Solomatov and Moresi, 1997](#)]. La Terre est, quant à elle, caractérisée par un mouvement de surface important des plaques lithosphériques qui sont continuellement formées, refroidies et recyclées dans le manteau. Ce régime de la tectonique des plaques se caractérise par un flux thermique moyen élevé en surface, principalement concentré le long des limites constructives des plaques, entraînant un refroidissement planétaire efficace. Il existe toutefois un exemple de corps tellurique présentant un flux thermique de surface environ 40 fois supérieur à celui de la Terre actuelle [e.g. [Veeder et al., 1994, 2012](#)] sans la présence d'une tectonique des plaques : Io. Ce corps, chauffé par les marées voit son flux de chaleur de surface dominé par l'extraction de magmas [e.g. [O'Reilly and Davies, 1981](#)]. La chaleur est évacuée de l'intérieur par des cheminées volcaniques qui coupent la lithosphère et transportent des matériaux et de la chaleur vers la surface. Ce régime piloté par les éruptions volcaniques est connu sous le nom de mode de transport de la chaleur en caloduc ("heat-pipe"). Il s'agit de l'un des modes les plus efficaces de refroidissement des corps planétaires telluriques [[O'Reilly and Davies, 1981](#); [Breuer and Moore, 2007](#); [Moore and Webb, 2013](#)]. Bien que ce mode de transport de la chaleur ne soit proposé que pour Io à l'heure actuelle, le chauffage interne au cours des premiers stades de l'évolution planétaire étant plus intense (Section 3.1.1.2), la plupart des corps telluriques du Système Solaire peuvent avoir connus une phase où la fusion partielle représentait également le mode prédominant de leur régime dynamique au cours de leur évolution [[Moore and Webb, 2013](#)].

Plutonisme ou volcanisme ? Ces différents régimes géodynamiques vont être associés à une quantité de magma érupté à la surface (dit extrusif) comparé à la quantité de magma qui se refroidit au sein de la planète (dit intrusif) très variable. Le magmatisme intrusif (ou plutonisme) désigne la mise en place et la cristallisation des produits de fusion en profondeur dans le manteau ou dans la croûte tandis que le magmatisme extrusif (ou volcanisme) désigne les magmas qui cristallisent en surface. Le rapport entre ces deux cas de figure est largement inconnu et débattu dans la littérature. Les observations géologiques actuelles montrent qu'une grande partie de la matière fondue dérivée du manteau terrestre est intrudée en profondeur, avec des rapports entre les volumes de matière fondue intrusive et extrusive compris entre 4 : 1 et 10 : 1 (efficacité de l'éruption de la matière fondue de 9% à 20%) dans des contextes magmatiques à grande échelle [[Crisp, 1984](#); [Cawood et al., 2013](#)]. Sur Vénus, il existe également de nombreux indices de plutonisme crustal probablement alimenté par des panaches mantelliques [[Gerya, 2014](#)], sous la forme de centaines de structures de type coronae [[Stofan et al., 2001](#); [Glaze et al., 2002](#); [Krassilnikov and Head, 2003](#)]. Cependant, il n'est pas certain que ces observations puissent être extrapolées au manteau terrestre primitif ou encore aux autres corps planétaires. Basés sur ces deux configurations extrêmes en terme d'intrusion ou d'extrusion du produit de fusion, deux régimes ont été proposés : le régime de type caloducs ("heat-pipe"), caractérisé par une efficacité d'éruption de 100%, que l'on pense s'appliquer à la dynamique d'Io [[O'Reilly and Davies, 1981](#); [Breuer and Moore, 2007](#); [Moore and Webb, 2013](#)] et le régime à couvercle plutonique "squishy" régi par le magmatisme intrusif, que l'on pense s'appliquer à la dynamique de Vénus ou de la Terre Archéenne [[Van Kranendonk, 2010](#); [Gerya et al., 2015](#); [Fischer and Gerya, 2016](#)]. Plusieurs études suggèrent le rôle majeur du mode de magmatisme (intrusif ou extrusif) sur l'évolution thermique des planètes telluriques [[Rozel et al., 2017](#); [Lourenço et al., 2018](#); [Spencer et al., 2020b](#)], bien que la plupart des modèles de convection thermo-magmatiques des manteaux planétaires (allant de la Terre en passant par Vénus, Io et Europe) emploient une approche simplifiée, en supposant que

le magmatisme est entièrement extrusif [e.g. [Xie and Tackley, 2004](#); [Armann and Tackley, 2012](#); [Moore and Webb, 2013](#); [Lourenço et al., 2016](#); [Běhounková et al., 2021](#)].

Différentiation. Un autre élément inhérent au processus de fusion dans les intérieurs planétaires et qui va jouer un rôle fondamental sur leur évolution thermique est la différenciation. En principe, la fusion d'un manteau primitif conduit à une différenciation en une croûte différenciée, un manteau et un noyau. Les éléments traces, dont certains produisent de la chaleur par désintégration radioactive, sont généralement incompatibles et se répartissent donc dans le produit de fusion, se retrouvant ainsi concentrés dans la croûte lors de sa cristallisation. La croûte nouvellement formée est de ce fait plus fortement radioactive, tandis que l'intérieur est appauvri en ces éléments, ce qui affecte la dynamique de la lithosphère et accroît la perte de chaleur en surface. Cet effet géochimique peut jouer un rôle critique pour le refroidissement et l'évolution des planètes [e.g. [O'Neill et al., 2005](#); [Cooper et al., 2006](#)]. La formation de la croûte est un événement unidirectionnel sur la plupart des corps, à deux exceptions près : La Terre, où la tectonique des plaques recycle continuellement la croûte océanique (mais pas continentale), et Io, où l'enfouissement continu des matériaux crustaux par de nouveaux flux entraîne la refonte de la croûte la plus profonde dans une boucle de recyclage peu profonde [[Moore, 2001](#); [Spencer et al., 2020b](#)]. Aucun de ces processus n'est cependant un moyen efficace de réintégrer les sources de chaleur radiogéniques dans le manteau, car la formation de continents par (re)fusion de la croûte basaltique primaire séquestre efficacement les sources radioactives pendant des milliards d'années sur la Terre, et le cycle de transport de la chaleur par fusion de Io ne nécessite pas l'implication du manteau profond. On s'attend donc globalement à ce que les corps ayant connu des épisodes de fusion significatifs (comme par exemple le manteau d'Europe, voir Chapitre 6), conservent une croûte différenciée enrichie en éléments radiogéniques jusqu'à aujourd'hui, influençant fortement leur histoire thermique.

Processus magmatiques dans les modèles numériques. L'effet géochimique de la différenciation ainsi que le devenir des produits de fusion (intrusion ou extrusion) est rarement traité dans les modèles simplifiés de convection thermique. Or, les processus magmatiques, de part leur emplacement (en surface ou intrudés en profondeur) et leur rôle majeur sur le transfert de la chaleur ainsi que la différenciation du manteau sont déterminants quant à l'histoire thermique de la planète, motivant leur prise en compte dans les modèles numériques existants sur l'évolution thermique des manteaux silicatés planétaires. Tout d'abord, un moyen d'étudier l'efficacité des éruptions par rapport aux intrusions est d'envisager un paramètre arbitraire, rapportant la quantité de magma par rapport à la quantité totale produite. Dans les simulations numériques traitant de ce problème [e.g. [Rozel et al., 2017](#); [Lourenço et al., 2018](#)], une fraction prescrite de la fusion partielle est extrudée (paramètre "extrusion efficiency") et le reste est mise en place à la base d'une croûte basaltique en arguant d'une flottabilité négative du magma au dessus de cette interface. L'"extrusion efficiency" est uniforme pour une simulation donnée et variée d'une simulation à l'autre. Dans la nature, les efficacités d'extrusion sont susceptibles d'évoluer dans le temps car elles sont le résultat de processus de migration qui dépendent de la structure de la lithosphère et de la croûte. Il est également nécessaire d'étudier la répartition des éléments incompatibles à fort chauffage radiogénique entre le solide et le produit de fusion. Pour ce faire, différents coefficients de partage peuvent être appliqués, menant à une concentration plus ou moins importante en éléments radioactifs dans la croûte qui se forme (plus le coefficient de partage est élevé plus ces

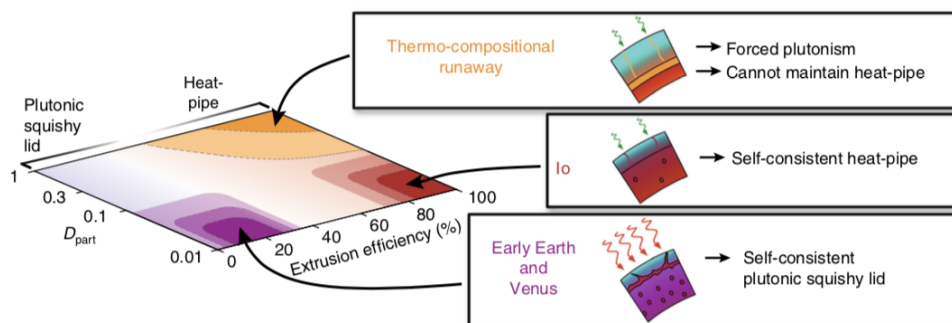


FIGURE 3.7 – Diagramme des régimes envisageable en termes d'efficacité d'éruption (0% : aucun magma n'est érupté, 100% : toute la chaleur est évacuée par les éruptions) et de partitionnement des éléments D_{part} pour un corps planétaire tellurique d'après Lourenço et al. [2018].

éléments vont se concentrer dans la croûte différenciée formée). Lourenço et al. [2018] ont montré que le magmatisme intrusif pouvait être beaucoup plus efficace que le volcanisme pur afin de refroidir l'intérieur d'une planète à l'échelle des temps géologiques. Le magmatisme intrusif amincit la lithosphère, ce qui entraîne un recyclage soutenu du matériau crustal et un refroidissement du manteau. À l'inverse, les éruptions volcaniques conduisent à une lithosphère épaisse qui isole le manteau supérieur et empêche un refroidissement efficace. Le refroidissement par magmatisme intrusif est d'autant plus efficace par rapport aux éruptions volcaniques si le partitionnement des éléments radioactifs producteurs de chaleur dans le produit de fusion est faible. Cette configuration pourrait notamment être le cas du manteau d'Europe. Cependant, un magmatisme intrusif à 100% est irréaliste, des traces de volcanisme étant observées à la surface de tous les corps telluriques du Système Solaire. Par conséquent, le mode de magmatisme subi par les corps rocheux détermine l'évolution thermique et compositionnelle de leur intérieur. Les différents régimes possibles dans un corps tellurique, en fonction de l'efficacité de l'éruption et du coefficient de partitionnement D_{part} sont illustrés sur la Figure 3.7.

3.2 Fusion partielle, rhéologie et réponse de marée d'un manteau silicaté

La fusion partielle dans les manteaux silicatés planétaires affecte la rhéologie des matériaux les composant, par le biais de leurs propriétés visqueuses et élastiques. L'influence du taux de fusion partielle sur ces paramètres peut être paramétrée sous forme de lois rhéologiques. Je les présente de manière générale avant de détailler celle que nous utilisons pour mes travaux de thèse dans la Section 3.2.1. Je décris ensuite dans la Section 3.2.2 les tests de sensibilité quant à notre calcul de la réponse de marée prenant en compte cet effet de la fusion partielle sur les paramètres visqueux et élastiques et incluant la dissipation en volume, en prenant l'exemple du manteau d'Io, préliminaires aux travaux présentés dans la suite.

3.2.1 Influence de la fusion partielle sur les propriétés visqueuses et élastiques des roches silicatées

Les modèles de dynamique des corps planétaires reposent sur des hypothèses concernant la rhéologie du matériau à déformer. Dans de nombreuses situations dans les sciences de la Terre et des planètes, cette rhéologie est mal connue. C'est particulièrement le cas des roches polycristallines dans les régions partiellement fondues du manteau terrestre. Il existe deux approches principales pour progresser vers une meilleure compréhension de la rhéologie. La première consiste à réaliser des expériences de déformation sur des matériaux en laboratoire et à paramétrer les résultats de ces expériences en lois empiriques [e.g. [Cooper and Kohlstedt, 1986](#); [Jin and Chenevert, 1994](#); [Hirth and Kohlstedt, 1995a,b](#); [Kohlstedt and Zimmerman, 1996](#); [Mei et al., 2002](#); [Zimmerman and Kohlstedt, 2004](#)]. Une deuxième approche consiste à produire des modèles de la physique à très petite échelle avant de mettre à l'échelle ces modèles afin de produire des lois rhéologiques adaptées à une utilisation à plus grande échelle [e.g. [Cooper and Kohlstedt, 1984](#); [Takei and Holtzman, 2009](#); [Schmeling et al., 2012](#); [Rudge, 2018](#)].

3.2.1.1 Notion de taux de fusion partielle critique

Pour certaines conditions de température et de pression, un matériau hétérogène tel qu'un manteau planétaire peut devenir polyphasé du fait de la fusion partielle. La présence d'une phase liquide dans une roche partiellement fondue affecte les propriétés rhéologiques de l'ensemble de la roche : à un moment donné du processus de fusion partielle (ou de cristallisation), le matériau passe d'une matrice solide avec des pores fluides à une solution fluide avec des grains de cristaux flottants isolés. Lorsque les grains perdent le contact les uns avec les autres, le matériau perd sa résistance au cisaillement et est contrôlé par les propriétés visqueuses du fluide (voir la Figure 3.3 de la Section 3.1.1.2 ci-dessus). La transition d'une rhéologie de fluage à l'état solide à une rhéologie de fluage dominée par la matière fondue, i.e. d'un comportement solide à un comportement fluide du matériau est associée à un taux de fusion critique (RCMF, "Rheological Critical Melt Fraction") au delà de laquelle une "rupture" rhéologique intervient. Cette rupture, classiquement associée à la viscosité et paramétrée par cette dernière dans la littérature, représente une chute de la viscosité apparente de plusieurs ordres de grandeur. Pour modéliser ces grandes variations des propriétés physiques du matériau multiphase, des fonctions de loi de puissance ont été introduites, principalement à la suite des travaux pionniers d'[Einstein \[1906\]](#).

Plusieurs études sur le comportement rhéologique des systèmes partiellement fondus ont été publiées au cours des cinquante dernières années. Les travaux pionniers de [Goetze \[1977\]](#) et [Arzi \[1978\]](#) ont dominé le point de vue sur la transition d'une rhéologie de fluage à l'état solide à une rhéologie de fluage dominée par le produit de fusion, en fixant le seuil RCMF à une fraction de fusion d'environ 25-30%. Par la suite, un certain nombre d'études expérimentales se sont concentrées sur le comportement rhéologique des matériaux contenant de la matière fondue. La rhéologie des roches partiellement fondues, avec des fractions de fusion inférieures à 12%, a été explorée en profondeur par [Kohlstedt and Zimmerman \[1996\]](#). À l'inverse, la rhéologie du magma, cette fois-ci avec des fractions solides inférieures à 35-40% a été étudiée par [Pinkerton and Stevenson \[1992\]](#). Ces observations ont mis en évidence

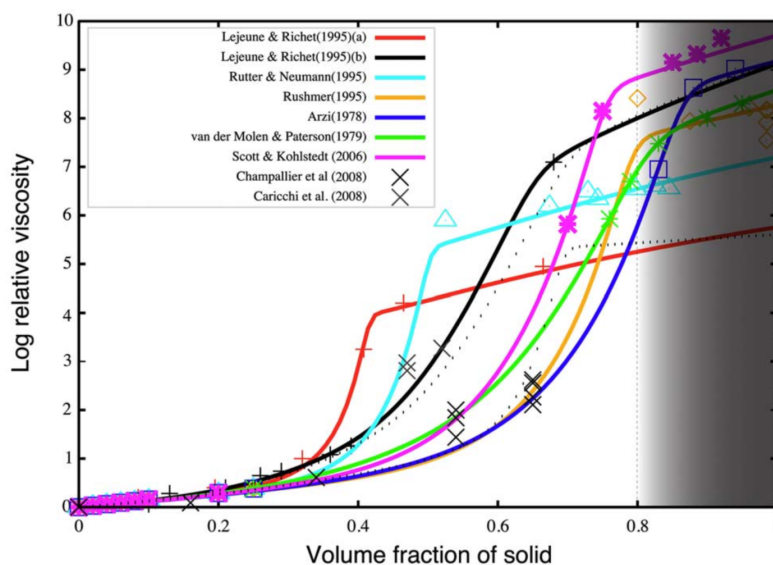


FIGURE 3.8 – Variation du logarithme des viscosités relatives effectives par rapport à la fraction solide (i.e. $1-\phi$, avec ϕ le taux de fusion partielle) pour l'ensemble des données rapportées dans l'encadré. Figure tirée de [Costa et al. \[2009\]](#).

la nécessité d'étudier la signification physique de la fraction critique de produit de fusion. En effet, [Vigneresse et al. \[1996\]](#) ont soutenu que le RCMF pendant la cristallisation diffère du RCMF pendant la fusion. Finalement, une compilation des études théoriques et expérimentales ultérieures appliquées à un solide subissant une fusion partielle, donne une large gamme de valeurs pour cette fraction critique, allant de 26 à 62% [e.g. [Bulau et al., 1979](#); [Vigneresse et al., 1996](#); [Renner et al., 2000](#); [Scott and Kohlstedt, 2006](#); [Caricchi et al., 2007](#); [Costa et al., 2009](#)]. La Figure 3.8 présente un modèle empirique pour expliquer quelques données existantes dans la littérature quant à ce seuil. Cependant la forme de la pente ainsi que la forme du seuil depuis la valeur solide à la valeur liquide (et inversement) est très mal contrainte.

Contraintes sur les paramètres visqueux. La relation entre la viscosité (de cisaillement) η d'une roche partiellement fondue et le taux de fusion partielle est d'une importance critique pour caractériser le comportement rhéologique de l'intérieur des planètes telluriques. C'est sur cette quantité que sont basées les études sur le RCMF présentées ci-dessus (Figure 3.8). Dans les matériaux partiellement fondus subissant un fluage par diffusion, la présence de produit de fusion entraîne une réduction de la viscosité de cisaillement effective du matériau par rapport à la situation sans produit de fusion. Une des raisons de ce phénomène est que la diffusion dans la phase fondue est généralement beaucoup plus rapide que dans la phase solide [[Cooper and Kohlstedt, 1984](#); [Takei and Holtzman, 2009](#)]. Puisque le taux de fluage par diffusion dépend de la vitesse à laquelle la matière est transportée à l'échelle du grain, la présence de voies de fusion rapides accélère le taux global de fluage pour une contrainte donnée. L'importance de cet effet dépend essentiellement de la géométrie de la fusion à l'échelle du grain. Le modèle le plus simple de la géométrie de la fusion à l'échelle du grain est celui de l'équilibre textural, un état qui minimise l'énergie de surface. Par ailleurs, il faut noter que la description complète d'un milieu linéaire isotrope nécessite l'utilisation

de deux viscosités, impliquant une viscosité de volume ζ en plus de la viscosité de cisaillement η [e.g. McKenzie, 1984; Scott and Stevenson, 1986; Ricard et al., 2001]. Cependant, bien que la viscosité ait fait l'objet de plus de travaux que toute autre propriété rhéologique des silicates naturels fondus, il n'existe aucune mesure de la viscosité de volume des systèmes naturels ou analogues applicables à la croûte ou au manteau. Par conséquent, dans les modèles géodynamiques à grande échelle, ζ est généralement donnée par une loi dont la singularité est proportionnelle à $1/\phi$, sur la base de considérations théoriques [e.g. Scott and Stevenson, 1986; Sleep, 1988; Hewitt and Fowler, 2008; Simpson et al., 2010; Schmeling et al., 2012], et dépend de η , qui est la viscosité que l'on connaît classiquement, par défaut. La viscosité de cisaillement à l'état "solide" η_s (pour $\phi = 0$), utilisée comme valeur de référence dans les manteaux d'Io et d'Europe, est celle des roches silicatées proches de leur point de fusion, typiquement de l'ordre de 10^{19} Pa s [e.g., Karato and Wu, 1993]. La valeur liquide (pour $\phi = 100\%$) de la viscosité de cisaillement η_l est quant à elle de l'ordre du Pa s, comme observé pour les produits de fusion basaltiques [e.g., Shaw et al., 1968].

Contraintes sur les paramètres élastiques. L'interprétation des régions du manteau supérieur de la Terre où de faibles vitesses sismiques ainsi qu'une forte atténuation sont observées comme étant dues à la présence de fusion partielle [e.g. Anderson and Sammis, 1970; Mavko and Nur, 1975; Shankland et al., 1981; Forsyth, 1992; Karato, 2012; Holtzman, 2016] a motivé des études sur l'influence de celle-ci sur les propriétés élastiques des roches (le module de cisaillement μ et d'incompressibilité K). Cependant, l'étude en laboratoire du comportement élastique des roches partiellement fondues a pris du retard par rapport au développement des modèles théoriques. Étant donné la rareté des observations expérimentales directement pertinentes, de telles analyses des données sismologiques se sont fortement appuyées sur les prédictions des modèles théoriques [e.g. Walsh, 1968, 1969; O'Connell and Budiansky, 1977; Mavko, 1980; Schmeling, 1985]. Ces modèles quantifient la dépendance de la vitesse et de l'atténuation des ondes sismiques par rapport à la fraction fondue. La microstructure du modèle consiste généralement en des inclusions remplies de fluide de forme spécifique (par exemple, des ellipsoïdes, des films aux limites entre grains ou des tubes de bord de grain) et de connectivité incorporées dans une matrice cristalline, soumise à un champ de contrainte imposé de l'extérieur. Les expériences conçues pour caractériser les comportements anélastiques et viscoélastiques à haute température des roches vitreuses, cristallines et partiellement fondues sont basées sur les mesures des modules élastiques et du frottement interne. Traditionnellement, ces mesures sont effectuées à l'aide d'oscillations de torsion forcées [Berckhemer et al., 1982; Jackson and Paterson, 1987; Bagdassarov and Dingwell, 1993; Gribb and Cooper, 1998] sur des roches ou du verre; des études ultrasoniques d'ondes de cisaillement et de compression [Murase and McBirney, 1973; Aki et al., 1978; Stolper et al., 1981; Dingwell and Webb, 1989; Paulatto et al., 2012; Rivers and Carmichael, 1987] et des expériences d'ondes de choc [Rigden et al., 1984]. Pour les conditions du manteau d'Io et d'Europe, le module d'incompressibilité solide (pour $\phi = 0$) K_s se situe globalement entre 150 et 250 GPa [e.g., Jackson and Rigden, 1998]. Le module de cisaillement solide μ_s d'un manteau silicaté est quant à lui typiquement de 60 GPa [Dziewonski and Anderson, 1981]. Concernant les valeurs correspondant au cas liquide (pour $\phi = 100\%$), la mesure de la vitesse ultrasonique indique que pour des liquides basaltiques, K_s est inférieur d'un ordre de grandeur à la valeur attendue pour les minéraux du manteau, comprise entre 1 et 30 GPa [e.g. Murase and McBirney, 1973; Stolper et al., 1981; Rivers and Carmichael, 1987]. La valeur du module de cisaillement est nulle, quant à elle, pour un liquide.

3.2.1.2 Lois rhéologiques

Dans les intérieurs soumis à une fusion à grande échelle, comme c'est le cas pour Io, on s'attend à ce que la diminution des paramètres visqueux et élastiques avec la fusion partielle conduise à un emballement de la dissipation de marée [e.g. [Segatz et al., 1988](#); [Fischer and Spohn, 1990](#); [Moore, 2003](#); [Bierson and Nimmo, 2016](#); [Renaud and Henning, 2018](#)]. Or, lorsque la fusion partielle est trop importante et que la rhéologie du matériau déformé est contrôlée par celle du liquide de fusion, ce ne sont plus les mêmes processus de dissipation de marée qui sont en jeu (on passe de la dissipation à l'état solide à de la dissipation à l'état liquide). Une description rhéologique cohérente de la fusion des silicates est ainsi indispensable à la résolution à la fois de l'augmentation rapide de la vigueur de la convection mais aussi du découplage du phénomène de marée qui ont lieu simultanément lorsque la viscosité et le module de cisaillement diminuent.

Du fait de difficultés expérimentales, très peu de travaux ont étudiés le comportement d'atténuation de roches partiellement fondues. De ce fait, l'évolution des paramètres rhéologiques lors du processus de fusion est très peu contrainte. C'est pourquoi, les études consacrées à cet effet pour le manteau d'Io [e.g. [Fischer and Spohn, 1990](#); [Moore, 2003](#); [Bierson and Nimmo, 2016](#)] font appel à des modèles rhéologiques simplifiés qui "miment" une transition rhéologique depuis une matrice solide non fondue ou avec une faible porosité vers un mélange dont la rhéologie est en pratique celle du magma au delà d'un seuil de porosité. En deçà de ce seuil, les effets de la fusion partielle sur la viscosité et le module de cisaillement sont classiquement paramétrés par :

- une dépendance directe au taux de fusion partielle ϕ de la viscosité de cisaillement η par rapport à la viscosité de cisaillement de référence η_s ,

$$\eta(\phi) = \eta_s \exp(-n\phi), \quad (3.1)$$

caractérisée par de nombreuses expériences de laboratoire qui ont permis d'aboutir à cette relation [e.g. [Hirth and Kohlstedt, 1995a](#); [Kohlstedt et al., 2000](#); [Faul and Jackson, 2007](#)]. Les expériences de mélange d'olivine fondue avec des taux de fusion partielle allant jusqu'à 15% convergent vers cette relation qui ajuste les données pour une constante n comprise entre 25 et 30. Les travaux réalisés par [Scott and Kohlstedt \[2006\]](#) suggèrent que cette loi serait valide pour un taux de fusion partielle allant jusqu'à environ 30%.

- une dépendance directe au taux de fusion partielle ϕ du module de cisaillement μ par rapport au module de cisaillement de référence μ_s [[Bierson and Nimmo, 2016](#)] :

$$\mu(\phi) = \mu_s (1 + c\phi)^{-1}, \quad (3.2)$$

basée sur une approche analytique développée par [Mavko \[1980\]](#) qui étudie les propriétés d'atténuation des roches partiellement fondues en prenant en compte leur géométrie.

- une dépendance indirecte au taux de fusion partielle du module de cisaillement via la température [une augmentation de 1K à partir d'une certaine température de solidus fixée est associée à une augmentation de 1% de taux de fusion partielle, [Fischer and Spohn, 1990](#); [Moore, 2003](#)] :

$$\mu(T) = 10^{\mu_1/T + \mu_2}. \quad (3.3)$$

Cette relation est dérivée de paramétrisations simplifiées des données de [Berckhemer et al. \[1982\]](#) pour les roches du manteau supérieur terrestre.

Ces lois très simples pour la viscosité et le module de cisaillement sont illustrées sur la Figure 3.9. Notez qu'elles ne prennent en compte que l'effet de la fusion partielle sur la viscosité et le module de cisaillement, la déformation de marée étant classiquement calculée pour les contraintes en cisaillement uniquement.

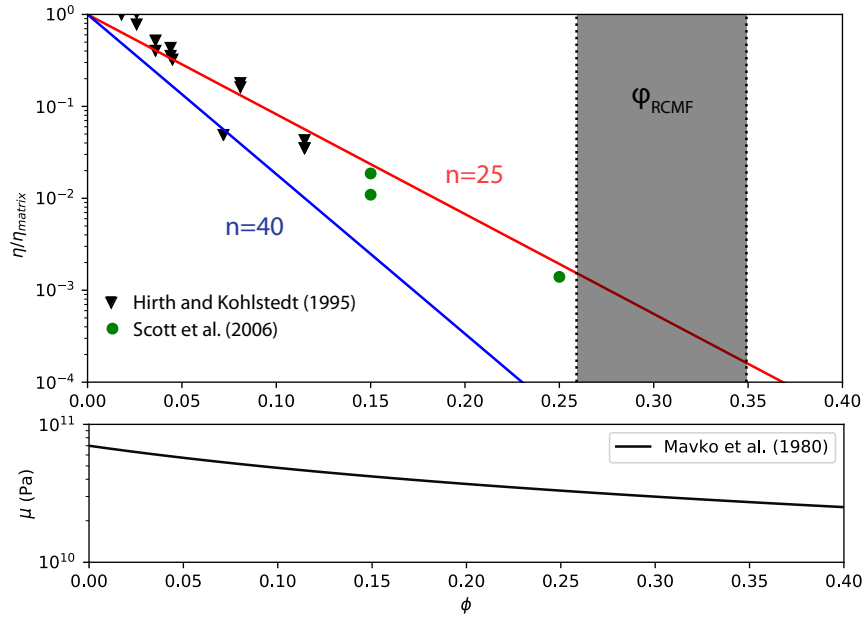


FIGURE 3.9 – Viscosité (de cisaillement) relative η/η_{matrix} et module de cisaillement μ en fonction du taux de fusion partielle en deçà du taux de fusion partielle critique. Quelques points expérimentaux sont ajoutés à titre comparatif.

Des études moins simplistes consacrées à l'interprétation des vitesses sismiques et du comportement d'atténuation des roches partiellement fondues existent pour la Terre. De telles études prennent en compte la géométrie du produit de fusion d'agrégats d'olivine sur la réponse de la viscosité et du module de cisaillement soumis à la fusion partielle, qui sont observées en laboratoire [[Faul, 1997](#)]. Ces expériences montrent que le produit de fusion consiste en une combinaison de géométries sous la forme de films, de poches ou de tubes. Dans ce cadre, [Schmeling \[1985\]](#) et [Schmeling et al. \[2012\]](#) ont établi une série de modèles numériques qui évaluent l'influence de la fusion partielle sur les propriétés élastiques (module de cisaillement et d'incompressibilité) et visqueuses (viscosité de cisaillement et de volume) des roches, respectivement, avec une dépendance à la fusion partielle, à la géométrie du produit de fusion et à l'interconnectivité des grains de ces paramètres. La viscosité de volume ζ est paramétrée via la viscosité de cisaillement η et le taux de fusion partielle ϕ :

$$\eta(\phi) = \eta_s \left(1 - \frac{\phi}{c_1}\right)^{k_1}, \quad \zeta(\phi) = \eta_s c_2 \frac{(c_1 - \phi)^{k_2}}{\phi}, \quad (3.4)$$

avec $k_1 = a_1(a_2 + \alpha(1 - a_2))$, $c_1 = \frac{b_1\alpha}{1+b_2\alpha^{k_3}}$ et $c_2 = \frac{4}{3}\alpha c_1^{-k_2}(c_3(1 - \alpha) + \alpha)$ où $a_1 = 0.97$, $a_2 = 0.8$, $b_1 = 2.2455$, $b_2 = 3.45$; $k_2 = 1.25$, $k_3 = 1.29$, $c_3 = 2.4$. La forme ajustée

3.2. FUSION PARTIELLE, RHÉOLOGIE ET RÉPONSE DE MARÉE D'UN MANTEAU SILICATÉ

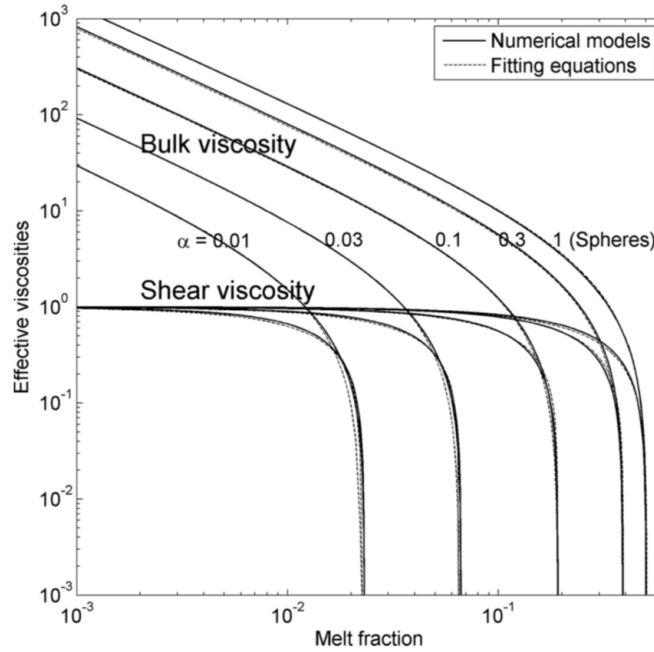


FIGURE 3.10 – Comparaison des solutions numériques pour les inclusions ellipsoïdales avec l'équation d'ajustement 3.4 pour la viscosité de cisaillement et de volume normalisées à la valeur de référence de la matrice. Figure tirée de [Schmeling et al. \[2012\]](#).

dérivée par [Schmeling et al. \[2012\]](#) pour la viscosité de cisaillement η et de volume ζ pour des inclusions de types sphériques ou ellipsoïdes de rapport d'aspect α est présentée sur la Figure 3.10. La validité de ces modèles est en revanche limitée à de faibles taux de fusion partielle (typiquement $< 10\%$).

Pour les paramètres élastiques, [Mavko \[1980\]](#) propose une relation théorique en supposant une géométrie de fusion de type tubes interconnectés :

$$\mu(\phi) = \left(\frac{1}{\mu_s} + \frac{\phi}{\mu_s} \left(\frac{40 - 24\nu}{15} \right) \right)^{-1}, \quad (3.5)$$

$$K(\phi) = \left(\frac{1}{K_s} + \frac{\phi}{K_s} \left(\frac{5 - 4\nu}{3(1 - 2\nu)} \right) \right)^{-1}, \quad (3.6)$$

avec $\nu = 0.25$ le coefficient de Poisson typique d'une roche silicatée [e.g., [Christensen, 1996](#); [Ji et al., 2018](#)].

Enfin, [Costa et al. \[2009\]](#) présentent un modèle semi-empirique capable de décrire les effets rhéologiques des cristaux de fractions solides faibles à moyennement élevées (Figure 3.8), reproduisant la transition du régime où la résistance est contrôlée par la viscosité du produit de fusion jusqu'au début du régime où la résistance est contrôlée par le cadre solide, que j'ai présenté au-dessus (Figures 3.9 et 3.10), permettant de s'affranchir de la singularité prédite par les modèles classiques au niveau du RCMF [e.g. [Roscoe, 1952](#)].

3.2.1.3 Loi rhéologique synthétique développée pour cette étude

Dans cette thèse, on considère des taux de fusion partielle allant jusqu'aux alentours du taux de fusion partiel critique RCMF afin d'explorer la forme générale de l'impact de la fusion partielle sur la réponse de marée dite solide. Bien que nous soyons conscients que la rhéologie des systèmes partiellement fondus soit très complexe et non unique, notre objectif ici est de décrire uniquement une rhéologie de cisaillement et de volume des systèmes partiellement fondus avec un taux de fusion partielle faible à moyen, dans le domaine dominé par le solide, à l'aide d'un modèle mathématique, pour l'inclure dans nos calculs de la réponse de marée des manteaux silicatés d'Io et d'Europe.

À partir de l'analyse et la comparaison de différentes lois rhéologiques indiquées et/ou utilisées dans la littérature, nous avons développé une loi synthétique, inspirée de la loi de fusion basée sur la viscosité de [Costa et al. \[2009\]](#), en accord avec les contraintes expérimentales et théoriques existantes présentées ci-dessus. Cette formulation nous permet de prédire à la fois les propriétés visqueuses et élastiques sur toute la gamme de la fraction fondue, en dessous ou au-dessus du taux de fusion partielle critique RCMF, en utilisant une seule expression.

Pratiquement, nous avons ajusté cette formulation aux lois présentées précédemment (valides pour de faibles taux de fusion partielle), permettant de faire le lien avec des taux de fusion partielle plus élevés et dépassant la transition rhéologique. Pour les taux de fusion partielle inférieurs à la transition rhéologique ($\phi < \text{RCMF}$), les paramètres de notre loi synthétique ont été ajustés pour reproduire les comportements prédits par les autres lois rhéologiques et les données expérimentales existantes, suivant les lois présentées par l'Équation 3.1 pour la viscosité, 3.5 pour le module de cisaillement et 3.6 pour le module d'incompressibilité. Au niveau de la transition rhéologique, la formulation de [Costa et al. \[2009\]](#) a été dérivée pour reproduire la chute de la viscosité de cisaillement se produisant au niveau du RCMF, relativement bien documenté dans la littérature (Figure 3.8). Pour les modules élastiques de cisaillement et d'incompressibilité ainsi que pour la viscosité de volume, pour lesquels il n'existe pas de contraintes expérimentales à une fraction fondue élevée, nous supposons le même type de comportement que la viscosité lorsque $\phi > \text{RCMF}$. La loi rhéologique utilisée est la suivante :

$$\bullet(\phi) = \bullet_l \frac{1 + \Theta^\delta}{[1 - F(\Theta, \xi, \gamma)]^{B(1-\phi_*)}}, \quad (3.7)$$

où le paramètre rhéologique \bullet est soit la viscosité de cisaillement η , soit le module de cisaillement μ ou encore le module d'incompressibilité K . Deux fonctions auxiliaires sont introduites :

$$\Theta = (1 - \phi)/(1 - \phi_*), \quad (3.8)$$

$$F = (1 - \xi) \operatorname{erf} \left[\frac{\sqrt{\pi}}{2(1 - \xi)} \Theta(1 + \Theta^\gamma) \right]. \quad (3.9)$$

Mis à part le paramètre d'Einstein B fixé à 2,5, tous les autres paramètres sont ajustés de manière à reproduire les contraintes disponibles sur le paramètre rhéologique spécifique, depuis la valeur de référence à l'état solide \bullet_s jusqu'à la valeur de référence à l'état entièrement liquide \bullet_l . Les valeurs de δ , ξ , γ et ϕ_* dépendent également des paramètres rhéologiques

3.2. FUSION PARTIELLE, RHÉOLOGIE ET RÉPONSE DE MARÉE D'UN MANTEAU SILICATÉ

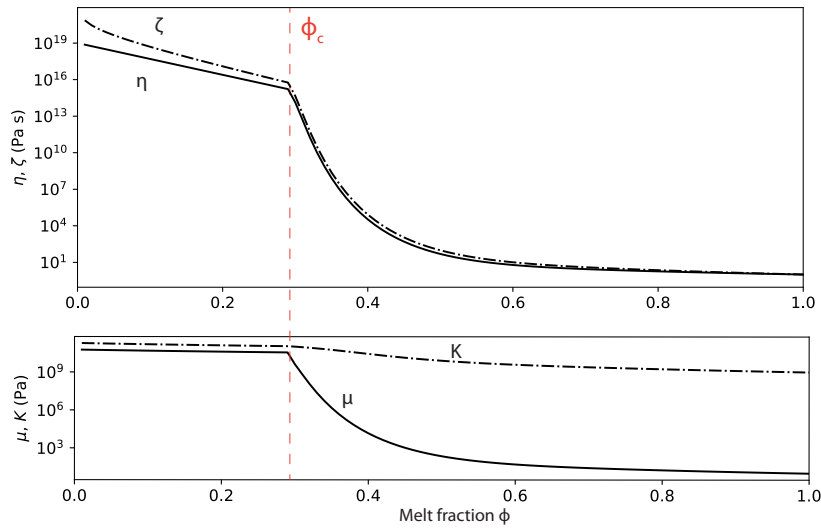


FIGURE 3.11 – Paramétrisation de l’effet du taux de fusion partielle ϕ sur les paramètres viscoélastiques : viscosité η et module μ de cisaillement (lignes pleines), viscosité de volume ζ et module d’incompressibilité K (lignes en pointillés). La ligne pointillée verticale rouge indique la fraction de fusion critique rhéologique RCMF (notée ϕ_c dans la suite).

spécifiques considérés. Ceux-ci sont répertoriés dans le tableau 3.1, correspondant à la loi rhéologique type utilisée dans la suite, illustrée sur la Figure 3.11. Pour la viscosité de volume, la relation simplifiée $\zeta = \frac{\eta}{\phi}$ est considérée. La transition rhéologique RCMF est fixée à un taux de fusion partielle de 30 % dans les travaux présentés dans la suite. Plus de détails sur la méthode ainsi que les viscosités et modules élastiques de référence utilisés, à savoir \bullet_s et \bullet_l , sont donnés dans le Chapitre 4.

TABLE 3.1 – Valeurs des paramètres employés pour les différents paramètres rhéologiques (Eqs. 3.7-3.9), utilisés pour calculer la loi rhéologique présentée sur la Figure 3.11.

	η	μ	K
\bullet_l	1 Pa s	10 Pa	10^9 Pa
δ	25,7	2,10	2,62
ξ	$1,17 \times 10^{-9}$	$7,08 \times 10^{-7}$	0,102
γ	5	5	5
$1 - \phi_*$	0,569	0,597	0,712

3.2.2 Influence de la fusion partielle sur la dissipation de marée : étude préliminaire

La fusion partielle affecte les paramètres rhéologiques des manteaux planétaires soumis à de la fusion partielle. Cet impact peut être quantifié par le biais de lois rhéologiques, présentées ci-dessus. Nous allons voir dans les Chapitres 4, 5 et 6 l’influence de la fusion partielle

sur la réponse de marée en cisaillement et en volume dans un manteau silicaté partiellement fondu. Je présente ici les tests de sensibilités quant à ces calculs qui permettent de justifier nos choix, en prenant l'exemple d'un corps de type Io avec un manteau homogène (Section 3.2.2.1), ainsi qu'un manteau comprenant une couche partiellement fondue superficielle et basale (Section 3.2.2.2 et 3.2.2.3).

Une fois que la structure interne d'Io avec les densités et rayons déterminants chaque couche la composant est définie (voir l'Annexe B pour les détails de la méthode), la dissipation liée aux effets de marée induits par Jupiter peut être calculée. Afin d'évaluer la chaleur dissipée dans le manteau d'Io sous l'action du forçage de marée périodique induit par Jupiter, je calcule la distribution radiale de la déformation viscoélastique suivant la méthode décrite dans le Chapitre 2, dans lequel les principes sont présentés de manière détaillée.

Plusieurs modèles viscoélastiques sont envisageables pour décrire le comportement des matériaux planétaires aux périodes idoines pour le forçage de marée (Section 2.2.2 du Chapitre 2). Le plus simple est le modèle de Maxwell. Un certain nombre d'études de laboratoire ont été dédiées à la caractérisation de la déformation périodique des silicates [e.g. Jackson et al., 2004; Jackson and Faul, 2010]. Une conclusion partagée par l'ensemble des études expérimentales est que, ni les échantillons de laboratoire, ni les planètes, ne se comportent comme des corps Maxwelliens. C'est pourquoi de nombreuses études ont fait appel à des rhéologies alternatives telles que le modèle d'Andrade, mieux étayé par des observations expérimentales.

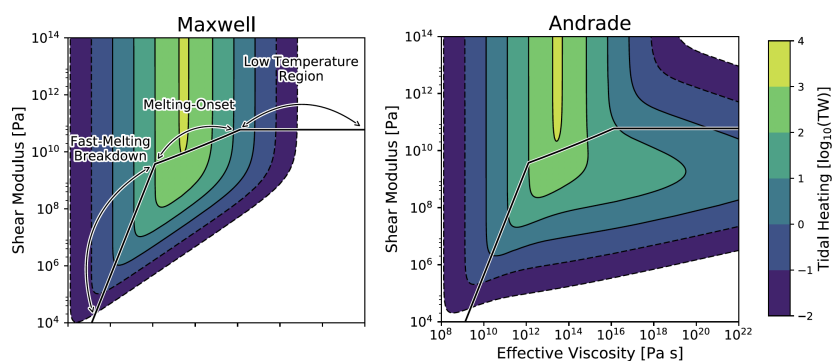
Dans cette étude, nous ne considérons le modèle de Maxwell que dans les gammes pour lesquelles il fournit une bonne description de la déformation réelle (voir Chapitre 2 et 4). Cette configuration correspond aux zones du manteaux partiellement fondues pour lesquelles la dissipation en volume est incluse. Hors de ce cadre, nous recourons au modèle d'Andrade, qui reproduit mieux la dépendance en fréquence et en température de la glace et de minéraux silicatés [e.g. Castillo-Rogez et al., 2011; Kuchta et al., 2015; Dumoulin et al., 2017]. Les modalités dans lesquelles ces modèles sont utilisés sont explicitées pour chacune des études présentées dans les Chapitres 4, 5 et 6.

Dans cette section, je présente certains des tests préliminaires que j'ai mis en oeuvre pour éprouver notre approche. J'ai notamment choisi ceux des tests qui, au delà de permettre de valider l'approche numérique, conduisent aussi à mieux apprécier le modèle physique de cette étude. La description de l'effet d'une couche partiellement fondue dans le manteau d'Io ainsi que celui de la prise en compte de la dissipation en volume n'y est cependant pas discutée, faisant l'objet du Chapitre 4.

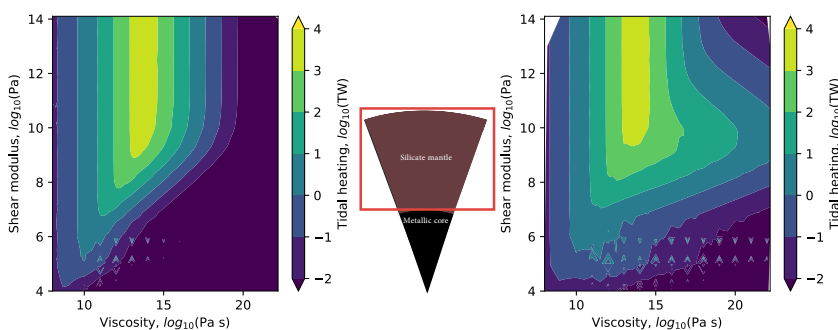
3.2.2.1 Benchmark pour un manteau d'Io homogène et comparaison Maxwell/Andrade

Afin d'évaluer le comportement de la rhéologie d'Andrade par rapport au modèle de Maxwell, Renaud and Henning [2018] ont réalisé des cartes de la dissipation de marée dans un manteau homogène pour un corps de type Io, ce pour une large gamme de viscosités et de modules de cisaillement (Figure 3.12 a). Une telle carte est utile pour visualiser comment et pourquoi la dissipation de marée d'un corps planétaire varie au cours du processus de fusion. Une trajectoire typique pour un manteau planétaire en train de fondre sur une telle carte doit

3.2. FUSION PARTIELLE, RHÉOLOGIE ET RÉPONSE DE MARÉE D'UN MANTEAU SILICATÉ



(a) Renaud and Henning [2018].



(b) Cette étude.

FIGURE 3.12 – Chauffage de marée global obtenu pour un manteau homogène dans un corps de type Io pour une large gamme de viscosités et de modules de cisaillement. Les modèles de Maxwell et d'Andrade sont comparés. (a) Figure tirée de Renaud and Henning [2018]. (b) Cette étude.

commencer à l'extrême droite (manteau froid à viscosité élevée, $> 10^{20}$ Pa s). Au fur et à mesure que le manteau se réchauffe, la viscosité diminue, mais le module de cisaillement reste constant tant que la température demeure nettement inférieure à celle du solidus. Les prédictions pour la rhéologie de Maxwell appliquée à Io est bien documentée [Segatz et al., 1988; Fischer and Spohn, 1990] et contient une seule zone assez restreinte à forte dissipation de marée qui s'atténue à mesure que les valeurs du modules de cisaillement diminuent (Figure 3.12 a, gauche). En comparaison, on voit que la rhéologie d'Andrade conduit pour des valeurs élevées de la viscosité à une région relativement vaste de l'espace des paramètres visqueux et élastiques pour laquelle la dissipation n'est pas négligeable (Figure 3.12 a, droite).

Afin de reproduire ces résultats nous nous sommes placés dans le même cadre que l'étude de Renaud and Henning [2018], en supposant qu'Io est constituée d'un noyau métallique liquide de rayon 980 km et d'un manteau homogène où sont variés systématiquement la viscosité et le module de cisaillement. La figure 3.12 b compare la dissipation de marée en fonction de la viscosité et du module de cisaillement dans le manteau d'Io que nous obtenons avec notre modèle, pour la rhéologie de Maxwell et d'Andrade. On observe que notre modèle reproduit les mêmes résultats avec cependant des oscillations pour les modules de cisaillement $< 10^6$ Pa. Celles-ci sont associées à un problème numérique du calcul de la dissipation de marée pour de si faibles valeurs de μ , qui apparait en raison du formalisme

compressible que nous considérons, tandis que [Renaud and Henning \[2018\]](#) utilisent le formalisme incompressible de [Sabadini et al. \[1982\]](#). Ces gammes de μ irréalistes ne seront pas considérées dans la suite de notre étude qui s'applique à des corps planétaires.

En effet, notre approche de modélisation basée sur la formulation compressible de [Takeuchi and Saito \[1972\]](#) peut traiter à la fois l'état dominé par le solide (avec une fraction de fusion modérée) et l'état entièrement liquide. Cependant, elle devient problématique pour les matériaux à faible rigidité correspondant à une fraction fondue élevée. Cela n'exclut pas l'existence d'autres solutions au problème du chauffage de marée d'Io, pour des taux de fusion partielle plus élevés, mais un tel cas devrait être exploré avec une approche de modélisation alternative reposant sur une formulation du problème dominée par les fluides plutôt que sur une formulation viscoélastique basée sur les solides comme celle utilisée ici.

Pour les calculs présentés dans la suite, précédant les travaux présentés dans le Chapitre 4, la loi rhéologique présentée dans la Section 3.2.1.3 est utilisée pour ajuster les paramètres visqueux et élastiques, à la fois de cisaillement et de volume, au taux de fusion partielle d'une couche partiellement fondue située sous la surface ou à l'interface manteau-noyau (Figure 4.1). Dans cette couche partiellement fondue, la dissipation en cisaillement et volume est calculée. Il faut cependant garder en tête que, tandis que la paramétrisation rhéologique que nous utilisons dans cette thèse peut prédire la variation des paramètres rhéologiques sur toute la gamme de la fraction fondue (de 0 à 100 %), notre approche numérique devient instable lorsque le module de cisaillement devient plus petit que $\sim 10^6$ Pa, et pour une viscosité $< 10^{15}$ Pa s, correspondant à un taux de fusion partielle d'environ 33% avec notre loi. Bien que dans la suite nous nous intéressons au calcul de la dissipation de marée dans des couches partiellement fondues, nous nous plaçons dans une configuration allant jusqu'à quelques pourcent au dessus de la RCMF, correspondant à des valeurs de module de cisaillement $> 10^6$ Pa. En effet, dans le cadre de cette thèse, on se concentre sur la marée dite solide. Dans les faits, nous imposons une valeur liquide de μ afin de construire la loi rhéologique présentée sur la Figure 3.11. Je discute de ce choix dans la Section 3.2.2.3.

3.2.2.2 Couplage du noyau et de la couche partiellement fondue

Un point important du calcul de la réponse de marée du manteau d'Io, en particulier pour les cas comprenant une couche partiellement fondue basale, est le couplage avec le noyau.

Influence de l'état du noyau. L'état du noyau, solide ou liquide, impacte la déformation de marée du manteau su-jacent, en particulier dans le cas de la présence d'une couche partiellement fondue à l'interface manteau-noyau. La comparaison des solutions considérant un noyau liquide (considéré dans nos travaux) avec un noyau entièrement solide indique que l'état du noyau est responsable d'un changement radical entre les solutions incluant la dissipation en volume ou ne l'incluant pas, pour une couche partiellement fondue basale. Cet effet est illustré sur la Figure 3.13, qui représente les profils de dissipation de marée H_{tide} , de sensibilité à la déformation en volume H_K et de sensibilité à la déformation en cisaillement H_μ pour un noyau liquide (vert) et solide (magenta). Le cas incluant la dissipation en volume en plus de la dissipation en cisaillement est indiqué en pointillé. Globalement, la présence d'un noyau liquide à la base du manteau implique une dissipation dans le manteau plus élevée que dans le cas d'un contact avec un noyau solide (Figure 3.13 a). Cet effet est d'autant

3.2. FUSION PARTIELLE, RHÉOLOGIE ET RÉPONSE DE MARÉE D'UN MANTEAU SILICATÉ

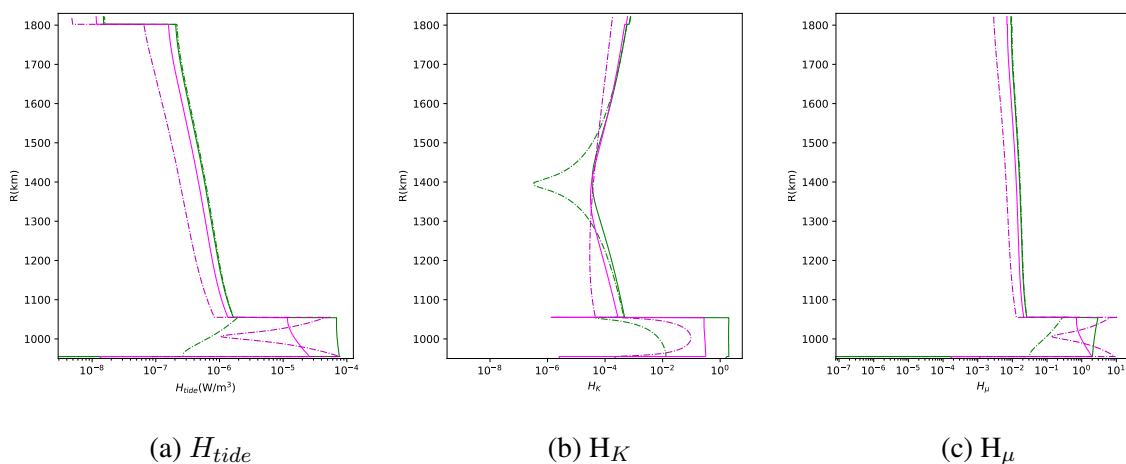


FIGURE 3.13 – Profils du taux de chauffage de marée H_{tide} , de la sensibilité à la déformation en volume H_K et de la sensibilité à la déformation en cisaillement H_μ (voir Chapitre 2 pour leur définition) comparant la présence d'un noyau liquide (en vert, correspondant à nos calculs) et d'un noyau solide (en magenta) pour le cas incluant la dissipation en volume (lignes pleines) et le cas sans dissipation en volume (lignes pointillées). Le cas d'une couche partiellement fondue située à l'interface manteau-noyau est présenté.

plus marqué si la dissipation en volume est incluse. Le profil de sensibilité à la déformation en volume (Figure 3.13 b) indique que l'état du noyau affecte la forme de cette sensibilité, à la fois à l'interface manteau-noyau, mais aussi au sein du manteau, avec une diminution de H_K allant jusqu'à deux ordres de grandeur pour chacune de ces régions. Cet effet est beaucoup moins marqué pour la sensibilité aux déformations en cisaillement (Figure 3.13 c). Globalement, la présence d'un noyau liquide entraîne des conditions de contrainte différentes à l'interface manteau-noyau, affectant la forme de la dissipation. Pour les solutions avec un noyau solide, un comportement similaire à celui obtenu pour une couche supérieure fondue située sous la surface est obtenue, avec seulement un changement modéré dû à la prise en compte de la dissipation en volume.

Formulation des déformations de marée dans le noyau liquide. En outre, la déformation de marée de la couche partiellement fondue basale est sensible à la façon dont la déformation du noyau liquide est traitée. Deux formulations existent pour décrire la présence d'un noyau liquide : la formulation statique [Saito, 1974] et la formulation dynamique [Takeuchi and Saito, 1972]. Celles-ci sont décrites en détail dans la Section 2.1.2.2 du Chapitre 2. Pour des périodes de forçage de l'ordre de quelques jours, la formulation statique et dynamique du noyau liquide fournit généralement une déformation comparable du manteau su-jacent, ce qui permet d'appliquer une approximation statique [e.g. Dumoulin et al., 2017; Tobie et al., 2019]. En comparant nos résultats calculés supposant soit la formulation statique soit la formulation dynamique pour le noyau liquide, nous avons remarqué que, dans le cas particulier d'une couche partiellement fondue à la frontière noyau-manteau, les solutions sont significativement différentes entre les solutions statiques et dynamiques, en particulier pour les forts taux de fusion partielle. Cet effet est visible sur la puissance de marée pro-

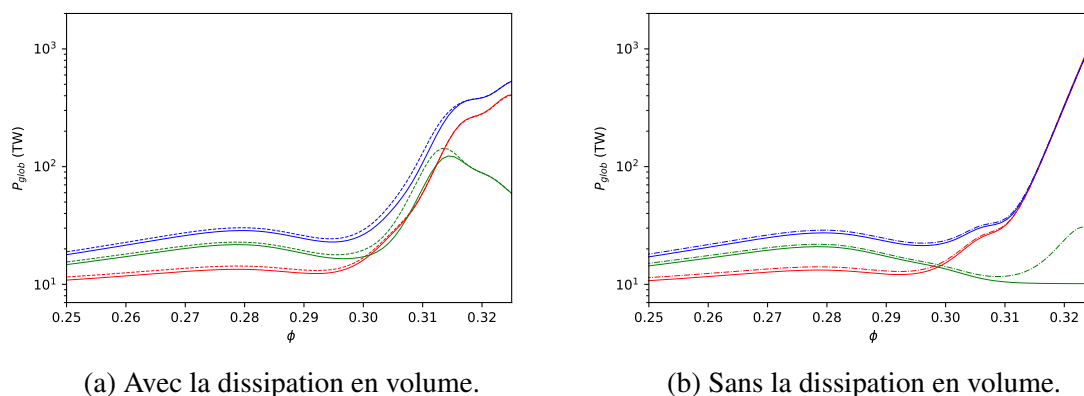


FIGURE 3.14 – Comparaison de l’effet de la formulation statique (trait plein) et dynamique (trait pointillé) pour le noyau liquide sur le budget de chaleur de marée produit dans l’intérieur d’Io comprenant une couche partiellement fondue d’une épaisseur de 100 km située en haut du manteau (en rouge), à l’interface noyau-manteau (en vert) ou une combinaison des deux (en bleu).

duite dans le manteau d’Io (Figure 3.14, courbe verte). Les calculs présentés dans la suite sont ainsi basés sur la formulation dynamique, qui semble plus appropriée pour les calculs de la dissipation de marée dans un manteau incluant des couches partiellement fondues à la période de forçage d’Io.

3.2.2.3 Tests de sensibilité aux paramètres rhéologiques

Enfin, la construction de notre loi rhéologique (Section 3.2.1.3) impose un certain nombre d’hypothèses quant à la forme de la loi, ajustée suivant les valeurs liquides des paramètres rhéologiques. Tandis que la loi de viscosité est la mieux contrainte, reposant sur un certain nombre de modèles et d’études en laboratoire (Section 3.2.1.1), la loi rhéologique que j’utilise afin de paramétrer l’effet du taux de fusion partielle sur les modules élastiques est fondée sur ce formalisme développé pour la viscosité. En effet, comme la transition rhéologique n’est pas contrainte dans la littérature pour les paramètres élastiques K et μ , nous avons fait le choix d’utiliser le même formalisme (qui semble être une hypothèse physiquement raisonnable).

Influence du module d’incompressibilité liquide. Tout d’abord, les travaux qui vont être présentés dans la suite reposent sur le choix du module d’incompressibilité liquide. Nous le fixons dans notre cas à $K_l = 1$ GPa, sur la base des valeurs typiques publiées dans la littérature [e.g. Rivers and Carmichael, 1987] qui indiquent que le module d’incompressibilité de la phase silicatée liquide est compris entre 1 et 30 GPa. La Figure 3.15 illustre l’effet d’une augmentation de K_l entre 1 et 30 GPa. Le choix de ce paramètre n’influence que très peu le budget total de chaleur sur la gamme de taux de fusion partielle regardée. Seul un effet secondaire (de l’ordre de quelques pour cent) sur les résultats par rapport à l’importance du chauffage associé à la dissipation en volume, pour les taux de fusion partielle $> 30\%$ est observé.

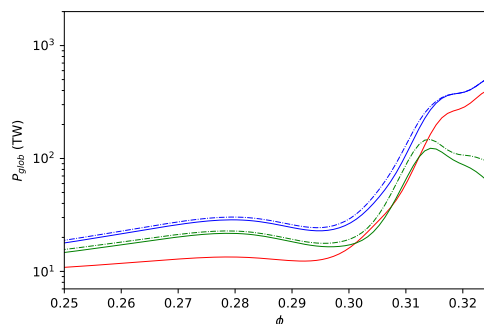


FIGURE 3.15 – Comparaison de l’effet du choix de K_l dans la loi rhéologique sur la puissance de marée produite dans le manteau d’Io incluant une couche partiellement fondue d’une épaisseur de 100 km située en haut du manteau (en rouge), à l’interface noyau-manteau (en vert) ou une combinaison des deux (en bleu). $K_l=1$ GPa (cette étude) est en ligne pleine et $K_l=30$ GPa est en lignes pointillées.

Influence du module de cisaillement liquide. Le module de cisaillement μ , quant à lui, été fixé à une valeur plus élevée que sa valeur liquide (qui est nulle) pour des raisons de stabilité numérique (abordées Section 3.2.2.1). Or, cette valeur est intimement liée à la largeur de la transition rhéologique, fixée. Afin de quantifier l’influence de ce choix sur les résultats, je représente sur la Figure 3.16 (de 1 à 3) des tests pour des valeurs de μ_l de cinq ordres de grandeur plus petites (3) et plus grandes (1) que notre valeur de référence (2), fixée à 10 Pa. Le cas 3 correspond par nature à une chute plus brutale du module de cisaillement, qui pourrait être apparentée à ce que considèrent certaines études, avec une diminution beaucoup plus forte du module de cisaillement à la transition rhéologique [e.g. Fischer and Spohn, 1990; Moore, 2001]. J’ai également regardé l’effet d’une diminution retardée (Figure 3.16 4) ou avancée (Figure 3.16 5) de la chute du module de cisaillement par rapport à la transition rhéologique.

Les cartes de dissipation de marée, représentant en abscisse l’épaisseur de la couche partiellement fondue et en ordonnée le taux de fusion partielle, montrent que, pour une puissance produite correspondante à celle estimée pour Io (de l’ordre de 100 TW, en rouge sur la Figure 3.16), le choix de cette valeur liquide affecte les résultats via la rapidité de la décroissance à la transition. En effet, les résultats indiquent une augmentation significative de la dissipation en volume, qui est un artefact de cette diminution très rapide du module de cisaillement. De la même manière, la considération d’une chute du module de cisaillement en avance en termes de taux de fusion partielle par rapport à la chute des autres paramètres rhéologiques conduit à une amplification de la dissipation en volume, faussant la caractérisation de cet effet. Nous considérons donc que l’adoption du même formalisme pour η et μ conduit à une estimation conservatrice du rôle de la dissipation de volume.

CHAPITRE 3. FUSION PARTIELLE : INFLUENCE SUR LA RHÉOLOGIE ET LA RÉPONSE DE MARÉE DES MANTEAUX SILICATÉS PLANÉTAIRES

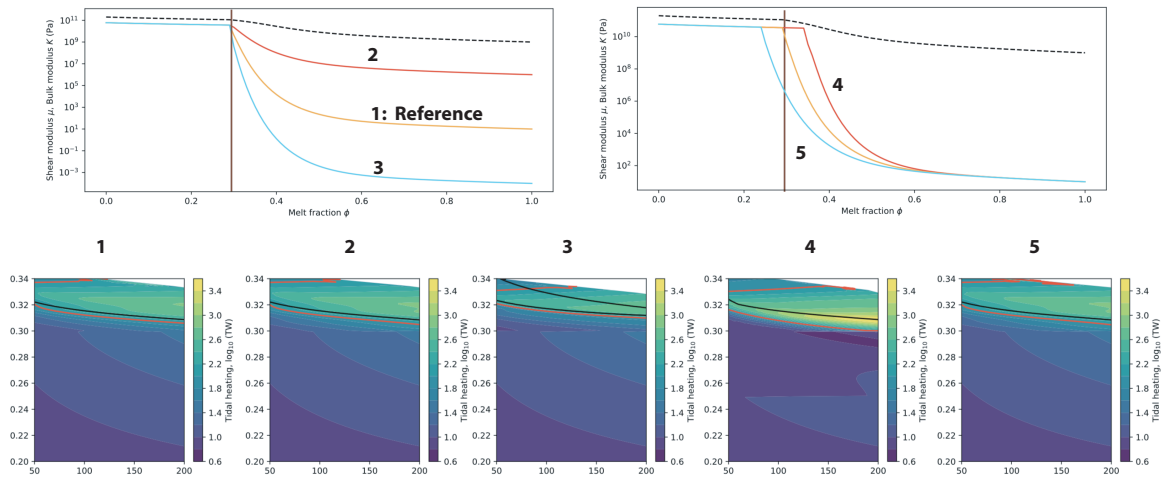


FIGURE 3.16 – (a) Loi rhéologique utilisée. (b) Puissance de marée produite dans le manteau d’Io comprenant une couche partiellement fondue à son sommet en fonction de son épaisseur (abscisse) et de son taux de fusion partielle (ordonnée). L’échelle de couleurs réfère à la puissance de marée globale produite. Les courbes rouges mettent en évidence la valeur de 100 TW. La courbe noire indique les paramètres nécessaires pour obtenir cette même valeur sans dissipation de volume.

Dans le chapitre suivant, je présente mes travaux visant spécifiquement à caractériser l’influence de la dissipation de marée en cisaillement et volume dans une couche partiellement fondue dans le manteau d’Io. Ces travaux ont fait l’objet d’une publication et sont présentés comme tels.

3.2. FUSION PARTIELLE, RHÉOLOGIE ET RÉPONSE DE MARÉE D'UN MANTEAU SILICATÉ

Chapitre 4

Dissipation de marée dans une couche partiellement fondue : application à Io

Au cours de son trajet autour de Jupiter, Io est soumise à des déformations périodiques créées par les fluctuations du potentiel de marée de la planète géante, en raison de l'excentricité du satellite. La réponse de ce dernier prend la forme d'une déformation interne et d'une dissipation. Une partie importante de l'énergie de la marée peut être convertie en chaleur par frottement visqueux. À la période de forçage de la marée typique d'Io, les roches de son manteau se comportent comme un corps viscoélastique, et la réponse de marée est classiquement paramétrée par les paramètres visqueux et élastiques.

