Thèse préparée

à l'INSTITUT DE PHYSIQUE DU GLOBE DE PARIS - Université de Paris

École doctorale STEP'UP - ED N° 560

IPGP - Équipe de Cosmochimie, Astrophysique et Géophysique expérimentale

Érosion collisionnelle au cours de l'accrétion et origine des compositions non chondritiques de la Terre

par

Laëtitia Allibert

présentée et soutenue publiquement le

17 septembre 2020

Thèse de doctorat de Sciences de la Terre et de l'environnement

dirigée par Sébastien Charnoz et Julien Siebert

devant un jury composé de :

Zoë Leinhardt Senior Lecturer (University of Bristol)	Rapportrice
Maud Boyet Directrice de Recherche (CNRS - LMV, Clermont-Ferrand)	Rapportrice
Manuel Moreira Professeur (OSUC, Orléans)	Examinateur
Alexandre Fournier Professeur (Université de Paris - IPGP)	Examinateur
Pierre Vernazza Chargé de recherche (CNRS - LAM, Marseilles)	Examinateur
Sean N. Raymond Chargé de recherche (CNRS - LAB, Bordeaux)	Membre invité
Sébastien Charnoz Professeur (Université de Paris - IPGP)	Directeur de thèse
Julien Siebert Maître de conférences (Université de Paris - IPGP)	Co-directeur de thèse

“La vraie science est une ignorance qui se sait. ”

Michel de Montaigne

"La science est une chose merveilleuse... tant qu'il ne faut pas en vivre !"

Albert Einstein

À Amatxi...

Sommaire

Sommaire **vii**

I Introduction générale 1

Chapitre 1. Terre et système solaire : composition chimique & formation 3

1.1 Intérêt et histoire 3
1.2 Structure du système solaire et composition chimique des corps telluriques 6
1.2.1 Le système solaire 7
1.2.2 Composition chimique du Système Solaire 15
1.2.2.1 Nébuleuse solaire et distribution primordiale des éléments 15
1.2.2.2 Les chondrites 17
1.2.2.3 Composition chimique terrestre 19
1.2.2.4 En résumé 21
1.3 Modèles de formation planétaire 22
1.3.1 Les premiers instants : des grains aux embryons planétaires 22
1.3.2 Des embryons planétaires aux planètes : la phase d'impacts géants . 29
1.3.2.1 Modèle classique 30
1.3.2.2 Modèle de Nice 32
1.3.2.3 Le Grand Tack 34
1.3.2.4 Le "Low mass asteroid belt" 37
1.3.2.5 La "Early instability" 39
1.4 Grande question et objectifs de l'étude globale 42
1.4.1 Plan de la thèse 45

Chapitre 2. Les éléments réfractaires et lithophiles 47

2.1 Classifications géochimique et cosmochimique des éléments & notion de fractionnement chimique 48
2.2 Composition de la Terre silicatée 52
2.2.1 Structure interne de la Terre 52
2.2.2 La différenciation 53

2.2.2.1 Formation du noyau terrestre 55
2.2.2.2 Formation de la croûte. 58
2.2.3 Estimations de la composition chimique de la Terre silicatée 69
2.3 Problèmes et question posés : le cas de l'érosion collisionnelle 74
2.3.1 Quelques premières évidences empiriques 75
2.3.2 Indications géochimiques ? 76
2.3.2.1 Sm/Nd : l'érosion collisionnelle et les anomalies nucléosynthétiques 77
2.3.2.2 Le rapport Mg/Si d'une Terre à chondrites à enstatite . . 81
2.3.3 Modèles et tests physiques 81

II Développement de l'outil EROD : modèle d'érosion et fractionnement chimique 91

Chapitre 3. Un outil pour calculer l'évolution de la composition chimique de la Terre silicatée lors de l'assemblage de la Terre 93
3.1 Introduction 94
3.2 Description générale 94
3.3 Première étape : exécution des simulations numériques à N-corps 96
3.3.1 Simulations dans le scénario d'accrétion classique 96
3.3.2 Simulations dans le scénario Grand Tack 101
3.3.3 Simulations dans le scénario "low mass asteroid belt" 102
3.4 Détails des étapes de calcul associées à un impact Embryon-Planétésimal . 103
3.4.1 Distribution de taille *imposée* des planétésimaux 103
3.4.2 Transferts de masse : érosion & accrétion 105
3.4.3 Modèles de bilans de masse 107
3.4.3.1 Procédure générale 107
3.4.3.2 Bilans de masse 108
3.4.4 Scénario 1 : modèle de ré-équilibrage complet 109
3.4.5 Scénario 2 : modèle sans ré-équilibrage 110
3.4.6 Scénario 3 : modèle de ré-équilibrage seulement dans le cas d'impacts géants 110
3.5 Le cas des impacts Embryon-Embryon 111

III Applications - La Terre silicatée : les éléments réfractaires et lithophiles comme traceurs de processus érosifs 117

Chapitre 4. Article 1 : Quantitative estimates of impact induced crustal erosion during accretion and its influence on the Sm/Nd ratio of the Earth 119

4.1 Introduction . . . 119
4.2 Article . . . 120
4.2.1 Abstract . . . 120
4.2.2 Introduction . . . 121
4.2.3 Method . . . 123
4.2.3.1 Code description . . . 123
4.2.3.2 Cratering model . . . 124
4.2.3.3 Mass balance model . . . 124
4.2.3.3.1 Scenario 1: "the full remixing" model . . . 125
4.2.3.3.2 Scenario 2: "no remixing" model . . . 125
4.2.3.3.3 Scenario 3: "remixing only for giant impacts" model . . . 125
4.2.3.4 Planetesimals size-frequency distribution . . . 125
4.2.3.5 Dynamical Scenarios . . . 126
4.2.3.5.1 Classical scenario . . . 127
4.2.3.5.2 Grand Tack scenario . . . 127
4.2.4 Results and discussion . . . 128
4.2.5 Conclusion . . . 132
4.2.6 Appendice . . . 133
4.2.6.1 Influence of the partial melting rate . . . 133
4.2.6.2 Influence of the Size-frequency distribution . . . 133
4.2.6.3 Outcomes dependency on the dynamical scenario . . . 133
4.2.6.4 Influence of the choice for the cratering model . . . 138
4.2.6.5 Three sets of assumptions for mass balance modeling . . . 139
4.3 Conclusions et perspectives . . . 140

Chapitre 5. Article 2 : RLE systematics for collisional erosion during the Grand Tack scenario 143

5.1 Introduction . . . 143
5.2 Article . . . 144
5.2.1 Abstract . . . 144
5.2.2 Introduction . . . 144

5.2.3 Selection of elements . . . 146
5.2.4 Methods . . . 147
5.2.4.1 Model description . . . 147
5.2.4.2 Coupling Embryos chemical evolution . . . 149
5.2.5 Results & Discussion . . . 149
5.2.5.1 Example of the evolution of the fractionation for a given simulation . . . 149
5.2.5.2 Influence of the timing of the last Giant impact . . . 151
5.2.5.3 Refractory and Lithophile Elements ratios . . . 153
5.2.5.4 The BSE composition resulting from collisional erosion . . 154
5.2.5.5 Mg-Si as an indicator of loss for major elements . . . 157
5.2.5.5.1 Effects of collisional erosion on the depletion of moderately volatile elements . . . 159
5.2.5.5.2 The example of Rb/Sr as a tracer of the origin of Earth's volatile elements . . . 159
5.2.6 Conclusion . . . 161
5.2.6.1 Planetesimals size-frequency distribution (SFD) imposed . 164
5.2.6.2 Cratering model for E-P impacts . . . 165
5.3 Conclusions et perspectives . . . 165

Chapitre 6. Perspectives : évolution dynamique du disque proto-planétaire et son influence sur l'érosion collisionnelle et le fractionnement en RLEs 167
6.1 Introduction . . . 167
6.2 Principe . . . 168
6.3 Résultats et discussion préliminaires . . . 170
6.4 Conclusion . . . 180

IV La Terre globale : composition affectée par les impacts géants 183

Chapitre 7. Article 3 : Collisional erosion of mantle silicate during accretion can set the elevated Fe/Mg ratio of the Earth 185
7.1 Introduction . . . 185
7.2 Article . . . 186
7.2.1 Abstract . . . 186
7.2.2 Introduction . . . 187
7.2.3 Materials and Methods . . . 189

7.2.4 SPH numerical simulations . . . 189
7.2.4.1 Initial conditions for simulations . . . 190
7.2.4.2 Simulations outcomes . . . 190
7.2.5 Results . . . 193
7.2.5.1 Ejected mantle . . . 193
7.2.5.2 Accreted mantle . . . 195
7.2.5.3 Accreted core . . . 196
7.2.6 Parameterization of the results . . . 196
7.2.7 Tracking core to mantle ratio through accretion . . . 198
7.2.7.1 Principle and presentation of the N-body collisions files used 198
7.2.7.2 Application . . . 199
7.2.8 Conclusion . . . 201
7.3 Conclusions et perspectives . . . 202

V Conclusions générales 205

Appendices 215
.1 Sensibilité du modèle EROD à la résolution des simulations à N-corps . . . 217
.2 Formation de la croûte . . . 219
.3 Simulations SPH d'impacts géants : d'autres exemples illustrés . . . 222

Bibliographie 227

Résumé 254

Première partie

Introduction générale

Chapitre 1. Terre et système solaire : composition chimique & formation

Sommaire

1.1 Intérêt et histoire **3**
1.2 Structure du système solaire et composition chimique des corps telluriques **6**
1.2.1 Le système solaire 7
1.2.2 Composition chimique du Système Solaire 15
1.3 Modèles de formation planétaire **22**
1.3.1 Les premiers instants : des grains aux embryons planétaires 22
1.3.2 Des embryons planétaires aux planètes : la phase d'impacts géants . 29
1.4 Grande question et objectifs de l'étude globale **42**
1.4.1 Plan de la thèse 45

1.1 Intérêt et histoire

Cette thèse a pour but d'apporter des éléments de réponses à certaines des questions qui se posent concernant les phases tardives de formation planétaire. En astrophysique, les phases tardives de formation planétaire feront référence à la période qui s'écoule entre la formation des géantes gazeuses Jupiter et Saturne et le moment où la Terre a atteint sa masse actuelle. Cette dénomination sémantique peut varier selon le domaine d'étude puisque les référentiels temporels ne sont pas les mêmes. En effet, cette même période correspondra à une phase primitive de formation de la Terre pour un géologue puisqu'elle date de plus de 4.5 milliards d'années, soit bien avant la mise en place de la tectonique des plaques.

"Je ne cherche pas à connaître les réponses, je cherche à comprendre les questions."

Confucius

Le ciel est immense aux yeux de chacun et il est tout naturel de se tourner vers lui et d'essayer d'en déceler les secrets. Au travers des siècles, le ciel et le système solaire ont ainsi su faire parler d'eux. Pourtant, l'origine de la voute céleste était peu abordée auparavant puisque la réponse se trouvait dans les transmissions orales de mythes et les textes religieux. De nos jours, l'intérêt général porté à notre système solaire pourrait s'expliquer d'un point de vue philosophique dans le fait que comprendre son histoire nous ramène indéniablement à nos origines. Pour autant, le ciel captivait. Dès la Préhistoire, des peintures et sculptures (e.g. la scène découverte dans le Puits de la grotte de Lascaux datant de 17 000 ans environ) témoignent de cette fascination. Le ciel a parfois servi à s'orienter en se repérant grâce aux constellations ou astres particulièrement lumineux (e.g. l'étoile polaire) bien avant l'invention des GPS ! D'un point de vue général, l'observation du ciel a d'abord été orientée autour des croyances de chaque civilisation. Les constellations que nous connaissons (et qui sont au nombre de 88) ont été, pour les plus célèbres en tous cas, imaginées par les Grecs, qui identifiaient des alignements d'étoiles faisant penser à des animaux ou personnages mythologiques. L'objectif était en effet de pouvoir s'orienter facilement à partir de repères dans le ciel. Les constellations ont chacune leur histoire, grandement rattachée à la mythologie grecque et à ses protagonistes. Par exemple, dans la mythologie grecque, Orion était un chasseur de Béotie. Orion ne doit pas sa position dans le ciel au hasard. Dans la mythologie grecque, le Scorpion de feu était un soldat envoyé par Artemis pour tuer le chasseur Orion. Ils étaient donc ennemis, c'est ainsi que Orion et le Scorpion sont opposés dans le ciel : l'un apparaît à l'aube quand l'autre disparaît.

Ce n'est toutefois que plus tard que l'Homme a commencé à essayer de comprendre ce qu'étaient ces corps lumineux observables à l'oeil, notre Terre et son comportement. Les Grecs ont été précurseurs dans les tentatives de compréhension de l'univers qui nous entoure. Avant eux, toutes les observations de notre ciel ne relevaient guère plus que d'une limite aux apparences, personne ne cherchait vraiment à en comprendre ses lois, ses comportements. Les Grecs ont apporté une nouvelle vision à tout cela. Une première approche dans ce sens a été apportée par des philosophes tels que Thalès de Milet ou Anaximandre de Milet. Anaximandre de Milet aurait notamment eu parmi ses élèves les célèbres Pythagore et Anaximène. Quand bien même les premières explications proposées par ces philosophes nous apparaitraient aujourd'hui comme complètement illusoires et bien éloignées de toute réalité, elles constituent sans l'ombre d'un doute les premières tentatives pour expliquer, par le raisonnement, l'univers dans lequel se situe notre Terre et notre monde. Ils ont par exemple su rapidement différencier les planètes des étoiles en

raison de leur mouvement apparent.

Plus tard, Pythagore, Aristote et Ptolémée ont joué un rôle important dans l'histoire de l'astronomie. Les historiens divergent sur les premières descriptions de la forme de la Terre que donnèrent Thalès, Anaximandre ou Anaximène. Toutefois, au VIème siècle avant JC, les calculs de Pythagore ne laissent plus de doute : la Terre est définie comme une sphère dans sa théorie sur le mouvement des corps célestes, l'harmonie des sphères. Nous sommes alors au VIème siècle avant JC. Cette vision reste encore extrêmement loin de ce que nous connaissons aujourd'hui. La Terre était décrite comme une sphère au centre du monde incluse dans des sphères contenant chacune une planète, puis une dernière contenant les étoiles. Aristote utilisa ensuite les textes et observations de Platon pour proposer une version améliorée du modèle de Pythagore. La Terre reste au centre du monde. Les planètes restent contenues dans des sphères autour de la Terre. Toutefois, il n'existe plus seulement une sphère par planète, mais il s'agirait plutôt d'une imbrication de 55 sphères. Il proposa ainsi une explication aux mouvements irréguliers des planètes avec notamment le mouvement rétrograde de Mars. Un seul problème apparent résidait dans ce modèle : les variations de luminosité des planètes. C'est là qu'intervient Ptolémée. Il améliore à nouveau le modèle en se rapprochant à s'y méprendre de la définition d'ellipse. Toutefois les concepts essentiels posés par Platon et Aristote restent conservés. Héraclide sera le premier à proposer que la Terre n'est pas immobile mais qu'elle tourne en fait sur elle-même en 24 heures. Au IIIème siècle avant JC, bien avant Ptolémée, Aristarque, alors mathématicien et astronome, se pose déjà en réel précurseur des idées de Copernic puisqu'il affirme pour la première fois que la Terre tourne non seulement sur elle-même en 24 heures mais aussi autour du soleil en un an. Ces idées ne seront néanmoins acceptées que bien plus tard. Aux XVIème et XVIIème siècle, on pourra parler de révolution de l'héliocentrisme pour l'astronomie avec les idées émergeantes de Copernic, Kepler et Galilée. Nous aurons l'occasion d'y revenir dans la section 1.2.1 lorsque nous évoquerons le mouvement des planètes dans le système solaire.

Tout cela démontre néanmoins qu'avec plus de 5 000 ans d'histoire, l'astronomie est non seulement une des sciences fondatrices des sciences modernes, mais aussi une science qui a toujours passionné et éveillé les esprits. Aujourd'hui encore, il s'agit d'une science pratiquée par loisir et ouverte aux amateurs.

L'Astrophysique et les sciences planétaires appliquées à la formation du système solaire sont en quelque sorte les enfants et petits enfants de cette astronomie primitive.

Quoiqu'il en soit, nous savons aujourd'hui que la vaste question de nos origines trouve partiellement réponse parmi la chimie des nuages interstellaires, les cycles de vie et mort

des étoiles, la formation planétaire, le dégazage des planètes et la chimie des corps qui composent notre système solaire. Les sciences planétaires sont en cela un excellent exemple de pluridisciplinarité, à la frontière entre chimie, physique, astronomie... Elles constituent un lien entre l'univers à ses débuts et la complexité impressionnante du système Terre.

Au cours de cette thèse, nous étudions une phase particulière de la formation planétaire : les 200 derniers millions d'années avant que la Terre n'atteigne sa masse actuelle et qu'elle n'évolue par la suite jusqu'au système complexe que nous connaissons aujourd'hui. C'est une étude pluridisciplinaire qui flirte avec différents domaines des sciences planétaires. Les premiers chapitres introductifs de cette thèse ont pour but de faire un état sur les connaissances actuelles concernant la formation du système solaire, ainsi que des grandes questions qui demeurent et feront l'objet de cette thèse, tout en veillant à bien définir tous les termes qui seront par la suite utilisés pour la description des modèles et des résultats associés.

1.2 Structure du système solaire et composition chimique des corps telluriques

"Quand on se place du point de vue du système solaire, nos révolutions ont à peine l'amplitude de mouvements d'atomes."

Ernest Renan

Il est difficile d'envisager aujourd'hui de comprendre le système solaire sans évoquer rapidement quelques connaissances essentielles sur l'univers en lui même et ce que nous savons de lui et de son évolution depuis le Big Bang. En effet, le système solaire, ce qu'il est et ce qu'il représente, doit être placé dans un contexte général : celui du monde qui l'entoure, celui de l'Univers. Le terme "Big Bang" a été proposé par l'astrophysicien anglais Fred Hoyle dans les années 1950 et fait référence au modèle cosmologique qui décrit la formation et l'évolution de l'Univers. Ce modèle a initialement été proposé par les physiciens Georges Lemaître et Alexander Friedmann. Il décrit notamment cette idée d'un Univers intensément dense, chaud et opaque, il y a de ça 13.8 milliards d'années, qui par la suite entre dans une phase d'expansion, dans laquelle nous sommes encore aujourd'hui. Lors de cette phase chaude et dense, on pense que se sont formés les premiers éléments chimiques (hydrogène, hélium et lithium) lors de ce que l'on appelle alors la nucléosynthèse primordiale. Les autres éléments se seraient alors formés dans les étoiles par réactions nucléaires, ou dans les supernova à la mort des étoiles. À l'époque du Big

Bang, les étoiles et les galaxies n'avaient pas encore fait leur apparition. Ce n'est qu'à partir de l'expansion de l'Univers que vont se créer ces hétérogénéités dans la répartition de la matière, pour former galaxies, étoiles, etc. Les galaxies sont des assemblages d'étoiles, de gaz et de poussière. La figure 1.1 montre un assemblage de photos représentant environ 10 000 galaxies différentes. Les photos dont l'assemblage est issu sont des photos prises par le téléscope Hubble qui célèbre ses 30 ans cette année. Les étoiles sont des boules de plasma chaud, qui rayonnent par réactions nucléaires (aussi responsables de la formation des éléments plus lourds que l'hydrogène, jusqu'au fer). En orbite autour de ces étoiles, on trouve les planètes, corps célestes qui ont pour propriété d'avoir une masse suffisante pour qu'elles puissent se maintenir elles-mêmes en équilibre hydrostatique et ayant vidé de matière leur entourage proche. Pour faire un petit point sur notre "place" dans l'Univers, nous sommes sur Terre, qui orbite autour de notre étoile, le Soleil, qui elle-même se trouve dans la Galaxie de la "Voie lactée" (qui contient des centaines de milliards d'étoiles). Voilà ce que nous sommes : un rien dans un tout immense et presque inconcevable à l'esprit humain, puisque notre quotidien ne nous permet d'observer de telles structures. Les distances sont en effet si différentes de celles que nous avons l'habitude de côtoyer qu'il a fallu définir de nouvelles unités de mesure. Notamment, unité qui sera utilisée tout au long de cette thèse, l'Unité Astronomique a été définie comme égale à la distance moyenne Terre-Soleil (soit 1 AU = 149 597 870 km). Elle a l'avantage de nous permettre de décrire les distances au sein du système solaire en chiffres simples à utiliser (e.g. position actuelle de Mars : $\sim$ 1.5 AU). Les trois sections qui suivent ont pour intérêt de présenter l'état actuel des connaissances que nous avons de la structure de notre système solaire ainsi que de la chimie des corps qui le composent. Ici l'intérêt sera orienté sur la chimie des corps telluriques : corps du même type que la Terre, i.e. les planètes du système solaire interne, qui sera défini dans la section suivante.

1.2.1 Le système solaire

Le système solaire regroupe toute une panoplie de corps différents. Tout d'abord, le soleil en son centre, qui se déplace dans l'espace à une vitesse approximative de 250 km/sec par rapport au centre galactique (en orbite autour du coeur de la Voie Lactée). Il entraîne avec lui de nombreux objets plus petits, des planètes aux météoroides (fragments de météorites ou comètes) en passant par les satellites naturels des planètes, les planètes naines, les astéroides ou encore les comètes. Jusqu'en 2006, on considérait que notre système solaire était composé de neufs planètes (de Mercure à Pluton). Dans l'ordre de distance au Soleil, ces planètes se nomment Mercure, Vénus, la Terre, Mars, Jupiter, Saturne, Uranus, Neptune et Pluton. En 2006, les astronomes ont voté en faveur d'un déclassement de Pluton au rang de "planète naine" et non plus de Planète. Ainsi, la structure du système solaire à l'actuel est illustrée en figure 1.2 et vue comme suit.

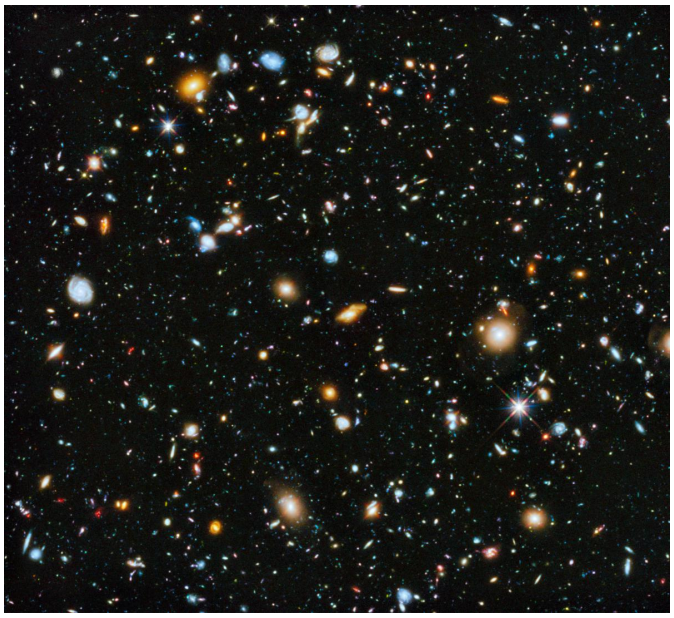

Figure 1.1 – Représentation photographique d'un ensemble de plus de 10 000 galaxies différentes. On identifie différentes formes et couleurs. Il s'agit d'un assemblage d'un total de 841 photos prises par le téléscope Hubble entre 2003 et 2012. Le téléscope Hubble, lancé le 24 avril 1990 fête ses 30 ans cette année. Crédits : NASA

Le Soleil. Il est au centre du système solaire, et c'est le corps autour duquel orbitent tous les autres d'une façon ou d'une autre. Il représente à lui seul 99.9% de la masse totale du système solaire. Il orbite autour du centre de notre Galaxie et en fait le tour en un peu plus de 200 millions d'années (Myr). Le Soleil, est une étoile de type "naine jaune", c'est-à-dire une étoile sur la séquence principale (cf diagramme de Hertzsprung-Russell) de taille moyenne. Comme cela a été spécifié dans la partie introductive supérieure, les étoiles synthétisent les éléments plus lourds que l'hydrogène jusqu'au fer au travers de réactions thermo-nucléaires. La synthèse des éléments dépend de la taille et donc de la température de l'étoile. Une étoile plus massive aura une vie plus courte, mais elle formera davantage d'éléments. Le Soleil, de par sa taille, ne forme que de l'hélium à partir de la fusion de l'hydrogène. Il a une température de surface de l'ordre de 5 000 - 6 000 °C. Sa durée de vie est de l'ordre de 10 milliards d'années.