Du fait de ce chauffage intense produit par dissipation de marée, une quantité importante de produit de fusion est attendue dans l'intérieur d'Io, notamment sous la forme d'une couche partiellement fondue proche de la surface [Segatz et al., 1988; Ross et al., 1990; Fischer and Spohn, 1990; Spohn, 1997; Moore, 2001, 2003]. Ces études montrent que le chauffage de marée au sein d'une telle couche permettrait d'expliquer les principales contraintes observationnelles disponibles pour Io, c'est-à-dire une production de chaleur estimée à environ 100 TW aujourd'hui [Veeder et al., 1994; Spencer et al., 2000; Lainey et al., 2009]; une répartition non-aléatoire des volcans à la surface, semblant préférentiellement concentrés aux alentours de l'équateur [e.g. Davies et al., 2015], ainsi que les mesures d'induction magnétique, compatibles avec la présence d'une couche partiellement fondue proche de la surface [Khurana et al., 2011].

La répartition spatiale de la production de chaleur de marée est fortement couplée aux propriétés rhéologiques de l'intérieur du corps, c'est-à-dire à ses paramètres élastiques et visqueux. Or la présence de produit de fusion dans le manteau des corps silicatés affecte les propriétés élastiques et visqueuses des roches. Des effets non linéaires sur ces paramètres sont attendus, et ont été quantifiés par des études expérimentales et des modèles théoriques, notamment basés sur les vitesses des ondes sismiques [e.g. Budyanskiy and O'Connell, 1976; Mavko, 1980; Takei, 1998, 2017], la perméabilité [e.g. Bulau et al., 1979; von Bagen and Waff, 1986; Faul et al., 1994], ou la rhéologie [e.g. Hirth and Kohlstedt, 1995a,b; Kohlstedt et al., 2000; Scott and Kohlstedt, 2006]. La détection de la fusion partielle dans le manteau planétaire est un défi en l'absence de mesures directes par osculation sismique de l'intérieur, ou de données précises sur les profils de conductivité électrique. Une description cohérente

de la dissipation de marée dans une couche partiellement fondue repose ainsi sur la compréhension de la rhéologie des roches partiellement fondues terrestres, en l'absence de données in-situ.

Aux périodes typiques de forçage par la marée, les intérieurs planétaires se comportant comme des corps viscoélastiques, il est nécessaire d'utiliser des lois rhéologiques adéquates afin de prendre en compte l'effet de la fusion partielle des paramètres visqueux et élastiques, et donc sur la réponse de marée. Du fait de difficultés expérimentales, très peu d'études ont regardé le comportement d'atténuation de roches partiellement fondues. De ce fait, l'évolution des paramètres rhéologiques lors du processus de fusion est très peu contrainte. C'est pourquoi, les études consacrées à cet effet pour le manteau d'Io [e.g. [Fischer and Spohn, 1990](#); [Moore, 2003](#); [Bierson and Nimmo, 2016](#); [Steinke et al., 2020a](#)] font appel à des modèles rhéologiques simplifiés qui 'miment' une transition rhéologique depuis une matrice solide non fondue ou avec un faible taux de fusion partiel vers un mélange dont la rhéologie est en pratique celle du magma au delà d'un seuil, dit critique [e.g. [Renner et al., 2000](#)]. Une compilation bibliographique de ces études dédiées à la caractérisation de l'effet de la présence de fusion partielle sur les propriétés élastiques et visqueuses des roches m'a permis de dériver une loi rhéologique synthétique adaptée à chacun des paramètres d'intérêt, qui mime une transition rhéologique depuis une matrice solide soumise à un très faible taux de fusion partielle vers un mélange dont la rhéologie est en pratique celle du magma au-delà d'un certain seuil de taux de fusion partielle (Chapitre 3).

Par ailleurs, jusqu'à présent, les modèles de déformation de marée des corps planétaires supposent que la relaxation viscoélastique ne se produit que pour des contraintes en cisaillement, et ne prennent pas en compte les contraintes liées au changement de volume. En effet, ces modèles s'appuient sur la sismologie globale pour la définition de l'anélasticité, qui considèrent que la dissipation en volume ("bulk dissipation") Q_K^{-1} est faible par rapport à la dissipation en cisaillement Q_μ^{-1} [e.g. [Dziewonski and Anderson, 1981](#); [Widmer et al., 1991](#); [Durek and Ekström, 1995](#); [Romanowicz and Mitchell, 2007](#)]. Cependant, cette hypothèse a été récemment critiquée [[Morozov, 2015](#)], du fait de difficultés d'interprétation du modèle viscoélastique de la Terre, en particulier en présence de produit de fusion, comme c'est le cas pour l'asthénosphère de la Terre. Bien que la dissipation de marée dans la couche partiellement fondue d'Io ait été largement étudiée afin d'expliquer le flux de chaleur d'Io, la dissipation volumique, proposée comme pouvant être importante dans le cas de la couche partiellement fondue d'Io par [Beuthe \[2013\]](#), n'a jamais été étudiée de manière détaillée.

Dans ce cadre, notre objectif a été d'étudier l'impact de la prise en compte de la dissipation en volume dans le calcul de la dissipation de marée pour une couche partiellement fondue située au sommet ou à la base du manteau d'Io, en particulier sur le budget de chaleur ionien ainsi que sur la distribution spatiale du chauffage de marée. En pratique, l'équation constitutive de Maxwell a été réécrite afin d'inclure la dissipation en volume. Les lois rhéologiques ainsi que la prise en compte de la dissipation en volume ont été implémentées dans l'outil numérique de calcul de la dissipation de marée dans un corps planétaire [[Tobie et al., 2005, 2019](#)]. Les résultats obtenus font l'objet d'une publication dans le journal *Astronomy & Astrophysics*, acceptée en mars 2021 [[Kervazo et al., 2021](#), pour la référence complète], dédiée à l'influence de la prise en compte de la dissipation en volume sur la dissipation de marée dans l'intérieur partiellement fondu d'Io, avec de potentielles implications pour des exoplanètes telluriques soumises à une fusion importante de leur intérieur.

4.1 Article : "Solid tides in Io's partially molten interior : contribution of bulk dissipation"

Abstract. Io's spectacular activity is driven by tidal dissipation within its interior, which may undergo a large amount of melting. While tidal dissipation models of planetary interiors classically assume that anelastic dissipation is associated only with shear deformation, seismological observation of the Earth has revealed that bulk dissipation might be important in the case of partial melting. Although tidal dissipation in a partially molten layer within Io's mantle has been widely studied in order to explain its abnormally high heat flux, bulk dissipation has never been included. The aim of this study is to investigate the role of melt presence on both shear and bulk dissipation, and the consequences for the heat budget and spatial pattern of Io's tidal heating. The solid tides of Io are computed using a viscoelastic compressible framework. The constitutive equation including bulk dissipation is derived and a synthetic rheological law for the dependence of the viscous and elastic parameters on the melt fraction is used to account for the softening of a partially molten silicate layer. Bulk dissipation is found to be negligible for melt fraction below a critical value called rheological critical melt fraction (RCMF). This corresponds to a sharp transition from the solid behavior to the liquid behavior, which typically occurs for melt fractions ranging between 25% and 40%. Above RCMF, bulk dissipation is found to enhance tidal heating up to a factor of ten. The thinner the partially molten layer, the greater the effect. The addition of bulk dissipation also drastically modifies the spatial pattern of tidal dissipation for partially molten layers. Bulk dissipation can significantly affect the heat budget of Io, possibly contributing from 50% to 90% of the global tidal heat power. More generally, bulk dissipation may play a key role in the tidally induced activity of extrasolar lava worlds.

4.2 Introduction

Tidal heating is one of the key drivers of the evolution of planets across the Solar System and beyond, shaping their interior structure and geological activity. Io is the most tidally deformed and heated object in our Solar System, as evidenced by the prodigious heat flux of $2.24 \pm 0.45 \text{ Wm}^{-2}$ estimated from astrometric measurements [Lainey et al., 2009], and in agreement with results of remote observations [e.g., Veeder et al., 1994; Spencer et al., 2000]. This spectacular heat flux corresponds to an endogenic power output roughly ranging between 65 and 125 TW. For a comparison, the internal power output at the surface of the Earth is about 45 TW [Jaupart et al., 2007], tidal heating being negligible in this case. Io's interior processes manifest themselves on the surface in a clearly detectable way as extreme volcanic activity with hundreds of active volcanoes [e.g., Carr, 1986; McEwen et al., 1998, 2000; Spencer et al., 2000]. This moon therefore provides a unique testbed for understanding tidally induced endogenic activity, and can serve as an archetype of rocky exoplanets and exomoons undergoing extreme tidal heating.

Since the pioneering work of Peale et al. [1979], a variety of models have been proposed to determine the mechanism at the origin of the huge tidal dissipation in Io's interior. The amplitude of the tidal response and the way energy is dissipated within the interior are pri-

marily determined by the mechanical properties of the interior materials. For silicates that constitute Io's mantle, these strongly depend on temperature and melt fraction. While fluid-body tidal heating in a magma ocean has been advocated [Tyler et al., 2015], most models propose solid-body tidal heating in the mantle as the primary heat source [e.g., Segatz et al., 1988; Ross et al., 1990; Fischer and Spohn, 1990; Spohn, 1997; Moore, 2001, 2003; Hamilton et al., 2013; Bierson and Nimmo, 2016; Renaud and Henning, 2018; Steinke et al., 2020a]. These typically include two contributions: dissipation in a hot visco-elastic mantle and enhanced dissipation in a subsurface low-viscosity layer, resulting from partial melting.

The presence of a partially molten layer in the upper mantle of Io is broadly consistent with several observations. Eruption temperatures of Io's silicate volcanism could reveal the presence of a large melt fraction in its upper mantle, possibly up to 20%-30% [Keszthelyi et al., 2007]. A high melt fraction is also consistent with electromagnetic measurements suggesting induction in a global conducting subsurface layer [Khurana et al., 2011], although this interpretation has been questioned [Roth et al., 2017; Blöcker et al., 2018]. Furthermore, a high concentration of melts below Io's lithosphere is predicted by models describing the release of interior heat via melt extraction [Moore, 2003; Bierson and Nimmo, 2016; Steinke et al., 2020a; Spencer et al., 2020a]. The presence of interstitial melts in rocks is known to affect both their elastic [e.g., Budiansky and O'Connell, 1976; Mavko, 1980; Takei, 1998] and viscous [e.g., Hirth and Kohlstedt, 1995a,b; Kohlstedt et al., 2000; Scott and Kohlstedt, 2006] properties. Describing the mechanical response of partially molten rocks for a wide range of melt fraction is essential to describe Io's tidal friction correctly. Most previous studies varied the elastic and viscous properties of the mantle and of the partially molten layer in an arbitrary manner in order to match the observed heat output [e.g., Segatz et al., 1988; Renaud and Henning, 2018; Steinke et al., 2020a]. To our knowledge the only model accounting for the combined evolution of elastic and viscous properties as a function of melt fraction is developed by Bierson and Nimmo [2016].

Another important aspect for partially molten rocks, which has been ignored in studies of Io, is the possible contribution of bulk dissipation. Large-scale attenuation models of the Earth classically consider the bulk dissipation, governed by the factor Q_K , to be small compared to the shear dissipation, governed by the factor Q_μ [e.g., Dziewonski and Anderson, 1981; Widmer et al., 1991; Durek and Ekström, 1995; Romanowicz and Mitchell, 2007]. As a consequence, studies dedicated to the calculation of tidal dissipation in planetary interiors [e.g., Segatz et al., 1988; Moore, 2003; Tobie et al., 2005; Bierson and Nimmo, 2016; Renaud and Henning, 2018; Steinke et al., 2020a] classically assume that anelastic friction is associated only with shear deformation, and do not take into account a possible bulk contribution.

Neglecting bulk dissipation is criticized, however, even in the case of seismic attenuation in the Earth's mantle, especially for regions with significant porosity and melts [Morozov, 2015]. Theoretical considerations indicate that bulk viscosity decreases with increasing melt fraction and may become comparable to shear viscosity for melt fraction exceeding 10-20% [Schmeling et al., 2012]. The potential role of bulk dissipation on the tidal deformation of partially molten layers has been mentioned by Beuthe [2013], but it has not been studied in detail. In the context of the ice shell of Enceladus, Beuthe [2019] showed that bulk dissipation has a negligible effect. Whether it can play a significant role in the case of Io's asthenosphere remains to be investigated.

Global understanding of Io's interior dynamics is a complex problem involving several feedbacks. The linked mechanisms at play are (1) the deformation of the solid matrix and the liquid, (2) the resulting heat transfer, (3) tidal heating, and (4) melting processes. Depending on the tidal heat distribution and efficiency of heat transfer, melts may accumulate in the interior. In return, the local accumulation of melts affects the mechanical properties, and hence the tidal response of the mantle. The convective heat transport through the mantle and the melt extraction to the surface both control the interior cooling rate and determine where melt may accumulate in the interior [Moore, 2001; Monnereau and Dubuffet, 2002; Moore, 2003]. Due to decompressive melting, melt accumulation is usually expected at the top of the mantle beneath the lithosphere, which is consistent with the classical view of Io's interior [e.g., Keszthelyi et al., 2007] and is in line with the most recent work on melt transport using a 1D two-phase flow approach [Spencer et al., 2020b]. Nevertheless, it has been proposed that melt accumulation may also occur at the base of the mantle if the heat transport through the mantle is very efficient [Monnereau and Dubuffet, 2002]. In order to test the influence of partially molten layers on the tidal response of Io's mantle, here we consider the two possible melt configurations (top and bottom) and quantify the role of bulk dissipation in the respective layers.

In the present study we re-evaluate the heat production by solid-body tidal friction in Io's interior. We consider a partially molten layer at the top and/or at the bottom of the mantle. We specifically quantify the role of melt presence on both shear and bulk dissipation. For this purpose the constitutive equation including bulk dissipation is derived. A rheological parameterization is developed in order to take into account the role of melt fraction on the elastic and viscous parameters. After providing some background in Sect. 4.3, we develop our model assumptions, rheological parameterization, and computation of tidal heating including bulk dissipation in Sect. 4.4. Section 4.5 then presents the influence of bulk dissipation on the total heat production and on the radial and lateral distribution of the heating rate. Implications for the thermal budget of Io and other extrasolar tidally heated worlds with a potentially comparable configuration are finally discussed in Sect. 4.6.

4.3 Background

4.3.1 Bulk dissipation

An analysis of seismic attenuation measurements has shown that most of the dissipation within the Earth's interior is associated with shear deformation [e.g., Dratler et al., 1971; Sailor and Dziewonski, 1978; Buland et al., 1979]. However, shear attenuation models alone cannot explain the observations, highlighting the occurrence of bulk dissipation [e.g., Durek and Ekström, 1995]. A common conclusion of large-scale attenuation models of the Earth is that Q_K^{-1} (bulk dissipation function) represents a small percentage of Q_μ^{-1} (shear dissipation function) [e.g., Dziewonski and Anderson, 1981; Widmer et al., 1991; Durek and Ekström, 1995; Romanowicz and Mitchell, 2007]. The highest level of bulk dissipation relative to shear dissipation is reported in the Earth's asthenosphere [Durek and Ekström, 1995], a seismic low-velocity zone beneath the oceanic lithosphere considered to result from the presence of partial melts [Anderson and Sammis, 1970; Karato, 2012; Holtzman, 2016].

4.3. BACKGROUND

Motivated by seismological discoveries, studies in the field of mineral physics have documented the expected ratio between bulk and shear dissipation. Bulk dissipation is poorly understood, notably for polycrystalline solids, which are considered to be representative of mantle rocks [e.g., [Heinz et al., 1982](#); [Budiansky et al., 1983](#)]. Several mechanisms that may contribute to bulk attenuation in solids have been identified [e.g., thermoelastic, magnetoelastic, and phase changes; [Anderson, 1980](#); [Heinz et al., 1982](#); [Budiansky et al., 1983](#)]. All of these bulk attenuation mechanisms have in common the fact that they become increasingly important as the differences in material properties between the various coexisting phases increase. We note that these microscale origins to friction are not unique to bulk deformation, and concern polycrystalline deformation more generally. Here we consider bulk attenuation in an anelastic framework where shear and bulk dissipation are both mathematically described with one viscous term and one elastic term : the bulk viscosity associated with the response of a material sample to a deformation occurring due to volumetric changes is introduced in addition to the classical shear viscosity. The elastic bulk parameter is the familiar bulk modulus.

The assumption in the seismological studies of the dominance of shear dissipation over bulk dissipation is also used in tidal deformation models of planetary bodies. In this way classic tidal model construction is simplified and the assumption of the “no bulk dissipation” condition is expressed through the limitation of the bulk modulus to its elastic part, setting its viscous part to zero. However, this assumption has been criticized for theoretical reasons [e.g., [Morozov, 2015](#)] arising from difficulties in interpreting the viscoelastic model of the Earth, and seems even less valid in the presence of melt, as discussed above. While the compaction rates of partially molten rocks have been measured experimentally [[Renner et al., 2003](#)], no direct experimental measurement of the bulk viscosity has yet been performed to our knowledge. Theoretical models predict that, in the presence of interstitial melts, bulk viscosity would drop to values of the order of shear viscosity [e.g., [Takei, 1998](#); [Takei and Holtzman, 2009](#); [Schmeling et al., 2012](#)]. A few experimental estimates of bulk viscosity for purely fluid materials exist, in particular liquid water [e.g., [Holmes et al., 2011](#)], which confirms that bulk and shear viscosities are comparable at least in the fully liquid limit. Following the standard approach applied to two-phase flow reported in the literature [[McKenzie, 1984](#); [Scott and Stevenson, 1986](#); [Ricard et al., 2001](#)], we assume that the bulk viscosity is equal to the shear viscosity divided by the melt content. In the following, when used alone the term “viscosity” refers to the shear viscosity; “bulk viscosity” is always specified.

4.3.2 Viscoelastic model

Gravitational forcing during Io’s orbit around Jupiter varies periodically due to its eccentricity. The materials that compose its interior deform in response to these periodic fluctuations. The way the materials respond to this forcing depends on their mechanical properties. At Io’s tidal forcing period (1.769 days), its interior behaves like a viscoelastic body. The simplest viscoelastic model is the Maxwell solid, which consists of an elastic element and a viscous element combined in series, characterized by the elastic shear modulus μ and the shear viscosity η , respectively. For a forcing period close to the Maxwell time, defined as the ratio of the shear viscosity to the shear modulus, $\tau_M = \eta/\mu$, the Maxwell rheology is a good approximation, but it fails to reproduce correctly the dissipation function for periods

much smaller than typical tidal forcing periods of close-in moons (a few days) [e.g., [Castillo-Rogez et al., 2011](#); [Efroimsky, 2012](#)]. Laboratory studies dedicated to the characterization of the periodic deformation of silicates at periods suitable for tidal forcing [e.g., [Jackson et al., 2004](#); [Faul and Jackson, 2007](#); [Sundberg and Cooper, 2010](#)] indicate that alternative rheology models, such as the Andrade model [[Castillo-Rogez et al., 2011](#); [Efroimsky, 2012](#); [Bierson and Nimmo, 2016](#)] or the Sundberg-Cooper model [[Sundberg and Cooper, 2010](#); [Renaud and Henning, 2018](#)] are more appropriate.

Due to experimental difficulties, very few studies have considered the attenuation behavior of partially molten rocks [[Jackson et al., 2004](#)]. As a result, the rheological parameters on which the Andrade and Sundberg-Cooper models are based cannot be derived. The simplest approach to describe the viscoelastic behavior of partially molten rocks is to consider a Maxwell model, using the elastic modulus and viscosity values that has been widely studied in the literature dedicated to these rocks (Sect. 4.3.3). For partially molten rocks containing a high melt fraction ($>10\%$), the estimated range for Maxwell times (from hundreds of days to a few minutes) is relatively close to Io's tidal period, so that the Maxwell model provides a reasonable estimate of the dissipation rate.

In this study we adopt a Maxwell rheology for layers where a significant fraction of melt ($> 25\%$) is present (subsurface and/or bottom molten layers) and an Andrade rheology for the other layers (crust and mantle excluding the partially molten layers).

4.3.3 Rheology of partially molten rocks

The partial melting of Io's mantle rocks necessarily occurs at depth, albeit for partly unconstrained temperature and pressure conditions. The presence of magma severely alters the rheological properties of the whole rock. At low melt fractions the material is best described as a solid matrix with fluid pores [e.g., [Schmeling et al., 2012](#)]. Its deformation is dominated by solid-state rheology. At large melt fractions (or low crystal fractions), the material loses shear strength and tends to behave like a fluid. This led to the concept of a rheological critical melt fraction (RCMF) associated with a sharp transition from the solid behavior to the liquid behavior [e.g., [Renner et al., 2000](#)].

In the context of the present study, focused on solid-body tides, we consider melt fractions up to the RCMF and slightly above in order to mimic the significant drop in strength. In practice, most theoretical and experimental studies devoted to the effect of partial melts on the rheology of rocks focus on viscosity as this parameter plays a prominent role in the dynamics. Following the pioneering work of [Arzi \[1978\]](#), suggesting a threshold value of about 25-30% for RCMF, several studies reported a wide range of values, from 26 to 62% [e.g., [Van der Molen and Paterson, 1979](#); [Bulau et al., 1979](#); [Vigneresse et al., 1996](#); [Renner et al., 2000](#); [Scott and Kohlstedt, 2006](#); [Caricchi et al., 2007](#); [Costa et al., 2009](#)]. The width of the transition is also not well constrained by these studies.

On the solid-state side of the rheological transition, experimental work focused on the deformation of partially molten materials in the laboratory for melt fractions up to 40% [e.g., [Cooper and Kohlstedt, 1986](#); [Hirth and Kohlstedt, 1995a,b](#); [Lejeune and Richet, 1995](#); [Kohlstedt and Zimmerman, 1996](#); [Scott and Kohlstedt, 2006](#)]. Empirical laws have been

proposed to parameterize these results. A second approach is to derive theoretical models of the microscale physics and produce rheological laws suitable for use on planetary scales [e.g., [Cooper et al., 1989](#); [Takei and Holtzman, 2009](#); [Schmeling et al., 2012](#); [Rudge, 2018](#)]. All these studies indicate an exponential decrease in viscosity as a function of melt fraction.

Unlike viscosity, the elastic properties of partially molten rocks are studied only for small values of the melt fraction (typically a few percent), probably due to a lack of prior community need. On Earth this is indeed motivated by the existence of the asthenosphere, which is supposed to involve only a small amount of partial melts. Theoretical models were developed to describe the effect of melt fraction on the shear and bulk modulus [e.g., [Walsh, 1968, 1969](#); [O'Connell and Budiansky, 1977](#); [Mavko, 1980](#); [Schmeling, 1985](#)]. These models quantify the dependence of seismic wave speeds and attenuation upon melt fraction and fluid-filled inclusions of specified shape (e.g., ellipsoids, grain-boundary films, or grain-edge tubes). The viscoelastic behavior of partially molten rock is also investigated in the laboratory through forced torsional oscillation [[Berckhemer et al., 1982](#); [Bagdassarov and Dingwell, 1993](#)]. To our knowledge, no experimental work has been done on the elastic moduli for melt fractions approaching and exceeding the RCMF. For this reason results obtained at low melt fractions have to be extrapolated to higher values to describe the elastic behavior up to the RCMF transition. Above RCMF we assume a mathematical description similar to viscosity for which experimental constraints exist [[Costa et al., 2009](#)].

4.4 Method

In this section we detail the methods and model assumptions considered for the internal structure (4.4.1), the rheological laws used to describe the influence of melt fraction on the viscous and elastic parameters (4.4.2), and the computation of the viscoelastic deformation of Io's interior (4.4.3 and 4.4.4).

4.4.1 Properties of Io's interior structure

The internal structure of Io is constrained from the mean density, mean radius, and moment of inertia (Table 4.1), deduced from the Galileo gravity data [[Anderson et al., 2001](#); [Sohl et al., 2002](#)]. The interior model consists of (moving from surface to center) a silicate crust, a silicate mantle, and a liquid metallic core (Fig. 4.1). The density of each layer is assumed to be uniform (see Table 4.2).

Estimates of the thickness of Io's crust are uncertain. The only direct constraints come from lithospheric support of mountain ranges [[Schenk et al., 2001](#)], suggesting a lower limit of 20 km [e.g., [Carr et al., 1998](#)]. We set the crustal thickness to 30 km, with a density of 3000 kg m⁻³. The core radius is given as 955 km (thus a mantle thickness of 836.6 km), providing reasonable values for the densities of the silicate mantle and metallic core satisfying the observed mass and moment of inertia. Core density is 5165 kg m⁻³ in agreement with the eutectic Fe-FeS composition [\sim 5150 kg m⁻³, [Usselman, 1975](#); [Anderson et al., 1996](#)]. The mantle density is 3263 kg m⁻³, similar to Earth's olivine-rich upper mantle (3300 kg m⁻³, [Dziewonski and Anderson \[1981\]](#)). As will be discussed later, changing the crustal thickness,

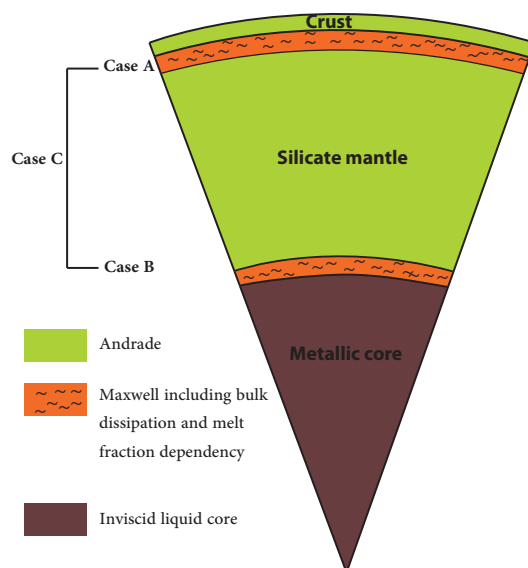


FIGURE 4.1 – Model of Io’s internal structure used for the computations. The considered rheology can be divided into three groups : (1) the solid mantle and crust, described by an Andrade rheology neglecting bulk dissipation ; (2) the partially molten layers, either beneath the crust (case A) or at the core mantle boundary (case B), or a combination of both (Case C), described by a Maxwell rheology including both shear and bulk dissipation and accounting for the effect of melt on the viscoelastic parameters (following the rheological law described in Sect. 4.4.2) ; (3) the inviscid liquid metallic core.

core size, and mantle densities over reasonable ranges of values does not significantly change the results that are presented in this study.

As noted above, the presence of a partially molten layer beneath the crust in the upper part of Io’s mantle is a long-standing hypothesis in the literature [e.g., Segatz et al., 1988; Ross et al., 1990; Khurana et al., 2011]. The melt content and thickness of this layer is a matter of debate, however. Proposed thickness values range between 50 and 200 km, which we adopt as a range for this parameter for both top and bottom molten layers. The melt fraction is varied between 25% and values slightly above the RCMF (Sect. 4.4.2).

For the sake of completeness, we also investigate the influence of a partially molten layer at the base of Io’s mantle, not accessed by magnetic sounding but indicated as a possibility in some convection models dedicated to Io’s mantle [Monnereau and Dubuffet, 2002]. Three configurations are considered : one with a top partially molten layer (case A), one with a bottom partially molten layer (case B), and one with both top and bottom partially molten layers (case C).

A reference value of 100 TW for the tidally dissipated power is chosen to represent Io’s heat budget. It should be noted that this value, selected in order to quantify the role of bulk dissipation compared to a reference state, is far from certain, and the typical variability range is between 65 and 125 TW [e.g., Lainey et al., 2009]. This choice is discussed further in Sect. 4.6.

4.4. METHOD

TABLE 4.1 – Physical and orbital characteristics of Io.

Parameter	Value
Mean radius R_s (km)	1821.6
Mean density ρ (kg m^{-3})	3527.8
GM (m^3/s^{-2})	1.795
MoI factor C/MR^2	0.37824
Semi major axis a (km)	422×10^3
Eccentricity e	0.0041
Orbital and rotation period T (days)	1.769

TABLE 4.2 – Density, rheological solid-state parameters, and interior structure characteristics assumed for Io’s interior.

	Crust	Mantle	Core
Density ρ (kg m^{-3})	3000	3263	5165
Shear viscosity η_s (Pa s)	10^{23}	10^{19}	0
Shear modulus μ_s (GPa)	65	60	0
Bulk modulus K_s (GPa)	200	200	200
Thickness d (km)	30	836.6	955
Andrade parameter α_a	0.3	0.3	n/a
Andrade parameter β_a^*	3.4×10^{-15}	5.7×10^{-14}	n/a

4.4.2 Rheology of partially molten layers

Here we describe the effect of melt fraction ϕ on the four viscoelastic parameters used to describe the rheology of the partially molten layers : (shear) viscosity η , bulk viscosity ζ , shear modulus μ , and bulk modulus K . This is displayed in Fig.4.2.

A single relationship defined for the whole melt range. In the following we restrict our investigation to a range of melt fraction values around the RCMF, shown as a shaded rectangle in Fig. 4.2. The choice of the minimum value for melt fraction ϕ is motivated by a weak dissipation for values smaller than $\phi = 0.25$. The choice of the maximum value $\phi = 0.33$ is dictated by numerical limitations. As is shown below, for all cases investigated this range enables us to capture the reference value of 100 TW for the tidally dissipated power. We note that for larger values of ϕ , not accessed by our numerical procedure, the rheological parameters η , μ , and K approach the much lower values associated with the liquid phase, albeit in a very uncertain way; in this domain the dissipation mechanisms envisioned in our viscoelastic formalism, which essentially correspond to solid-body tides, are less pertinent as other mechanisms might contribute to the dissipated budget.

Since the rheological parameters are poorly constrained by experiments and theory in the RCMF range, we adopt the semi-empirical model developed by [Costa et al. \[2009\]](#) that

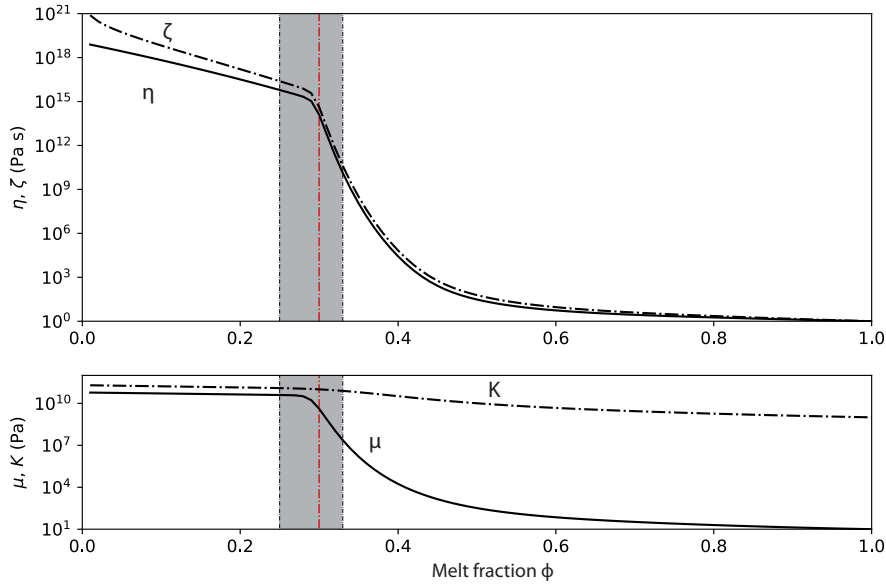


FIGURE 4.2 – Effect of melt fraction ϕ on the viscoelastic parameters : shear viscosity η and modulus μ (solid lines), bulk viscosity ζ and modulus K (dash-dotted lines). The red vertical dashed line denotes the rheological critical melt fraction (ϕ_c) where the transition between solid-state and liquid-state behaviors occurs. The shaded rectangle illustrates the restriction of our investigation to a range of melt fraction values around the RCMF.

proposes a single formalism to describe the shear viscosity η from the purely solid-state to the purely liquid-state. Notably, this formalism includes the strong decrease in η characterizing the transition from solid-state behavior to liquid-state behavior. Since this transition is not constrained for elastic parameters μ and K , we use the same formalism (which appears to be a physically reasonable assumption),

$$\bullet(\phi) = \bullet_l \frac{1 + \Theta^\delta}{[1 - F(\Theta, \xi, \gamma)]^{B(1-\phi_*)}}, \quad (4.1)$$

where rheological parameter \bullet is the shear viscosity η , the shear modulus μ , or the bulk modulus K . Two auxiliary functions are introduced :

$$\Theta = (1 - \phi)/(1 - \phi_*), \quad (4.2)$$

$$F = (1 - \xi) \operatorname{erf} \left[\frac{\sqrt{\pi}}{2(1 - \xi)} \Theta(1 + \Theta^\gamma) \right]. \quad (4.3)$$

Except for parameter B , the Einstein coefficient (which is set to 2.5), all other parameters are tuned to reproduce the available constraints on the specific rheological parameter, from the solid-state endmember \bullet_s to the fully liquid-state endmember \bullet_l . The chosen solid- and liquid-state parameters of reference for the viscosity, shear modulus, and bulk modulus are described below. The values of δ , ξ , γ , and ϕ_* also depend on the specific rheological parameters considered ; they are listed in Table 4.3.

Solid-state end-member \bullet_s . The solid-state viscosity of mantle rocks η_s is uniform throughout the mantle. It is set to 10^{19} Pa s (Table 4.2), consistent with the typical value

4.4. METHOD

TABLE 4.3 – Parameter values employed for the various rheological parameters (Eqs. 4.1-4.3) for the partially molten layers.

	η	μ	K
\bullet_l	1 Pa s	10 Pa	10^9 Pa
δ	25.7	2.10	2.62
ξ	1.17×10^{-9}	7.08×10^{-7}	0.102
γ	5	5	5
ϕ_*	0.569	0.597	0.712

expected for dry olivine-dominated rocks near their melting point [e.g., [Karato and Wu, 1993](#)]. The solid-state shear and bulk modulus, μ_s and K_s of the mantle are set to 60 and 200 GPa, respectively (Table 4.2). We note that the effect of temperature and pressure change with depth on the silicate bulk modulus is only moderate : values typically range between 150 and 250 GPa for Io's mantle pressure conditions [e.g., [Jackson and Rigden, 1998](#)]. Our results are generally insensitive to this value.

Liquid-state end-member \bullet_l . The shear viscosity of the melt phase η_l is set to 1 Pa s, a typical value for basaltic melts [e.g., [Shaw et al., 1968](#)]. Ultrasonic velocity measurement indicate that the bulk modulus of basaltic melts is one order of magnitude lower than those of expected mantle minerals, ranging between 1 and 30 GPa. These bulk moduli have been measured on silicate magma types ranging from basalt to silica-rich synthetic and natural compositions, all exhibiting the same decrease from the solid-state value. We use here a value of $K_l=1$ GPa, as suggested by [Stolper et al. \[1981\]](#), [Murase and McBirney \[1973\]](#), and [Rivers and Carmichael \[1987\]](#). Varying K of 1 GPa and 30 GPa in our calculations has only a minor effect on the results. We note that while the shear modulus is expected to be zero for a liquid, we use a (non-zero) small value ($\mu_l=10$ Pa), for numerical reasons. We performed tests for μ_l values five orders of magnitude smaller and larger than our reference value, keeping the same value for μ_s . As we focused on ϕ values near the transition value ϕ_c (described below), these tests showed that the value assumed at $\phi = 1$ does not impact the results displayed in the present study.

Rheological critical melt fraction (ϕ_c). As noted in Sect. 4.3.3, a transition occurs at the rheological critical melt fraction (ϕ_c) between two main regimes of deformation : solid-dominated behavior ($0 < \phi < \phi_c$) and liquid-dominated behavior ($\phi_c < \phi < 1$). In Fig. 4.2 this corresponds to a dramatic rupture of the slope in the relationship introduced by [Costa et al. \[2009\]](#). Given the values of the rheological parameter for the liquid \bullet_l and solid \bullet_s phases, the location of ϕ_c is controlled by parameter ϕ_* in Eqs. 4.1-4.3, which differs for η , μ , and K . For the results presented hereafter, we set the value of ϕ_c to 0.3. We also tested values ranging between 0.25 and 0.4; this does not induce significant changes to the main behavior presented here. What matters is not the exact value of ϕ_c , but the difference between the value of ϕ considered in the partially molten layer and the threshold value ϕ_c .

Transition to the liquid-state behavior above ϕ_c . For sufficiently large melt fractions (or sufficiently small crystal fractions), it is commonly assumed in the literature that the viscosity of the partially molten material increases with the crystal fraction. The classical exponential relationship proposed by Roscoe [1952] introduces a drastic increase in viscosity as ϕ decreases toward ϕ_c ; this is embedded in the formalism of Costa et al. [2009] used in this study.

The width of this transition is controlled by the parameter γ (Eqs. 4.1 and 4.3). In the absence of further constraints, γ is set to 5, as in Costa et al. [2009]. Some studies considered arbitrarily a much sharper decrease in the shear modulus μ at the rheological transition [e.g., Fischer and Spohn, 1990; Moore, 2001]. We have conducted tests with such a sharp decrease, although this has no rheological justification. Results indicate a significant increase in bulk dissipation. We thus consider that adopting the same formalism for η and μ (Eqs. 4.1-4.3) leads to a conservative estimate of the role of bulk dissipation. The parameter ξ (Eqs. 4.1 and 4.3) is chosen to mimic the appropriate decrease in strength as the melt fraction increases. For $\phi < \phi_c$, the effect of melt fraction ϕ on these elastic parameters is moderate. The constraints used to define the slope of curves for $\phi < \phi_c$ (parameter δ in Eq. 4.1) are described in Appendix.

Bulk viscosity. In the framework of two-phase flow, the full description of an isotropic linear medium requires the use of two viscosities, a bulk viscosity ζ and a shear viscosity η [McKenzie, 1984; Scott and Stevenson, 1986; Ricard et al., 2001]. Bulk viscosity describes the rate of volume change of the material. Although more work was devoted to viscosity than to any other rheological property of silicate melts, no measurements exist for the bulk viscosity of natural or analog systems applicable to the crust or mantle. As a consequence, in large-scale geodynamic models, bulk viscosity is usually described by a simplified law proportional to η/ϕ based on theoretical considerations [e.g., Ricard et al., 2001; Simpson et al., 2010; Schmeling et al., 2012]. In the absence of constraints, we adopt this simplified relationship :

$$\zeta = \frac{\eta}{\phi}. \quad (4.4)$$

As shown in Fig. 4.2, this formalism superimposes an increase in the bulk viscosity ζ at low melt fraction ϕ , while preserving the rheological transition embedded in η (Eqs. 4.1-4.3, ζ is plotted for $\phi > 0.01$ in Fig. 4.2).

4.4.3 Tidal dissipation including bulk dissipation

The constitutive equation for a Maxwell rheology is rewritten, including bulk dissipation, in order to take it into account in the calculation of tidal dissipation in Io's partially molten layers. For a Maxwell compressible medium with no bulk dissipation, the constitutional relationship between stress and strain tensors is [e.g., Peltier, 1974]

$$\dot{\sigma}_{kl} + \frac{\mu}{\eta} \left(\sigma_{kl} - \frac{1}{3} \sigma_{nn} \delta_{kl} \right) = 2\mu \dot{\epsilon}_{kl} + \left(K - \frac{2}{3} \mu \right) \dot{\epsilon}_{nn} \delta_{kl}, \quad (4.5)$$

4.4. METHOD

where σ_{kl} and ϵ_{kl} are the stress and strain tensor elements, respectively, and δ_{kl} is the Kronecker symbol. Following the convention, repeated indices imply summation. The point above the variables represents a derivative with respect to time. Bulk dissipation can be considered by adding a term taking into account bulk viscosity ζ :

$$\dot{\sigma}_{kl} + \frac{\mu}{\eta} \left(\sigma_{kl} - \frac{1}{3} \sigma_{nn} \delta_{kl} \right) + \frac{K}{\zeta} \frac{1}{3} \sigma_{nn} \delta_{kl} = 2\mu \dot{\epsilon}_{kl} + \left(K - \frac{2}{3} \mu \right) \dot{\epsilon}_{nn} \delta_{kl}. \quad (4.6)$$

In the Fourier domain, the constitutive relationship becomes

$$\tilde{\sigma}_{kl} = \tilde{\lambda}(\omega) \tilde{\epsilon}_{nn} \delta_{kl} + 2\tilde{\mu}(\omega) \tilde{\epsilon}_{kl}, \quad (4.7)$$

where ω is the frequency, and the tilde (\sim) indicates Fourier transform. According to the correspondence principle, this corresponds to a generalized Hooke's law with complex moduli $\tilde{\mu}$, $\tilde{\lambda}$, and \tilde{K} written as

$$\tilde{\lambda}(\omega) = \tilde{K}(\omega) - \frac{2}{3} \tilde{\mu}(\omega), \quad (4.8)$$

$$\tilde{\mu}(\omega) = \frac{\mu \omega^2 \eta^2}{\mu^2 + \omega^2 \eta^2} + i \frac{\mu^2 \omega \eta}{\mu^2 + \omega^2 \eta^2}, \quad (4.9)$$

$$\tilde{K}(\omega) = \frac{K \omega^2 \zeta^2}{K^2 + \omega^2 \zeta^2} + i \frac{K^2 \omega \zeta}{K^2 + \omega^2 \zeta^2}. \quad (4.10)$$

4.4.4 Computation of tidal dissipation

The viscoelastic deformation of Io under the action of periodic tidal forces is computed following the method of [Tobie et al. \[2005, 2019\]](#). A novel step is taken with the inclusion of bulk dissipation in addition to shear dissipation in the calculation (Sect. 4.4.3). The only difference relative to the approach of [Tobie et al. \[2005\]](#) is the consideration of a non-zero imaginary part for the complex bulk modulus, as defined in Eq. 4.10.

The tidal response of Io's interior is computed by integrating the radial and tangential displacements (y_1 and y_3 , respectively), the radial and tangential stresses (y_2 and y_4) and the gravitational potential (y_5), as defined by [Takeuchi and Saito \[1972\]](#). The full set of equations, the boundary conditions (center, liquid-solid interface, surface), and the numerical scheme to solve them in detail are provided in Appendix.

The complex Love number k_2 is determined from the radial functions $y_5(R_s)$ at the moon surface. The global dissipated power is determined by the imaginary part of the Love number, $Im(k_2)$ and the orbit characteristics (Table 4.1). For a synchronously rotating body in an eccentric orbit, the global dissipated power is

$$P_{\text{glob}} = -\frac{21}{2} Im(k_2) \frac{(\omega R_s)^5}{G} e^2 \quad (4.11)$$

[e.g., [Segatz et al., 1988](#)] with ω the angular orbital frequency ($\omega = 2\pi/T$), T being the orbital and rotational period, R_s the radius of the satellite, G the gravitational constant, and e the orbital eccentricity. This formulation to the first order in eccentricity in the tidal potential is valid for low eccentricity [$< 5\%$, [Wisdom, 2008](#); [Běhounková et al., 2011](#)], and is therefore applicable to Io.

The radial distribution of the tidal dissipation rate, taking into account both shear and bulk dissipations, can be determined for the radial sensitivity functions to shear and bulk moduli, H_μ and H_K , introduced by [Tobie et al. \[2005\]](#) :

$$\bar{H}_{\text{tide}}(r) = -\frac{21}{10} \frac{\omega^5 R_s^4 e^2}{r^2} \left(H_\mu \text{Im}(\mu) + H_K \text{Im}(K) \right). \quad (4.12)$$

Here H_μ and H_K are determined from the radial functions y_1, y_2, y_3 , and y_4 [see Eq. 33 in [Tobie et al., 2005](#), and our Appendix for more details]. $\text{Im}(\mu)$ and $\text{Im}(K)$ are the imaginary part of the complex shear modulus and bulk modulus, respectively. The only difference relative to the approach of [Tobie et al. \[2005\]](#) is the consideration of a non-zero $\text{Im}(K)$ term in the partially molten layer.

The local tidal heating rate per unit of volume averaged over one cycle is evaluated at any point inside the body from the complex stress and strain tensors, determined from the radial functions (see Appendix) :

$$H_{\text{tide}}(r, \theta, \phi) = -\frac{\omega}{2} \left(\text{Im}(\sigma_{ij}) \text{Re}(\epsilon_{ij}) - \text{Re}(\sigma_{ij}) \text{Im}(\epsilon_{ij}) \right). \quad (4.13)$$

By integrating radially the volumetric heating rate H_{tide} over a given layer, for instance the partially molten layer, we then derive the tidal heat flux q_{tide} , which is then used to discuss the tidal heat pattern. From the complex Love number we can assess the total dissipated power using Eq. 4.11, while the two formulas in Eqs. 4.12 and 4.13 provide information on the radial distribution and the spatial pattern of dissipation, respectively.

4.5 Results

4.5.1 Influence of bulk dissipation on tidal heat budget

The top panel of Fig. 4.3 displays the global tidal power P_{bulk} in Io's interior as a function of the characteristics of the partially molten layer(s), melt fraction ϕ and thickness d_{melt} . Over the range of values considered for ϕ and d_{melt} , several tens of TW can be generated, whatever the internal structure configuration (cases A, B, or C; see Fig. 4.1). For a given thickness of the partially molten layer d_{melt} , increasing the melt fraction ϕ first results in an increase in P_{bulk} . Below the critical melt fraction ($\phi_c=0.3$), however, the tidal power never reaches 100 TW. A drastic increase in the tidal power is observed beyond the critical melt fraction. Typical values of hundreds of terawatts are observed for ϕ in the range 0.3-0.33. Ultimately, if the melt fraction ϕ keeps increasing, the decrease in η, ζ, K , and μ leads to a decrease in

4.5. RESULTS

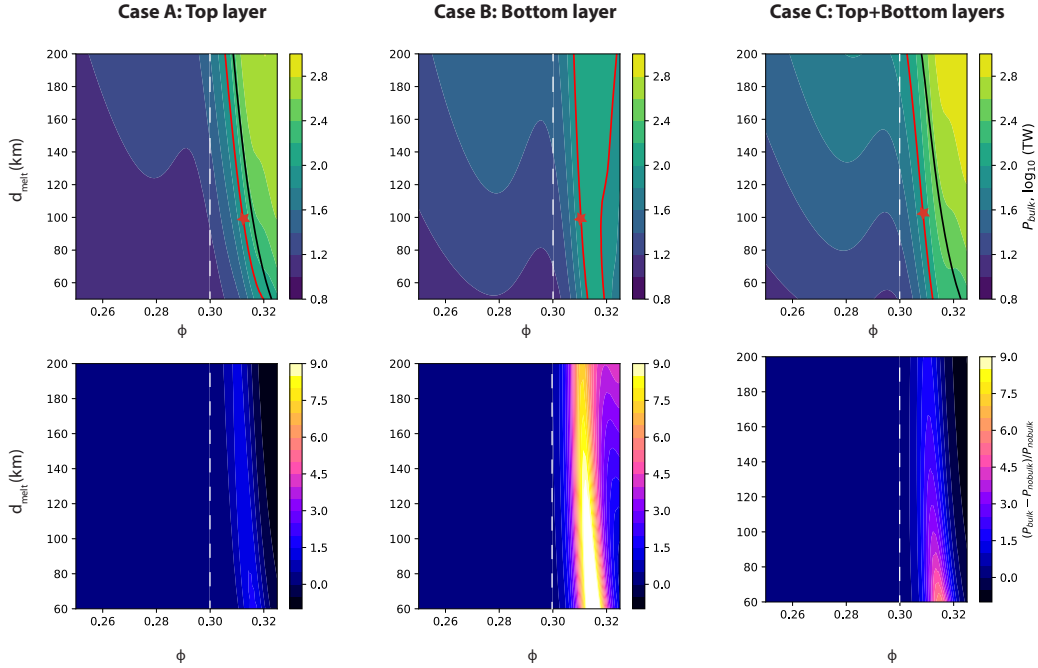


FIGURE 4.3 – Io’s tidal heat budget as a function of melt fraction ϕ and the thickness d_{melt} of the partially molten layer(s). Three configurations are considered for the internal structure (see Fig. 5.1) : with one partially molten layer at the top (case A, left column) or at the bottom of the mantle (case B, middle column), or with partially molten layers both at the top and bottom of the mantle (case C, right column). The color scale refers to the global tidal power P_{bulk} , including the contribution of bulk dissipation (top panel), and to the ratio $(P_{\text{bulk}} - P_{\text{nobulk}})/P_{\text{nobulk}}$, with P_{nobulk} designating the reference global tidal power produced with shear dissipation only (bottom panel). The red curves highlight the 100 TW value. The black curve indicates the parameters required to obtain this same value without bulk dissipation. For each configuration the red star denotes a reference case corresponding to a thickness $d_{\text{melt}}=100$ km. The white dashed line indicates the value of ϕ_c .

P_{bulk} . This is particularly visible in the case of a bottom layer (Fig. 4.3, case B), where the maximum value of P_{bulk} is observed at $\phi \simeq 0.316$ and $d_{\text{melt}}=200$ km. For the case involving a partially molten layer at the top of the mantle (Fig. 4.3, case A) this maximum occurs at larger values of ϕ (> 0.32 for $d_{\text{melt}}=200$ km, larger values of ϕ for thinner layers). For the configuration where bottom and top partially molten layers are introduced that surround the solid-state mantle (Fig. 4.3, case C), the maximum value of P_{bulk} is obtained for ϕ values in excess of 0.33 that do not appear in the figure.

The top panel of Fig. 4.3 also indicates the melt layer characteristics for which Io’s estimated heat output (for which we take as a reference value 100 TW) can be reproduced for solutions with bulk dissipation (red isolines) and without bulk dissipation (black isolines). For a top molten layer, owing to dissipation enhancement associated with bulk dissipation, 100 TW is reached for a melt content smaller of 0.003 than for the case with no bulk dissipation. For a bottom molten layer, the produced tidal power never reaches 100 TW in the absence of bulk dissipation, which explains the absence of black isoline in Case B. Once bulk

dissipation is considered, 100 TW can be generated for a melt content comprised between ~ 0.31 and ~ 0.32 .

The bottom panel of Fig. 4.3 illustrates the morphology of the dissipation by comparing the tidal power produced when both bulk and shear dissipation are considered (P_{bulk}) to the reference tidal power that is produced when only shear dissipation is considered (P_{nobulk}). As noted above, tidal heating is especially enhanced by the addition of bulk dissipation just above ϕ_c , with a maximum enhancement for $\phi = 0.312$. The thinner the partially molten layer, the greater the enhancement of tidal heating for this melt fraction, whatever the location of the partially molten layer. The maximum enhancement is observed for the bottom layer configuration. On the contrary, above $\phi = 0.32$, considering shear dissipation only leads to an overestimation of the tidal heat budget ($P_{\text{nobulk}} > P_{\text{bulk}}$).

As illustrated in Fig. 4.4 (for partially molten layers 100 km in thickness), the global power with or without bulk dissipation is comparable as long as $\phi < \phi_c$ (0.3 in this study). When ϕ approaches and exceeds ϕ_c , the two solutions with or without bulk dissipation diverge. This is particularly evident in the case of a bottom layer (Case B, green curves) where the total power decreases with increasing melt fraction in the absence of bulk dissipation, while it strongly increases with bulk dissipation. The case of a top layer (Case A, red curves) is somewhat different : when ϕ exceeds ϕ_c , both solutions with or without bulk lead to an increase in dissipation. The solution with bulk dissipation increases initially faster, but becomes less dissipative than the no-bulk solution for ϕ exceeding 0.32. This observation is also valid for Case C (blue curves).

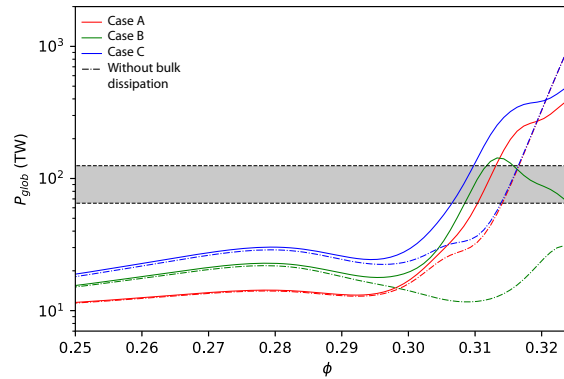


FIGURE 4.4 – Io’s tidal heat budget P_{glob} as a function of melt fraction of the partially molten layer. Configurations for the interior structure involve : a top partially molten layer (case A, red), a bottom partially molten layer (case B, green), and a combination of the two, both layers being of equal thickness (case C, blue). The layers thickness is $d_{\text{melt}} = 100$ km. Cases involving bulk dissipation correspond to solid curves. Cases where bulk dissipation is not included correspond to dash-dotted curves. The shaded rectangle gives Io’s heat budget range [65-125 TW ; see, e.g., [Lainey et al., 2009](#)].

Figure 4.5 shows the radial distribution of tidal dissipation rate \bar{H}_{tide} (Eq. 4.12) for the three interior models, in the case where $P_{\text{bulk}} = 100$ TW (red stars in Fig. 4.3). When bulk dissipation is considered (solid lines), the tidal power is increased in the partially molten layers. The value of \bar{H}_{tide} is higher than $6 \times 10^{-6} \text{ W m}^{-3}$ in the top layer and $3 \times 10^{-5} \text{ W}$

4.5. RESULTS

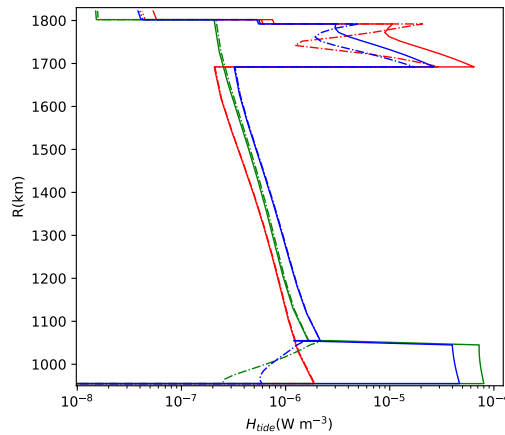


FIGURE 4.5 – Radial distribution of the tidal dissipation rate \bar{H}_{tide} within Io's interior. These profiles correspond to the reference cases denoted by red stars in Fig. 4.3, i.e., they correspond to a thickness $d_{\text{melt}} = 100$ km, and they all produce $P_{\text{bulk}} = 100$ TW for the cases including bulk dissipation. The legend is the same as in Fig. 4.4.

m^{-3} in the bottom layer, one to two orders of magnitude higher than in the solid mantle adjacent to the partially molten layer.

These profiles highlight the enhancement associated with the introduction of bulk dissipation already observed in Figs. 4.3 and 4.4. When a partially molten layer is introduced on top of the mantle (cases A and C), the dissipation enhancement is highest in the middle of the layer (compare red and blue, solid and dash-dotted lines at $R \simeq 1750$ km). In the configurations with a bottom layer (cases B and C), the introduction of bulk dissipation leads to higher heating rates than in the solid mantle immediately above, while dissipation heating is lower when bulk dissipation is not accounted for, as noted in Fig. 4.4 (compare blue and green, solid and dash-dotted lines in the bottom 100 km thick layer). Comparison with solutions considering a fully solid core clearly indicates that the two-orders-of-magnitude effect for Case B when including bulk dissipation (bottom panel of Fig. 4.5) is explained by the boundary condition imposed by the presence of the liquid core at the base of the partially molten layer, which results in different stress conditions at the bottom interface.

4.5.2 Tidal dissipation pattern including bulk dissipation

Figures 4.6 and 4.7 display the tidal heat flux q_{tide} computed by radially integrating the volumetric tidal heating H_{tide} (Eq. 4.13) throughout the dissipative molten layer in the reference models for cases A (top) and B (bottom) indicated by red stars in Fig. 4.3. The left panels correspond to the computation of tidal heat including bulk dissipation and the global value of P_{bulk} (integration of q_{tide} over the whole surface area), and thus amounts to 100 TW. The right panels correspond to computations with a similar melt configuration, but when bulk dissipation is not accounted for. The value of H_{tide} is much lower in the latter case. Below, we focus on the dissipation pattern, and thus on lateral variations in q_{tide} rather than on the absolute values.

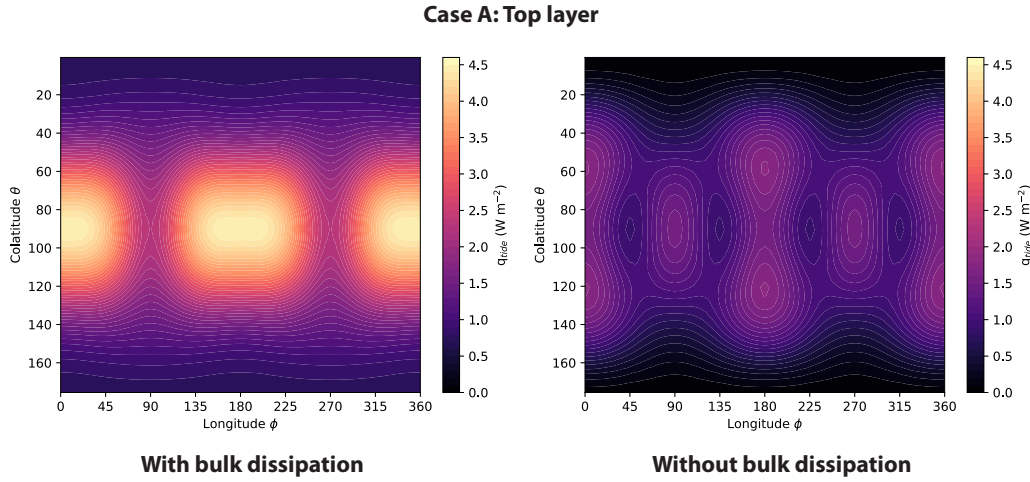


FIGURE 4.6 – Patterns of tidal heat flux q_{tide} integrated over the top partially molten layer for one orbit cycle at a given location for the reference model denoted by a red star in Fig. 4.3, Case A, corresponding to $\phi = 0.3122$. Left : Values obtained when bulk dissipation is accounted for (providing a total power $P_{\text{bulk}}=100$ TW). Right : Values obtained when bulk dissipation is not accounted for; in this case the total power is less than 100 TW (45 TW). The same scale is used to highlight the tidal power enhancement due to bulk dissipation.

The degree-two shape of the tidal potential results in a modulation of tidal heating as a function of latitude and longitude. The introduction of bulk dissipation alters the dissipation pattern in both configurations. When the partially molten layer is located at the top of the mantle (Case A, Fig. 4.6), the computation with no bulk dissipation (right panel) yields the classical pattern of Io’s near surface partially molten layer [e.g., Segatz et al., 1988; Hamilton et al., 2013; Steinke et al., 2020a] : four local maxima at low latitudes ; two absolute maxima at longitudes 0 and 180°, corresponding to the sub- and anti-Jovian points; and two secondary maxima at longitudes 90 and 270°, corresponding to the leading and trailing meridians. The maximum tidal heat production occurs at 30° latitude, north and south of the sub- and anti-Jovian points. The pattern obtained when bulk dissipation is introduced (left panel) also results in maxima at low latitudes, but with longitudinal variations different from the classical pattern. The leading and trailing meridians systematically correspond to minimum values of q_{tide} at all latitudes. At the equator, these minima correspond to half the value at the sub- and anti-Jovian points, now corresponding to the absolute maxima of the tidal power. More dissipation is produced at high latitudes ($> 45^\circ$), with values at the poles never less than 25% of the maximum value.

As noted above, the configuration with a bottom partially molten layer (Case B, Fig. 4.7) is extremely affected by the introduction of bulk dissipation (cf. Fig. 4.5). Without bulk dissipation, the tidal power is strongly inhibited in this region, as indicated by the very low value of q_{tide} , while with bulk dissipation, it is strongly enhanced. It is worth noting that the pattern with bulk dissipation (Fig. 4.7, left), is similar to that observed when the partially molten is at the top (Fig. 4.6, left) (i.e., q_{tide} is maximum at low latitudes). As a consequence, discriminating between a top or a bottom partially molten layer seems difficult on the sole basis of the dissipation pattern. Slight modulations are observed, however : the minima at

4.5. RESULTS

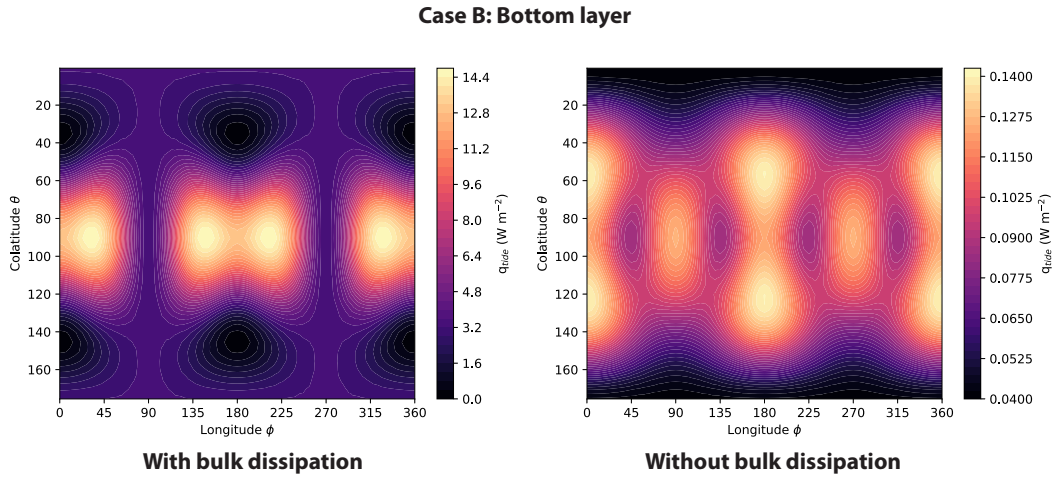


FIGURE 4.7 – Patterns of tidal heat flux q_{tide} integrated over the bottom partially molten layer for one orbit cycle at a given location for the reference model denoted by a red star in Fig. 4.3, Case B, corresponding to $\phi = 0.3106$. Left : Values obtained when bulk dissipation is accounted for (providing a total power $P_{\text{bulk}}=100$ TW). Right : Values obtained when bulk dissipation is not accounted for; in this case the total power is less than 100 TW (12 TW). The two color scales are not the same.

the leading and trailing meridians (90 and 270°) are less pronounced, and four maxima are located at intermediate longitudes between these meridians and those of the sub- and anti-Jovian points. For the case that does not include bulk dissipation (Fig. 4.7, right), the pattern also resembles that of case A (Fig. 4.6, right) (i.e., corresponding to the classical pattern of Io’s near surface partially molten layer).

While dissipation patterns do not change significantly depending on the location of the layer, the inclusion of bulk dissipation has a major effect compared to when shear dissipation alone is considered. Dissipation patterns are controlled by the different components of the stress and strain tensors. As shown in Fig. 4.8, the dissipation pattern of the top partially molten layer is mainly controlled by the three radial components $\sigma_{rr}\epsilon_{rr}$, $\sigma_{r\phi}\epsilon_{r\phi}$, and $\sigma_{r\theta}\epsilon_{r\theta}$, with a stronger contribution of the $\sigma_{rr}\epsilon_{rr}$ component when bulk dissipation is included compared to the solution without bulk dissipation (six times higher). The resulting pattern (Fig. 4.6, left) is a modulation of the $\sigma_{rr}\epsilon_{rr}$, $\sigma_{r\phi}\epsilon_{r\phi}$, and $\sigma_{r\theta}\epsilon_{r\theta}$ patterns. The dissipation pattern of the bottom layer including bulk dissipation is completely dominated by the radial component $\sigma_{rr}\epsilon_{rr}$, 30 times higher than the equivalent computation with no bulk dissipation (see Fig. 4.8).

Changing the parameters that control the rheological transition at the RCMF (Eqs. 4.1, 4.2, and 4.3) and the asymptotic elastic value for the fully liquid state (μ_l and K_l) has a minor effect on the resulting dissipation pattern. The patterns displayed in Figs. 4.6 and 4.7 are representative of Case A and B and are mostly determined by the depth and thickness of the assumed molten layer.

4.6 Discussion and conclusion

In the present study we investigated the solid-body tides of partially molten interiors and quantify the potential role of bulk dissipation. We chose Io as the archetype of a planetary body where tidal heating is the key driver of interior evolution and magmatic activity. Classical models are revisited along two lines : (1) bulk attenuation is accounted for in the computation of tidal dissipation and (2) rheological laws for viscous and elastic parameters describe the influence of partial melts from zero melt present up to beyond the critical value associated with the rheological transition to liquid-state behavior.

Bulk dissipation starts to contribute significantly for melt fractions approaching the value corresponding to the rheological transition, termed RCMF. A total power of typically 100 TW, required to explain Io's thermal budget, is reached only after a few percent above the RCMF. We note that for liquid-dominated materials, as would be the case for a magma ocean, our modeling approach is not valid anymore. While the rheological parameterization we use describes the variation of rheological parameters over the full range of melt fraction (from 0 to 1), our numerical approach becomes unstable when the shear modulus becomes smaller than $\sim 10^6$ Pa. Alternative formulations, such as the propagator matrix technique used in various studies dedicated to Io [e.g., [Segatz et al., 1988](#); [Renaud and Henning, 2018](#)], can handle smaller values of shear modulus. However, this formulation ignores compressibility, and therefore cannot be used to assess the role of bulk dissipation. For these reasons we limited our analysis to melt fractions below 0.33 (i.e., 3% above the RCMF value chosen here). As we showed that the produced tidal power rapidly diverges from the expected 100 TW, this appears to be a reasonable approach. This does not exclude that other solutions producing 100 TW for higher melt fraction exist, but such a case should be explored with an alternative modeling approach relying on fluid formulation of the problem rather than on a solid-based viscoelastic formulation, as used here. In addition, we should keep in mind that the reference value of 100 TW chosen in this study to quantify the role of bulk dissipation is associated with a significant uncertainty ; the estimates typically vary between 65 and 125 TW [e.g., [Lainey et al., 2009](#)]. Independently of the assumed total power, we show that bulk dissipation allows the production of several hundreds of terawatts in a local archetype present in our Solar System.

Our results show that a strong increase in tidal dissipation occurs in partially molten layers when the melt fraction exceeds the critical melt fraction, estimated between ~ 0.25 and 0.40. All the results presented here assumed a critical value of 0.30, but similar behavior is observed when considering different values. Moreover, we show that once above this critical value, tidal dissipation is enhanced in many circumstances, and reduced in some others, by bulk dissipation. Below the critical value, the effect of bulk dissipation remains negligible. In the case of a subsurface partially molten layer located beneath the crust (asthenosphere), this effect is greatest for thin layers (~ 50 km) : up to four times the value without bulk dissipation. For a partially molten layer located at the base of the solid-state mantle, we show that neglecting bulk dissipation completely changes the results. When bulk dissipation is not taken into account, calculations show a strong decrease in tidal heating in such a layer, while our results demonstrate that a strong increase is expected instead. The two differ typically by more than three orders of magnitude.