Les planètes telluriques. Elles sont au nombre de quatre : Mercure, Vénus, la Terre et Mars. Situées dans le système solaire interne (avant la ceinture d'astéroïdes), elles sont de tailles différentes, avec une distribution radiale de masse qui pourrait surprendre (voir figure 1.3) : Vénus et la Terre sont les deux centrales et les deux plus massives des quatre, avec des tailles quasi-similaires. Mercure et Mars sont beaucoup plus petites (à titre de comparaison Mercure est trois fois plus petite et 20 fois moins massive que la Terre tandis que Mars est dix fois moins massive que la Terre). Leurs positions au Soleil s'étendent de

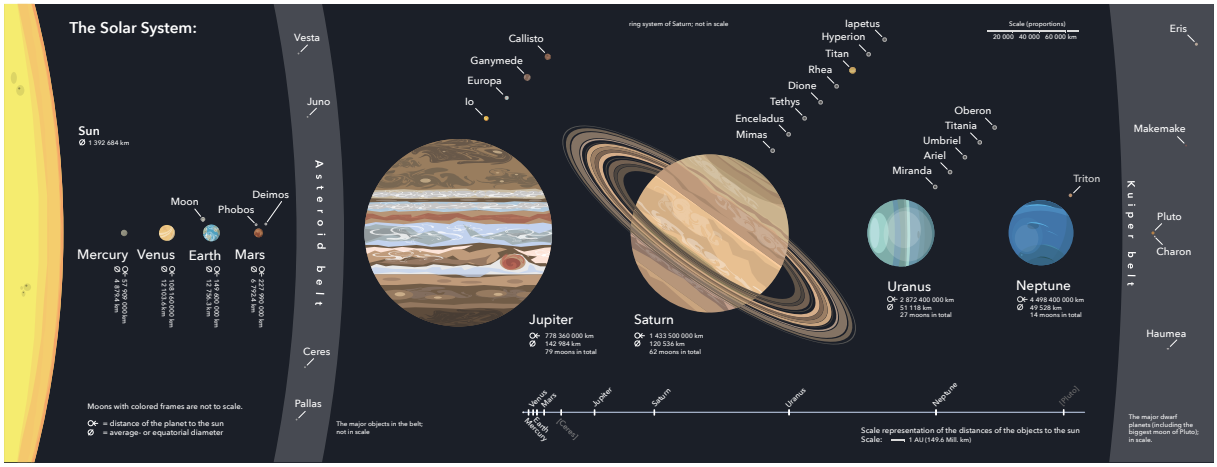

Figure 1.2 – Illustration schématique et détaillée de la structure du système solaire et des corps qui le composent. Crédits : Creative Commons, sous la licence *Attribution-Share Alike 4.0 International*

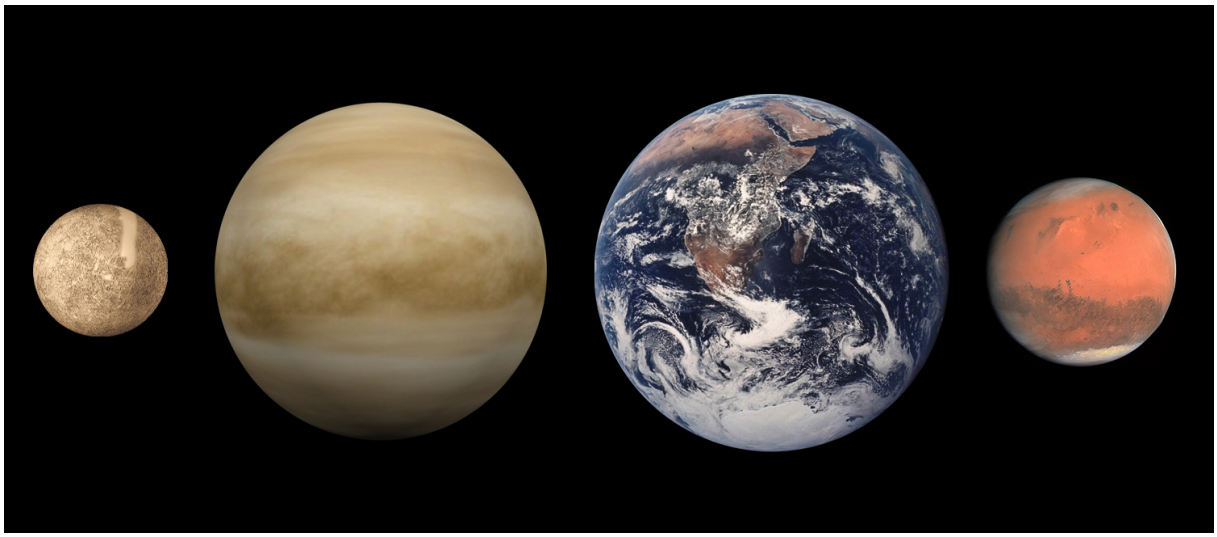

Figure 1.3 – Taille relative des quatre planètes telluriques: Mercure, Vénus, la Terre et Mars (de gauche à droite). Les tailles sont à l'échelle mais les distances ne le sont pas. Crédits : NASA

0.39 AU à 1.5 AU.

La ceinture *principale* **d'astéroïdes.** Composée de corps qui sont petits devant les planètes, elle est définie comme la zone située entre les orbites de Mars et de Jupiter. Ils ont des tailles comprises entre le grain de poussière et la centaine de kilomètres. Notamment Céres, le plus gros corps connu de cette ceinture, a un diamètre d'un peu plus de 900 km et est considéré comme une planète naine. On connait aujourd'hui plusieurs centaines de milliers d'astéroides dans cette ceinture. La masse totale de la ceinture est de l'ordre de $3 - 3.5 \times 10^{21}$ kg, soit environ 0.06% de la masse terrestre. Elle s'étend entre 1.75 AU et 4.5 AU.

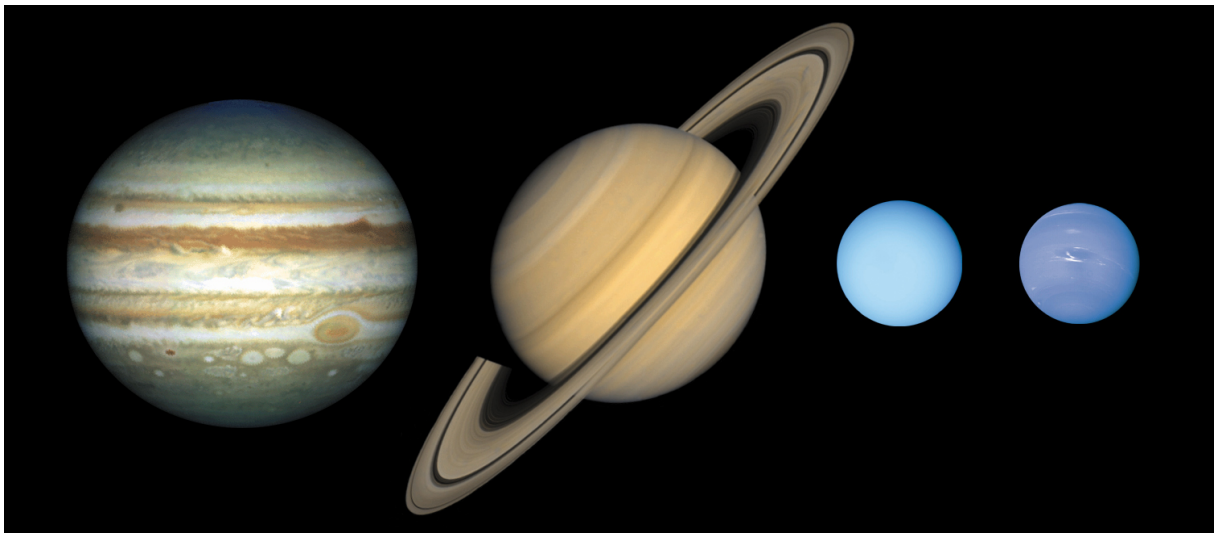

Figure 1.4 – Taille relative des quatre planètes géantes : Jupiter, Saturne, Uranus et Neptune (de gauche à droite). Les tailles sont à l'échelle mais les distances ne le sont pas. Crédits : NASA

Les géantes gazeuses & géantes de glace. Jupiter et Saturne sont les deux géantes gazeuses de notre système solaire. Elles sont très peu denses et ont un diamètre très supérieur à celui des planètes telluriques. Notamment, Jupiter, la plus grande planète du système solaire est si massive qu'elle représente à elle seule plus de la somme des masses de toutes les autres planètes réunies. Elle est essentiellement gazeuse et composée en majorité d'hydrogène et d'hélium. Saturne, elle aussi très massive, est environ 3 fois moins massive que Jupiter mais 95 fois plus massive que la Terre. Elle est aussi composée essentiellement d'hydrogène et d'hélium. Chacune est également composée d'environ dix masses terrestres d'éléments lourds (i.e. plus lourds que l'hélium). Si nous pouvions poser toutes les planètes sur de l'eau liquide, Saturne serait la seule à flotter : en effet, c'est la seule planète à avoir une densité moyenne inférieure à celle de l'eau. Uranus est quant à elle une géante de glace : quand bien même son atmosphère est elle aussi essentiellement composée d'hydrogène et d'hélium, elle contient bien plus de glaces d'eau, d'ammoniac et de méthane que les deux géantes gazeuses évoquées plus haut. Elle a une masse environ 14 fois supérieure à celle de la Terre. Neptune est également une géante de glace. Elle est 17 fois plus massive que la Terre. Ces quatre géantes ont des orbites situées entre 5.2 AU (Jupiter) et 30 AU (Neptune). Elles sont illustrées en figure 1.4.

Les satellites naturels. Les satellites naturels sont ces corps qui sont en orbite autour d'une planète. Ce sont des corps généralement assez petits. La Terre a un satellite : la Lune. Mars en a deux : Phobos et Deimos. Jupiter, elle, a un nombre de satellites beaucoup plus important : elle en dénombre pas moins de 79. L'origine de ces satellites

peut être différente d'un satellite à l'autre : capture, accrétion, impact géant. Par exemple, on pense aujourd'hui que la Lune a été formée des suites d'un impact géant de la part d'un objet d'une taille équivalente à celle de Mars (Théia) sur la Terre (Hartmann & Davis, 1975; Cameron & Benz, 1991; Canup & Agnor, 1998; 2000). L'origine de Phobos et Deimos est encore discutée, mais l'hypothèse d'un impact géant commence à émerger de façon significative (Craddock, 2011; Rosenblatt et al., 2016). Notamment, la capture offre statistiquement peu de chances de pouvoir expliquer l'alignement dans le plan équatorial de Mars, de Phobos et de Deimos.

La ceinture de Kuiper. Historiquement découverte plus tard que la ceinture principale d'astéroides (à qui on n'ajouta d'ailleurs "principale" au nom qu'après la découverte de l'existence d'une autre ceinture), la ceinture de Kuiper est elle est aussi composée de petits corps. Ils sont relativement denses et riches en glaces en raison de leur distance éloignée au soleil notamment. Elle est 20 fois plus large que la ceinture d'astéroides et au moins 20 fois plus massive (l'ensemble des corps la composant n'est pas encore bien connu et cela pourrait être bien plus). Les corps qui la composent sont soit des planètes naines (comme Pluton) soit des comètes (corps de glace et de poussière en orbite autour du Soleil avec une orbite très allongée). Elle s'étend jusqu'à environ 55 AU.

Le nuage d'Oort. Il s'agit là de la partie la plus périphérique du système solaire dans son ensemble. Les objets qui le composent sont essentiellement composés de glaces (eau, ammoniac et méthane notamment). Une caractéristique frappante à son propos est son étendue en forme de sphère : ce qui est remarquable en comparaison à tous les autres corps du système solaire qui sont globalement alignés le long d'un même plan.

Les mouvements des corps dans le système Solaire. Les planètes sont toutes en mouvement, en tournant à la fois autour du Soleil (la révolution) et sur elles-même (la rotation). Les satellites naturels sont également en rotation autour de leur planète hôte. Plus remarquable encore, les planètes du système solaire sont alignées le long d'un plan (quasi parfaitement équatorial par rapport au Soleil), et ont des orbites quasi circulaires. Ces mouvements sont très bien décrits par les trois lois de Kepler: (1) les planètes décrivent des ellipses dont le Soleil occupe l'un des foyers, (2) à durée de parcours égale, le rayon planète-Soleil balaie des aires égales & (3) le carré de la période de révolution est proportionnel au cube du demi-grand axe de l'orbite (cf. schéma en figure 1.5 pour la géométrie d'une ellipse).

Contrairement aux planètes, qui ont des orbites presques circulaires, les objets de la ceinture d'astéroïdes ont des orbites légèrement plus excitées donc excentriques (allongées en opposition à circulaires).

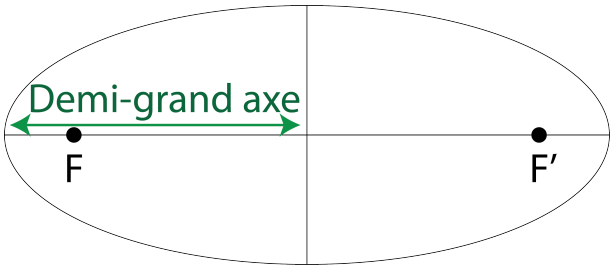

Figure 1.5 – Schéma représentant la géométrie d'une ellipse, avec notamment la notion de foyers et de demi-grand axe. F et F' sont des foyers de l'ellipse.

Quoiqu'il en soit, l'attraction gravitationnelle est responsable des mouvements des corps du système solaire (et même au delà). Pour comprendre, et obtenir les mouvements des planètes, il faut considérer le problème dit à N-corps dans la mesure où chaque corps va avoir une influence vis-à-vis de l'attraction sur les autres.

Masses et orbites des planètes telluriques : un point clé de l'architecture du système solaire. La répartition de masse des planètes du système solaire, ainsi que la somme de leurs masses en comparaison à celle du soleil, associées à leurs mouvements respectifs (le long de leur orbite) sont des paramètres clés qui pourront servir et être utilisés pour proposer des modèles numériques de formation planétaire. Nous évoquerons ici deux grandeurs essentielles : le déficit de moment angulaire (AMD, de l'anglais "*angular momentum deficit*") (Laskar, 1997) et la concentration de masse radiale (RMC, de l'anglais "*radial mass concentration*") (Chambers, 2001). Le moment angulaire (qui se conserve dans un système en l'absence de toute intéraction extérieure) permet une description de l'état général de rotation d'un système donné ; c'est l'analogue pour la rotation de la quantité de mouvement ($masse \times vitesse$) pour la translation. Le moment angulaire trouve, dans notre système solaire, son application principale dans le mouvement des planètes autour du Soleil. Il s'agit, tout comme la quantité de mouvement, d'une grandeur vectorielle. De plus, le moment angulaire d'un système dépend des moments angulaires respectifs des corps qui le composent. Le moment angulaire, H, peut s'écrire :

$$H = \sqrt{\mu a(1-e^2)}, \tag{1.1}$$

avec a le demi-grand axe du corps en question et e son excentricité. Dans le cadre d'un problème à deux corps, de masses respectives m et M, μ est défini tel que $\mu = G(M+m)$.

Le déficit de moment angulaire d'un système correspond à la différence moyenne entre le moment angulaire orbital des planètes sur leur orbite actuelle et le moment angulaire qu'elles auraient sur des orbites strictement circulaires et coplanaires. Il s'écrit alors

comme :

$$AMD = \frac{\sum_j m_j \sqrt{a_j} \left(1 - cos(i_j)\sqrt{1 - e_j^2}\right)}{\sum_j m_j \sqrt{a_j}}, \tag{1.2}$$

pour une planète j donnée dans le système (Chambers, 2001). a_j, e_j et i_j sont respectivement le demi-grand axe, l'excentricité et l'inclinaison de l'orbite de la planète j quand m fait référence à sa masse (cf figure 1.6 pour les paramètres de l'orbite). Le déficit de moment angulaire enregistré pour les planètes telluriques de notre système solaire est 0.0018 Chambers (2001).
Concernant la concentration radiale de masse, elle permet d'avoir une idée de la façon dont la masse est répartie par régions de l'espace, ou finalement du degré auquel la masse d'un système va être concentrée au sein d'une "petite" région. On l'écrit:

$$RMC = max\left(\frac{\sum m_j}{\sum m_j \left[log_{10}(a/a_j)\right]^2}\right). \tag{1.3}$$

$[log_{10}(a/a_j)]$ est une fonction qui est calculée pour a pris à travers le système. Afin de se représenter sa signification physique, il va de soi qu'un système composé d'une seule planète verra sa RMC infinie dans la mesure où l'ensemble de la masse est absolument située dans la même et unique région, en un point de l'espace. Imaginons maintenant un système dans lequel la masse totale est répartie dans des zones de plus en plus petites ; alors sa RMC sera d'autant plus élevée que les zones sont étroites. Ainsi, un système dans lequel certaines planètes dominent en termes de masse (e.g. le cas de Jupiter et Saturne dans notre système solaire) aura une RMC plus élevée qu'un système dans lequel les corps qui le composent sont de masses équivalentes et réparties de façon relativement homogène par rapport à leur distance au corps central. La valeur de RMC de notre système solaire est donc élevée et égale à 89.9 (Chambers, 2001).

Ces grandeurs sont d'une importance primordiale en sciences planétaires. En effet, les modèles d'accrétion (qui seront évoqués plus loin dans ce chapitre) sont encore, à l'heure actuelle, sous résolus (en raison du coût numérique notamment). Il est donc bien entendu essentiel en premier lieu d'essayer de reproduire, avec ces modèles, les caractéristiques et contraintes à large échelle, dont ces deux grandeurs font partie.

Nous avons évoqué ci-dessus des contraintes concernant le moment cinétique (ou moment angulaire) des planètes, notamment en termes de déficit comparé au moment qu'elles auraient si leur orbite était à la fois circulaire et coplanaire (Laskar, 1997). Notons toutefois qu'il ne s'agit pas là de la seule contrainte que la notion de moment angulaire nous

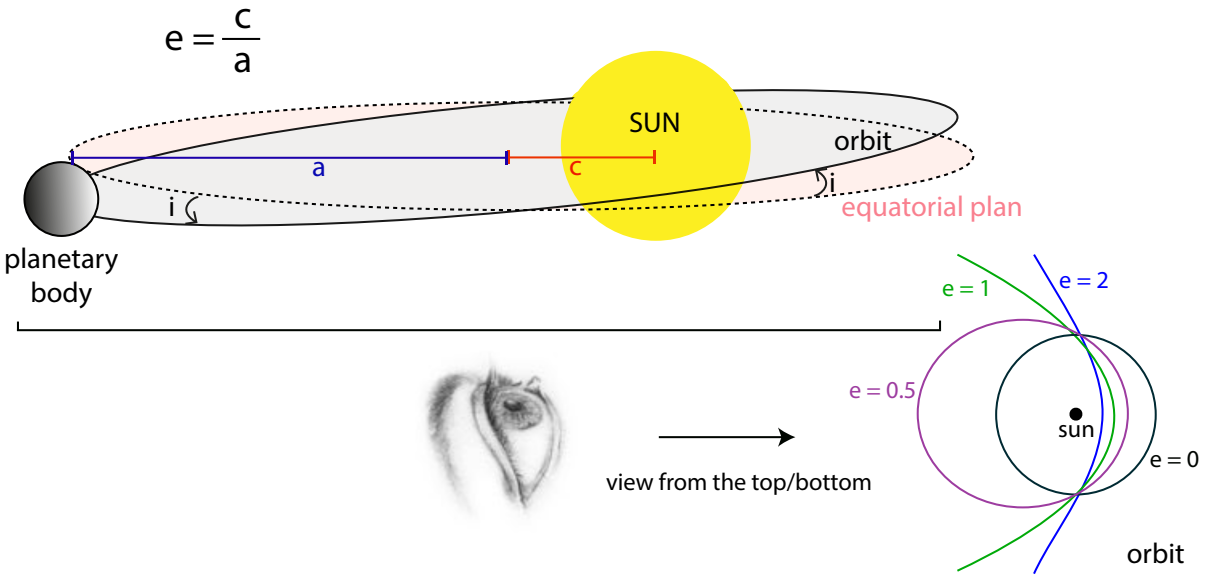

Figure 1.6 – Schéma représentant les paramètres orbitaux.

apporte sur le système solaire. Notamment, la rotation du Soleil nous apporte ici des contraintes tout aussi essentielles à la production de modèles d'accrétion. Le Soleil a en effet une rotation qui est considérée comme lente. Cela est lié à son moment angulaire bien entendu. Notons qu'il s'agit d'ailleurs d'un fameux paradoxe, *le paradoxe du moment cinétique du système solaire* : le Soleil possède à lui seul plus de 99% de la masse totale du système solaire, pourtant, il possède moins d'1% de son moment cinétique. Cela lui procure donc une vitesse de rotation lente comparée à celle à laquelle nous pourrions nous attendre comme résultant de la contraction d'un nuage de gaz et de poussière (en raison de la conservation du moment qui implique donc qu'après contraction, la vitesse augmente - puisque $moment\ angulaire = masse \times vitesse \times rayon$) ! On comprend aisément que cela implique que le Soleil a dû, à un moment donné, posséder bien plus de moment angulaire qu'à l'actuel. On pense qu'aux premiers instants de son existence, il possédait jusque 1000 fois plus de moment cinétique qu'aujourd'hui (Keppens et al., 1995; Bouvier, 2008; Gallet & Bouvier, 2013). Cette perte de moment cinétique est expliquée par deux choses: (i) les jeunes étoiles évacuent entre 10% et 30% de leur moment angulaire par les jets bi-polaires (éjection de matériel par leurs pôles, cf figure 1.7 pour une illustration de ce phénomène). Ces jets sont les témoins directs de la présence d'un disque d'accrétion puisque leur existence dépend du fait qu'ils accumulent de la matière venue du nuage environnant. Le second processus de perte de moment cinétique est (ii) l'évacuation de moment angulaire à travers les vents solaires.

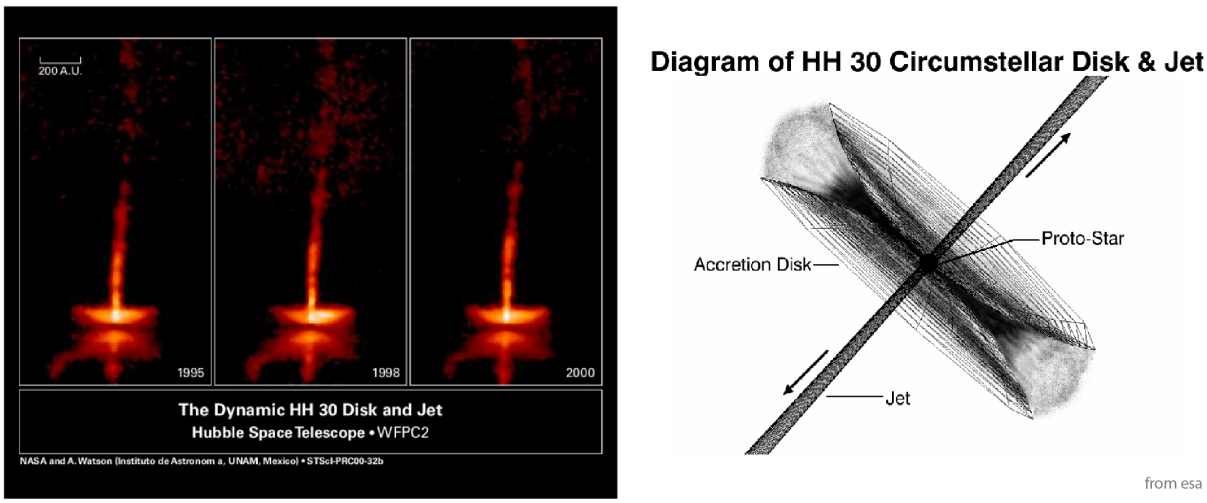

Figure 1.7 – Illustration des jets bi-polaires des jeunes étoiles à travers l'exemple du disque circumstellaire HH-30. Les disques circumstellaires sont caractéristiques de la formation des étoiles notamment. Sur la gauche, trois images de ce disque, à trois dates différentes, prises par le télescope Hubble. Les jets au niveau des deux pôles de l'étoile sont observables. Pour plus de clarté, sur la droite de cette figure, une représentation schématique, réalisée par l'ESA (agence spatiale européenne), est présentée. Elle permet d'identifier (1) le disque d'accrétion, (2) les jets bipolaires de l'étoile et (3) la localisation de la proto-étoile sur les images capturées par Hubble.