Our results imply that, given all other assumptions and parameter choices of the tests we performed, partially molten layers within Io (either on the top or bottom of the mantle) should have a melt fraction above the RCMF value (> 0.25 - 0.40) in order to match Io's heat output (~ 100 TW). This differs from the results of [Bierson and Nimmo \[2016\]](#), who find solutions matching the total heat output for melt fraction below the RCMF value, ranging between 0 and 0.25. This discrepancy comes from the different values of rheological parameters for the solid matrix. As noted by [Bierson and Nimmo \[2016\]](#), the solutions depend on the assumed rheological parameters, which are poorly experimentally constrained for partially molten rocks. As the main objective of the study is to test the effect of including bulk dissipation, we deliberately chose to prescribe the rheological parameters for the solid matrix ($\eta_s = 10^{19}$ Pa s) and consider a Maxwell rheology for the partially molten layer, in the absence of constraints to derive the rheological parameters for an Andrade model. The influence of the solid matrix rheology on the total heat budget of Io will be addressed in a forthcoming study.

Including bulk dissipation also severely modifies the tidal dissipation pattern. For a partially molten layer located on top of the solid-state mantle, maximum tidal heating is observed at low latitudes, as in the case when bulk dissipation is not accounted for. However, tidal heating is non-zero at the poles (25 % of the maximum value) contrary to calculations without bulk dissipation. This feature may explain the observed volcanism at high latitudes on Io [e.g., [Veeder et al., 2012](#); [Davies et al., 2015](#)] in addition to the apparent concentration of volcanic landforms around the equator [[Kirchoff et al., 2011](#); [Hamilton et al., 2013](#)]. Furthermore, while the classical pattern (i.e., without bulk dissipation) displays local maxima at the leading and trailing meridians [e.g., [Segatz et al., 1988](#); [Beuthe, 2013](#); [Steinke et al., 2020a](#)], these meridians correspond to minima when bulk dissipation is included. These modulations are mild, however, and might be difficult to discriminate on the basis of Io's volcanism. Moreover, it is argued in the literature that deep mantle heating on Io leads to an inverse pattern when compared to a shallower heat source associated with a low-viscosity layer, with maxima located at high latitudes. We show that when bulk dissipation is included, a deep partially molten layer at the base of the mantle instead yields a pattern that is roughly similar to that of an asthenosphere (i.e., maxima are located at low latitudes). Our results demonstrate that bulk dissipation is a crucial process when predicting dissipation in partially molten layers, such as the asthenosphere of Io.

While [Spencer et al. \[2020b\]](#) argue that a partially molten layer at the base of Io's mantle might not be the most physically plausible on the basis of two-phase flow, [Monnereau and Dubuffet \[2002\]](#) suggested that a significant amount of melt may be present at the base of the mantle depending on the efficiency of heat transfer through the mantle. However, based on existing observational and theoretical constraints we cannot determine which of the three cases tested (the top or bottom partially molten layer, or a combination of both) would be more likely. Furthermore this configuration might be of interest in other applications. A basal magma ocean has been proposed as possible on Earth over a long period of time [[Labrosse et al., 2007](#)]. This can also be the case for Earth-sized exoplanets, hot molten likely bodies being common in exoplanetary systems [[Henning et al., 2018](#)]. As an example, the TRAPPIST-1 system exhibits two planets (TRAPPIST-1 b and c) where tidal dissipation is expected to be the primary internal heat source [[Barr et al., 2018](#); [Turbet et al., 2018](#)]. Especially on TRAPPIST-1 b, the tidal heat flux estimated to be more than a few W m^{-2} [[Turbet et al., 2018](#)] would likely result in a large melt production in the interior and associated

magmatic processes. Evaluating the heat production including bulk dissipation in partially molten layers is essential to understand the impact of tidal friction on such rocky exoplanets. Highly volcanic exoplanets, which can be variously characterized as "lava worlds", "magma ocean worlds", or "super-Ios", are high-priority targets for investigation [Henning et al., 2018]. Owing to their bright infrared flux and short orbital periods, they may be among the most detectable and characterizable low-mass exoplanets in the coming decade [Bonati et al., 2019]. Io thus provides a local archetype of a diverse category of related silicate worlds with intense tidally driven volcanism [Barnes et al., 2010]. Results of the upcoming observational facilities such as the Atmospheric Remote-sensing Infrared Exoplanet Large-survey (ARIEL) and the James Webb Space Telescope (JWST) must be examined in the light of our findings on the role of bulk dissipation.

4.6. DISCUSSION AND CONCLUSION

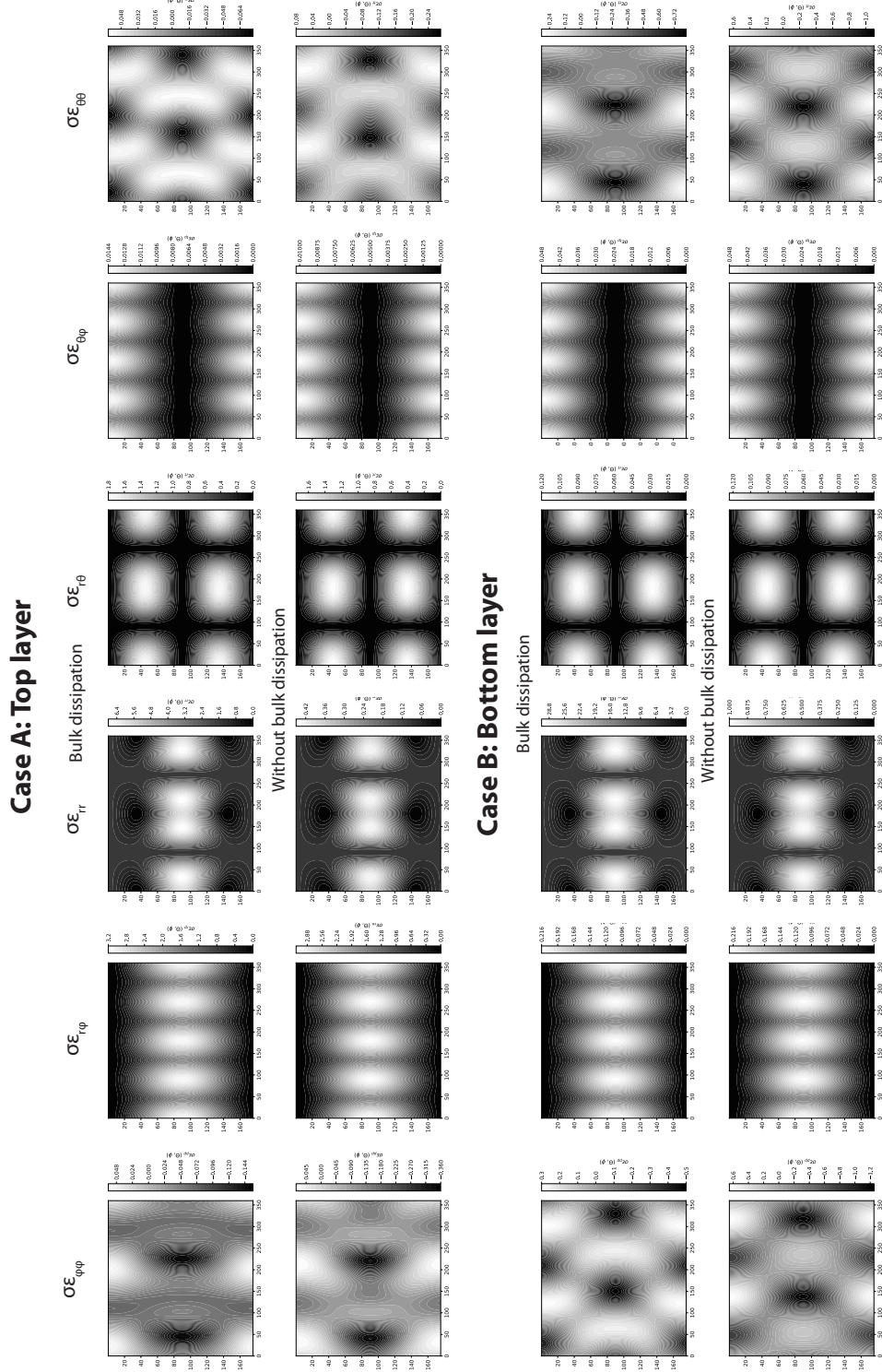


FIGURE 4.8 – Patterns of stress and strain components.

Chapitre 5

Caractérisation de l'intérieur partiellement fondu d'Io à partir des marées

Nous avons montré dans le chapitre précédent que la dissipation de marée à la fois en cisaillement et en volume dans une couche partiellement fondue impacte le bilan thermique ainsi que la distribution spatiale du chauffage de marée d'Io. L'objectif de cette étude étant de quantifier la contribution spécifique de la dissipation en volume sur la dissipation de marée en utilisant Io comme banc d'essai, nous avons considéré la présence d'une couche partiellement fondue à la fois au sommet et à la base du manteau, et restreint l'occurrence de fusion à ces deux couches. Or, sur la base d'arguments fondés sur des études pétrologiques et d'écoulements biphasiques dans le manteau d'Io, on s'attend à de la fusion partielle en quantité plus ou moins importante dans l'ensemble du manteau d'Io, bien qu'avec un plus fort taux de fusion partielle au sommet du manteau (c'est-à-dire dans l'asthénosphère), par rapport au manteau sous-jacent [e.g. [Keszthelyi et al., 2007](#); [Spencer et al., 2020b](#)].

Comme énoncé dans le Chapitre 1, une des questions majeure concernant Io est la distribution du degré de fusion partielle dans son intérieur. Un des moyens de caractériser cette distribution peut être par la mesure de la déformation de marée du satellite, par le biais des nombres de Love k_2 , h_2 et l_2 , qui peuvent être obtenus lors de survols rapprochés du satellite dans le cadre de missions spatiales. De plus, les mesures du flux de chaleur polaire d'Io pourraient permettre de distinguer la prédominance du chauffage dans l'asthénosphère ou dans le manteau profond suivant leurs propriétés rhéologiques relatives (viscosité, taux de fusion partielle), du fait de leur impact sur le modèle de chauffage de marée.

Dans ce contexte, l'objectif des travaux présentés dans ce chapitre est de prédire la réponse de marée de l'intérieur d'Io en considérant diverses distributions de taux de fusion partielle entre le manteau et l'asthénosphère, cohérentes avec la production globale de chaleur estimée. L'effet de la fusion partielle sur la dissipation de marée en cisaillement et en volume est pris en compte suivant la méthode présentée dans le chapitre précédent. L'idée est de permettre de contraindre la précision quant aux signatures gravimétriques, altimétriques et géodésiques et de répartition du flux thermique, nécessaire pour déterminer la distribution de produits de fusion dans l'intérieur et de pouvoir distinguer entre une concentration de

ces produits dans l'asthénosphère et une répartition plus globale dans le manteau. Les résultats obtenus font l'objet d'une publication dans le journal *Icarus*, acceptée en Octobre 2021 [Kervazo et al., 2022, pour la référence complète], dédiée à la caractérisation de l'intérieur partiellement fondu d'Io à partir de la détection des marées.

5.1 Article : "Inferring Io's interior from tidal monitoring"

Abstract. Io's spectacular volcanic activity involves strong tidal dissipation in its interior. Magnetic induction measurements and surface observations of the volcanic activity indicate the presence of significant melt in the interior, but the melt distribution remains unconstrained. Tidal deformation of a planetary body is strongly related to the rheological properties of the interior, and thus, to a larger extent, to the melt content. The amplitude of tidal deformation may be monitored by future missions from spacecraft tracking, altimetry and high-resolution imaging, giving access to the potential and displacement Love numbers k_2 , h_2 and l_2 . To anticipate such measurements, we compute the tidal response described by both shear and bulk viscoelastic rheology for various rheological properties and distributions of melt within Io's interior. We show that the distribution of tidal heating between the mantle and the asthenosphere is very sensitive to the assumed melt fraction in the asthenosphere. For melt fraction smaller than a critical value called rheological critical melt fraction (ϕ_c), corresponding to a transition from solid-dominated behavior to liquid-dominated one, the dissipation is mostly occurring in the mantle. For this mantle-dominated regime, a viscosity of the solid rock matrix smaller than $10^{17} - 10^{18}$ Pa s is required to reproduce the estimated heat output (ranging between 65 and 125 TW). For melt fraction slightly above ϕ_c , dissipation mostly occurs in the asthenosphere, resulting in a radical change of dissipation pattern characterized by a reduction of polar contribution. Despite this clear transition, changes in terms of Love numbers k_2 , h_2 and l_2 are subtle and would require high precision measurements. k_2 is only slightly sensitive to the melt distribution and is mainly sensitive to the density of the metallic core, with a Love number potentially as high as 0.1 for a low density core and below 0.06 for a high density core. h_2 and especially l_2 are more sensitive to the melt distribution, with a clear distinction between mantle-dominated and asthenosphere-dominated regimes, difference that is amplified by the contribution of bulk viscoelastic response. The combined detection of high h_2 (> 0.2) and l_2 (> 0.07) values and a low k_2 (< 0.1) would be confirmation that bulk dissipation plays a crucial role in the heat budget of Io and will provide constraints on the thickness (< 100 km) and melt fraction ($> \phi_c$) of the partially molten asthenosphere. Accurate determination of Love numbers, combined with libration and magnetic induction measurement may provide crucial constraints on the melt profile in Io's interior.

5.2 Introduction

The volcanically active moon of Jupiter, Io, emits a spectacular amount of volcanic plumes and lavas, corresponding to an average heat flux estimated to be of the order of 2.5 W/m² [e.g. Veeder et al., 1994; Lainey et al., 2009]. This means surface heat flux is almost

thirty times larger than the one estimated for the Earth [Turcotte and Schubert, 2002]. However, in contrast to terrestrial planets with recent or active silicate volcanism, Io's present heat output cannot be explained by radiogenic sources and remnant cooling, but requires an additional source, most likely extreme dissipation of tidal energy owing to its relatively close distance to Jupiter [e.g. Peale et al., 1979; Segatz et al., 1988; Ross et al., 1990; Beuthe, 2013; Bierson and Nimmo, 2016; Steinke et al., 2020a]. The heat production rate, estimated to more than 100 times the radiogenic heat rate, is sufficient to melt portions of Io's interior, feeding hundreds of continually erupting volcanoes [e.g. Lopes-Gautier et al., 1999; Lopes et al., 2004; Davies et al., 2015; Cantrall et al., 2018; Mura et al., 2020].

While the idea of substantial melting in Io's mantle is broadly consistent with the interpretation of several observations, the localization of melt production in the interior and the way it is redistributed to the surface remains debated and poorly constrained. High eruption temperatures of Io's silicate volcanism indicate that the interior, at least the upper mantle beneath the crust, is largely molten [Keszthelyi et al., 1999, 2004], with melt fraction estimated to about 20%-30% [Keszthelyi et al., 2007]. High concentration of melts below Io's near surface is also consistent with models describing the release of interior heat via melt extraction [Moore, 2003; Bierson and Nimmo, 2016; Steinke et al., 2020a; Spencer et al., 2020b], but a deep melt source cannot be ruled out [e.g. Monnereau and Dubuffet, 2002]. Furthermore, the presence of a high melt fraction ($\sim 20 - 30\%$) layer has been argued to be consistent with Galileo magnetic induction measurements [Khurana et al., 2011], although the measured perturbations could also result from plasma interactions with the atmosphere [Blöcker et al., 2018]. Higher melt fractions ($> 30\%$) and the possible existence of a fully liquid magma ocean cannot be ruled out with the available Galileo magnetic induction measurements but seems to be at odds with the phase of the auroral spot oscillations [Roth et al., 2017]. In summary, even if there is some kind of consensus regarding the existence of a partially molten zone in Io's interior, the depth and extent of this zone still remains unconstrained.

The total amount of heat produced by tidal friction and its distribution in the interior is intimately linked to the structure and thermal state of Io's interior, especially the distribution of temperature and melt fraction [Bierson and Nimmo, 2016; Steinke et al., 2020a; Kervazo et al., 2021]. The presence of melts is expected to strongly impact the viscoelastic properties of rocks [e.g. Budiansky and O'Connell, 1976; Mavko, 1980; Takei, 1998; Hirth and Kohlstedt, 1995a,b; Kohlstedt et al., 2000; Scott and Kohlstedt, 2006], and, in return, the amplification of tidal heating in molten areas can create a positive feedback on melt generation. Describing the mechanical response of partially molten rocks for a wide range of melt fraction is thus essential to correctly describe the tidal friction in Io's hot interior. Most of previous studies varied the elastic and viscous properties of the mantle and of the partially molten layer in an arbitrary manner in order to match the observed heat output [e.g. Segatz et al., 1988; Renaud and Henning, 2018; Steinke et al., 2020a]. To our knowledge, the only models accounting for the combined evolution of elastic and viscous properties as a function of melt fraction were proposed by Bierson and Nimmo [2016] and Kervazo et al. [2021]. In the latter study, we showed that bulk dissipation, neglected in all previous studies on Io, can contribute significantly to the tidal heat budget and impact the tidal heating pattern, especially when a thin and highly molten layer is considered. Beyond Io, better understanding the link between melt production and tidal dissipation has implications for the early history of rocky planets in our solar system and in extrasolar systems [e.g. Moore et al., 2017; Renaud

and Henning, 2018].

Clues to the nature of tidal dissipation inside Io have long been sought from surface heat fluxes [Veeder et al., 2012] and volcano distributions [Ross et al., 1990; Kirchoff et al., 2011; Hamilton et al., 2013; Rathbun et al., 2018], an exploration complicated by the transient nature of volcanic events as well as the apparent dearth of polar observations [Rathbun et al., 2018; Mura et al., 2020]. Lithospheric thickness and topography have also been proposed as useful proxy for long-timescale heat flux [Ross et al., 1990; Steinke et al., 2020a; Spencer et al., 2021]. Such observations provide some insights on the lateral variations of heat production and mechanical properties, but cannot be used to really constrain the internal structure. A complementary way to access key information about the average internal structure of planetary bodies is the measurement of libration [Van Hoolst et al., 2020] and tidal deformation from spacecraft tracking, altimetry and high-resolution imaging [e.g. Mazarico et al., 2015; Dumoulin et al., 2017; Steinbrügge et al., 2018; Park et al., 2020]. Such measurements allow the determination of the Love numbers k_2 , h_2 and l_2 , which quantify the gravitational potential and the surface radial and horizontal displacement associated to tidal motions, respectively. Concept of future missions dedicated to Io, as the 'Io Volcano Observer' (IVO) [McEwen et al., 2019], one of the Discovery finalists, although not selected by NASA, may provide the first estimate of these quantities, essential to better understand how heat and magma is generated and transported to the surface.

In this context, the goal of the present study is to compute the tidal response of Io's interior for various distributions of internal melt consistent with the estimated heat output and to predict the expected gravimetric, altimetric and geodetic signatures and heat flow pattern that might be compared to future measurements. A coherent melt profile between the subsurface partially molten layer and the underlying deep mantle is considered following petrological and two-phase flow arguments [Moore, 2001; Keszthelyi et al., 2007; Bierson and Nimmo, 2016; Spencer et al., 2020b]. We vary the melt fraction from a few percent melt fraction to values just above the so-called rheological critical melt fraction ($> 20 - 30\%$). This corresponds to a sharp transition from the solid-dominated behavior to the liquid-dominated behavior. The rheological parameterization developed by Kervazo et al. [2021] is used to consistently take into account the role of melt fraction on the elastic and viscous parameters of Io's partially molten interior. The computation of the tidal response described by both shear and bulk viscoelastic rheology is performed for a wide range of internal parameters and is analyzed in terms of predicted tidal Love number k_2 , h_2 and l_2 as well as in terms of polar heat flux and heat flow patterns.

5.3 Method

5.3.1 Rheological model and properties of Io's interior

5.3.1.1 Existing geophysical constraints

The main observational constraints about Io's interior come from the gravity measurements [Anderson et al., 2001], magnetic induction signals [Khurana et al., 2011] as well

as heat budget assessment from infrared remote sensing [e.g. [Veeder et al., 1994](#); [Spencer et al., 2000](#)] and astrometric measurements [[Lainey et al., 2009](#)]. Galileo gravity data put relatively good constraints on the mean density (3527.8 kg m^{-3}) and the moment of inertia [0.37685, [Anderson et al., 2001](#)]. Magnetic induction signals [[Khurana et al., 2011](#)] are consistent with a partially molten layer beneath the crust, but do not really constrain its melt content or depth. Based on various estimates, the average heat flux is evaluated to $2.24 \pm 0.45 \text{ Wm}^{-2}$ [e.g. [Veeder et al., 1994](#); [Spencer et al., 2000](#); [Lainey et al., 2009](#)], corresponding to a total power ranging between 65 and 125 TW. In the following we choose 100 TW as a reference value and consider a range between 65 and 125 TW when computing the total heat production in Io's interior (Table 5.1).

5.3.1.2 Interior model parameters

Based on geophysical constraints, the interior model considered here consists of (from surface to center) a silicate crust, a melt-rich upper mantle layer, called asthenosphere hereafter, a melt-poor silicate deep mantle and a liquid metallic core (Figure 5.1a). For simplicity, the density of each layer is assumed to be uniform. In the reference model (Table 5.1), we set the crustal thickness to 30 km (also corresponding to the asthenospheric depth in our model) with a density of 3000 kg/m^3 . The core density is set to 5165 kg m^{-3} , corresponding to an eutectic Fe-FeS core composition [e.g. [Segatz et al., 1988](#); [Anderson et al., 1996](#)]. This assumption results in a core radius of 955 km and a mantle density of 3263 kg/m^3 in order to satisfy the average density and moment of inertia. To assess the sensitivity of tidal deformation to internal structure parameters, we explore values as large as 90 km for the crustal thickness and 8000 kg/m^3 for the core density, corresponding to a pure iron core. For the dense core end-member, the size of the core reduces to 665 km.

All internal layers (except the liquid iron core) are assumed to behave as viscoelastic solid media at tidal frequencies. To take into account the effect of melt on the viscoelastic response, a specific rheological model including the description of melt, inspired from the law proposed by [Costa et al. \[2009\]](#), is considered [see [Kervazo et al., 2021](#), and further described in section 5.3.1.3]. To account for the unknown composition and thermal state of Io's silicate mantle, we consider viscosity values η_{sol} for the solid rock matrix ranging from 10^{16} to 10^{20} Pa s . A viscosity of the mantle as low as 10^{16} Pa s is chosen as a lower bound, allowing to produce 100 TW in Io's interior without invoking the presence of partial melt in our model. We note that recent work shows a drastic drop in viscosity when a very small amount of melt is present in silicate rocks [[Holtzman, 2016](#)]. It is therefore wise to study the effect of a very low viscosity in a mantle as hot as that of Io. For the reference value, we choose the typical value expected for the solid-state viscosity for dry olivine-dominated rocks near their melting point, 10^{19} Pa s [e.g. [Karato and Wu, 1993](#)], and consider a value of 10^{20} Pa s , as an upper bound. For the reference model, we choose a value of the reference shear modulus $\mu_{\text{mant}} = 60 \text{ GPa}$, justified for olivine [[Tan et al., 2001](#); [Jackson and Faul, 2010](#)]. Based on these experimental studies, the shear modulus of olivine is assumed to range typically between 50 and 70 GPa (Table 5.1).

We divide the crust into a top rigid crust (with a shear modulus $\mu_{\text{crust}} = 65 \text{ GPa}$ and a high viscosity $\eta_{\text{crust}} = 10^{23} \text{ Pa s}$) above a less rigid and less viscous crust which rheological

5.3. METHOD

properties are those of the mantle (that is μ_{mant} and η_{sol}). The thickness of the elastic part of the crust is set to 2/3 of the total crustal thickness, in an arbitrary manner. Sensitivity tests showed that the relative thickness of the elastic/viscoelastic parts of the crust has a negligible influence on the results reported hereafter. The bulk modulus K for the crust, mantle and core is set to 200 GPa. Note that the effect of temperature and pressure change with depth on the silicate bulk modulus is only moderate : values typically range between 150 and 250 GPa for Io' s mantle pressure conditions [e.g. [Jackson and Rigden, 1998](#)]. Varying the bulk modulus of the solid phase has a negligible effect on the results [[Kervazo et al., 2021](#)] and therefore a single value of $K=200$ GPa is considered for both the crust and the mantle. The iron core is assumed to be fully liquid and inviscid, and therefore its shear modulus and viscosity are set to zero.

TABLE 5.1 – Explored range of parameters.

	Notation	Reference value	Explored range*
Heat budget (TW)	P_{glob}	100	65-125
Asthenosphere thickness (km)	b_{ast}	100	50-200
Asthenosphere depth (km)	d_{ast}	30	30-90
Core size (km)	R_{core}	955	665-955
Core density (kg/m^3)	ρ_{core}	5165	5165-8000
Mantle viscosity (Pa s)	η_{sol}	10^{19}	10^{16} - 10^{20}
Shear modulus (Pa)	μ_{mant}	60	50-70
Asthenospheric melt fraction (%)	ϕ_{ast}		10-35
Melt fraction ratio	$\phi_{\text{mant}}/\phi_{\text{ast}}$	1/3	1/10-1/3

5.3.1.3 Melt-based rheological model

We consider that the whole mantle (either the deep mantle or the asthenosphere) can undergo partial melting, in agreement with the simulations of [Spencer et al. \[2020b\]](#). Their study of Io's internal dynamics in a two-phase flow framework showed that a higher melt fraction region, corresponding to a decompaction boundary layer owing to maximal liquid pressure beneath the crust, is expected to surmount a deeper mantle with less melt present. Compared to their simulations, our assumed melt profiles are simplified, with melt fraction considered uniform in the two distinct layers corresponding to the asthenosphere and the rest of the mantle underneath (Figure 5.1b). Melt fractions are referred to ϕ_{ast} and ϕ_{mant} respectively, with ϕ_{mant} related to ϕ_{ast} by a factor typically ranging between 1/10 (in magenta, Figure 5.1b) and 1/3 (in black, Figure 5.1b) following the results of [Spencer et al. \[2020b\]](#). While magnetic induction measurements as well as petrological indices favor significant amounts of near-surface melting (about 20-30%, e.g. [Keszthelyi et al., 2007](#); [Khurana et al., 2011](#)), the amount of melt in the deep mantle is not constrained. We therefore investigate a relatively large range for ϕ_{ast} (from 0 to 35%, Table 5.1) and vary the mantle melt fraction according to the asthenospheric melt fraction. We set the thickness of the melt-rich asthenosphere to 100 km in our reference model, and vary it from 50 to 200 km (Table 5.1) which is in the

range of what is commonly assumed in the literature for this layer [e.g. [Segatz et al., 1988](#); [Khurana et al., 2011](#); [Steinke et al., 2020a](#)].

We developed a synthetic law, inspired from the melt-based viscosity law of [Costa et al. \[2009\]](#), to account for the melt dependence of elastic shear and bulk moduli, and shear and bulk viscosity, consistent with existing experimental and theoretical constraints [Figure 5.1c, see [Kervazo et al., 2021](#), for more details].

The rheological law is the following :

$$\bullet(\phi) = \bullet_l \frac{1 + \Theta^\delta}{[1 - F(\Theta, \xi, \gamma)]^{B(1-\phi_*)}}, \quad (5.1)$$

where rheological parameter \bullet is either the shear viscosity η , the shear modulus μ or the bulk modulus K . Two auxiliary functions are introduced :

$$\Theta = (1 - \phi)/(1 - \phi_*), \quad (5.2)$$

$$F = (1 - \xi) \operatorname{erf} \left[\frac{\sqrt{\pi}}{2(1 - \xi)} \Theta(1 + \Theta^\gamma) \right]. \quad (5.3)$$

Besides parameter B , the Einstein coefficient (set to 2.5), all other parameters are tuned to reproduce the available constraints on the specific rheological parameter, from the solid-state endmember \bullet_s to the fully liquid state endmember \bullet_l . The values of δ , ξ , γ and ϕ_* also depend on the specific rheological parameters considered. These are listed in Table 5.2. For the bulk viscosity, the simplified relationship $\zeta = \frac{\eta}{\phi}$ is considered [see [Kervazo et al., 2021](#), for more details].

This formulation allows us to predict both viscous and elastic properties on the entire range of melt fraction, below or above the critical melt fraction, ϕ_c , using a single expression. The latter reproduces the rheological transition associated with a sharp decrease from the solid behaviour to the liquid behaviour [e.g. [Renner et al., 2000](#)]. For $\phi < \phi_c$, the parameters used in the rheological law (Eq.5.1) have been derived to reproduce experimental and theoretical constraints published in the literature on the viscous and elastic properties of terrestrial partially molten rocks [see [Kervazo et al., 2021](#), Appendix A]. The formulation of [Costa et al. \[2009\]](#) was derived to reproduce the shear viscosity drop occurring at elevated melt fraction, which is relatively well documented in the literature. For shear and bulk elastic moduli as well as bulk viscosity, for which no experimental constraints exist at elevated melt fraction, we assume the same kind of behaviour when $\phi > \phi_c$. Note that in [Costa et al. \[2009\]](#) the viscosity is given as a function of solid volume fraction (ϕ_S), while here we use the melt fraction ($\phi_S = 1 - \phi$). In Table 3 of [Kervazo et al. \[2021\]](#), the last parameter was incorrectly labeled ϕ^* , whereas it should read $(1 - \phi^*)$.

In this approach, the rheological parameters, μ, K, η, ζ are considered as the effective parameters of the melt-rock mixture, and the viscoelastic deformation of this mixture is treated as a single media. This does not consider dissipation associated with differential motions between the liquid melt and the solid matrix, usually called melt squirt. Efficient dissipation due to this process is expected to occur when the fluid phase oscillates in the solid matrix at very high frequencies, several orders of magnitude larger than tidal frequencies [e.g. [Hammond and Humphreys, 2000](#); [Faul et al., 2004](#); [Carcione and Gurevich, 2011](#)].

5.3. METHOD

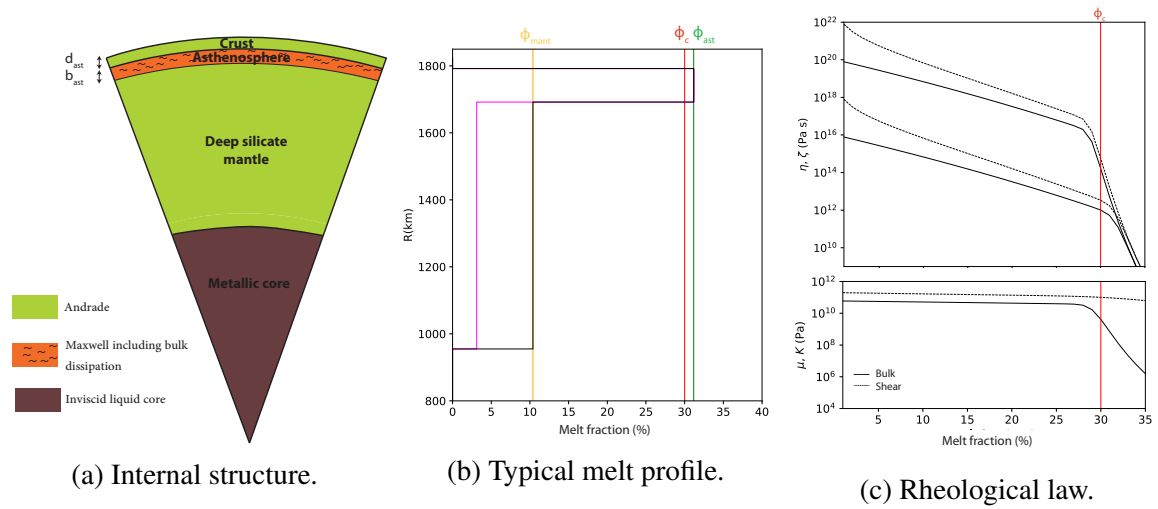


FIGURE 5.1 – Properties of Io’s interior and rheological model used for the simulations. (a) Model of Io’s internal structure with (1) the solid mantle and crust, described by an Andrade rheology neglecting bulk viscoelastic behavior; (2) the asthenosphere, described by a Maxwell rheology including both shear and bulk viscoelastic rheology; (3) the inviscid liquid metallic core. In the case of the asthenosphere and deep mantle, the effect of melt on the viscoelastic parameters is accounted for. (b) Typical melt profile in Io’s mantle. The ratio between the melt fraction in the deep mantle (ϕ_{mant}) and in the asthenosphere (ϕ_{ast}) is 1/10 (in magenta) and 1/3 (in black) and the reference viscosity η_{sol} is set to 10^{19} Pa s. (c) Effect of melt fraction ϕ on the viscoelastic parameters : shear viscosity η and modulus μ (solid lines), bulk viscosity ζ and modulus K (dashed lines), over the range of interest (from 0 to 35% for the melt fraction). The two endmembers corresponding to $\eta_{\text{sol}} = 10^{16}$ and 10^{20} Pa s are shown for viscosities. The red vertical line denotes the rheological critical melt fraction (ϕ_c) where the transition between solid-state and liquid-state behavior occurs.

The rheological critical melt fraction ϕ_c is set to 30 % (red lines in Figures 5.1 b and c). This value marks the transition between the solid-dominated behavior and the liquid-dominated behavior. The assumed value of ϕ_c has no significant effect on the results, what matters is the considered value of the melt fraction relative to this critical value [Kervazo et al., 2021], i.e. whether the melt fraction is above or below ϕ_c . In the following, the results will thus be presented relative to ϕ_{ast}/ϕ_c . In the context of the present study, focused on solid-body tides, we consider melt fractions up to ϕ_c and slightly above in order to mimic the significant drop in strength, covering the whole range of mantle and asthenospheric partial melting needed to match Io’s heat budget. We note that what we call asthenosphere here is a layer substantially less viscous than the deeper regions (and that the asthenosphere of the Earth) but still considerably more viscous than a fully liquid magma ocean.

TABLE 5.2 – Parameter values employed for the various rheological parameters (equations 5.1-5.3).

	η	μ	K
\bullet_s	10^{16} - 10^{20} Pa s	50-70 GPa	200 GPa
\bullet_l	1 Pa s	10 Pa	1 GPa
δ	25.7	2.10	2.62
ξ	1.5×10^{-7} - 2.3×10^{-10}	6.39×10^{-7} - 8×10^{-7}	0.102
γ	5	5	5
$1 - \phi_*$	0.569	0.597	0.712

5.3.2 Computation of viscoelastic tidal deformation

The viscoelastic deformation of Io under the action of periodic tidal forces is computed following the method of [Tobie et al. \[2005\]](#), adapted to the particular case of Io where the viscoelastic response accounts for shear and bulk dissipative processes in partially molten layers in [Kervazo et al. \[2021\]](#). The only difference relative to the approach of [Tobie et al. \[2005\]](#) is the consideration of a non-zero imaginary part for the complex bulk modulus, related to a bulk viscosity using a Maxwell viscoelastic model [see [Kervazo et al., 2021](#), for details].

Using the density profile and rheological properties described in Section 5.3.1, the Poisson equation and the equation of motions are solved for small perturbations in the frequency domain assuming a compressible viscoelastic media using the problem formulation based on radial functions as defined by [Takeuchi and Saito \[1972\]](#) for the equivalent elastic problem.

The complex Love numbers, k_2 , h_2 and l_2 , characterizing the potential perturbation and surface radial and tangential displacements, respectively, are computed by integrating the radial functions associated with the radial and tangential displacements (y_1 and y_3 , respectively), the radial and tangential stresses (y_2 and y_4), and the gravitational potential (y_5), as defined by [Takeuchi and Saito \[1972\]](#) and adapted to the viscoelastic case [[Tobie et al., 2005](#); [Kervazo et al., 2021](#)]. The full set of equations, the boundary conditions (center, liquid-solid interface, surface) as well as the numerical scheme to solve them in detail are provided in the appendix of [Kervazo et al. \[2021\]](#).

Following the approach proposed in [Kervazo et al. \[2021\]](#), two different viscoelastic models are used for the solid layers depending on the degree of partial melting. For partially molten rocks with high melt fraction (>20%), the estimated Maxwell time approaches Io's tidal period. A Maxwell model thus provides reasonable estimate of the dissipation rate when partial melting occurs, which we consider. In our previous study, we showed that bulk dissipation becomes significant for melt fraction exceeding the critical melt fraction and must be consistently considered when computing the tidal response. In this case, both bulk and shear components of the viscous and elastic parameters (respectively shear and bulk viscosity η and ζ and shear and bulk modulus μ and K), affected by the presence of melt (see Section 5.3.1.3), are taken into account when computing tidal deformation. In our model, this applies to the asthenosphere.

For rocks with low to moderate melt fraction ($\phi < 20\%$), bulk dissipation becomes negligible, but shear dissipation using the Maxwell model is underestimated. We thus use the more appropriate Andrade model [Castillo-Rogez et al., 2011; Efroimsky, 2012; Bierson and Nimmo, 2016] for which the magnitude and time decay of anelastic deformation is described by the shear modulus, μ , the shear viscosity η and two parameters α and β , characterizing the transient viscoelastic response. The typical value of the parameter α required to explain the Q factor of the Earth's mantle [Ray et al., 2001] is estimated between 0.23 and 0.28 [Tobie et al., 2019]. Varying the Andrade parameter α from 0.2 to 0.3 has only a small effect for viscosity values ranging between 10^{16} and 10^{20} Pa s, we therefore consider a single value for α set to 0.3 for all calculations shown hereafter. Following Castillo-Rogez et al. [2011], we assume that $\beta \simeq \mu^{\alpha-1}\eta^{-\alpha}$, which is justified for olivine minerals [Tan et al., 2001; Jackson et al., 2002]. The Andrade parameter β is automatically varied as the melt fraction varies because of its dependency on μ and η . Typical values range between 5.7×10^{-14} and 7.2×10^{-12} , in agreement with Jackson et al. [2004]. In our model, the Andrade rheology is considered for the deep mantle underneath the asthenosphere as well as for the crust.

5.4 Matching Io's heat budget for various melt distribution

To test various distributions of melt between Io's deep mantle and asthenosphere, we vary systematically the viscosity of the solid matrix η_{sol} and the mantle and asthenospheric melt fractions, ϕ_{mant} and ϕ_{ast} respectively, over a large range of possible values (10^{16} - 10^{20} Pa s for the solid-state viscosity and 0-35% for the whole range of asthenospheric and mantle melt fractions). For a given viscosity of the solid matrix and configuration of the asthenosphere (depth, thickness, $\phi_{\text{mant}}/\phi_{\text{ast}}$ ratio), we determine iteratively the asthenospheric melt fraction (see typical melt profile in Figure 5.1b) that match Io's heat budget, typically ranging between 65 and 125 TW [e.g. Lainey et al., 2009].

Figure 5.2 illustrates the solutions in terms of ϕ_{ast}/ϕ_c and η_{sol} (Figure 5.2a) able to produce the appropriate range for Io's heat budget. Varying η_{sol} and $\phi_{\text{mant}}/\phi_{\text{ast}}$ also means exploring different ratios of the tidal power produced in the asthenosphere P_{ast} relative to the total tidal power within Io P_{glob} (Figure 5.2b). For the example displayed in Figure 5.2, two ratios $\phi_{\text{mant}}/\phi_{\text{ast}}$ are compared : 1/10 (in magenta) and 1/3 (in black), both producing a total power P_{glob} of 100 TW. Whatever the assumed ratio $\phi_{\text{mant}}/\phi_{\text{ast}}$, two distinct regimes can be distinguished. As long as $\phi_{\text{ast}} < \phi_c$, tidal dissipation in the mantle is predominant. Whatever the assumed melt fraction in the mantle ($\phi_{\text{mant}} = \phi_{\text{ast}}/10$ or $\phi_{\text{ast}}/3$), the dissipation in the asthenosphere becomes predominant for almost the same value of ϕ_{ast} , about 1 point above ϕ_c . This transition between mantle-dominated and asthenosphere-dominated regime correspond to different solid-state viscosity values : 1.6×10^{17} Pa s for $\phi_{\text{mant}}/\phi_{\text{ast}} = 1/10$ and 1.5×10^{18} Pa s for $\phi_{\text{mant}}/\phi_{\text{ast}} = 1/3$. The same behavior is observed whatever the total tidal power P_{glob} (65, 100, 125 TW) with only a shift in the location of the transition. In the following, we consider as a reference model $\phi_{\text{mant}}/\phi_{\text{ast}}=1/3$ and $P_{\text{glob}}=100$ TW.

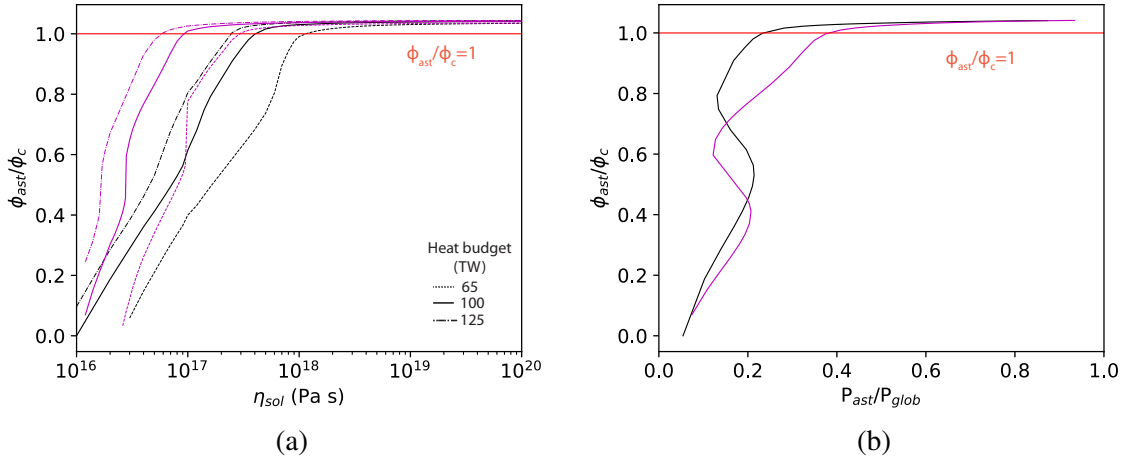


FIGURE 5.2 – Configurations of ϕ_{ast} and η_{sol} matching Io's heat budget (a) and corresponding fraction of heating in the asthenosphere ($P_{\text{ast}}/P_{\text{glob}}$) (b) for $\phi_{\text{mant}}/\phi_{\text{ast}}=1/3$ (in black) and $\phi_{\text{mant}}/\phi_{\text{ast}}=1/10$ (in magenta). (a) Required asthenospheric melt fraction ϕ_{ast}/ϕ_c as a function of the solid-state viscosity η_{sol} in order to reproduce Io's heat budget (100 TW is indicated by the solid lines, and the range 65 to 125 TW is displayed by dashed lines and dashed dotted lines respectively). (b) Asthenospheric melt fraction ϕ_{ast}/ϕ_c as a function of the relative power produced in the asthenosphere ($P_{\text{ast}}/P_{\text{glob}}$). The transition at the critical value $\phi_{\text{ast}}/\phi_c=1$ is depicted in red on both panels.

5.5 Tidal heating patterns

In order to better understand the difference in terms of heat production between the mantle-dominated and asthenosphere-dominated regimes, the radial and lateral distributions of the tidal heat produced in Io's interior are shown as a function of the solid-state viscosity in Figure 5.3. Low viscosities ($< 1.5 \times 10^{18}$ Pa s) allow for a power produced in the mantle greater than 50 TW (Figure 5.3a, orange curve). The contribution of the crust (blue line in Figure 5.3a) is negligible (< 2 TW over the whole range of explored parameters). For the reference case displayed on Figure 5.3, the relative contribution of the asthenospheric tidal power becomes larger than the mantle counterpart at viscosities larger than 1.5×10^{18} Pa s. Among these calculations, we select five representative models to illustrate the transition from one regime to another in terms of spatial distribution of tidal heating rate H_{tide} and resulting surface pattern of radially integrated tidal heat flux q_{tide} (Figure 5.3c, bottom and top respectively). For that purpose, the local tidal heating rate per unit of volume $H_{\text{tide}}(r, \theta, \phi)$ averaged over one cycle is evaluated at any point inside the body from the complex stress and strain tensors, determined from the radial functions (see Tobie et al. [2005] and appendices in Kervazo et al. [2021] for details). By integrating radially the volumetric heating rate H_{tide} over the viscoelastic layers, we then compute the tidal surface heat flux q_{tide} . Such a simplified representation does not take into account the complexity of internal heat transfer (convection and melt extraction) which may affect the surface heat flux pattern, so that comparison with real surface data should be done with care. However, such an approach is

5.5. TIDAL HEATING PATTERNS

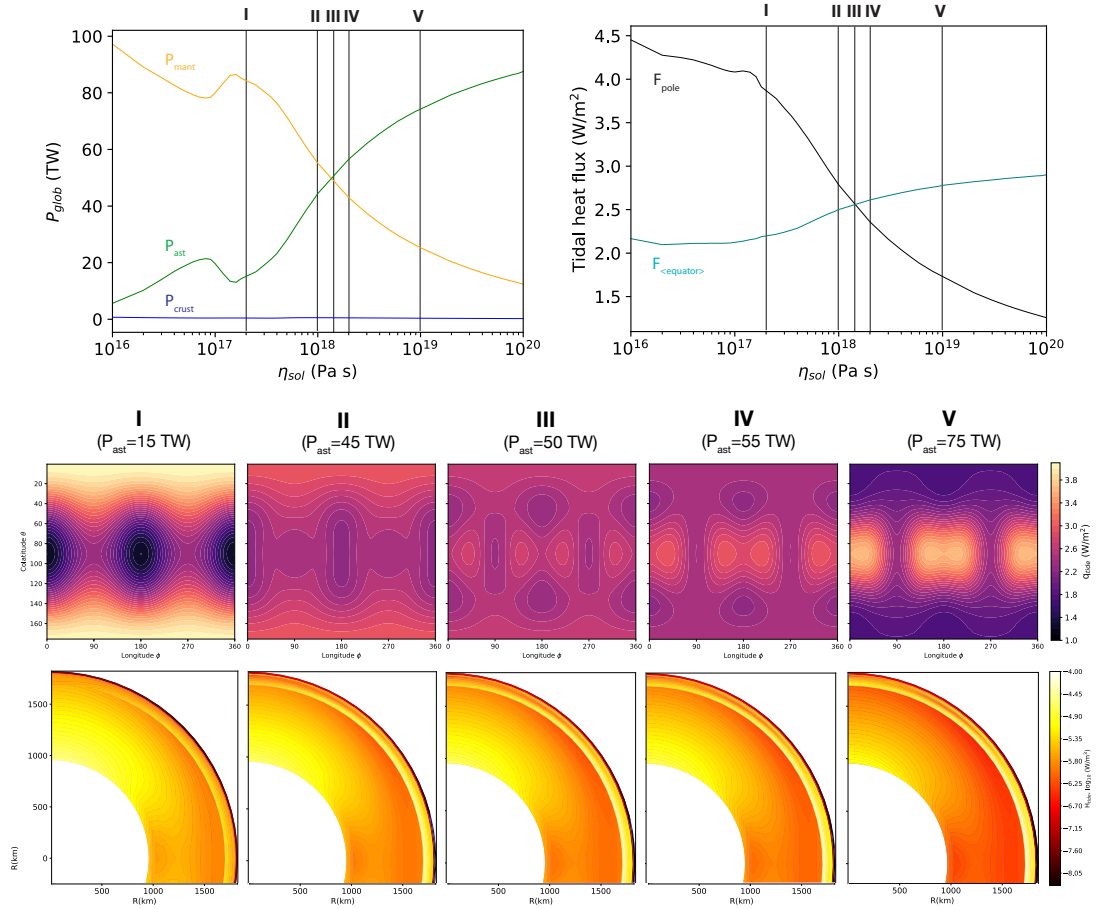


FIGURE 5.3 – (a) Repartition of total tidal heat power between the mantle (orange curve), the asthenosphere (green curve) and the crust (blue curve), as a function of η_{sol} . (b) Comparison of the tidal heat flux at the pole (black line) and the average flux in the equatorial region (between -45 and $+45^\circ$ latitude, blue line). I, II, III, IV and V denote five typical models corresponding to specific reference viscosity values η_{sol} (2×10^{17} Pa s for I, 1×10^{18} Pa s for II, 1.5×10^{18} Pa s for III, 2×10^{18} Pa s for IV and 1×10^{19} Pa s for V). (c) Patterns of tidal heat flux q_{tide} integrated up to the surface (top) and spatial distribution of the longitudinally averaged volumetric heating rate H_{tide} (bottom) for the five selected representative models.

similar to what has been classically done in the literature [e.g. Segatz et al., 1988; Beuthe, 2013; Hamilton et al., 2013; Steinke et al., 2020a], so it makes sense for comparison with previous studies. All the results displayed on Figure 5.3 reproduce the same average heat flux over Io's surface (total power equal to 100 TW), but they result in different dissipation patterns and local values of the surface heat flux owing to change in dissipation regimes.

The degree-two shape of the tidal potential results in a modulation of tidal heating with latitude and longitude. As already shown by previous studies [Segatz et al., 1988; Beuthe, 2013; Hamilton et al., 2013], these modulations are expressed differently in terms of the spatial pattern of tidal heat flux depending on the contribution of the asthenosphere versus the mantle (Figure 5.3c top). The obtained heat flux pattern can be interpreted as the linear combination of two end-member patterns :

- a mantle-dominated pattern (pattern I on Figure 5.3c) corresponding to maxima at the

poles ($\sim 4.5 \text{ W/m}^2$, Figure 5.3b) and minima along the equator at the sub- and anti-Jovian points ($\sim 1 \text{ W/m}^2$, Figure 5.3b); an averaged value of $\sim 2.2 \text{ W/m}^2$ is observed between -45 and $+45^\circ$ latitude on Figure 5.3b;

- an asthenosphere-dominated pattern (pattern V on Figure 5.3c) corresponding to maxima along the equator at proximity of the sub- and anti-Jovian points ($\sim 3 \text{ W/m}^2$, Figure 5.3b) and minima at the poles ($\sim 1.8 \text{ W/m}^2$, Figure 5.3b).

The pattern obtained for $P_{\text{ast}} \simeq P_{\text{mant}} = 50\%P_{\text{glob}}$ (Pattern III) corresponds to a combination of these two end-member patterns resulting in moderate heat flux variations, corresponding to less than 0.6 W/m^2 of variation between the maxima (3 W/m^2) and the minima (2.4 W/m^2). Moderate changes of asthenosphere/mantle heat repartition ($\pm 5 \text{ TW}$, patterns II and IV) can, however, result in significant changes in heat flow pattern, with a progressive decay of the polar contribution (see the significant change of polar heat flux between model II and IV Figure 5.3b).

We note that the asthenosphere-dominated pattern obtained here is different that the one classically published in previous studies [Segatz et al., 1988; Beuthe, 2013; Hamilton et al., 2013; Steinke et al., 2020a], which exhibits maxima at mid latitude near the sub- and anti-jovian points. This results from the incorporation of bulk dissipation which strongly affects the response of the partially molten asthenosphere when $\phi_{\text{ast}} > \phi_c$ [Kervazo et al., 2021]. Our obtained asthenospheric pattern is similar to Pattern A predicted by Beuthe [2013], which is expected to be the pattern associated to bulk dissipation [see Eq. (23) in Beuthe, 2013]. When bulk dissipation is considered, the heat flow pattern in the asthenosphere is characterized by a preponderance of the $\sigma_{rr}\epsilon_{rr}$ components, resulting in maxima at the equator where the radial displacement and energy associated with change of volume are maximal [Beuthe, 2013; Kervazo et al., 2021]. Note that the radial-angular decomposition approach proposed by Beuthe [2013] is fully equivalent to our approach where we directly compute the patterns from the full stress and strain tensors [Kervazo et al., 2021]. As shown by Beuthe [2013], in absence of bulk dissipation, asthenospheric dissipation should be characterized by a strong reduction of heat flow in polar regions and heat flow maxima around 30° latitude [pattern B in Beuthe, 2013]. The incorporation of bulk dissipation limits the heat flow reduction in polar region and enhances heat flow in the equatorial band. It is difficult to determine which pattern is more consistent with existing data [Davies et al., 2015], in particular due to the lack of observation in the polar regions, but future measurements may be more conclusive and may confirm if bulk dissipation play a role in the heat budget of Io.

In summary, with our modeling approach, we can determine consistently the repartition of dissipation between the asthenosphere and the mantle for a wide range of mantle viscosity and melt fraction. The asthenosphere-dominated regime occurs only if the melt fraction in the asthenosphere, ϕ_{ast} , exceeds the critical melt fraction ϕ_c ($=30\%$ in the case considered here). In this regime, in order to match the total power of 100 TW , the viscosity in the mantle η_{sol} must be larger than $7 \times 10^{16} \text{ Pa s}$ - $4 \times 10^{17} \text{ Pa s}$, depending on the melt profile. In absence of melt, a mantle viscosity as low as 10^{16} Pa s is required to produce a total power of 100 TW . The mantle-dominated regime is characterized by deep heat production in the polar regions with volumetric heating rate as high as 10^{-5} W/m^3 and always larger than 10^{-6} W/m^3 (Figure 5.3c, bottom), which may strongly impact the largescale convective dynamics of the mantle [e.g. Tackley et al., 2001]. The asthenosphere-dominated regime is characterized by even stronger heating rate, maximum at the mantle/asthenosphere interface

and further enhanced in the equatorial regions. Such a strong heating rate may also strongly impact the convective heat transfer through the asthenosphere [e.g Tackley et al., 2001], which in return may influence the resulting surface heat. Future modeling will be needed to assess the resulting surface heat flow pattern, but we can already anticipate that the difference of average heat flow between the polar and equatorial regions may be a good diagnostic of the dissipative regime.

5.6 Predicted Love numbers

In this section, we explore the influence of melt distribution in the deep mantle and the asthenosphere on the Love numbers, k_2 , h_2 and l_2 , which characterize the global response of the interior to tidal forcing in terms of induced potential, radial and horizontal displacements, respectively, and which could be assessed by future missions. We show how the Love numbers vary as a function of another independent observable, the polar heat flux, which, as we will show, is a good proxy of the heat repartition between the asthenosphere and the mantle. Before presenting the predicted range of Love numbers as a function of heat repartition in the interior, we first evaluate the role of bulk rheology on the global response. As discussed in Section 5.5 and shown in Kervazo et al. [2021], bulk dissipation can have a major effect when melt fractions exceed ϕ_c , which is possibly expected in the asthenosphere.

5.6.1 Contribution of bulk viscoelasticity in the asthenosphere

The general trends of the Love numbers and the ratio $P_{\text{ast}}/P_{\text{glob}}$ for a global heat budget of 100 TW as a function of the polar heat flux F_{pole} for various asthenospheric melt fractions are displayed in Figure 5.4. In order to quantify the role of bulk dissipation in this regime, we specifically report results obtained for k_2 , h_2 , l_2 and $P_{\text{ast}}/P_{\text{glob}}$ with (colored symbols) and without (dashed black lines) bulk viscosity. Four asthenosphere configurations are considered corresponding to two different values of asthenospheric thickness ($b_{\text{ast}} = 50$ km (left column) and $b_{\text{ast}} = 100$ km (right column)) and two values of the crust-asthenosphere interface depth (30 km (circles) and 60 km (triangles)). As expected, the contribution of bulk dissipation is negligible in the mantle-dominated regime (i.e. for $\phi_{\text{ast}}/\phi_c < 1$, blue to orange color in Figure 5.4). The two solutions (with or without bulk viscosity) are very close for $F_{\text{pole}} > 3.2 - 3.8$, and diverge below this value (corresponding to red colors in Figure 5.4), highlighting the rheological transition ($\phi_{\text{ast}}/\phi_c=1$, depicted as black circles).

In the asthenosphere-dominated regime, results obtained without considering bulk viscoelasticity for k_2 , h_2 and l_2 generally present a progressive increase with increasing F_{pole} , slightly more pronounced for $b_{\text{ast}} = 50$ km than for $b_{\text{ast}} = 100$ km in the case of k_2 (Figure 5.4). Once bulk dissipation is included, the trend with increasing F_{pole} is inverted for the radial and horizontal displacement Love numbers, h_2 and l_2 , with a strong amplification for the case with $b_{\text{ast}} = 50$ km. Bulk viscoelasticity also impacts the k_2 value, but to a lesser extent. We interpret this particular influence on h_2 as a result of the impact of bulk viscoelasticity on the radial component of the strain and stress tensor [Kervazo et al., 2021], which influence is even more pronounced for a thin asthenosphere. The depth of the crust-asthenosphere in-

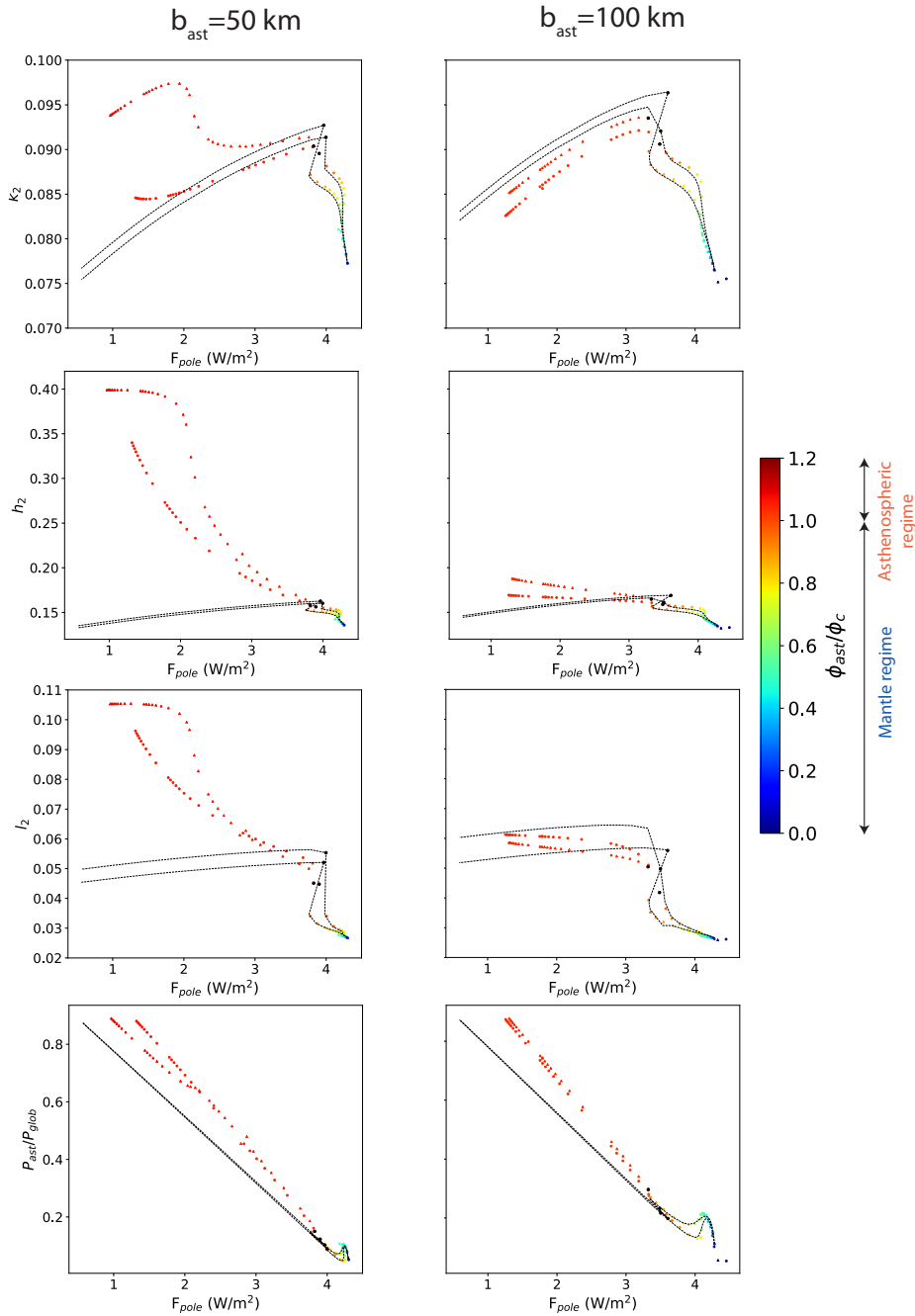


FIGURE 5.4 – Influence of bulk viscoelastic response on the tidal Love numbers k_2 , h_2 , l_2 and P_{ast}/P_{glob} for a global heat budget of 100 TW. These are displayed as a function of the polar heat flux F_{pole} . The value of ϕ_{ast}/ϕ_c is indicated with the color scheme. 'Reference' calculations including bulk viscoelasticity are displayed in color. The same cases without bulk viscoelasticity are indicated as dashed lines. Four cases are considered for the asthenosphere : 50 km thickness (left column) and 100 km thickness (right column) and a depth of 30 km (circles) and 60 km (triangles). On each curve, the black circle denotes the critical melt fraction.

5.6. PREDICTED LOVE NUMBERS

terface has however no significant effect on the results, leading to increased values of Love number less than 10% when a depth of 60 km is considered instead of 30 km.

As discussed in Section 5.5, the polar heat flux is high for the mantle-dominated regime ($> 3.5 \text{ W/m}^2$), compared to the asthenospheric one (comprised between 0.5 and 3.5 W/m^2), whatever the rheological model assumption (i.e. with or without bulk dissipation). The polar heat flux appears to be inversely proportionnal to $P_{\text{ast}}/P_{\text{glob}}$, and therefore may be used as a good indicator of the heat repartition between the mantle and the asthenosphere. Considering bulk dissipation in addition to shear dissipation leads to a polar heat flux up to 50% higher than for cases taking into account shear dissipation only, but the linear trend remains. Compared to the Love numbers, decreasing the asthenospheric thickness is not associated to a pronounced enhancement of F_{pole} .

5.6.2 Influence of Io's heat budget and asthenospheric thickness

The sensitivity of the Love numbers, k_2 , h_2 and l_2 , and polar heat flux to the global heat budget ($65 < P_{\text{glob}} < 125 \text{ TW}$) and the asthenosphere thickness ($50 < b_{\text{ast}} < 200 \text{ km}$) is studied hereafter. The general trends of the Love numbers as a function of the polar heat flux F_{pole} are displayed in Figure 5.5. Whatever the assumed asthenosphere thickness and heat budget (65-125 TW), a comparable change in k_2 amplitude is obtained between mantle-dominated and asthenosphere-dominated regime (Figure 5.5, top line). For h_2 and l_2 (Figure 5.5, middle lines), more contrasting variations can be observed between the two regimes, especially for a thin asthenosphere as already discussed in section 5.6.1. For asthenosphere thicknesses of 100-200 km, h_2 and l_2 in the asthenosphere-dominated regime are always larger by about 30% and 50%, respectively, than the ones in the mantle-dominated regime. For a 50-km asthenosphere, a strong amplification is observed between the two regimes, h_2 and l_2 being up to four times and seven times, respectively, larger in the asthenosphere-dominated regime. Moreover, in this particular case of a thin layer, the effect of the global tidal power is modest for the mantle-dominated dissipation regime (30% for h_2 and l_2) but considerable in the asthenospheric-dominated regime (70% for h_2 and 65% for l_2).

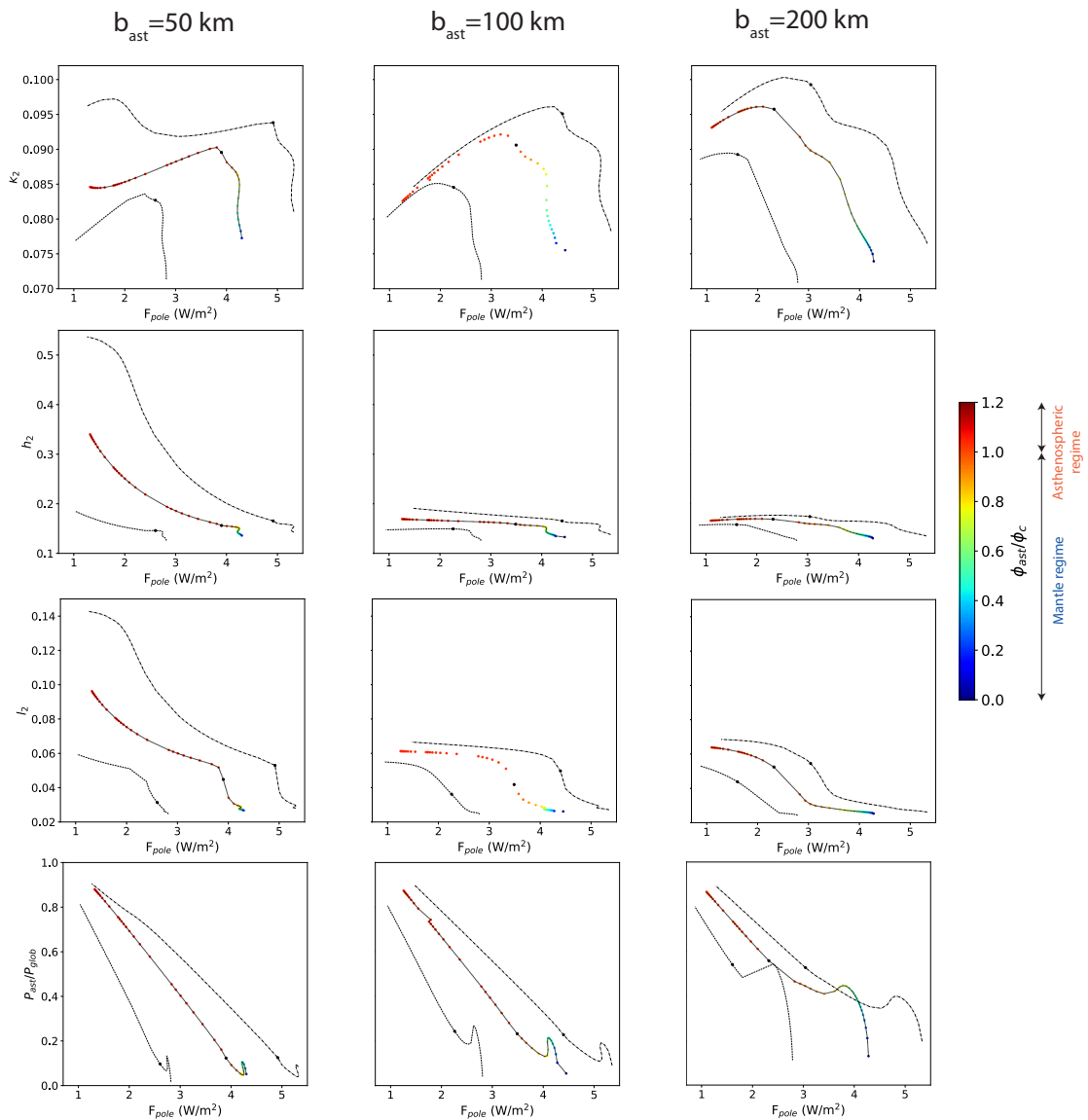


FIGURE 5.5 – Influence of Io's tidal heat budget P_{glob} on the tidal Love numbers k_2 , h_2 and l_2 and P_{ast}/P_{glob} . These are displayed as a function of the polar heat flux F_{pole} . The value of ϕ_{ast}/ϕ_c is indicated with the color scheme for the reference case $P_{glob}=100 \text{ TW}$. The two black lines correspond to endmembers for Io's heat budget : 65 TW (dashed) and 125 TW (dashed dotted). Three asthenospheric thicknesses are investigated : $b_{ast} = 50 \text{ km}$, $b_{ast} = 100 \text{ km}$ and $b_{ast} = 200 \text{ km}$. On each curve, the black circle denotes the critical melt fraction.

5.6.3 Synthesis

Besides the two main factors discussed before, the global power (between 65 and 125 TW) and the asthenospheric thickness (between 50 and 200 km), several interior parameters, whose values are still uncertain, may affect the Love numbers k_2 , h_2 and l_2 and the polar heat flux, all of them being observable values. Figure 5.6, which summarizes the expected range of variations for different interior parameters, shows that k_2 and to a lesser extent, h_2 , are most sensitive to the core size and the reference (solid-state) value of the shear modulus. By contrast, l_2 and to a lesser extent, F_{pole} , are mostly sensitive to the dissipation regime.

Even if k_2 is measured with high accuracy, it appears difficult to determine the mantle vs asthenosphere structure from the sole measurement of k_2 as there is a strong overlap between the two dissipation regimes (mantle-dominated (blue lines) and asthenosphere-dominated (red lines), Figure 5.6a) and as the interpretation of k_2 will depend on the core size and reference shear modulus. For h_2 (Figure 5.6b), even if there is a clear separation between mantle-dominated and asthenosphere-dominated solutions, controls by the core size and reference shear modulus would also make the interpretation ambiguous.

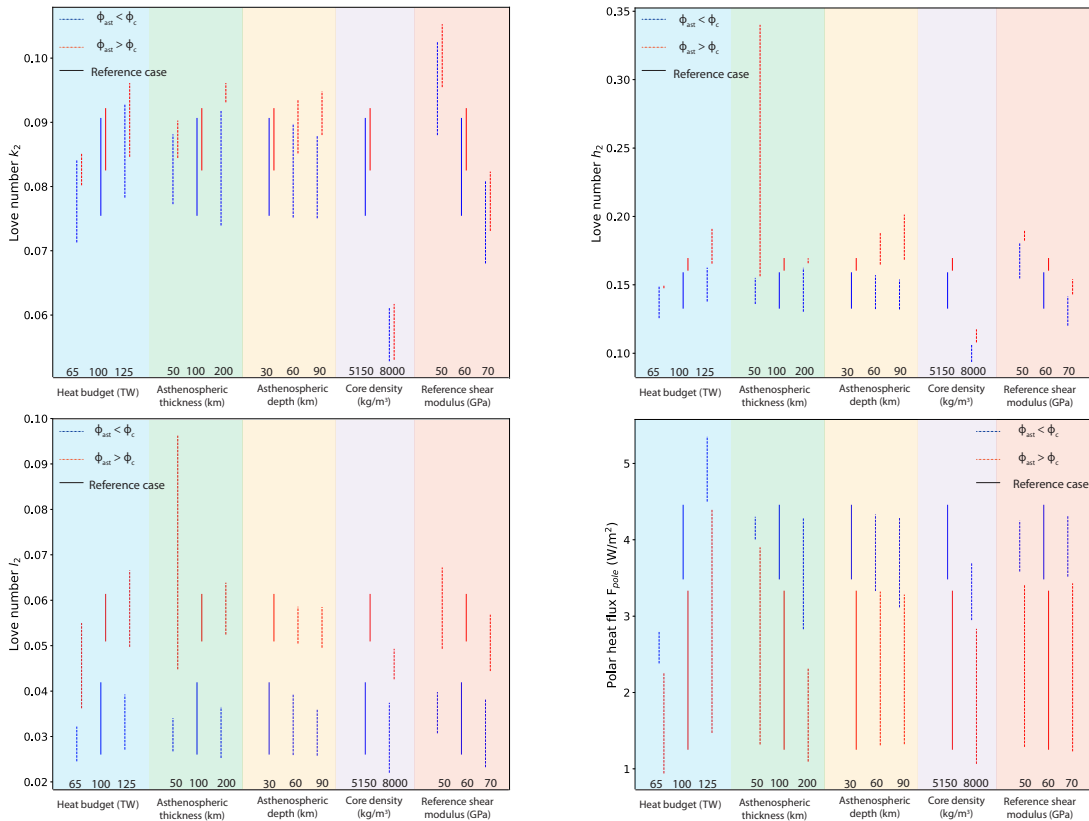


FIGURE 5.6 – Influence of tidal heat budget (blue domain), asthenospheric thickness (green domain) and depth (yellow domain), core density (purple domain) and reference shear modulus (red domain) on the tidal Love numbers k_2 (a), h_2 (b) and l_2 (c) as well as on the polar heat flux F_{pole} (d). The dissipation regime extension range is represented by the blue lines for the mantle-dominated one and by the red lines for the asthenosphere-dominated one. The 'reference' cases of our study (presented in the text) are in solid lines.

As shown on Figure 5.6c, l_2 would be much more discriminating regarding the dissipation regimes. Love number l_2 is much less sensitive to core size and shear modulus, and mostly depends on the melt fraction in the asthenosphere. The same tendency is obtained for the polar heat flux (Figure 5.6d), even if there is a less clear distinction between the two regimes, especially as there is an uncertainty on the global heat power. Measuring l_2 with a precision of 0.01 would distinguish whether Io's heat budget is dominated by mantle or asthenosphere dissipation and would then put constraint on the melt fraction.

As noted earlier, the value of the polar heat flux F_{pole} also mostly reflects whether Io lies in the mantle- or asthenosphere-dominated heating regimes and is roughly independent of other parameters. A precise evaluation may provide an independent complementary constraint and enable to discriminate between these. Additionally, F_{pole} is globally more sensitive to Io's actual heat budget and may help refine its location in the range 65-125 TW.

5.7 Discussion and conclusion

In the present study, we focused on Io's interior models including varying percents of partial melting in the deep mantle and asthenosphere (a layer substantially less viscous than the deeper regions but still considerably more viscous than a fully liquid magma ocean). We quantified how the tidal response varies as a function of the viscosity of the solid matrix and the asthenospheric melt fraction relative to the rheological critical melt fraction, ϕ_c (which value may vary between 20 and 40% in the literature). For a melt fraction in the asthenosphere below ϕ_c and viscosity below $10^{17} - 10^{18}$ Pa s, we show that the dissipation is dominated by mantle dissipation, while dissipation in the asthenosphere becomes dominant above this critical value. Consistent with previous studies [e.g. Segatz et al., 1988; Hamilton et al., 2013; Beuthe, 2013; Steinke et al., 2020a], our calculations show that the transition between mantle-dominated and asthenosphere-dominated regimes results in significant changes in terms of heat flux patterns, with strong reduction of the polar heat flux with increasing contribution of the asthenospheric dissipation. The main novelty in our study is to quantify the role of bulk dissipation and to determine the consequences for tidal heat patterns for a wide range of melt fractions. For asthenospheric melt fraction above ϕ_c , the bulk viscoelastic response is predicted to affect significantly the dissipation process, resulting in major changes of tidal heating distribution compared to classical approaches neglecting bulk dissipation [e.g. Segatz et al., 1988; Beuthe, 2013; Hamilton et al., 2013; Steinke et al., 2020a].

Interestingly, for the asthenosphere-dominated regime (Patterns IV and V on Figure 5.3), the maxima of heat production along the equator are shifted by $\pm 25 - 30^\circ$ relative to the sub-jovian and anti-jovian points, which appears consistent with the maxima of volcano density reported by Hamilton et al. [2013]. We note, however, that we obtained four maxima at about 30° , 150° , 210° and 330° , while maxima in volcano density are observed in only two locations ($\sim 150^\circ\text{W}$ and 330°W). As discussed by Steinke et al. [2020a], the comparison between modeled heat flow pattern and observed volcanic activity pattern should be made with caution, as tidal heat production may be affected by unconstrained thermal and chemical heterogeneities. In spite of these limitations, the apparent correlation might constitute the first clue that bulk dissipation plays a significant role in Io's tidal dissipation processes. This also

5.7. DISCUSSION AND CONCLUSION

provides a solution alternative to the longitudinal offset attributed to dissipation in a fully liquid magma ocean [Tyler et al., 2015].

Our computation showed that the polar heat flux provides a good proxy of heat repartition in the interior (mantle-dominated vs. asthenosphere-dominated regime). A future determination of this value with an accuracy $< 1\text{W/m}^2$ would be sufficient to distinguish the two regimes, for a given assumed heat budget. Despite the drastic changes in terms of tidal heating distribution and polar heat flux between mantle-dominated and asthenosphere-dominated regimes, the change in terms of gravitational Love number, k_2 , remains very subtle. Consistent with the results of Bierson and Nimmo [2016], we found that, for a partially molten interior with $\phi < 35\%$, the Love number k_2 should range between 0.07 and 0.11, in the case of a low-density metallic core. However, even if a low k_2 value (0.07-0.08) would be more consistent with the mantle-dominated regime, there is no clear separation between the two regimes as several other interior parameters (e.g. shear modulus, core density) may affect the amplitude of tides. In the case of a partially molten interior, at least for melt fractions lower than $\sim 35\%$, the k_2 Love number is most sensitive to the density of the metallic core and to a lesser extent to the shear modulus of the solid matrix. A k_2 Love number below 0.06-0.07 will suggest a high density core while a value significantly above 0.1 will suggest a much higher melt fraction. For a fully liquid magma ocean, we predict that the Love number depends mostly on the crust thickness and should range between 0.6 and 0.9 for crust thicknesses ranging between 90 and 30 km, consistent with the results of Bierson and Nimmo [2016] and Van Hoolst et al. [2020].

A multiple-flyby mission to Io, similar to the Io Volcano Observer [IVO, McEwen et al., 2019], would have the capability to provide quantifications of k_2 from radio tracking with an expected accuracy of ~ 0.05 [Ryan Park, pers. comm. in Van Hoolst et al., 2020]. Such a precision will be sufficient to discriminate univocally between a partially molten interior and a fully liquid magma ocean, but it will not be sufficient to provide constraints on the interior structure and melt distribution if $k_2 < 0.1$. A dedicated orbiter mission may provide much better accuracy, comparable to what is expected on Ganymede (0.0001) with the ESA JUperiter ICy moon Explorer [JUICE, Cappuccio et al., 2020]. However, based on our results, k_2 alone will be sufficient to constrain the melt distribution. Before any hypothetical selection of a future mission, close flybys of Io during the extended phase of the JUNO mission [Bolton et al., 2017], may provide first assessment of k_2 or at least put some upper limit on the tidal amplitude.

The displacement Love number, radial h_2 and horizontal l_2 , may be more conclusive, as they show a more clear distinction between mantle-dominated and asthenosphere-dominated regimes. Values of h_2 smaller than 0.15 would indicate a mantle-dominated regime, but similarly to k_2 some ambiguity would remain as h_2 varies significantly with the core density and shear modulus of the solid mantle. Only a value smaller than 0.1 will be a confirmation that dissipation is mostly located in the deep mantle. Love number l_2 is more conclusive as there is a clear separation between mantle-dominated and asthenosphere-dominated regimes and as l_2 is less sensitive to the interior parameters.

The main challenge is to reach a sufficient accuracy to detect the subtle difference in h_2 and l_2 (± 0.01) between the two regimes. Park et al. [2020] indicated that high resolution imaging may allow the determination of the Love numbers h_2 and l_2 with accuracy of 0.09

and 0.07 after ten flybys. Such an accuracy will be sufficient to determine whether Io has a global magma ocean or only a partially molten mantle, but it will remain insufficient to distinguish between the two dissipation regimes. Nevertheless, the first estimation of [Park et al. \[2020\]](#) indicates that the required accuracy may be reached with a mission with higher number of flybys or directly in orbit around Io. Accurate measurements of horizontal displacement will also be essential to constrain the libration [[Van Hoolst et al., 2020](#)]. Combined determination of Love numbers [[Park et al., 2020](#)], libration [[Van Hoolst et al., 2020](#)] and magnetic induction [[Khurana et al., 2011](#); [de Kleer et al., 2019b](#)] will be required to fully reconstruct the melt profile in Io's interior.

Another important result of our study concerns the possible amplification of the Love numbers, h_2 and l_2 , due to the bulk viscoelastic response in a thin asthenosphere when the melt fraction is above the critical value. In this case, h_2 and l_2 can be amplified by a factor of two, while k_2 remains below 0.1. The combined detection of high h_2 and l_2 values and a low k_2 value by future missions will confirm that bulk dissipation plays a crucial role in the heat budget of Io and will provide constraints on the thickness and melt fraction of the partially molten asthenosphere.

As already mentioned in section 5.3.1.1, significant uncertainties remain on the determination of the global heat budget and the lateral variations of heat flux. The interpretation of the Love numbers in term of interior structure depends on the total heat budget estimate. Our calculations show that, for similar interior structures and melt distributions, the current uncertainty on the global heat budget (65-125 TW) results in a difference of about 0.01 in k_2 and up to 0.05 in h_2 . Without improvement in the total heat budget, the interpretation of the Love numbers will remain ambiguous. Future astrometric measurements [e.g. [Lainey et al., 2009](#)] and volcanic thermal emission mapping [e.g. [Veeder et al., 1994, 2012](#)] will be essential to reduce the uncertainty on Io's global heat budget. Precise determination of the orbital dynamics of Io can provide accurate estimates of its mean motion rate change and hence of the total energy dissipated in its interior [e.g. [Lainey et al., 2009](#)]. The signature of tidal dissipation in Io is observable not only in Io's orbital dynamics but also in Europa's and Ganymede's ones as the three moons are coupled through the Laplace resonance [e.g. [Dirkx et al., 2016](#)]. Spacecraft radio tracking during close flybys of the Galilean moons (JUNO at Io, Europa Clipper and JUICE at Europa, Ganymede and Callisto) combined with optical and UV astrometric data will allow the quantification of the orbital dynamics of the Galilean moons with unprecedented accuracy and a precise determination of total dissipated power independently from thermal emission mapping.

Thermal emission and volcanic landforms mapping are also essential to determine the lateral variations of heat production and transport and possible correlation with the different dissipation regimes. Even if previous mapping suggests both latitudinal and longitudinal variations in volcanic activity [[Hamilton et al., 2013](#); [Davies et al., 2015](#)], a lack of complete surface coverage, in particular in the polar regions, makes the comparison between observation and model prediction not conclusive. The general consensus is that more polar observations are needed to fully address this question [[Rathbun et al., 2018](#); [de Kleer et al., 2019b](#)]. Our calculations confirm that determining the polar heat flux is essential to constrain the dissipative regime of Io. The volcanic activity is by nature sporadic [e.g. [de Kleer et al., 2019c](#)], which creates another complication in the estimation of averaged surface heat flux, representative of the total energy dissipated inside Io. First observations from distant flybys

5.7. DISCUSSION AND CONCLUSION

obtained by the instrument JIRAM onboard JUNO have already offered a unique opportunity to map the polar regions [Mura et al., 2020]. Future close flybys by JUNO may provide a full coverage of the polar region, which is crucial to determine the dominant dissipative regime in Io's interior. Moreover, prior to a dedicated mission to Io, the ESA's JUPITER ICY moon Explorer (JUICE) mission [Grasset et al., 2013] and NASA's Europa Clipper [Howell and Pappalardo, 2020], may also allow complement mapping of hotspot activity from distant flybys, bringing additional constraint on the temporal change of volcanic activity and the heat flow mapping.

All calculations presented here neglect lateral variations in interior properties : the crust thickness and the melt fraction are assumed uniform over the entire globe. As indicated by Steinke et al. [2020a] and Spencer et al. [2021], lateral variations in heat production and transport may result in significant variations in melt content and crust thickness. Based on our computation performed for two different crust thicknesses of 30 and 60 km (Figure 5.4), we can anticipate that lateral variations of crust thickness of the order of a few kilometers as predicted by Steinke et al. [2020a] should have a minor effect on the dissipation rate in the asthenosphere, and almost zero effect on the dissipation rate in the mantle. For larger lateral variations in crust thickness ($\sim 20 - 30$ km) as predicted by Spencer et al. [2021], the dissipation rate may significantly change in the asthenosphere compared to predictions with constant thickness, especially for a thin asthenosphere (~ 50 km) due to the contribution of bulk dissipation. Our calculations also showed that, once above the rheological critical melt fraction, small changes in melt fraction can have a large impact on the dissipation rate. Strong retroaction between melt-induced tidal heating and melt production may lead to significant lateral variations in both melt content in the asthenosphere and crustal thickness, which may be amplified by bulk viscoelastic response. Convective transport may also strongly affect melt and heat transport [Tackley et al., 2001; Steinke et al., 2020a], making the surface expression of melt and heat production rather complicated [de Pater et al., 2021]. Future modeling efforts are required to take into account lateral variations on tidal dissipation rate, including both shear and bulk dissipation and their consequences on melt and heat transport to the surface. Long-wavelength topography and gravity data combined with magnetic induction measurements by future missions will be essential to constrain the lateral variations in depth and melt content of the asthenosphere. Comparison with maps of heat flow and volcanic edifices may reveal the complex interplay between tidal heating, melt generation and extraction, which are likely the main drivers of Io's evolution.

Chapitre 6

Dissipation de marée et fusion partielle dans le manteau d'Europe

La possibilité d'un océan sous la surface glacée d'Europe [e.g. [Khurana et al., 1998](#)] mise en perspective avec l'activité volcanique spectaculaire de sa voisine Io [e.g. [Lopes and Williams, 2005](#)] inspirent des spéculations sur la présence de volcans sous-marins au niveau du plancher océanique d'Europe [e.g. [Thomson and Delaney, 2001](#); [Běhounková et al., 2021](#)]. De tels volcans sous-marins pourraient alimenter des systèmes hydrothermaux similaires aux fumeurs noirs terrestres, rassemblant ainsi des conditions favorables pour l'habitabilité, telle que nous la connaissons sur Terre. L'habitabilité de l'océan d'Europe est conditionnée par la chaleur libérée par le manteau silicaté directement en contact avec l'océan, et donc par l'intensité de l'activité magmatique. Une question clé est ainsi de savoir si un volcanisme silicaté est possible à la surface du manteau d'Europe, et de déterminer les circonstances pour lesquelles l'intérieur silicaté d'Europe pourrait être chauffé jusqu'au point de fusion. Ces interrogations sur une telle activité géologique ont des implications à la fois pour l'océan [[Vance et al., 2016](#)] mais aussi pour la couche de glace externe du satellite [[Kargel et al., 2000](#)].

Comme nous l'avons vu précédemment, la puissance très élevée émise à la surface d'Io, de l'ordre d'une centaine de terawatts [e.g. [Veeder et al., 1994](#); [Lainey et al., 2009](#)] et le volcanisme qui lui est associé sont dus à la dissipation par friction visqueuse des forces de marées générées par Jupiter. Le flux de chaleur observé est de plusieurs ordres de grandeur supérieur à celui qui peut être expliqué par le chauffage radiogénique, estimé actuellement à 0,3-0,5 TW [[Husmann et al., 2010](#)]. La résonance orbitale avec les lunes voisines Europe et Ganymède, force l'orbite d'Io, mais aussi celle d'Europe, pour maintenir une excentricité non-nulle. En conséquence, Io et Europe subissent d'importantes forces de marée lors de leur orbite autour de Jupiter. On s'attend ainsi à ce que le chauffage de marée ait également un rôle non négligeable sur le budget de chaleur du manteau d'Europe, bien que moindre comparée à sa voisine Io, en plus de la contribution de la chaleur radiogénique. Les estimations du chauffage de marée dans le manteau d'Europe varient fortement dans la littérature, allant de quelques gigawatts [e.g. [Tobie et al., 2003](#)] à une dizaine de terawatts pour les cas les plus optimistes qui se basent sur une simple mise à l'échelle d'Io [[Thomson and Delaney, 2001](#)]. Ces deux sources de chaleur vont influencer l'état thermique de son manteau rocheux.

Le chauffage de marée est fortement contrôlé par la réponse mécanique de l'intérieur d'Europe au forçage périodique des marées. L'amplitude de cette réponse dépend principalement de la structure interne, et la quantité d'énergie mécanique perdue par friction interne est sensible à l'état thermique. Plus l'intérieur est chaud, plus il est dissipatif, ce qui augmente encore sa température interne et donc l'étendue potentielle de la fusion de la roche. Dans certaines circonstances, la dissipation de marée est si forte qu'elle peut conduire à des emballements thermiques et de fusion, similaires à ce qui est observé pour Io [e.g. [Segatz et al., 1988](#)]. Comme les propriétés viscoélastiques des matériaux des satellites dépendent de la température et du taux de fusion partielle (Chapitre 3), l'état thermique de l'intérieur contrôle fortement la production de chaleur de marée, de sorte que l'évolution thermique de l'intérieur des satellites ne peut être dissociée de leur réponse aux marées et de leur évolution orbitale. La modélisation de la rétroaction entre la dissipation de marée et l'évolution thermique est donc cruciale pour évaluer son impact sur la génération de produit de fusion et le volcanisme associé au niveau du plancher océanique d'Europe. Cependant, l'effet du chauffage de marée sur la potentielle activité magmatique du manteau d'Europe est encore mal connu.

C'est dans ce cadre que se place l'étude menée par Marie Běhounková à laquelle j'ai participé [[Běhounková et al., 2021](#)]. Afin d'apporter des clés de réponse à ces questions, nous étudions l'évolution temporelle de la fusion du manteau silicaté d'Europe, ainsi que les conséquences sur le volcanisme au niveau de son plancher océanique. Le but est d'évaluer l'évolution thermique ainsi que la possibilité de magmatisme dans le manteau silicaté d'Europe, ce pour différents paramètres rhéologiques et orbitaux, concentrations d'éléments radiogéniques et tailles du noyau. Pour ce faire, la production ainsi que le transfert de la chaleur dans le manteau rocheux d'Europe ont été modélisés. L'évolution thermique et le transfert de la chaleur par convection et la production de chaleur par chauffage radiogénique et friction de marée sont résolus en 3D de manière couplée [Section 6.1.2, [Běhounková et al., 2010, 2011](#)]. Même si la fusion dans le manteau d'Europe est beaucoup plus faible que dans celui d'Io, l'évaluation du couplage entre la génération de produit de fusion et la production de chaleur par les marées est essentielle pour évaluer l'étendue du volcanisme au niveau du plancher océanique d'Europe. Or, un modèle simplifié est utilisé pour le traitement de la phase fondue dans cette approche 3D [[Běhounková et al., 2012](#)], faisant l'hypothèse d'une extraction instantanée du liquide de fusion une fois que la température de solidus est atteinte. En réalité, il est probable qu'une fraction non négligeable des produits de fusion reste dans le manteau (voir la discussion dans la Section 3.1 du Chapitre 3 pour les corps du Système Solaire) et s'accumule à la base de la lithosphère, sur une épaisseur plus ou moins grande.

Le but des travaux exposés dans ce chapitre est d'évaluer l'effet alternatif d'une telle accumulation sur le chauffage de marée dans le manteau d'Europe à partir des prédictions des simulations 3D de [Běhounková et al. \[2021\]](#), avec notre approche des fonctions radiales [[Tobie et al., 2005](#); [Kervazo et al., 2021](#)], détaillée dans le Chapitre 2 et développée dans les Chapitres 3, 4 et 5. La présentation du modèle et des principaux résultats de [Běhounková et al. \[2021\]](#) dans les grandes lignes (Section 6.1) ainsi que la comparaison de ce modèle avec notre approche des fonctions radiales (Section 6.2) me permet de présenter les résultats de la quantification du rôle de l'accumulation de produits de fusion sur la dissipation de marée dans le manteau d'Europe (Section 6.3).

6.1 Modèle d'évolution thermique du manteau silicaté

Dans cette section, je décris les principaux paramètres de référence, les hypothèses du modèle ainsi que les résultats de Běhounková et al. [2021] qui nous ont conduit à réaliser cette étude approfondie concernant l'effet de la présence du liquide de fusion sur les paramètres viscoélastiques pour le calcul de la dissipation de marée dans le manteau silicaté d'Europe. Les paramètres de référence présentés dans cette section sont valables pour l'intégralité du chapitre. Pour plus de détails sur l'approche de la modélisation, la liste des paramètres, la description détaillée des résultats ainsi que leur sensibilité aux paramètres rhéologiques, voir le papier de Běhounková et al. [2021] ainsi que son matériel supplémentaire (SI).

6.1.1 Structure interne et paramètres de référence

Comme présenté dans le le Chapitre 1, les mesures de gravité effectuées par la sonde Galileo indiquent que l'intérieur d'Europe est probablement différencié en un noyau de fer, un manteau silicaté, ainsi qu'une hydrosphère superficielle constituée d'un océan d'eau liquide et d'une couche de glace en surface, dont l'épaisseur est estimée entre 80 et 170 km [Anderson et al., 1998; Casajus et al., 2021]. L'épaisseur de la glace peut varier de quelques kilomètres à plusieurs dizaines de kilomètres selon l'efficacité du transfert de chaleur à travers l'enveloppe de glace et de l'énergie totale libérée par l'intérieur silicaté [e.g. Howell, 2021, voir la Section 1.2 du Chapitre 1 pour les détails et références associées]. La structure interne d'Europe considérée dans ce chapitre est montrée sur la Figure 6.1 et les paramètres utilisés dans le modèle sont décrits dans le tableau 6.1.

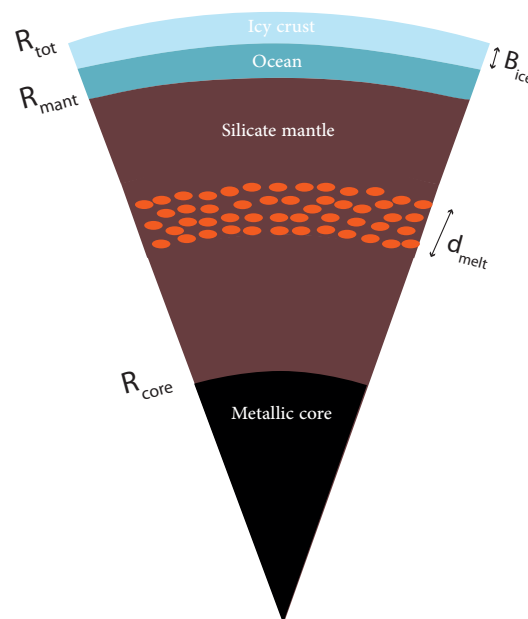


FIGURE 6.1 – Coupe schématique de la structure interne d'Europe.

6.1. MODÈLE D'ÉVOLUTION THERMIQUE DU MANTEAU SILICATÉ

TABLE 6.1 – Liste des paramètres du modèle de référence.

Rayon de surface R_{tot}	1561 km
Épaisseur de la couche de glace B_{ice}	10 km
Rayon du manteau silicaté R_{mant}	1421 km
Rayon du noyau R_{core}	600 km
Masse volumique de l'hydrosphère (glace+océan)	1000 kg/m ³
Masse volumique des silicates	3500 kg/m ³
Masse volumique du noyau	5150 kg/m ³
Masse	$4,8 \times 10^{22}$ kg
Facteur MOI	0,346
Excentricité e_0	0,0094
Période	3,551 jours
Module de cisaillement des silicates μ	70 GPa
Viscosité des silicates η	variable (Arrhenius-type)

6.1.2 Modèle numérique et hypothèses

Outil. L'évolution thermique et la fusion dans le manteau silicaté d'Europe sont étudiées avec un modèle numérique tridimensionnel (3D) qui résout simultanément la convection thermique et la déformation de marée [Běhounková et al., 2010, 2011] et permet ainsi de tenir compte à la fois du chauffage radiogénique et de la dissipation visqueuse associée aux marées. Les équations de la convection thermique sont résolues dans une coquille sphérique en utilisant l'outil numérique Oedipus [Choblet, 2005; Choblet et al., 2007]. L'approximation de Boussinesq dite étendue est considérée. L'évaluation de la dissipation de marée résulte d'un calcul de la déformation viscoélastique 3D effectué directement dans le domaine temporel, avec comme discrétisation spatiale dans les directions latérales l'utilisation d'une décomposition spectrale en harmoniques sphériques [voir les détails dans Běhounková et al., 2010]. En pratique, les échelles de temps très différentes des deux dynamiques étudiées (convection visqueuse, marée viscoélastique) entraînent qu'un traitement adéquat fait intervenir pour chaque instant de la solution convective un calcul jusqu'à l'état stationnaire pour la déformation viscoélastique : le chauffage de marée correspond ensuite à une moyenne d'un grand nombre de cycles de marées, une fois cet état atteint. À la différence de l'approche fondée sur les fonctions radiales résolvant le problème des déformations de marée dans le domaine fréquentiel, dans l'approche 3D mise en oeuvre par Marie Běhounková, les déformations sont résolues dans l'espace temporel, nécessitant une intégration sur plusieurs cycles pour obtenir une solution temporelle moyenne (voir la Section 2.3.2 du Chapitre 2 pour plus de détails sur ces différentes approches). Les aspects rhéologiques du modèle viscoélastique 3D sont décrits ci-dessous.

Rhéologie. Pour le calcul de la dissipation de marée, un modèle rhéologique de type Andrade, dit pseudo-Andrade, est considéré [Běhounková et al., 2013], basé sur les contraintes disponibles sur le lien entre la fonction de dissipation de marée et la viscosité du manteau de la Terre [Tobie et al., 2019] et sur Mars [Samuel et al., 2019]. En effet, afin d'inclure les variations latérales de viscosité, la réponse anélastique doit être résolue dans le domaine

temporel, ce qui est difficile dans le cas du modèle d'Andrade. La rhéologie d'Andrade est donc imitée en utilisant un formalisme de type Maxwell où une viscosité effective de marée $\tilde{\eta}$ est définie afin de reproduire le taux de dissipation attendu avec un modèle d'Andrade. La rhéologie d'Andrade classique est caractérisée par quatre paramètres : la viscosité η , le module de cisaillement μ et les paramètres dits d'Andrade α et β (le modèle d'Andrade est plus généralement décrit dans la Section 2.2.2 du Chapitre 2). La viscosité effective est calculée comme suit :

$$\tan \delta_A(\eta) = \tan \delta_M(\tilde{\eta}) \quad (6.1)$$

où δ_A et δ_M sont le décalage de phase pour le modèle d'Andrade et de Maxwell respectivement. En utilisant la relation théorique entre $\tan \delta_A$ et $\tan \delta_M$ [e.g. [Efroimsky, 2012](#)], cela conduit à l'expression suivante de la viscosité effective $\tilde{\eta}$ pour une fréquence angulaire donnée ω :

$$\tilde{\eta} = \frac{1 + \left(\frac{\mu}{\omega\beta\eta}\right)^\alpha (\Gamma(\alpha + 1) \cos \frac{\alpha\pi}{2})}{\frac{1}{\eta} + \frac{1}{\eta^\alpha} \left(\frac{\mu}{\omega\beta}\right)^{\alpha-1} (\Gamma(\alpha + 1) \sin \frac{\alpha\pi}{2})}. \quad (6.2)$$

La viscosité effective est une fonction de la viscosité convective. Du fait de cette correction, cette rhéologie dite pseudo Andrade se rapproche de la rhéologie d'Andrade et permet d'éviter la décroissance très marquée du chauffage de marée avec la viscosité dans un modèle de Maxwell classique.

Fusion partielle. Une fois que la température du solidus est atteinte, l'hypothèse d'une extraction instantanée du liquide est faite [[Běhouňková et al., 2012](#)]. De ce fait, aucun produit de fusion ne reste présent dans la matrice. En pratique, cela revient à introduire un puits d'énergie afin que la température ne dépasse pas la température du solidus. Ainsi, h_{melt} est un chauffage volumétrique négatif (c'est-à-dire un puit d'énergie) déterminé par itération. Il est calculé de la manière suivante :

$$h_{melt} = \frac{\max(0, T - T_{sol})}{\Delta t} \rho_0 c_P, \quad (6.3)$$

où Δt est le pas de temps actuel. Cette condition permet de s'assurer que la température ne dépasse pas la température de solidus T_{sol} . Toute l'énergie excédentaire est consommée par la fusion et le liquide produit est extrait instantanément vers le sommet du manteau. Le taux de fusion sans dimension \dot{x} est alors donné par :

$$\dot{x} = \frac{h_{melt}}{\rho_0 L} = \frac{\max(0, T - T_{sol}) c_P}{\Delta t L}, \quad (6.4)$$

où L est la chaleur latente. L'hypothèse de silicates secs est utilisée pour les valeurs du solidus en fonction de la profondeur suivant [Katz et al. \[2003\]](#).

Sources de chaleur. La chaleur libérée par les éléments radioactifs dans le manteau rocheux et par le refroidissement du noyau métallique est conditionnée par l'accrétion et la différenciation d'Europe, et décroît progressivement en fonction du temps. La puissance radiogénique est estimée à partir des abondances typiques des radionucléides dans les chondrites. Deux teneurs extrêmes en radionucléides sont considérées : une teneur faible correspondant aux chondrites carbonées (CM) et une teneur élevée correspondant aux chondrites ordinaires LL [[Hussmann et al., 2010](#)]. Contrairement aux sources radiogéniques qui décroissent irrémédiablement avec le temps, le chauffage associé aux marées, intimement liée

à la configuration orbitale et aux propriétés thermo-mécaniques de l'intérieur, peut fortement fluctuer en fonction du temps, en raison des changements de l'excentricité, et peut être amplifié par l'évolution thermique de l'intérieur [Hussmann and Spohn, 2004].

Évolution orbitale. Dans notre étude, l'excentricité orbitale peut varier entre 0 et $2e_0$, e_0 étant la valeur actuelle égale à 0,0094. Deux configurations sont considérées : d'une part une configuration pour laquelle l'excentricité est constante dans le temps, ainsi qu'une seconde configuration où elle varie périodiquement, en supposant une fonction sinusoïdale, permettant d'étudier l'impact d'un modèle de chauffage de marée relativement simple sur l'évolution du manteau d'Europe. Les variations périodiques d'excentricité s'inspirent de l'évolution de l'excentricité modélisée par Hussmann and Spohn [2004].

La plupart des simulations réalisées commencent à 4,5 Gyr avant le présent. Une structure entièrement différenciée est supposée (Figure 6.1 et tableau 6.1), avec un profil de température suivant la température du solidus, sauf dans la partie supérieure du manteau où un profil correspondant à l'équilibre conductif pour un chauffage radiogénique volumétrique est considéré. La température au sommet du manteau rocheux, c'est à dire le plancher océanique, est constante dans le temps et fixée à 273 K, tandis que la température à l'interface noyau-manteau évolue en raison d'un refroidissement séculaire.

6.1.3 Évolution temporelle du bilan énergétique du manteau

Un exemple d'évolution temporelle du bilan thermique total du manteau d'Europe est présenté sur la Figure 6.2, pour des teneurs en radionucléides faibles (i.e. basées sur les chondrites CM, a) et élevées (i.e. basées sur les chondrites LL, b). Le bilan énergétique global inclut les sources de chaleur dues à la désintégration radioactive et la dissipation de marée, les puits de chaleur dus à la fusion et au changement de température du manteau, ainsi que les puissances totales dues aux flux entrants et sortants à la base et au sommet du manteau. Au début de l'évolution, la perte de chaleur est contrôlée par la production et l'extraction du produit de fusion et l'épaississement rapide de la couche limite thermique supérieure froide jusqu'à l'apparition de la convection dans le manteau, indiquée par la flèche de la Figure 6.2. Globalement, un chauffage volumétrique plus faible permet le développement de plus grandes différences de température dans le manteau, associés à des nombres de Rayleigh plus élevés. Par conséquent, le début de la convection se produit plus tôt pour le modèle à faible teneur en radionucléides (à 0,3 Gyr, Figure 6.2 a) que pour le modèle à forte teneur en radionucléides (à 0,9 Gyr, Figure 6.2 b). Dans les deux cas, le début de la convection entraîne une forte augmentation des produits de fusion. La fusion décroît progressivement par la suite en raison de la diminution de la puissance radioactive et du refroidissement du manteau.

Pour le modèle à faible teneur en radionucléides (CM), aucune fusion n'est observée après $\sim 2,5$ Gyr, tandis que, pour la teneur élevée en radionucléides (LL), la fusion persiste jusqu'à ~ 4 Gyr. Pour ces deux simulations à excentricité constante, la dissipation de marée reste modérée et ne diminue que légèrement en fonction du temps en raison du refroidissement progressif de l'intérieur, allant typiquement de 155-170 GW au début de la simulation à 60-90 GW à la fin de la simulation, respectivement, pour les teneurs faibles et élevées en radionucléides. La dissipation visqueuse associée aux marées est négligeable par rapport à la puissance radiogénique au début de l'évolution, correspondant à 10%-15% de la puissance

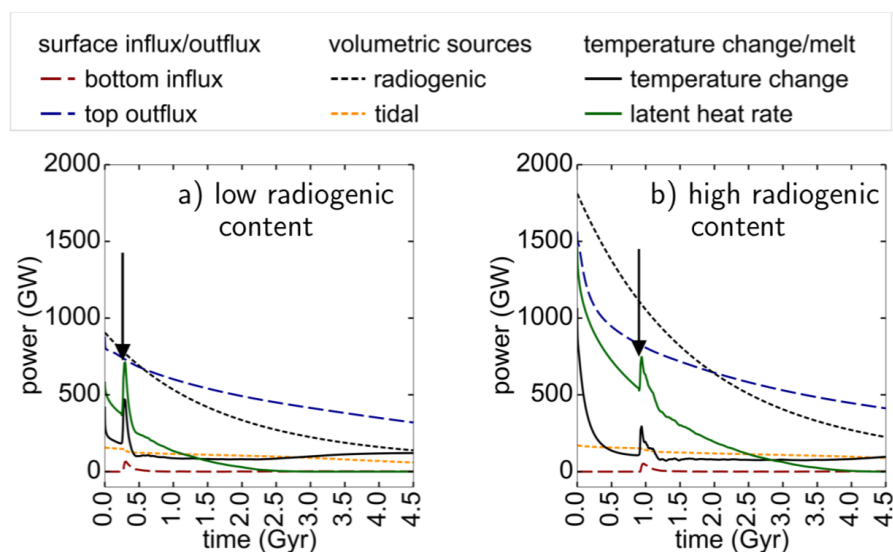


FIGURE 6.2 – Évolution temporelle du bilan énergétique global du manteau silicaté d'Europe pour des modèles avec (a) une faible teneur en radionucléides basée sur les chondrites CM et (b) une forte teneur en radionucléides basée sur les chondrites LL, en supposant une excentricité constante égale à la valeur actuelle. Les flèches noires marquent le début de la convection. Figure tirée de [Běhounková et al. \[2021\]](#).

radiogénique selon la concentration en radionucléides. Le flux thermique de surface associé à la conduction à travers la couche limite supérieure froide est prédominant tout au long de l'évolution, en plus de la perte de chaleur par la production et l'extraction du produit de fusion, également un contributeur majeur pendant les premiers stades de l'évolution. Enfin, des variations significatives de la production de fusion au cours de l'évolution du manteau sont attendues, contrôlées par la résonance de la Laplace. Ainsi, les simulations ont montré que le manteau d'Europe pourrait maintenir du volcanisme pendant des périodes de forte excentricité.

6.1.4 Évolution et caractéristiques de la fusion dans le manteau

Une fois que la convection thermique est bien établie, la fusion des silicates se produit dans une région située sous le couvercle stagnant conducteur (Figure 6.3 a et e), focalisée dans les panaches chauds ascendants. La fusion est presque uniformément distribuée car elle est principalement contrôlée par des sources radiogéniques distribuées de façon homogène (Figure 6.3 b, 6.3 c et 6.3 d pour $t = 2,1$ Gyr). Le chauffage de marée n'entraîne qu'une faible modulation du chauffage n'ayant que peu de conséquences sur le taux de fusion. La zone de fusion est majoritairement modulée par des panaches froids descendants distribués de façon presque aléatoire. Cependant, lorsque l'intérieur se refroidit, la dissipation de marée, qui est plus élevée aux hautes latitudes (Figure 6.3 f), maintient le manteau plus chaud dans les régions polaires, favorisant le maintien de zones de fusion à cet endroit (Figure 6.3 g et 6.3 h pour $t = 4,2$ Gyr). Les panaches froids descendants sont préférentiellement localisés dans les régions équatoriales. Pour ces raisons, nous avons sélectionné ces deux temps distincts

6.2. COMPARAISON FONCTIONS RADIALES/3D

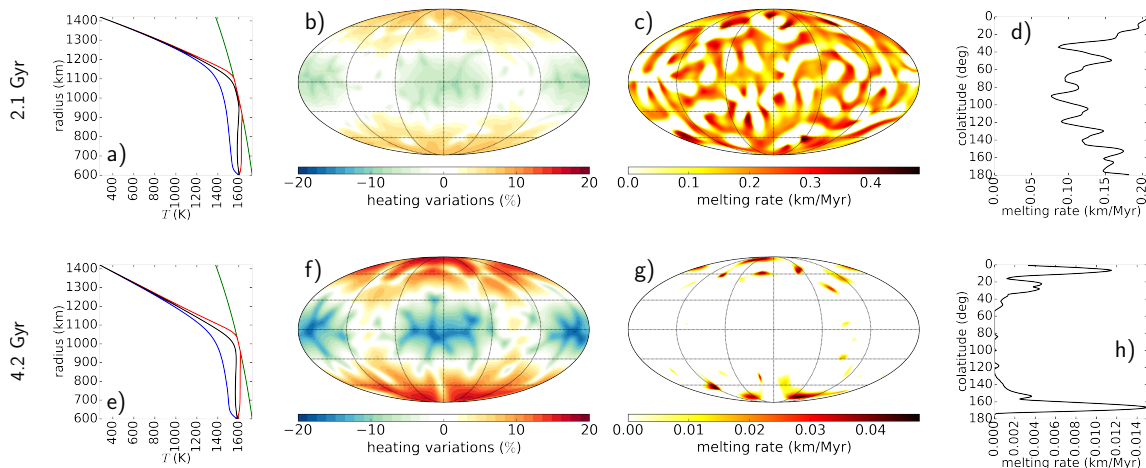


FIGURE 6.3 – Distribution de la température et production de produit de fusion associé dans le manteau d’Europe à 2,1 et 4,2 Gyr. Les simulations correspondent à celles présentées sur la Figure 6.2 b (c’est à dire considérant le modèle à forte teneur en radionucléides, $\eta = 10^{19}$ Pa s, $e = e_0$). (a–e) Profils de température (minimum en bleu, maximum en rouge, moyen en noir et solidus en vert). (b–f) Variations latérales du chauffage. (c–g) Distribution du taux de fusion. (d–h) Taux de fusion moyenné sur la colatitude. Figure tirée de [Běhounková et al. \[2021\]](#).

de l’évolution du manteau en termes de distribution de la fusion, mis en valeurs dans l’étude [Běhounková et al. \[2021\]](#), pour la Section 6.3.

6.2 Comparaison fonctions radiales/3D

Dans cette partie, je présente les calculs et développements que j’ai menés en utilisant l’approche en fonctions radiales afin de permettre à Marie Běhounková de prendre en compte de manière cohérente l’influence de la déformation de la couche de glace superficielle sur la déformation de manteau rocheux. Une première tâche a été de paramétrer l’effet de la couche de glace sur la déformation de marée du manteau silicaté d’Europe, nécessaire en amont de l’étude présentée ci-dessus. Dans un second temps, après l’établissement des simulations 3D de [Běhounková et al. \[2021\]](#), j’ai tenté de reproduire le champ de chauffage 3D à partir du champ de viscosité de ces simulations avec le formalisme des fonctions radiales, afin de vérifier que nous obtenions bien des résultats similaires pour la suite de l’étude.

6.2.1 Importance de la déformation de la couche de glace sur la réponse du manteau

Dans l’approche de [Běhounková et al. \[2021\]](#), la déformation due aux marées est calculée uniquement dans le manteau silicaté. L’impact d’une coquille de glace déformable sur la

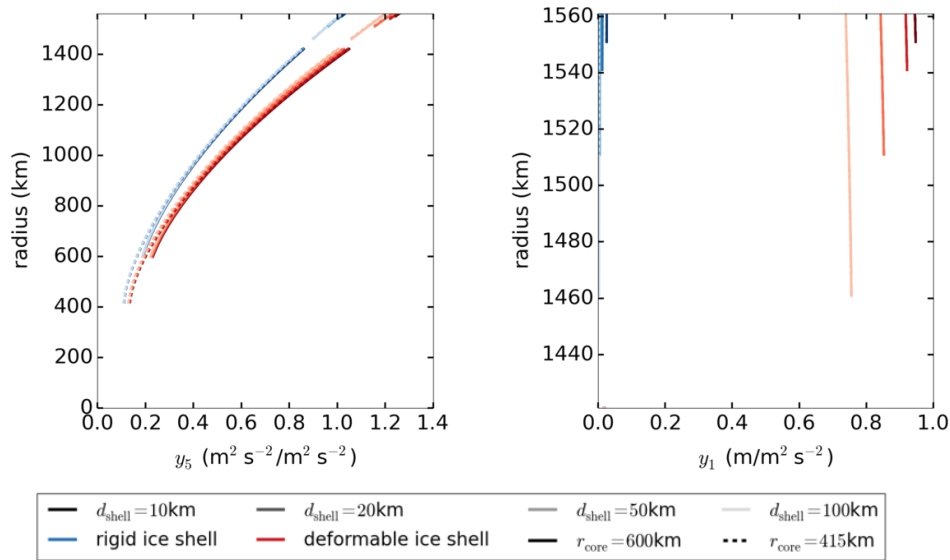


FIGURE 6.4 – Impact de la coquille de glace sur la déformation du manteau silicaté. (a) Fonction y_5 : potentiel gravitationnel en fonction du rayon mis à l'échelle par le potentiel de marée à la surface. (b) Fonction y_1 : déformation radiale de la coquille de glace en fonction du rayon mise à l'échelle par le potentiel de marée à la surface. Les cas pour lesquels la coquille de glace est rigide (i.e. module de cisaillement élevé $\mu_{ice} = 10^{12}$ Pa) sont représentés en bleu, tandis que les cas déformables (i.e. $\mu_{ice} = 3 \times 10^9$ Pa) sont en rouge. L'épaisseur de la coquille de glace varie entre 10km et 100km (teinte foncée à claire respectivement). L'effet de la taille du noyau est dénoté par les lignes pleines (pour $r_{core} = 600\text{km}$) et les lignes pointillées (pour $r_{core} = 415\text{km}$). Figure du SI de Běhounková et al. [2021].

déformation dans le manteau est ainsi négligé, c'est-à-dire que les résultats sont similaires à ceux obtenus pour une coquille de glace indéformable. Or, comme je vais le montrer par la suite, la coquille de glace a un effet significatif sur la déformation du manteau silicaté et nécessite donc une correction de la déformation obtenue par le modèle 3D de Marie Běhounková. Dans ce cadre, afin d'évaluer l'importance de la coquille sur la déformation du manteau, j'ai calculé la déformation de marée dans l'ensemble du corps stratifié en utilisant l'approche de Tobie et al. [2005], basé sur la méthode en fonctions radiales (voir Chapitre 2 pour la description de la méthode). J'ai testé cet effet pour une taille du noyau comprise entre 415 et 600 km, pour une viscosité du manteau comprise entre 10^{18} et 10^{20} Pa s ainsi que pour une gamme d'épaisseur de la couche de glace allant de 10 à 100 km.

La figure 6.4 montre l'effet de la coquille de glace sur le potentiel gravitationnel. La présence d'une coquille de glace déformable (lignes rouges) entraîne une augmentation du potentiel gravitationnel allant jusqu'à 20% (représenté ici par la fonction radiale y_5) par rapport au cas où une coquille indéformable est considérée (lignes bleues). D'autre part, l'effet de l'épaisseur de la couche de glace s'avère avoir une influence relativement modeste à la fois sur le potentiel (Figure 6.4a) et sur la déformation radiale (Figure 6.4b). Nous avons également constaté que le déplacement et le potentiel gravitationnel supplémentaire induit sont presque indépendants de la viscosité dans le manteau de silicate. Les résultats

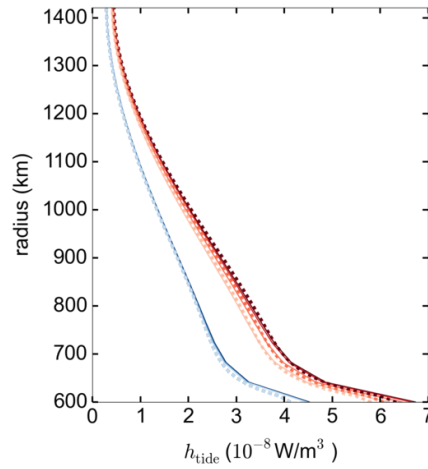


FIGURE 6.5 – Impact de la coquille de glace sur la dissipation dans le manteau silicaté, avec un exemple pour une viscosité constante de 10^{19} Pa s. Codage couleur comme dans la figure 6.4. Lignes fines pleines : résultats basés sur la méthode des fonctions radiales, lignes épaisses en pointillés : résultats utilisant la coquille paramétrée, voir équations 6.5–6.6. Figure tirée du SI de Běhounková et al. [2021].

présentés sur la figure 6.4 se situent dans l'épaisseur de la ligne pour la viscosité variant entre 10^{18} Pa s et 10^{20} Pa s. Il a ainsi été conclu que (1) la présence d'une coquille de glace déformable ne doit pas être négligée, (2) l'épaisseur de la coquille de glace n'a qu'un impact limité sur la déformation, et (3) la viscosité dans le manteau a un impact négligeable sur la déformation de la coquille de glace. Toute rétroaction entre l'évolution thermique du manteau et la déformation de la coquille de glace peut donc être raisonnablement négligée.

Afin d'inclure l'impact de la coquille de glace sur la dissipation dans le manteau, un potentiel paramétré supplémentaire dû à la déformation de la coquille de glace a été intégré à l'étude 3D, basé sur mes calculs. Le potentiel et les forces supplémentaires sont inclus en utilisant la méthode de condensation pour les anomalies au-dessus du manteau $r' > r$ (avec r rayon de l'observateur et r' rayon de l'anomalie) :

$$V^{\text{add}} = \sum_i \sum_{jm} v_{jm} \left(\frac{r}{r'_i} \right)^j, \quad \text{avec} \quad v_{jm} = 4\pi G r'_i \Delta\rho_i \frac{1}{2j+1} (u_r)_{jm}^i, \quad (6.5)$$

où $i = 0, 1$ représente les frontières de la surface ($i = 0$) et de l'océan-glace ($i = 1$), $j = 2$ et $m = 0, 2$ est le degré et l'ordre, G est la constante gravitationnelle, r'_i est le rayon de la i -ième frontière; $\Delta\rho_i$ est la différence de densité; $(u_r)_{jm}^i$ désigne le coefficient SH du déplacement radial. Le coefficient de déplacement $(u_r)_{jm}^i$ est déterminé par

$$(u_r)_{jm}^i = |y_1(r'_i)| V_{jm}(t - \phi \frac{T}{2\pi}, R_s), \quad y_1(r'_i) = |y_1(r'_i)| e^{-i\phi}. \quad (6.6)$$

Comme l'approche 3D permet le calcul de la déformation de marée uniquement dans le manteau, nous calculons la fonction y_1 dans la couche de glace en utilisant la méthode des fonctions radiales [Tobie et al., 2005, et Chapitre 2], pour les paramètres de référence (tableau 6.1).

La figure 6.5 montre un exemple de l'effet de la coquille sur la dissipation de marée en utilisant l'approche paramétrée (lignes pointillées). Cette approche permet de reproduire correctement les résultats de la méthode des fonctions radiales, qui calcule la réponse de marée du corps entier (i.e. incluant la couche de glace). Si la coquille déformable est incluse, la dissipation dans le manteau silicaté est 50% plus élevée par rapport au cas où une coquille de glace indéformable est considérée. Encore une fois, la sensibilité à l'épaisseur de la coquille de glace est moins importante. Par conséquent, l'évolution de l'épaisseur de la coquille de glace, qui n'est pas incluse dans le modèle, a un impact mineur sur la dissipation de marée du manteau et son influence sur l'évolution du manteau est négligeable.

6.2.2 Reproduction du champ 3D de viscosité et de chauffage avec la méthode des fonctions radiales

Le second travail de comparaison des deux méthodes a été de reproduire au mieux avec notre méthode des fonctions radiales les champs 3D de chauffage de marée obtenus en sortie des simulations de Běhounková et al. [2021], dans le but d'utiliser les résultats des simulations 3D pour la suite de l'étude. Pour ce faire, j'ai dans un premier temps comparé le profil moyen de chauffage de marée obtenu à partir du profil de viscosité provenant des sorties des simulations de Běhounková et al. [2021] avec mes calculs. Un exemple est présenté sur la Figure 6.6. Le profil de chauffage de marée obtenu à partir de la méthode des fonctions radiales est en trait plein tandis que le profil obtenu en sortie des simulations 3D est en trait pointillé. La divergence importante observée à partir de 1300 km de rayon entre ces deux profils de chauffage de marée apparaît au niveau du couvercle stagnant, caractérisé par de très hautes viscosités ($> 10^{26}$ Pa s). L'écart important entre ces deux profils pour ces grandes viscosités est dû au modèle rhéologique considéré. La loi constitutive de l'étude de Běhounková et al. [2021] est décrite par la rhéologie de Maxwell, avec l'introduction d'une viscosité effective [Běhounková et al., 2013] afin de capturer le comportement de la rhéologie d'Andrade avec les paramètres d'Andrade (Section 6.1.2). De notre côté, nous utilisons un modèle d'Andrade, avec les mêmes paramètres. Ces deux approches, très comparables pour de faibles viscosités, divergent pour de trop grandes viscosités. Comme nous pouvons le voir sur la Figure 6.6, la rhéologie pseudo-Andrade utilisé par Marie Běhounková sous-estime la production de chaleur dans la couvercle conducteur comparé au modèle d'Andrade complet. Néanmoins, comme la production de chaleur dans les deux cas est très faible ($< 10^{-10}$ W/m³) l'effet sur le bilan thermique est négligeable. Le point important est que les deux méthodes donnent des résultats comparables dans la zone convective, c'est-à-dire là où la quasi-totalité de la dissipation a lieu.

Une fois la similarité des profils moyens de chauffage démontrée, j'ai reproduit les champs 3D de chauffage à partir du champ 3D de viscosité en sortie des simulations de Běhounková et al. [2021]. Pour ce faire, je calcule dans un premier temps le chauffage de marée en chaque point à partir du profil moyen de module de cisaillement complexe, $Im(\mu)_{moy}$ (déterminé à partir du profil moyen de viscosité prédit par les simulations 3D). Ensuite je recalculer le chauffage local H_{tide}^{corr} en corrigeant le taux de chauffage par le rapport entre la partie imaginaire locale, $Im(\mu)_{local}$ et la partie imaginaire du module de cisaillement moyen. Cette approche est similaire à celle utilisée par Roberts and Nimmo [2008] :

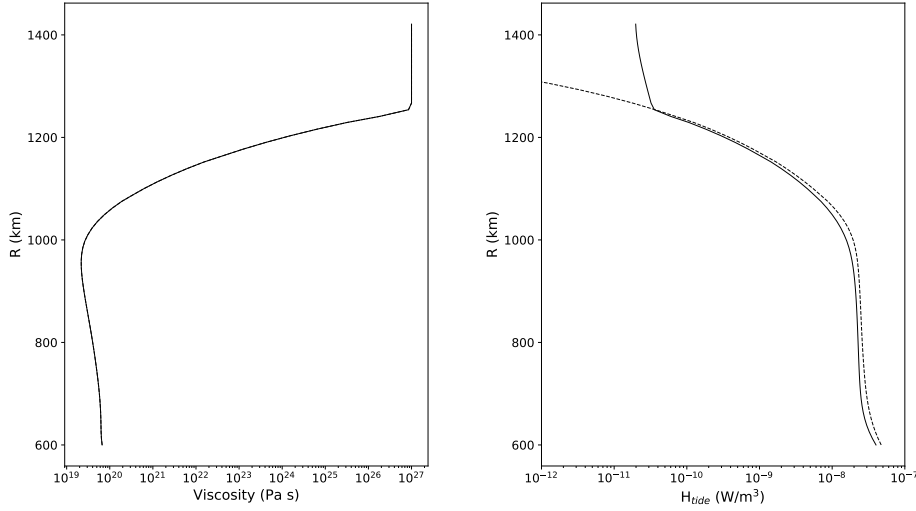


FIGURE 6.6 – (a) Profil radial de viscosité issu d’une simulation 3D de [Běhounková et al. \[2021\]](#) et utilisé en entrée du calcul avec le formalisme des fonctions radiales. (b) Chauffage de marée calculé par l’approche des fonctions radiales (notre approche, trait plein) comparé à celui calculé par l’approche 3D de [Běhounková et al. \[2021\]](#) (trait pointillé).

$$H_{tide}^{corr}(r, \theta, \varphi) = \frac{H_{tide}(r, \theta, \varphi)}{Im(\mu)_{moy}(r)} \times Im(\mu)_{local}(r, \theta, \varphi). \quad (6.7)$$

La comparaison de la distribution du chauffage de marée obtenue avec les deux approches est présentée sur la Figure 6.7, pour deux rayons différents (un au milieu du manteau et un à la base du manteau). Si on regarde à grande échelle, les distributions sont très proches (les distributions de chauffage issues des simulations 3D sont en haut et celles issues de la méthode des fonctions radiales sont au milieu). Les plus petites échelles observées pour le rayon $R = 998$ km, situé au milieu du manteau, sont dues à la modulation du motif "classique" de chauffage de marée par la convection, avec la présence de panaches chauds et froids. La différence relative entre l’approche des fonctions radiales et 3D (dernière ligne sur la Figure 6.7) peut résulter soit de l’hypothèse de symétrie sphérique inhérente au formalisme des fonctions radiales, soit de la différence dans le formalisme lui-même entre les deux méthodes, en particulier au niveau de l’interface manteau-noyau (ces notions sont décrites dans la Section 2.1.2.2 du Chapitre 2). Son amplitude n’est en revanche que de quelques pour cent, avec une sous-estimation du chauffage aux hautes latitudes, c’est à dire là où le chauffage est le plus important, et une surestimation aux faibles latitudes. Cette comparaison montre que la méthode basée sur les fonctions radiales a tendance à prédire un chauffage plus faible dans les régions équatoriales et plus fort dans les régions polaires, en comparaison avec la méthode 3D. Néanmoins, les variations restent faibles ($< 8\%$). Ces différences modestes nous confortent quant à la possibilité d’étudier l’impact de l’accumulation de produit de fusion [ignorée dans l’approche de [Běhounková et al., 2021](#)] avec ce formalisme des fonctions radiales.

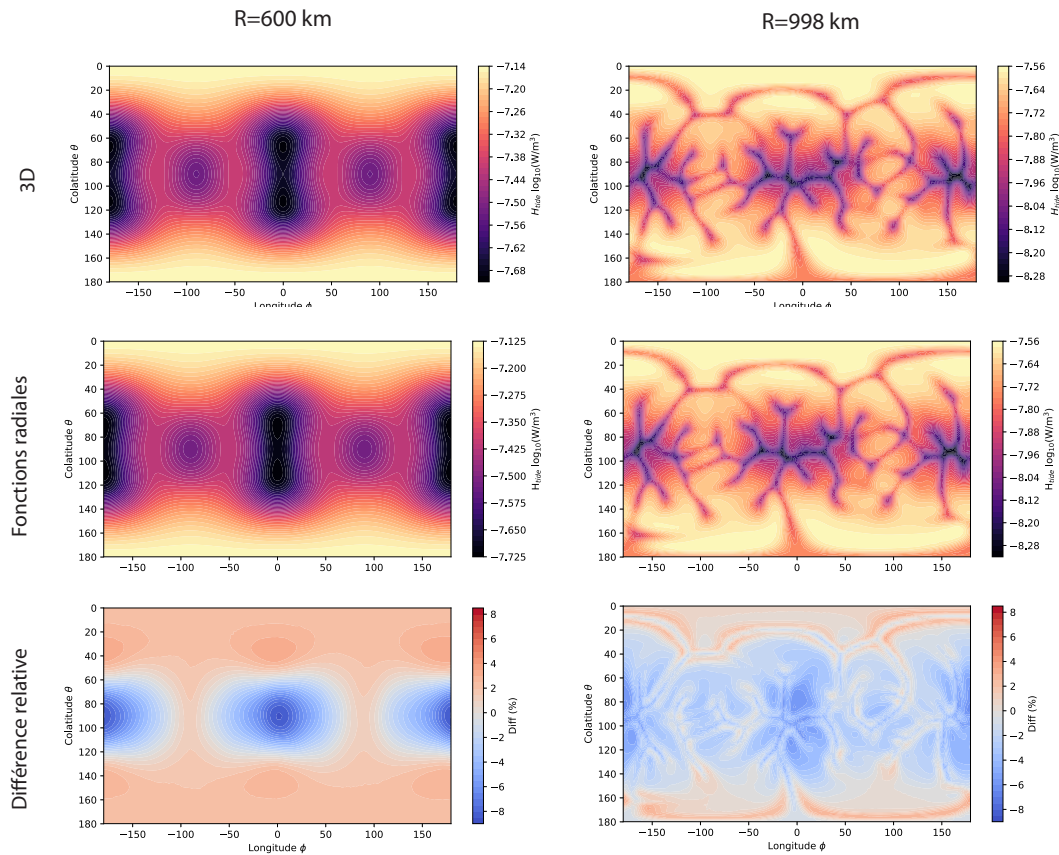


FIGURE 6.7 – Distribution du chauffage de marée à un rayon donné (600km, gauche et 998km, droite) calculée par l’approche 3D (en haut), par notre approche après application de la correction (cf Equation 6.7, milieu), et écart en pourcentage au champ de référence 3D (bas).

6.3 Rôle de la fusion partielle sur la dissipation de marée dans le manteau

Les simulations de Běhounková et al. [2021] montrent qu’une fraction significative du manteau fond, surtout durant les premiers milliards d’années. Cette activité magmatique peut persister jusqu’à aujourd’hui, aux hautes latitudes, où le chauffage par les marées est maximal. Cependant, cette étude fait l’hypothèse d’une extraction immédiate du produit de fusion : en conséquence, l’effet de la présence de phases fondues sur les propriétés mécaniques (module de cisaillement, viscosité) du manteau n’est pas considéré. Comme nous l’avons discuté dans les chapitres précédents dédiés à Io (Chapitres 4 et 5), la fusion peut entraîner un surcroît de production de chaleur, se traduisant par une amplification de la fusion. Les mécanismes d’extraction du magma sont particulièrement complexes sur Terre et inconnus dans le cadre de tels objets planétaires (Section 3.1.3 du Chapitre 3). C’est le cas, on l’a vu pour Io, où le volcanisme abondant de surface atteste néanmoins de l’effusivité du magmatisme. Dans le cas d’Europe, deux aspects peuvent conduire à des scénarios différents : la zone de

6.3. RÔLE DE LA FUSION PARTIELLE SUR LA DISSIPATION DE MARÉE DANS LE MANTEAU

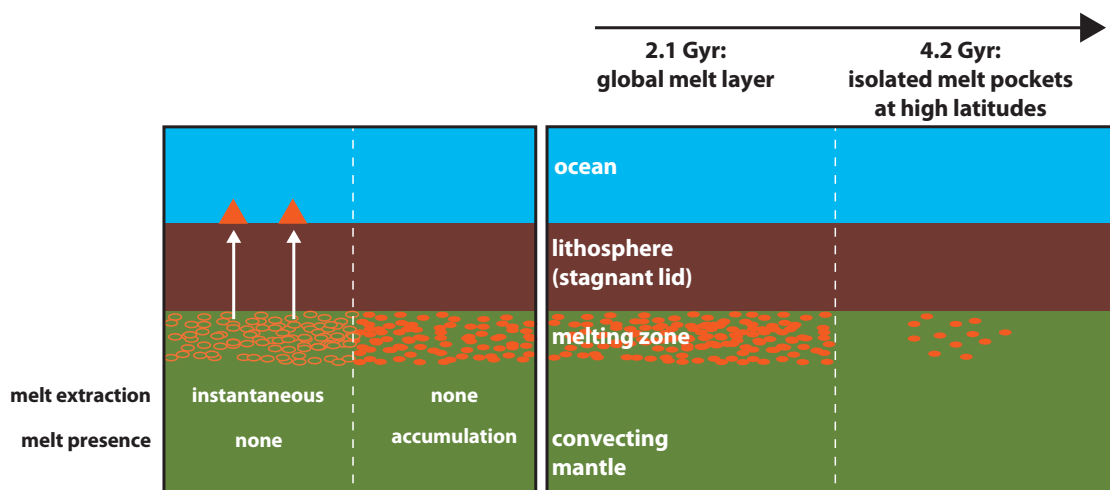


FIGURE 6.8 – Schéma comparatif des modèles considérant l’extraction [Běhounková et al., 2021] ou l’accumulation du produit de fusion (Section 6.3 de ce chapitre). Dans ce dernier cas, les deux configurations explorées dans cette étude sont illustrées (correspondant à $t = 2,1$ Gyr et $t = 4,2$ Gyr).

fusion partielle est plus profonde (sous la lithosphère, ou couvercle conducteur, à près de 300 km de profondeur) et les taux de fusion sont moindres, ce qui pourrait réduire l’efficacité de l’extraction et donc produire une zone riche en produit de fusion à la base de la lithosphère.