1.2.2 Composition chimique du Système Solaire

Comprendre le système solaire dans son ensemble, ainsi que les différents mécanismes qui ont mené à sa formation passe indéniablement par une connaissance et une compréhension de la chimie du système solaire et des corps qui le composent.
Le système solaire contient en effet un ensemble de corps dont la nature est très variée, notamment en termes de composition chimique. Du Soleil aux comètes en passant par les planètes telluriques, les satellites de glace et les géantes gazeuses, le système solaire est d'une incroyable diversité ! Une façon simple de se représenter ces différents objets suivant leurs propriétés physiques et chimiques est de tracer un diagramme dans lequel on reporte leurs densités en fonction de leurs rayons respectifs (cf figure 1.8). La question de l'acquisition de leurs compositions respectives est encore peu contrainte dans l'ensemble, toutefois, une "partie de l'histoire" est déjà comprise, fournissant des indices quant à la direction à prendre pour contraindre le reste.

1.2.2.1 Nébuleuse solaire et distribution primordiale des éléments

Le terme de nébuleuse solaire fait référence à ce nuage primordial de gaz et de poussières qui, avant effondrement, donnera naissance à nos planètes. En effet, il est connu

aujourd'hui que les nids de formation des étoiles sont les nébuleuses. Il existe différents types de nébuleuses, ou bien dîtes diffuses ou résidus d'étoiles mortes après explosion de l'étoile en supernova notamment. Les nébuleuses qui donneront naissance par la suite aux étoiles et aux planètes sont des nébuleuses diffuses dont les limites sont mal définies. Ce sont celles qui nous intéressent dans cette section. Elles sont composées en majorité d'hydrogène et d'hélium (les deux éléments les plus abondants dans l'univers).

L'hypothèse de nébuleuse a été évoquée très tôt déjà avec Emanuel Swedenborg (en 1734)

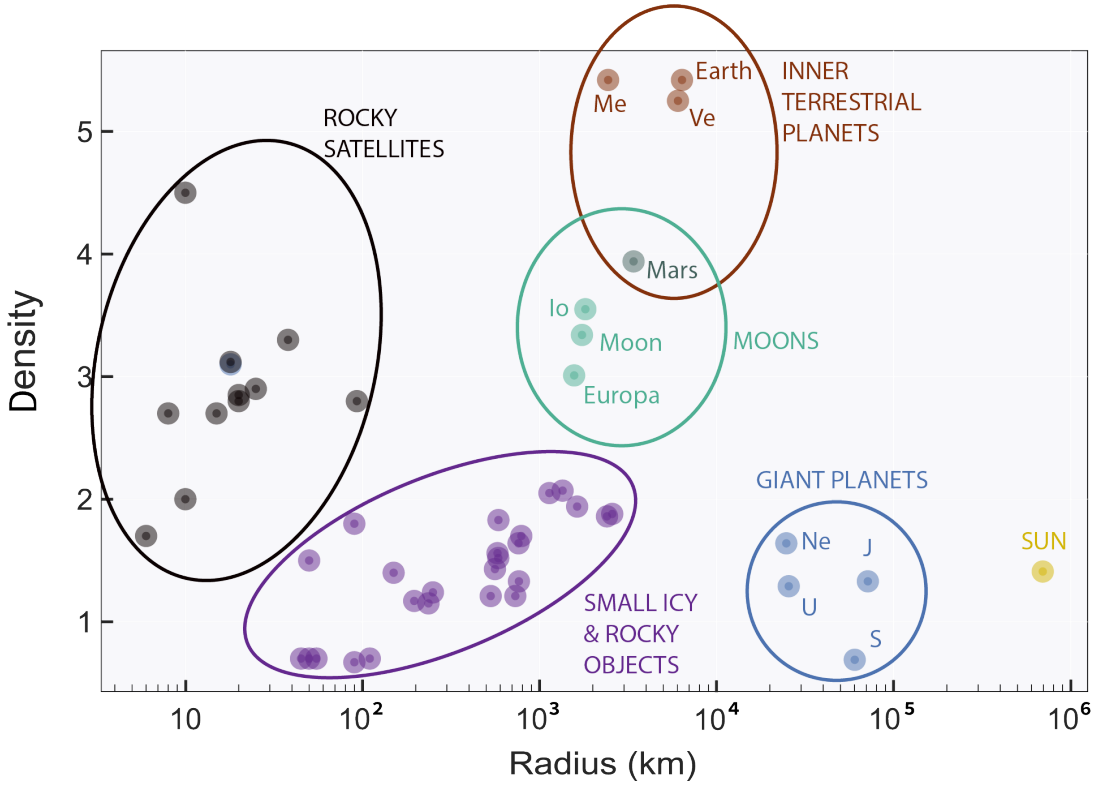

Figure 1.8 – Différentes densités des corps composant le système solaire en fonction de leurs rayons. On distingue différentes classes d'objets des petits satellites rocheux au soleil en passant par les planètes telluriques, les satellites et les géantes gazeuses.

ou encore avec Emmanuel Kant (en 1755). Plus tard, Pierre-Simon de Laplace propose une théorie similaire. Il évoque la possibilité qu'à partir d'un moment, des anneaux de gaz et de poussière se détachent (dans le plan équatorial) de la masse centrale à cause de la rotation du gaz. Ces anneaux concentriques se refroidiraient alors ensuite avant de se contracter pour former les planètes actuelles. La masse centrale serait devenue le Soleil dans cette théorie. Toutefois ces théories souffraient de divers problèmes, notamment la théorie de Laplace souffrait d'une incapacité à expliquer une rotation suffisamment rapide pour que de la matière puisse s'échapper sous forme d'anneaux de la masse centrale. Ce n'est qu'à partir de 1972, avec Viktor Safronov, que la théorie qui fait actuellement consensus est d'abord développée : celle d'un effondrement de la nébuleuse suite à une instabilité qui se déclenche à cause d'un phénomène perturbateur extérieur (e.g. explosion

de supernova d'une étoile voisine). Lors de l'effondrement, le gaz se retrouve comprimé par gravité impliquant une augmentation de température et menant donc à la formation d'une "boule" de gaz chaude : le Soleil en devenir. Autour, un petit pourcentage du gaz et des poussières restantes commence à s'aplatir par effet de conservation de moment cinétique en tournant autour du jeune Soleil. Le Soleil contient à lui seul 99.9% de la masse du système tout entier. Finalement, le disque proto-planétaire, qui ne constitue donc que la masse restante, est lui aussi essentiellement composé d'hydrogène et d'hélium et 1% d'éléments plus lourds que l'hélium. Cependant d'autres éléments sont présents, bien qu'en quantités relatives beaucoup plus faibles. Progressivement, avec le temps, le disque va se refroidir, enclenchant alors la condensation progressive des éléments (en fonction de leur température de condensation). Les éléments les plus réfractaires, qui ont des températures de condensation plus élevées, condensent les premiers, les élements volatils condensent donc plus tard... ou plus loin. En effet, le disque est également caractérisé par un gradient de température depuis le Soleil (températures les plus élevées) vers la périphérie du système solaire (températures les plus faibles). C'est la raison principale pour expliquer la présence de petites planètes rocheuses dans le système solaire interne et de géantes gazeuses et de glace dans le système solaire externe. Notamment, une ligne conceptuelle la "snowline" (i.e. ligne des neiges en français, toutefois seul le terme anglais est utilisé) définit la distance au Soleil qui sépare le disque "rocheux" du disque de roches et de glaces, elle est située à environ 3 AU. Cette condensation forme d'abord des grains de l'ordre du micron. Les étapes suivantes concernant la formation du système solaire seront décrites en section 1.3, des grains aux planètes en passant par un descriptif des différentes étapes.

1.2.2.2 Les chondrites

Les météorites sont ces objets du système solaire qui tombent sur Terre. Elles sont essentiellement issues de corps de la ceinture d'astéroïdes ayant subi un impact. Ce sont les fragments résultants de cet impact que nous recevons sur Terre. Ces météorites peuvent ensuite être retrouvées au sol (notamment dans les déserts ou les régions arctiques où elles sont plus facilement repérables à l'oeil), et peuvent alors être analysées pour en mesurer notamment la composition chimique. Parmi elles, les chondrites ont une importance toute particulière. Ce sont les météorites dîtes non différenciées. Elles sont souvent considérées comme les corps les plus primitifs du système solaire puisqu'elles n'ont pas subi de fusion complète et donc de différenciation (ségrégation des éléments chimiques suivant leurs affinités avec certaines phases). Elles sont donc considérées comme de bons proxys pour représenter les corps parents de nos planètes telluriques (Mercure, Vénus, la Terre et Mars) (e.g. Ringwood, 1966; Allègre et al., 1995; Boyet & Carlson, 2005). Les chondrites

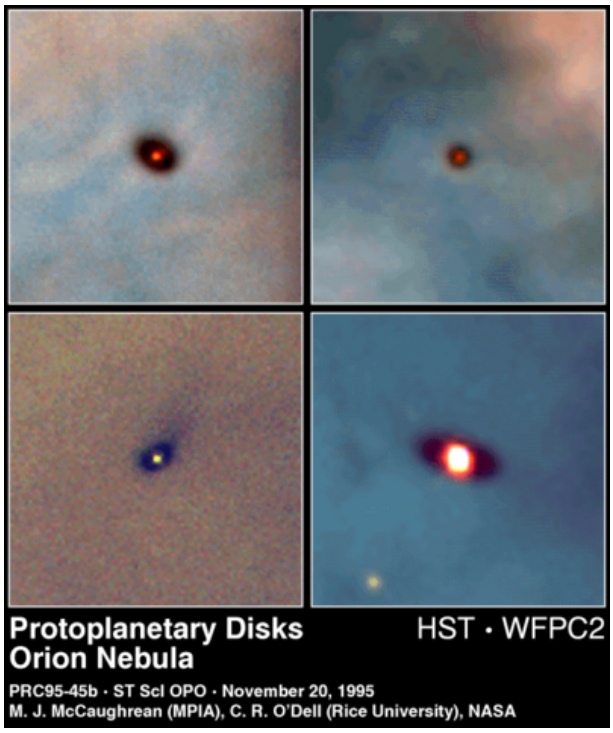

Figure 1.9 – Images prises par la NASA de disques proto-planétaires autour d'étoiles jeunes dans la nébuleuse d'Orion. Vues en absorption (spectre d'absorption de l'objet).

sont composées de chondres (sphérules silicatées ferromagnésiennes) ainsi que d'inclusions réfractaires, dont font partie les CAIs (Calcium-Aluminium Inclusions). Les CAIs sont les premiers condensats après l'effondrement de la nébuleuse solaire, en datant leur âge, on estime l'âge du système solaire à 4567.32±0.16 Myr (Patterson, 1955; Connelly et al., 2012). Ces composants sont inclus dans une matrice de basse température. Il existe différentes classes/familles de chondrites : (1) les chondrites carbonées, (2) les chondrites ordinaires et (3) les chondrites à enstatite ; classées selon leur composition minéralogique ; elles-même classées en groupes (cf figure 1.10). Elles possèdent notamment des abondances en éléments non-volatils majeurs (Si, Mg, Al, Ca et Fe) différentes. Les chondrites ordinaires représentent environ 80% des chondrites, d'où leur appellation. Elles sont essentiellement composées d'olivine, de plagioclase, de bronzite (pour certaines) et d'autres minéraux à base de fer essentiellement. Les chondrites à enstatite quant à elles sont essentiellement composées de pyroxènes, avec une teneur en fer variable. Elles contiennent également des sulfures inhabituels. Enfin, les chondrites carbonées contiennent essentiellement du plagioclase, et comme leur nom l'indique, elles possèdent du carbone en plus grande proportion que les autres familles de chondrites. Parmi elles, les CI sont supposées représenter au plus proche la composition du système solaire (excepté pour les éléments volatils) (McDonough & Sun, 1995; Halliday, 2013). La nature des corps parents de la Terre (chondrites carbonées, ordinaires ou à enstatite) reste une question encore large-

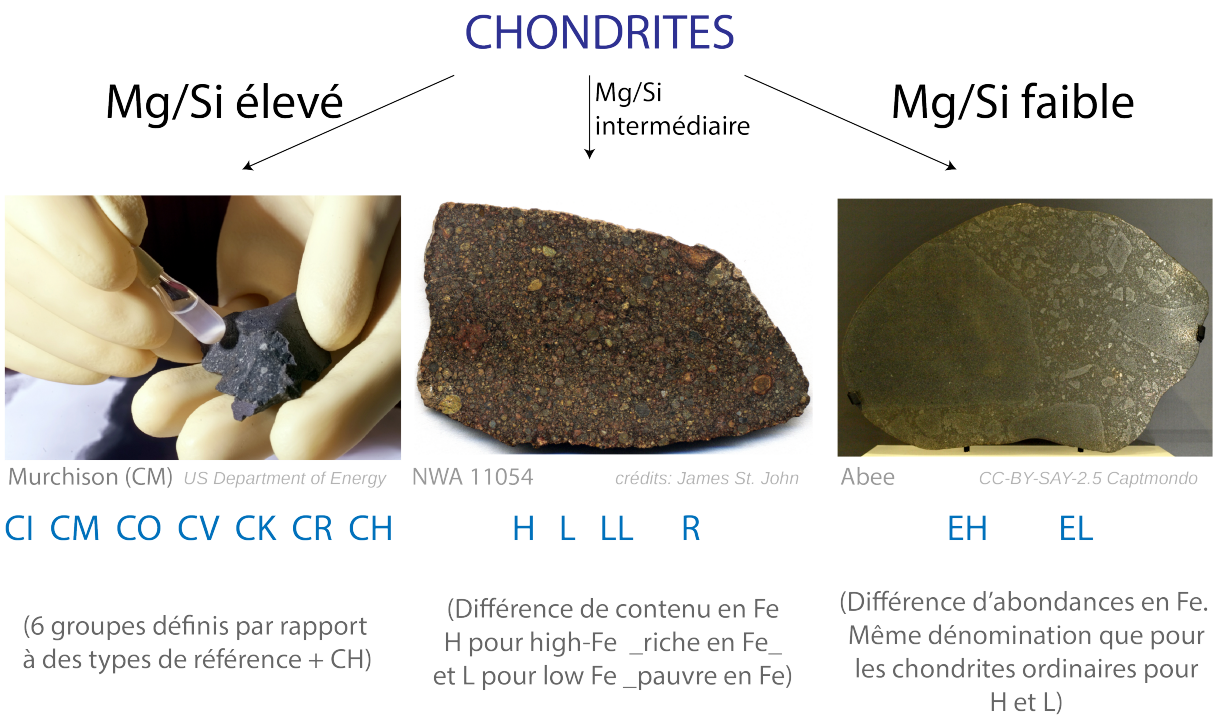

Figure 1.10 – Schéma illustré de la classification des chondrites. Celles-ci sont subdivisées en trois grandes classes : (1) les chondrites carbonées, ici représentées par une photo de la chondrite Murchison ; (2) les chondrites ordinaires, illustrées ici par une photo de la météorite NWA 11054 et (3) les chondrites à enstatite, représentées par une photo de Abee. Au sein des chondrites carbonées on dénote 7 groupes différents: CI, CM, CO, CV, CK, CR et CH. Les chondrites ordinaires sont, elles, divisées en 4 groupes H, L, LL et R. Enfin, les chondrites à enstatites sont représentées par deux groupes: EH et EL. Modifié d'après Piani (2012).

ment débattue (McDonough & Sun, 1995; Javoy, 1995; Javoy et al., 2010; Warren, 2011; Dauphas, 2017; Boyet et al., 2018). Notamment, les chondrites carbonées sont celles qui ont les compositions chimiques relatives en éléments majeurs les plus proches de la composition terrestre (Allègre et al., 1995) quand les chondrites à enstatite sont celles qui sont isotopiquement les plus proches de la Terre.

1.2.2.3 Composition chimique terrestre

Se faire une idée précise de la composition chimique globale de la Terre, ainsi que des compositions respectives des différents réservoirs ou des différentes couches concentriques qui la constituent, est une tâche bien compliquée. Différents facteurs ont à voir avec cette complexité. Comme nous l'avons rapidement évoqué dans la section précédente, la première difficulté vient du fait que la nature précise des corps parents de la Terre n'est toujours pas connue actuellement (McDonough & Sun, 1995; Javoy, 1995; Javoy et al., 2010; Warren, 2011; Dauphas, 2017; Boyet et al., 2018). De plus, la Terre est faite de différentes couches concentriques de compositions différentes en raison de la répartition

des éléments chimiques en fonction de leurs affinités respectives avec différentes phases. Parmi elles, seules les couches les plus superficielles sont accessibles directement (le forage le plus profond du monde n'atteignant pas 13km de profondeur contre un rayon terrestre de 6371km). Quelques roches plus profondes peuvent toutefois être échantillonnées une fois ramenées à la surface via des processus tectoniques ou volcaniques (roches mantelliques). Malheureusement, qu'il s'agisse des compositions de surface ou des compositions mantelliques, la Terre n'est pas parfaitement homogène. Un échantillon d'une source locale ne donne donc pas nécessairement accès à la composition moyenne de cette couche. Enfin, la Terre a une histoire géologique particulièrement compliquée, avec par exemple l'existence d'un recyclage crustal important (au niveau des zones de subduction notamment). Ainsi, toute trace des roches terrestres les plus anciennes a été effacée avec le temps. Seuls de rares échantillons de roches datant d'environ quatre milliards d'années sont retrouvés. Il s'agit des zircons de Jack Hills (situé dans l'ouest de l'Australie) découverts pour la première fois en 1983 (Froude et al., 1983). Toutefois, des modèles de composition terrestre sont proposés en recoupant l'ensemble des éléments que nous connaissons (McDonough & Sun, 1995; Allègre et al., 1995; 2001; McDonough, 2003a; Palme et al., 2003). Différentes observations sont faites concernant la composition terrestre. Elles doivent être soulignées.

Tout d'abord, la Terre est la seule planète du système solaire à posséder des océans d'eau à l'état liquide. Outre cela, elle possède également une proportion relativement importante d'éléments volatils tels que l'azote, le carbone et les gaz rares. Expliquer l'apport de ces éléments volatils (condensant donc à très basse température dans le système solaire et étant donc plus propices à exister aux tréfonds du système solaire que dans la région terrestre) est un des enjeux majeurs en cosmochimie aujourd'hui. Cette question est d'ailleurs encore largement débattue au sein de la communauté scientifique. Notons toutefois que la composition en volatils de la Terre est bien en deça de celle des chondrites carbonées supposées être un bon proxy pour la composition initiale du système solaire dans son ensemble (McDonough & Sun, 1995; Halliday, 2013). Pour expliquer la provenance des éléments volatils sur Terre, trois hypothèses sont généralement avancées : (1) ils auraient été apportés par les corps parents de la Terre, (2) ils seraient issus de la dissolution d'une atmosphère primordiale dans un océan de magma primitif ou (3) ils auraient été apportés lors d'un vernis tardif constitué d'un certain nombre de corps provenant du système solaire externe. La composition de la Terre en éléments volatils n'est pas le seul élément notable et sans réponse concernant la composition terrestre vis-à-vis du système solaire. Par exemple, les abondances en éléments sidérophiles du manteau terrestre sont plus élevées que ce qui est attendu simplement en accord avec les coefficients de partage métal/silicate de ceux-ci (Wood et al., 2006). Cette signature chimique pourrait éventuellement être expliquée par un vernis tardif, possiblement de chondrites carbonées (Chou, 1978; Wood et al., 2006; Albarede, 2009).

1.2.2.4 En résumé

Les premiers objets formés dans le système solaire sont les inclusions réfractaires riches en calcium et aluminium (CAIs) ainsi que les premiers chondres (identifiés dans les chondrites). Ils sont datés à environ 4.546Ga (Connelly et al., 2012; 2017; Bollard et al., 2017). Cela sert de référence pour l'âge de formation du système solaire. Les premiers éléments chimiques à se condenser pour petit à petit s'incorporer dans les phases formées au sein du disque proto-planétaire sont les éléments les plus réfractaires (Lodders, 2003). À partir de là, les différentes planètes du système solaire vont se former progressivement à partir du matériel à leur portée au cours de différentes étapes dynamiques (qui seront détaillées dans la section suivante). La nature précise de ce matériel n'est pas claire. Toutefois, des informations importantes sont à retenir. Notamment, les données isotopiques concernant le système ^{182}Hf-^{182}W semblent indiquer que les planètes telluriques se sont formées entre 20 et 100 Myr après la condensation des premiers solides (Allègre et al., 1995; Halliday et al., 2001; Yin et al., 2002; Albarede, 2009), à l'exception de Mars que l'on pense s'être formée beaucoup plus tôt ($<$ 5 Myr Dauphas & Pourmand, 2011; Bouvier et al., 2018). Notamment, on pense aujourd'hui que la Terre s'est formée en environ cent millions d'années (e.g. Lee & Halliday, 1995). Durant son accrétion, la Terre se différencie en un noyau, un manteau et une croûte. Différents épisodes successifs peuvent avoir existé pour produire cela. Toutefois, lorsqu'une refonte complète du système se produit, toute trace des événements précédents est effacée. En somme, dater la différenciation de la Terre reviendrait à dater le dernier épisode majeur de fonte, soit probablement le dernier impact géant subi par celle-ci (Wood et al., 2006; Labrosse et al., 2007). La composition de la Terre globale présente quelques "anomalies" au vu des attentes des modèles simples ; il en est de même concernant la composition de la Terre Silicatée (e.g. les abondances en isotopes du néodyme ou du fer/magnésium qui seront détaillées par la suite). Ces compositions sont acquises au cours de la formation et de l'évolution de la Terre. Elles sont donc fonction de différents paramètres. Notamment, durant la croissance de la Terre, la dynamique du disque proto-planétaire pourrait jouer un rôle déterminant quant à une potentielle modification des compositions initialement acquises par les différents corps parents de la Terre (i.e. sa composition initiale). D'autres processus pourront aussi jouer un rôle non négligeable sur les compositions chimiques terrestres tels que les différents processus internes à une planète donnée (e.g. formation du noyau ou formation de la croûte terrestre). Il existe aujourd'hui des estimations des abondances des différents éléments chimiques dans les différentes enveloppes terrestres. Elles seront détaillées plus spécifiquement dans le chapitre 2.

La compréhension de ces estimations soulève encore aujourd'hui de nombreuses questions, elles peuvent toutefois servir, entre autres, à contraindre les modèles numériques de

formation planétaire énoncés ci-après.

1.3 Modèles de formation planétaire

"Par l'astronomie, la science humaine sort de la Terre, embrasse l'univers, arrive à entrevoir comment la terre s'est formée dans le système solaire."

Ernest Renan

Nous le verrons dans ce chapitre, la compréhension globale des mécanismes à l'origine de la formation des planètes est incomplète aujourd'hui encore. En effet, les observations dont nous disposons demeurent extrêmement rares. Le système solaire lui-même ne représente que son état final d'évolution, disposant toutefois de quelques "fossiles", dont nous avons évoqué l'importance brièvement ci-dessus et dont nous reparlerons. Toutefois, il est important de souligner que ce champ d'étude a fait l'expérience d'une amélioration notable au cours des dernières années qui s'explique par trois facteurs essentiels : (i) une amélioration significative des puissances de calculs et donc des modèles numériques, (ii) la découverte toujours croissante d'exo-planètes et (iii) l'étude de plus en plus précise des compositions chimiques élémentaires et isotopiques des météorites et l'exploration in situ du système solaire. Il est aujourd'hui admis qu'il est possible de distinguer cinq phases distinctes dans ce scenario de formation planétaire : (1) un disque de gaz, (2) un disque de grains, (3) un disque de planétésimaux, (4) un disque d'embryons et finalement, (5) les planètes. Dans cette section, les grandes lignes des connaissances actuelles concernant la formation planétaire (dans le cadre spécifique de notre système solaire toutefois) sont exposées, des premiers instants jusqu'à la croissance finale de notre planète jusqu'à atteindre leurs masses actuelles.

1.3.1 Les premiers instants : des grains aux embryons planétaires

Différents indices concernant les premiers instants du système solaire peuvent être récoltés via des observations et mesures actuelles (taille et espacement des corps du système solaire, moment cinétique des planètes, observations de nébuleuses et systèmes lointains, mouvements des planètes, etc.). Aujourd'hui, il est globalement admis par l'ensemble de la communauté scientifique que le système solaire a été précédé par l'existence d'un disque de matière (continu ou non) (e.g. Casassus et al., 2013; Van der Marel et al., 2013; Raymond et al., 2014), résultat direct de l'effondrement gravitationnel d'une nébuleuse primitive (nuage de gaz et de poussières). Notamment, cette idée commence à émerger avec Laplace, Newton et Kant suite à l'observation du fait que toutes les planètes semblent orbiter dans un même plan. Au centre de ce disque notamment, l'effondrement forme le

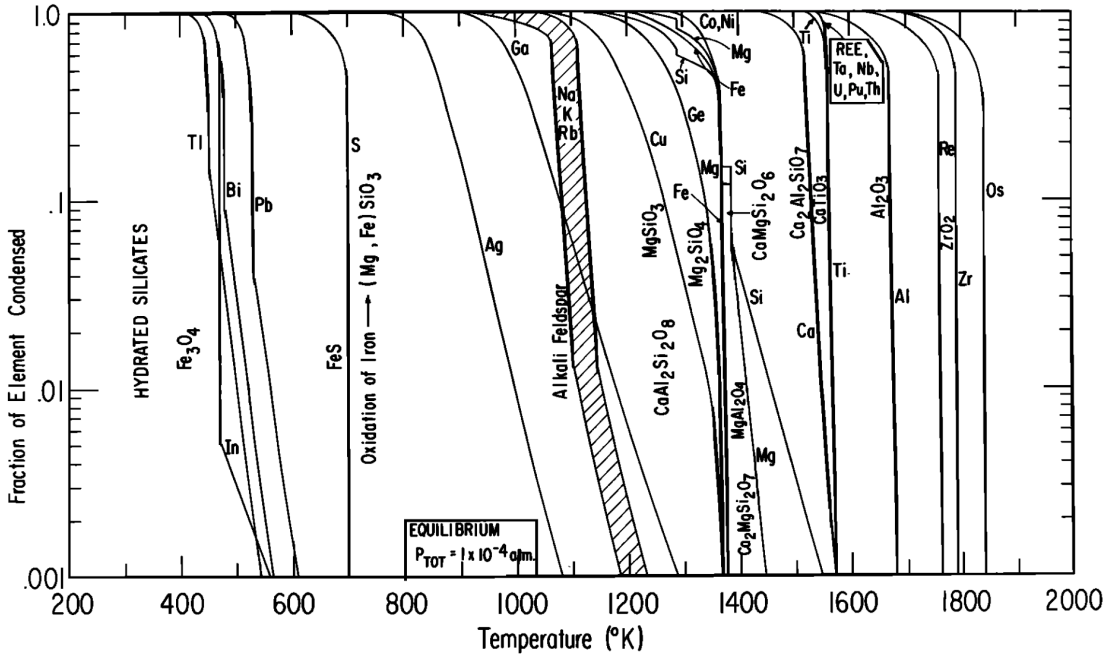

Figure 1.11 – Séquence de condensation de la nébuleuse proto-planétaire illustrant la fraction d'élément condensé en fonction de la température pour différents minéraux. Non seulement cette séquence de condensation illustre le gradient de composition chimique observé depuis le Soleil jusqu'aux corps les plus extrêmes du système solaire ; mais en plus la séquence progresse également dans le temps (à mesure que le disque se refroidit) de la gauche vers la droite. La pression supposée ici est de 10^{-4} atm. (Grossman & Larimer, 1974)

Soleil. Lorsque l'effondrement du proto-Soleil s'arrête, le disque de gaz chaud qui l'entoure commence à se refroidir. La température du disque dépend donc à la fois du temps après l'effondrement, mais également de la distance au Soleil (avec une température plus élevée à proximité du Soleil et de plus en plus faible à mesure que l'on s'en éloigne) et du chauffage visqueux. Le gaz se condense en différents minéraux et glaces à différentes températures (cf figure 1.11, (Grossman & Larimer, 1974)). Ainsi, on ne formera pas les mêmes éléments à différentes distances au Soleil. Les éléments les plus réfractaires (qui condensent à haute température, en opposition aux volatils qui condensent à basse température) seront présents essentiellement dans le système solaire interne (i.e. proche du Soleil, avant la *snowline*).

Des grains aux planétésimaux. À ce stade, le disque proto-planétaire n'est plus seulement un disque de gaz, mais plutôt un disque de gaz et de grains. Il est difficile d'estimer les processus mis en jeu dans l'évolution de ce disque, en raison, comme nous l'avons déjà évoqué, d'un manque d'observations. Jusque dans les années 80, ce disque ne faisait l'objet que d'études purement théoriques, avec cependant l'apparition des premières simulations numériques (Greenberg et al., 1978) qui ont finalement pris un essor essentiel dans le domaine avec un développement analytique lui aussi toujours plus important, et

ce, pour les différentes phases de formation planétaire (e.g. Wetherill, 1985; 1989; 1992; Wetherill & Stewart, 1993; Barge & Pellat, 1990; 1991; Ida & Nakazawa, 1989; Richardson et al., 2000; Raymond et al., 2006; Walsh & Morbidelli, 2011). Bien sûr, depuis les années 80 et le lancement de ces études par simulations numériques, quelques données observationnelles ont été obtenues (notamment concernant le disque Béta-Pictoris) (Smith & Terrile, 1984). D'autres données intéressantes nous viennent de la découverte toujours grandissante d'exo-planètes (Mayor & Queloz, 1995, pour la première découverte qui leur a d'ailleurs valu le prix nobel de physique en 2019), sans toutefois pouvoir aujourd'hui réussir à concilier ces observations avec l'architecture de notre propre système. Le scénario menant à notre système solaire est différent des scénarios que l'on peut proposer pour former les systèmes extra-solaires (Raymond et al., 2014). Pour comprendre l'état des connaissances actuelles concernant la formation des planètes telluriques, reprenons la description après l'effondrement de la nébuleuse et sa condensation en grains pour former le disque proto-planétaire à ses jeunes instants. La condensation ne produit pas de grains plus grands que centimétriques, la plupart étant en fait micrométriques juste après la condensation. Le plus gros challenge consiste donc à expliquer la croissance de ces grains jusqu'à atteindre des tailles typiques de planètes. Comme cela a été présenté plus haut, on peut distinguer cinq phases distinctes d'accrétion. En effet, si l'on ne considérait que les collisions mutuelles de corps de tailles équivalentes depuis le grain centimétrique jusqu'aux planètes, le temps d'accrétion nécessaire pour former les planètes serait bien trop élevé comparé à l'âge du système solaire. Il convient donc d'établir le(s) mécanisme(s) capable(s) d'expliquer une telle accrétion rapide. Tout d'abord, une idée de la structure globale du disque à ses débuts est essentielle, notamment en termes de profil de densité. Pour établir cela, l'observation du système solaire procure d'importants indices. En supposant que les planètes se sont formées approximativement à leurs positions actuelles et que la composition globale initiale du disque était proche de la composition solaire, il est possible de construire un modèle qui décrive la distribution initiale de matière dans le disque proto-planétaire : on parle de la "Nébuleuse Solaire de Masse Minimale" (MMSN) (Weidenschilling, 1977). La masse de matière solide contenue dans les planètes est distribuée de façon continue dans le disque entre les orbites respectives de Mercure ($\sim$ 0.39 AU) et de Neptune ($\sim$ 30 AU) afin de proposer une distribution radiale de solides dans le disque. À partir de la composition (H/He i.e. hydrogène/hélium) du Soleil, on déduit la quantité de volatils à répartir également dans le disque. La masse manquante apparaît plus grande que la masse gazeuse contenue dans les planètes. Pour "combler" ce manque, on a alors invoqué cette idée de MMSN (Weidenschilling, 1977). Ce modèle a été plus tard remis en question en raison, par exemple, de l'hypothèse de départ de formation des planètes supposée se faire à leur position actuelle et on pense que le disque pourrait finalement avoir été jusque dix fois plus massif (Lissauer, 1987; Lissauer et al., 1995).

Suivant la densité de surface du disque, le temps de formation des planètes sera différent. Toutefois, quoiqu'il en soit, après la condensation du gaz en grains micrométriques, ceux-ci vont rapidement (en quelques milliers d'années) former, par collisions, des grains centimétriques (Hayashi et al., 1985). Durant tout ce processus, une phase de sédimentation des grains dans le disque (qui se fait essentiellement dans le plan équatorial du disque) est observée. En fait, le disque de gaz est sub-keplerien en raison du gradient de pression ; cela induit donc un frottement des grains sur le gaz qui les fait sédimenter dans le plan médian. Au cours de ce processus les grains grandissent par collage de surface. Il est maintenant accepté et connu que dans un disque fin de grains, des instabilités se développent. L'efficacité de l'accrétion est alors telle qu'en quelques années des objets de l'ordre de quelques kilomètres sont formés.

« Streaming Instability ». Le « streaming instability » est le processus le plus souvent invoqué pour expliquer la formation préalable des planétésimaux avant que ceux-ci collisionnent les uns avec les autres pour former les embryons planétaires puis les planètes à terme. Les planétésimaux sont pensés comme étant les corps parents (*building blocks* en anglais) des planètes. Leur croissance rapide est rendue possible par les intéractions des grains et/ou pebbles avec le gaz : le "*gas-drag*" (Youdin & Goodman, 2005; Johansen et al., 2009; Yang et al., 2017). Les planétésimaux sont alors souvent associés aux plus petits corps rocheux capables d'être découplés du gaz (à partir de environ 1km, même si les corps de l'ordre du km ne sont pas complètement découplés du gaz).
N.B.: La taille typique d'un planétésimal est souvent utilisée comme paramètre libre dans les modèles de formation planétaire (stages les plus tardifs) (Chambers, 2006). Notons toutefois que les tailles typiques des planétésimaux estimées aujourd'hui sont entre 1 km et 1000 km (e.g. Weidenschilling, 2011; Johansen et al., 2014).
Après leur condensation dans le disque, les grains vont sédimenter dans le plan médian (en raison de la vitesse de rotation du gaz qui est plus lente que celle des grains) comme nous l'avons évoqué un peu plus tôt. Toutefois, les grains vont également avoir tendance à migrer vers l'étoile au centre du disque, le Soleil, en raison de perte d'énergie due aux frottements avec le gaz environnant. La vitesse de migration vers le Soleil est une question importante qui a permis de mettre en évidence le fameux problème de la barrière du mètre (Weidenschilling, 1977). Les vitesses de migration vers le Soleil sont plus grandes pour des corps de taille de l'ordre du mètre, avec une migration possible de 1 AU en quelques centaines d'années (dans un disque non turbulant). Expliquer alors une croissance de ces corps et non un aller simple au coeur du Soleil ou une disparition par vaporisation à son approche est longtemps demeuré un challenge en astrophysique. C'est ici qu'intervient alors la notion de "streaming instability", processus invoqué comme ca-

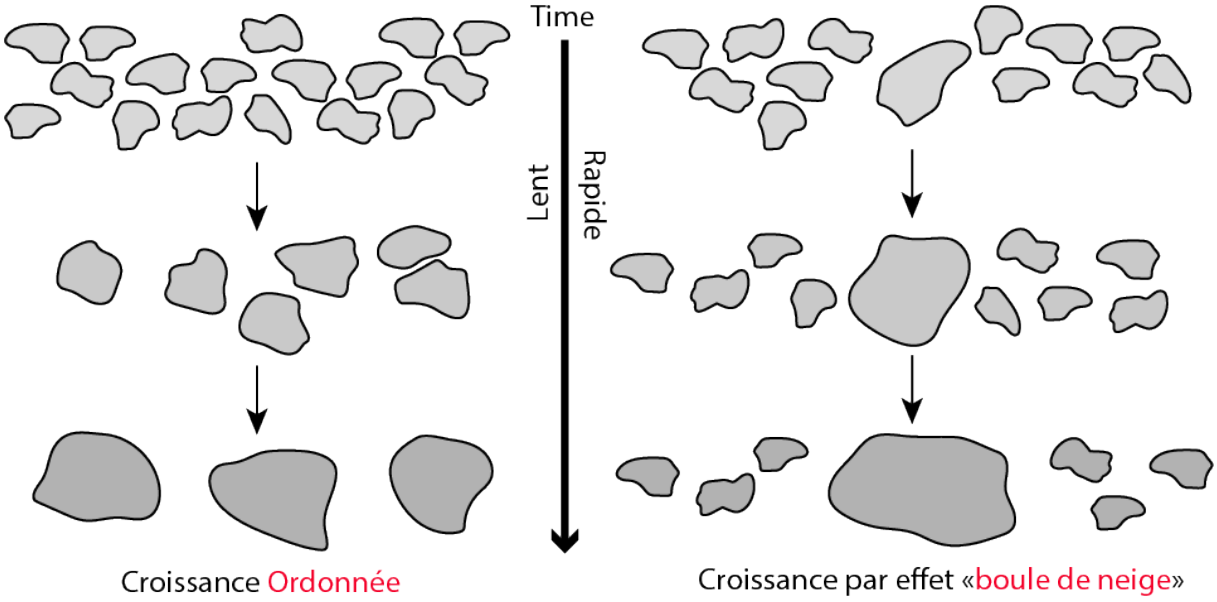

Figure 1.12 – Illustration schématique des scénarios respectifs de croissance ordonnée, à gauche (Safronov, 1969), et de croissance par effet boule de neige, à droite (Greenberg et al., 1978; Weidenschilling, 1997; Wetherill, 1989). Deux différences notables sont observables : la première concernant les masses respectives des corps dans le système. Tandis que le modèle de croissance ordonnée prévoit une croissance à la même vitesse pour tous les corps (impliquant donc des collisions successives entre des corps de masses similaires), le modèle de croissance en effet boule de neige prévoit que des corps légèrement plus massifs initialement vont continuer à grossir plus vite que les petits corps environnants, favorisant donc la croissance d'un plus petit nombre de corps dans le système. La deuxième différence essentielle concerne le temps de formation typique d'un embryon, avec une formation lente, de l'ordre de 100 millions d'années pour la croissance ordonnée contre une formation beaucoup plus rapide, de l'ordre de 100 000 ans pour l'effet boule de neige.

pable d'outre-passer cette barrière du mètre et de former rapidement des corps de tailles de l'ordre de la centaine de kilomètres. Il a été évoqué pour la première fois par Youdin & Goodman (2005) et propose que la croissance des planétésimaux soit engendrée directement par des instabilités dans le disque qui apparaissent en réponse aux différences dans les mouvements respectifs des solides et du gaz dans le disque. Les particules solides sont ralenties en raison des différences de vitesses orbitales du disque de gaz et du disque de grains. Leur migration vers le Soleil est donc ralentie. Les planétésimaux sont ensuite alimentés par les particules plus fines du disque qui continuent leur migration vers le centre du disque pour rapidement former des planétésimaux.

Des planétésimaux aux embryons. Une fois les premiers planétésimaux formés au sein du disque proto-planétaire, l'histoire de leur croissance continue toutefois pour former des corps plus gros, allant jusqu'à la taille de Mars environ : les embryons planétaires. Les

embryons planétaires sont alors vus comme des espèces de "bébés planètes" (ou proto-planètes). À ce stade, le disque est donc composé d'un disque de gaz (qui ne s'est donc pas encore dissipé) associé à un disque plus fin composé des planétésimaux. Ces planétésimaux vont devoir s'accréter les uns avec les autres afin de former les futurs embryons planétaires, c'est-à-dire par collisions mutuelles. Toutefois, il est important de noter que le taux d'accrétion de ces corps est largement lié à la vitesse relative de ceux-ci. Globalement, les vitesses relatives à l'équilibre des corps présents dans le système sont de l'ordre de la vitesse d'évasion des corps qui dominent en masse le système (Safronov, 1969; Wetherill, 1989; Barge & Pellat, 1990; Aarseth et al., 1993). Historiquement, le processus de croissance dîte ordonnée des corps a été proposé pour expliquer cette phase de croissance (Safronov, 1969). Il s'agit d'une croissance en masse de l'ensemble des corps à la même vitesse environ, c'est-à-dire que toutes les collisions ont lieu entre des corps de masses similaires. Ce processus est illustré schématiquement en figure 1.12. Toutefois, ce processus est trop lent (environ 100 millions d'années nécessaires à former les embryons) et produit une multitude de petites planètes. Plus tard, un mécanisme beaucoup plus rapide, beaucoup plus efficace a été évoqué. On parle de l'effet boule de neige (Greenberg et al., 1978; Weidenschilling, 1997; Wetherill, 1989). Comme nous l'avons évoqué juste avant, dans un disque de planétésimaux, les vitesses d'agitation sont de l'ordre de la vitesse d'évasion des corps qui dominent en masse le système. Ainsi, si la masse du système est davantage distribuée dans les plus petits corps, les vitesses d'agitation seront plus faibles que si la masse était répartie dans les gros corps. Or, l'accrétion lors d'une collision est d'autant plus efficace que la vitesse d'impact est faible. Autrement dit, un système dominé en masse par les petits corps va globalement avoir un pouvoir accrétionnel plus grand. De plus, dans un tel système, les quelques corps les plus gros, premiers embryons du système, sont donc peu nombreux. Ils se dissocient aisément de la distribution de masse globale du système, favorisant une croissance d'autant plus rapide pour les corps qui sont plus massifs dans le système. Cela s'emballe d'autant plus que le pouvoir accrétionnel du système est augmenté par les vitesses relatives faibles imposées par la distribution de masse du système. C'est là la clé de l'effet boule de neige. De plus, notons qu'au delà d'être un processus particulièrement efficace, il est également soutenu très tôt par les premières simulations numériques qui ont tendance à montrer que la masse du système reste toujours dans les corps de petite taille dans un disque de planétésimaux (e.g. Greenberg et al., 1978; Weidenschilling, 1997). L'accrétion par effet boule de neige ne demeure pas infiniment, il doit s'interrompre. Le moment de cette interruption est contrôlé par la masse accessible à un embryon donné pour continuer ou non à croître. On parle de masse d'isolation. Cette masse d'isolation peut se calculer aisément à partir de la sphère d'influence d'un embryon dans le système. Cette distance sur laquelle l'embryon possède une influence gravitationnelle suffisante sur son environnement est typiquement estimée

à quelques rayons de Hill (Hayashi et al., 1977; Wetherill & Cox, 1985) : la zone autour d'un corps du système dans laquelle celui-ci a une influence gravitationnelle supérieure à celle du corps central, donc du Soleil ici. Suivant la densité de surface du disque dans cette zone, la masse de planétésimaux qu'elle contient est facilement estimable. Il s'agit là de la masse d'isolation à partir de laquelle l'emballement de l'accrétion par effet boule de neige pour un embryon donné finit par s'arrêter. Autrement dit, l'effet boule de neige va s'arrêter naturellement lorsque la masse totale contenue dans la zone d'alimentation ("*feeding zone*" en anglais) est épuisée. Notons que cette dîte masse d'isolation va également être directement responsable de la masse typique d'un embryon à l'issue de cette phase d'emballement accrétionnel.

Notons toutefois que ce modèle d'effet boule de neige a récemment été abandonné dans l'ensemble au profit d'une croissance par accrétion de "pebbles" (galets en français, mais cela fait davantage référence en réalité à de petites particules / petits objets rocheux pouvant aller du mm au m). L'accrétion de pebbles est le mécanisme selon lequel des "pebbles" sont accrétés sur des corps plus gros (embryons, planétésimaux) dans un environnement encore riche en gaz (Johansen & Lacerda, 2010; Ormel & Klahr, 2010; Lambrechts & Johansen, 2012; Morbidelli & Nesvorny, 2012; Bitsch et al., 2019). En ce sens, l'accrétion de pebbles requiert au préalable l'existence dans le système de planétésimaux en quantité et en masse suffisantes pour que la croissance soit suffisamment rapide. En particulier, l'efficacité de l'accrétion par pebbles dépend de l'intéraction entre les pebbles et le gaz, donc de leur dérive dans le disque de gaz. Lorsque les pebbles pénètrent dans la sphère de Hill d'un planétésimal, ils vont alors se déplacer le long d'une trajectoire en spirale jusqu'à s'accréter sur le planétésimal en raison de leur perte de moment cinétique lors de l'échange avec le gaz environnant. À l'approche du planétésimal, le pebble se retrouve donc ralenti, et c'est ce ralentissement qui va finalement permettre au planétésimal de l'accréter. Visser & Ormel (2016); Johansen & Lambrechts (2017) montrent que cet effet devient vraiment important si les planétésimaux ont une taille d'au moins quelques centaines de km. De la même façon, un corps largement plus gros qu'un pebble ne serait pas gravitationnellement attiré de la même façon. Notamment, un planétésimal s'approchant à la même vitesse et distance du planétésimal accrétant se verrait simplement dévié mais non nécessairement accrété (cf figure1.13). Ce mécanisme de croissance par accrétion de pebbles est si efficace qu'il est capable de produire des planètes en quelques millions d'années (e.g. Johansen et al., 2015). La majorité des poussières composant le disque au départ va se regrouper pour former à terme des pebbles. Ce mécanisme est extrêmement efficace pour expliquer notamment la formation rapide (avant la disparition du gaz dans le disque) des noyaux des géantes gazeuses. La notion de masse d'isolation reste toutefois valable dans le cas de pebbles, bien que sa valeur soit différente. On parlera alors de la masse d'isolation de pebbles. Il arrive un moment où l'emballement de la croissance et de la prise de masse

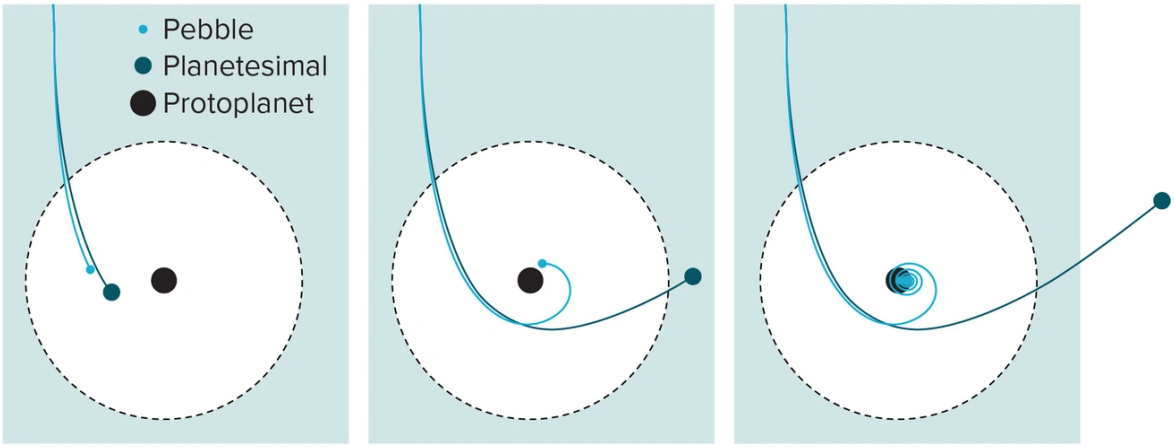

Figure 1.13 – Illustration schématique de l'attraction gravitationnelle que subit respectivement un pebble ou un planétésimal à l'approche d'un corps plus gros (ici une proto-planète). En plus de l'attraction gravitationnelle, le pebble subit un échange de moment angulaire avec le disque de gaz. Il subit donc un ralentissement, et finit par s'accréter en spirale sur le planétésimal central, lorsqu'un planétésimal, dans les mêmes conditions ici ne serait que dévié de sa trajectoire initiale. D'après Lambrechts & Johansen (2012). *M. Lambrechts and A. Johansen / L. Modica.*

touche à sa fin. C'est d'ailleurs à partir du moment où tous les embryons du système ont terminé de consommer la masse qui leur était accessible que cette phase se termine, avant de passer à l'étape suivante : des embryons planétaires aux planètes elles-même (dans l'hypothèse où la croissance entière ne se ferait pas par accrétion de pebbles, question discutée actuellement dans la communauté astrophysique). C'est l'objet de la section qui suit.

Notons de plus qu'après environ 5 Myr, le disque de gaz disparaît par photoévaporation et accrétion sur son étoile.