L’étude de l’effet de la fusion partielle sur l’amplification de la dissipation de marée dans le manteau d’Europe nous conduit à ajouter au modèle proposé par Běhounková et al. [2021], pour lequel le magma est instantanément extrait, un second modèle (qui correspond à l’autre extrême) où le produit de la fusion partielle s’accumule dans la zone de production. Même si le modèle 3D de Běhounková et al. [2021] n’inclut pas l’effet mécanique de la phase fondue, il peut être utilisé pour évaluer de manière cohérente avec la dynamique du manteau les zones où la fusion doit se produire ainsi que les taux de production, qui doivent être vus ici comme des valeurs minimales. A titre d’exemple, pour illustrer les taux de production type, j’ai utilisé les résultats obtenus à deux stades de l’évolution thermique du manteau d’Europe, correspondant à deux configurations distinctes en termes de présence et de distribution du produit de fusion (cf Figure 6.3) : (1) une période située il y a 2,1 Gyr dans les simulations d’évolution thermique, correspondant à une configuration de type couche globale partiellement fondue, et (2) une période proche de l’actuel (4,2 Gyr), qui correspond à la présence de zones de fusion, situées aux hautes latitudes, en raison de la diminution de l’occurrence de fusion au cours du temps (cf Figure 6.2). La Figure 6.8 compare nos deux approches (extraction vs. accumulation du produit de fusion) ainsi que les deux configurations particulières correspondant à deux moments distincts de l’histoire d’Europe évoquées au-dessus. L’idée est d’évaluer la potentielle amplification de la dissipation de marée en cas d’accumulation du produit de fusion, en utilisant l’approche des fonctions radiales de Tobie et al. [2005], et plus particulièrement la version adaptée à Io [Kervazo et al., 2021] qui prend en compte l’effet de la fusion partielle sur les propriétés viscoélastiques.

6.3.1 Hypothèse rhéologique

Dans le cadre particulier du manteau d'Europe, nous considérons un modèle d'Andrade, conformément aux tests présentés plus haut, en ajustant la viscosité ainsi que le module de cisaillement avec le taux de fusion partielle à partir d'une formulation mathématique similaire à [Costa et al. \[2009\]](#) développée plus en détail dans la Section 3.2.1.3 du Chapitre 3. Ces deux paramètres chutent brutalement avec le taux de fusion partielle aux alentours du taux de fusion partielle critique, marquant la transition entre un comportement de type solide et un comportement de type liquide (Section 3.2.1.1 du Chapitre 3). Dans ce chapitre dédié à Europe, la dissipation liée aux changements de volume n'est pas considérée. En effet, nous avons montré qu'elle était particulièrement importante pour les très forts taux de fusion partielle [au-delà du taux de fusion partielle critique, Chapitre 4 et [Kervazo et al., 2021](#)], configuration que l'on attend beaucoup plus difficilement dans le cas d'Europe. De plus, le formalisme que nous avons développé afin d'inclure la dissipation de volume repose sur un modèle de Maxwell, ce qui induit une sous-estimation de la dissipation pour les taux de fusion partielle inférieurs au taux de fusion partielle critique. Or, c'est cette partie qui nous intéresse dans le cas d'Europe, contrairement au cas particulier d'Io pour laquelle des contraintes sur la production de chaleur de marée dans l'intérieur existent et pour lesquelles des taux de fusion partielle très importants sont nécessaires afin de les atteindre [e.g. [Kervazo et al., 2021](#)]. Dans ce chapitre, j'ai testé une gamme de transition rhéologique en termes de taux de fusion partielle critique et de pente de la réduction de la viscosité et du module de cisaillement avec le taux de fusion partielle fondée sur trois modèles (Figure 6.9). Les valeurs des paramètres qui leurs sont associés sont répertoriées dans le tableau 6.2.

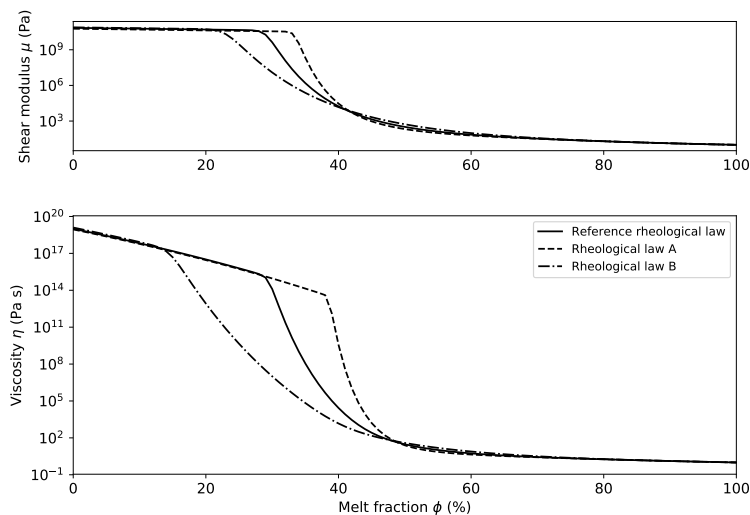


FIGURE 6.9 – Effet du taux de fusion partielle ϕ sur les paramètres viscoélastiques : viscosité η et module de cisaillement μ . Les trois modèles correspondent à trois transitions rhéologiques différentes, c'est-à-dire la transition d'un comportement à l'état solide vers un comportement à l'état liquide.

TABLE 6.2 – Paramètres utilisés pour les lois rhéologiques.

	η	μ
\bullet_s	10^{18} - 10^{20} Pa s	70 GPa
\bullet_l	1 Pa s	10 Pa
δ	25,7	2,10
ξ	$1,5 \times 10^{-7}$ - $2,3 \times 10^{-10}$	$6,39 \times 10^{-7}$ - 8×10^{-7}
$\gamma, \gamma^A, \gamma^B$	5;10; 2,5	5; 8; 3
$1-\phi_*, 1-\phi_*^A, 1-\phi_*^B$	0,569; 0,545; 0,60	0,597; 0,592; 0,60

6.3.2 Conditions passées (2,1 Gyr) : couche partiellement fondue globale

La Figure 6.10 montre le résultat des simulations de Běhounková et al. [2021] quant à la répartition de la fusion produite dans le manteau silicaté d'Europe pour des conditions passées en termes de chauffage radiogénique (correspondant à 2,1 Gyr dans les simulations d'évolution thermique de cette étude). Une fois la convection thermique bien établie, la fusion des silicates se produit dans une région située sous le couvercle stagnant conducteur, qui peut être apparenté à la lithosphère d'une planète, à une profondeur de 300 km pour l'apparition des premiers produits de fusion (Figure 6.10 a). La fusion est focalisée dans les zones ascendantes chaudes. En pratique, compte tenu du dispositif convectif (sources de chaleur radioactives et de marée, et conditions aux limites), le manteau d'Europe est chauffé essentiellement dans son volume et très peu par sa base. En conséquence, ces régions chaudes ne sont pas réellement des panaches, c'est à dire des remontées convectives actives, mais plutôt l'écoulement de retour vers le haut des panaches actifs froids, permettant de conserver la masse. Le chauffage radioactif est prépondérant à cette époque (80% du chauffage total) et la localisation de ces zones chaudes est distribuée de manière quasi-homogène (Figure 6.10 b et c). La zone de fusion est bornée par les panaches descendants froids dont la section horizontale correspond dans certaines régions à des ovales simples et dans d'autres à des amas, avec une élongation Est-Ouest aux plus grandes latitudes et un dessin plus complexe aux faibles latitudes, comme c'est le cas du chauffage de marée dans la Figure 6.7. Notons aussi une quasi-absence de ces panaches froids au niveau des pôles. On peut donc conclure que la composante hétérogène fournie par le chauffage de marée entraîne une modulation suffisante pour contrôler la distribution des panaches convectifs. L'épaisseur de cette zone de fusion peut aller localement jusqu'à près de 200 km (Figure 6.10 c). Une partie des produits de fusion pourrait rester piégée sous le couvercle conducteur, entraînant la formation d'une couche globale de fusion plus ou moins épaisse. À partir des taux de production prédits par Běhounková et al. [2021], une couche de 100 km d'épaisseur avec un taux de fusion partielle de 20% se formerait en 140 millions d'années. Afin d'évaluer l'impact d'une telle zone d'accumulation, nous avons considéré différentes épaisseurs (25, 50, 100, 200 km), plaqués à la base de la lithosphère, et différents pourcentages de fusion correspondant à différents degrés d'accumulation de produits de fusion.

J'ai dans un premier temps examiné l'effet de la transition rhéologique sur le bilan de chaleur produit par la marée dans le manteau d'Europe pour une couche partiellement fon-

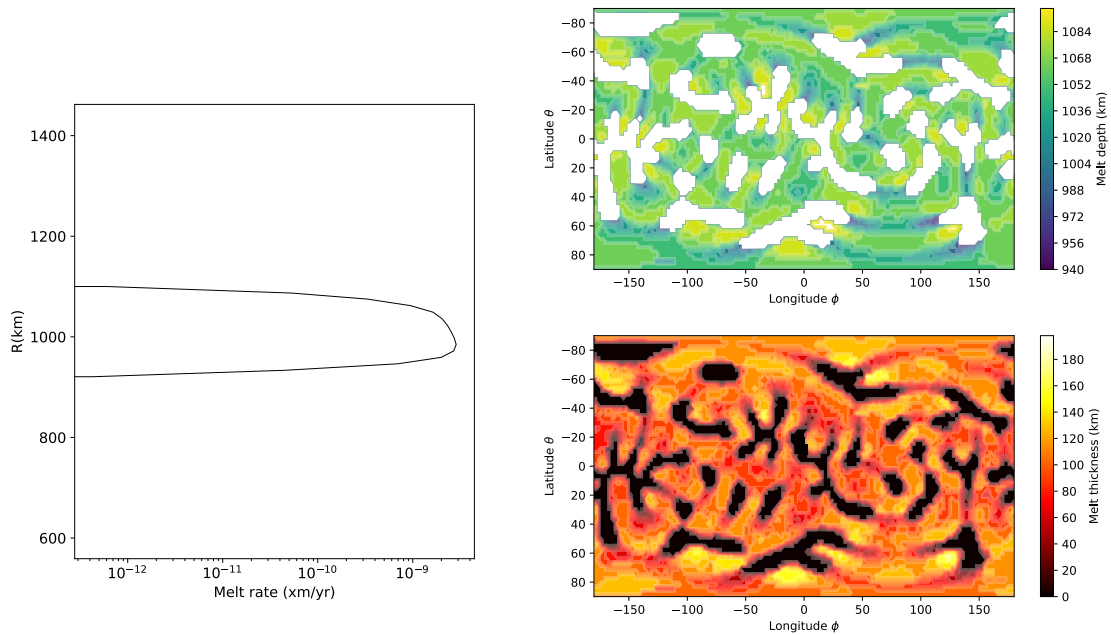


FIGURE 6.10 – Production de fusion dans le manteau d’Europe à 2,1 Gyr [Běhounková et al., 2021]. (a) Profil moyen de fusion. (b) Carte de la profondeur d’apparition du premier produit de fusion. (c) Carte d’épaisseur de la fusion.

due d’une épaisseur de 200 km (Figure 6.11). La comparaison des trois lois présentées sur la Figure 6.9 pour la viscosité et le module de cisaillement montre que la forme générale n’est pas changée, seule la transition rhéologique est décalée. Tandis que cette transition se trouve à 33% pour le modèle A, 30% pour le modèle de référence et 18% pour le modèle B, la puissance totale produite par ces trois lois, à l’endroit de leur transition respective, est similaire. Par comparaison au chauffage radiogénique, pour le cas initial correspondant à $\phi = 0\%$, ce dernier est six fois plus élevé que le chauffage de marée. Il faut attendre un taux de fusion partielle de 15% pour le modèle B et de 24% pour les deux autres modèles pour que la puissance produite par la dissipation de marée dépasse la puissance radiogénique. Ensuite, pour des taux de fusion partielle croissants jusqu’à la transition rhéologique pour chacune des lois, la puissance de marée produite dans le manteau augmente avec le taux de fusion partielle, atteignant un premier maximum local (correspondant à $P_{tide} = 1846$ GW et $\phi = 32,5\%$ pour le modèle A, $P_{tide} = 1830$ GW et $\phi = 29,5\%$ pour le modèle de référence et $P_{tide} = 1800$ GW et $\phi = 17,5\%$ pour le modèle B). Suite à ce premier pic, une diminution du chauffage de marée est observée, équivalent à 580 GW sur une plage de 5 % de taux de fusion partielle pour le modèle A, de 540 GW sur 0,65% pour le modèle de référence et de 500 sur 1,2% pour le modèle B. Cet effet est ainsi moins marqué pour la loi qui présente une chute de la viscosité et du module de cisaillement pour un taux de fusion plus élevé (modèle rhéologique A, en traits pointillés). Après ce minimum local, la puissance de marée produite dans le manteau augmente de nouveau. Cet inversement local de la tendance est expliqué par un changement de la réponse de marée dans la couche partiellement fondue au niveau de la transition rhéologique. Cette réponse devient plus importante sur les bords que dans l’intérieur de la couche, conduisant à une diminution locale de la puissance de marée produite aux

6.3. RÔLE DE LA FUSION PARTIELLE SUR LA DISSIPATION DE MARÉE DANS LE MANTEAU

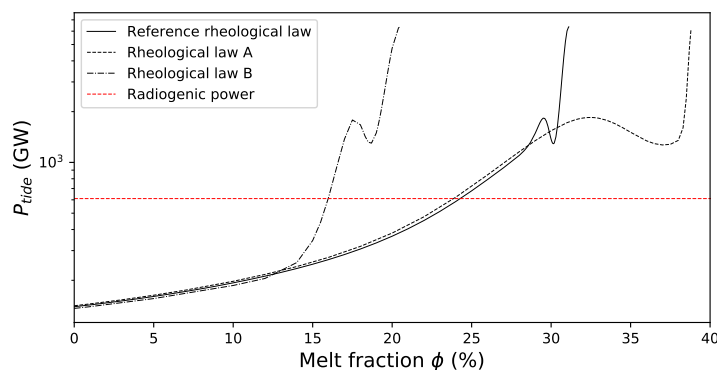


FIGURE 6.11 – Puissance de marée produite dans le manteau silicaté d’Europe contenant une couche partiellement fondue de 200 km d’épaisseur, en fonction du taux de fusion partielle ϕ de cette couche. Les trois lois rhéologiques de la Figure 6.9 sont comparées. Le chauffage radiogénique est représenté à titre comparatif par le trait pointillé rouge.

alentours du taux de fusion partielle critique où ce changement de comportement est observé. Cet effet est illustré sur le profil de chauffage de marée de la Figure 6.12. L’amplification du chauffage de marée est ainsi freinée du fait du changement de la réponse de marée au niveau du passage du comportement des roches de la couche partiellement fondue d’un état solide vers un état plutôt liquide. Il est donc raisonnable de penser que ce seuil pourrait conduire à un état d’équilibre pour Europe, excluant un emballement supplémentaire. Pour la suite des calculs, la loi rhéologique de référence est utilisée, avec un taux de fusion partielle critique de 30%. Une gamme de taux de fusion partielle comprise entre 0 et 33% (i.e. juste après la transition) est considérée.

Tandis que la viscosité moyenne diminue avec l’augmentation du taux de fusion partielle dans la couche partiellement fondue (ici de 200 km d’épaisseur, Figure 6.12 a), la réponse de marée moyenne, elle, augmente dans cette couche, et est également amplifiée dans le manteau environnant (Figure 6.12 b). De 0 à 31%, la viscosité passe de 3×10^{19} Pa s à 5×10^{12} Pa s et le chauffage de marée de 7×10^{-8} W/m³ à 7×10^{-7} W/m³ au milieu de la couche et 1×10^{-5} W/m³ sur les bords. Au delà du taux de fusion partielle critique, le changement de comportement de la réponse de marée évoqué au-dessus est observé, avec des valeurs beaucoup plus faibles au milieu qu’au bord de la couche (jusqu’à plus d’un ordre de grandeur de différence). Pour $\phi = 31\%$ (dernière ligne), le chauffage de marée au milieu de la couche est localement plus faible que pour $\phi = 25\%$. En ce qui concerne le comportement du chauffage de marée local aux pôles ($\theta = 0^\circ$, traits pointillés sur la Figure 6.12 c) et à l’équateur (correspondant aux coordonnées $\theta = 90^\circ$ et $\varphi = 180^\circ$, traits pleins sur la Figure 6.12 c), pour les taux de fusion partielle inférieurs au taux de fusion partielle critique, le chauffage au pôle est plus élevé que le chauffage à l’équateur, quelque soit le rayon du manteau. En revanche, au-delà du taux de fusion partielle critique, le chauffage à l’équateur devient prédominant par rapport au chauffage au pôle dans la couche partiellement fondue. En ce qui concerne le reste du manteau environnant cette couche, le chauffage au pôle reste un ordre de grandeur plus élevé qu’à l’équateur. De ce fait, le chauffage de marée au pôle est prédominant sur tout le manteau, quelque soit le taux de fusion partielle critique. La seule

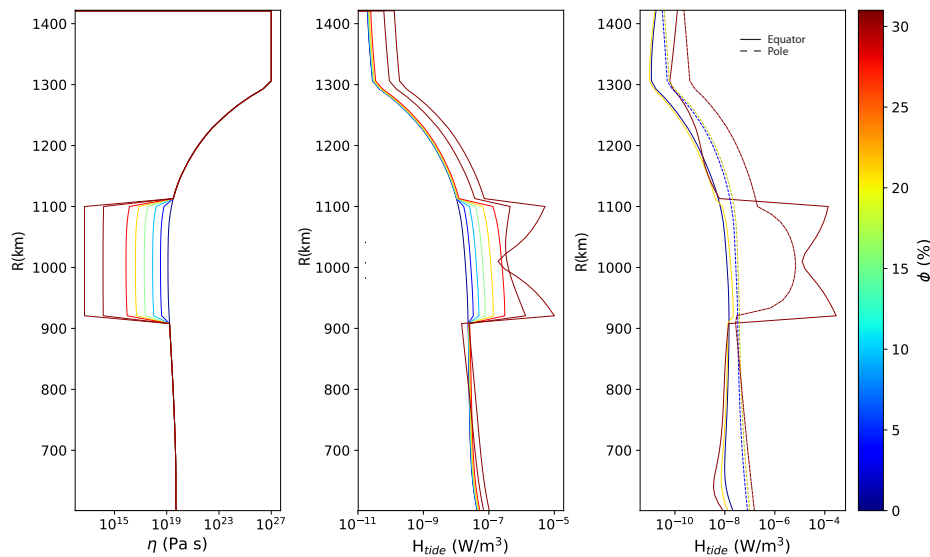


FIGURE 6.12 – Profil radial de la viscosité moyenne (a), du chauffage de marée moyen (b) et du chauffage de marée à l'équateur ($\theta = 90^\circ$ et $\varphi = 180^\circ$) et au pôle ($\theta = 0^\circ$) en fonction du taux de fusion partielle ϕ .

configuration pour laquelle le chauffage à l'équateur dépasse localement ce chauffage au pôle est dans la couche partiellement fondue pour le cas $\phi = 31\%$, c'est-à-dire au-delà du taux de fusion partielle critique. Cet effet est visible sur le motif du flux de chaleur de marée (Figure 6.14), discuté plus bas.

Le bilan de puissance produite par les marées dans le manteau silicaté d'Europe en fonction du taux de fusion partielle d'une couche partiellement fondue de 200 km (orange), de 100 km (vert), de 50 km (cyan) et de 25 km d'épaisseur (bleu) est présenté sur la Figure 6.13. Quelle que soit l'épaisseur de la couche partiellement fondue, la puissance de marée produite dans le manteau augmente avec le taux de fusion partielle, jusqu'à atteindre un premier pic, juste avant 30% (c'est-à-dire la transition rhéologique), dont l'amplitude croît avec l'épaisseur de la couche mais qui dans tous les cas dépasse la valeur radioactive. Après ce premier pic, la dissipation diminue, avant d'augmenter à nouveau, comme décrit au-dessus pour la Figure 6.11. Plus la couche est fine, plus cet effet va être marqué. En effet, la chute de la puissance produite entre le premier pic et le minimum est de 683 GW pour une couche de 25 km d'épaisseur comparé à 540 GW pour une couche de 200 km d'épaisseur. La puissance de marée produite dans le manteau d'Europe dépasse celle produite par le chauffage radiogénique au plus tôt pour $\phi > 24\%$ (dans le cas $d_{melt} = 200$ km). Plus la couche est fine, plus le taux de fusion partielle pour lequel le chauffage de marée dépasse le chauffage radiogénique se rapproche de la valeur de la transition. Globalement, l'amplification de la puissance produite par les marées avec l'augmentation du taux de fusion partielle atteint 1700 GW pour le pic de la couche de 200 km d'épaisseur, soit une puissance comparable à la puissance radioactive en début d'évolution (cf. Figure 6.2 b), contre 934 GW pour la couche de 25 km d'épaisseur. La configuration la plus favorable à un emballement de la dissipation de marée est ainsi une couche partiellement fondue épaisse avec un taux de fusion partielle proche du taux de fusion partielle critique (30% ici).

6.3. RÔLE DE LA FUSION PARTIELLE SUR LA DISSIPATION DE MARÉE DANS LE MANTEAU

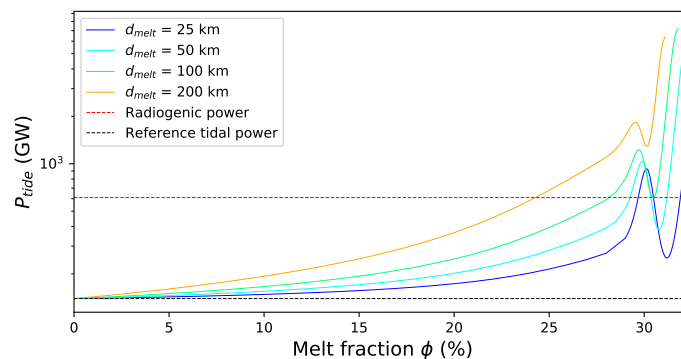


FIGURE 6.13 – Puissance de marée produite dans le manteau silicaté d’Europe contenant une couche partiellement fondue de 25 (bleu), 50 (cyan), 100 (vert) et 200 (orange) km d’épaisseur. Le chauffage radiogénique est représenté à titre comparatif par le trait pointillé rouge et le trait pointillé noir correspond à la puissance de marée pour $\phi = 0\%$.

Parmi ces calculs, j’ai sélectionné quatre modèles, correspondant à deux épaisseurs de couche partiellement fondue (50 et 200 km) et deux taux de fusion partielle distincts (20 et 30%), pour illustrer l’effet de l’augmentation du taux de fusion partielle sur la distribution spatiale du flux de chaleur de marée intégré radialement sur le manteau q_{tide} . Afin de montrer l’amplification due à l’augmentation du taux de fusion partielle, j’ai représenté la différence relative par rapport au cas de référence sans fusion partielle ($\phi = 0\%$), c’est-à-dire 20%-0% et 30%-0%, ce pour chacune des épaisseurs (Figure 6.14). L’impact de la présence d’une couche partiellement fondue sur la distribution de chauffage dans le manteau d’Europe est marqué pour les taux de fusion partielle très élevés, situés au niveau et au-delà de la transition rhéologique (Figure 6.14, bas). En effet, pour des taux de fusion partielle inférieurs au taux de fusion partielle critique ($< 30\%$), une distribution "classique" est conservée, avec un maximum de chauffage aux hautes latitudes et des minimums le long de l’équateur aux points sub- et anti- joviens. La présence d’une zone fondue amplifie la dissipation dans les régions polaires. Un renforcement du chauffage de marée aux endroits où il était déjà important pour le cas sans fusion partielle est ainsi observé. Par ailleurs, plus la couche partiellement fondue est épaisse, plus cette amplification va être marquée (noter que l’échelle pour le cas à 20% est la même pour les deux épaisseurs, et idem pour le cas à 30%). Pour $d_{\text{melt}} = 200$ km, une augmentation du flux de chaleur d’au maximum 10 mW/m² est observée, soit 20% en plus par rapport au flux radioactif, contre 5 pour $d_{\text{melt}} = 50$ km. Pour les taux de fusion partielle supérieurs ou égaux à 30%, la distribution du chauffage de marée présente des maximums aux moyennes latitudes près des points sub- et anti- joviens, correspondant au motif classique de l’asthénosphère étudiée dans le cadre d’Io [e.g. [Segatz et al., 1988](#); [Beuthe, 2013](#); [Hamilton et al., 2013](#); [Steinke et al., 2020a](#)]. L’amplification est maximale dans ces endroits, pouvant aller jusqu’à une augmentation locale du flux de chaleur de 65 mW/m² au sommet du manteau pour les deux épaisseurs considérées. On retrouve ici l’observation du maximum de chauffage dans les régions équatoriales par rapport aux régions polaires pour les taux de fusion partielle situés au niveau de la transition rhéologique, déjà observée et discutée lors de la comparaison des profils de chauffage au pôle et à l’équateur (Figure 6.12).

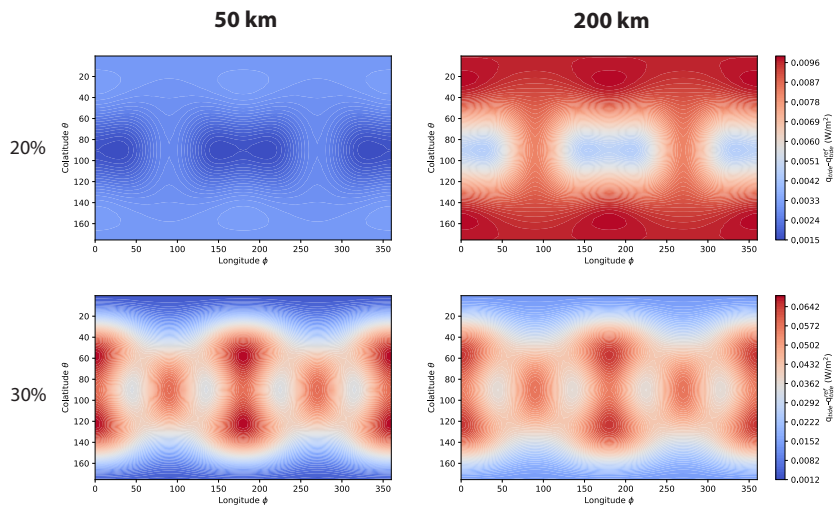


FIGURE 6.14 – Différence de distribution du chauffage de marée intégré sur tout le manteau d'Europe pour deux épaisseurs (50 et 200 km) et deux configurations en termes de taux de fusion partielle (20%-0% et 30%-0%).

La représentation du chauffage de marée en coupe pour les quatre modèles de la Figure 6.14 est présentée sur la Figure 6.15. Toutes les configurations (i.e. quelque soit l'épaisseur de la zone fondue ou son taux de fusion partielle) présentent la même répartition spatiale. Le chauffage de marée décroît de la surface du manteau vers la couche partiellement fondue, située sous le couvercle froid conducteur. Le chauffage est maximal dans cette couche, comme discuté au-dessus. Le chauffage de marée à la base du manteau atteint une valeur située aux alentours de $10^{-7,5}$ W/m³, comparée à des valeurs supérieures à $10^{-6,5}$ W/m³ atteintes dans la zone fondue.

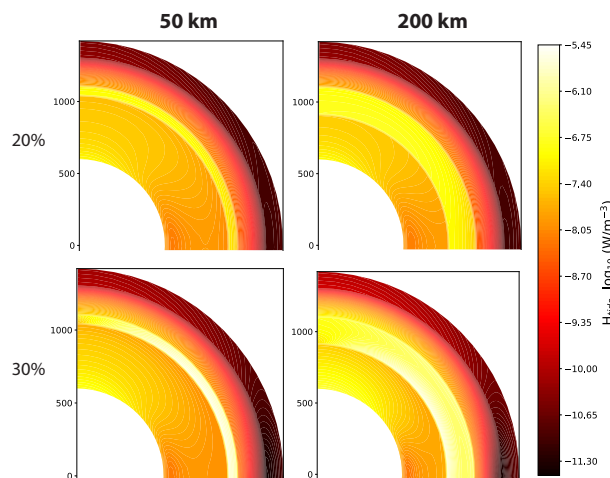


FIGURE 6.15 – Coupe du chauffage de marée pour deux épaisseurs (50 et 200 km) et deux configurations en termes de taux de fusion partielle (20% et 30%).

6.3.3 Fusion partielle actuelle (4,2 Gyr) : Zones de fusion localisées aux hautes latitudes

À mesure que l'intérieur du manteau d'Europe se refroidit, la dissipation de marée, plus importante aux hautes latitudes, maintient un chauffage plus élevé dans les régions polaires, favorisant ainsi le maintien de poches de fusion à cet endroit. Les panaches froids descendants sont alors préférentiellement localisés dans les régions équatoriales. Les zones de fusion s'amoindrissent et deviennent localisées aux hautes latitudes (Figure 6.16, correspondant à la fusion au temps $t = 4,2$ Gyr des simulations de Běhounková et al. [2021]). La zone de fusion s'étend entre les rayons 970 et 1030 km. Localement, les épaisseurs de produit de fusion atteintes sont plus faibles que dans le passé (Figure 6.10 pour $t = 2,1$ Gyr), avec un maximum d'environ 40 km. Afin de décrire cette configuration, qui s'apparente à des lentilles de fusion partielle isolées aux latitudes élevées, j'introduis arbitrairement des zones de fusion localisées aux pôles, et je regarde leur influence sur la dissipation de marée, en comparant à l'équateur, là où le chauffage est minimal. Pour ce faire, je considère une couche partiellement fondue d'une épaisseur de 50 km suivant le profil de fusion de Běhounková et al. [2021] (Figure 6.16 a), en me focalisant uniquement sur le chauffage au pôle, là où les zones de fusion sont réellement présentes. Je calcule pour cette configuration l'effet de taux de fusion partielle allant jusqu'à 20%. Cette valeur maximale, en dessous du taux de fusion partielle critique, est choisie arbitrairement. En effet, nous avons vu dans la Section 6.3.2 qu'une forte modification n'est observée que pour les taux de fusion partielle aux alentours de la transition. Or nous considérons que cet état est plus difficile à envisager pour une Europe actuelle qui présente beaucoup moins de fusion que dans le passé. Ce choix n'a ainsi pas de conséquence cruciale sur les résultats.

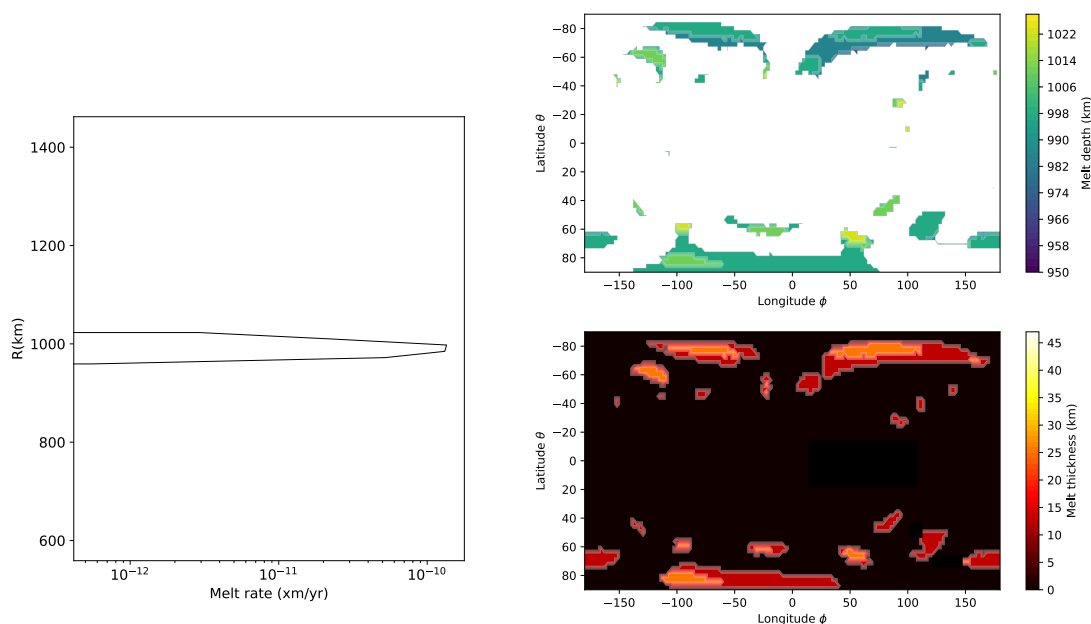


FIGURE 6.16 – Production de fusion dans le manteau d'Europe à 4,2 Gyr [Běhounková et al., 2021]. (a) Profil moyen de fusion. (b) Carte de la profondeur d'apparition du premier produit de fusion. (c) Carte d'épaisseur de la zone de fusion.

Le manteau d'Europe dans une configuration actuelle présenterait un maximum de chauffage au niveau des pôles. C'est ce que l'on voit sur la Figure 6.17 qui compare le profil de chauffage au pôle (correspondant aux coordonnées $\theta = 0$ et $\varphi = 180$, en traits pleins) et à l'équateur (correspondant aux coordonnées $\theta = 90$ et $\varphi = 180$, en traits pointillés). Ainsi, pour le cas sans fusion partielle, le chauffage de marée au pôle est un ordre de grandeur au-dessus par rapport au chauffage de marée à l'équateur. Cette différence s'amplifie uniquement dans la couche partiellement fondue lorsque le taux de fusion partielle de cette dernière augmente. Cette amplification avec l'augmentation de la fusion partielle reste cependant localisée dans cette couche, et inférieure à un ordre de grandeur pour la gamme de taux de fusion partielle considérée.

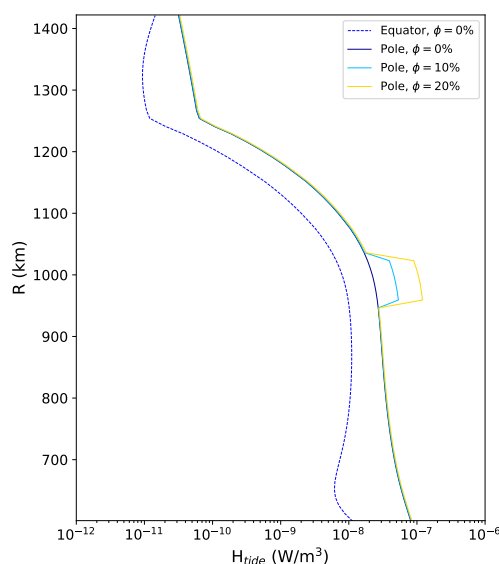


FIGURE 6.17 – Profils de chauffage de marée à l'équateur ($\theta = 90$ et $\varphi = 180$, traits pointillés) et au pôle ($\theta = 0$, traits pleins).

6.4 Vers une évolution complète ?

Le but de ce chapitre était d'apporter des éléments de réponse quant à la possibilité de volcanisme silicaté au niveau du plancher océanique d'Europe. Combien d'épisodes volcaniques ont pu avoir lieu ? Pendant combien de temps ? Quelle est la quantité d'énergie apportée à la base de l'océan ? Une telle activité existe-elle encore aujourd'hui ? Or, la réponse à ces questions met en oeuvre un certain nombre de processus majeurs dans l'histoire et l'évolution du satellite, fortement couplés, bien que correspondant à des échelles différentes tant spatiales que temporelles. Tout d'abord, à l'échelle locale dans le manteau d'Europe, la production et la migration du produit de fusion est cruciale pour contraindre l'effet sur les paramètres rhéologiques, l'emballement de la dissipation de marée en fonction de ces

6.4. VERS UNE ÉVOLUTION COMPLÈTE ?

derniers, et le transfert de la chaleur associée, lui-aussi intimement couplé. Par ailleurs, il est également nécessaire de prendre en compte l'effet de l'hydrosphère sur la dynamique du manteau en lui-même, et inversement. D'une part, la dissipation de marée dans la partie silicatée d'Europe a pu affecter l'évolution de l'épaisseur de la couche de glace externe, facilitant ainsi les échanges entre la surface et l'océan. D'autre part, la dissipation de marée et le transfert de la chaleur dans la couche de glace contrôlent le refroidissement de l'océan interne et l'évolution globale d'Europe. De ce fait, les variations d'épaisseur de cette dernière du fait de l'activité thermique du manteau silicaté d'Europe vont avoir une conséquence sur le bilan de chaleur globale du satellite. Or, la dissipation de marée dans le manteau rocheux est limitée par la quantité de dissipation dans l'enveloppe glacée, du fait de l'équilibre orbital. Ce dernier limite la quantité totale d'énergie qui peut être dissipée à l'intérieur. Si la dissipation par les marées est trop importante, l'excentricité décroît rapidement, et la dissipation par les marées cesse. Les évolutions de la dissipation à la fois dans le manteau et dans la couche de glace d'Europe sont donc intimement liées, affectant fortement les périodes de possible emballement de la dissipation dans le manteau et donc de magmatisme et volcanisme important. Enfin, l'évolution orbitale d'Europe n'est pas seulement dépendante de la dissipation dans son intérieur. Elle est tributaire de la résonance de Laplace, qui lie l'évolution orbitale des trois satellites Galiléens Io, Europe et Ganymède, pouvant avoir mené à des périodes d'excentricité accrues, donnant lieu à un emballement de la dissipation à la fois dans la couche de glace et le manteau. Je discute de l'importance et de l'effet de ces différents paramètres quant à la dynamique et l'évolution de l'activité volcanique du plancher océanique d'Europe ci-dessous.

6.4.1 Extraction ou accumulation du produit de fusion ?

Dans ce chapitre, nous avons, d'une part, présenté les résultats de [Běhounková et al. \[2021\]](#), étude qui permet de déterminer la localisation la plus probable de la fusion dans le manteau d'Europe, et ce au cours du temps, mais qui fait l'hypothèse de son extraction immédiate; ainsi que, d'autre part, un cas extrême faisant l'hypothèse d'une accumulation de ce produit de fusion, à l'endroit où il est prédit par les simulations 3D. Nous avons regardé dans ce cas l'effet de la fusion partielle sur la dissipation de marée. Il est alors légitime de se poser la question de la viabilité de ces deux hypothèses (correspondants à des cas extrêmes) par rapport aux exemples naturels connus (notamment sur Terre pour laquelle nous avons le plus de données).

Comme déjà mentionné dans la Section 3.1 du Chapitre 3, la contribution principale au magmatisme terrestre est associée aux dorsales médio-océaniques, pour lesquelles la géochimie des basaltes indique une extraction rapide du produit de fusion par rapport aux échelles de temps caractéristiques du manteau solide. La fusion par décompression au niveau des dorsales intervient néanmoins dans un contexte géodynamique bien particulier (i.e. la tectonique des plaques) dont rien ne permet d'affirmer qu'il caractérise la surface du manteau rocheux d'Europe, même s'il fut proposé que la dynamique riche de la couche de glace d'Europe pouvait s'y apparenter [[Kattenhorn and Prockter, 2014](#)]. Dans tous les cas, il ne s'agit pas du régime envisagé dans les modèles de [Běhounková et al. \[2021\]](#) qui guident ici notre analyse. Le contexte terrestre le plus semblable au mode d'extraction magmatique du manteau rocheux d'Europe pourrait être celui, plus rare, qui n'est pas associé aux marges divergentes

ou convergentes, c'est-à-dire le volcanisme intraplaque. En particulier, la Terre a connu dans son histoire des épisodes d'accumulation très rapide et importante de roches ignées volcaniques et intrusives, mettant en jeu d'énormes volumes de magmas. Ces sites d'éruptions sont appelées les LIPs ['Large Igneous Provinces', Coffin and Eldholm, 1994; Bryan and Ernst, 2008]. Compte tenu de la profondeur du magmatisme d'Europe, le lien le plus raisonnable est sans doute à tisser avec les LIPS continentaux tels que le Trapps de Sibérie, le Rift Est Africain ou les Columbia River Basalts. Dans chacun des cas, les taux d'emplacement du magma semblent révéler des pulses brefs (1 à 5 Myr) pendant lesquels des volumes de lave gigantesques sont éruptés, nettement supérieurs au volcanisme historique connu sur Terre [Bryan and Ernst, 2008]. Ces modes d'évènements volcaniques terrestres particuliers pourraient donc correspondre aux meilleurs analogues du volcanisme d'Europe résultant de l'histoire magmatique décrite dans Běhounková et al. [2021]. En conséquence, bien que les chemins empruntés par de tels volumes de magma jusqu'à la surface demeurent largement incertains, il semble raisonnable d'envisager une accumulation du magma en profondeur préalable à de telles éruptions.

Bien que sur Terre, ces provinces marquées par un très fort volcanisme soient plutôt associées à des points chauds ramenant du matériel chaud depuis la base du manteau, les simulations de Běhounková et al. [2021] ainsi que nos calculs montrent que, dans le cadre du manteau d'Europe, plus chaud que le manteau terrestre, le point de fusion est atteint globalement sous le couvercle conducteur (qui peut s'apparenter à une lithosphère). Ces zones, qui conduisent à de la fusion presque globale plus tôt dans l'histoire d'Europe, et localisées aux hautes latitudes aux temps plus proches du présent, sont maintenues chaudes voire fondues par le chauffage de marée. Dans cette configuration de manteau plus chaud que la Terre, sans tectonique des plaques, on peut ainsi s'attendre à ce que les processus soient différents et que l'on puisse accumuler du produit de fusion sous la lithosphère du manteau d'Europe en grande quantité, et le maintenir fondu du fait de la proximité du point de fusion et de l'emballlement de la fusion avec la rétroaction positive du chauffage de marée. Dans ce cadre, au delà d'un contexte tectonique ou géodynamique, on peut s'attendre à ce qu'outre une surpression possiblement associée à la plomberie magmatique, la surpression engendrée par la flottabilité d'un volume partiellement fondu tiennent les premiers rôles : l'accumulation du produit de fusion procède jusqu'à ce que cette pression excède la pression lithostatique, avec un chauffage de marée croissant. Enfin, si une telle production et accumulation de produit de fusion peut être maintenue dans le manteau d'Europe, nous avons vu dans la Section 3.1 du Chapitre 3 qu'il est très probable que ces produits de fusions finissent tôt ou tard par être éruptés, des traces d'éruptions volcaniques étant observées à la surface de tous les corps telluriques du Système Solaire.

6.4.2 Couplages dynamiques

Comme énoncé au début de ce manuscrit, la compréhension globale de la dynamique du manteau d'Europe est un problème complexe impliquant plusieurs rétroactions. En particulier, le transport convectif de la chaleur à travers le manteau et l'extraction du produit de fusion vers la surface contrôlent tous deux la vitesse de refroidissement de l'intérieur et déterminent où les produits de fusion peuvent s'accumuler à l'intérieur, comme cela a été montré pour Io par exemple [Moore, 2001, 2003; Monnereau and Dubuffet, 2002]. Dans le

6.4. VERS UNE ÉVOLUTION COMPLÈTE ?

cas de notre étude, afin d'être cohérents, un modèle de transfert de la chaleur prenant en compte la production ainsi que la migration du produit de fusion serait ainsi nécessaire.

En plus de ces effets couplés dans le manteau d'Europe, des rétractions existent également entre l'hydrosphère et son manteau silicaté. En effet, un paramètre clé, qui va contrôler la dynamique globale du satellite, y compris celle du manteau silicaté, est l'hydrosphère. L'existence d'une couche d'eau liquide qui découple la couche de glace de l'intérieur profond rend le manteau silicaté d'Europe moins sensible au forçage de marée [Tobie et al., 2005]. En effet, lorsqu'aucune couche liquide découplante n'est présente, la coquille glacée, beaucoup plus déformable que l'intérieur rocheux, exerce une traction sur le manteau silicaté. Lorsqu'un océan, découplant cette couche de glace et le manteau est présent, cette traction disparaît et la déformation de marée du manteau de silicate est réduite. Cet effet est illustré sur la Figure 6.18. J'ai étudié l'influence de la présence d'une hydrosphère au-dessus du manteau d'Europe sur la déformation de marée et son amplification du fait de la présence d'une couche partiellement fondue. Pour ce faire, j'ai calculé la déformation de marée du manteau pour les paramètres orbitaux d'Europe pour deux modèles de structure de l'hydrosphère : l'un avec le modèle de référence présenté dans le Tableau 6.1 et la Figure 6.1 (bleu foncé, pour $t = 2,1$ Gyr et $d_{melt} = 25$ km), et l'autre sans océan, i.e. pour une hydrosphère d'épaisseur comparable mais entièrement solide (vert). Deux épaisseurs de la couche de glace sont considérées : 10 km (traits pleins) et 100 km (traits pointillés). Les tendances déjà observées dans les Figures 6.11 et 6.13 sont reproduites. En revanche, on observe que le cas le plus dissipatif pour le manteau rocheux correspond au cas où ce dernier est directement en contact avec la couche de glace. Plus cette dernière est fine, plus l'amplification de la dissipation est marquée. Le cas le moins dissipatif est celui que nous étudions dans ce chapitre, correspondant à la configuration actuelle de l'intérieur d'Europe avec un manteau en contact avec un océan surmonté d'une couche de glace. Ces deux structures internes résultent en une différence de puissance produite dans le manteau silicaté d'une centaine de GW. Il est donc important de garder en tête que la présence ou non d'un océan, qui découple le manteau silicaté de la couche de glace, va influencer la réponse de marée du manteau lui-même. Or on s'attend à ce que l'épaisseur de la couche de glace ainsi que la présence d'un océan ait fluctué au cours de l'évolution d'Europe, celle-ci étant fortement dépendante des sources de chaleur internes, de l'efficacité du transfert de la chaleur, et des paramètres orbitaux.

Le flux de chaleur sortant du manteau silicaté impacte l'épaisseur d'équilibre de la couche d'Europe (voir la Section 1.2.3 du Chapitre 1). Plus ce flux est grand plus la couche de glace est fine. Mais quand cette couche devient trop fine, la convection s'arrête, et la couche devient conductive. Ainsi, la présence de panaches épisodiques provenant du plancher océanique comme prédit dans Běhounková et al. [2021] serait en mesure d'induire localement une élévation significative du flux en base de couche [Thomson and Delaney, 2001]. Ces panaches, générés par d'intenses points chauds à la base de l'océan ($>$ quelques W/m^2), correspondent à l'hypothèse d'un intérieur silicaté très dissipatif. Or nous avons montré plus haut que cela dépend des stades de l'évolution d'Europe et est fortement couplé à d'autres processus.

Par ailleurs, le chauffage de marée dans la couche de glace est très important, et contrôle le bilan de chaleur d'Europe. L'exigence d'équilibre orbital limitant la quantité totale d'énergie qui peut être dissipée à l'intérieur, la dissipation de marée dans le manteau rocheux est donc limitée par la quantité de dissipation dans l'enveloppe glacée. Pour des épaisseurs de

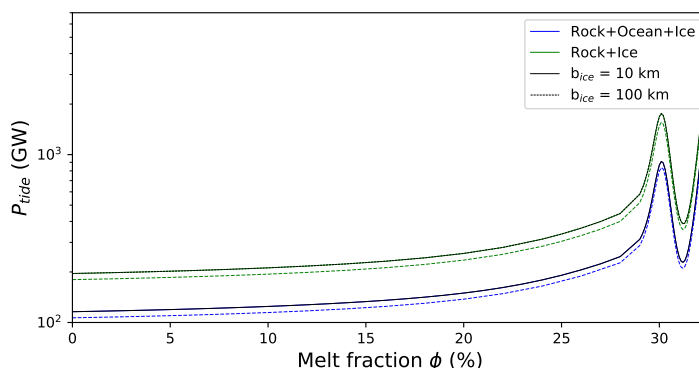


FIGURE 6.18 – Puissance de marée produite dans le manteau silicaté d’Europe contenant une couche partiellement fondue de 25 km. Le cas de référence (structure interne avec l’hydrosphère complète) est en bleu, tandis que le cas correspondant à une structure interne ne considérant qu’un manteau rocheux en contact direct avec une couche de glace est représenté en vert. Les traits pleins correspondent à une épaisseur de couche de glace de 10 km d’épaisseur et les traits pointillés à une couche de glace de 100 km d’épaisseur.

coquilles glacées supérieures à 20-30 km, de nombreuses études [McKinnon, 1999; Deschamps and Sotin, 2001; Hussmann et al., 2002; Tobie et al., 2003; Mitri and Showman, 2005; Barr and Pappalardo, 2005; Barr and McKinnon, 2007] ont suggéré que la convection de la glace à l’état solide se produirait, augmentant l’efficacité du transfert de chaleur et accélérant ainsi le taux de cristallisation de la couche liquide. Or la cristallisation de l’océan a une influence majeure sur la dissipation dans le manteau (Figure 6.18). En retour, un moyen de limiter la cristallisation de la couche d’eau liquide est d’avoir une source de chaleur supplémentaire, comme celle produite par le chauffage de marée dans le manteau silicaté. En résumé, suivant l’épaisseur de la couche de glace et son état thermique (conductif ou convectif), on s’attend à d’importantes variations dans la répartition de la dissipation de marée entre le manteau rocheux et la couche de glace. Plus le manteau silicaté dissipe de l’énergie de marée, plus la couche de glace sera fine et moins dissipative, ce qui augmente d’autant la contribution du manteau sur la bilan globale du satellite. On s’attend à ce que la contribution du manteau au bilan énergétique augmente significativement lors de périodes d’excentricités accrues, gouvernées par le couplage orbital.

6.4.3 Couplage orbital

Comme présenté dans le Chapitre 2, les forces de marée dans Europe résultent de la différence entre les forces gravitationnelles créées par Jupiter et les forces centrifuges dues à son mouvement autour de la planète. Du fait de l’ellipticité de l’orbite d’Europe, les forces de marée fluctuent pendant sa période orbitale de 3,55 jours. Le changement des forces de marée est proportionnel à l’excentricité orbitale (égale à 0,94 % actuellement), qui peut avoir varié de manière significative dans le passé en raison des interactions avec Io et Ganymède par le biais de la résonance de Laplace [Hussmann and Spohn, 2004], induisant de forts couplages entre les évolutions orbitales et thermiques des satellites galiléens.

6.5. QUELLES OBSERVATIONS FUTURES ?

En plus des caractéristiques orbitales, le chauffage de marée est fortement contrôlé par la réponse mécanique de l'intérieur d'Europe à ce forçage périodique. La déformation de marée, responsable d'une certaine production de chaleur par friction visqueuse est contrôlée par la rhéologie, elle-même fortement dépendante de la température. Or cette dissipation d'énergie va régir l'évolution de l'orbite du corps ; représentant une certaine perte d'énergie orbitale (Section 2.4.1 du Chapitre 2). Il existe donc un couplage naturel entre ces effets de marée et le transfert de chaleur qui a lieu au sein de ces corps.

En raison du couplage entre l'évolution thermique et orbitale d'Europe et des variations de l'excentricité au cours du temps qui en résultent, l'amplitude du chauffage de marée va être modifiée, et par ce biais l'épaisseur d'équilibre de la couche de glace. La couche de glace d'Europe a pu être plus ou moins épaisse dans le passé, et osciller continuellement entre un état convectif et un état diffusif. Or cela a un fort impact sur la dynamique globale, y compris du manteau d'Europe (Section 6.4.2). Non seulement le chauffage de marée dans la couche de glace est impacté, mais également dans le manteau silicaté, notamment si un emballement de la fusion et donc du chauffage de marée se met en place lors de périodes de forte excentricité. La question majeure du volcanisme du plancher océanique d'Europe reste donc à contraindre de manière couplée afin de réellement prendre en compte toutes les rétroactions du système, qu'elles soient positives ou négatives.

6.5 Quelles observations futures ?

Des éléments de réponses à ces questions pourront être apportés dans les prochaines décennies grâce à l'accroissement de notre connaissance d'Europe via les missions à venir (Section 5.6.3 du Chapitre 1). Qu'en est-il des observables qui seront disponibles pour contraindre ces modèles du manteau d'Europe ? Tout d'abord, la mesure d'un flux thermique élevé ainsi de grandes variations topographiques interprétées à partir des mesures gravimétriques réalisées par Europa Clipper [Verma and Margot, 2018] au niveau du plancher océanique d'Europe fourniraient des preuves indirectes d'une activité actuelle ou récente de son enveloppe silicatée, révélant, le cas échéant, la présence d'édifices volcaniques ainsi que leur répartition. La mise en évidence d'anomalies de masse aux pôles, là où le maximum de chauffage de marée est prédit par les modèles [Běhouňková et al., 2021, ce chapitre], serait particulièrement intéressante. En outre, des informations sur l'épaisseur de la couche de glace d'Europe via l'analyse du champ de gravité à faible longueur d'onde et la cartographie géologique de sa surface permettraient de mettre en évidence des variations de cette épaisseur, en lien avec la production de chauffage de marée dans le manteau silicaté. Enfin, la détermination précise des changements du taux de mouvement moyen pour les trois satellites galiléens [Lainey et al., 2009], liés par la résonance de Laplace, pourrait fournir des contraintes sur le taux de dissipation actuel dans le système jovien. Cela permettrait de vérifier si Europe a récemment connu une période d'excentricité accrue.

Conclusion

Le chauffage de marée est un processus fondamental dans l'évolution thermique et orbitale de nombreux mondes du Système Solaire et des systèmes exoplanétaires plus généralement. Il peut conduire à la fusion de leur intérieur, gouvernant d'une part la présence de couches partiellement fondues ou d'océans de magma dans les manteaux des corps telluriques, contrôlant leur dynamique, et impactant d'autre part l'habitabilité des mondes océaniques glacés, dont le manteau silicaté est directement en contact avec l'océan interne. Malgré son importance, il reste des lacunes fondamentales dans la compréhension du chauffage de marée, intimement lié à la fusion partielle, au transfert de la chaleur ainsi qu'à l'évolution orbitale d'un corps donné.

Le système galiléen offre le plus grand potentiel de progrès dans notre compréhension de ces processus au cours des prochaines décennies. Les prochaines missions d'exploration du système de Jupiter, actuellement en partance (JUICE, Europa Clipper), apporteront des données uniques sur les lunes galiléennes et leurs interactions mutuelles. Elles permettront de mieux comprendre le rôle des interactions de marée dans le système galiléen, qui mettent en jeu différents couplages. Ceux-ci invoquent un couplage entre la dissipation de marée et le taux de fusion partielle, un couplage entre le taux de fusion partielle et l'état thermique, un couplage entre la dissipation de marée et l'évolution orbitale entre Io, Europe et Ganymède via la résonance de Laplace. Au cœur de ces processus, Io joue un rôle majeur. En effet, c'est l'interaction entre Io et Jupiter qui est le facteur moteur contrôlant la quantité globale d'énergie disponible sur Europe, dans la cadre de la résonance de Laplace. Ainsi, même si la prochaine vague d'exploration se focalisera sur Europe et Ganymède, il y a également un réel besoin de caractérisation de l'intérieur d'Io et de sa dynamique, pour comprendre le système dans son ensemble et ses évolutions passées.

C'est dans ce contexte que se placent les interrogations qui ont motivées l'ensemble des travaux présentés dans cette thèse, centrés autour de l'influence de la fusion partielle sur la dissipation de marée des manteaux silicatés d'Io et d'Europe : dans quelles circonstances la fusion partielle et la dissipation de marée permettent-elles d'expliquer l'activité d'Io ? Quel est le degré de fusion au sein du manteau d'Io ? Dans quelle mesure les marées permettent-elles de contraindre la structure interne d'Io, intimement liée au processus de fusion et de dissipation de marée ? La rétroaction positive de la fusion partielle sur la dissipation de marée permet-elle de maintenir une activité magmatique dans le manteau d'Europe ? Au terme de cette étude à la frontière entre la géophysique, l'astronomie et la géologie, plusieurs éléments de réponse peuvent être énoncés.

L'objectif de cette thèse a été de développer un formalisme de chauffage de marée prenant en compte le processus de fusion partielle, tous deux majeurs dans le cas d'Io et avec de fortes implications quant à l'activité magmatique du manteau d'Europe, élément essentiel à l'habitabilité de son océan. Une première étape a été de dériver une paramétrisation de l'influence de la fusion partielle sur les paramètres visqueux et élastiques, applicable aux manteaux d'Io et d'Europe, permettant de prendre en compte l'impact de ce processus sur la dissipation de marée dans une couche partiellement fondue. La principale nouveauté de ce travail a ainsi été de quantifier le rôle de la dissipation en volume, dans un manteau partiellement fondu et de déterminer les conséquences sur les modèles de chauffage de marée pour une large gamme de taux de fusion partielle, à partir de la loi rhéologique dérivée. Cette évaluation de la contribution de la viscoélasticité en volume est une nouveauté dans l'étude des corps silicatés du Système Solaire. En effet, bien que les modèles de déformation de marée des corps planétaires l'ignorent classiquement et supposent que la relaxation viscoélastique ne se produit que pour des contraintes en cisaillement, mes résultats ont démontrés que la viscoélasticité en volume peut être importante dans une configuration impliquant la fusion.

L'examen des marées solides d'un intérieur partiellement fondu et la quantification du rôle de la dissipation en volume, avec Io comme archétype planétaire de corps chauffé et fondu par les marées, a montré que la contribution de la dissipation en volume est majeure dans les couches partiellement fondues pour lesquelles le taux de fusion partielle dépasse un taux de fusion partielle critique, associé à une transition rhéologique d'un comportement solide vers un comportement liquide. Son effet est d'autant plus marqué que la couche est fine. Nous avons également mis en évidence que la localisation de la couche partiellement fondue change la distribution du chauffage de marée selon que celle-ci soit superficielle (située au sommet du manteau) ou basale (située à l'interface manteau-noyau), et démontré que la dissipation en volume a un effet potentiellement non négligeable. Indépendamment de la puissance totale supposée, nous montrons que la dissipation en volume permet la production de plusieurs centaines de terawatts dans un archétype local présent dans notre système solaire, ce pour des taux de fusion partielle juste au-delà de la transition rhéologique.

À la suite de ces résultats, je me suis concentrée sur la caractérisation par les marées de l'intérieur d'Io, dans le but de discriminer des modèles incluant des taux de fusion partielle variables dans le manteau profond et l'asthénosphère partiellement fondue. Deux régimes ont été identifiés, dont la distinction permet de donner des indices sur le taux de fusion partielle dans l'asthénosphère, i.e. s'il excède ou non la valeur critique pour une transition rhéologique. Le premier régime est caractérisé par un manteau chaud (dissipatif) et une asthénosphère peu fondue (en deça du seuil de la transition rhéologique). La dissipation est alors dominée par la contribution du manteau. Pour le second régime, un manteau plus froid et plus visqueux est associé à une asthénosphère dont le taux de fusion partielle excède le seuil de la transition rhéologique. La dissipation est alors dominée par la contribution asthénosphérique. Nos modèles mettent en évidence que le flux de chaleur polaire est un bon indicateur de la répartition de la chaleur dans l'intérieur entre ces deux régimes. De plus, je montre notamment que la détection combinée de valeurs élevées de h_2 (déplacement radial) et l_2 (déplacement horizontal) et d'une faible valeur de k_2 par les missions futures confirmerait que la dissipation en volume joue un rôle crucial dans le bilan thermique de Io et fournirait dans ce cas des contraintes sur l'épaisseur ainsi que le taux de fusion partielle de l'asthénosphère partiellement fondue.

Enfin, la quantification de l'effet de l'accumulation de produit de fusion sous la forme d'une couche partiellement fondue dans le manteau d'Europe sur la production et la distribution de la chaleur de marée m'a permis de mettre en évidence l'amplification résultante du chauffage de marée, ce dans le but d'apporter des éléments de réponse quant à la possibilité de volcanisme silicaté présent à la base de l'océan d'Europe. J'ai ainsi montré qu'un changement de la fraction de fusion peut modifier radicalement la façon dont l'énergie est dissipée (soit en termes d'amplitude du chauffage de marée, soit en termes de distribution spatiale). Alors qu'une configuration comprenant une couche avec un faible taux de fusion partielle augmente le chauffage de marée (et donc la fusion) à des latitudes élevées, un taux de fusion partielle suffisamment élevé (atteignant la transition rhéologique) inverse la distribution de chauffage de marée à la surface du manteau d'Europe, avec un chauffage de marée et de la fusion accrus dans les régions équatoriales. Cette configuration de taux de fusion partielle faibles à élevés sera modulée par les variations d'excentricité au cours de l'évolution d'Europe, en raison de la résonance de Laplace. Enfin, si une telle production et accumulation de produit de fusion peut être maintenue dans le manteau d'Europe, nous avons vu qu'il est très probable que ces produits de fusions finissent tôt ou tard par être éruptés, des traces d'éruptions volcaniques étant observées à la surface de tous les corps telluriques du Système Solaire.

Ces travaux de thèse ne représentent qu'une brique du problème hautement couplé qui se cache derrière les questions abordées dans l'introduction ainsi qu'au début de cette conclusion. Même si la compréhension du processus de chauffage de marée et de fusion partielle est cruciale pour caractériser ces mondes que sont Io et Europe, cela ne représente qu'une partie du plus grand schéma qu'il serait nécessaire de mettre en oeuvre, ce afin de déterminer d'une part où et comment la dissipation de marée dans l'intérieur d'Io est produite, en fonction de la répartition de la fusion dans son intérieur, ainsi que d'autre part de quantifier et de caractériser correctement l'étendue de la fusion et donc du magmatisme au niveau du plancher océanique d'Europe. Pour ce faire, il est nécessaire de considérer les couplages entre les différents processus gouvernant l'évolution d'un système planétaire dans son ensemble.

Perspectives

Dans le système galiléen ...

La compréhension globale de la dynamique des manteaux d'Io et d'Europe est un problème complexe impliquant plusieurs rétroactions (voir la Figure 2 de l'introduction de ce manuscrit) : (1) la déformation de la matrice solide et du liquide, (2) le transfert de chaleur qui en résulte, (3) le chauffage de marée, (4) les processus de fusion et (5) l'évolution orbitale définie par la résonance de Laplace. Selon la distribution de la chaleur de marée et l'efficacité du transfert de chaleur, les produits de fusion peuvent s'accumuler dans le manteau. En retour, l'accumulation locale ou globale de produits de fusion affecte les propriétés mécaniques et donc la réponse de marée du manteau. De plus, le mode de transport de la chaleur à travers le manteau (par convection ou par "heat pipe"), ainsi que l'extraction des produits de fusion vers la surface contrôlent tous deux la vitesse de refroidissement de l'intérieur et déterminent la localisation des produits de fusion. Enfin, l'évolution orbitale, via les modulations de l'excentricité d'Io et d'Europe, va contrôler les périodes de fusion et d'activité

accrue de ces deux satellites. Dans le cas de notre étude, afin d'être cohérents, un modèle de transfert de la chaleur prenant en compte la production ainsi que la migration du produit de fusion serait ainsi nécessaire, couplé à une évolution orbitale prenant en compte l'évolution thermique et orbitale d'Io, d'Europe et dans une moindre mesure Ganymède.

De ce point de vue, mon travail montre d'ores et déjà ceux des régimes qui sont envisageables pour Io et plaide pour l'étude de ces cas-limites qui permettent des traitements simplifiés, par exemple pour la migration des produits de fusion vers la surface. De même, dans le cas d'Europe, j'ai pu quantifier les échelles de temps associées à l'accumulation du produit de fusion si la partie supérieure du manteau est peu ou pas perméable. Cet enseignement permettra aussi de simplifier le problème couplé puisqu'il éclaire celles des pistes qui semblent raisonnables.

En outre, Europe est un cas particulier du fait de la présence de l'hydrosphère au dessus du manteau silicaté. La dissipation de marée peut se produire à la fois dans la couche de glace, l'océan et le manteau. L'importance relative des taux de chauffage dans chaque couche tout au long de l'histoire d'Europe - et même à l'heure actuelle - et leurs interactions mutuelles restent très peu contraintes. Les recherches futures devront prendre en compte la dissipation ainsi que le transfert de la chaleur dans plusieurs couches simultanément, ce qui pourrait affecter le bilan énergétique interne global d'Europe, et sa répartition dans les différentes couches. Cela impliquerait également un échange indirect d'énergie thermique entre le manteau silicaté, l'océan et la couche de glace, non inclus dans les modèles actuels. Cette évolution devra être couplée plus largement à l'évolution orbitale, conduite par la résonance de Laplace.

Notre connaissance d'Europe, et dans une moindre mesure, ou un futur plus lointain, d'Io, continuera de s'accroître grâce aux observations télescopiques à distance et aux missions Europa Clipper, JUICE, ainsi que l'extension de la mission Juno. Les observations qui pourront être réalisées dans le cadre de ces missions et pour lesquelles mes travaux de thèses sont pertinents et ouvrent de nouvelles perspectives sont tout d'abord les mesures du champ de gravité. Une révision du facteur de moment d'inertie par les futures missions permettra notamment de filtrer les modèles de structure interne d'Io et d'Europe. Ce type de mesure est particulièrement précieux quant à l'étude du manteau d'Europe du fait de la présence de l'hydrosphère superficielle qui rend son accès direct impossible. Ces mesures de gravité pourraient ainsi apporter des contraintes sur les grandes variations topographiques au fond de l'océan d'Europe, ce dans le but de détecter des signatures éventuelles d'édifices volcaniques au niveau de son plancher océanique. Ce type d'observation fournirait des preuves indirectes d'une activité actuelle ou récente de son enveloppe silicatée, et la localisation de ces édifices (équatoriale ou aux pôles) permettrait, à la lumière de mes travaux, de donner des informations sur le degré de fusion dans le manteau d'Europe. Par ailleurs, les prédictions sur l'amplitude de marée par le biais des nombres de Love k_2 , h_2 et l_2 obtenues au cours de cette thèse permettront de définir les précisions requises par de futures missions d'exploration d'Io afin de contraindre la distribution et le degré de fusion partielle dans son intérieur. Associé à cela, une amélioration de la mesure du flux de chaleur de surface d'Io permettrait de contraindre d'avantage nos modèles. Pour ce faire, la détermination précise des éphémérides des lunes galiléennes à l'aide des données astrométriques obtenues par les missions JUICE et Europa Clipper [Dirkx et al., 2017] permettrait d'obtenir des informations cruciales sur la dynamique orbitale des lunes galiléennes. En particulier, la détermination des changements

du taux de mouvement moyen pour les trois satellites [Lainey et al., 2009] pourrait fournir des contraintes sur le taux de dissipation actuel dans le système jovien. Enfin les mesures d'induction magnétique des futures missions, seront essentielles pour contraindre l'épaisseur ainsi que le taux de fusion partielle de l'asthénosphère d'Io. La comparaison avec les cartes du flux thermique et des édifices volcaniques pourrait révéler l'interaction complexe entre le chauffage de marée, la génération et l'extraction des produits de fusion, qui sont probablement les principaux moteurs de l'évolution de Io, mais aussi d'Europe.