1.3.2 Des embryons planétaires aux planètes : la phase d'impacts géants

Cette dernière phase d'accrétion, menant à la formation des planètes terrestres connues actuellement, reste un des problèmes les plus étudiés en sciences planétaires, notamment avec la toujours grandissante découverte de nouvelles exoplanètes qui motive largement une meilleure compréhension des mécanismes de formation et des différences majeures entre notre système solaire et les exo-systèmes détectés. De très bonnes études, pionnières dans ce domaine, ont permis de commencer à débusquer les secrets de cette dernière phase (Safronov, 1969; Weidenschilling, 1976; Wetherill, 1980). Globalement, la plus grande problématique laissée après la phase de formation précédente (la formation des embryons) est la question de l'isolement gravitationnel des corps. Il ne reste plus de matériel au sein de leurs zones d'alimentation, il faut donc un mécanisme capable de sortir les embryons de

cet isolement. Les perturbations mutuelles des embryons vont être en partie responsables de cela, puisque, combinées à une influence de Jupiter, cela va provoquer un croisement dans les orbites des différents embryons (qui sont modifiées petit à petit par ces interactions gravitationnelles) et leur permettre à terme de se rencontrer. La période de temps estimée pour une telle phase est de l'ordre de 10^7-10^8 ans. Différents modèles, essentiellement numériques, sont proposés aujourd'hui pour tenter de répondre à ces questions. Aujourd'hui encore, aucun modèle ne permet d'expliquer parfaitement l'ensemble des observables que nous possédons (des problèmes d'excentricités des orbites aux masses des planètes en passant par les échelles de temps etc.) (Wetherill, 1980; Lunine et al., 2011). Toutefois, chaque modèle présente des arguments intéressants et de potentielles réponses aux problèmes majeurs des modèles initiaux. Les différents modèles existant aujourd'hui sont les suivants : le modèle classique, premier proposé, le modèle de NICE, le "Grand Tack", le "early instability" et le "low mass asteroid belt". Ils sont brièvement décrits dans les paragraphes suivants.

1.3.2.1 Modèle classique

Ce modèle de formation concernant la dernière phase de formation planétaire a été proposé dès la fin des années 70, et largement étudié depuis (e.g. Wetherill, 1978; 1985; 1996). Il a permis d'expliquer une part conséquente des observations et contraintes sur notre système solaire, avec notamment une bonne reproduction de Vénus et de la Terre, ainsi que l'accrétion de matériel riche en eau. Les échelles de temps de formation prévues par le modèle sont en bon accord pour la Terre et pour la date du dernier impact géant qu'elle subit. Cependant, il échoue à expliquer d'autres aspects tels que la petite masse de Mars, ou encore l'excitation des orbites des corps de la ceinture d'astéroïdes. Toutefois, il reste aujourd'hui encore la référence de comparaison pour les nouveaux modèles et demeure extrêmement utile quant à l'orientation que peuvent prendre les nouveaux modèles (Morbidelli & Crida, 2007; Walsh & Morbidelli, 2011; Raymond et al., 2009; Jacobson & Morbidelli, 2014; Raymond et al., 2018; Izidoro & Raymond, 2018; Clement et al., 2018). L'hypothèse centrale de ce modèle est que la formation des planètes géantes peut être considérée et traitée séparément de celle des planètes telluriques (cette hypothèse est motivée par la durée de vie estimée du gaz dans le disque inférieure à 5 Myr).
N.B.: L'inverse n'est pas vrai : la formation des planètes telluriques ne peut pas être traitée sans prendre en compte l'existence des planètes géantes puisque celles-ci perturbent gravitationnellement le système solaire interne.

Ainsi, les simulations numériques d'accrétion du modèle classique démarrent après la dissipation du gaz dans le disque, alors que les géantes gazeuses sont déjà formées et que le système solaire interne est peuplé par deux populations de corps différentes : une population de planétésimaux et une population d'embryons. Dans ce cas, la physique de

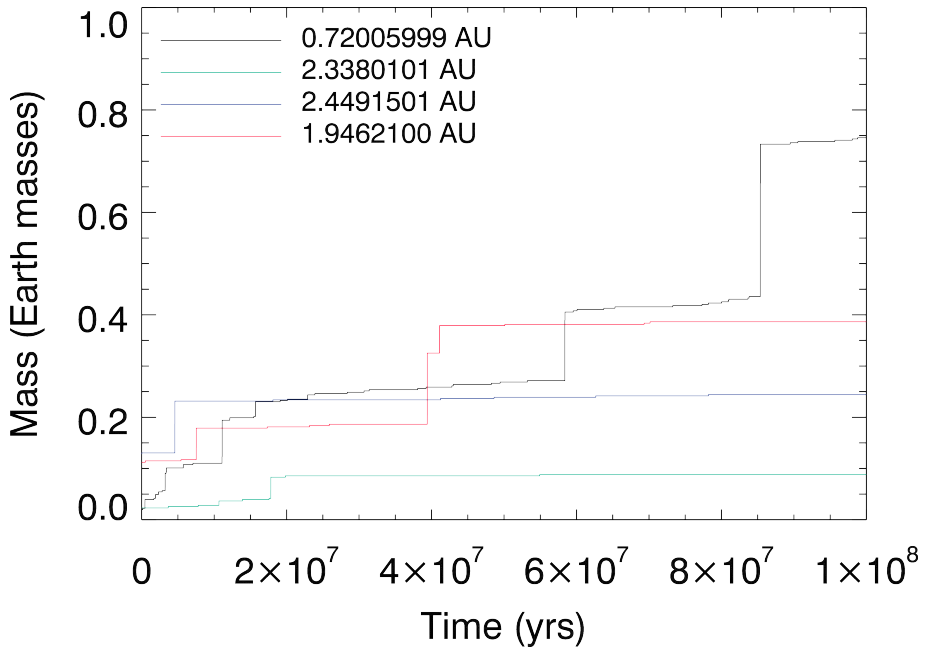

Figure 1.14 – Croissance des planètes qui sont formées à l'issu d'une simulation à N-corps d'accrétion dans le scénario classique (Raymond et al., 2009). La figure montre l'évolution de la masse en fonction du temps des embryons qui survivent à la fin de la simulation après environ 200 Myr. Les différentes couleurs sont associées aux différents embryons et la légende indique leur localisation finale dans le disque (demi-grand axe (AU)). La simulation dont sont extraits ces embryons est une simulation dans laquelle Jupiter et Saturne sont initialement situées sur des orbites circulaires. La densité de surface du disque est imposée de sorte à se situer dans l'hypothèse de MMSN. Ainsi, Raymond et al. (2009) notent ces types de simulations comme "cjs1". Figure : Sean N. Raymond, communication personnelle.

la formation des planètes dans cette phase est largement dominée par les intéractions gravitationnelles et les collisions. Les géantes ne subissent pas de perturbation particulière et sont sur des orbites similaires aux orbites actuelles. Certaines simulations toutefois peuvent proposer une histoire un peu différente en plaçant aux conditions initiales Jupiter et Saturne sur des orbites un peu plus excentriques (Raymond et al., 2009) mais toujours sans perturbation particulière.

Globalement, les simulations numériques à N-corps permettent un suivi dans le temps de la croissance des différents embryons. La figure 1.14 représente un exemple d'évolution de masse de différents embryons, à différents demi-grand axes dans le disque, au cours d'une simulation numérique à N-corps dans un scénario d'accrétion classique. Dans ce cas, Jupiter et Saturne sont situées sur des orbites circulaires. En parallèle de l'évolution en masse des embryons, le déroulement de la simulation peut être représenté dans un graphique d'excentricité en fonction du demi-grand axe dans lequel l'ensemble des corps présents dans le système sont représentés. C'est ce qui est illustré dans la figure 1.15. Cet exemple est issu de la même simulation que celle qui a produit les embryons dont la croissance est illustrée en figure 1.14. On y constate en effet l'incapacité à reproduire

des orbites à faible excitation (presque circulaires) pour les planètes formées, ainsi que la masse de Mars par exemple (cf dernier panneau, à 199 Myr, en figure 1.15).

1.3.2.2 Modèle de Nice

Ce modèle, contrairement au modèle classique présenté ci-dessus, tâche de décrire l'évolution dynamique du système solaire bien plus tard que sur les deux cents derniers millions d'années de la phase d'accrétion. Il ne décrit donc pas à proprement parler un modèle de formation planétaire comme nous l'avons défini avant. Toutefois, les conditions initiales pour justifier son existence peuvent motiver différentes descriptions des phases précédentes. De plus, comme nous le verrons plus loin dans cette section, ce modèle a une importance dans l'évolution des modèles de formation planétaire sur les 200 Myr d'intérêt pour nous.

Son nom lui vient du fait qu'il a été proposé pour la première fois, et développé à l'observatoire de la côte d'azur, à Nice en France (Tsiganis et al., 2005; Morbidelli et al., 2005; Gomes et al., 2005; Morbidelli & Crida, 2007). Il évoque une migration tardive (i.e. bien après la dissipation du gaz dans le disque) des géantes gazeuses (Jupiter et Saturne) due à une instabilité dynamique des planètes géantes. Les théories de formation planétaire suggèrent globalement que les planètes géantes aient pu se former sur des orbites circulaires et coplanaires (Pollack et al., 1996). Pourtant, les orbites actuelles des géantes sont plus excitées que cela avec des excentricités plus larges et des inclinaisons plus élevées également. C'est ici qu'intervient le modèle de Nice notamment. Il propose une configuration initiale des quatre planètes géantes (Jupiter, Saturne, Uranus et Neptune) plus compacte qu'à l'actuel, puisque placées à des distances entre 5 et 17 AU par rapport au Soleil. Dans cette configuration, la période orbitale de Saturne est moins de deux fois celle de Jupiter. Comme cela a été évoqué plus tôt, à l'époque de la formation des géantes, le disque est encore peuplé d'un grand nombre de planétésimaux. Ceux-ci voient leurs orbites modifiées sous l'effet de l'attraction gravitationnelle de ces planètes massives. Les planètes et les planétésimaux du disque entament alors un échange de moment cinétique (Fernandez & Ip, 1984; Hahn & Malhotra, 1999) suffisamment conséquent pour pouvoir provoquer une migration des géantes dans un souci de conservation du moment du système. Cet effet provoque à terme une migration vers l'extérieur de l'ensemble des planètes géantes, à l'exception de Jupiter qui, elle, subit une migration vers l'intérieur du système solaire. De ce fait, Jupiter et Saturne vont se retrouver à croiser leur résonnance orbitale 1:2 (i.e. cette fois la période orbitale de Saturne est exactement deux fois supérieure à celle de Jupiter, elle fait donc un tour autour du Soleil quand Jupiter en fait deux). Ce modèle est particulièrement efficace pour expliquer les caractéristiques actuelles des orbites des planètes géantes (Tsiganis et al., 2005), la capture des satellites troyens de Jupiter (Mor-

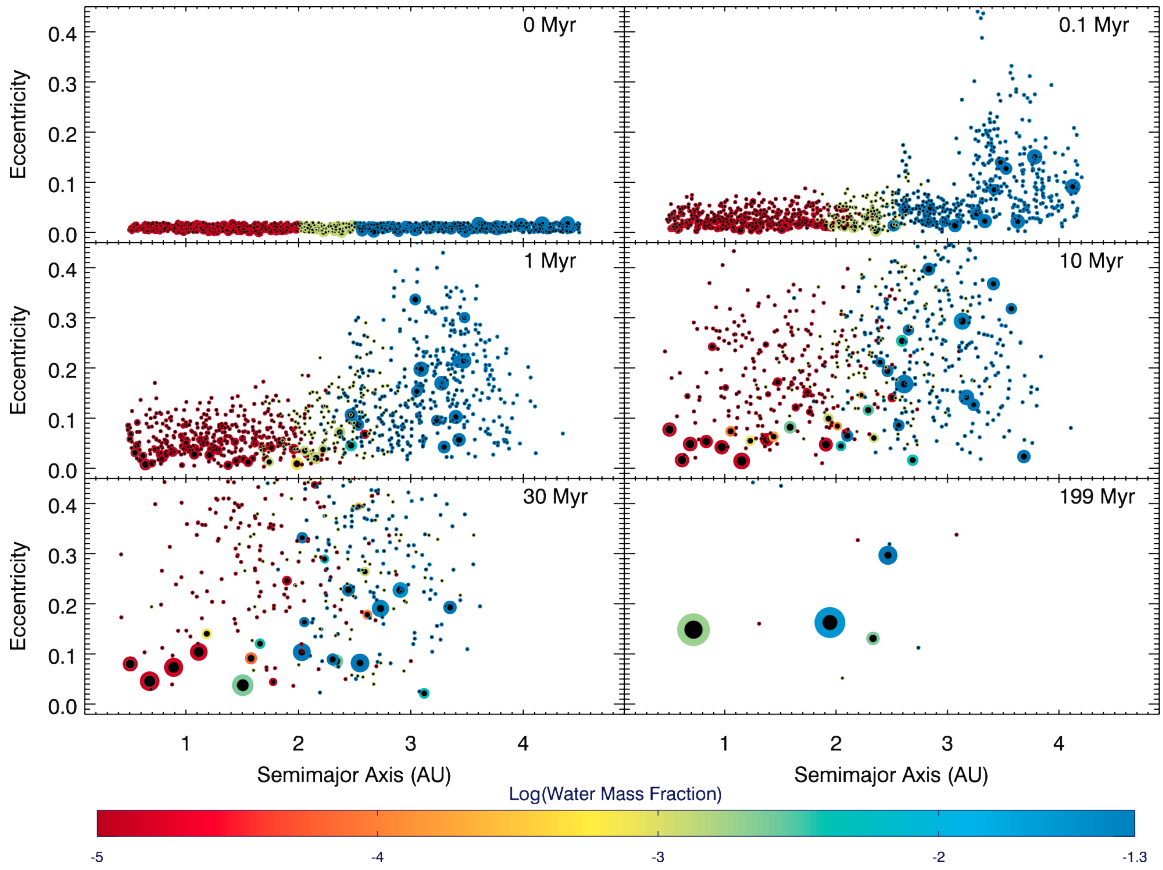

Figure 1.15 – Évolution du disque proto-planétaire à différents temps à travers 6 graphiques représentant l'excentricité des orbites des différents embryons et planétésimaux en fonction de leur demi-grand axe (Raymond et al., 2009). La couleur des points fait référence à la fraction d'eau contenue par les corps. Les corps bleus, les plus éloignés du Soleil, sont donc naturellement plus riches en eau que ceux représentés en rouge, à proximité du Soleil au début de la simulation. Le panneau représentant le système à 0 Myr montre une population de planétésimaux et d'embryons répartie entre environ 0.5 AU et 5 AU initialement. La taille des points est fonction de leur masse. Ainsi, avec le temps, on observe la croissance des différents embryons. La simulation dont sont extraits ces captures est une simulation, similaire à celle de la figure 1.14, dans laquelle Jupiter et Saturne sont initialement situées sur des orbites circulaires (Raymond et al., 2009). La densité de surface du disque est imposée de sorte à se situer dans l'hypothèse de MMSN. Ainsi, Raymond et al. (2009) notent ces types de simulations comme "cjs1".

bidelli et al., 2005) qui sont caractérisés par leur irrégularité, ainsi que le bombardement tardif ("Late heavy bombardment", LHB, en anglais) (Gomes et al., 2005). Ce "Late Heavy bombardment" a été proposé après l'analyse des enregistrements pétrologiques lunaires, qui suggèrent un pic dans la fréquence des impacts autour de 700 millions d'années après la formation des planètes (Hartmann et al., 2000). Dans le modèle de Nice, ce cataclysme d'impacts tardifs pourrait être naturellement provoqué par la migration tardive des géantes. Toutefois, l'existence même de ce "Late Heavy Bombardment" a été plus tard remise en question (Boehnke & Harrison, 2016; Zellner, 2017; Morbidelli et al., 2018; Hartmann, 2019).

Ce modèle a été très important dans l'histoire de la compréhension de la dynamique de la formation planétaire en mettant en évidence le rôle essentiel des planètes géantes sur la dynamique et donc sur la formation des planètes telluriques. Le principal problème de ce modèle reste la petite taille de Mars. En effet, l'instabilité est bien trop tardive pour expliquer un appauvrissement de masse dans le système solaire interne avant que Mars n'ait pu se former (d'autant que la formation de Mars est estimée comme devant se produire dans les premiers millions d'années après l'effondrement de la nébuleuse (Dauphas & Pourmand, 2011; Tang & Dauphas, 2014; Bouvier et al., 2018), soit une formation extrêmement jeune). Une migration des géantes pouvant toutefois être responsable d'un appauvrissement de matériel dans la zone dans laquelle Mars se nourrit, le modèle du Grand Tack est né. Il est présenté dans la sous-section qui suit.

1.3.2.3 Le Grand Tack

Le Grand Tack est un modèle évoqué pour la première fois en 2011, et reste aujourd'hui encore, un des modèles de formation planétaire les plus populaires (Walsh et al., 2011; Raymond & Morbidelli, 2014). Il a été spécialement conçu au départ pour expliquer la petite taille de Mars, qui ressemble en effet à un embryon qui n'aurait pas tout à fait terminé sa croissance. Pour cela, il évoque une migration des géantes gazeuses Jupiter et Saturne, un peu dans le même esprit que ce que proposait le modèle de Nice, mais bien plus tôt dans l'histoire accrétionnelle du système solaire que le modèle de Nice. En effet, comme cela a été précisé dans la sous section précédente, Mars doit être formée tôt (Dauphas & Pourmand, 2011; Tang & Dauphas, 2014; Bouvier et al., 2018). L'idée, pour former une petite Mars serait en quelque sorte de l'empêcher de terminer sa croissance, la laisser au stade embryonnaire de sa formation. Pour ce faire, elle doit être privée de matière dont se nourrir. Autrement dit, sa zone d'alimentation, sa "*feeding zone*", devrait être drastiquement appauvrie, et ce, très tôt dans l'histoire du système solaire. C'est-à-dire qu'il s'agirait de trouver un mécanisme capable de tronquer le disque autour de la position de Mars. Dans ce cadre, le Grand Tack invoque une migration grande échelle

de Jupiter, pour pouvoir aller sculpter le système solaire interne. Le modèle Grand Tack

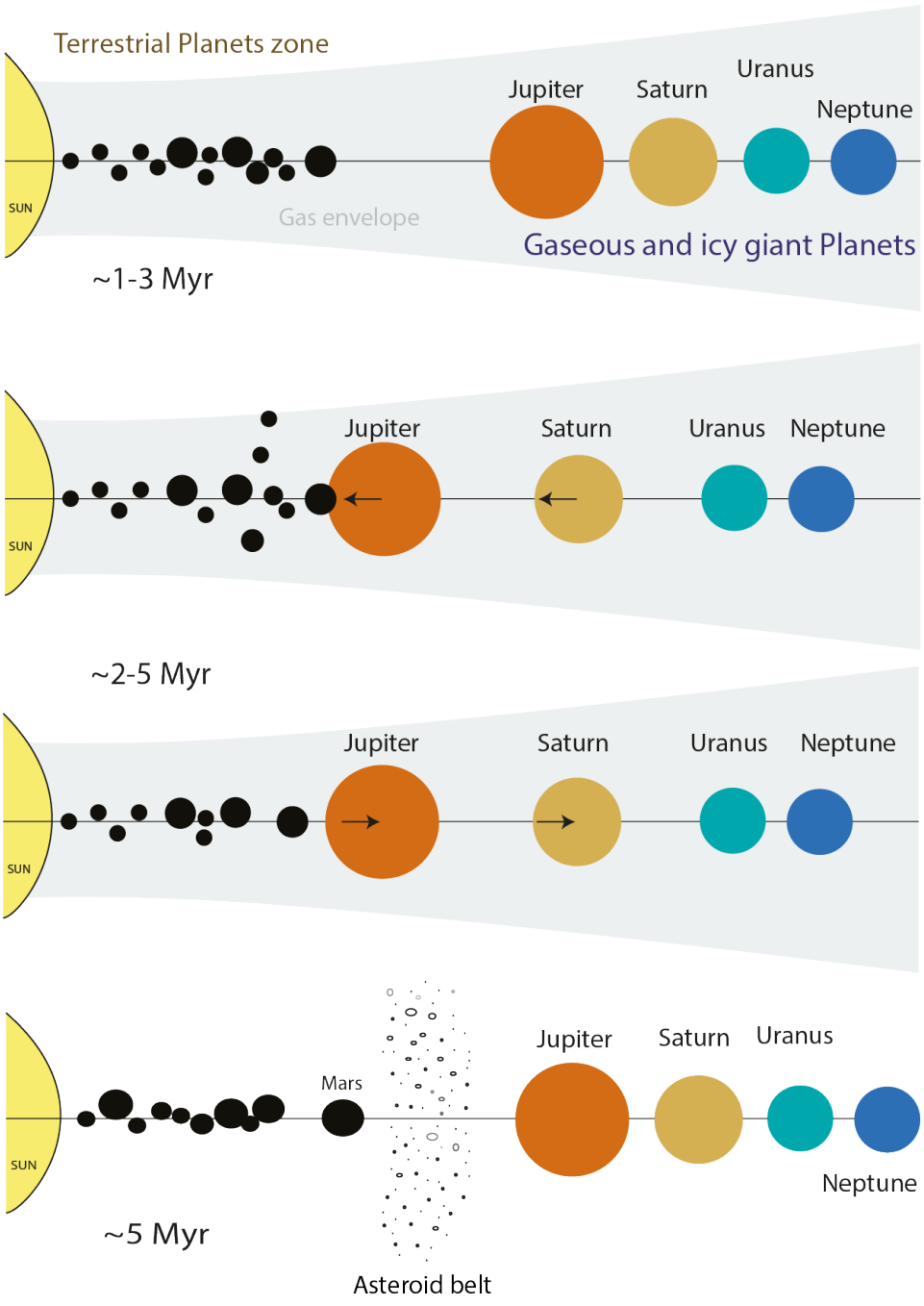

Figure 1.16 – Illustration schématique de l'évolution dynamique du disque proto-planétaire entre environ 1 Myr et 5 Myr dans le scénario du Grand Tack. On identifie la migration de Jupiter et Saturne vers l'intérieur du système solaire. Dans le même temps, les orbites des corps dans le système solaire interne (embryons et planétésimaux) se retrouvent si excitées que certains sont éjectés du système. Les géantes font alors marche arrière en laissant une zone d'alimentation de Mars très appauvrie en matière, abandonnant Mars à une certaine famine. Finalement le système est constitué, lors de la disparition du gaz d'un disque de planétésimaux et embryons dans le système solaire, qui doivent finir leur croissance, tandis que la ceinture d'astéroïdes possède des caractéristiques cohérentes à l'actuel. Jupiter et Saturne ont retrouvé leur place dans le système solaire externe. Cette illustration est uniquement qualitative et non quantitative.

suppose une formation initiale de Jupiter dans la zone entre 3 et 4 AU, alors que le gaz est toujours présent dans le disque. Elle est si massive qu'elle ouvre alors une espèce de trou dans le disque, et commence naturellement à migrer vers l'intérieur (cf paragraphe sur la migration planétaire de type II en fin de sous section). En migrant, Jupiter est si massive qu'elle contrôle la dynamique du système et provoque une excitation conséquente des orbites des corps du système solaire interne. L'excentricité d'une grande partie de ces corps devient telle qu'ils se retrouvent éjectés du système, ou entrent en collision avec Jupiter ; ne pouvant alors plus servir de source de croissance à quelque objet que ce soit au sein du système solaire interne. Jupiter migre environ jusqu'à la position actuelle de Mars (à 1.5 AU) ; avant d'être, en quelque sorte, rattrapée par Saturne. En effet, lorsqu'elle quitte au départ sa position pour entamer sa migration, Saturne se retrouve alors dans une zone du système solaire qui possède un trou par rapport au reste du disque. Elle commence alors elle aussi à migrer en direction du Soleil. Toutefois, elle migre très rapidement, plus vite que Jupiter, on parle dans ce cas d'une migration de type III puisque le déficit de masse dans la région orbitale devient supérieur à la masse de la planète elle-même induisant un emballement de la migration (Masset & Papaloizou, 2003). En conséquence, il arrive un moment où, parce qu'elle migre plus rapidement que Jupiter, Saturne va se retrouver coincée dans la résonnance externe 2:3 de Jupiter. Les échanges de moment angulaire entre les deux planètes et le disque environnant deviennent plus complexes et provoquent une migration vers l'extérieur du système solaire. Le comportement dynamique du disque lors de cette migration est illustré notamment en figure 1.17.

Puisque cette migration se produit lorsque le gaz est encore présent dans le disque, il est entendu que ce Grand Tack (pour grand virage en français, comme on peut le comprendre maintenant) se produit autour de 1 à 3 millions d'années après la formation des CAIs. La migration de Jupiter et Saturne continue finalement jusqu'à la dissipation du disque de gaz. Toutefois, notons que les étendues maximales de migration des deux géantes sont relativement sous contraintes dans le modèle à proprement parler dans la mesure où elles dépendent des propriétés du disque et de l'accrétion des géantes qui sont encore mal connues. Malgré tout, Walsh & Morbidelli (2011) ont montré qu'il était possible de déduire cette étendue par la structure actuelle du système solaire, avec notamment une proposition de migration jusque 1.5 AU de Jupiter pour pouvoir expliquer la petite taille de Mars. De plus, le Grand Tack a l'avantage de bien reproduire la petite masse de la ceinture d'astéroïdes, les orbites excitées des corps qui la peuplent, ainsi que l'aspect diffus des concentrations des corps qui la peuplent. En résumé, le Grand Tack explique bien les distributions de masses et d'orbites des planètes telluriques (Mars comprise), l'apport d'eau dans le système solaire interne, les différentes familles d'astéroïdes et la structure de la ceinture ainsi que le faible déficit de moment angulaire. En revanche, le Grand

Tack souffre du fait qu'il est entièrement paramétré dans les simulations numériques. Les conditions initiales qui provoqueraient naturellement cette migration spécifique ne sont pas connues. Le Grand Tack est illustré en figures 1.16 et 1.17.

Migration planétaire de type II. Une migration a lieu lorsqu'une planète intéragit avec le disque environnant. Cette intéraction résulte alors en une modification des paramètres orbitaux, en particulier du demi-grand axe (i.e. de la position au Soleil). Il y a un échange de moment cinétique entre la planète et le disque : la planète perd du moment au profit du disque et commence alors à migrer lentement vers l'étoile au centre, et ce, le long d'une trajectoire spirale qui se resserre progressivement. Lorsqu'on ne met non plus une planète, mais deux planètes, les échanges deviennent plus complexes (et peuvent mener à une migration de type III comme évoqué ci-avant). La migration de type II est caractérisée par un trou annulaire dans le disque créé par une planète (i.e. elle vide la zone autour d'elle) suffisamment massive (i.e. $\sim 10 M_{\oplus}$). À partir de là, l'évolution radiale de la planète se retrouve couplée à celle du disque : la planète migre vers le Soleil à la même vitesse que le gaz s'écoule vers l'étoile en raison de sa viscosité (autrement dit, la planète reste fixe par rapport au gaz, qui lui, s'accrète sur l'étoile). La vitesse de migration est donc en effet intrinsèquement liée aux propriétés physiques du disque proto-planétaire.

1.3.2.4 Le "Low mass asteroid belt"

Le modèle de "Low Mass Asteroid Belt" (pour "faible masse de la ceinture d'astéroïdes" en français, mais seul le terme anglais est utilisé) est un scénario d'accrétion plus récent encore que les trois évoqués précédemment (Raymond & Izidoro, 2017a). Contrairement à l'hypothèse couramment faite que la ceinture principale d'astéroïdes se serait formée à partir d'une masse bien plus élevée qu'à l'actuel, ce modèle propose une formation de la ceinture d'astéroïdes à partir de pas (ou peu) de matériel à sa localisation actuelle. Ce que ce modèle propose en fait, c'est d'expliquer la petite taille de Mars par une quantité bien moindre de planétésimaux initialement situés entre la Terre et Jupiter.

Cette idée est soutenue par l'observation de très jeunes disques planétaires (Andrews et al., 2016) qui illustre le fait que la matière dans les disques a une tendance à être concentrée dans des anneaux concentriques autour de l'étoile (cf figure 1.18). Cette observation soulève la possibilité que les planétésimaux ne se seraient pas formés de façon radialement uniforme au sein du disque proto-planétaire. De plus, les modèles tendent à montrer que les composants primitifs du disque sont radialement concentrés au sein de sauts de pression dans le disque (Haghighipour & Boss, 2003). Autrement dit, les petites particules dans le disque se retrouvent concentrées le long d'anneaux concentriques de planétésimaux dans la zone des planètes telluriques actuelles, sans s'étendre jusqu'à la ceinture d'astéroïdes. Raymond & Izidoro (2017a) montrent qu'il est parfaitement possible

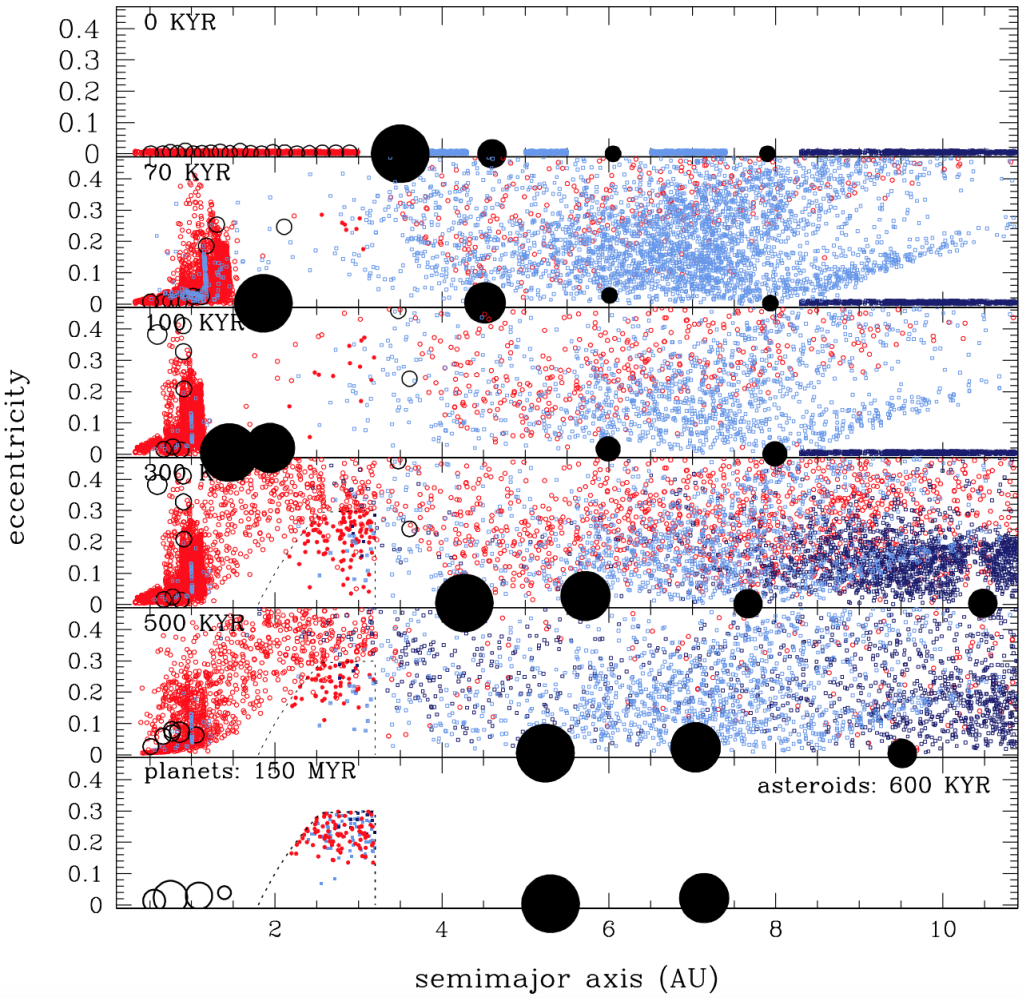

Figure 1.17 – Évolution dynamique des différentes populations de corps dans le disque protoplanétaire entre environ 1 Myr après les CAIs (temps 0) et 150 Myr dans le scénario du Grand Tack : excentricité des corps en fonction de leur demi-grand axe. Les planètes géantes Jupiter, Saturne, Uranus et Neptune sont représentées par les cercles noirs (le rayon des cercles est fonction de la masse des corps respectifs). On identifie la migration de Jupiter et Saturne vers l'intérieur du système solaire entre 0 kyr et 100 kyr. Plus tard, elles migrent vers le système solaire externe, tout comme Uranus et Neptune. Après 500 kyr, Jupiter et Saturne sont sur leurs orbites actuelles. Les points rouges et bleus sont des planétésimaux. Leur composition est déterminée par leur couleur. Les embryons du système sont quant à eux représentés par les cercles ouverts dont la taille est également proportionnelle à leur masse à la puissance 1/3. L'échelle entre les tailles des cercles pour les planètes géantes et les embryons n'est pas la même. D'après Walsh et al. (2011) .

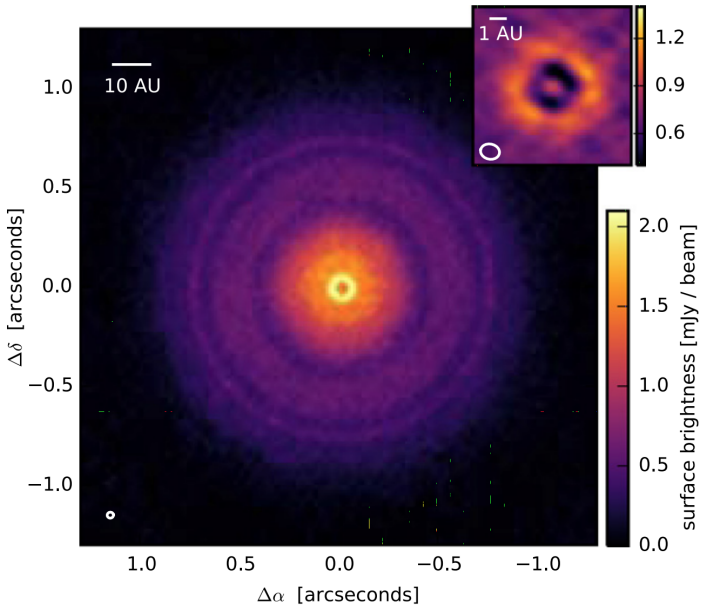

Figure 1.18 – Image synthétisée des émissions (à 870 μm) du disque TW Hydra illustrant l'existence d'une structure en anneaux concentriques du disque. Il s'agit ici d'une signature du phénomène de "particule drift". (Andrews et al., 2016)

d'expliquer la structure de la ceinture d'astéroïdes (i.e. distribution orbitale, dichotomie radiale et masse totale) même dans ces conditions : il n'est pas nécessaire d'avoir initialement une large masse dans cette zone. De plus, cela produit bien une petite Mars. Ce modèle d'accrétion est qualitativement illustré en figure 1.19, et représenté de façon plus quantitative au sein de la figure 1.20 dans laquelle l'évolution dynamique dans un graphique excentricité/demi-grand axe pour 50 simulations différentes en simultané est montrée. On y voit notamment le mécanisme capable d'expliquer le repeuplement de la ceinture d'astéroïdes à la fois par des planétésimaux venant du système solaire externe mais également interne : le *scattering* en anglais (Raymond & Izidoro, 2017b). Le modèle met en évidence l'intérêt de considérer la question d'avoir éventuellement eu une ceinture d'astéroïdes initiallement vide.

1.3.2.5 La "Early instability"

Le modèle de "Early instability" (jeune instabilité en français ; seul le terme anglais est utilisé) est le modèle le plus récent, puisqu'il date de 2018. Il a été proposé par Clement et al. (2018; 2019) notamment parce que ni le Grand Tack seul ni le modèle de Nice ne pouvaient complètement expliquer l'ensemble des observables du système solaire à l'actuel. L'idée serait alors ici d'essayer de concevoir un modèle dans lequel une instabilité des géantes interviendrait plus tôt que dans le modèle de Nice, pour cette fois être capable d'expliquer l'appauvrissement rapide de la zone d'alimentation de Mars (i.e. dans les premiers millions d'années suivant l'effondrement de la nébuleuse). De plus, une instabilité

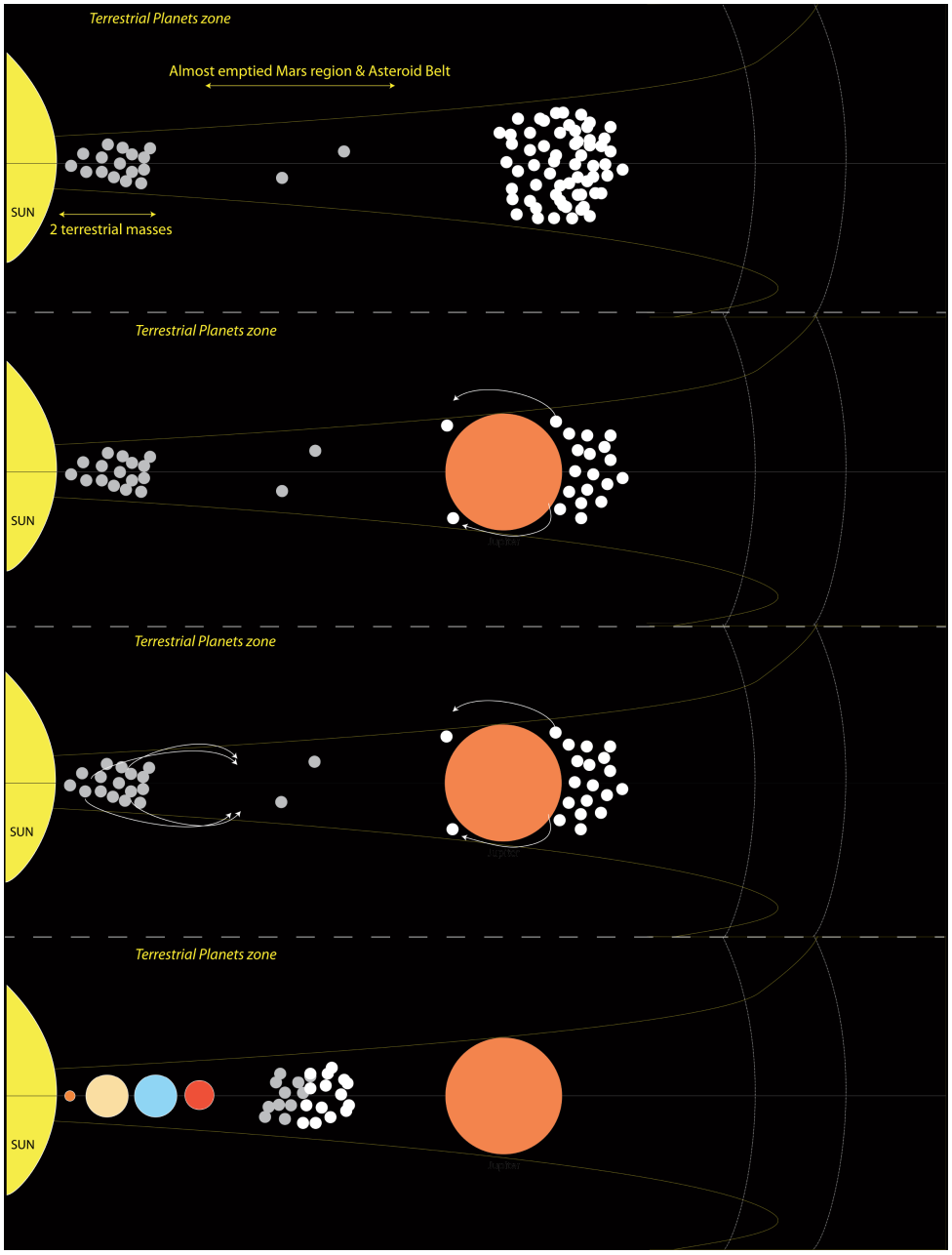

Figure 1.19 – Illustration schématique de l'évolution dynamique du disque proto-planétaire au cours du temps dans le scénario "Low Mass Asteroid Belt". On identifie un état initial dans lequel la zone abritant aujourd'hui Mars et la ceinture d'astéroïdes est presque vide de matière. Les planétésimaux du système solaire externe s'évadent dans un deuxième temps vers le système solaire interne, effet induit par Jupiter. La ceinture d'astéroïdes, par le même genre d'évasion va se retrouver peuplée également de planétésimaux venant du système solaire plus interne ; produisant bien une ceinture d'astéroïdes caractérisée par deux populations distinctes de planétésimaux. Cette illustration est uniquement qualitative.

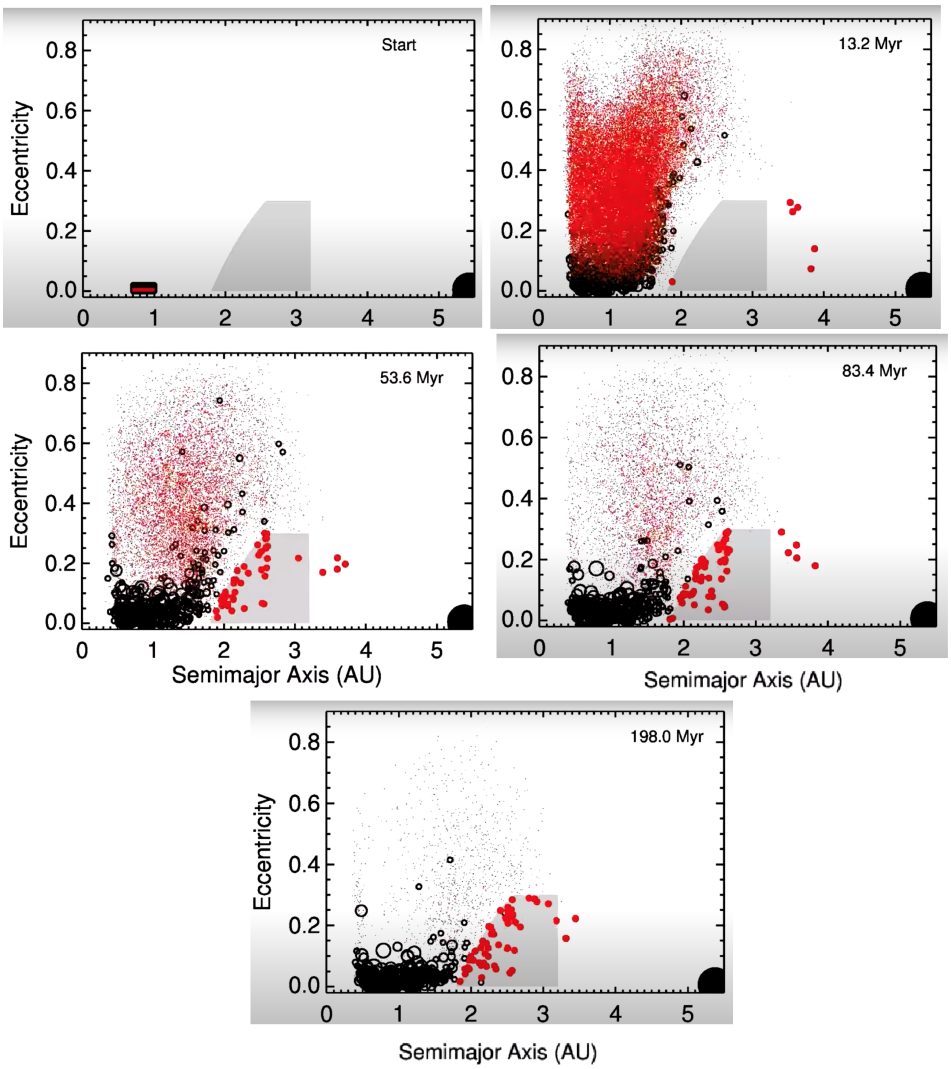

Figure 1.20 – Évolution dynamique des cinq premières unités astronomiques du disque proto-planétaire dans le cas du modèle "Low mass asteroid belt" le long de 5 captures de simulations à N-corps à différents temps: excentricité des corps en fonction de leur demi-grand axe. Le long de ces images, 50 simulations différentes sont simultanément représentées. Les cercles noirs correspondent aux embryons en croissance. Les points rouges correspondent quant à eux aux planétésimaux dans le système. Les corps parents rocheux sont initialement placés ("start" en haut à gauche) le long d'un anneau fin autour du Soleil dans la région Vénus-Terre. La zone grisée correspond à la zone de demi-grand axe/excentricité dans laquelle on retrouve les corps de l'actuelle ceinture d'astéroïdes. Avec l'évolution dans le temps, on observe une dispersion des planétésimaux notamment jusque dans la ceinture d'astéroïdes bien que celle-ci soit initialement vide. D'après la page Youtube de Sean Raymond ; à propos des résultats publiés Raymond & Izidoro (2017a).

des géantes qui se produirait tôt est plus facile à comprendre d'un point de vue purement dynamique qu'une instabilité plus tardive. En effet, la dissipation du gaz dans le disque est connue pour être un élément déclencheur de potentielles instabilités (Matsumura et al., 2010). Le fait que l'aspect tardif du LHB, évoqué précédemment, soit remis en question vient renforcer la viabilité d'un tel processus à une époque si primitive dans l'évolution du disque : il n'est plus nécessaire d'avoir une perturbation tardive. Dans ce modèle, la formation des planètes telluriques est fortement perturbée par les instabilités des géantes gazeuses (cf figure 1.21). Une jeune instabilité du disque proto-planétaire provoque une transition rapide entre un disque dynamiquement calme vers un état excité ; ce qui expliquerait que les géantes gazeuses aient pu se retrouver avec des orbites extra-excentriques à un moment donné sufisamment tôt dans l'histoire du disque (i.e. < 10 Myr). Dans ce cas, la zone d'alimentation de Mars est vidée, tout comme la zone autour de la ceinture d'astéroïdes. Cette excitation dynamique permet également d'expliquer l'apport d'eau dans le système solaire interne. La ceinture d'astéroïdes est également bien reproduite par ce modèle. Celle-ci est en effet pré-excitée avant le déclenchement de l'instabilité à proprement parler par la diffusion des planétésimaux engendrée par les embryons autour (Chambers, 2001). Toutefois, des difficultés demeurent. Notamment, ce modèle produit un système presque systématiquement trop excité avec des orbites jusqu'à dix fois trop excentriques. Clement et al. (2018) invoquent toutefois la friction dynamique comme un potentiel acteur capable de réduire l'état d'excitation du système, qui proviendrait de la population restante de petits corps dans le système (population non présente dans les simulations numériques, qui se retrouvent alors avec une source de stockage du moment cinétique en moins). De plus, Clement et al. (2019) reprennent ce modèle mais l'étudient cette fois à travers des simulations numériques à N-corps capables de prendre en compte les effets de la fragmentation par collisions. Dans ce cas, leurs résultats finaux en termes de reproduction du système solaire interne sont plus robustes et plus proches du système observé (figure 1.21).

En somme, de nombreux modèles numériques existent sans qu'il soit aujourd'hui possible de les discriminer de façon définitive. Parmi eux, les plus prometteurs semblent être les suivants : le Grand Tack, le "Low Mass Asteroid belt" et le "early instability". De nouvelles contraintes pour tester leurs viabilités respectives doivent être proposées.