... dans le Système Solaire ...

Si on s'extrait du système galiléen, ces travaux de thèse peuvent avoir des implications pour d'autres corps silicatés du Système Solaire. Nous avons en effet vu que l'occurrence de fusion était un phénomène omniprésent dans les manteaux silicatés des corps telluriques du Système Solaire interne. Parmi eux, on s'attend par exemple pour la Lune à ce que le chauffage de marée ait été une source de chaleur importante au début de sa formation, lorsqu'elle était beaucoup plus proche de la Terre qu'aujourd'hui. Cette proximité, entraînant un fort chauffage de marée, aurait pu maintenir un océan de magma sur une longue période de temps [e.g ; Sears, 1992; Zahnle et al., 2007; Sleep et al., 2014].

Par ailleurs, la caractérisation de la structure et de la dynamique de Vénus, dans le but de savoir pourquoi la Terre et Vénus ont suivi des chemins évolutifs différents et la détermination des facteurs qui aboutissent à une planète semblable à la Terre sont devenues de plus en plus importantes et motivent l'exploration future de Vénus. Cette dernière représente en effet une cible privilégiée de futures missions, notamment VERITAS [Freeman et al., 2016] et EnVision [Ghail et al., 2017], toutes deux sélectionnées en Juin dernier par la NASA et l'ESA respectivement. Dans ce cadre, une courte étude, présentée dans l'Annexe C, a été réalisée sur le manteau de Vénus. Dans ce travail, suite à une étude proposant la présence d'un océan de magma situé à la base du manteau de Vénus [O'Rourke, 2020], je me suis posé la question suivante : dans quelle mesure la présence d'une couche partiellement fondue dans le manteau de Vénus affecte le nombre de Love k_2 et le retard de phase de marée ?

... et au-delà

Enfin, au moment de la découverte de milliers d'exoplanètes (7854 candidates et 4538 confirmées à ce jour, le 26/10/2021) depuis la mise en évidence de la première en 1995 par Mayor and Queloz [1995], la compréhension des propriétés et de la géophysique des corps telluriques du Système Solaire est cruciale pour fournir un cadre permettant d'interpréter les observations des planètes situées cette fois-ci en dehors du Système Solaire (Figure 1). Parmi ces planètes, les processus étudiés dans cette thèse pourraient notamment prévaloir dans les classes d'exoplanètes décrites comme hautement volcaniques et qui peuvent être diversement caractérisées comme des "mondes de lave", des "mondes d'océan de magma", ou des "super-Ios", ainsi que dans la classe des "planètes rocheuses", pour lesquelles Io constitue un archétype local d'une catégorie diversifiée de mondes silicatés apparentés présentant un volcanisme intense induit par les marées. En outre Europe est quant à elle particulièrement intéressante pour les "mondes océans et géantes gazeuses" (et leurs lunes).

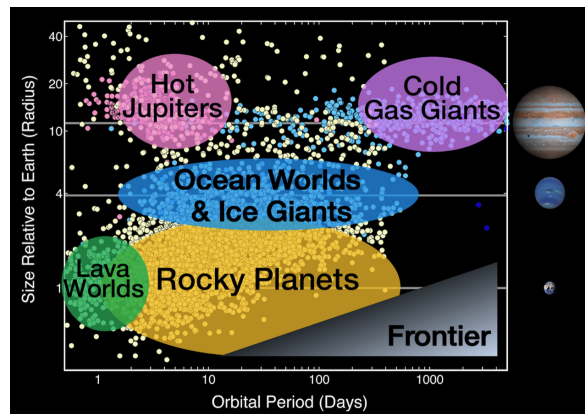


FIGURE 1 – La population d’exoplanètes détectées par la mission Kepler (points jaunes) comparée à celles détectées par d’autres études utilisant diverses méthodes (autres couleurs). Les ovales colorés indiquent les différents types de planètes. Le triangle gris marque la frontière qui sera explorée par les futures observations d’exoplanètes. Crédits : NASA.

Le chauffage de marée des exoplanètes élargissant considérablement le volume habitable total des systèmes exoplanétaires, ce processus est de plus en plus étudié dans le cadre de ces corps. À titre d’exemple, la découverte de sept planètes de la taille de la Terre orbitant près de TRAPPIST-1, avec des périodes de quelques jours terrestres et des excentricités non nulles, a conduit [Barr et al. \[2018\]](#) à conclure que deux de ces planètes subiraient un chauffage de marée suffisant pour entretenir des océans de magma et que les cinq autres pourraient entretenir des océans internes d’eau liquide. Globalement, l’élaboration de modèles permettant de déterminer comment et où la chaleur des marées se dissipe à l’intérieur des planètes permettrait de prédire si les planètes extrasolaires peuvent présenter du volcanisme ou encore des couches partiellement à entièrement fondues sous la forme d’océans magmatiques.

Suivant l’exemple d’Europe, [Reynolds et al. \[1987\]](#) ont été les premiers à suggérer qu’une zone habitable induite par les marées pourrait exister autour des planètes géantes gazeuses. Depuis que le premier candidat exolune a été annoncé [[Teachey and Kipping, 2018](#)], la chasse à la découverte de la première lune extrasolaire confirmée est toujours en cours [e.g. [Limbach et al., 2021](#)], la question de l’habitabilité de ces satellites orbitant d’autres planètes se posant désormais. Les études sur la détermination des orbites d’exolunes habitables autour des planètes géantes ainsi que sur la possibilité de maintenir des mondes tempérés en utilisant le chauffage par les marées, à l’instar du Système Solaire externe, sont en vogue [e.g. [Dobos, 2014](#)], ayant de fortes implications pour l’exobiologie [e.g. [Kaltenegger, 2010](#)].

Ces corps exoplanétaires, actuellement étudiés par les télescopes spatiaux Kepler (depuis 2009) et CHEOPS (pour CHAracterising ExOPlanets Satellite, depuis 2019), ne seront pas en reste dans les prochaines décennies avec le déploiement de nombreuses installations d’observations à venir telles que l’Atmospheric Remote-sensing Infrared Exoplanet Large-survey (ARIEL), le PLanetary Transits and Oscillations of stars (PLATO) ou encore le James Webb Space Telescope (JWST). Les méthodes et modèles développés dans le cadre de cette thèse pourront être adaptés pour évaluer dans le rôle des processus de dissipation de marée dans l’activité de ses systèmes exoplanétaires et d’anticiper les signatures observationnelles (orbitales, thermiques, atmosphériques) révélant l’importance de ces processus.

ANNEXES

Annexe A

Dissipation de marée incluant la dissipation en compression : dérivation pour un modèle de Maxwell

Definitions

$$\sigma_{kl}^\alpha = \sigma_{kl} - \frac{1}{3}\sigma_{nn}\delta_{kl} \quad (\text{A.1})$$

$$\epsilon_{kl}^\alpha = \epsilon_{kl} - \frac{1}{3}\epsilon_{nn}\delta_{kl} \quad (\text{A.2})$$

Rhéologie élastique :

- Cisaillement $\sigma_{kl}^\alpha = 2\mu\epsilon_{kl}$
- Compression $\sigma_{kk} = 3K\epsilon_{kk}$

$$\dot{\sigma}_{kl} + \frac{\mu}{\eta}(\sigma_{kl} - \frac{1}{3}\sigma_{nn}\delta_{kl}) + \frac{K}{\zeta}A\sigma_{nn}\delta_{kl} = 2\mu\dot{\epsilon}_{kl} + (K - \frac{2}{3}\mu)\dot{\epsilon}_{nn}\delta_{kl} \quad (\text{A.3})$$

Parties déviatoriques et isentropiques :

$$\dot{\sigma}_{kl} - \frac{1}{3}\dot{\sigma}_{nn}\delta_{kl} + \frac{1}{3}\dot{\sigma}_{nn}\delta_{kl} + \frac{\mu}{\eta}\dot{\sigma}_{kl}^\alpha + A\frac{K}{\zeta}\dot{\sigma}_{nn}\delta_{kl} = 2\mu(\dot{\epsilon}_{kl} - \frac{1}{3}\dot{\epsilon}_{nn}\delta_{kl} + \frac{1}{3}\dot{\epsilon}_{nn}\delta_{kl}) + (K - \frac{2}{3}\mu)\dot{\epsilon}_{nn}\delta_{kl} \quad (\text{A.4})$$

- Cisaillement $\dot{\sigma}_{kl}^\alpha + \frac{\mu}{\eta}\dot{\sigma}_{kl}^\alpha = 2\mu\dot{\epsilon}_{kl}^\alpha$
- Compression $\frac{1}{3}\dot{\sigma}_{nn}\delta_{kl} + A\frac{K}{\zeta}\dot{\sigma}_{nn}\delta_{kl} = K\dot{\epsilon}_{nn}\delta_{kl}$

Transformation de Fourier :

- Cisaillement

$$\begin{aligned}
- i\omega\tilde{\sigma}_{kl}^\alpha + \frac{\mu}{\eta}\tilde{\sigma}_{kl}^\alpha &= 2i\omega\mu\tilde{\epsilon}_{kl}^\alpha \\
- \tilde{\sigma}_{kl}^\alpha &= 2\frac{i\omega\mu}{i\omega+\frac{\mu}{\eta}}\tilde{\epsilon}_{kl}^\alpha \\
- \mu(\omega) &= \frac{i\omega\mu}{i\omega+\frac{\mu}{\eta}}
\end{aligned}$$

- Compression

$$\begin{aligned}
- \frac{1}{3}i\omega\tilde{\sigma}_{nn}\delta_{kl} + A\frac{K}{\zeta}\tilde{\sigma}_{nn}\delta_{kl} &= i\omega K\tilde{\epsilon}_{nn}\delta_{kl} \\
- \tilde{\sigma}_{nn}\delta_{kl} &= 3\frac{i\omega K}{i\omega+A3\frac{K}{\zeta}}\epsilon_{nn}\delta_{kl} \\
- K(\omega) &= \frac{i\omega K}{i\omega+3A\frac{K}{\zeta}}
\end{aligned}$$

Dérivation un modèle de Maxwell viscoélastique compressible

Lois constitutives

- Elastique

$$\begin{aligned}
- \sigma_E^\alpha &= 2\mu\epsilon_E^\alpha \\
- Tr\sigma_E &= 3KTr\epsilon_E \\
- \sigma_E^\alpha &= \sigma_E - \frac{1}{3}Tr\sigma_E \\
- \epsilon_E^\alpha &= \epsilon_E - \frac{1}{3}Tr\epsilon_E
\end{aligned}$$

- Visqueux

$$\begin{aligned}
- \sigma_V^\alpha &= 2\eta\epsilon_V^\alpha \\
- Tr\sigma_V &= 3\zeta Tr\epsilon_V \\
- \sigma_V^\alpha &= \sigma_V - \frac{1}{3}Tr\sigma_V \\
- \epsilon_V^\alpha &= \epsilon_V - \frac{1}{3}Tr\epsilon_V
\end{aligned}$$

Maxwell

$$\sigma_E = \sigma_V = \sigma \quad (\text{A.5})$$

$$\epsilon = \epsilon_E + \epsilon_V \rightarrow \dot{\epsilon} = \dot{\epsilon}_E + \dot{\epsilon}_V \quad (\text{A.6})$$

$$Tr\dot{\epsilon} = Tr\dot{\epsilon}_E + Tr\dot{\epsilon}_V \quad (\text{A.7})$$

$$\dot{\epsilon} - \frac{1}{3}Tr\dot{\epsilon} = \dot{\epsilon}^\alpha = \dot{\epsilon}_E - \frac{1}{3}Tr\dot{\epsilon}_E + \dot{\epsilon}_V - \frac{1}{3}Tr\dot{\epsilon}_V \quad (\text{A.8})$$

$$\dot{\epsilon}^\alpha = \dot{\epsilon}_E^\alpha + \dot{\epsilon}_V^\alpha \quad (\text{A.9})$$

$$Tr\dot{\epsilon} = Tr\dot{\epsilon}_E + Tr\dot{\epsilon}_V = \frac{Tr\dot{\sigma}}{3K} + \frac{Tr\dot{\sigma}}{3\zeta} \quad (\text{A.10})$$

$$\frac{1}{3}Tr\dot{\sigma} + \frac{K}{\zeta}\frac{1}{3}Tr\sigma = Tr\dot{\epsilon}K \quad (\text{A.11})$$

$$\dot{\epsilon}^\alpha = \dot{\epsilon}_E^\alpha + \dot{\epsilon}_V^\alpha = \frac{\dot{\sigma}^\alpha}{2\mu} + \frac{\sigma^\alpha}{2\eta} \quad (\text{A.12})$$

$$\dot{\sigma}^\alpha + \frac{\mu}{\eta}\sigma^\alpha = 2\mu\dot{\epsilon}^\alpha \quad (\text{A.13})$$

A.12 + A.13 :

$$\dot{\sigma}^\alpha + \frac{1}{3}Tr\dot{\sigma}I + \frac{\mu}{\eta}\sigma^\alpha + \frac{K}{\zeta}\frac{1}{3}Tr\sigma I = \dot{\sigma} + \frac{\mu}{\eta}(\sigma - \frac{1}{3}Tr\sigma I) + \frac{K}{\zeta}\frac{1}{3}Tr\sigma I \quad (\text{A.14})$$

$$2\mu\dot{\epsilon}^\alpha + Tr\dot{\epsilon}KI = 2\mu(\dot{\epsilon} - \frac{1}{3}Tr\dot{\epsilon}I) + KTr\dot{\epsilon}I = 2\mu\dot{\epsilon} + (K - \frac{2}{3}\mu)Tr\dot{\epsilon}I \quad (\text{A.15})$$

$$\dot{\sigma} + \frac{\mu}{\eta}(\sigma - \frac{1}{3}Tr\sigma I) + \frac{K}{\zeta}\frac{1}{3}Tr\sigma = 2\mu\dot{\epsilon} + (K - \frac{2}{3}\mu)Tr\dot{\epsilon}I \quad (\text{A.16})$$

Annexe B

Définition des structures internes

B.1 Contraintes géophysiques et observationnelles

La modélisation de la structure interne des satellites galiléens est construite à partir des mesures gravitationnelles, électromagnétiques et de forme réalisées par la mission Galileo (décrits dans le Chapitre 1). La principale contrainte disponible provient du moment d'inertie estimé à partir des mesures du champ de gravité. Les données d'induction magnétique permettent également d'apporter des contraintes sur l'existence de couches électriquement conductrices en profondeur. Les principales caractéristiques physiques et orbitales connues pour Io et Europe utilisées dans cette étude sont résumées dans le tableau B.1.

TABLE B.1 – Caractéristiques physiques et orbitales d'Io et Europe.

	Io	Europe
Rayon moyen (km)	1822	1561
a (10^3 km)	422	671
Masse volumique (kg/m^3)	3529	3013
Facteur MOI	0.3769	0.3547
Période orbitale (jours)	1.769	3.55
Excentricité	0.0041	0.0094
Épaisseur de la croûte superficielle (km)	60-90	20-30
Épaisseur de l'asthénosphère/l'océan (km)	50-200	80-90
Rayon du noyau (km)	700-1000	400-600

Io. La mission Galileo a permis de déterminer le moment d'inertie d'Io (0.37685 ± 0.0035) ainsi que sa densité moyenne [$3529 \pm 0.0013 \text{ kg/m}^3$, Anderson et al., 1996]. Les mesures du champ de gravité suggèrent que la différenciation de Io a résulté en un noyau métallique [Schubert et al., 1986], entouré d'un manteau qu'on pense être péridotitique [Moore et al., 2007] au sommet duquel se trouverait une partie partiellement fondue appelée asthénosphère [Khurana et al., 2011] et enfin une croûte froide, rigide de moindre densité, probablement mise en place par le volcanisme intensif du satellite [Keszthelyi and McEwen, 1997].

B.2. DÉFINITION DE LA STRUCTURE INTERNE

Europe. Dans le cas d'Europe, le moment d'inertie déterminé par les mesures de la sonde est de 0.3547 ± 0.0024 et sa densité moyenne de 3013 kg/m^3 [Anderson et al., 1998; Casajus et al., 2021]. L'analyse de la densité, du champ de gravité et de la forme d'Europe suggère que ce satellite est différencié en un noyau métallique, un manteau silicaté et une hydrosphère externe composée d'eau liquide et de glace (bien que l'absence de noyau métallique ne puisse pas être exclue). L'existence de l'océan d'eau liquide sous la surface glacée d'Europe a été établie à partir de la mesure d'un signal d'induction magnétique par le magnétomètre de Galileo [Khurana et al., 1998].

Ces données seules ne permettent pas de contraindre la structure interne. Il faut par conséquent faire des hypothèses sur la composition du noyau et du manteau. L'objectif ici est de définir des modèles de structure interne qui soient compatibles avec les données disponibles.

B.2 Définition de la structure interne

Une fois que la masse, la densité et le moment d'inertie d'un satellite sont connues, une structure interne respectant ces données peut être proposée. Pour la structure interne d'Europe, on considère un modèle à quatre couches, comprenant une couche de glace, un océan d'eau liquide, un manteau silicaté contenant en son sein une couche partiellement fondue localisée et un noyau métallique (Figure B1). Dans le cadre d'Io, on considère un modèle à trois couches composé d'une croûte rigide en surface, d'un manteau silicaté (dont le sommet est constitué d'une couche partiellement fondue) et d'un noyau métallique (Figure B1).

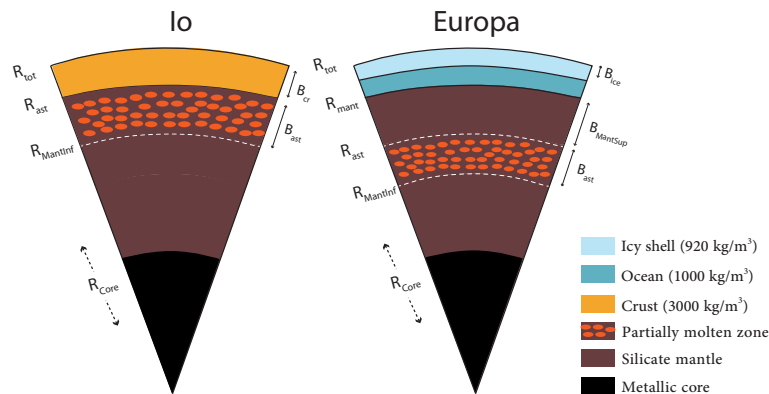


FIGURE B1 – Structures internes pour Io et Europe considérées comme structures de référence pour la suite de notre étude (pas à l'échelle).

Le rayon du noyau dépend de sa composition, de l'épaisseur de la croûte et de la distribution de la densité dans le manteau. Deux modèles compositionnels englobant une large gamme de possibilités sont classiquement considérés pour un noyau de densité constante : 8100 kg/m^3 pour un noyau de fer pur et 5150 kg/m^3 pour un noyau eutectique de composition $Fe - FeS$ [e.g. Anderson et al., 1996; Kuskov and Kronrod, 2001]. Plus le noyau sera dense, plus son rayon sera petit, tandis qu'un noyau moins dense sera plus grand. Un changement

de la composition du noyau Fe à un noyau $Fe - FeS$ entraîne un changement du rayon du noyau d'environ 500-655 km à 810-1080 km pour Io et de 420-510 km à 610-710 km pour Europe [e.g. [Kuskov and Kronrod, 2000](#); [Anderson et al., 2001](#); [Sohl et al., 2002](#)]. En accord avec la densité du manteau supérieur terrestre riche en olivine [3300 kg m^{-3} , [Dziwonski and Anderson, 1981](#)], la densité du manteau varie quant à elle entre 3200 et 3300 kg/m^3 . Cela correspond aux modèles proposés par [Sohl et al. \[2002\]](#) pour les deux satellites internes du système jovien. La distribution de la densité dans le manteau et les rayons d'un noyau dépendent de la mesure dans laquelle les paramètres calculés pour un satellite peuvent satisfaire les contraintes mesurées de la masse M et du moment d'inertie C :

$$M = 4\pi \int_0^R \rho(r)r^2 dr \quad , \quad C = \frac{8}{3}\pi \int_0^R \rho(r)r^4 dr \quad (\text{B.1})$$

où M , R et ρ sont la masse, le rayon et la densité du corps. Pour le cas d'un corps homogène avec une densité constante $\rho(r) = \rho_{moy}$, l'équation [B.1](#) se réduit alors à $C/MR^2 = 0.4$. Plus la valeur de ce paramètre est petite, plus la masse est concentrée vers le centre du corps. La solution numérique s'écrit :

$$M = \sum_{i=1}^L \frac{4}{3}\pi\rho_i(R_i^3 - R_{i+1}^3) \quad , \quad C = \sum_{i=1}^L \frac{1.6}{3}\pi\rho_i(R_i^5 - R_{i+1}^5), \quad (\text{B.2})$$

où L est le nombre de couches concentriques, ρ_i et R_i sont la densité et le rayon de la i -th couche, R_i et R_{i+1} sont les rayons supérieurs et inférieurs de la i -ème couche. J'ai utilisé cette méthode afin de calculer une structure cohérente d'Io et d'Europe. La [Figure B2](#) présente la gamme de paramètres obtenus pour les densités du manteau et du noyau d'Io et d'Europe.

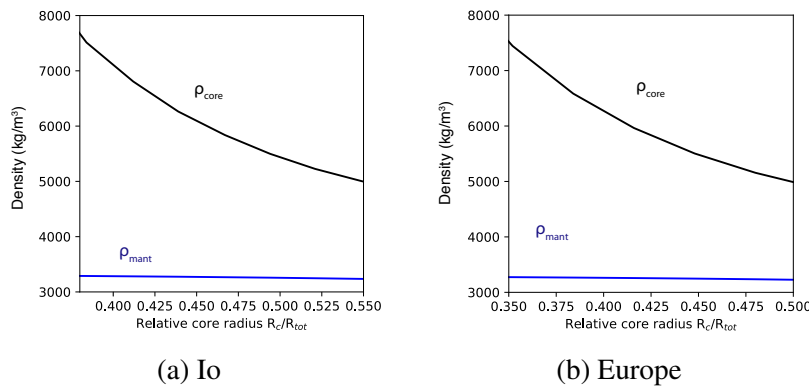


FIGURE B2 – Gamme de densités du manteau et du noyau en fonction de la proportion de la taille du noyau par rapport au rayon total du satellite considérée dans notre étude pour Io (a) et Europe (b).

B.2. DÉFINITION DE LA STRUCTURE INTERNE

Annexe C

Effect of a partially molten layer on the tidal deformation of Venus' mantle

C.1 Context

At the time of the discovery of thousands of exoplanets candidate and the search for the so-called Earth 2.0 that would look like the Earth with the presence of some kind of life at its surface, the question of why Earth and Venus have followed different evolutionary paths and the determination of what factors result in an Earth-like planet have become increasingly important and motivate Venus future exploration [e.g. [Freeman et al., 2016](#); [Ghail et al., 2017](#)]. In this context, Venus, the Earth' twin in terms of size and bulk composition, represents a laboratory for exploring the conditions controlling interior dynamics, allowing to compare the evolution and fate of two terrestrial planets at first sight similar. Indeed, although the two planets exhibit some of the same processes, Venus lacks Earth's dominant process for losing heat and recycling volatiles : plate tectonics.

Planetary thermal evolutions are mainly controlled by the heat generated in the interior, the cooling rate of the core and the way the heat is evacuated through the surface. Due to the absence of constraints on the structure in temperature, viscosity or composition of the interior of Venus, the heat transfer regime within its mantle is largely unknown (either occurring in the stagnant lid, plate tectonics or episodic lid regime ?) with a key control played by magmatism (dominant heat pipe mechanism ? intrusive versus extrusive ratio ?). While some topographic features have a geomorphology similar to that observed for the Earth's mountains and seem to suggest that Venus had a mobile lithosphere [[Kiefer and Hager, 1991](#); [Kaula et al., 1992](#); [Ivanov and Head, 2011](#)], the compilation of observations of the surface of Venus indicates that the planet would have evolved from a mobile lithosphere similar to the Earth to a current slow or stagnant lithosphere with limited surface motions. Understanding these processes for Venus is a crucial point regarding the occurrence and sustainability of melts in its mantle.

Melting is a first-order phase transformation that has drastic consequences for various geophysically observable material properties, such as seismic-wave velocities and electrical conductivity. As geological materials are chemically complex, they generally melt partially over a wide range of temperatures between their solidus and liquidus. Melting is thus an ubi-

C.1. CONTEXT

quitous process in silicate mantles, either in the past with the magma oceans which may form in the early stages of planetary evolution, through the combination of radiogenic heating, impact-induced heating during accretionary events and gravitational energy release during core-mantle separation; but also at present day, under the form of partially molten layers, as suggested for Io near its surface [Khurana et al., 2011] or for the Moon in its deep interior [Khan et al., 2014]. Concerning the Earth, robust evidence for partial melting in the interior is observed through the attenuation of seismic velocities in the upper mantle [e.g. Romanowicz, 1995; Williams and Garnero, 1996; Tauzin et al., 2010; Chantel et al., 2016] and at the core-mantle boundary [e.g. Lay et al., 2004]. Knowing the presence/absence of such a partially molten layer near the surface and/or at the base of the mantle of Venus would be discriminant for its thermal history, and could bring some clues to the driving question of why Venus and the Earth have evolved differently.

Observations of Venus constrain both the geologic history of the planet and its interior dynamics. Recent volcanic activity, possibly ongoing today, has been suggested by several observations. First, the presence of recently active hot-spots in the interior of Venus has been inferred based on their thermal signature [Shalygin et al., 2015] and emissivity data of Venus Express, which allow to distinguish fresh from weathered basaltic material [Helbert et al., 2008; Smrekar et al., 2010; Filiberto et al., 2020]. In addition, gravity, topography and surface deformation structures at the locations where recent volcanic activity has been suggested are consistent with the presence of mantle plumes in the interior [Kiefer and Hager, 1991; Smrekar and Phillips, 1991]. Furthermore, SO_2 variations in the atmosphere of Venus recorded by Pioneer Venus [Esposito, 1984; Esposito et al., 1988] and later by Venus Express [Marcq et al., 2013] provides additional evidence for recent volcanic activity. While it is obvious that Venus has been a volcanically active world at one point of its history (Fig. C1), evidence of present day active, radiogenically driven volcanism on Venus will have major implications for interior dynamics, and likely imply the presence of partial melting in the venusian interior. Moreover, Venus global gravity spectrum is highly correlated with the global topography spectrum, allowing to put some constraints on the range of possible viscosity profiles within the planet. This observation allow for the presence of a low viscosity channel beneath the lithosphere [Pauer et al., 2006], being consistent with the presence of partial melt, for exemple. Finally, unlike the Earth, where partial melting can still occur today, but at limited fraction and locations, O'Rourke [2020] suggests that a basal magma ocean as thick as 200-400 km may have been sustained until today in Venus mantle, due to a reduce heat flow in the absence of plate tectonics.

The presence of melt in the mantle affects the elastic and viscous properties of rocks. Non-linear effects on these parameters are expected, and have been quantified through experimental studies and theoretical models, notably based on seismic wave velocities, [e.g. Budsonsky and O'connell, 1976; Mavko, 1980; Takei, 1998], the permeability [e.g. Bulau et al., 1979; von Bargaen and Waff, 1986; Faul et al., 1994], or rheology [e.g. Hirth and Kohlstedt, 1995a; Kohlstedt et al., 2000; Scott and Kohlstedt, 2006]. Detection of partial melt in planetary mantle is challenging in the absence of direct measurement through seismic oscultation of the interior, or of electric conductivity data. A detailed knowledge about the internal structure and processes is thus crucial to refine the occurence of potential zones of partial melting within planets, whether global or local.

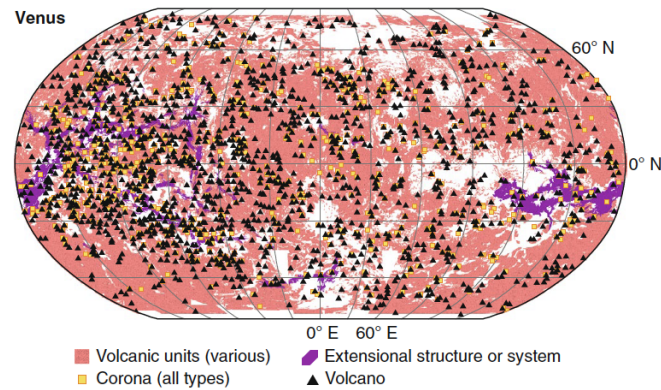


FIGURE C1 – Global distribution of major volcanic units and landforms on Venus [Byrne, 2020].

One way to access key informations about the internal structure of planetary bodies is the measurement of the tidal deformation (either via the potential Love number k_2 or the phase lag) [e.g. Mazarico et al., 2015; Steinbrügge et al., 2018]. The only direct constraint available for the determination of the internal structure of Venus is provided by the potential Love number estimated from Doppler tracking of Magellan and Pioneer Venus Orbiter [$k_2 = 0.295 \pm 0.066$, Konopliv and Yoder, 1996]. However, the error bar on the current estimation of the Love number k_2 is too large to constrain the size/or the state of the core [Dumoulin et al., 2017]. Moreover, as tidal response of a planet directly depends on the viscoelastic properties of the materials that compose its interiors, the presence of a reduced-viscosity and reduced-elastic moduli layer in Venus mantle (as a partially molten layer) may significantly affect tidal response of Venus interior, thus modifying the interpretation of the measured Love number in term of iron core size and state.

Since Magellan mission (1990), which has revealed Venus as a highly complex and dynamic planet, there has been no mission dedicated to surface and interior processes, because of a science payload mostly devoted to study Venus' atmosphere. As a consequence, Venus interior structure is poorly constrained. In the absence of informations on Venus' density profile, the interior structure is often computed based on the one-dimensional seismological Preliminary Reference Earth Model [PREM, Dziewonski and Anderson, 1981], and rescaled to account for Venus' radius and mass [e.g. Zharkov, 1983; Yoder, 1995; Mocquet et al., 2011]. Future spacecraft missions to Venus currently under consideration by ESA [EnVision, Ghail et al., 2017] and NASA [VERITAS, Freeman et al., 2016] would offer the opportunity to significantly improve our knowledge of the gravity field from Doppler tracking data relative to the Magellan and Pioneer missions. They should be able to reduce the error bars on the potential Love number, k_2 , and to provide first estimates of tide-induced surface displacement. Moreover, the measurements performed by these missions may provide estimates of the tidal phase lag, thus providing insights on the viscous response of the interior. In this context, it is important to refine the prediction of the tidal response of Venus' interior and to determine how the composition and viscosity of the interior influence the amplitude and lag of the tidal response. Constraining simultaneously the density and viscosity profiles will provide crucial information on the internal dynamics and past evolution of Venus."

C.2. COMPUTATION OF TIDAL DEFORMATION

In this context, we propose to investigate the following question : how the presence of a partially molten layer in Venus mantle will affect the potential Love number k_2 and phase lag? We consider two endmembers : a basal and a sublithospheric partially molten layer (that we called 'asthenospheric partially molten layer') (Fig. C2). The goal is to refine the prediction of the tidal response of Venus' interior and to determine how the composition and viscosity of the interior influence the amplitude and lag of the tidal response. For that purpose, we model the viscoelastic deformation of Venus's interior, following the work of Dumoulin et al. [2017] for an Andrade rheology. We test the influence of a partially molten layer, assuming different rheological laws for the influence of partial melt on anelastic properties of rocks.

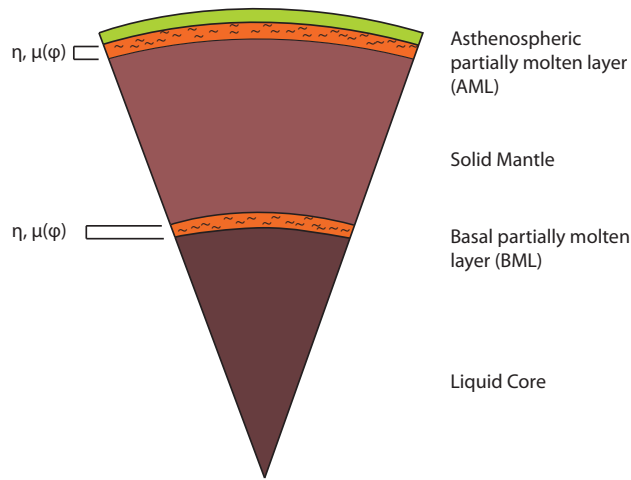


FIGURE C2 – Schematic interior structure of Venus considered in the study.

C.2 Computation of tidal deformation

C.2.1 Quantification of tidal deformation

Quality factor and tidal phase lag. Planetary interior response to tidal forcing takes the form of internal deformation and dissipation. The efficiency of tidal friction depends on the thermal state of the interior. It is usually referred to as the specific dissipation function Q^{-1} , or the quality factor Q . This latter characterizes the amount of energy dissipated by friction over a tidal cycle. When a periodic stress is applied to a body, a deformation and phase lag result from the response of the material (δ_m). By definition, the quality factor Q is the ratio between the maximum stored mechanical energy (E) and the total dissipated energy (E_{diss}) :

$$Q = \frac{2\pi E}{\Delta E_{diss}} = \frac{1}{\sin(\delta_m)}, \quad (\text{C.1})$$

with small values of Q corresponding to dissipative environment (the smallest is this factor, the largest is the energy dissipated during the deformation).

Love numbers. The Love numbers are proportionality coefficients relating the tidal excitation potential and the deformation of the body that it generates on its surface in $r = R$. In the modeling of tidal effects, the Love numbers associated with the variation of the surface potential (k_l) are used preferentially, and especially the Love number of degree 2 k_2 reflecting the quadrupole deformation of the body. This tidal Love number, expressing the modification of the gravitational potential of the planet due to its tidal deformation, is interesting because this small gravitational modification can be sensed by spacecraft orbiting the planet and can be detected as fine perturbations of the orbital velocity monitored from tracking data of the spacecraft (Doppler tracking performed with Earth-based large antennas, [Holmes et al. \[2008\]](#)). Complex Love numbers, whose imaginary part represents the inelastic component of the deformation, are introduced in order to generalize the formalism of elastic Love numbers to any kind of body (like planetary bodies that behave as viscoelastic media). The complex Love number, the real Love number and the quality factor are related to each other with the relation : $Q = k_2/Im(k_2)$.

C.2.2 Viscoelastic model for tidal deformation

The viscoelastic deformation of Venus under the action of periodic tidal forces is computed following the method of [Tobie et al. \[2005\]](#). Venus is assumed to be divided into an inviscid fluid iron core and a viscoelastic solid mantle. Two endmembers of mantle structure are considered, including the presence of a partially molten layer with a varying thickness and melt fraction (1) at the base of the mantle and (2) underneath the lithosphere. The reference density profile and viscoelastic properties in the iron core and mantle are those computed in [Dumoulin et al. \[2017\]](#), with the exception of the partially molten layer where the viscosity η and the shear modulus μ are corrected as a function of the melt fraction (see section C.3.2). From these profiles, the Poisson equation and the equation of motions are solved for small perturbations in the frequency domain assuming a compressible Andrade rheology [[Castillo-Rogez et al., 2011](#)]. The complex compliance, which defines the complex shear modulus, for an Andrade model is given by

$$J(\chi) = \frac{1}{\chi} - \frac{i}{\eta\chi} + \beta(i\chi)^{-\alpha}\Gamma(1 + \alpha), \quad (\text{C.2})$$

where χ is the tidal frequency ($\chi = 2(\omega - n)$), ω and n are the spin rate and the mean orbital motion, respectively. For the parameter α , the typical value required to explain the Q factor of the Earth's mantle is ranging between 0.23 and 0.28 [[Ray et al., 2001](#)]. We chose to use in this study $\alpha = 0.25$. For the β parameter, as in [Dumoulin et al. \[2017\]](#), we assume that $\beta \simeq \mu^{\alpha-1}\eta^{-\alpha}$.

The Love numbers, k_2 and h_2 , characterizing the potential perturbation and surface radial displacement, respectively, and the dissipation function, Q^{-1} , are computed by integrating the radial functions associated with the radial and tangential displacements (y_1 and y_3 , respectively), the radial and tangential stresses (y_2 and y_4), and the gravitational potential (y_5), as defined by [Takeuchi and Saito \[1972\]](#). The deformation of the liquid core and of the dense atmospheric layer is assumed to be static, and the simplified formulation of [Saito \[1974\]](#) relying on to radial functions, y_5 and y_7 , is thus employed. The solution in the solid part of the interior is expressed as the linear combination of three independent solutions, which

reduces to two independent solutions in the fluid part. The system of six differential equations is solved by integrating the three independent solutions using a fifth-order Runge-Kutta method with adjustive stepsize control from the center ($r = 0km$) to the upper atmosphere ($r = R_P + 100 = R_{atm}km$) and by applying the appropriate boundary conditions [see, for more details, [Takeuchi and Saito, 1972](#); [Saito, 1974](#); [Tobie et al., 2005](#)]. The complex Love numbers, k_2^* and h_2^* , are determined from the radial functions, $y_5(R_P)$ and $y_1(R_P)$, respectively, at Venus' surface ($r = R_P$), and the global dissipation function, Q^{-1} , by the ratio between the imaginary part and the module of k_2^* . The dissipation factor can also be expressed as the potential tidal phase lag (δ in radian) following the relationship : $2\epsilon = \arcsin Q^{-1} \simeq Q^{-1}$.

C.3 Rheological model of the mantle

At typical tidal forcing periods, the planetary interiors behave like viscoelastic bodies, and their response is classically parameterized by the viscosity and the shear modulus. These elastic and viscous parameters are strongly affected by the presence of melt. It is therefore necessary to use rheological laws that relate them to the melt fraction. In our study we propose a synthetic rheological law taking into account two main regimes of deformation depending on the melt fraction ϕ : $0 < \phi < \phi_{RCMF}$ and $\phi > \phi_{RCMF}$. ϕ_{RCMF} refers to the rheological critical melt fraction and describes the transition from a solid matrix towards a mixture whose rheology is in practice that of magma [e.g. [Renner et al., 2000](#)] based on numerical and experimental studies dedicated to partially molten rocks.

C.3.1 Solid fraction viscosity η_0 and elastic shear modulus μ_0 ($\phi = 0$)

Viscosity in the mantle is supposed to vary with temperature and pressure following an Arrhenius law and with grain size or strain rate, depending on the dominant deformation mechanism (diffusion or dislocation creep, see [Karato \[2008\]](#) for details). For the Earth, diffusion creep is often considered to be dominant in the lower mantle [[Karato and Wu, 1993](#)], leading to a strong influence of the grain size (that can vary from 0.1mm to few millimeters) on the absolute value of the viscosities (several orders of magnitude). Because of complex feedbacks between grain size dependency on the thermal evolution of the mantle [e.g. [Solomatov and Reese, 2008](#)] and in turn between the style of convection and grain size [e.g. [Rozel, 2012](#)], deriving a viscosity profile from pressure and temperature profiles thus requires several assumptions that may vary. As a matter of fact, the structure and absolute value of viscosity in Venus' mantle is largely unknown. The reference viscosity profile is computed from a published thermal profile of [Armann and Tackley \[2012\]](#) resulting from thermal evolution models of Venus interior in episodic lid regime (referred as the 'hot' configuration in the study of [Dumoulin et al. \[2017\]](#)), and is then use to calculate the tidal deformation. The viscosity profile for the solid rock is obtained with the following equation :

$$\eta_0 = \frac{1}{2}A_0^{-1}d^{2.5}exp\frac{E_a + PV_a}{RT}. \quad (C.3)$$

Parameters for the dry olivine are used ($E_a = 300$ kJ/mol, $V_a = 6$ cm³/mol, and $A_0 = 6.08 \times 10^{19}$ Pa⁻¹ s⁻¹) and a grain size d equal to 0.1 or 1 mm (i.e. corresponding respectively to a mean reference viscosity of 7×10^{20} and 1×10^{23} Pa s).

In our calculations, we take into account a transition from an upper mantle to a lower mantle with distinct mineralogy, by considering a viscosity jump of a factor 30 at 730 km depth [e.g. [Armann and Tackley, 2012](#); [Pauer et al., 2006](#)]. This factor is much smaller than the one considered for Earth and is consistent with a variety of gravity studies of Venus [[Kiefer and Hager, 1991](#); [Pauer et al., 2006](#); [Steinberger et al., 2010](#); [Rolf et al., 2018](#)].

Finally, the elastic shear modulus of solid rock μ_0 is calculated from the seismic shear velocity profile computed using the method [PerpleX](#) as in [Dumoulin et al. \[2017\]](#), with the relation $\mu_0 = \rho V_s^2$.

C.3.2 Viscosity and shear modulus of the partially molten layer ($\eta(\phi)$ and $\mu(\phi)$)

Under certain temperature and pressure conditions, an heterogeneous material such a planetary mantle may become polyphase as a consequence of partial melting. The presence of a liquid phase in a partly molten rock severely modifies the bulk rheological properties of the whole rock : at some point in the partial melting (or crystallization) process, a material switches from being best described as a solid matrix with fluid pores, to a fluid bath with isolated floating crystals grains. When grains loose contact with one another, the material looses shear strength and switches to the viscous properties of the fluid. To model such large variations in the physical properties of the multiphase material, power law functions have been introduced, mostly following the pioneering work of [Einstein \[1906\]](#). This led to the concept of a rheological critical melt fraction (RCMF) for the transition of a liquid to a solid, setting the threshold at a melt fraction about 25-30 % [[Arzi, 1978](#)]. Subsequent theoretical and experimental studies also applied to a solid undergoing partial melting found a wide range of values for this critical fraction, ranging from 26 to 62 % [e.g. [Paterson and Van der Molen, 1979](#); [Bulau et al., 1979](#); [Vigneresse et al., 1996](#); [Scott and Kohlstedt, 2006](#); [Caricchi et al., 2007](#); [Costa et al., 2009](#)]. Above the RCMF, a rheological "breakdown" (drop in bulk viscosity of several orders of magnitude) is predicted.

In order to take into account the effect of the presence of melt on the rheological properties of the rocks in the partially molten layer, we consider two main regimes, separated by the disaggregation point, so-called the rheological critical melt fraction :

- For $\phi > \phi_{RCMF}$
 - The viscosity scales with the viscosity of the molten material η_{melt} following the Einstein-Roscoe relation [[Roscoe, 1952](#)]

$$\eta(\phi) = \eta_{melt}(1.35\phi - 0.35)^{-2.5}. \quad (C.4)$$

- The shear modulus is set to a very small value (10^{-7} Pa), following the rheology used in [Fischer and Spohn \[1990\]](#) and [Moore \[2003\]](#) for Io, shear modulus dropping suddenly toward zero when enough of the solid is molten to disaggregate the grains.

C.4. RESULTS

- For $\phi < \phi_{RCMF}$

- The viscosity, in a context where most of the material is solid, although the solid dominates the mechanical behavior, is still strongly influenced by the melt fraction. The partially molten viscosity scales with the solid mantle viscosity η_0

$$\eta(\phi) = \eta_0 \exp(-\alpha\phi) \quad (\text{C.5})$$

where α is the coefficient in melt fraction-dependent viscosity. This latter is comprised between 26 and 32 depending on the deformation mechanism, based on experimental studies on olivine valid up to a melt fraction of 25%–30% [Mei et al., 2002; Kohlstedt et al., 2000; Scott and Kohlstedt, 2006].

- The elastic shear modulus is related to the elastic shear modulus of the solid rock μ_0 , the Poisson ratio ν and the shape of the melt between grains with the analytic relation of Mavko [1980]

$$\mu(\phi) = \mu_0(1 + c\phi)^{-1}. \quad (\text{C.6})$$

By assuming the preferred melt tube shape of Mavko [1980] and $\nu = 0.25$, we get $c = 67$.

Application to potential partially molten layers within Venus mantle. As evoked above, the presence or absence of a partially molten layer at present day within the mantle of Venus, either in the form of an asthenosphere or a basal layer is uncertain. Armann and Tackley [2012] noticed that, in the upper mantle, a minimum in viscosity occurs just below the lithosphere due to the activation volume; indicating that an asthenosphere is expected to exist even with a dry rheology. Moreover, the existence of a 100 km thick low-viscosity channel mechanically decoupling the lithosphere from the rest of the mantle cannot be excluded on the basis of the modeling of Pauer et al. [2006]. We thus consider the eventuality of a 100 to 200 km thick sublithospheric partially molten layer. Moreover, based on the suggested remaining basal magma ocean by O’Rourke [2020], we also consider a 200 to 400 km thick partially molten layer at the base of the mantle. The viscosity and shear modulus of these two layers are corrected as a function of the melt fraction following the rheological laws presented above. The critical melt fraction is set to 30%. Above this threshold, the layer can be considered as having a liquid behavior.

C.4 Results

Calculation of tidal deformation in planetary interiors depends on their density, viscosity and elastic moduli profile. Three reference compositional models of Venus interior are considered: the ‘Earth-like model’, the ‘Iron-rich mantle’ and the ‘Iron-poor mantle’ corresponding respectively to the V5, V4 and V1 models of Dumoulin et al. [2017]. For the temperature profile, the ‘hot’ endmember of Dumoulin et al. [2017] is used, which results from thermochemical evolution models for a basalt/harzburgite composition [Armann and Tackley, 2012]. Radial density ρ and seismic velocities V_P and V_S were computed using the mineralogy derived for each composition model and the assumed temperature profile using the method *Perplex* [Connolly, 2005]. The elastic modulus μ and K are directly related to

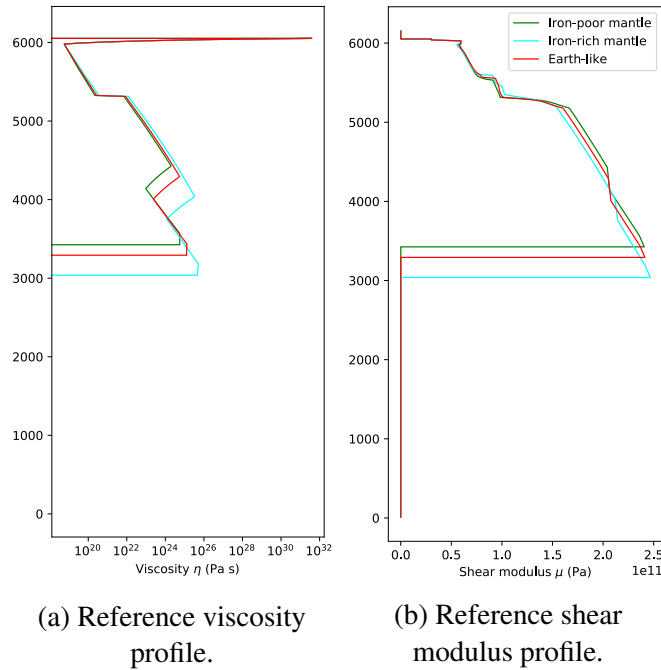


FIGURE C3 – Reference viscosity (a) and shear modulus (b) profile for the solid case end-member, and for the three compositional models considered in the study. For the viscosity, the reference grain size is set to 1 mm, corresponding to a mean reference viscosity of 1×10^{23} Pa s.

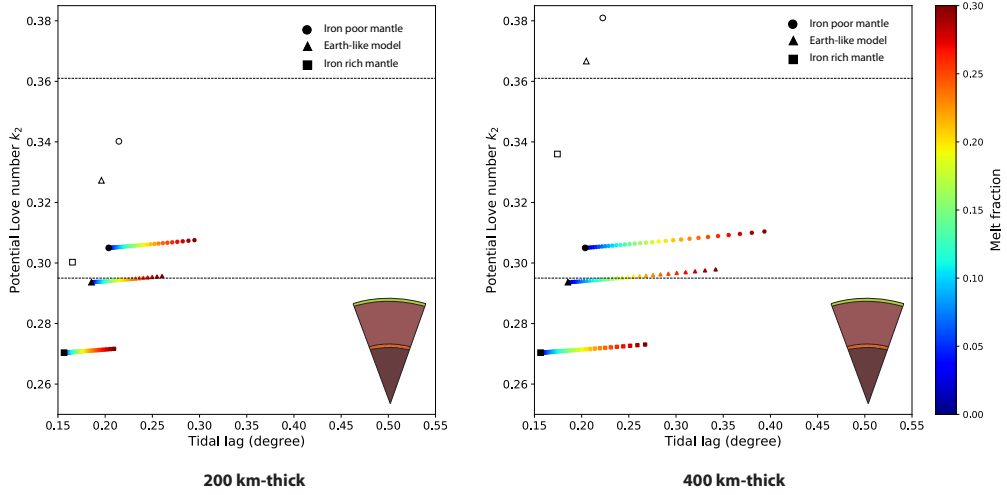
the seismic velocities with $\mu = \rho V_s^2$ and $K = \rho(V_p^2 - 4/3V_s^2)$, and the viscosity is calculated from the temperature profile, as described in section C.3.1. The reference viscosity and shear modulus profiles for the solid case are presented on Fig C3.

These density, viscosity and elastic profiles serve as a basis for the calculation of tidal deformation of Venus interior, computed following an Andrade rheology. We vary the thickness and melt fraction of the partially molten layer, the compositional model, and the mean reference viscosity of the mantle. The objective is to cover a wide range of possibilities with these two endmembers, and to have an overview of the effect of this partially molten layer on Venus tidal deformation compared to a reference case (it has however to be kept in mind that a large uncertainty remains for all the parameters used).

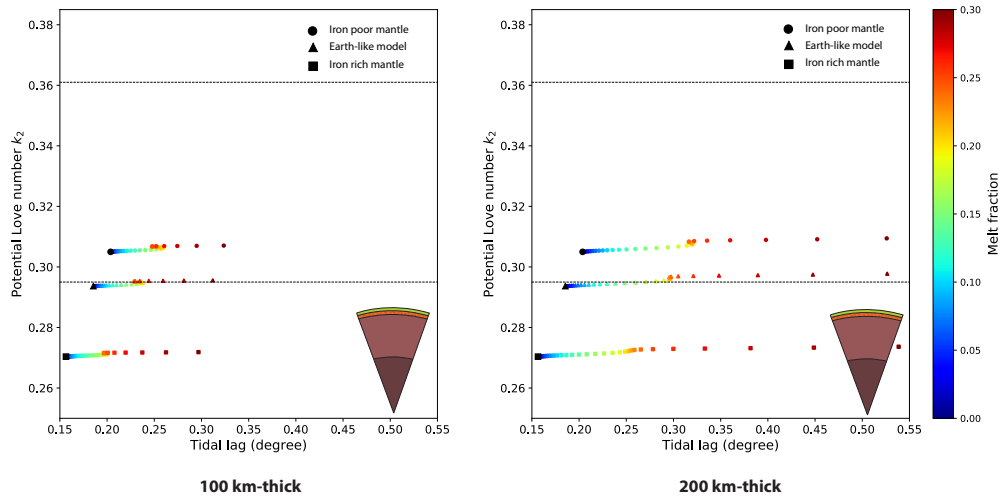
C.4.1 Influence of the compositional model

Fig. C4 a and b show the potential Love number k_2 as a function of the tidal lag in degrees for a basal (BML) and an asthenospheric partially molten layer (AML) respectively. First, we observe that the k_2 is rather sensitive to the compositional model than to melt fraction, partially molten layer thickness and location. A 0.03 change in k_2 is observed between the two extreme compositional models, regardless of the location and thickness of the partially molten layer, while almost no change is observed as a function of the partial melt fraction. On the other hand, the tidal lag is more sensitive than k_2 to the presence of a partially molten

C.4. RESULTS



(a) Basal partially molten layer (BML).



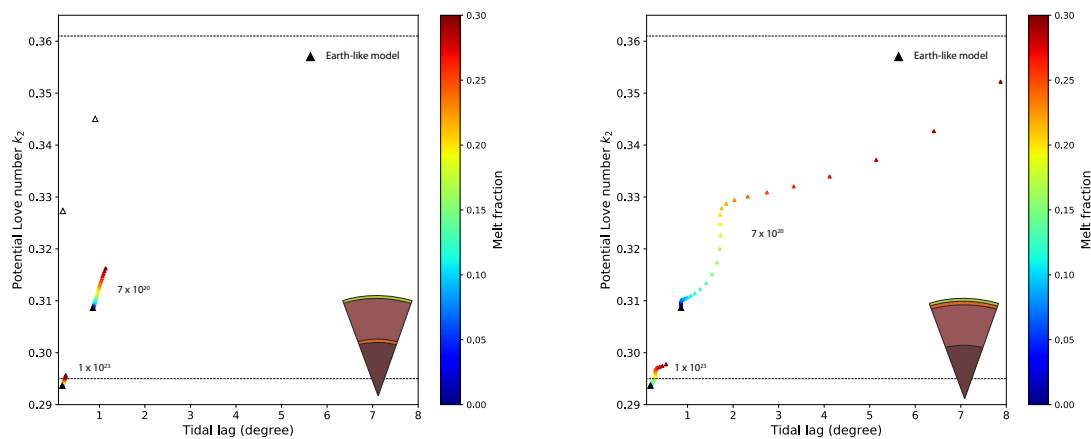
(b) Sublithospheric partially molten layer (AML).

FIGURE C4 – Potential Love number k_2 as a function of the tidal phase lag in degrees for a basal partially molten layer (a) of a thickness of 200 km and 400 km and of an asthenospheric partially molten layer (b) of a thickness of 100 km and 200 km. Symbols refer to the compositional model, with triangles for the Earth-like model, squares for the iron-rich model and circles for the iron-poor model. The colorscale indicates the melt fraction (up to the disaggregation point, fixed at $\phi_{RCMF} = 30\%$) with the black and white endmembers referring respectively to the fully solid mantle and to $\phi > 30\%$ in the molten layer (liquid case). Dashed line represents the mean value and upper error bar of k_2 obtained by [Konopliv and Yoder \[1996\]](#) using Magellan and Pioneer data. The lower estimate is too small to be drawn on this figure, due to the chosen scale.

layer, especially when the thickness and partial melt fraction of this layer increases. It can also be noticed that this effect is amplified when this layer is close to the surface (AML case). A shift of 0.05 to 0.2 degrees is observed for the BML while a shift of 0.15 to 0.40 degrees is observed for the AML over the range of investigated melt fraction, depending on the considered thickness. Concerning the effect of the localization of this partially molten layer, at equal thickness, we observe that the variations of the tidal lag with the melt fraction are more important in the case of a partially molten layer close to the surface than for a basal layer, while the variations of the k_2 are unchanged. Finally, it can be noticed that a 400 km thick basal completely molten layer ($\phi > 30\%$) can be ruled out for the Iron poor and Earth-like model and in any case for a near surface layer, being not consistent with Magellan.

C.4.2 Influence of the reference viscosity

Fig. C5 shows the potential Love number k_2 as a function of the tidal lag for two average reference viscosities of the mantle (7×10^{20} Pa s and 1×10^{23} Pa s, corresponding respectively to $d = 0.1$ and $d = 1$ mm). We can observe that, by decreasing the average reference viscosity of the mantle by about two orders of magnitude, the effect is much more pronounced for the shallow layer, with k_2 varying much more as a function of the melt fraction than in the previous configuration (variation of 0.04 over the whole range of the melt fraction considered). Tidal lag also varies over a large range of values (from about one degree in the case of the BML to 8 degrees in the case of the AML), compare to a variation < 1 degree for the highest viscosity.



(a) Basal partially molten layer (BML).

(b) Sublithospheric partially molten layer (AML).

FIGURE C5 – Potential Love number k_2 as a function of the tidal phase lag in degrees for the 'Earth-like' compositional model and a layer thickness of 200 km. A lower average viscosity of the mantle than our reference case is considered (with 7×10^{20} Pa s versus 1×10^{23} Pa s respectively, corresponding to a grain size of 0.1 and 1 mm). Legend for symbols, colors, and lines are the same as in Fig. C4.

C.5 Conclusion

We considered in this study two endmembers, encompassing a wide range of possibilities from a fully solid mantle to a mantle including a molten layer near its surface and at its base, and we investigated the effect of partial melting within these layers, relative to a reference state, on tidal deformation through the k_2 and phase lag.

Fig. C6 summarizes the range of k_2 and phase lag covered by our models, in comparison with what we know thanks to Magellan and what is expected with the EnVision mission. Only error bar appears on the k_2 because the phase lag has never been measured and still remains a challenging measure for future missions. First, we showed that the k_2 is much more sensitive to the compositional model than to the melt fraction. The tidal lag, on the other hand, is more sensitive to the partial melt fraction, especially for a partially molten layer located near the surface. This effect is increased with increasing melt fraction and decreasing mantle viscosity, both factors strongly influencing the value of the tidal lag. While a partially molten layer near the surface could be able to be detected thanks to k_2 combined with tidal lag measurement (considering the predicted error bar of EnVision), if the melt fraction and thickness are large enough and the viscosity of the mantle is low enough, a basal partially molten layer would be much more difficult to detect, with a signal that would be drowned out by the signal of the layer near the surface.

Tidal lag estimate, in combination with a more accurate measurement of the k_2 by future missions toward Venus is thus crucial in order to be able to detect (if present) a partially molten layer within Venus mantle, and would allow to rule out some internal structure models. However, they would have to be also combined with a better constraint on the moment of inertia value, in order to distinguish with compositional effect, state of the core,... still largely unknown. In the meantime, thermal evolution models and laboratory experiments are needed to further improve our understanding of the interior of Venus. .

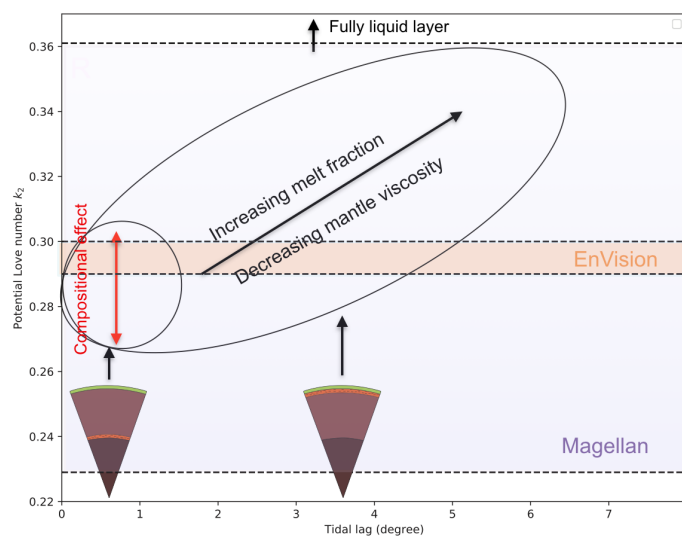


FIGURE C6 – Schematic interpretation of our results in view of Magellan's existing constraints and those foreseen with the EnVision mission.

Table des figures

1	(a) Photo d'un panache volcanique qui s'élève au dessus de la surface de Io prise le 4 mars 1979 par la sonde Voyager 1 (Nasa-JPL). (b) Photo de structures tectoniques qui recouvrent la surface glacée d'Europe, associées à des détections de sel (NASA-JPL).	2
2	Schéma récapitulatif des principaux processus qu'il est nécessaire d'étudier pour caractériser l'activité volcanique des manteaux d'Io et d'Europe au cours de leur histoire. La rhéologie, classiquement représentée par la viscosité η et la rigidité μ , sert de base à la fois au calcul du transfert de la chaleur et à celui de la dissipation de marée. Des effets non linéaires sur ces paramètres sont attendus en cas de fusion partielle qui peuvent donner lieu à un emballement de la dissipation et de la fusion (Chapitre 3). L'état thermique des manteaux d'Io et d'Europe dépend des sources de chaleur disponibles, qui proviennent principalement de la désintégration radioactive et de la dissipation de marée (Chapitre 2), ainsi que du transport de cette chaleur (par convection, magmatisme, ..). Ces sources ont des comportements différents au cours du temps et vont ainsi influencer différemment sur l'histoire thermique de leur intérieur. L'évolution orbitale d'Io et d'Europe est principalement contrôlée par l'interaction des marées entre Io et Jupiter. Enfin, la résonance de Laplace entre Io, Europe et Ganymède, qui force l'excentricité de ces satellites, est un acteur majeur de son évolution orbitale. Dans ce manuscrit, je me focalise notamment sur l'influence de la fusion partielle sur la dissipation de marée, qui est l'une des briques du problème fortement couplé.	5
1.1	Satellites galiléens, par ordre croissant de distance à Jupiter.	8
1.2	Schéma illustrant le principe de l'apport de la mesure d'induction magnétique pour sonder l'intérieur d'Io. (A) Le champ magnétique externe et variable dans le temps appliqué à Io (B) produit des courants de Foucault en présence d'une couche conductrice dans l'intérieur d'Io (C) entraînant un champ magnétique induit. (D) Le champ magnétique autour d'Io mesuré par la sonde spatiale est une combinaison de ces processus. (E-G) Les caractéristiques du signal induit (c'est-à-dire l'amplitude du champ magnétique induit) dépend des propriétés physiques de l'intérieur d'Io. Figure tirée de de Kleer et al. [2019b].	10

TABLE DES FIGURES

1.3	<p>Vue globale de la surface, de la topographie et de la géologie d’Io. (a) Mosaïque d’images de Galileo et Voyager (NASA/JPL/USGS). (b) Carte topographique d’Io, combinant la forme globale triaxiale à grande longueur d’onde [Oberst and Schuster, 2004] avec la topographie stéréo à courte longueur d’onde [White et al., 2014]. La topographie est référencée par rapport au rayon moyen d’Io (1 822,7 km). (c) Carte de glace SO_2, représentée sous la forme de l’épaisseur de la bande à 2,12 micromètres [de Pater et al., 2020]. (d) Carte géologique d’Io [Williams et al., 2011]. Toutes les cartes sont en projection de Mollweide, centrées sur 180° W (l’hémisphère anti-jovien). Figure tirée de de Pater et al. [2021].</p>	12
1.4	<p>Émission thermique des volcans d’Io (projection de Mollweide centrée sur la longitude 180° W). Les 250 volcans actifs ou récemment actifs qui présentent une émission thermique mesurable sont représentés sur la carte. La taille et la couleur du symbole quantifient l’ampleur de leur contribution au flux thermique. Les carrés représentent les évènements transitoires. Figure tirée de Davies et al. [2015].</p>	14
1.5	<p>Comparaison des points chauds d’Io et des modèles théoriques du flux de chaleur de marée d’Io. (a) Points chauds d’Io observés par les télescopes terrestres [de Kleer and de Pater, 2016a; Cantrall et al., 2018; de Kleer et al., 2019a] ainsi que par le spectromètre cartographique proche infrarouge (NIMS) de Galileo [Davies et al., 2012; Veeder et al., 2012, 2015]. La taille de chaque point correspond à la luminosité, et la couleur indique le nombre de fois où ce point chaud a été observé. Les nouveaux points chauds identifiés par l’instrument JIRAM de la sonde Juno [Mura et al., 2020] sont représentés par des points verts, n’ayant pas été quantifiés de la même manière que les autres points de données. Les modèles caractéristiques de dissipation de marée au sein d’Io pour de la dissipation de marée dans (b) le manteau profond solide, (c) une asthénosphère ou (d) un océan de magma liquide sont représentés. Figure tirée de de Pater et al. [2021].</p>	17
1.6	<p>Illustration schématique de deux possibilités de structure interne d’Io avec d’une part une configuration "solide" (à gauche) et d’autre part une configuration "liquide" avec la présence d’un océan de magma (à droite). Les épaisseurs des couches sont arbitraires. Les implications de chaque scénario sont résumées respectivement. Figure tirée de de Kleer et al. [2019b].</p>	18
1.7	<p>(a) Un champ primaire variant dans le temps (lignes noires pleines) génère des courants de Foucault (flèches blanches) qui circulent à la surface d’une couche conductrice comme l’océan salé d’Europe, générant un champ induit (lignes pointillées noires). (b) Les champs primaires et induits se combinent de telle sorte que les lignes de force du champ magnétique variable évitent l’obstacle conducteur. Figure tirée de Khurana et al. [2009].</p>	20
1.8	<p>(a) Motif cycloïdal dans l’hémisphère nord d’Europe. (b) Carte de la trace du motif cycloïdal. Ces motifs sont constitués de segments courbes et de coudes appelés cuspidés. Les chaînes de motifs cycloïdaux se produisent lorsque plusieurs segments sont reliés par des cuspidés et peuvent avoir une longueur de 100 à 1000 km. Figure tirée de Groenleer and Kattenhorn [2008].</p>	22

1.9	Représentation schématique de la couche de glace d'Europe illustrant comment les processus géodynamiques peuvent entraîner des variations d'épaisseur de la couche de glace. La chaleur radiogénique ($\dot{q}_{rock,rad}$) et de marée ($\dot{q}_{rock,tidal}$) générée dans l'intérieur rocheux atteint la base de la couche de glace et s'ajoute à la chaleur de marée produite dans la couche convective ($\dot{q}_{ice,tidal}$), produisant un flux de chaleur global de surface (\dot{q}_{surf}). Figure tirée de Howell [2021].	25
1.10	Représentation schématique et conceptuelle d'une convection hydrothermale dans le manteau d'Europe. Le chauffage radiogénique et de marées se produisent dans le manteau rocheux et la couche de glace, respectivement. Le chauffage entraîne une convection hydrothermale dans le manteau supérieur, générant un panache d'eau le long de l'interface manteau-océan. Le panache transporte la chaleur du plancher océanique dans l'océan et le long de la base de la couche de glace. Figure tirée de Travis et al. [2012].	26
1.11	Schémas synthétiques des caractéristiques et processus actifs des satellites (a) Io (tirée de de Pater et al. [2021]) et (b) Europe (NASA).	29
2.1	Principes de l'effet de marée. (a) Les flèches illustrent les vecteurs d'accélération gravitationnelle totale en des points du satellite (Io ou Europe dans notre cas), causés par Jupiter. L'orbite est représentée par une ligne pointillée. Tous les vecteurs pointent vers Jupiter. L'accélération est plus importante aux points proches de Jupiter qu'aux points plus éloignés. (b) L'accélération au centre du satellite est cette fois-ci soustraite à tous les autres vecteurs. Les vecteurs résiduels représentent la force de marée, c'est-à-dire la partie de la force gravitationnelle de Jupiter qui cause la déformation du satellite concerné. Figure tirée de Sotin et al. [2009].	33
2.2	Amplitude de la déformation radiale de la marée attendue pour différents modèles de structure interne des satellites galiléens. La couleur différencie ces modèles avec le gris clair correspondant à la limite élastique, qui sert de limite inférieure à la déformation de marée; le gris moyen correspondant à la déformation due à la marée pour une épaisseur de coquille de 20 km et le gris foncé de 100 km et enfin le violet correspondant à la limite fluide (i.e. cas de la présence d'une couche liquide découplante tel qu'un océan interne ou un océan de magma), servant de limite supérieure. Figure tirée de Park et al. [2020].	43
2.3	Exemples de modèles viscoélastiques construits à partir du montage d'éléments élastiques (μ), de compliance J et visqueux (η) en série ou en parallèle. J_U et δJ représentent respectivement les compliances "non relaxées" (qui mesure la résistance d'un matériau immédiatement après l'application d'une contrainte) et "défectueuses" (définie comme la différence entre la compliance relaxée et non relaxée, où la compliance relaxée J_R est une mesure à un moment donné après l'application de la charge). Les éléments marqués par η_{An} et J_{An} représentent le mécanisme héréditaire d'Andrade. Figure tirée de Renaud and Henning [2018].	48

TABLE DES FIGURES

2.4	Fonction de dissipation Q^{-1} (Équation 2.82) dans le manteau silicaté du manteau terrestre en fonction de la période de forçage. Q^{-1} est contrainte par un modèle sismique anélastique développé pour le manteau terrestre [Anderson and Given, 1982] réalisé à partir d’observations de la déformation de marée et des changements de rotation sur la Terre [Ray et al., 2001; Benjamin et al., 2006], sur la Lune [Williams et al., 2001], et sur Mars [Yoder et al., 2003; Bills et al., 2005] à partir d’un modèle de Maxwell. Les fonctions de dissipation typiques correspondant au manteau supérieur et au manteau inférieur de la Terre sont représentées. Pour le modèle de Maxwell, un module élastique de 70 GPa et des valeurs de viscosité allant de 10^{18} à 10^{21} Pa s, correspondant à différents temps de Maxwell indiqués par des lignes pointillées verticales grises, ont été utilisés. Figure tirée de Sotin et al. [2009].	50
2.5	Schéma de la déformation due aux marées pour un couple satellite-planète. Figure adaptée de de Kleer et al. [2019b].	60
2.6	Représentation schématique de la rotation d’un satellite verrouillé sur une orbite excentrique. Figure adaptée de Dirkx et al. [2016].	61
2.7	Représentation schématique du principe de la résonance de Laplace. L’énergie de rotation de Jupiter représente un réservoir d’énergie très important pour les trois satellites galiléens les plus proches. L’énergie orbitale gagnée par Io en raison du forçage de marée exercé par Jupiter est distribuée entre Io, Europe et Ganymède, en raison de la résonance de Laplace. Figure tirée de Grasset et al. [2013].	63
2.8	Schéma illustrant deux situations possibles pour les satellites en résonance quant à leur production de chauffage de marée et l’évolution de leur excentricité. Figure tirée de de Kleer et al. [2019b].	66
3.1	Éruptions volcaniques dans le Système Solaire. (a) Éruption du volcan terrestre Kilauea du 29 Septembre 2021, USGS. (b) Éruption volcanique du volcan ionien Tvashtar capturée par la mission New Horizon lors d’un survol d’Io le 1 Mars 2007, NASA. (c) Panache s’échappant du Pôle Sud d’Encelade pris par la sonde Cassini le 2 Novembre 2009, NASA.	71
3.2	Distribution globale des principales unités volcaniques et des formes de relief sur les corps telluriques du Système Solaire. Cartes tirées de Byrne [2020] pour les corps telluriques du Système Solaire interne et de de Pater et al. [2021] pour Io.	73
3.3	Illustration schématique des configurations physiques possibles du produit de fusion à l’intérieur d’Io et d’autres mondes silicatés partiellement fondus. Les gammes pour les seuils de perméabilité et de transition rhéologique sont incertaines et dépendent notamment de la composition des roches. Figure adaptée de Sparks et al. [2019].	77
3.4	Schéma (très simplifié) du processus de fusion partielle d’un manteau péridotitique. L’olivine (ol) et l’orthopyroxène (opx), plus réfractaires que le clinopyroxène (cpx), se retrouvent préférentiellement dans la roche résiduelle.	78
3.5	Conditions de fusion partielle de la péridotite mantellique.	80

3.6	Schéma des processus conduisant à une fusion partielle du manteau supérieur terrestre pour différents contextes géodynamiques. Si le géotherme (en rouge) excède celle du solidus (en vert), de la fusion se produit. (A) Situation sans fusion partielle. (B) Fusion par décompression adiabatique sous une dorsale médio-océanique. (C) Remontée d'un diapir mantellique. (D) Libération de fluides par une plaque plongeante. Figure tirée de Wikipédia. (E) Configuration annexe correspondant à un manteau sous une épais couvercle stagnant, représentatif d'Europe, profil typique issu d'une simulation réalisée dans le cadre de l'étude sur l'évolution thermique du manteau d'Europe [Běhounková et al., 2021].	81
3.7	Diagramme des régimes envisageable en termes d'efficacité d'éruption (0% : aucun magma n'est érupté, 100% : toute la chaleur est évacuée par les éruptions) et de partitionnement des éléments D_{part} pour un corps planétaire tellurique d'après Lourenço et al. [2018].	86
3.8	Variation du logarithme des viscosités relatives effectives par rapport à la fraction solide (i.e. $1-\phi$, avec ϕ le taux de fusion partielle) pour l'ensemble des données rapportées dans l'encadré. Figure tirée de Costa et al. [2009].	88
3.9	Viscosité (de cisaillement) relative η/η_{matrix} et module de cisaillement μ en fonction du taux de fusion partielle en deça du taux de fusion partielle critique. Quelques points expérimentaux sont ajoutés à titre comparatif.	91
3.10	Comparaison des solutions numériques pour les inclusions ellipsoïdales avec l'équation d'ajustement 3.4 pour la viscosité de cisaillement et de volume normalisées à la valeur de référence de la matrice. Figure tirée de Schmeling et al. [2012].	92
3.11	Paramétrisation de l'effet du taux de fusion partielle ϕ sur les paramètres viscoélastiques : viscosité η et module μ de cisaillement (lignes pleines), viscosité de volume ζ et module d'incompressibilité K (lignes en pointillés). La ligne pointillée verticale rouge indique la fraction de fusion critique rhéologique RCMF (notée ϕ_c dans la suite).	94
3.12	Chauffage de marée global obtenu pour un manteau homogène dans un corps de type Io pour une large gamme de viscosités et de modules de cisaillement. Les modèles de Maxwell et d'Andrade sont comparés. (a) Figure tirée de Renaud and Henning [2018]. (b) Cette étude.	96
3.13	Profils du taux de chauffage de marée H_{tide} , de la sensibilité à la déformation en volume H_K et de la sensibilité à la déformation en cisaillement H_μ (voir Chapitre 2 pour leur définition) comparant la présence d'un noyau liquide (en vert, correspondant à nos calculs) et d'un noyau solide (en magenta) pour le cas incluant la dissipation en volume (lignes pleines) et le cas sans dissipation en volume (lignes pointillées). Le cas d'une couche partiellement fondue située à l'interface manteau-noyau est présenté.	98
3.14	Comparaison de l'effet de la formulation statique (trait plein) et dynamique (trait pointillé) pour le noyau liquide sur le budget de chaleur de marée produit dans l'intérieur d'Io comprenant une couche partiellement fondue d'une épaisseur de 100 km située en haut du manteau (en rouge), à l'interface noyau-manteau (en vert) ou une combinaison des deux (en bleu).	99

3.15	Comparaison de l'effet du choix de K_l dans la loi rhéologique sur la puissance de marée produite dans le manteau d'Io incluant une couche partiellement fondue d'une épaisseur de 100 km située en haut du manteau (en rouge), à l'interface noyau-manteau (en vert) ou une combinaison des deux (en bleu). $K_l=1$ GPa (cette étude) est en ligne pleine et $K_l=30$ GPa est en lignes pointillées.	100
3.16	(a) Loi rhéologique utilisée. (b) Puissance de marée produite dans le manteau d'Io comprenant une couche partiellement fondue à son sommet en fonction de son épaisseur (abscisse) et de son taux de fusion partielle (ordonnée). L'échelle de couleurs réfère à la puissance de marée globale produite. Les courbes rouges mettent en évidence la valeur de 100 TW. La courbe noire indique les paramètres nécessaires pour obtenir cette même valeur sans dissipation de volume.	101
4.1	Model of Io's internal structure used for the computations. The considered rheology can be divided into three groups : (1) the solid mantle and crust, described by an Andrade rheology neglecting bulk dissipation ; (2) the partially molten layers, either beneath the crust (case A) or at the core mantle boundary (case B), or a combination of both (Case C), described by a Maxwell rheology including both shear and bulk dissipation and accounting for the effect of melt on the viscoelastic parameters (following the rheological law described in Sect. 4.4.2); (3) the inviscid liquid metallic core.	111
4.2	Effect of melt fraction ϕ on the viscoelastic parameters : shear viscosity η and modulus μ (solid lines), bulk viscosity ζ and modulus K (dash-dotted lines). The red vertical dashed line denotes the rheological critical melt fraction (ϕ_c) where the transition between solid-state and liquid-state behaviors occurs. The shaded rectangle illustrates the restriction of our investigation to a range of melt fraction values around the RCMF.	113
4.3	Io's tidal heat budget as a function of melt fraction ϕ and the thickness d_{melt} of the partially molten layer(s). Three configurations are considered for the internal structure (see Fig. 5.1) : with one partially molten layer at the top (case A, left column) or at the bottom of the mantle (case B, middle column), or with partially molten layers both at the top and bottom of the mantle (case C, right column). The color scale refers to the global tidal power P_{bulk} , including the contribution of bulk dissipation (top panel), and to the ratio $(P_{\text{bulk}} - P_{\text{nobulk}})/P_{\text{nobulk}}$, with P_{nobulk} designating the reference global tidal power produced with shear dissipation only (bottom panel). The red curves highlight the 100 TW value. The black curve indicates the parameters required to obtain this same value without bulk dissipation. For each configuration the red star denotes a reference case corresponding to a thickness $d_{\text{melt}}=100$ km. The white dashed line indicates the value of ϕ_c	118

4.4	Io's tidal heat budget P_{glob} as a function of melt fraction of the partially molten layer. Configurations for the interior structure involve : a top partially molten layer (case A, red), a bottom partially molten layer (case B, green), and a combination of the two, both layers being of equal thickness (case C, blue). The layers thickness is $d_{\text{melt}}= 100$ km. Cases involving bulk dissipation correspond to solid curves. Cases where bulk dissipation is not included correspond to dash-dotted curves. The shaded rectangle gives Io's heat budget range [65-125 TW ; see, e.g., Lainey et al., 2009].	119
4.5	Radial distribution of the tidal dissipation rate \bar{H}_{tide} within Io's interior. These profiles correspond to the reference cases denoted by red stars in Fig. 4.3, i.e., they correspond to a thickness $d_{\text{melt}}= 100$ km, and they all produce $P_{\text{bulk}}=100$ TW for the cases including bulk dissipation. The legend is the same as in Fig. 4.4.	120
4.6	Patterns of tidal heat flux q_{tide} integrated over the top partially molten layer for one orbit cycle at a given location for the reference model denoted by a red star in Fig. 4.3, Case A, corresponding to $\phi = 0.3122$. Left : Values obtained when bulk dissipation is accounted for (providing a total power $P_{\text{bulk}}=100$ TW). Right : Values obtained when bulk dissipation is not accounted for; in this case the total power is less than 100 TW (45 TW). The same scale is used to highlight the tidal power enhancement due to bulk dissipation.	121
4.7	Patterns of tidal heat flux q_{tide} integrated over the bottom partially molten layer for one orbit cycle at a given location for the reference model denoted by a red star in Fig. 4.3, Case B, corresponding to $\phi = 0.3106$. Left : Values obtained when bulk dissipation is accounted for (providing a total power $P_{\text{bulk}}=100$ TW). Right : Values obtained when bulk dissipation is not accounted for; in this case the total power is less than 100 TW (12 TW). The two color scales are not the same.	122
4.8	Patterns of stress and strain components.	126
5.1	Properties of Io's interior and rheological model used for the simulations. (a) Model of Io's internal structure with (1) the solid mantle and crust, described by an Andrade rheology neglecting bulk viscoelastic behavior; (2) the asthenosphere, described by a Maxwell rheology including both shear and bulk viscoelastic rheology; (3) the inviscid liquid metallic core. In the case of the asthenosphere and deep mantle, the effect of melt on the viscoelastic parameters is accounted for. (b) Typical melt profile in Io's mantle. The ratio between the melt fraction in the deep mantle (ϕ_{mant}) and in the asthenosphere (ϕ_{ast}) is 1/10 (in magenta) and 1/3 (in black) and the reference viscosity η_{sol} is set to 10^{19} Pa s. (c) Effect of melt fraction ϕ on the viscoelastic parameters : shear viscosity η and modulus μ (solid lines), bulk viscosity ζ and modulus K (dashed lines), over the range of interest (from 0 to 35% for the melt fraction). The two endmembers corresponding to $\eta_{\text{sol}} = 10^{16}$ and 10^{20} Pa s are shown for viscosities. The red vertical line denotes the rheological critical melt fraction (ϕ_c) where the transition between solid-state and liquid-state behavior occurs.	134

5.2	Configurations of ϕ_{ast} and η_{sol} matching Io's heat budget (a) and corresponding fraction of heating in the asthenosphere ($P_{\text{ast}}/P_{\text{glob}}$) (b) for $\phi_{\text{mant}}/\phi_{\text{ast}}=1/3$ (in black) and $\phi_{\text{mant}}/\phi_{\text{ast}}=1/10$ (in magenta). (a) Required asthenospheric melt fraction ϕ_{ast}/ϕ_c as a function of the solid-state viscosity η_{sol} in order to reproduce Io's heat budget (100 TW is indicated by the solid lines, and the range 65 to 125 TW is displayed by dashed lines and dashed dotted lines respectively). (b) Asthenospheric melt fraction ϕ_{ast}/ϕ_c as a function of the relative power produced in the asthenosphere ($P_{\text{ast}}/P_{\text{glob}}$). The transition at the critical value $\phi_{\text{ast}}/\phi_c=1$ is depicted in red on both panels.	137
5.3	(a) Repartition of total tidal heat power between the mantle (orange curve), the asthenosphere (green curve) and the crust (blue curve), as a function of η_{sol} . (b) Comparison of the tidal heat flux at the pole (black line) and the average flux in the equatorial region (between -45 and $+45^\circ$ latitude, blue line). I, II, III, IV and V denote five typical models corresponding to specific reference viscosity values η_{sol} (2×10^{17} Pa s for I, 1×10^{18} Pa s for II, 1.5×10^{18} Pa s for III, 2×10^{18} Pa s for IV and 1×10^{19} Pa s for V). (c) Patterns of tidal heat flux q_{tide} integrated up to the surface (top) and spatial distribution of the longitudinally averaged volumetric heating rate H_{tide} (bottom) for the five selected representative models.	138
5.4	Influence of bulk viscoelastic response on the tidal Love numbers k_2 , h_2 , l_2 and $P_{\text{ast}}/P_{\text{glob}}$ for a global heat budget of 100 TW. These are displayed as a function of the polar heat flux F_{pole} . The value of ϕ_{ast}/ϕ_c is indicated with the color scheme. 'Reference' calculations including bulk viscoelasticity are displayed in color. The same cases without bulk viscoelasticity are indicated as dashed lines. Four cases are considered for the asthenosphere : 50 km thickness (left column) and 100 km thickness (right column) and a depth of 30 km (circles) and 60 km (triangles). On each curve, the black circle denotes the critical melt fraction.	141
5.5	Influence of Io's tidal heat budget P_{glob} on the tidal Love numbers k_2 , h_2 and l_2 and $P_{\text{ast}}/P_{\text{glob}}$. These are displayed as a function of the polar heat flux F_{pole} . The value of ϕ_{ast}/ϕ_c is indicated with the color scheme for the reference case $P_{\text{glob}}=100$ TW. The two black lines correspond to endmembers for Io's heat budget : 65 TW (dashed) and 125 TW (dashed dotted). Three asthenospheric thicknesses are investigated : $b_{\text{ast}} = 50$ km, $b_{\text{ast}} = 100$ km and $b_{\text{ast}} = 200$ km. On each curve, the black circle denotes the critical melt fraction.	143
5.6	Influence of tidal heat budget (blue domain), asthenospheric thickness (green domain) and depth (yellow domain), core density (purple domain) and reference shear modulus (red domain) on the tidal Love numbers k_2 (a), h_2 (b) and l_2 (c) as well as on the polar heat flux F_{pole} (d). The dissipation regime extension range is represented by the blue lines for the mantle-dominated one and by the red lines for the asthenosphere-dominated one. The 'reference' cases of our study (presented in the text) are in solid lines.	144
6.1	Coupe schématique de la structure interne d'Europe.	151

6.2	Évolution temporelle du bilan énergétique global du manteau silicaté d'Europe pour des modèles avec (a) une faible teneur en radionucléides basée sur les chondrites CM et (b) une forte teneur en radionucléides basée sur les chondrites LL, en supposant une excentricité constante égale à la valeur actuelle. Les flèches noires marquent le début de la convection. Figure tirée de Běhounková et al. [2021].	155
6.3	Distribution de la température et production de produit de fusion associé dans le manteau d'Europe à 2,1 et 4,2 Gyr. Les simulations correspondent à celles présentées sur la Figure 6.2 b (c'est à dire considérant le modèle à forte teneur en radionucléides, $\eta = 10^{19}$ Pa s, $e = e_0$). (a–e) Profils de température (minimum en bleu, maximum en rouge, moyen en noir et solidus en vert). (b-f) Variations latérales du chauffage. (c-g) Distribution du taux de fusion. (d-h) Taux de fusion moyenné sur la colatitude. Figure tirée de Běhounková et al. [2021].	156
6.4	Impact de la coquille de glace sur la déformation du manteau silicaté. (a) Fonction y_5 : potentiel gravitationnel en fonction du rayon mis à l'échelle par le potentiel de marée à la surface. (b) Fonction y_1 : déformation radiale de la coquille de glace en fonction du rayon mise à l'échelle par le potentiel de marée à la surface. Les cas pour lesquels la coquille de glace est rigide (i.e. module de cisaillement élevé $\mu_{ice} = 10^{12}$ Pa) sont représentés en bleu, tandis que les cas déformables (i.e. $\mu_{ice} = 3 \times 10^9$ Pa) sont en rouge. L'épaisseur de la coquille de glace varie entre 10km et 100km (teinte foncée à claire respectivement). L'effet de la taille du noyau est dénoté par les lignes pleines (pour $r_{core} = 600$ km) et les lignes pointillées (pour $r_{core} = 415$ km). Figure du SI de Běhounková et al. [2021].	157
6.5	Impact de la coquille de glace sur la dissipation dans le manteau silicaté, avec un exemple pour une viscosité constante de 10^{19} Pa s. Codage couleur comme dans la figure 6.4. Lignes fines pleines : résultats basés sur la méthode des fonctions radiales, lignes épaisses en pointillés : résultats utilisant la coquille paramétrée, voir équations 6.5–6.6. Figure tirée du SI de Běhounková et al. [2021].	158
6.6	(a) Profil radial de viscosité issu d'une simulation 3D de Běhounková et al. [2021] et utilisé en entrée du calcul avec le formalisme des fonctions radiales. (b) Chauffage de marée calculé par l'approche des fonctions radiales (notre approche, trait plein) comparé à celui calculé par l'approche 3D de Běhounková et al. [2021] (trait pointillé).	160
6.7	Distribution du chauffage de marée à un rayon donné (600km, gauche et 998km, droite) calculée par l'approche 3D (en haut), par notre approche après application de la correction (cf Equation 6.7, milieu), et écart en pourcentage au champ de référence 3D (bas).	161
6.8	Schéma comparatif des modèles considérant l'extraction [Běhounková et al., 2021] ou l'accumulation du produit de fusion (Section 6.3 de ce chapitre). Dans ce dernier cas, les deux configurations explorées dans cette étude sont illustrées (correspondant à $t = 2,1$ Gyr et $t = 4,2$ Gyr).	162

TABLE DES FIGURES

6.9	Effet du taux de fusion partielle ϕ sur les paramètres viscoélastiques : viscosité η et module de cisaillement μ . Les trois modèles correspondent à trois transitions rhéologiques différentes, c'est-à-dire la transition d'un comportement à l'état solide vers un comportement à l'état liquide.	163
6.10	Production de fusion dans le manteau d'Europe à 2,1 Gyr [Běhounková et al., 2021]. (a) Profil moyen de fusion. (b) Carte de la profondeur d'apparition du premier produit de fusion. (c) Carte d'épaisseur de la fusion.	165
6.11	Puissance de marée produite dans le manteau silicaté d'Europe contenant une couche partiellement fondue de 200 km d'épaisseur, en fonction du taux de fusion partielle ϕ de cette couche. Les trois lois rhéologiques de la Figure 6.9 sont comparées. Le chauffage radiogénique est représenté à titre comparatif par le trait pointillé rouge.	166
6.12	Profil radial de la viscosité moyenne (a), du chauffage de marée moyen (b) et du chauffage de marée à l'équateur ($\theta = 90^\circ$ et $\varphi = 180^\circ$) et au pôle ($\theta = 0^\circ$) en fonction du taux de fusion partielle ϕ	167
6.13	Puissance de marée produite dans le manteau silicaté d'Europe contenant une couche partiellement fondue de 25 (bleu), 50 (cyan), 100 (vert) et 200 (orange) km d'épaisseur. Le chauffage radiogénique est représenté à titre comparatif par le trait pointillé rouge et le trait pointillé noir correspond à la puissance de marée pour $\phi = 0\%$	168
6.14	Différence de distribution du chauffage de marée intégré sur tout le manteau d'Europe pour deux épaisseurs (50 et 200 km) et deux configurations en termes de taux de fusion partielle (20%-0% et 30%-0%).	169
6.15	Coupe du chauffage de marée pour deux épaisseurs (50 et 200 km) et deux configurations en termes de taux de fusion partielle (20% et 30%).	169
6.16	Production de fusion dans le manteau d'Europe à 4,2 Gyr [Běhounková et al., 2021]. (a) Profil moyen de fusion. (b) Carte de la profondeur d'apparition du premier produit de fusion. (c) Carte d'épaisseur de la zone de fusion.	170
6.17	Profils de chauffage de marée à l'équateur ($\theta = 90$ et $\varphi = 180$, traits pointillés) et au pôle ($\theta = 0$, traits pleins).	171
6.18	Puissance de marée produite dans le manteau silicaté d'Europe contenant une couche partiellement fondue de 25 km. Le cas de référence (structure interne avec l'hydrosphère complète) est en bleu, tandis que le cas correspondant à une structure interne ne considérant qu'un manteau rocheux en contact direct avec une couche de glace est représenté en vert. Les traits pleins correspondent à une épaisseur de couche de glace de 10 km d'épaisseur et les traits pointillés à une couche de glace de 100 km d'épaisseur.	175
1	La population d'exoplanètes détectées par la mission Kepler (points jaunes) comparée à celles détectées par d'autres études utilisant diverses méthodes (autres couleurs). Les ovales colorés indiquent les différents types de planètes. Le triangle gris marque la frontière qui sera explorée par les futures observations d'exoplanètes. Crédits : NASA.	182
B1	Structures internes pour Io et Europe considérées comme structures de référence pour la suite de notre étude (pas à l'échelle).	F

B2	Gamme de densités du manteau et du noyau en fonction de la proportion de la taille du noyau par rapport au rayon total du satellite considérée dans notre étude pour Io (a) et Europe (b).	G
C1	Global distribution of major volcanic units and landforms on Venus [Byrne, 2020].	K
C2	Schematic interior structure of Venus considered in the study.	L
C3	Reference viscosity (a) and shear modulus (b) profile for the solid case end-member, and for the three compositional models considered in the study. For the viscosity, the reference grain size is set to 1 mm, corresponding to a mean reference viscosity of 1×10^{23} Pa s.	Q
C4	Potential Love number k_2 as a function of the tidal phase lag in degrees for a basal partially molten layer (a) of a thickness of 200 km and 400 km and of an asthenospheric partially molten layer (b) of a thickness of 100 km and 200 km. Symbols refer to the compositional model, with triangles for the Earth-like model, squares for the iron-rich model and circles for the iron-poor model. The colorscale indicates the melt fraction (up to the disaggregation point, fixed at $\phi_{RCMF} = 30\%$) with the black and white endmembers referring respectively to the fully solid mantle and to $\phi > 30\%$ in the molten layer (liquid case). Dashed line represents the mean value and upper error bar of k_2 obtained by Konopliv and Yoder [1996] using Magellan and Pioneer data. The lower estimate is too small to be drawn on this figure, due to the chosen scale.	R
C5	Potential Love number k_2 as a function of the tidal phase lag in degrees for the 'Earth-like' compositional model and a layer thickness of 200 km. A lower average viscosity of the mantle than our reference case is considered (with 7×10^{20} Pa s versus 1×10^{23} Pa s respectively, corresponding to a grain size of 0.1 and 1 mm). Legend for symbols, colors, and lines are the same as in Fig. C4.	S
C6	Schematic interpretation of our results in view of Magellan's existing constraints and those foreseen with the EnVision mission.	T

Bibliographie

- Abe, Y. et Matsui, T. The formation of an impact-generated h₂o atmosphere and its implications for the early thermal history of the earth. *Journal of Geophysical Research : Solid Earth*, 90(S02) :C545–C559, 1985.
- Ahrens, T. Earth accretion. *Origin of the Earth*, pages 211–227, 1990.
- Aki, K., Chouet, B., Fehler, M., Zandt, G., Koyanagi, R., Colp, J., et Hay, R. G. Seismic properties of a shallow magma reservoir in kilauea iki by active and passive experiments. *Journal of Geophysical Research : Solid Earth*, 83(B5) :2273–2282, 1978.
- Alterman, Z., Jarosch, H., et Pekeris, C. Oscillations of the earth. *Proceedings of the Royal Society of London. Series A. Mathematical and Physical Sciences*, 252(1268) :80–95, 1959.
- Anderson, D. L. Bulk attenuation in the earth and viscosity of the core. *Nature*, 285(5762) : 204–207, 1980.
- Anderson, D. L. et Given, J. W. Absorption band q model for the earth. *Journal of Geophysical Research : Solid Earth*, 87(B5) :3893–3904, 1982.
- Anderson, D. L. et Sammis, C. Partial melting in the upper mantle. *Physics of the Earth and Planetary Interiors*, 3 :41–50, 1970.
- Anderson, J., Sjogren, W., et Schubert, G. Galileo gravity results and the internal structure of io. *Science*, 272(5262) :709–712, 1996.
- Anderson, J., Schubert, G., Jacobson, R., Lau, E., Moore, W., et Sjogren, W. Europa's differentiated internal structure : Inferences from four galileo encounters. *Science*, 281(5385) : 2019–2022, 1998.
- Anderson, J. D., Jacobson, R. A., Lau, E. L., Moore, W. B., et Schubert, G. Io's gravity field and interior structure. *Journal of Geophysical Research : Planets*, 106(E12) :32963–32969, 2001.
- Andrade, E. N. D. C. On the viscous flow in metals, and allied phenomena. *Proceedings of the Royal Society of London. Series A, Containing Papers of a Mathematical and Physical Character*, 84(567) :1–12, 1910.

-
- Armann, M. et Tackley, P. J. Simulating the thermochemical magmatic and tectonic evolution of venus's mantle and lithosphere : Two-dimensional models. *Journal of Geophysical Research : Planets*, 117(E12), 2012.
- Arndt, N. Komatiites, kimberlites, and boninites. *Journal of Geophysical Research : Solid Earth*, 108(B6), 2003.
- Arndt, N., Lesher, M., et Barnes, S. *Komatiite*. Cambridge university press, 2008.
- Arndt, N. Archean komatiites. In *Developments in Precambrian geology*, volume 11, pages 11–44. Elsevier, 1994.
- Arzi, A. A. Critical phenomena in the rheology of partially melted rocks. *Tectonophysics*, 44(1-4) :173–184, 1978.
- Bagdassarov, N. et Dingwell, D. B. Frequency dependent rheology of vesicular rhyolite. *Journal of Geophysical Research : Solid Earth*, 98(B4) :6477–6487, 1993.
- Bagenal, F., Dowling, T. E., et McKinnon, W. B. *Jupiter : the planet, satellites and magnetosphere*, volume 1. Cambridge University Press, 2007.
- Bagheri, A., Khan, A., Efroimsky, M., et Giardini, D. Orbital evolution of the mars-phobos tidal system. In *Geophysical Research Abstracts*, volume 21, 2019.
- Barnes, R., Raymond, S. N., Greenberg, R., Jackson, B., et Kaib, N. A. CoRoT-7b : SUPER-EARTH OR SUPER-io? *The Astrophysical Journal*, 709(2) :L95–L98, jan 2010. doi : 10.1088/2041-8205/709/2/L95.
- Barr, A. C. et McKinnon, W. B. Convection in ice i shells and mantles with self-consistent grain size. *Journal of Geophysical Research : Planets*, 112(E2), 2007.
- Barr, A. C. et Pappalardo, R. T. Onset of convection in the icy galilean satellites : Influence of rheology. *Journal of Geophysical Research : Planets*, 110(E12), 2005.
- Barr, A. C., Dobos, V., et Kiss, L. L. Interior structures and tidal heating in the trappist-1 planets. *Astronomy & Astrophysics*, 613 :A37, 2018.
- Behouňková, M. et Čadek, O. Tidal dissipation in heterogeneous bodies : Maxwell vs andrade rheology. In *European Planetary Science Congress*, volume 9, pages EPSC2014–409, 2014.
- Běhouňková, M., Tobie, G., Choblet, G., et Čadek, O. Coupling mantle convection and tidal dissipation : Applications to enceladus and earth-like planets. *Journal of Geophysical Research : Planets*, 115(E9), 2010.
- Běhouňková, M., Tobie, G., Choblet, G., et Čadek, O. Tidally induced thermal runaways on extrasolar earths : impact on habitability. *The Astrophysical Journal*, 728(2) :89, 2011.
- Běhouňková, M., Tobie, G., Choblet, G., et Čadek, O. Tidally-induced melting events as the origin of south-pole activity on enceladus. *Icarus*, 219(2) :655–664, 2012.

- Běhounková, M., Tobie, G., Choblet, G., et Čadek, O. Impact of tidal heating on the onset of convection in enceladus's ice shell. *Icarus*, 226(1) :898–904, 2013.
- Běhounková, M., Tobie, G., Čadek, O., Choblet, G., Porco, C., et Nimmo, F. Timing of water plume eruptions on enceladus explained by interior viscosity structure. *Nature Geoscience*, 8(8) :601–604, 2015.
- Běhounková, M., Souček, O., Hron, J., et Čadek, O. Plume activity and tidal deformation on enceladus influenced by faults and variable ice shell thickness. *Astrobiology*, 17(9) : 941–954, 2017.
- Běhounková, M., Tobie, G., Choblet, G., Kervazo, M., Melwani Daswani, M., Dumoulin, C., et Vance, S. D. Tidally induced magmatic pulses on the oceanic floor of jupiter's moon europa. *Geophysical Research Letters*, 48(3) :e2020GL090077, 2021.
- Benjamin, D., Wahr, J., Ray, R. D., Egbert, G. D., et Desai, S. D. Constraints on mantle anelasticity from geodetic observations, and implications for the j 2 anomaly. *Geophysical Journal International*, 165(1) :3–16, 2006.
- Berckhemer, H., Kampfmann, W., Aulbach, E., et Schmeling, H. Shear modulus and q of forsterite and dunite near partial melting from forced-oscillation experiments. *Physics of the earth and planetary interiors*, 29(1) :30–41, 1982.
- Berry, A. J., Danyushevsky, L. V., O'Neill, H. S. C., Newville, M., et Sutton, S. R. Oxidation state of iron in komatiitic melt inclusions indicates hot archaean mantle. *Nature*, 455 (7215) :960–963, 2008.
- Beuthe, M. Spatial patterns of tidal heating. *Icarus*, 223(1) :308–329, 2013.
- Beuthe, M. Enceladus's crust as a non-uniform thin shell : li tidal dissipation. *Icarus*, 332 : 66–91, 2019.
- Bierson, C. et Nimmo, F. A test for io's magma ocean : Modeling tidal dissipation with a partially molten mantle. *Journal of Geophysical Research : Planets*, 121(11) :2211–2224, 2016.
- Billings, S. E. et Kattenhorn, S. A. The great thickness debate : Ice shell thickness models for europa and comparisons with estimates based on flexure at ridges. *Icarus*, 177(2) : 397–412, 2005.
- Bills, B. G., Neumann, G. A., Smith, D. E., et Zuber, M. T. Improved estimate of tidal dissipation within mars from mola observations of the shadow of phobos. *Journal of Geophysical Research : Planets*, 110(E7), 2005.
- Bills, B. G., Adams, K. D., et Wesnousky, S. G. Viscosity structure of the crust and upper mantle in western nevada from isostatic rebound patterns of the late pleistocene lake lahontan high shoreline. *Journal of Geophysical Research : Solid Earth*, 112(B6), 2007.
- Biot, M. A. Theory of stress-strain relations in anisotropic viscoelasticity and relaxation phenomena. *Journal of applied physics*, 25(11) :1385–1391, 1954.

-
- Birch, F. Energetics of core formation. *Journal of Geophysical research*, 70(24) :6217–6221, 1965.
- Blöcker, A., Saur, J., Roth, L., et Strobel, D. F. Mhd modeling of the plasma interaction with io's asymmetric atmosphere. *Journal of Geophysical Research : Space Physics*, 123(11) : 9286–9311, 2018.
- Bolmont, E., Selsis, F., Raymond, S. N., Leconte, J., Hersant, F., Maurin, A.-S., et Pericaud, J. Tidal dissipation and eccentricity pumping : Implications for the depth of the secondary eclipse of 55 cancri e. *Astronomy & Astrophysics*, 556 :A17, 2013.
- Bolton, S., Lunine, J., Stevenson, D., Connerney, J., Levin, S., Owen, T., Bagenal, F., Gautier, D., Ingersoll, A., Orton, G., et al. The juno mission. *Space Science Reviews*, 213(1) :5–37, 2017.
- Bonati, I., Lichtenberg, T., Bower, D. J., Timpe, M. L., et Quanz, S. P. Direct imaging of molten protoplanets in nearby young stellar associations. *Astronomy & Astrophysics*, 621 : A125, 2019.
- Breuer, D. et Moore, W. Dynamics and thermal history of the terrestrial planets, the moon, and io. *Planets and moons*, 10 :299–348, 2007.
- Bryan, S. E. et Ernst, R. E. Revised definition of large igneous provinces (lips). *Earth-Science Reviews*, 86(1-4) :175–202, 2008.
- Budiansky, B. et O'connell, R. J. Elastic moduli of a cracked solid. *International journal of Solids and structures*, 12(2) :81–97, 1976.
- Budiansky, B., Sumner Jr, E. E., et O'Connell, R. J. Bulk thermoelastic attenuation of composite materials. *Journal of Geophysical Research : Solid Earth*, 88(B12) :10343–10348, 1983.
- Buland, R., Berger, J., et Gilbert, F. Observations from the ida network of attenuation and splitting during a recent earthquake. *Nature*, 277(5695) :358–362, 1979.
- Bulau, J., Waff, H., et Tyburczy, J. Mechanical and thermodynamic constraints on fluid distribution in partial melts. *Journal of Geophysical Research : Solid Earth*, 84(B11) : 6102–6108, 1979.
- Burns, J. A., Matthews, M. S., et al. *Satellites*. Number 77. University of Arizona Press, 1986.
- Byrne, P. K. A comparison of inner solar system volcanism. *Nature Astronomy*, 4(4) : 321–327, 2020.
- Byrne, P. K., Ostrach, L. R., Fassett, C. I., Chapman, C. R., Denevi, B. W., Evans, A. J., Klimczak, C., Banks, M. E., Head, J. W., et Solomon, S. C. Widespread effusive volcanism on mercury likely ended by about 3.5 ga. *Geophysical Research Letters*, 43(14) :7408–7416, 2016.

- Čadek, O. et Fleitout, L. Effect of lateral viscosity variations in the top 300 km on the geoid and dynamic topography. *Geophysical Journal International*, 152(3) :566–580, 2003.
- Čadek, O. et Fleitout, L. A global geoid model with imposed plate velocities and partial layering. *Journal of Geophysical Research : Solid Earth*, 104(B12) :29055–29075, 1999.
- Cantrall, C., de Kleer, K., de Pater, I., Williams, D. A., Davies, A. G., et Nelson, D. Variability and geologic associations of volcanic activity on io in 2001–2016. *Icarus*, 312 : 267–294, 2018.
- Canup, R. M. Accretion of the earth. *Philosophical Transactions of the Royal Society A : Mathematical, Physical and Engineering Sciences*, 366(1883) :4061–4075, 2008.
- Canup, R. M. Forming a moon with an earth-like composition via a giant impact. *Science*, 338(6110) :1052–1055, 2012.
- Canup, R. M. et Ward, W. R. Formation of the galilean satellites : Conditions of accretion. *The Astronomical Journal*, 124(6) :3404, 2002.
- Canup, R. M. et Ward, W. R. Origin of europa and the galilean satellites. *Europa*, pages 59–83, 2009.
- Cappuccio, P., Hickey, A., Durante, D., Di Benedetto, M., Iess, L., De Marchi, F., Plainaki, C., Milillo, A., et Mura, A. Ganymede’s gravity, tides and rotational state from juice’s 3gm experiment simulation. *Planetary and Space Science*, 187 :104902, 2020.
- Carcione, J. M. et Gurevich, B. Differential form and numerical implementation of biot’s poroelasticity equations with squirt dissipation. *Geophysics*, 76(6) :N55–N64, 2011.
- Caricchi, L., Burlini, L., Ulmer, P., Gerya, T., Vassalli, M., et Papale, P. Non-newtonian rheology of crystal-bearing magmas and implications for magma ascent dynamics. *Earth and Planetary Science Letters*, 264(3-4) :402–419, 2007.
- Carlson, R. W. et Lugmair, G. W. Timescales of planetesimal formation and differentiation based on extinct and extant radioisotopes. *Origin of the Earth and Moon*, 30 :25, 2000.
- Carlson, R. W., Kargel, J. S., Douté, S., Soderblom, L. A., et Dalton, J. B. Io’s surface composition. In *Io after Galileo*, pages 193–229. Springer, 2007.
- Carlson, R., Anderson, M., Johnson, R., Smythe, W., Hendrix, A., Barth, C., Soderblom, L., Hansen, G., McCord, T., Dalton, J., et al. Hydrogen peroxide on the surface of europa. *Science*, 283(5410) :2062–2064, 1999.
- Carr, M. H. Silicate volcanism on io. *Journal of Geophysical Research : Solid Earth*, 91 (B3) :3521–3532, 1986.
- Carr, M. H. et Head, J. W. Geologic history of mars. *Earth and Planetary Science Letters*, 294(3-4) :185–203, 2010.

-
- Carr, M. H., McEwen, A. S., Howard, K. A., Chuang, F. C., Thomas, P., Schuster, P., Oberst, J., Neukum, G., Schubert, G., et Team, G. I. Mountains and calderas on io : Possible implications for lithosphere structure and magma generation. *Icarus*, 135(1) :146–165, 1998.
- Casajus, L. G., Zannoni, M., Modenini, D., Tortora, P., Nimmo, F., Van Hoolst, T., Buccino, D., et Oudrhiri, K. Updated europa gravity field and interior structure from a reanalysis of galileo tracking data. *Icarus*, 358 :114187, 2021.
- Cassen, P., Reynolds, R. T., et Peale, S. Is there liquid water on europa? *Geophysical Research Letters*, 6(9) :731–734, 1979.
- Cassen, P., Peale, S., et Reynolds, R. Tidal dissipation in europa : A correction. *Geophysical Research Letters*, 7(11) :987–988, 1980.
- Castillo-Rogez, J. C., Efroimsky, M., et Lainey, V. The tidal history of iapetus : Spin dynamics in the light of a refined dissipation model. *Journal of Geophysical Research : Planets*, 116(E9), 2011.
- Cawood, P. A., Hawkesworth, C., et Dhuime, B. The continental record and the generation of continental crust. *Bulletin*, 125(1-2) :14–32, 2013.
- Chantel, J., Manthilake, G., Andrault, D., Novella, D., Yu, T., et Wang, Y. Experimental evidence supports mantle partial melting in the asthenosphere. *Science advances*, 2(5) : e1600246, 2016.
- Charlier, B., Grove, T. L., et Zuber, M. T. Phase equilibria of ultramafic compositions on mercury and the origin of the compositional dichotomy. *Earth and Planetary Science Letters*, 363 :50–60, 2013.
- Choblet, G., Čadek, O., Couturier, F., et Dumoulin, C. Oedipus : a new tool to study the dynamics of planetary interiors. *Geophysical Journal International*, 170(1) :9–30, 2007.
- Choblet, G. Modelling thermal convection with large viscosity gradients in one block of the ‘cubed sphere’. *Journal of Computational Physics*, 205(1) :269–291, 2005.
- Choblet, G., Tobie, G., Sotin, C., Běhouňková, M., Čadek, O., Postberg, F., et Souček, O. Powering prolonged hydrothermal activity inside enceladus. *Nature Astronomy*, 1(12) : 841–847, 2017.
- Christensen, N. I. Poisson’s ratio and crustal seismology. *Journal of Geophysical Research : Solid Earth*, 101(B2) :3139–3156, 1996.
- Coffin, M. F. et Eldholm, O. Large igneous provinces : crustal structure, dimensions, and external consequences. *Reviews of Geophysics*, 32(1) :1–36, 1994.
- Connolly, J. A. Computation of phase equilibria by linear programming : a tool for geodynamic modeling and its application to subduction zone decarbonation. *Earth and Planetary Science Letters*, 236(1-2) :524–541, 2005.

- Cooper, C. M., Lenardic, A., et Moresi, L. Effects of continental insulation and the partitioning of heat producing elements on the earth's heat loss. *Geophysical Research Letters*, 33(13), 2006.
- Cooper, R. et Kohlstedt, D. Solution-precipitation enhanced diffusional creep of partially molten olivine-basalt aggregates during hot-pressing. *Tectonophysics*, 107(3-4) :207–233, 1984.
- Cooper, R. et Kohlstedt, D. Rheology and structure of olivine-basalt partial melts. *Journal of Geophysical Research : Solid Earth*, 91(B9) :9315–9323, 1986.
- Cooper, R., Kohlstedt, D., et Chyung, K. Solution-precipitation enhanced creep in solid-liquid aggregates which display a non-zero dihedral angle. *Acta metallurgica*, 37(7) : 1759–1771, 1989.
- Correia, A. C., Boué, G., Laskar, J., et Rodríguez, A. Deformation and tidal evolution of close-in planets and satellites using a maxwell viscoelastic rheology. *Astronomy & Astrophysics*, 571 :A50, 2014.
- Costa, A., Caricchi, L., et Bagdassarov, N. A model for the rheology of particle-bearing suspensions and partially molten rocks. *Geochemistry, Geophysics, Geosystems*, 10(3), 2009.
- Crisp, J. A. Rates of magma emplacement and volcanic output. *Journal of Volcanology and Geothermal Research*, 20(3-4) :177–211, 1984.
- Crumpler, L. et Aubele, J. Volcanism on venus. *Encyclopedia of Volcanoes*, pages 727–770, 2000.
- Ćuk, M. et Stewart, S. T. Making the moon from a fast-spinning earth : A giant impact followed by resonant despinning. *science*, 338(6110) :1047–1052, 2012.
- Davies, A. G. Volcanism on io : the view from galileo. *Astronomy & Geophysics*, 42(2) : 2–10, 2001.
- Davies, A. G. Io's volcanism : Thermo-physical models of silicate lava compared with observations of thermal emission. *Icarus*, 124(1) :45–61, 1996.
- Davies, A. G. *Volcanism on Io*, volume 7. Cambridge University Press, 2007.
- Davies, A. G., Keszthelyi, L. P., et Harris, A. J. The thermal signature of volcanic eruptions on io and earth. *Journal of Volcanology and Geothermal Research*, 194(4) :75–99, 2010.
- Davies, A. G., Veeder, G. J., Matson, D. L., et Johnson, T. V. Charting thermal emission variability at pele, janus patera and kanehekili fluctus with the galileo nims io thermal emission database (nited). *Icarus*, 221(1) :466–470, 2012.
- Davies, A. G., Veeder, G. J., Matson, D. L., et Johnson, T. V. Map of io's volcanic heat flow. *Icarus*, 262 :67–78, 2015.
- de Kleer, K. et de Pater, I. Time variability of io's volcanic activity from near-ir adaptive optics observations on 100 nights in 2013–2015. *Icarus*, 280 :378–404, 2016a.

-
- de Kleer, K. et de Pater, I. Spatial distribution of io's volcanic activity from near-ir adaptive optics observations on 100 nights in 2013–2015. *Icarus*, 280 :405–414, 2016b.
- de Kleer, K., de Pater, I., Davies, A. G., et Ádámkovics, M. Near-infrared monitoring of io and detection of a violent outburst on 29 august 2013. *Icarus*, 242 :352–364, 2014.
- de Kleer, K., de Pater, I., Molter, E. M., Banks, E., Davies, A. G., Alvarez, C., Campbell, R., Aycock, J., Pelletier, J., Stickel, T., et al. Io's volcanic activity from time domain adaptive optics observations : 2013–2018. *The Astronomical Journal*, 158(1) :29, 2019a.
- de Kleer, K., McEwen, A. S., Park, R. S., Bierson, C. J., Davies, A. G., DellaGustina, D. N., Ermakov, A. I., Fuller, J., Hamilton, C. W., Harris, C. D., et al. Tidal heating : Lessons from io and the jovian system-final report. 2019b.
- de Kleer, K., Nimmo, F., et Kite, E. Variability in io's volcanism on timescales of periodic orbital changes. *Geophysical Research Letters*, 46(12) :6327–6332, 2019c.
- de Pater, I., Laver, C., Davies, A. G., de Kleer, K., Williams, D. A., Howell, R. R., Rathbun, J. A., et Spencer, J. R. Io : Eruptions at pillan, and the time evolution of pele and pillan from 1996 to 2015. *Icarus*, 264 :198–212, 2016.
- de Pater, I., de Kleer, K., et Ádámkovics, M. High spatial and spectral resolution observations of the forbidden 1.707 μm rovibronic so emissions on io : evidence for widespread stealth volcanism. *The Planetary Science Journal*, 1(2) :29, 2020.
- de Pater, I., Keane, J. T., de Kleer, K., et Davies, A. G. A 2020 observational perspective of io. *Annual Review of Earth and Planetary Sciences*, 49, 2021.
- Denevi, B. W., Ernst, C. M., Meyer, H. M., Robinson, M. S., Murchie, S. L., Whitten, J. L., Head, J. W., Watters, T. R., Solomon, S. C., Ostrach, L. R., et al. The distribution and origin of smooth plains on mercury. *Journal of Geophysical Research : Planets*, 118(5) : 891–907, 2013.
- Deschamps, F. et Sotin, C. Thermal convection in the outer shell of large icy satellites. *Journal of Geophysical Research : Planets*, 106(E3) :5107–5121, 2001.
- Deschamps, F. et Vilella, K. Scaling laws for mixed-heated stagnant-lid convection and application to europa. *Journal of Geophysical Research : Planets*, page e2021JE006963, 2021.
- Dingwell, D. B. et Webb, S. L. Structural relaxation in silicate melts and non-newtonian melt rheology in geologic processes. *Physics and Chemistry of Minerals*, 16(5) :508–516, 1989.
- Dirkx, D., Lainey, V., Gurvits, L., et Visser, P. Dynamical modelling of the galilean moons for the juice mission. *Planetary and Space Science*, 134 :82–95, 2016.
- Dirkx, D., Gurvits, L. I., Lainey, V., Lari, G., Milani, A., Cimò, G., Bocanegra-Bahamon, T., et Visser, P. On the contribution of pride-juice to jovian system ephemerides. *Planetary and Space Science*, 147 :14–27, 2017.

- Dobos, V. Tidally heated exomoons (them). *Habitable Worlds Across Time and Space*, page P9, 2014.
- Doggett, T., Greeley, R., Figueredo, P., et Tanaka, K. Geologic stratigraphy and evolution of europa's surface. *Europa*, page 137, 2009.
- Dratler, J., Farrell, W., Block, B., et Gilbert, F. High-q overtone modes of the earth. *Geophysical Journal International*, 23(4) :399–410, 1971.
- Driscoll, P. E. et Barnes, R. Tidal heating of earth-like exoplanets around m stars : thermal, magnetic, and orbital evolutions. *Astrobiology*, 15(9) :739–760, 2015.
- Dumoulin, C., Tobie, G., Verhoeven, O., Rosenblatt, P., et Rambaux, N. Tidal constraints on the interior of venus. *Journal of Geophysical Research : Planets*, 122(6) :1338–1352, 2017.
- Durek, J. J. et Ekström, G. Evidence of bulk attenuation in the asthenosphere from recordings of the bolivia earthquake. *Geophysical research letters*, 22(16) :2309–2312, 1995.
- Dziewonski, A. M. et Anderson, D. L. Preliminary reference earth model. *Physics of the earth and planetary interiors*, 25(4) :297–356, 1981.
- Efroimsky, M. Tidal dissipation compared to seismic dissipation : In small bodies, earths, and super-earths. *The Astrophysical Journal*, 746(2) :150, 2012.
- Egbert, G. et Ray, R. Significant dissipation of tidal energy in the deep ocean inferred from satellite altimeter data. *Nature*, 405(6788) :775–778, 2000.
- Einstein, A. A new determination of molecular dimensions. *Ann. Phys.*, 19 :289–306, 1906.
- Elkins-Tanton, L. T. Magma oceans in the inner solar system. *Annual Review of Earth and Planetary Sciences*, 40 :113–139, 2012.
- Elkins-Tanton, L. T., Parmentier, E., et Hess, P. Magma ocean fractional crystallization and cumulate overturn in terrestrial planets : Implications for mars. *Meteoritics & Planetary Science*, 38(12) :1753–1771, 2003.
- Esposito, L. W. Sulfur dioxide : Episodic injection shows evidence for active venus volcanism. *Science*, 223(4640) :1072–1074, 1984.
- Esposito, L. W., Copley, M., Eckert, R., Gates, L., Stewart, A., et Worden, H. Sulfur dioxide at the venus cloud tops, 1978–1986. *Journal of Geophysical Research : Atmospheres*, 93 (D5) :5267–5276, 1988.
- Estrada, P. R., Mosqueira, I., Lissauer, J., D'Angelo, G., et Cruikshank, D. Formation of jupiter and conditions for accretion of the galilean satellites. *Europa*, pages 27–58, 2009.
- Faul, U. et Jackson, I. Transient creep and strain energy dissipation : An experimental perspective. *Annual Review of Earth and Planetary Sciences*, 43 :541–569, 2015.

-
- Faul, U. H. Permeability of partially molten upper mantle rocks from experiments and percolation theory. *Journal of Geophysical Research : Solid Earth*, 102(B5) :10299–10311, 1997.
- Faul, U. H. et Jackson, I. Diffusion creep of dry, melt-free olivine. *Journal of Geophysical Research : Solid Earth*, 112(B4), 2007.
- Faul, U. H., Toomey, D. R., et Waff, H. S. Intergranular basaltic melt is distributed in thin, elongated inclusions. *Geophysical Research Letters*, 21(1) :29–32, 1994.
- Faul, U. H., Fitz Gerald, J. D., et Jackson, I. Shear wave attenuation and dispersion in melt-bearing olivine polycrystals : 2. microstructural interpretation and seismological implications. *Journal of Geophysical Research : Solid Earth*, 109(B6), 2004.
- Filiberto, J., Trang, D., Treiman, A. H., et Gilmore, M. S. Present-day volcanism on venus as evidenced from weathering rates of olivine. *Science Advances*, 6(1) :eaax7445, 2020.
- Fischer, H.-J. et Spohn, T. Thermal-orbital histories of viscoelastic models of io (j1). *Icarus*, 83(1) :39–65, 1990.
- Fischer, R. et Gerya, T. Early earth plume-lid tectonics : A high-resolution 3d numerical modelling approach. *Journal of Geodynamics*, 100 :198–214, 2016.
- Fish, R. A., Goles, G. G., et Anders, E. The record in the meteorites. iii. on the development of meteorites in asteroidal bodies. *The Astrophysical Journal*, 132 :243, 1960.
- Flasar, F. M. et Birch, F. Energetics of core formation : a correction. *Journal of Geophysical Research*, 78(26) :6101–6103, 1973.
- Forsyth, D. W. Geophysical constraints on mantle flow and melt generation beneath mid-ocean ridges. *Mantle flow and melt generation at mid-ocean ridges*, 71 :1–65, 1992.
- Freeman, A., Smrekar, S. E., Hensley, S., Wallace, M., Sotin, C., Darrach, M., Xaypraseuth, P., Helbert, J., et Mazarico, E. Veritas : a discovery-class venus surface geology and geophysics mission. 2016.
- Fuller, J., Luan, J., et Quataert, E. Resonance locking as the source of rapid tidal migration in the jupiter and saturn moon systems. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 458(4) :3867–3879, 2016.
- Geissler, P. Cryovolcanism in the outer solar system. In *The Encyclopedia of Volcanoes*, pages 763–776. Elsevier, 2015.
- Geissler, P., McEwen, A., Keszthelyi, L., Lopes-Gautier, R., Granahan, J., et Simonelli, D. Global color variations on io. *Icarus*, 140(2) :265–282, 1999.
- Gerya, T. V., Stern, R. J., Baes, M., Sobolev, S. V., et Whattam, S. A. Plate tectonics on the earth triggered by plume-induced subduction initiation. *Nature*, 527(7577) :221–225, 2015.

- Gerya, T. Plume-induced crustal convection : 3d thermomechanical model and implications for the origin of novae and coronae on venus. *Earth and Planetary Science Letters*, 391 : 183–192, 2014.
- Ghail, R., Wilson, C., Widemann, T., Bruzzone, L., Dumoulin, C., Helbert, J., Herrick, R., Marcq, E., Mason, P., Rosenblatt, P., et al. Envision : understanding why our most earth-like neighbour is so different. *arXiv preprint arXiv :1703.09010*, 2017.
- Giardini, D., Lognonné, P., Banerdt, W. B., Pike, W. T., Christensen, U., Ceylan, S., Clinton, J. F., van Driel, M., Stähler, S. C., Böse, M., et al. The seismicity of mars. *Nature Geoscience*, 13(3) :205–212, 2020.
- Glaze, L., Stofan, E., Smrekar, S., et Baloga, S. Insights into corona formation through statistical analyses. *Journal of Geophysical Research : Planets*, 107(E12) :18–1, 2002.
- Goetze, C. A brief summary of our present day understanding of the effect of volatiles and partial melt on the mechanical properties of the upper mantle. In *High-pressure research*, pages 3–23. Elsevier, 1977.
- Goldreich, P. et Soter, S. Q in the solar system. *icarus*, 5(1-6) :375–389, 1966.
- Grasset, O., Dougherty, M., Coustenis, A., Bunce, E., Erd, C., Titov, D., Blanc, M., Coates, A., Drossart, P., Fletcher, L., et al. Jupiter icy moons explorer (juice) : An esa mission to orbit ganymede and to characterise the jupiter system. *Planetary and Space Science*, 78 : 1–21, 2013.
- Greeley, R. et Schneid, B. D. Magma generation on mars : Amounts, rates, and comparisons with earth, moon, and venus. *Science*, 254(5034) :996–998, 1991.
- Green, A., Montesi, L., et Cooper, C. The growth of europa’s icy shell : Convection and crystallization. *Journal of Geophysical Research : Planets*, 126(4) :e2020JE006677, 2021.
- Green, D., Nicholls, I., Viljoen, M., et Viljoen, R. Experimental demonstration of the existence of peridotitic liquids in earliest archaean magmatism. *Geology*, 3(1) :11–14, 1975.
- Greenberg, R. Orbital evolution of the galilean satellites. *Satellites of Jupiter*, pages 65–92, 1982.
- Greenberg, R. Galilean satellites : Evolutionary paths in deep resonance. *Icarus*, 70(2) : 334–347, 1987.
- Greenberg, R., Geissler, P., Hoppa, G., Tufts, B. R., Durda, D. D., Pappalardo, R., Head, J. W., Greeley, R., Sullivan, R., et Carr, M. H. Tectonic processes on europa : Tidal stresses, mechanical response, and visible features. *Icarus*, 135(1) :64–78, 1998.
- Gribb, T. T. et Cooper, R. F. Low-frequency shear attenuation in polycrystalline olivine : Grain boundary diffusion and the physical significance of the andrade model for viscoelastic rheology. *Journal of Geophysical Research : Solid Earth*, 103(B11) :27267–27279, 1998.

-
- Groenleer, J. M. et Kattenhorn, S. A. Cycloid crack sequences on europa : Relationship to stress history and constraints on growth mechanics based on cusp angles. *Icarus*, 193(1) : 158–181, 2008.
- Grove, T. L., Kinzler, R. J., et Bryan, W. B. Fractionation of mid-ocean ridge basalt (morb). *Mantle flow and melt generation at mid-ocean ridges*, 71 :281–310, 1992.
- Hamano, K., Abe, Y., et Genda, H. Emergence of two types of terrestrial planet on solidification of magma ocean. *Nature*, 497(7451) :607–610, 2013.
- Hamilton, C. W., Beggan, C. D., Still, S., Beuthe, M., Lopes, R. M., Williams, D. A., Radebaugh, J., et Wright, W. Spatial distribution of volcanoes on io : Implications for tidal heating and magma ascent. *Earth and Planetary Science Letters*, 361 :272–286, 2013.
- Hammond, N. Estimating the magnitude of cyclic slip on strike-slip faults on europa. *Journal of Geophysical Research : Planets*, 125(7) :no–no, 2020.
- Hammond, W. C. et Humphreys, E. D. Upper mantle seismic wave attenuation : Effects of realistic partial melt distribution. *Journal of Geophysical Research : Solid Earth*, 105 (B5) :10987–10999, 2000.
- Hand, K. P. et Chyba, C. F. Empirical constraints on the salinity of the european ocean and implications for a thin ice shell. *Icarus*, 189(2) :424–438, 2007.
- Harada, Y., Goossens, S., Matsumoto, K., Yan, J., Ping, J., Noda, H., et Haruyama, J. Strong tidal heating in an ultralow-viscosity zone at the core–mantle boundary of the moon. *Nature Geoscience*, 7(8) :569–572, 2014.
- Haruyama, J., Ohtake, M., Matsunaga, T., Morota, T., Honda, C., Yokota, Y., Abe, M., Ogawa, Y., Miyamoto, H., Iwasaki, A., et al. Long-lived volcanism on the lunar farside revealed by selene terrain camera. *Science*, 323(5916) :905–908, 2009.
- Hauber, E., Brož, P., Jagert, F., Jodłowski, P., et Platz, T. Very recent and wide-spread basaltic volcanism on mars. *Geophysical Research Letters*, 38(10), 2011.
- Head, J. W. Lunar volcanism in space and time. *Reviews of Geophysics*, 14(2) :265–300, 1976.
- Head, J. W. et Wilson, L. Lunar mare volcanism : Stratigraphy, eruption conditions, and the evolution of secondary crusts. *Geochimica et Cosmochimica Acta*, 56(6) :2155–2175, 1992.
- Head, J. W., Crumpler, L., Aubele, J. C., Guest, J. E., et Saunders, R. S. Venus volcanism : Classification of volcanic features and structures, associations, and global distribution from magellan data. *Journal of Geophysical Research : Planets*, 97(E8) :13153–13197, 1992.
- Head, J. W., Murchie, S. L., Prockter, L. M., Robinson, M. S., Solomon, S. C., Strom, R. G., Chapman, C. R., Watters, T. R., McClintock, W. E., Blewett, D. T., et al. Volcanism on mercury : Evidence from the first messenger flyby. *Science*, 321(5885) :69–72, 2008.

- Head, J. W., Chapman, C. R., Strom, R. G., Fassett, C. I., Denevi, B. W., Blewett, D. T., Ernst, C. M., Watters, T. R., Solomon, S. C., Murchie, S. L., et al. Flood volcanism in the northern high latitudes of mercury revealed by messenger. *Science*, 333(6051) :1853–1856, 2011.
- Heinz, D., Jeanloz, R., et O’Connell, R. J. Bulk attenuation in a polycrystalline earth. *Journal of Geophysical Research : Solid Earth*, 87(B9) :7772–7778, 1982.
- Helbert, J., Müller, N., Kostama, P., Marinangeli, L., Piccioni, G., et Drossart, P. Surface brightness variations seen by virtis on venus express and implications for the evolution of the lada terra region, venus. *Geophysical Research Letters*, 35(11), 2008.
- Henning, W. G. et Hurford, T. Tidal heating in multilayered terrestrial exoplanets. *The Astrophysical Journal*, 789(1) :30, 2014.
- Henning, W. G., O’Connell, R. J., et Sasselov, D. D. Tidally heated terrestrial exoplanets : viscoelastic response models. *The Astrophysical Journal*, 707(2) :1000, 2009.
- Henning, W. G., Renaud, J. P., Saxena, P., Whelley, P. L., Mandell, A. M., Matsumura, S., Glaze, L. S., Hurford, T. A., Livengood, T. A., Hamilton, C. W., et al. Highly volcanic exoplanets, lava worlds, and magma ocean worlds : An emerging class of dynamic exoplanets of significant scientific priority. *arXiv preprint arXiv :1804.05110*, 2018.
- Henrard, J. Orbital evolution of the galilean satellites : Capture into resonance. *Icarus*, 53 (1) :55–67, 1983.
- Herzberg, C. et O’hara, M. Plume-associated ultramafic magmas of phanerozoic age. *Journal of Petrology*, 43(10) :1857–1883, 2002.
- Herzberg, C. Depth and degree of melting of komatiites. *Journal of Geophysical Research : Solid Earth*, 97(B4) :4521–4540, 1992.
- Hewitt, I. et Fowler, A. Partial melting in an upwelling mantle column. *Proceedings of the Royal Society A : Mathematical, Physical and Engineering Sciences*, 464(2097) :2467–2491, 2008.
- Hiesinger, H., Head, J., Wolf, U., Jaumann, R., et Neukum, G. Ages and stratigraphy of lunar mare basalts : A synthesis. *Recent advances and current research issues in lunar stratigraphy*, 477 :1–51, 2011.
- Hiesinger, H., Head III, J., Wolf, U., Jaumann, R., et Neukum, G. Ages and stratigraphy of mare basalts in oceanus procellarum, mare nubium, mare cognitum, and mare insularum. *Journal of Geophysical Research : Planets*, 108(E7), 2003.
- Hirth, G. et Kohlstedt, D. L. Experimental constraints on the dynamics of the partially molten upper mantle : Deformation in the diffusion creep regime. *Journal of Geophysical Research : Solid Earth*, 100(B2) :1981–2001, 1995a.
- Hirth, G. et Kohlstedt, D. L. Experimental constraints on the dynamics of the partially molten upper mantle : 2. deformation in the dislocation creep regime. *Journal of Geophysical Research : Solid Earth*, 100(B8) :15441–15449, 1995b.

Hobbs, P. V. *Ice physics*. Oxford university press, 2010.

Holmes, D., Thompson, T., Simpson, R., Tyler, G., Dehant, V., Rosenblatt, P., Häusler, B., Pätzold, M., Goltz, G., Kahan, D., et al. The challenges and opportunities for international cooperative radio science; experience with mars express and venus express missions. In *SpaceOps 2008 Conference*, page 3556, 2008.

Holmes, M., Parker, N., et Povey, M. Temperature dependence of bulk viscosity in water using acoustic spectroscopy. In *Journal of Physics : Conference Series*, volume 269, page 012011. IOP Publishing, 2011.

Holtzman, B. K. Questions on the existence, persistence, and mechanical effects of a very small melt fraction in the asthenosphere. *Geochemistry, Geophysics, Geosystems*, 17(2) : 470–484, 2016.

Hoppa, G. V., Tufts, B. R., Greenberg, R., et Geissler, P. E. Formation of cycloidal features on europa. *Science*, 285(5435) :1899–1902, 1999.

Howell, R. R. Thermal emission from lava flows on io. *Icarus*, 127(2) :394–407, 1997.

Howell, S. M. The likely thickness of europa’s icy shell. *The Planetary Science Journal*, 2 (4) :129, 2021.

Howell, S. M. et Pappalardo, R. T. Band formation and ocean-surface interaction on europa and ganymede. *Geophysical Research Letters*, 45(10) :4701–4709, 2018.

Howell, S. M. et Pappalardo, R. T. Nasa’s europa clipper—a mission to a potentially habitable ocean world. *Nature communications*, 11(1) :1–4, 2020.

Hussmann, H. et Spohn, T. Thermal-orbital evolution of io and europa. *Icarus*, 171(2) : 391–410, 2004.

Hussmann, H., Spohn, T., et Wiczerkowski, K. Thermal equilibrium states of europa’s ice shell : Implications for internal ocean thickness and surface heat flow. *Icarus*, 156(1) : 143–151, 2002.

Hussmann, H., Choblet, G., Lainey, V., Matson, D. L., Sotin, C., Tobie, G., et Van Hoolst, T. Implications of rotation, orbital states, energy sources, and heat transport for internal processes in icy satellites. *Space science reviews*, 153(1) :317–348, 2010.