1.4 Grande question et objectifs de l'étude globale

Ce travail de thèse a pour but d'étudier la dernière phase de formation planétaire (entre 1-3 Myr et 200 Myr après la condensation des premiers solides dans le disque proto-planétaire). Cette thèse se veut pluri-disciplinaire, à l'interface entre les géosciences et les sciences planétaires. Elle doit notamment **apporter des contraintes sur les pro-**

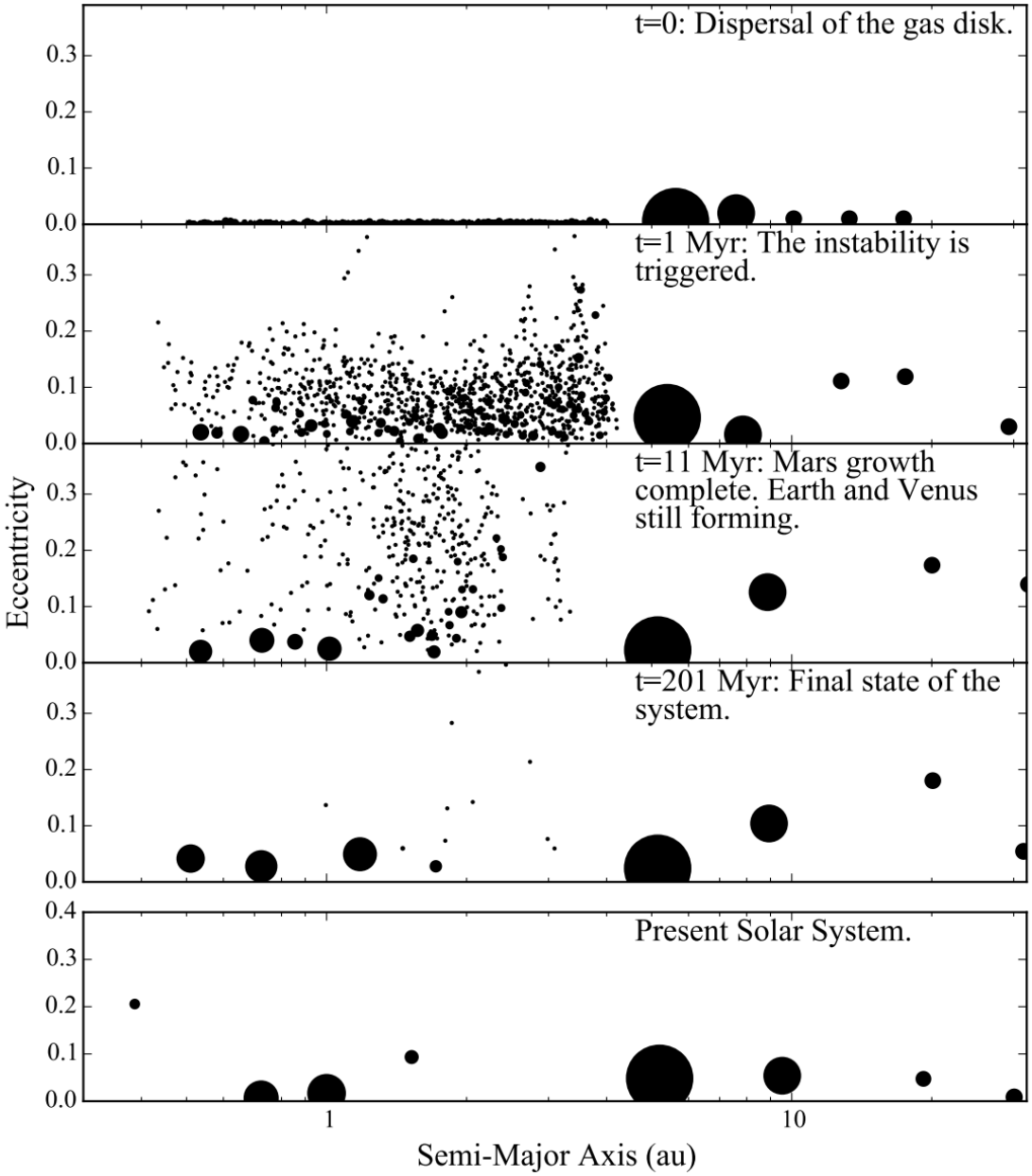

Figure 1.21 – Évolution dynamique du disque proto-planétaire dans le cas du modèle dit de "early instability" le long de 5 captures de simulations à N-corps à différents temps : excentricité des corps en fonction de leur demi-grand axe (AU). Ce graphique représente l'une des simulations jugées à succès dans la tentative de reproduction du système solaire à l'actuel, avec notamment une petite Mars formée rapidement. On observe d'ailleurs dans le 3ème panneau que Mars est en effet formée avant 11 Myr. Les points et cercles noirs correspondent à l'ensemble des corps présents dans la simulation : planétésimaux, embryons et planètes géantes. Les tailles des points font référence à la taille des corps, toutefois l'échelle choisie pour les planètes géantes est différente de celle choisie pour les planétésimaux et embryons. D'après Clement et al. (2019).

cessus dynamiques de formation des planètes en étudiant leurs effets sur la composition chimique finale des corps telluriques.
L'idée générale est la suivante. Il existe différents processus de fractionnement chimique (i.e. de processus capables de changer la composition chimique) pouvant se produire au cours de l'histoire des planètes. Notamment, la différenciation et la dévolatilisation sont deux processus fréquemment invoqués et étudiés. Toutefois, les impacts successifs subis par les embryons pendant leur croissance pourraient également affecter de façon non négligeable leur chimie globale. En effet, à partir d'une certaine taille, les planétésimaux et les embryons planétaires vont commencer à fondre et à se différencier, impliquant alors une ségrégation des différents éléments chimiques suivant leurs propriétés et affinités avec différentes phases. Suite à ce processus de différenciation, les embryons planétaires se voient organisés de sorte à avoir différentes couches concentriques de composition chimique distincte. L'érosion préférentielle de l'une de ces couches relativement à une autre pourrait alors naturellement affecter la composition globale de l'embryon en question. De la même façon, un apport de matériel ayant une composition différente de celle de l'embryon pourrait alors fractionner la composition chimique générale de l'embryon. **Quantifier ces transferts de matière** lors d'un impact, tout en **suivant l'évolution de la chimie** qui en résulte au cours du temps est donc crucial pour la compréhension des processus affectant les corps telluriques au cours de leur croissance. **Identifier et tracer l'empreinte chimique des impacts sur les corps telluriques** pourrait donc servir de traceur concernant la dynamique du disque proto-planétaire. En effet, différents transferts de masse vont avoir lieu suivant les paramètres d'impacts (vitesses, rapports de masse et angles d'impact), et la fréquence des impacts en fonction de paramètres donnés dépend de la dynamique interne du disque. En suivant l'évolution chimique d'un corps tel que la Terre, il est alors éventuellement possible d'identifier l'écart à la composition de départ auquel on peut s'attendre après une histoire collisionnelle complète pour un scénario d'accrétion donné. Il est alors a priori possible d'envisager de se servir de tels traceurs pour comprendre davantage le phénomène d'accrétion des planètes telluriques en discriminant les différents modèles d'accrétion qui existent aujourd'hui (modèle classique, modèle de NICE, Grand Tack, "early instability" et "low mass asteroid belt"). Toutefois, il est important de noter que pour suivre l'empreinte chimique des impacts sur un embryo en croissance, les autres processus potentiellement responsables de fractionnement chimique (e.g. différenciation ou dévolatilisation) doivent être écartés. Pour cela, il convient de choisir les éléments chimiques qui vont être ce que l'on appellera alors "de bons traceurs" : i.e. des élements qui ne vont pas être affectés ni par la dévolatilisation ni par la différenciation. Il est donc important de définir quelques termes associés aux propriétés des différents éléments en fonction de leurs affinités et donc de leur tendance à se distribuer dans tel ou tel réservoir. Les éléments réfractaires sont des éléments qui condensent

à haute température, ils ne sont donc pas affectés par des processus d'évaporation. Au contraire, les éléments volatils sont des éléments qui vont condenser à basse température. Ils peuvent être facilement affectés par des processus de dévolatilisation dus à du chauffage intense. Les éléments lithophiles ont quant à eux des affinités avec les silicates, en opposition aux sidérophiles qui eux ont des affinités avec le fer. Les lithophiles vont donc se loger préférentiellement dans le manteau au moment de sa formation tandis que les sidérophiles vont se distribuer dans le noyau.
La Terre est composée de trois couches de chimie distincte, du centre à la surface : le noyau, le manteau et la croûte. L'érosion préférentielle de l'une de ces couches par rapport à une autre peut provoquer, comme expliqué ci-dessus, un éventuel changement de composition globale. Cependant, une érosion préférentielle de croûte ou une érosion préférentielle de manteau ne pourront pas être tracées de la même façon. Il faut identifier des éléments chimiques qui en plus de n'être pas affectés par d'autres processus responsables de fractionnement vont présenter des propriétés intéressantes concernant leur répartition dans les différents réservoirs. Puisque nous cherchons à identifier la perte préférentielle d'un réservoir comparé à un autre, nous allons sélectionner comme traceurs, des couples d'éléments qui vont avoir des répartitions disctintes entre les deux réservoirs d'intéret. Pour étudier une perte préférentielle de croûte, nous allons choisir deux éléments parmi les éléments lithophiles et réfractaires (RLEs), mais avec des degrés différents de compatibilité (affinité avec les phases liquides par rapport aux phases solides). Cela traduira un degré de répartition différent entre la croûte et le manteau. Dans ce cas, nous comparerons donc la croûte et le manteau, notre composition "globale" d'intérêt étant donc celle de la Terre silicatée (*"Bulk Silicate Earth"* en anglais, i.e. BSE). Si nous nous intéressons maintenant à la perte préférentielle de manteau, nous allons comparer cela au noyau. Dans ce cas, nous choisirons un élément lithophile et réfractaire et un élément essentiellement localisé dans le noyau : le fer ici.

Ce faisant, la question qui se pose est de savoir **quels modèles dynamiques d'accrétion sont réconciliables avec les observables géochimiques que nous possédons une fois l'érosion collisionnelle prise en compte**. S'ils sont réconciliables, **quelles sont les variations potentielles de compositions chimiques terrestres que nous pourrions nous attendre à observer ?** Est-ce que les modèles de composition de la Terre silicatée doivent être révisés ?

1.4.1 Plan de la thèse

Le chapitre suivant constitue un second chapitre introductif, cette fois centré sur le problème spécifique de l'érosion crustale (en opposition à l'érosion mantellique), en proposant notamment un rapide état de l'art sur la question. Il posera notamment les bases

essentielles à la compréhension de l'établissement du modèle d'érosion proposé dans la partie qui suivra.

La deuxième partie de cette thèse présente le développement du code EROD qui suit l'évolution de l'empreinte chimique des impacts au cours du temps pour un scénario d'accrétion donné. Ce code s'applique lui aussi uniquement au cas de l'érosion crustale. En revanche, l'idée générale derrière celui-ci est reprise pour l'érosion mantellique comme cela sera explicité plus loin.

L'érosion de croûte fera l'objet de la partie III de cette thèse ; partie qui se décompose en trois chapitres : les deux premiers chapitres correspondent à des articles (un soumis, un en préparation). Le chapitre suivant s'inscrit dans la même lignée, il n'est pas ici présenté sous forme d'article dans la mesure où il s'agit encore de résultats préliminaires. Toutefois, il pourra donner suite à une publication à l'avenir. Ces trois chapitres développent les différents résultats obtenus à partir du code EROD (détaillé en partie II).

Le premier article détaille le cas du rapport samarium/néodyme (Sm/Nd) de la Terre Silicatée tandis que le deuxième article propose un regard plus large en termes d'éléments chimiques et d'implications concernant la composition globale de la Terre silicatée (seulement pour un scénario d'accrétion donné). Enfin, le troisième chapitre de cette partie propose une étude détaillée des différents scénarios d'accrétion et de la dépendance du fractionnement aux conditions initiales notamment. Ils sont donc tous les trois parfaitement complémentaires dans l'optique d'un regard global sur le problème de l'érosion crustale par collisions.

L'érosion préférentielle de manteau par rapport au noyau fera l'objet de la partie IV. Il s'agira dans ce cas d'une approche assez différente dans la mesure où concernant une érosion de si grande échelle, on s'attendra à avoir une contribution à l'érosion produite essentiellement par impacts géants. Ainsi, des simulations SPH sont exécutées afin d'identifier les bilans de masse qui en résultent et d'en déduire les évolutions potentielles de la chimie globale de la Terre. Le cas du rapport fer/magnésium (Fe/Mg) est donc spécifiquement traité dans cette partie.

Enfin, dans une dernière partie nous présenterons les conclusions générales et perspectives de ce travail de thèse dans son ensemble.

Des annexes seront proposées en fin de manuscript. Celles-ci contiennent des détails sur les différents paramètres et approximations du modèle EROD. Elles contiennent également des figures supplémentaires concernant l'exécution des simulations SPH.

Chapitre 2. Les éléments réfractaires et lithophiles

Sommaire

2.1 Classifications géochimique et cosmochimique des éléments & notion de fractionnement chimique **48**

2.2 Composition de la Terre silicatée **52**

2.2.1 Structure interne de la Terre 52

2.2.2 La différenciation 53

2.2.3 Estimations de la composition chimique de la Terre silicatée 69

2.3 Problèmes et question posés : le cas de l'érosion collisionnelle **74**

2.3.1 Quelques premières évidences empiriques 75

2.3.2 Indications géochimiques ? 76

2.3.3 Modèles et tests physiques 81

Nous présentons ici un chapitre introductif à la partie III de cette thèse concernant spécifiquement le cas de la Terre silicatée qui vise à étudier spécifiquement l'influence de petits impacts (impacts planétésimaux-embryons) sur un possible fractionnement chimique des compositions terrestres. En effet, l'étude de la composition de la BSE permettra, comme nous le verrons plus en détails, de tracer l'érosion de surface ; i.e. l'érosion de la couche la plus superficielle de la Terre : la croûte.

Nous rappellerons ici brièvement les éléments clés à la compréhension du fractionnement chimique : sa définition, comment il se mesure, quels éléments/processus peuvent en être responsables. Ensuite, nous détaillerons la notion de Terre silicatée, cet ensemble finalement relativement complexe de croûte et de manteau. Rappelons qu'une partie essentielle de celle-ci est bien trop profonde pour être échantillonnée. Nous donnerons donc

quelques indications concernant les modèles actuels utilisés pour fournir des estimations de cette composition. Enfin, nous donnerons brièvement des éléments de compréhension concernant certains problèmes soulevés par ces estimations de composition de la BSE, en comparaison avec les chondrites notamment ; ainsi que quelques éléments de réponse à l'aide d'un état de l'art concernant l'érosion collisionnelle spécifiquement.

"Nous allons nous enfoncer véritablement dans les entrailles du globe. Voici donc le moment précis auquel notre voyage commence."

Jules Verne (Voyage au centre de la Terre)

2.1 Classifications géochimique et cosmochimique des éléments & notion de fractionnement chimique

Différentes classifications des éléments chimiques peuvent être proposées. Notamment, suivant le domaine d'investigation scientifique de ces éléments, les propriétés clés des processus à tracer ne seront pas nécessairement les mêmes. Ainsi, les géochimistes possèdent leur propre classification des éléments du tableau périodique. Nous citerons par la suite certaines des classifications existantes, celles qui seront les plus pertinentes au regard de cette thèse.

Pour rappel, le tableau périodique des éléments de Mendeleyev a constitué une révolution importante en sciences (Mendeleev, 1869). La version utilisée aujourd'hui de ce tableau classe les éléments d'après leur nombre atomique (i.e. le nombre de protons dans le noyau de l'atome considéré) et non plus en fonction de leur masse atomique qui est, elle, variable suivant les différents isotopes d'un élément donné. Les définitions de ces valeurs sont illustrées schématiquement en figure 2.1. Le nombre atomique d'un élément constitue sa propriété la plus importante dans la mesure où celle-ci sera responsable du nombre d'électrons possédés par l'atome (pour atteindre l'équilibre des charges) et donc sa structure électronique, elle-même responsable en grande partie des propriétés (et affinités) chimiques de l'élément en question. Autrement dit, trier les éléments d'après leur nombre atomique comme cela est fait dans le tableau périodique de Mendeleyev, c'est les classer d'après leur structure électronique et donc, in fine, d'après leurs comportements physiques vis-à-vis de leur environnement. Tout cela est déterminé finalement par la mécanique quantique avec entre autres la quantification de l'énergie, du moment angulaire, du moment magnétique et du spin des électrons. Sans entrer dans l'ensemble des détails régissant ces quantités, nous noterons simplement qu'elles déterminent en partie la répartition des électrons autour du noyau de l'atome : on dit qu'ils remplissent des couches

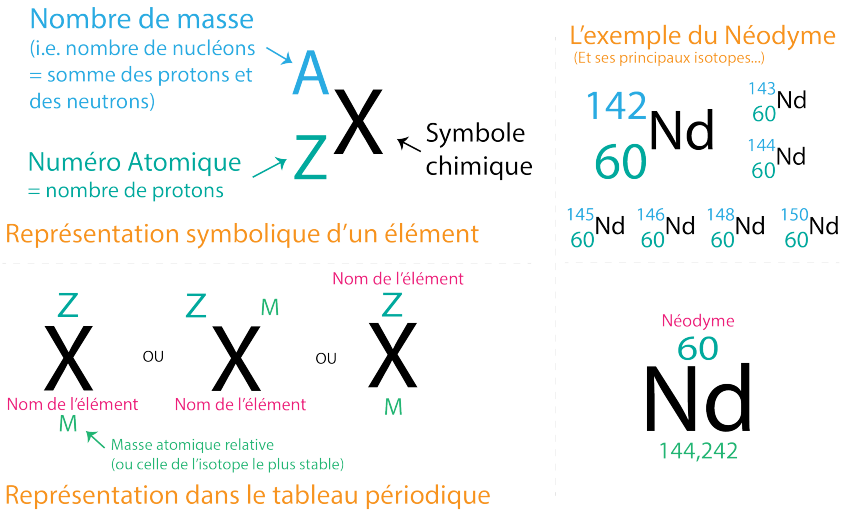

Figure 2.1 – Illustration schématique des normes de notation et de représentation symbolique d'un atome. La représentation symbolique d'un élément est ensuite comparée à la façon dont il peut être représenté dans le tableau périodique. Les couleurs sont associées aux différentes "propriétés" : bleu pour le nombre de masse d'un élément, soit son nombre de nucléons ; turquoise pour son numéro atomique, soit le nombre de protons de l'atome en question, noir pour le symbole chimique associé au nom en rose et enfin vert pour la masse atomique ($g.mol^{-1}$).

successives à différentes distances du noyau (cf figure 2.2 pour une illustration des différentes couches électroniques remplies par différents atomes dans le tableau périodique). Seule la dernière couche électronique (la plus externe) joue un rôle dans les liaisons chimiques. Autrement dit, deux éléments avec une couche électronique externe possédant la même configuration vont tendre à se comporter de la même façon. Ces éléments, de comportement similaire sont rassemblés au sein d'une même colonne, ou d'un même groupe au sein du tableau périodique des éléments. À titre d'exemple, citons, parmi les différents groupes d'éléments identifiés selon cette classification, les alcalins qui sont des éléments très réactifs, au contraire des gaz rares qui eux sont inertes en raison de leurs dernières couches électroniques saturées en électrons.

La classification de Goldschmidt. Elle est proposée par Victor Moritz Goldschmidt (Goldschmidt, 1923; 1937) et est basée sur le partage des éléments entre les différentes phases dans les météorites. Goldschmidt (1923; 1937) classe les éléments selon les catégories suivantes : lithophiles (affinités avec les silicates), sidérophiles (affinités avec le fer), les chalcophiles (affinités avec le soufre) et les atmophiles (affinités avec les phases gazeuses). Ces familles géochimiques d'éléments sont illustrées en figure 2.3. Notons que cette classification est réalisée empiriquement, c'est-à-dire d'après l'observation. Grâce à celle-ci, de nombreuses idées sont ensuite apparues pour comprendre la contribution des différents éléments dans la Terre, comme notamment la notion de fractionnement chimique en fonction de ces affinités.

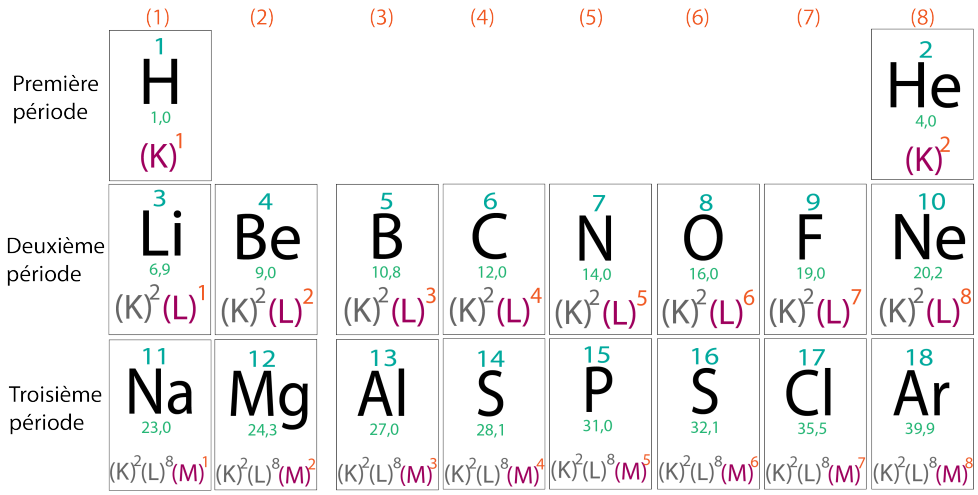

Figure 2.2 – Illustration du remplissage des différentes couches électroniques de l'atome comme une interprétation de la lecture du tableau périodique par lignes/colonnes. Seules les trois premières lignes du tableau sont représentées. La lecture en ligne (ou période) permet d'observer les éléments pour lesquels le même nombre de couches électroniques ((k), (l) et/ou (m) ici) est occupé. En lisant une même colonne, nous lisons les éléments pour lesquels la couche externe est remplie par le même nombre d'électrons (indiqués en orange). Ainsi, le parcours des éléments un à un le long d'une même ligne permettra d'observer le remplissage progressif (un à un) d'une couche électronique (les précédentes sont saturées et ne peuvent plus acceuillir d'électrons). Quand une couche électronique est saturée (a atteint le nombre maximum d'électrons qu'elle peut acceuillir), on passe à la ligne suivante.

Classification par abondances des éléments dans les minéraux et dans les roches terrestres. On distingue trois classes d'éléments en fonction de leurs abondances respectives dans les différentes roches terrestres : (1) les majeurs, (2) les mineurs et (3) les éléments traces. Les éléments majeurs sont exprimés en oxydes (liés à un ou plusieurs atomes d'oxygène), et ces oxydes dans les roches et minéraux constituent systématiquement plus de 1% de ceux-ci. Il s'agit du silicium sous la forme SiO_2, de l'aluminium (Al_2O_3), du fer (FeO), du magnésium (MgO), du calcium (CaO) et du sodium (Na_2O). Les éléments mineurs sont quant à eux présents dans des proportions relatives ne dépassant pas 0.1-1%. On identifie notamment le titanium (TiO_2), le manganèse (MnO), le potassium (K_2O) et le phosphore (P_2O_3). Ce sont ici les tendances générales qui sont décrites ; toutefois, pour une roche donnée ou pour un minéral donné, un élément cité ici parmi les mineurs pourra être en fin de compte un majeur dans un autre échantillon (c'est par exemple le cas du K_2O, majeur dans les granites mais mineur dans les basaltes, ou du Ti et K qui dans certaines roches peuvent être en proportions supérieures à 1%). Enfin, les éléments traces sont définis comme les éléments dont la teneur est inférieure à 0.1% (e.g. l'Uranium (U), le Thorium (Th) parmi tant d'autres).

Classification par température de condensation. Il est également possible de définir un élément selon sa température de condensation (plus spécifiquement sa température

de demi-condensation, température à laquelle l'élément en question est présent à 50% sous forme gazeuse et à 50% sous forme condensée solide). Tous les éléments avec une température de condensation inférieure à celle du Mg (i.e. 1336K, Lodders, 2003) sont considérés comme volatils (ayant des affinités avec les phases gazeuses puisque condensant à basse température). Les autres seront dits réfractaires. Notons que cette température de condensation est fonction de la pression environnante et des conditions d'oxydo-réduction (i.e. la fugacité d'oxygène fO_2). Cette classification est basée sur la condensation des éléments lors de la formation du système solaire (cf chapitre 1).

Classification par degré de compatibilité. Les éléments (lithophiles surtout) peuvent également être caractérisés par leurs affinités respectives avec les phases liquides (les éléments incompatibles) ou solides (les éléments compatibles). Les éléments lithophiles possèdent un rayon ionique plus important et ont donc tendance à être présents davantage dans les fluides que dans les structures cristallines solides. Toutefois, le degré d'affinité avec les phases liquides (le degré d'incompatibilité) dépend essentiellement du remplissage de la couche de valence. Ainsi, durant la fusion partielle d'une roche ou la cristallisation d'un magma, certains éléments auront tendance à se concentrer préférentiellement dans la phase liquide tandis que d'autres préféreront la phase solide. Nous y reviendrons en discutant la structure de la Terre silicatée dans la prochaine section.

La notion de fractionnement chimique. Afin de bien comprendre la question posée par cette thèse ainsi que les résultats qui vont suivre, il est important d'identifier clairement ce dont on parle lorsque l'on évoque la notion de fractionnement chimique. Le fractionnement chimique fait référence à l'ensemble des processus responsables d'une ségrégation des éléments chimiques ou des phases minéralogiques en fonction de leurs propriétés et de leurs affinités (que nous avons en partie décrites ci-dessus). Notons que différents degrés d'affinité sont possibles (e.g. certains éléments vont être plus sidérophiles que d'autres). Ainsi, un fractionnement identifié peut permettre d'identifier un processus donné et donc fournir des éléments de compréhension importants quant à la formation et l'évolution des différents corps du système solaire, et de la Terre notamment.

N.B. : Le fractionnement isotopique est également fréquemment utilisé en géochimie pour identifier un certain nombre de processus ayant pu se produire sur un objet donné. Le principe est le même, sauf qu'au lieu de ségréguer différents éléments, on ségrégue cette fois différents isotopes d'un même élément. Ce fractionnement isotopique ne fera l'objet d'aucune étude ici. La thèse concerne uniquement le fractionnement chimique élémentaire.