Hussmann, H., Shoji, D., Steinbrügge, G., Stark, A., et Sohl, F. Constraints on dissipation in the deep interiors of ganymede and europa from tidal phase-lags. *Celestial Mechanics and Dynamical Astronomy*, 126(1) :131–144, 2016.

Ivanov, M. A. et Head, J. W. Global geological map of venus. *Planetary and Space Science*, 59(13) :1559–1600, 2011.

Ivanov, M. A. et Head, J. W. The history of volcanism on venus. *Planetary and Space Science*, 84 :66–92, 2013.

- Jackson, Fitz Gerald, J. D., Faul, U. H., et Tan, B. H. Grain-size-sensitive seismic wave attenuation in polycrystalline olivine. *Journal of Geophysical Research : Solid Earth*, 107 (B12) :ECV-5, 2002.
- Jackson, B., Barnes, R., et Greenberg, R. Tides and exoplanets. *Formation and Evolution of Exoplanets*, pages 243–266, 2010.
- Jackson, I. et Rigden, S. M. Composition and temperature of the earth's mantle : Seismological models interpreted through experimental studies of earth materials. *The Earth's Mantle : Composition, Structure and Evolution*, pages 405–460, 1998.
- Jackson, I. Dynamic compliance from torsional creep and forced oscillation tests : An experimental demonstration of linear viscoelasticity. *Geophysical research letters*, 20(19) : 2115–2118, 1993.
- Jackson, I. Laboratory measurement of seismic wave dispersion and attenuation : recent progress. *Washington DC American Geophysical Union Geophysical Monograph Series*, 117 :265–289, 2000.
- Jackson, I. et Faul, U. H. Grainsize-sensitive viscoelastic relaxation in olivine : Towards a robust laboratory-based model for seismological application. *Physics of the Earth and Planetary Interiors*, 183(1-2) :151–163, 2010.
- Jackson, I. et Paterson, M. Shear modulus and internal friction of calcite rocks at seismic frequencies : pressure, frequency and grain size dependence. *Physics of the Earth and Planetary Interiors*, 45(4) :349–367, 1987.
- Jackson, J. M., Zhang, J., et Bass, J. D. Sound velocities and elasticity of aluminous MgSiO_3 perovskite : implications for aluminum heterogeneity in earth's lower mantle. *Geophysical Research Letters*, 31(10), 2004.
- Jacobson, R. A. The gravitational fields of the galilean satellites—revisited. In *AAS/Division for Planetary Sciences Meeting Abstracts# 45*, pages 418–06, 2013.
- Jarvis, G. T. et Campbell, I. H. Archean komatiites and geotherms : solution to an apparent contradiction. *Geophysical Research Letters*, 10(12) :1133–1136, 1983.
- Jaupart, C., Labrosse, S., et Mareschal, J. 7.06-temperatures, heat and energy in the mantle of the earth. *Treatise on geophysics*, 7 :223–270, 2007.
- Ji, S., Li, L., Motra, H. B., Wuttke, F., Sun, S., Michibayashi, K., et Salisbury, M. H. Poisson's ratio and auxetic properties of natural rocks. *Journal of Geophysical Research : Solid Earth*, 123(2) :1161–1185, 2018.
- Jia, X., Kivelson, M. G., Khurana, K. K., et Kurth, W. S. Evidence of a plume on europa from galileo magnetic and plasma wave signatures. *Nature Astronomy*, 2(6) :459–464, 2018.
- Jin, L. et Chenevert, M. E. A study of particle settling in non-newtonian fluids—part ii : Rheological characterization of polymer solutions. 1994.

-
- Johnson, T. V., Veeder, G. J., Matson, D. L., Brown, R. H., Nelson, R. M., et Morrison, D. Io : Evidence for silicate volcanism in 1986. *Science*, 242(4883) :1280–1283, 1988.
- Jozwiak, L. M., Head, J. W., et Wilson, L. Explosive volcanism on mercury : Analysis of vent and deposit morphology and modes of eruption. *Icarus*, 302 :191–212, 2018.
- Kaltenegger, L. Characterizing habitable exomoons. *The Astrophysical Journal Letters*, 712 (2) :L125, 2010.
- Kankanamge, D. G. et Moore, W. B. A parameterization for volcanic heat flux in heat pipe planets. *Journal of Geophysical Research : Planets*, 124(1) :114–127, 2019.
- Karato, S. Deformation of earth materials cambridge univ. Press, Cambridge, UK (463 pp.), 2008.
- Karato, S.-i. On the origin of the asthenosphere. *Earth and Planetary Science Letters*, 321 : 95–103, 2012.
- Karato, S.-i. et Wu, P. Rheology of the upper mantle : A synthesis. *Science*, 260(5109) : 771–778, 1993.
- Kargel, J. S., Kaye, J. Z., Head III, J. W., Marion, G. M., Sassen, R., Crowley, J. K., Ballesteros, O. P., Grant, S. A., et Hogenboom, D. L. Europa's crust and ocean : origin, composition, and the prospects for life. *Icarus*, 148(1) :226–265, 2000.
- Kattenhorn, S. A. et Hurford, T. Tectonics of europa. In *Europa*, pages 199–236. University of Arizona Press Tucson, 2009.
- Kattenhorn, S. A. et Prockter, L. M. Evidence for subduction in the ice shell of europa. *Nature Geoscience*, 7(10) :762–767, 2014.
- Katz, R. F., Spiegelman, M., et Langmuir, C. H. A new parameterization of hydrous mantle melting. *Geochemistry, Geophysics, Geosystems*, 4(9), 2003.
- Kaula, W. M. Tidal dissipation by solid friction and the resulting orbital evolution. *Reviews of geophysics*, 2(4) :661–685, 1964.
- Kaula, W. M., Bindschadler, D. L., Grimm, R. E., Hansen, V. L., Roberts, K. M., et Smrekar, S. E. Styles of deformation in ishtar terra and their implications. *Journal of Geophysical Research : Planets*, 97(E10) :16085–16120, 1992.
- Kaula, W. et Yoder, C. Lunar orbit evolution and tidal heating of the moon. In *Lunar and Planetary Science Conference*, volume 7, 1976.
- Keane, J. T., de Kleer, K., Rathbun, J., Ahern, A., et Radebaugh, J. Comprehensive spherical harmonic analysis of the distribution of io's volcanoes, mountains, heat flow, and other geologic phenomena. In *AGU Fall Meeting Abstracts*, volume 2018, pages P53C–2983, 2018.
- Kelemen, P. B., Shimizu, N., et Salters, V. J. Extraction of mid-ocean-ridge basalt from the upwelling mantle by focused flow of melt in dunite channels. *Nature*, 375(6534) : 747–753, 1995.

- Kelley, D. S., Karson, J. A., Blackman, D. K., FruÈh-Green, G. L., Butterfield, D. A., Liley, M. D., Olson, E. J., Schrenk, M. O., Roe, K. K., Lebon, G. T., et al. An off-axis hydrothermal vent field near the mid-atlantic ridge at 30 n. *Nature*, 412(6843) :145–149, 2001.
- Kerber, L., Head, J. W., Solomon, S. C., Murchie, S. L., Blewett, D. T., et Wilson, L. Explosive volcanic eruptions on mercury : Eruption conditions, magma volatile content, and implications for interior volatile abundances. *Earth and Planetary Science Letters*, 285 (3-4) :263–271, 2009.
- Kervazo, M., Tobie, G., Choblet, G., Dumoulin, C., et Běhouňková, M. Solid tides in io’s partially molten interior : Contribution of bulk dissipation. *Astronomy & Astrophysics*, 650 :A72, 2021.
- Kervazo, M., Tobie, G., Choblet, G., Dumoulin, C., et Běhouňková, M. Inferring io’s interior from tidal monitoring. *Icarus*, 373 :114737, 2022.
- Keszthelyi, L., McEwen, A., et Taylor, G. Revisiting the hypothesis of a mushy global magma ocean in io. *Icarus*, 141(2) :415–419, 1999.
- Keszthelyi, L. et McEwen, A. Magmatic differentiation of io. *Icarus*, 130(2) :437–448, 1997.
- Keszthelyi, L., Jaeger, W. L., Turtle, E. P., Milazzo, M., et Radebaugh, J. A post-galileo view of io’s interior. *Icarus*, 169(1) :271–286, 2004.
- Keszthelyi, L., Jaeger, W., Milazzo, M., Radebaugh, J., Davies, A. G., et Mitchell, K. L. New estimates for io eruption temperatures : Implications for the interior. *Icarus*, 192(2) : 491–502, 2007.
- Khan, A., Connolly, J. A., Pommier, A., et Noir, J. Geophysical evidence for melt in the deep lunar interior and implications for lunar evolution. *Journal of Geophysical Research : Planets*, 119(10) :2197–2221, 2014.
- Khan, A., Ceylan, S., van Driel, M., Giardini, D., Lognonné, P., Samuel, H., Schmerr, N. C., Stähler, S. C., Duran, A. C., Huang, Q., et al. Upper mantle structure of mars from insight seismic data. *Science*, 373(6553) :434–438, 2021.
- Khurana, K., Kivelson, M., Stevenson, D., Schubert, G., Russell, C., Walker, R., et Polanskey, C. Induced magnetic fields as evidence for subsurface oceans in europa and callisto. *Nature*, 395(6704) :777–780, 1998.
- Khurana, K. K., Kivelson, M. G., Hand, K. P., et Russell, C. T. Electromagnetic induction from europa’s ocean and the deep interior. *Robert. T. Pappalardo, William. B. McKinnon, and K. Khurana, Editors. Europa, University of Arizona Press, Tucson*, pages 572–586, 2009.
- Khurana, K. K., Jia, X., Kivelson, M. G., Nimmo, F., Schubert, G., et Russell, C. T. Evidence of a global magma ocean in io’s interior. *Science*, 332(6034) :1186–1189, 2011.

-
- Kiefer, W. S. et Hager, B. H. A mantle plume model for the equatorial highlands of venus. *Journal of Geophysical Research : Planets*, 96(E4) :20947–20966, 1991.
- Kirchoff, M. R., McKinnon, W. B., et Schenk, P. M. Global distribution of volcanic centers and mountains on io : Control by asthenospheric heating and implications for mountain formation. *Earth and Planetary Science Letters*, 301(1-2) :22–30, 2011.
- Kivelson, M. G., Khurana, K. K., Russell, C. T., Volwerk, M., Walker, R. J., et Zimmer, C. Galileo magnetometer measurements : A stronger case for a subsurface ocean at europa. *Science*, 289(5483) :1340–1343, 2000.
- Kivelson, M., Khurana, K., Stevenson, D., Bennett, L., Joy, S., Russell, C., Walker, R., Zimmer, C., et Polansky, C. Europa and callisto : Induced or intrinsic fields in a periodically varying plasma environment. *Journal of Geophysical Research : Space Physics*, 104(A3) : 4609–4625, 1999.
- Kohlstedt, D. L. et Zimmerman, M. E. Rheology of partially molten mantle rocks. *Annual Review of Earth and Planetary Sciences*, 24(1) :41–62, 1996.
- Kohlstedt, D. L., Bai, Q., Wang, Z.-C., et Mei, S. Rheology of partially molten rocks. In *Physics and Chemistry of Partially Molten Rocks*, pages 3–28. Springer, 2000.
- Konopliv, A. S. et Yoder, C. F. Venusian k2 tidal love number from magellan and pvo tracking data. *Geophysical research letters*, 23(14) :1857–1860, 1996.
- Krassilnikov, A. S. et Head, J. W. Novae on venus : geology, classification, and evolution. *Journal of Geophysical Research : Planets*, 108(E9), 2003.
- Kuchta, M., Tobie, G., Miljković, K., Běhouňková, M., Souček, O., Choblet, G., et Čadek, O. Despinning and shape evolution of saturn’s moon iapetus triggered by a giant impact. *Icarus*, 252 :454–465, 2015.
- Kushiro, I. Partial melting experiments on peridotite and origin of mid-ocean ridge basalt. *Annual Review of Earth and Planetary Sciences*, 29(1) :71–107, 2001.
- Kuskov, O. L. et Kronrod, V. A. Resemblance and difference between the constitution of the moon and io. *Planetary and Space Science*, 48(7-8) :717–726, 2000.
- Kuskov, O. L. et Kronrod, V. A. Core sizes and internal structure of earth’s and jupiter’s satellites. *Icarus*, 151(2) :204–227, 2001.
- Labrosse, S., Hernlund, J., et Coltice, N. A crystallizing dense magma ocean at the base of the earth’s mantle. *Nature*, 450(7171) :866–869, 2007.
- Lainey, V. et Tobie, G. New constraints on io’s and jupiter’s tidal dissipation. *Icarus*, 179 (2) :485–489, 2005.
- Lainey, V., Arlot, J.-E., Karatekin, Ö., et Van Hoolst, T. Strong tidal dissipation in io and jupiter from astrometric observations. *Nature*, 459(7249) :957–959, 2009.

- LaTourrette, T. et Wasserburg, G. Mg diffusion in anorthite : implications for the formation of early solar system planetesimals. *Earth and Planetary Science Letters*, 158(3-4) :91–108, 1998.
- Laver, C. et de Pater, I. The global distribution of sulfur dioxide ice on io, observed with osiris on the wm keck telescope. *Icarus*, 201(1) :172–181, 2009.
- Lay, T., Garnero, E. J., et Williams, Q. Partial melting in a thermo-chemical boundary layer at the base of the mantle. *Physics of the Earth and Planetary Interiors*, 146(3-4) :441–467, 2004.
- Lee, T., Papanastassiou, D., et Wasserburg, G. Demonstration of 26 mg excess in allende and evidence for 26 al. *Geophysical Research Letters*, 3(1) :41–44, 1976.
- Lejeune, A.-M. et Richet, P. Rheology of crystal-bearing silicate melts : An experimental study at high viscosities. *Journal of Geophysical Research : Solid Earth*, 100(B3) :4215–4229, 1995.
- Leonard, E., Yin, A., et Pappalardo, R. Ridged plains on europa reveal a compressive past. *Icarus*, 343 :113709, 2020.
- Ligier, N., Poulet, F., Carter, J., Brunetto, R., et Gourgeot, F. Vlt/sinfoni observations of europa : new insights into the surface composition. *The Astronomical Journal*, 151(6) : 163, 2016.
- Limbach, M. A., Vos, J. M., Winn, J. N., Heller, R., Mason, J. C., Schneider, A. C., et Dai, F. On the detection of exomoons transiting isolated planetary-mass objects. *The Astrophysical Journal Letters*, 918(2) :L25, 2021.
- Lopes, R. M. et Williams, D. A. Io after galileo. *Reports on Progress in Physics*, 68(2) :303, 2005.
- Lopes, R. M., Kamp, L. W., Smythe, W. D., Mougini-Mark, P., Kargel, J., Radebaugh, J., Turtle, E. P., Perry, J., Williams, D. A., Carlson, R., et al. Lava lakes on io : Observations of io's volcanic activity from galileo nims during the 2001 fly-bys. *Icarus*, 169(1) :140–174, 2004.
- Lopes-Gautier, R., McEwen, A. S., Smythe, W. B., Geissler, P., Kamp, L., Davies, A., Spencer, J., Keszthelyi, L., Carlson, R., Leader, F., et al. Active volcanism on io : Global distribution and variations in activity. *Icarus*, 140(2) :243–264, 1999.
- Lourenço, D. L., Rozel, A., et Tackley, P. J. Melting-induced crustal production helps plate tectonics on earth-like planets. *Earth and Planetary Science Letters*, 439 :18–28, 2016.
- Lourenço, D. L., Rozel, A. B., Gerya, T., et Tackley, P. J. Efficient cooling of rocky planets by intrusive magmatism. *Nature Geoscience*, 11(5) :322–327, 2018.
- Lunine, J. I., Coradini, A., Gautier, D., Owen, T. C., et Wuchterl, G. The origin of jupiter. *Jupiter. The planet, satellites and magnetosphere*, 1 :19–34, 2004.

-
- Malhotra, R. Tidal origin of the laplace resonance and the resurfacing of ganymede. *Icarus*, 94(2) :399–412, 1991.
- Marcq, E., Bertaux, J.-L., Montmessin, F., et Belyaev, D. Variations of sulphur dioxide at the cloud top of venus's dynamic atmosphere. *Nature geoscience*, 6(1) :25–28, 2013.
- Matsuyama, I. Tidal dissipation in the oceans of icy satellites. *Icarus*, 242 :11–18, 2014.
- Mavko, G. et Nur, A. Melt squirt in the asthenosphere. *Journal of Geophysical Research*, 80 (11) :1444–1448, 1975.
- Mavko, G. M. Velocity and attenuation in partially molten rocks. *Journal of Geophysical Research : Solid Earth*, 85(B10) :5173–5189, 1980.
- Mayor, M. et Queloz, D. A jupiter-mass companion to a solar-type star. *Nature*, 378(6555) : 355–359, 1995.
- Mazarico, E., Genova, A., Neumann, G. A., Smith, D. E., et Zuber, M. T. Simulated recovery of europa's global shape and tidal love numbers from altimetry and radio tracking during a dedicated flyby tour. *Geophysical Research Letters*, 42(9) :3166–3173, 2015.
- McCarthy, C. et Cooper, R. F. Tidal dissipation in creeping ice and the thermal evolution of europa. *Earth and Planetary Science Letters*, 443 :185–194, 2016.
- McCollom, T. M. Methanogenesis as a potential source of chemical energy for primary biomass production by autotrophic organisms in hydrothermal systems on europa. *Journal of Geophysical Research : Planets*, 104(E12) :30729–30742, 1999.
- McCord, T. B., Hansen, G. B., Matson, D. L., Johnson, T. V., Crowley, J. K., Fanale, F. P., Carlson, R. W., Smythe, W. D., Martin, P. D., Hibbitts, C. A., et al. Hydrated salt minerals on europa's surface from the galileo near-infrared mapping spectrometer (nims) investigation. *Journal of Geophysical Research : Planets*, 104(E5) :11827–11851, 1999.
- McEwen, A., Turtle, E., Kestay, L., Khurana, K., Westlake, J., Wurz, P., Helbert, J., Park, R., Kirby, K., Haapala-Chalk, A., et al. The io volcano observer (ivo) : Follow the heat. 2019.
- McEwen, A. S., Johnson, T. V., Matson, D. L., et Soderblom, L. A. The global distribution, abundance, and stability of so₂ on io. *Icarus*, 75(3) :450–478, 1988.
- McEwen, A. S., Keszthelyi, L., Geissler, P., Simonelli, D. P., Carr, M. H., Johnson, T. V., Klaasen, K. P., Breneman, H. H., Jones, T. J., Kaufman, J. M., et al. Active volcanism on io as seen by galileo ssi. *Icarus*, 135(1) :181–219, 1998.
- McEwen, A., Belton, M., Breneman, H., Fagents, S., Geissler, P., Greeley, R., Head, J., Hoppa, G., Jaeger, W., Johnson, T., et al. Galileo at io : Results from high-resolution imaging. *Science*, 288(5469) :1193–1198, 2000.
- McKenzie, D. The generation and compaction of partially molten rock. *Journal of petrology*, 25(3) :713–765, 1984.
- McKinnon, W. B. Convective instability in europa's floating ice shell. *Geophysical Research Letters*, 26(7) :951–954, 1999.

- Mei, S., Bai, W., Hiraga, T., et Kohlstedt, D. Influence of melt on the creep behavior of olivine–basalt aggregates under hydrous conditions. *Earth and Planetary Science Letters*, 201(3-4) :491–507, 2002.
- Mériaux, C. et Jaupart, C. Dike propagation through an elastic plate. *Journal of Geophysical Research : Solid Earth*, 103(B8) :18295–18314, 1998.
- Meyer, J. et Wisdom, J. Tidal heating in enceladus. *Icarus*, 188(2) :535–539, 2007.
- Michaut, C. Dynamics of magmatic intrusions in the upper crust : Theory and applications to laccoliths on earth and the moon. *Journal of Geophysical Research : Solid Earth*, 116 (B5), 2011.
- Michaut, C. et Pinel, V. Magma ascent and eruption triggered by cratering on the moon. *Geophysical Research Letters*, 45(13) :6408–6416, 2018.
- Mitri, G. et Showman, A. P. Convective–conductive transitions and sensitivity of a convecting ice shell to perturbations in heat flux and tidal-heating rate : Implications for europa. *Icarus*, 177(2) :447–460, 2005.
- Mocquet, A., Rosenblatt, P., Dehant, V., et Verhoeven, O. The deep interior of venus, mars, and the earth : A brief review and the need for planetary surface-based measurements. *Planetary and Space Science*, 59(10) :1048–1061, 2011.
- Monnereau, M. et Dubuffet, F. Is io’s mantle really molten ? *Icarus*, 158(2) :450–459, 2002.
- Monteux, J., Ricard, Y., Coltice, N., Dubuffet, F., et Ulvrova, M. A model of metal–silicate separation on growing planets. *Earth and Planetary Science Letters*, 287(3-4) :353–362, 2009.
- Moore, W. Tidal heating and convection in io. *Journal of Geophysical Research : Planets*, 108(E8), 2003.
- Moore, W. B. The thermal state of io. *Icarus*, 154(2) :548–550, 2001.
- Moore, W. B. Thermal equilibrium in europa’s ice shell. *Icarus*, 180(1) :141–146, 2006.
- Moore, W. B. et Schubert, G. The tidal response of europa. *Icarus*, 147(1) :317–319, 2000.
- Moore, W. B. et Webb, A. A. G. Heat-pipe earth. *Nature*, 501(7468) :501–505, 2013.
- Moore, W. B., Schubert, G., Anderson, J. D., et Spencer, J. R. The interior of io. In *Io after Galileo*, pages 89–108. Springer, 2007.
- Moore, W. B., Hussmann, H., Pappalardo, R., McKinnon, W., et Khurana, K. Thermal evolution of europa’s silicate interior. In *Europa*, page 369. University of Arizona Press, 2009.
- Moore, W. B., Simon, J. I., et Webb, A. A. G. Heat-pipe planets. *Earth and Planetary Science Letters*, 474 :13–19, 2017.

-
- Morozov, I. B. On the relation between bulk and shear seismic dissipation. *Bulletin of the Seismological Society of America*, 105(6) :3180–3188, 2015.
- Morrison, D. The satellites of jupiter and saturn. *Annual Review of Astronomy and Astrophysics*, 20 :469–495, 1982.
- Moses, J. I. et Nash, D. B. Phase transformations and the spectral reflectance of solid sulfur : can metastable sulfur allotropes exist on io ? *Icarus*, 89(2) :277–304, 1991.
- Munk, W. H. et MacDonald, G. J. Continentality and the gravitational field of the earth. *Journal of Geophysical Research*, 65(7) :2169–2172, 1960.
- Mura, A., Adriani, A., Tosi, F., Lopes, R., Sindoni, G., Filacchione, G., Williams, D., Davies, A., Plainaki, C., Bolton, S., et al. Infrared observations of io from juno. *Icarus*, 341 : 113607, 2020.
- Murase, T. et McBirney, A. R. Properties of some common igneous rocks and their melts at high temperatures. *Geological Society of America Bulletin*, 84(11) :3563–3592, 1973.
- Murray, C. D. et Dermott, S. F. *Solar system dynamics*. Cambridge university press, 1999.
- Nakajima, M. et Stevenson, D. J. Melting and mixing states of the earth’s mantle after the moon-forming impact. *Earth and Planetary Science Letters*, 427 :286–295, 2015.
- Nimmo, F., Thomas, P., Pappalardo, R., et Moore, W. The global shape of europa : Constraints on lateral shell thickness variations. *Icarus*, 191(1) :183–192, 2007a.
- Nimmo, F., Faul, U., et Garnero, E. Dissipation at tidal and seismic frequencies in a melt-free moon. *Journal of Geophysical Research : Planets*, 117(E9), 2012.
- Nimmo, F. et Gaidos, E. Strike-slip motion and double ridge formation on europa. *Journal of Geophysical Research : Planets*, 107(E4) :5–1, 2002.
- Nimmo, F. et Manga, M. Causes, characteristics and consequences of convective diapirism on europa. *Geophysical research letters*, 29(23) :24–1, 2002.
- Nimmo, F., Spencer, J., Pappalardo, R., et Mullen, M. Shear heating as the origin of the plumes and heat flux on enceladus. *Nature*, 447(7142) :289–291, 2007b.
- Oberst, J. et Schuster, P. Vertical control point network and global shape of io. *Journal of Geophysical Research : Planets*, 109(E4), 2004.
- O’Connell, R. J. et Budiansky, B. Viscoelastic properties of fluid-saturated cracked solids. *Journal of Geophysical Research*, 82(36) :5719–5735, 1977.
- Ojakangas, G. W. et Stevenson, D. J. Thermal state of an ice shell on europa. *Icarus*, 81(2) : 220–241, 1989.
- Ojakangas, G. W. et Stevenson, D. Episodic volcanism of tidally heated satellites with application to io. *Icarus*, 66(2) :341–358, 1986.

- O'Neill, C., Moresi, L., et Lenardic, A. Insulation and depletion due to thickened crust : Effects on melt production on mars and earth. *Geophysical research letters*, 32(14), 2005.
- O'Reilly, T. C. et Davies, G. F. Magma transport of heat on io : A mechanism allowing a thick lithosphere. *Geophysical Research Letters*, 8(4) :313–316, 1981.
- O'Rourke, J. G. Venus : A thick basal magma ocean may exist today. *Geophysical Research Letters*, 47(4) :e2019GL086126, 2020.
- O'Neil, J. et Carlson, R. W. Building archean cratons from hadean mafic crust. *Science*, 355 (6330) :1199–1202, 2017.
- Pappalardo, R. T., Belton, M. J., Breneman, H., Carr, M., Chapman, C. R., Collins, G., Denk, T., Fagents, S., Geissler, P. E., Giese, B., et al. Does europa have a subsurface ocean ? evaluation of the geological evidence. *Journal of Geophysical Research : Planets*, 104 (E10) :24015–24055, 1999.
- Pappalardo, R., Head, J., Greeley, R., Sullivan, R., Pilcher, C., Schubert, G., Moore, W., Carr, M., Moore, J., Belton, M., et al. Geological evidence for solid-state convection in europa's ice shell. *Nature*, 391(6665) :365–368, 1998.
- Park, R. S., Riedel, J. E., Ermakov, A. I., Roa, J., Castillo-Rogez, J., Davies, A. G., McEwen, A. S., et Watkins, M. M. Advanced pointing imaging camera (apic) for planetary science and mission opportunities. *Planetary and Space Science*, 194 :105095, 2020.
- Paterson, M. et Van der Molen, I. The deformation of granular masses with particular reference to partially-melted granite. In *Mechanisms of Deformation and Fracture*, pages 145–149. Elsevier, 1979.
- Paterson, S. R. et Vernon, R. H. Bursting the bubble of ballooning plutons : A return to nested diapirs emplaced by multiple processes. *Geological Society of America Bulletin*, 107(11) :1356–1380, 1995.
- Pauer, M., Fleming, K., et Čadek, O. Modeling the dynamic component of the geoid and topography of venus. *Journal of Geophysical Research : Planets*, 111(E11), 2006.
- Paulatto, M., Annen, C., Henstock, T. J., Kiddle, E., Minshull, T. A., Sparks, R., et Voight, B. Magma chamber properties from integrated seismic tomography and thermal modeling at montserrat. *Geochemistry, Geophysics, Geosystems*, 13(1), 2012.
- Peale, S. Origin and evolution of the natural satellites. *Annual Review of Astronomy and Astrophysics*, 37(1) :533–602, 1999.
- Peale, S. Tidally induced volcanism. *Celestial Mechanics and Dynamical Astronomy*, 87 (1) :129–155, 2003.
- Peale, S. et Cassen, P. Contribution of tidal dissipation to lunar thermal history. *Icarus*, 36 (2) :245–269, 1978.
- Peale, S. et Lee, M. H. A primordial origin of the laplace relation among the galilean satellites. *Science*, 298(5593) :593–597, 2002.

-
- Peale, S. J., Cassen, P., et Reynolds, R. T. Melting of io by tidal dissipation. *Science*, 203 (4383) :892–894, 1979.
- Peltier, W. The impulse response of a maxwell earth. *Reviews of Geophysics*, 12(4) :649–669, 1974.
- Peplowski, P. N., Klima, R. L., Lawrence, D. J., Ernst, C. M., Denevi, B. W., Frank, E. A., Goldsten, J. O., Murchie, S. L., Nittler, L. R., et Solomon, S. C. Remote sensing evidence for an ancient carbon-bearing crust on mercury. *Nature Geoscience*, 9(4) :273–276, 2016.
- Petford, N., Kerr, R. C., et Lister, J. R. Dike transport of granitoid magmas. *Geology*, 21(9) : 845–848, 1993.
- Phillips, C., McEwen, A., Keszthelyi, L., Geissler, P., Simonelli, D., Milazzo, M., et Team, G. I. Volcanic resurfacing rates and styles on io. In *AAS/Division for Planetary Sciences Meeting Abstracts# 32*, volume 32, pages 29–05, 2000.
- Pinkerton, H. et Stevenson, R. Methods of determining the rheological properties of magmas at sub-liquidus temperatures. *Journal of Volcanology and Geothermal Research*, 53(1-4) : 47–66, 1992.
- Pommier, A., Leinenweber, K., Kohlstedt, D. L., Qi, C., Garnero, E. J., Mackwell, S. J., et Tyburczy, J. A. Experimental constraints on the electrical anisotropy of the lithosphere–asthenosphere system. *Nature*, 522(7555) :202–206, 2015.
- Porco, C. C., Helfenstein, P., Thomas, P., Ingersoll, A., Wisdom, J., West, R., Neukum, G., Denk, T., Wagner, R., Roatsch, T., et al. Cassini observes the active south pole of enceladus. *science*, 311(5766) :1393–1401, 2006.
- Prockter, L. M., Nimmo, F., et Pappalardo, R. T. A shear heating origin for ridges on triton. *Geophysical research letters*, 32(14), 2005.
- Quick, L. C. et Marsh, B. D. Constraining the thickness of europa’s water–ice shell : insights from tidal dissipation and conductive cooling. *Icarus*, 253 :16–24, 2015.
- Rathbun, J., Spencer, J., Tamppari, L., Martin, T., Barnard, L., et Travis, L. Mapping of io’s thermal radiation by the galileo photopolarimeter–radiometer (ppr) instrument. *Icarus*, 169(1) :127–139, 2004.
- Rathbun, J. A., Lopes, R. M., et Spencer, J. R. The global distribution of active ionian volcanoes and implications for tidal heating models. *The Astronomical Journal*, 156(5) : 207, 2018.
- Ray, R. D., Eanes, R. J., et Lemoine, F. G. Constraints on energy dissipation in the earth’s body tide from satellite tracking and altimetry. *Geophysical Journal International*, 144 (2) :471–480, 2001.
- Rees Jones, D., Zhang, H., et Katz, R. Magmatic channelization by reactive and shear-driven instabilities at mid-ocean ridges : a combined analysis. *Geophysical Journal International*, 226(1) :582–609, 2021.

- Reese, C. et Solomatov, V. Fluid dynamics of local martian magma oceans. *Icarus*, 184(1) : 102–120, 2006.
- Renaud, J. P. et Henning, W. G. Increased tidal dissipation using advanced rheological models : Implications for io and tidally active exoplanets. *The Astrophysical Journal*, 857(2) :98, 2018.
- Renner, J., Evans, B., et Hirth, G. On the rheologically critical melt fraction. *Earth and Planetary Science Letters*, 181(4) :585–594, 2000.
- Renner, J., Viskupic, K., Hirth, G., et Evans, B. Melt extraction from partially molten peridotites. *Geochemistry, Geophysics, Geosystems*, 4(5), 2003.
- Reynolds, R. T., McKay, C. P., et Kasting, J. F. Europa, tidally heated oceans, and habitable zones around giant planets. *Advances in Space Research*, 7(5) :125–132, 1987.
- Ricard, Y., Bercovici, D., et Schubert, G. A two-phase model for compaction and damage : 2. applications to compaction, deformation, and the role of interfacial surface tension. *Journal of Geophysical Research : Solid Earth*, 106(B5) :8907–8924, 2001.
- Ricard, Y., Šrámek, O., et Dubuffet, F. A multi-phase model of runaway core–mantle segregation in planetary embryos. *Earth and Planetary Science Letters*, 284(1-2) :144–150, 2009.
- Rigden, S. M., Ahrens, T. J., et Stolper, E. M. Densities of liquid silicates at high pressures. *Science*, 226(4678) :1071–1074, 1984.
- Rivers, M. L. et Carmichael, I. S. Ultrasonic studies of silicate melts. *Journal of Geophysical Research : Solid Earth*, 92(B9) :9247–9270, 1987.
- Roberts, J. H. et Nimmo, F. Tidal heating and the long-term stability of a subsurface ocean on enceladus. *Icarus*, 194(2) :675–689, 2008.
- Rolf, T., Steinberger, B., Sruthi, U., et Werner, S. C. Inferences on the mantle viscosity structure and the post-overturn evolutionary state of venus. *Icarus*, 313 :107–123, 2018.
- Romanowicz, B. A global tomographic model of shear attenuation in the upper mantle. *Journal of Geophysical Research : Solid Earth*, 100(B7) :12375–12394, 1995.
- Romanowicz, B. et Mitchell, B. 1.21—deep earth structure of the earth from crust to core. *Treatise on geophysics*, pages 731–774, 2007.
- Romanowicz, B. et Durek, J. J. Seismological constraints on attenuation in the earth : a review. *Washington DC American Geophysical Union Geophysical Monograph Series*, 117 :161–179, 2000.
- Roscoe, R. The viscosity of suspensions of rigid spheres. *British journal of applied physics*, 3(8) :267, 1952.
- Ross, M. et Schubert, G. Tidal heating in an internal ocean model of europa. *Nature*, 325(6100) :133–134, 1987.

-
- Ross, M., Schubert, G., Spohn, T., et Gaskell, R. Internal structure of io and the global distribution of its topography. *Icarus*, 85(2) :309–325, 1990.
- Roth, L. A stable h₂o atmosphere on europa's trailing hemisphere from hst images. *Geophysical Research Letters*, page e2021GL094289, 2021.
- Roth, L., Saur, J., Retherford, K. D., Strobel, D. F., Feldman, P. D., McGrath, M. A., et Nimmo, F. Transient water vapor at europa's south pole. *science*, 343(6167) :171–174, 2014.
- Roth, L., Saur, J., Retherford, K. D., Blöcker, A., Strobel, D. F., et Feldman, P. D. Constraints on io's interior from auroral spot oscillations. *Journal of Geophysical Research : Space Physics*, 122(2) :1903–1927, 2017.
- Rozel, A. Impact of grain size on the convection of terrestrial planets. *Geochemistry, Geophysics, Geosystems*, 13(10), 2012.
- Rozel, A., Golabek, G. J., Jain, C., Tackley, P. J., et Gerya, T. Continental crust formation on early earth controlled by intrusive magmatism. *Nature*, 545(7654) :332–335, 2017.
- Rudge, J. F. The viscosities of partially molten materials undergoing diffusion creep. *Journal of Geophysical Research : Solid Earth*, 123(12) :10–534, 2018.
- Ruiz, J., McGovern, P. J., Jiménez-Díaz, A., López, V., Williams, J.-P., Hahn, B. C., et Tejero, R. The thermal evolution of mars as constrained by paleo-heat flows. *Icarus*, 215(2) :508–517, 2011.
- Rychert, C. A., Harmon, N., Constable, S., et Wang, S. The nature of the lithosphere-aesthenosphere boundary. *Journal of Geophysical Research : Solid Earth*, 125(10) : e2018JB016463, 2020.
- Sabadini, R., Yuen, D. A., et Boschi, E. Polar wandering and the forced responses of a rotating, multilayered, viscoelastic planet. *Journal of Geophysical Research : Solid Earth*, 87(B4) :2885–2903, 1982.
- Sagan, C. Sulfur flows on io. In *Bulletin of the American Astronomical Society*, volume 11, page 600, 1979.
- Sailor, R. V. et Dziewonski, A. M. Measurements and interpretation of normal mode attenuation. *Geophysical Journal International*, 53(3) :559–581, 1978.
- Saito, M. Some problems of static deformation of the earth. *Journal of Physics of the Earth*, 22(1) :123–140, 1974.
- Samuel, H., Lognonné, P., Panning, M., et Lainey, V. The rheology and thermal history of mars revealed by the orbital evolution of phobos. *Nature*, 569(7757) :523–527, 2019.
- Sasaki, S. The primary solar-type atmosphere surrounding the accreting earth : H₂ o-induced high surface temperature. *Origin of the Earth*, pages 195–209, 1990.

- Sasaki, S. et Nakazawa, K. Metal-silicate fractionation in the growing earth : Energy source for the terrestrial magma ocean. *Journal of Geophysical Research : Solid Earth*, 91(B9) : 9231–9238, 1986.
- Sasaki, T., Stewart, G. R., et Ida, S. Origin of the different architectures of the jovian and saturnian satellite systems. *The Astrophysical Journal*, 714(2) :1052, 2010.
- Saunders, A., Norry, M., et Tarney, J. Origin of morb and chemically-depleted mantle reservoirs : trace element constraints. *Journal of Petrology*, (1) :415–445, 1988.
- Schenk, P., Hargitai, H., Wilson, R., McEwen, A., et Thomas, P. The mountains of io : Global and geological perspectives from voyager and galileo. *Journal of Geophysical Research : Planets*, 106(E12) :33201–33222, 2001.
- Schenk, P. M. Thickness constraints on the icy shells of the galilean satellites from a comparison of crater shapes. *Nature*, 417(6887) :419–421, 2002.
- Schilling, N., Khurana, K., et Kivelson, M. Limits on an intrinsic dipole moment in europa. *Journal of Geophysical Research : Planets*, 109(E5), 2004.
- Schmeling, H. Numerical models on the influence of partial melt on elastic, anelastic and electric properties of rocks. part i : elasticity and anelasticity. *Physics of the earth and planetary interiors*, 41(1) :34–57, 1985.
- Schmeling, H., Kruse, J. P., et Richard, G. Effective shear and bulk viscosity of partially molten rock based on elastic moduli theory of a fluid filled poroelastic medium. *Geophysical Journal International*, 190(3) :1571–1578, 2012.
- Schubert, G., Anderson, J., Spohn, T., et McKinnon, W. Interior composition, structure and dynamics of the galilean satellites. *Jupiter : The planet, satellites and magnetosphere*, 1 : 281–306, 2004.
- Schubert, G., Spohn, T., et Reynolds, R. T. Thermal histories, compositions and internal structures of the moons of the solar system. *Satellites*, pages 224–292, 1986.
- Scott, D. R. et Stevenson, D. J. Magma ascent by porous flow. *Journal of Geophysical Research : Solid Earth*, 91(B9) :9283–9296, 1986.
- Scott, T. et Kohlstedt, D. The effect of large melt fraction on the deformation behavior of peridotite. *Earth and Planetary Science Letters*, 246(3-4) :177–187, 2006.
- Sears, W. Tidal dissipation and the giant impact origin for the moon. In *Lunar and Planetary Science Conference*, volume 23, 1992.
- Šebek, O., Trávníček, P. M., Walker, R. J., et Hellinger, P. Dynamic plasma interaction at io : Multispecies hybrid simulations. *Journal of Geophysical Research : Space Physics*, 124 (1) :313–341, 2019.
- Segatz, M., Spohn, T., Ross, M., et Schubert, G. Tidal dissipation, surface heat flow, and figure of viscoelastic models of io. *Icarus*, 75(2) :187–206, 1988.

-
- Shalygin, E. V., Markiewicz, W. J., Basilevsky, A. T., Titov, D. V., Ignatiev, N. I., et Head, J. W. Active volcanism on venus in the ganiki chasma rift zone. *Geophysical Research Letters*, 42(12) :4762–4769, 2015.
- Shankland, T., O’Connell, R., et Waff, H. Geophysical constraints on partial melt in the upper mantle. *Reviews of Geophysics*, 19(3) :394–406, 1981.
- Shaw, H., Wright, T., Peck, D., et Okamura, R. The viscosity of basaltic magma ; an analysis of field measurements in makaopuhi lava lake, hawaii. *American Journal of Science*, 266 (4) :225–264, 1968.
- Shimizu, K., Komiya, T., Hirose, K., Shimizu, N., et Maruyama, S. Cr-spinel, an excellent micro-container for retaining primitive melts—implications for a hydrous plume origin for komatiites. *Earth and Planetary Science Letters*, 189(3-4) :177–188, 2001.
- Showman, A. P. et Malhotra, R. Tidal evolution into the laplace resonance and the resurfacing of ganymede. *Icarus*, 127(1) :93–111, 1997.
- Simpson, G., Spiegelman, M., et Weinstein, M. I. A multiscale model of partial melts : 1. effective equations. *Journal of Geophysical Research : Solid Earth*, 115(B4), 2010.
- Sims, K. W., Goldstein, S., Blichert-Toft, J., Perfit, M., Kelemen, P., Fornari, D., Michael, P., Murrell, M., Hart, S., DePaolo, D., et al. Chemical and isotopic constraints on the generation and transport of magma beneath the east pacific rise. *Geochimica et Cosmochimica Acta*, 66(19) :3481–3504, 2002.
- Sladkova, K., Souček, O., Kalousová, K., et Běhouňková, M. Tidal walking on europa’s strike-slip faults—insight from numerical modeling. *Journal of Geophysical Research : Planets*, 125(8) :e2019JE006327, 2020.
- Sleep, N. H. Tapping of melt by veins and dikes. *Journal of Geophysical Research : Solid Earth*, 93(B9) :10255–10272, 1988.
- Sleep, N. H. et Windley, B. F. Archean plate tectonics : constraints and inferences. *The Journal of Geology*, 90(4) :363–379, 1982.
- Sleep, N. H., Zahnle, K. J., et Lupu, R. E. Terrestrial aftermath of the moon-forming impact. *Philosophical Transactions of the Royal Society A : Mathematical, Physical and Engineering Sciences*, 372(2024) :20130172, 2014.
- Smith, B. A., Soderblom, L. A., Beebe, R., Boyce, J., Briggs, G., Carr, M., Collins, S. A., Cook, A. F., Danielson, G. E., Davies, M. E., et al. The galilean satellites and jupiter : Voyager 2 imaging science results. *Science*, 206(4421) :927–950, 1979a.
- Smith, B. A., Soderblom, L. A., Johnson, T. V., Ingersoll, A. P., Collins, S. A., Shoemaker, E. M., Hunt, G., Masursky, H., Carr, M. H., Davies, M. E., et al. The jupiter system through the eyes of voyager 1. *Science*, 204(4396) :951–972, 1979b.
- Smith, J., Anderson, A., Newton, R., Olsen, E., et Wyllie, P. A petrologic model for the moon based on petrogenesis, experimental petrology, and physical properties. *The Journal of Geology*, 78(4) :381–405, 1970.

- Smrekar, S. E. et Phillips, R. J. Venusian highlands : Geoid to topography ratios and their implications. *Earth and Planetary Science Letters*, 107(3-4) :582–597, 1991.
- Smrekar, S. E., Stofan, E. R., Mueller, N., Treiman, A., Elkins-Tanton, L., Helbert, J., Piccioni, G., et Drossart, P. Recent hotspot volcanism on venus from virtis emissivity data. *Science*, 328(5978) :605–608, 2010.
- Smrekar, S. E., Davaille, A., et Sotin, C. Venus interior structure and dynamics. *Space Science Reviews*, 214(5) :1–34, 2018.
- Sohl, F., Spohn, T., Breuer, D., et Nagel, K. Implications from galileo observations on the interior structure and chemistry of the galilean satellites. *Icarus*, 157(1) :104–119, 2002.
- Solomatov, V. et Moresi, L.-N. Three regimes of mantle convection with non-newtonian viscosity and stagnant lid convection on the terrestrial planets. *Geophysical Research Letters*, 24(15) :1907–1910, 1997.
- Solomatov, V. et Reese, C. Grain size variations in the earth’s mantle and the evolution of primordial chemical heterogeneities. *Journal of Geophysical Research : Solid Earth*, 113 (B7), 2008.
- Sossi, P. A., Eggins, S. M., Nesbitt, R. W., Nebel, O., Hergt, J. M., Campbell, I. H., O’Neill, H. S. C., Van Kranendonk, M., et Davies, D. R. Petrogenesis and geochemistry of archean komatiites. *Journal of Petrology*, 57(1) :147–184, 2016.
- Sotin, C., Tobie, G., Wahr, J., McKinnon, W. B., McKinnon, W., et Khurana, K. Tides and tidal heating on europa. *Europa*, 11, 2009.
- Souček, O., Hron, J., Běhouňková, M., et Čadek, O. Effect of the tiger stripes on the deformation of saturn’s moon enceladus. *Geophysical Research Letters*, 43(14) :7417–7423, 2016.
- Sparks, R., Annen, C., Blundy, J., Cashman, K., Rust, A., et Jackson, M. Formation and dynamics of magma reservoirs. *Philosophical Transactions of the Royal society A*, 377 (2139) :20180019, 2019.
- Sparks, W. B., Hand, K., McGrath, M., Bergeron, E., Cracraft, M., et Deustua, S. Probing for evidence of plumes on europa with hst/stis. *The Astrophysical Journal*, 829(2) :121, 2016.
- Spence, D. et Turcotte, D. Magma-driven propagation of cracks. *Journal of Geophysical Research : Solid Earth*, 90(B1) :575–580, 1985.
- Spencer, D. C., Katz, R. F., Hewitt, I. J., May, D. A., et Keszthelyi, L. P. Compositional layering in io driven by magmatic segregation and volcanism. *Journal of Geophysical Research : Planets*, 125(9) :e2020JE006604, 2020a.
- Spencer, D. C., Katz, R. F., et Hewitt, I. Magmatic intrusions control io’s crustal thickness. *Journal of Geophysical Research : Planets*, 125(6) :e2020JE006443, 2020b.

-
- Spencer, D. C., Katz, R. F., et Hewitt, I. J. Tidal controls on the lithospheric thickness and topography of io from magmatic segregation and volcanism modelling. *Icarus*, 359 : 114352, 2021.
- Spencer, J. R. et Schneider, N. M. Io on the eve of the galileo mission. *Annual Review of Earth and Planetary Sciences*, 24(1) :125–190, 1996.
- Spencer, J. R., Rathbun, J. A., Travis, L. D., Tamppari, L. K., Barnard, L., Martin, T. Z., et McEwen, A. S. Io's thermal emission from the galileo photopolarimeter-radiometer. *Science*, 288(5469) :1198–1201, 2000.
- Spohn, T. Tides of io. In *Tidal Phenomena*, pages 345–377. Springer, 1997.
- Spohn, T. et Schubert, G. Oceans in the icy galilean satellites of jupiter? *Icarus*, 161(2) : 456–467, 2003.
- Squyres, S. W., Reynolds, R. T., Cassen, P. M., et Peale, S. J. Liquid water and active resurfacing on europa. *Nature*, 301(5897) :225–226, 1983.
- Steinberger, B., Werner, S. C., et Torsvik, T. H. Deep versus shallow origin of gravity anomalies, topography and volcanism on earth, venus and mars. *Icarus*, 207(2) :564–577, 2010.
- Steinbrügge, G., Schroeder, D. M., Haynes, M. S., Hussmann, H., Grima, C., et Blankenship, D. D. Assessing the potential for measuring europa's tidal love number h2 using radar sounder and topographic imager data. *Earth and Planetary Science Letters*, 482 :334–341, 2018.
- Steinke, T., Hu, H., Höning, D., Van der Wal, W., et Vermeersen, B. Tidally induced lateral variations of io's interior. *Icarus*, 335 :113299, 2020a.
- Steinke, T., van Sliedregt, D., Vilella, K., Van der Wal, W., et Vermeersen, B. Can a combination of convective and magmatic heat transport in the mantle explain io's volcanic pattern? *Journal of Geophysical Research : Planets*, 125(12) :e2020JE006521, 2020b.
- Stevenson, D. J. Origin of the moon-the collision hypothesis. *Annual review of earth and planetary sciences*, 15(1) :271–315, 1987.
- Stofan, E. R., Smrekar, S. E., Tapper, S. W., Guest, J. E., et Grindrod, P. M. Preliminary analysis of an expanded corona database for venus. *Geophysical Research Letters*, 28 (22) :4267–4270, 2001.
- Stolper, E., Walker, D., Hager, B. H., et Hays, J. F. Melt segregation from partially molten source regions : the importance of melt density and source region size. *Journal of Geophysical Research : Solid Earth*, 86(B7) :6261–6271, 1981.
- Strom, R. G., Trask, N. J., et Guest, J. E. Tectonism and volcanism on mercury. *Journal of Geophysical Research*, 80(17) :2478–2507, 1975.
- Sundberg, M. et Cooper, R. F. A composite viscoelastic model for incorporating grain boundary sliding and transient diffusion creep ; correlating creep and attenuation responses for materials with a fine grain size. *Philosophical Magazine*, 90(20) :2817–2840, 2010.

- Tackley, P. J., Schubert, G., Glatzmaier, G. A., Schenk, P., Ratcliff, J. T., et Matas, J.-P. Three-dimensional simulations of mantle convection in io. *Icarus*, 149(1) :79–93, 2001.
- Takahashi, E. et Scarfe, C. M. Melting of peridotite to 14 gpa and the genesis of komatiite. *Nature*, 315(6020) :566–568, 1985.
- Takei, Y. Constitutive mechanical relations of solid-liquid composites in terms of grain-boundary contiguity. *Journal of Geophysical Research : Solid Earth*, 103(B8) :18183–18203, 1998.
- Takei, Y. Effects of partial melting on seismic velocity and attenuation : A new insight from experiments. *Annual Review of Earth and Planetary Sciences*, 45 :447–470, 2017.
- Takei, Y. et Holtzman, B. K. Viscous constitutive relations of solid-liquid composites in terms of grain boundary contiguity : 1. grain boundary diffusion control model. *Journal of Geophysical Research : Solid Earth*, 114(B6), 2009.
- Takeuchi, H. et Saito, M. Seismic surface waves. *Methods in computational physics*, 11 : 237–255, 1972.
- Tan, B., Jackson, I., et Gerald, J. F. High-temperature viscoelasticity of fine-grained polycrystalline olivine. *Physics and Chemistry of Minerals*, 28(9) :641–664, 2001.
- Tanaka, K. L., Senske, D. A., Price, M., et Kirk, R. L. Physiography, geomorphic/geologic mapping and stratigraphy of venus. *Venus II : Geology, Geophysics, Atmosphere, and Solar Wind Environment*, page 667, 1997.
- Tanaka, K., Skinner Jr, J., et al. Geologic map of mars, scale 1 : 20,000,000. united states geological survey, miscellaneous geologic investigations series map, sim 3292, 2014.
- Tauzin, B., Debayle, E., et Wittlinger, G. Seismic evidence for a global low-velocity layer within the earth's upper mantle. *Nature Geoscience*, 3(10) :718–721, 2010.
- Taylor, G. J. et Norman, M. D. Evidence for magma oceans on asteroids, the moon, and earth. In *Physics and Chemistry of Magma Oceans from 1 Bar to 4 Mbar*, 1992.
- Teachey, A. et Kipping, D. M. Evidence for a large exomoon orbiting kepler-1625b. *Science Advances*, 4(10) :eaav1784, 2018.
- Thomas, P., Davies, M., Colvin, T., Oberst, J., Schuster, P., Neukum, G., Carr, M., McEwen, A., Schubert, G., Belton, M., et al. The shape of io from galileo limb measurements. *Icarus*, 135(1) :175–180, 1998.
- Thomson, R. E. et Delaney, J. R. Evidence for a weakly stratified european ocean sustained by seafloor heat flux. *Journal of Geophysical Research : Planets*, 106(E6) :12355–12365, 2001.
- Tobie, G., Mocquet, A., et Sotin, C. Tidal dissipation within large icy satellites : Applications to Europa and Titan. *Icarus*, 177(2) :534–549, 2005.
- Tobie, G., Čadek, O., et Sotin, C. Solid tidal friction above a liquid water reservoir as the origin of the south pole hotspot on enceladus. *Icarus*, 196(2) :642–652, 2008.

-
- Tobie, G., Grasset, O., Dumoulin, C., et Mocquet, A. Tidal response of rocky and ice-rich exoplanets. *Astronomy & Astrophysics*, 630 :A70, 2019.
- Tobie, G., Choblet, G., et Sotin, C. Tidally heated convection : Constraints on europa's ice shell thickness. *Journal of Geophysical Research : Planets*, 108(E11), 2003.
- Tonks, W. B. et Melosh, H. J. Magma ocean formation due to giant impacts. *Journal of Geophysical Research : Planets*, 98(E3) :5319–5333, 1993.
- Tosi, F., Mura, A., Lopes, R., Filacchione, G., Ciarniello, M., Zambon, F., Adriani, A., Bolton, S., Brooks, S., Noschese, R., et al. Mapping io's surface composition with juno/jiram. *Journal of Geophysical Research : Planets*, 125(11) :e2020JE006522, 2020.
- Travis, B., Palguta, J., et Schubert, G. A whole-moon thermal history model of europa : Impact of hydrothermal circulation and salt transport. *Icarus*, 218(2) :1006–1019, 2012.
- Turbet, M., Bolmont, E., Leconte, J., Forget, F., Selsis, F., Tobie, G., Caldas, A., Naar, J., et Gillon, M. Modeling climate diversity, tidal dynamics and the fate of volatiles on trappist-1 planets. *Astronomy & Astrophysics*, 612 :A86, 2018.
- Turcotte, D. L. et Schubert, G. *Geodynamics*. Cambridge university press, 2002.
- Turtle, E. P., Jaeger, W. L., et Schenk, P. M. Ionian mountains and tectonics : Insights into what lies beneath io's lofty peaks. In *Io After Galileo*, pages 109–131. Springer, 2007.
- Tyler, R. H. Strong ocean tidal flow and heating on moons of the outer planets. *Nature*, 456 (7223) :770–772, 2008.
- Tyler, R. H., Henning, W. G., et Hamilton, C. W. Tidal heating in a magma ocean within jupiter's moon io. *The Astrophysical Journal Supplement Series*, 218(2) :22, 2015.
- Urey, H. C. The cosmic abundances of potassium, uranium, and thorium and the heat balances of the earth, the moon, and mars. *Proceedings of the National Academy of Sciences of the United States of America*, 41(3) :127, 1955.
- Usselman, T. M. Experimental approach to the state of the core ; part i, the liquidus relations of the fe-rich portion of the fe-ni-s system from 30 to 100 kb. *American Journal of Science*, 275(3) :278–290, 1975.
- Van der Molen, I. et Paterson, M. Experimental deformation of partially-melted granite. *Contributions to Mineralogy and Petrology*, 70(3) :299–318, 1979.
- Van Hoolst, T., Baland, R.-M., Trinh, A., Yseboodt, M., et Nimmo, F. The librations, tides, and interior structure of io. *Journal of Geophysical Research : Planets*, 125(8) : e2020JE006473, 2020.
- Van Kranendonk, M. J. Two types of archean continental crust : Plume and plate tectonics on early earth. *American Journal of Science*, 310(10) :1187–1209, 2010.
- Vance, S., Hand, K., et Pappalardo, R. Geophysical controls of chemical disequilibria in europa. *Geophysical Research Letters*, 43(10) :4871–4879, 2016.

- Veeder, G. J., Matson, D. L., Johnson, T. V., Blaney, D. L., et Goguen, J. D. Io's heat flow from infrared radiometry : 1983–1993. *Journal of Geophysical Research : Planets*, 99 (E8) :17095–17162, 1994.
- Veeder, G. J., Davies, A. G., Matson, D. L., Johnson, T. V., Williams, D. A., et Radebaugh, J. Io : Volcanic thermal sources and global heat flow. *Icarus*, 219(2) :701–722, 2012.
- Veeder, G. J., Davies, A. G., Matson, D. L., Johnson, T. V., Williams, D. A., et Radebaugh, J. Io : Heat flow from small volcanic features. *Icarus*, 245 :379–410, 2015.
- Verma, A. K. et Margot, J.-L. Expected precision of europa clipper gravity measurements. *Icarus*, 314 :35–49, 2018.
- Vigneresse, J. L., Barbey, P., et Cuney, M. Rheological transitions during partial melting and crystallization with application to felsic magma segregation and transfer. *Journal of Petrology*, 37(6) :1579–1600, 1996.
- Vilella, K., Choblet, G., Tsao, W.-E., et Deschamps, F. Tidally heated convection and the occurrence of melting in icy satellites : Application to europa. *Journal of Geophysical Research : Planets*, 125(3) :e2019JE006248, 2020.
- Viljoen, M. et Viljoen, R. The geology and geochemistry of the lower ultramafic unit of the onverwacht group and a proposed new class of igneous rocks. *Geological Society of South Africa Special Publication*, 2 :55–86, 1969.
- von Bargen, N. et Waff, H. S. Permeabilities, interfacial areas and curvatures of partially molten systems : results of numerical computations of equilibrium microstructures. *Journal of Geophysical Research : Solid Earth*, 91(B9) :9261–9276, 1986.
- Wahr, J. M. Body tides on an elliptical, rotating, elastic and oceanless earth. *Geophysical Journal International*, 64(3) :677–703, 1981.
- Walsh, J. Attenuation in partially melted material. *Journal of Geophysical Research*, 73(6) : 2209–2216, 1968.
- Walsh, J. New analysis of attenuation in partially melted rock. *Journal of Geophysical Research*, 74(17) :4333–4337, 1969.
- Warren, P. H. et Rasmussen, K. L. Megaregolith insulation, internal temperatures, and bulk uranium content of the moon. *Journal of Geophysical Research : Solid Earth*, 92(B5) : 3453–3465, 1987.
- Wasson, J. T. et Warren, P. H. Contribution of the mantle to the lunar asymmetry. *Icarus*, 44 (3) :752–771, 1980.
- Weinberg, R. F. et Podladchikov, Y. Diapiric ascent of magmas through power law crust and mantle. *Journal of Geophysical Research : Solid Earth*, 99(B5) :9543–9559, 1994.
- Werner, S. C. The global martian volcanic evolutionary history. *Icarus*, 201(1) :44–68, 2009.
- Wetherill, G. W. Formation of the terrestrial planets. *Annual review of astronomy and astrophysics*, 18(1) :77–113, 1980.

-
- Wetherill, G. W. Formation of the earth. *Annual Review of Earth and Planetary Sciences*, 18(1) :205–256, 1990.
- White, O. L., Schenk, P. M., Nimmo, F., et Hoogenboom, T. A new stereo topographic map of io : Implications for geology from global to local scales. *Journal of Geophysical Research : Planets*, 119(6) :1276–1301, 2014.
- Whitten, J. L., Head, J. W., Denevi, B. W., et Solomon, S. C. Intercrater plains on mercury : Insights into unit definition, characterization, and origin from messenger datasets. *Icarus*, 241 :97–113, 2014.
- Widmer, R., Masters, G., et Gilbert, F. Spherically symmetric attenuation within the earth from normal mode data. *Geophysical journal international*, 104(3) :541–553, 1991.
- Wilhelms, D. E., John, F., et Trask, N. J. The geologic history of the moon. Technical report, 1987.
- Williams, D. A., Wilson, A. H., et Greeley, R. A komatiite analog to potential ultramafic materials on io. *Journal of Geophysical Research : Planets*, 105(E1) :1671–1684, 2000.
- Williams, D. A., Keszthelyi, L. P., Crown, D. A., Yff, J. A., Jaeger, W. L., Schenk, P. M., Geissler, P. E., et Becker, T. L. Volcanism on io : New insights from global geologic mapping. *Icarus*, 214(1) :91–112, 2011.
- Williams, J. G., Boggs, D. H., Yoder, C. F., Ratcliff, J. T., et Dickey, J. O. Lunar rotational dissipation in solid body and molten core. *Journal of Geophysical Research : Planets*, 106 (E11) :27933–27968, 2001.
- Williams, Q. et Garnero, E. J. Seismic evidence for partial melt at the base of earth's mantle. *Science*, 273(5281) :1528–1530, 1996.
- Wisdom, J. Tidal dissipation at arbitrary eccentricity and obliquity. *Icarus*, 193(2) :637–640, 2008.
- Witteborn, F., Bregman, J., et Pollack, J. Io : An intense brightening near 5 micrometers. *Science*, 203(4381) :643–646, 1979.
- Wood, J. A., Dickey Jr, J. S., Marvin, U. B., et Powell, B. Lunar anorthosites and a geophysical model of the moon. *Geochimica et Cosmochimica Acta Supplement*, 1 :965, 1970.
- Xie, S. et Tackley, P. J. Evolution of u-pb and sm-nd systems in numerical models of mantle convection and plate tectonics. *Journal of Geophysical Research : Solid Earth*, 109(B11), 2004.
- Xu, F., Siersch, N., Gréaux, S., Rivoldini, A., Kuwahara, H., Kondo, N., Wehr, N., Menguy, N., Kono, Y., Higo, Y., et al. Low velocity zones in the martian upper mantle highlighted by sound velocity measurements. *Geophysical Research Letters*, page e2021GL093977, 2021.
- Yaxley, G. M. Experimental study of the phase and melting relations of homogeneous basalt+peridotite mixtures and implications for the petrogenesis of flood basalts. *Contributions to Mineralogy and Petrology*, 139(3) :326–338, 2000.

- Yoder, C., Konopliv, A., Yuan, D., Standish, E., et Folkner, W. Fluid core size of mars from detection of the solar tide. *Science*, 300(5617) :299–303, 2003.
- Yoder, C. F. How tidal heating in io drives the galilean orbital resonance locks. *Nature*, 279 (5716) :767–770, 1979.
- Yoder, C. F. Venus' free obliquity. *Icarus*, 117(2) :250–286, 1995.
- Yoder, C. F. et Peale, S. J. The tides of io. *Icarus*, 47(1) :1–35, 1981.
- Yoshino, T., Laumonier, M., McIsaac, E., et Katsura, T. Electrical conductivity of basaltic and carbonatite melt-bearing peridotites at high pressures : Implications for melt distribution and melt fraction in the upper mantle. *Earth and Planetary Science Letters*, 295(3-4) : 593–602, 2010.
- Zahnle, K., Schenk, P., Levison, H., et Dones, L. Cratering rates in the outer solar system. *Icarus*, 163(2) :263–289, 2003.
- Zahnle, K., Arndt, N., Cockell, C., Halliday, A., Nisbet, E., Selsis, F., et Sleep, N. H. Emergence of a habitable planet. *Space Science Reviews*, 129(1-3) :35–78, 2007.
- Zharkov, V. Models of the internal structure of venus. *The moon and the planets*, 29(2) : 139–175, 1983.
- Zimmer, C., Khurana, K. K., et Kivelson, M. G. Subsurface oceans on europa and callisto : Constraints from galileo magnetometer observations. *Icarus*, 147(2) :329–347, 2000.
- Zimmerman, M. E. et Kohlstedt, D. L. Rheological properties of partially molten lherzolite. *Journal of Petrology*, 45(2) :275–298, 2004.
- Zolotov, M. Y. et Shock, E. L. Composition and stability of salts on the surface of europa and their oceanic origin. *Journal of Geophysical Research : Planets*, 106(E12) :32815–32827, 2001.
- Zschau, J. Tidal friction in the solid earth : Loading tides versus body tides. In *Tidal Friction and the Earth's Rotation*, pages 62–94. Springer, 1978.

Titre : Impact de la fusion partielle sur la dissipation de marée dans les manteaux silicatés des lunes de Jupiter Io et Europe

Mots clés : Io, Europe, Déformation de marée, Fusion partielle

Résumé : La présence d'un océan interne sur Europe en contact direct avec le manteau silicaté, ainsi que l'activité volcanique spectaculaire observée sur Io, sa voisine, soulèvent la possibilité d'une activité volcanique sur le plancher océanique d'Europe. Une façon de générer une telle activité est la dissipation de marée dans un manteau silicaté (ou rocheux) partiellement fondu. L'objectif de cette thèse est d'étudier le rôle de la fusion partielle des manteaux d'Io et d'Europe sur la dissipation en cisaillement et en volume, la contribution de cette dernière n'ayant encore jamais été quantifiée auparavant dans un manteau silicaté. Pour ce faire, j'ai modélisé la déformation viscoélastique du manteau d'Io et d'Europe et j'ai quantifié l'influence d'une couche partiellement fondue, en supposant différentes

lois rhéologiques paramétrisant l'effet de la fusion partielle sur les propriétés anélastiques des roches. Pour Io, j'ai déterminé la structure rhéologique du manteau silicaté en termes de distribution de la fusion partielle nécessaire pour expliquer le bilan thermique actuel. Pour Europe, j'ai estimé l'effet de l'accumulation du produit de fusion sur le taux de dissipation local de son manteau. Les résultats sont discutés en termes de flux de chaleur, de distribution et d'amplitude de la déformation de marée, de manière à pouvoir être comparés aux futures mesures des missions spatiales. Ces travaux montrent que l'effet de la fusion partielle sur la dissipation de marée en cisaillement et volume doit être pris en compte pour caractériser les corps planétaires telluriques, que ce soit dans le système galiléen, le système solaire ou les systèmes exoplanétaires.

Title : Impact of partial melting on tidal dissipation in the silicate mantle of Jupiter's moons Io and Europa

Keywords : Io, Europa, Tidal deformation, Partial melting

Abstract : The presence of a subsurface ocean on Europa in direct contact with the silicate mantle, along with the spectacular tidally driven volcanic activity exhibited by its neighbour satellite Io raise the possibility of seafloor volcanic activity, which has significant implications for Europa's ocean habitability. One way to generate such an activity is tidal dissipation in a partially molten silicate (or rocky) mantle. The aim of this thesis is to investigate the role of melt presence in the mantle of Io and Europa on both shear and bulk dissipation, the contribution of the latter having never been quantified before in a silicate mantle. I model the viscoelastic deformation of Io's and Europa's mantle and quantify the influence of a partially molten layer, assuming rheological laws

parameterizing the effect of partial melting on anelastic properties of rocks. For Io, I determine the rheological structure of the silicate mantle in terms of partial melt distribution required to explain the present-day heat budget. For Europa, I estimate the effect of melt accumulation on the local dissipation rate of its mantle. The results are discussed in terms of heat flux, distribution and amplitude of tidal deformation, so that they can be compared with future spacecraft measurements. This work shows that the effect of melt presence on both shear and bulk dissipation must be taken into account in order to characterize rocky planetary bodies in the galilean system, the Solar System or in exoplanetary systems.