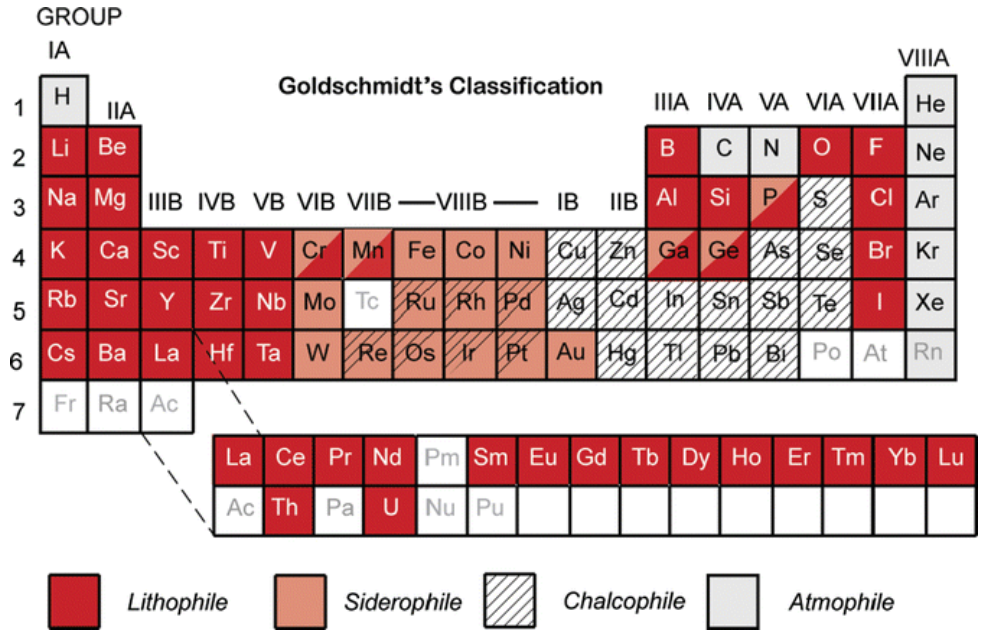

Figure 2.3 – Classification géochimique de Goldschmidt des éléments chimiques dans le tableau périodique de Mendeleyev, d'après White (2013). On y identifie les lithophiles, les sidérophiles, les chalcophiles et les atmophiles.

2.2 Composition de la Terre silicatée

Dans cette section, nous allons aborder la question de la composition de la Terre silicatée, soit celle que nous souhaitons tracer à l'aide de l'outil EROD, qui sera présenté dans la partie suivante. Il convient donc d'abord de définir l'ensemble des concepts qui lui sont associés, à commencer par sa structure (croûte et manteau). Ensuite, nous aborderons quelques notions concernant le manteau lui-même afin d'entrevoir la façon dont les modèles de composition de BSE sont aujourd'hui proposés.

Nous commencerons donc avec une brève description de la structure interne de la Terre ; celle ci se veut non exhaustive. Nous n'aborderons pas, par exemple, les notions de LVZ, lithosphère et asthénosphère. Seules les notions essentielles à la compréhension des résultats du modèle seront abordées.

2.2.1 Structure interne de la Terre

La Terre est constituée de trois couches principales : le noyau en son centre, le manteau et la croûte, couche la plus superficielle. Ces différentes couches ont été identifiées grâce à la sismologie (Dziewonski & Anderson, 1981). Les interfaces entre les différentes couches constituent des discontinuités de composition et des discontinuités minéralogiques et donc de densité, qui sont identifiables dans les données sismiques par des changements de vitesses de propagation des différentes ondes sismiques à travers la Terre profonde. Ces données sismiques servent de référence pour la Terre à travers le model PREM ou

"Preliminary Reference Earth Model" (Dziewonski & Anderson, 1981). Une illustration de la structure interne de la Terre est donnée en figure 2.4. Le noyau de la Terre, épais d'environ 3400 km est essentiellement composé de fer et de nickel. Il est subdivisé en deux parties : le noyau interne solide, souvent appelé graine ; et le noyau externe, liquide. L'état liquide du noyau externe a été mis en évidence grâce aux trajectoires des ondes S, qui ne se propagent pas dans les liquides : celles-ci disparaissaient à l'interface manteau-noyau (figure 2.4), mais ré-apparaissaient dans le noyau interne. C'est la raison pour laquelle l'enregistrement des ondes S disparaît dans le modèle PREM.

La zone de la Terre qui nous intéresse particulièrement ici est la Terre silicatée (ou BSE pour *"Bulk Silicate Earth"* en anglais). Il s'agit de l'ensemble croûte et manteau (lui-même divisé en manteau inférieur et manteau supérieur), c'est-à-dire les couches représentant les 2900 premiers kilomètres de la Terre, de la surface terrestre au noyau. En termes de masse l'ensemble de cette BSE représente environ 70% de la masse totale terrestre. La croûte présente une épaisseur variable selon les endroits du globe, mais n'excède jamais 100 km. Elle est répartie sous deux formes un peu différentes : la croûte continentale et la croûte océanique. La croûte océanique est la plus fine, avec une épaisseur moyenne de l'ordre de la dizaine de kilomètres. La croûte continentale présente, elle, une épaisseur moyenne de 35 km, qui peut s'épaissir davantage sous les chaînes de montagne. Une autre différence fondamentale entre ces deux croûtes réside dans leur âge : la croûte océanique, formée au niveau des dorsales océaniques, est beaucoup plus jeune (n'excédant presque jamais un âge de 180 Myr) que la croûte continental dont l'âge moyen est de 2 Gyr.

La BSE est essentiellement constituée de silicates. Pour comprendre la structure présente de la Terre, la notion de différenciation est essentielle. Elle fait l'objet de la section suivante.

N.B.: La Terre possède également une atmosphère que nous n'évoquerons que très brièvement, pour focaliser l'intérêt sur la Terre interne.

2.2.2 La différenciation

La différenciation de la Terre est un des événements majeurs, peut-être même le plus significatif, que celle-ci a subi au cours de son entière évolution. De façon générale, elle fait référence à l'organisation des éléments chimiques et des minéraux dans des couches distinctes. Ainsi, par le processus de différenciation, la Terre se retrouve dotée de couches successives de compositions différentes. Autrement dit, la composition globale de la Terre reste la même, mais puisque les éléments sont répartis dans différentes couches de façon non homogène, chaque couche va avoir une composition différente. La différenciation, ou

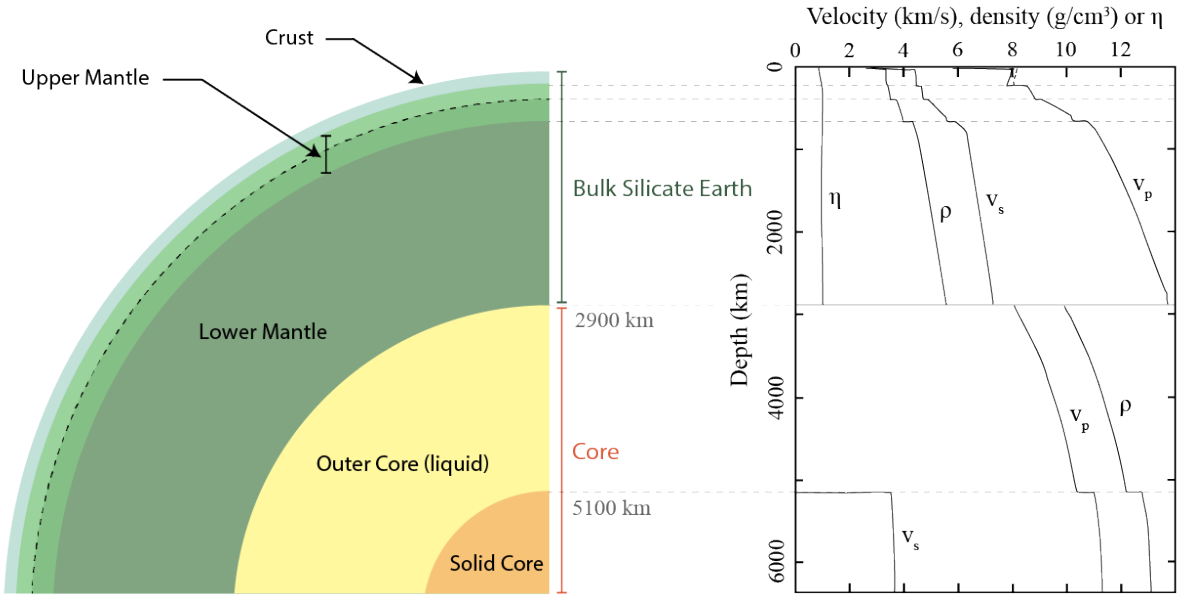

Figure 2.4 – Illustration de la structure interne de la Terre associée au modèle PREM établi d'après les vitesses de propagation des ondes sismiques S et P dans la Terre profonde (Dziewonski & Anderson, 1981). Les discontinuités de vitesses sont directement reliées aux discontinuités physiques de la Terre profonde, avec par exemple la frontière noyau-manteau à 2900 km de profondeur (appelée discontinuité de Gutenberg). Figure : Manon Robbe-Saule, communication personnelle.

la ségrégation des éléments ne se fait pas au hasard ; elle se fait en accord avec les propriétés des différents éléments (qui ont été évoquées dans la section 2.1.) C'est cela même qui explique les différentes compositions de chacune des couches. Nous y reviendrons.

Comprendre la différenciation de la Terre, c'est aussi revenir en arrière, revenir dans le temps. En effet, on pense aujourd'hui que la différenciation de la Terre a eu lieu au cours de sa formation, lors de la dernière phase d'accrétion planétaire (cf section 1.3.2). La principale difficulté quant à la compréhension de la différenciation terrestre est l'absence de roches directement témoins des premiers instants de vie de la Terre. Or, ces premiers instants sont incontestablement ceux qui ont en quelque sorte "dessiné" la Terre. Un nom est donné à la période de temps correspondant à ces premiers instants : l'Hadéen, soit les 860 premiers millions d'années de la vie de la Terre. Tôt dans son histoire évolutive, la Terre possède un certains nombre d'éléments radioactifs qui produisent une quantité de chaleur conséquente en se désintégrant (notons qu'en raison de leur temps de demi vie, les corps parents de la Terre en possédaient beaucoup plus à l'époque, c'est notamment le cas de l'^{26}Al qui a complètement disparu après les 3 premiers millions d'années). De plus, la Terre est formée par accrétion, phénomène conduit par la gravité. Elle se nourrit donc du matériel qu'elle est capable d'attirer dans son champ gravitationnel, matériel qu'elle va rencontrer au travers d'impacts tout au long de sa croissance. Notamment, les impacts

géants jouent un rôle essentiel dans la mesure où ils impliquent tant d'énergie (à la fois énergie potentielle et énergie cinétique) qu'ils pourraient produire des océans de magma globaux dans la Terre en croissance (Tonks & Melosh, 1993; Benz & Cameron, 1990). Au départ, la Terre est uniforme et homogène en composition. Le processus d'accrétion tout entier est finalement responsable d'un relâchement considérable d'énergie, produisant alors de la chaleur (Birch, 1965; Canup, 2008). Il est donc admis aujourd'hui que la jeune Terre a évolué dans des conditions à la fois chaudes et violentes.

Il faut maintenant comprendre comment la Terre a acquis sa structure interne dans un tel cadre. Quels sont spécifiquement les mécanismes impliqués ? Qu'impliquent-ils en termes de composition chimique des différentes couches terrestres ? Nous parlerons alors des deux épisodes distincts de différenciation de la Terre : (1) formation du noyau et (2) formation de la croûte.

2.2.2.1 Formation du noyau terrestre

La formation du noyau terrestre fait essentiellement référence à la ségrégation du fer et du nickel (pour former le noyau) par rapport aux silicates riches en magnésium. Les noyaux métalliques se forment potentiellement dès le stade "planétésimaux", c'est-à-dire pour des corps dont le rayon est de l'ordre de la centaine à quelques centaines de kilomètres. Avant de proposer un approfondissement de la question de la différenciation noyau-manteau, il est possible d'en décrire l'idée générale. L'origine du fer dans le noyau terrestre provient initialement des corps parents qui se sont accrétés pour progressivement créer la Terre, corps du système solaire qui contenaient une quantité finie de fer. Lorsqu'un corps (planétésimal ou embryon) subit un processus de fusion, rendu possible dès les premiers instants par les conditions chaudes et violentes dans lesquelles ils évoluent (e.g. collisions, chaleur d'accrétion, chauffage radioactif), le fer va commencer à plonger à travers l'océan de magma alors formé, probablement sous forme de gouttes métalliques (Minarik et al., 1996; Stevenson, 1988; Rushmer et al., 2000) .

Quelques questions peuvent être posées à ce stade. Qu'en est-il alors de la formation du noyau terrestre ? Constitue-t-il un héritage des noyaux respectifs des planétésimaux et embryons qui forment progressivement la Terre ? Le noyau se forme-t-il plus tard à l'issue d'un événement unique de chauffage intense provoquant la fusion d'une grande quantité de matériau ? Lorsque la formation de ce noyau est datée, quel événement est alors réellement daté ?

La Terre acquiert la majorité de sa masse à travers des impacts géants successifs lors

de la dernière phase de formation planétaire. Les embryons impliqués dans ces collisions extrêmement énergétiques avaient probablement leur propres noyaux déjà formés (Taylor & Norman, 1990). De nombreuses simulations d'impacts géants ont été exécutées pour tenter de reproduire et comprendre les échanges de matériau qui en résultent. Notamment, il est montré que dans la plupart des cas la plus grande partie du noyau de l'impacteur reste gravitationnellement liée à la proto-Terre impactée (e.g. Cameron, 2000). Il reste à savoir ce que devient exactement ce matériel : s'il plonge d'emblée dans le noyau déjà formé de l'embryon planétaire que constitue alors la petite Terre, ou si cela se fait progressivement ensuite, après par exemple sa fragmentation en gouttes centimétriques, et comment.

Le devenir de ce matériel dépend de nombreux paramètres, notamment du taux de fusion résultant de l'impact. Si le manteau silicaté de la proto-Terre est entièrement fondu (et donc peu visqueux), le métal aura plus de facilité à plonger en direction du centre du corps, pour rejoindre le noyau déjà formé. En revanche, si la base de l'océan de magma reste une couche de silicates solides, alors le métal va tomber progressivement vers le noyau sous forme de diapirs (e.g. Stevenson, 1988). Si le noyau a été fragmenté au moment de l'impact, des gouttes de métal fondues vont évoluer dans un manteau de silicates fondus (e.g. Tonks & Melosh, 1993). Dans ce cas, les notions de turbulence du manteau, ainsi que d'équilibre chimique entre métal et silicate sont essentielles car elles vont jouer un rôle fondamental sur l'évolution de ce mélange subtil. Landeau et al. (2014) suggèrent notamment que des gouttes de métal issues de la fragmentation du noyau de l'impacteur se forment dans la majorité des impacts. La question qui se pose alors est celle de l'équilibre entre le métal et le silicate à l'issue de l'impact. Deguen et al. (2014) démontrent que la fragmentation préalable du noyau de l'impacteur n'est pas nécessaire à l'équilibre, dans un environnement très turbulent en tous cas. Une ré-équilibration rapide et efficace est prédite pour les impacteurs de petite taille par rapport à la profondeur de l'océan de magma de l'embryon impacté. Cela renforce donc cette idée de l'importance de la profondeur de l'océan de magma et donc du taux de fusion qui contrôle la fonte du manteau d'un embryon à cette période, due aux différents apports de chaleur que sont les impacts et les désintégrations radioactives par exemple.

Notons de plus que le fer et le nickel ne sont pas les seuls éléments à se distribuer dans le noyau de la Terre au moment de sa formation. En effet, les éléments sidérophiles vont également pouvoir s'y loger. Il est d'ailleurs accepté aujourd'hui (d'apès les données sismiques suggérant un noyau moins dense que le fer pur) qu'environ 10% d'éléments légers sont présents dans le noyau de la Terre (Birch, 1952; 1964). Les éléments se partagent différemment entre les phases métalliques et les phases silicatées suivant leur degré d'affinité avec les phases métalliques. Le résultat final et mesurable de cette différenciation est l'appauvrissement du manteau résiduel en éléments sidérophiles (Walter et al., 2000). Pour un élément donné, le partage métal-silicate est fonction d'un certain nombre de pa-

ramètres, comme la pression et la température, mais aussi la fugacité d'oxygène (i.e. une "mesure" de l'état du pouvoir oxydant du système) ou encore les compositions chimiques respectives des phases silicatées et métalliques (e.g. Righter et al., 1997). Les coefficients de partage des différents éléments en fonction de ces paramètres sont étudiés à travers des expériences à haute pression et haute température en presses (piston-cylindre, multi-enclumes ou cellules à enclumes de diamants (e.g. Walter et al., 2000; Siebert et al., 2011; 2012; Boujibar et al., 2015; Fischer & Campbell, 2015, pour n'en citer que quelques uns)). Toutefois, la pression et la température d'équilibre à étudier sont encore mal contraintes et dépendent de la profondeur de l'océan de magma. Une ségrégation métal-silicate simple à basse pression ne peut pas expliquer le schéma d'appauvrissement observé par rapport aux chondrites (Ringwood, 1966; Brett, 1984; Newsom & Sims, 1991) ; notamment pour les éléments les plus sidérophiles (HSEs pour "highly siderophile elements"). L'hypothèse d'un équilibre métal-silicate qui se ferait à de plus hautes pressions et températures a été explorée (e.g. Holzheid et al., 2000) mais ne permet pas non plus d'expliquer ces abondances en sidérophiles du manteau. L'hypothèse d'un vernis tardif ("*late veneer*" en anglais) a alors été avancée, il s'agirait d'une accrétion tardive de matériel chondritique sur Terre (e.g. Kimura et al., 1974; Holzheid et al., 2000; Walker, 2009; Mann et al., 2012; Wang & Becker, 2013; Fischer-Gödde & Kleine, 2017).
Ainsi, bien que l'idée générale autour de la formation du noyau terrestre soit comprise, les détails qui lui sont associés, notamment la répartition des éléments sidérophiles au cours de ce processus, restent mal connus.

L'âge de la différenciation de la Terre est établi à partir de mesures isotopiques du système hafnium-tungstène (Hf-W) (Yin et al., 2002). Le système Hf-W est un système radioactif dont la désintégration est caractérisée par une courte demi-vie de l'élément père (élément qui va se désintégrer pour former un élément dit élément fils). L'^{182}Hf se désintègre en ^{182}W avec une demi-vie de l'ordre de 8.5 Myr. De plus, l'Hf est un élément lithophile tandis que le W est sidérophile. Le rapport du fils ^{182}W sur le stable ^{184}W donne donc une idée de l'âge de la séparation entre métal-silicate puisque l'essentiel du W stable se retrouvera piégé plus tôt dans le noyau pour une jeune différenciation, laissant un manteau présentant un excès d'autant plus grand en ^{182}W par rapport au ^{184}W. L'âge modèle dépend toutefois de différents facteurs : (1) du modèle d'accrétion (Yin et al., 2002) et (2) du degré d'équilibre métal-silicate (Rudge et al., 2010; Siebert et al., 2011), point d'incertitude rapidement discuté ci-dessus. L'âge évoqué pour la formation du noyau terrestre est de l'ordre de 30 Myr (Yin et al., 2002; Kleine et al., 2002). Toutefois, ce modèle d'âge suppose un océan de magma généralisé, jugé comme peu probable. Les estimations d'âge de formation du noyau terrestre sont généralement plus grandes (e.g. Halliday, 2004).

Ainsi, la question de la formation du noyau terrestre reste largement débattue, avec de nombreuses questions encore ouvertes telles que : la notion d'âge, de durée de la différenciation (si elle se fait de façon continue (e.g. Wood et al., 2006)), la profondeur de l'océan de magma potentiel au moment de l'équilibre métal-silicate, les conditions oxydantes du milieu, les proportions relatives d'éléments sidérophiles intégrées au noyau, etc. Concernant l'étude réalisée ici, l'essentiel de l'étude portant sur les éléments lithophiles et réfractaires, ces complexités liées à la formation du noyau terrestre ne posent a priori pas de problèmes. En effet, les éléments lithophiles, ne se partitionnant pas dans le noyau, ne sont pas affectés par sa formation. Dans le cas du suivi d'un élément légèrement (ou moyennement) sidérophile (comme le Si, dont nous parlerons dans le chapitre 5), ces considérations n'ont pas d'influence majeure sur notre modèle.

Nous considérerons donc un modèle de Terre en trois couches de compositions chimiques distinctes, ainsi que des embryons planétaires en croissance déjà différenciés. Nous distinguerons seulement les compositions de la BSE en fonction d'une composition donnée de départ. Un événement de différenciation qui peut avoir des conséquences non négligeables sur les résultats produits par notre modèle en revanche est la formation de croûte. Nous décrivons ici quelques éléments des connaissances actuelles concernant les processus liés à une formation de croûte sur la Terre ou sur de jeunes embryons en croissance. Cette description sera non-exhaustive tant la formation de croûte reste extrêmement sous-contrainte et source de discussions.

2.2.2.2 Formation de la croûte.

Tout d'abord, rappelons que la Terre possède deux types de croûtes : (1) la croûte continentale et (2) la croûte océanique. Nous évoquerons essentiellement ici la formation de croûte continentale, soit la croûte la plus ancienne.

On pense aujourd'hui que la croûte est formée à partir de la différenciation d'un océan de magma issu du manteau primitif de la Terre (e.g. Walter & Trønnes, 2004, pour un article de review sur le sujet), notion sur laquelle nous reviendrons. Lorsque nous parlerons par la suite de croûte nous évoquerons essentiellement la proto-croûte formée lors du processus d'accrétion et de différenciation de ce manteau primitif. Rappelons d'ailleurs à ce stade, que l'histoire de la Terre antérieure à 3.8 milliards d'années est quasiment inaccessible. Ainsi, la majorité des processus évoqués dans la suite de cette section sont des aspects qui ont été induits essentiellement par des considérations théoriques et/ou expérimentales, avec notamment l'étude de roches terrestres (e.g. les roches archéennes, pouvant apporter des informations sur la source mantellique dont elles sont originaires) que l'on pense avoir subi des événements plus anciens, pouvant donc refléter la différen-

ciation, lunaires et martiennes.

Considérant le passé accrétionnel violent de la Terre, la croûte la plus primitive n'a pas été conservée, notamment en raison des impacts successifs que celle-ci a subi, ainsi que de la vigoureuse convection que l'on s'attend à trouver au sein d'un système aussi chaud qu'il devait l'être à l'époque, et ce jusqu'à environ 3.8 milliards d'années dans le passé. Il faut ajouter à cela les 4 milliards d'années de recyclage crustal sur Terre. Ce faisant, tous ces processus pourraient être responsables de la disparition de toute trace directe de différenciation précoce terrestre. Les restes de croûte les plus anciens que l'on retrouve à la surface du globe sont ceux de la chaîne supracrustale d'Isua, au Groenland (e.g. Moorbath et al., 1977; Hamilton et al., 1978). D'autres roches, légèrement plus jeunes (âgées d'entre 3.5 Ga et 3.6 Ga), ont été identifiées dans le Minnesota ou dans le Michigan par exemple (e.g. Goldich & Wooden, 1980; Peterman et al., 1980). Quelques traces plus anciennes existent toutefois, bien qu'extrêmement rares. Il s'agit des zircons de Jack Hills (en Australie), que nous avons déjà évoqués (chapitre 1), et datés à plus de 4 milliards d'années.

Commençons par évoquer, très brièvement, quelques preuves physiques et théoriques d'une telle différenciation précoce de la Terre silicatée (ou manteau primitif).

Pour former une croûte, deux processus peuvent entrer en jeu : (1) la différenciation d'un manteau primitif qui entre en fusion partielle, formant donc un magma silicaté qui formera à terme une croûte (comme c'est le cas pour la formation actuelle de la croûte océanique), ou bien (2) la cristallisation d'un océan de magma liée à son refroidissement.

Comme évoqué dans le paragraphe ci-dessus, une large quantité de fusion de manteau semble inévitable durant la phase d'impacts géants associée à la formation de la Terre et des planètes telluriques pouvant produire un océan de magma. La successivité de ces impacts pourrait avoir pour conséquence un entretien dans le temps de l'océan de magma, bien que cela dépende également de leur fréquence et de la profondeur de l'océan de magma (Abe, 1997). Par exemple, l'impact géant que l'on pense à l'origine de la Lune, avec un impacteur de la taille de Mars environ (Cameron, 2000; Canup & Asphaug, 2001; Canup, 2004) pourrait éventuellement avoir induit une fonte de l'ensemble de la proto-Terre (Benz & Cameron, 1990). La question qui se pose alors naturellement est celle de la façon dont l'océan de magma pourrait se refroidir et alors cristalliser. Le comportement d'un océan de magma lors de son refroidissement dépend de nombreux paramètres. Notamment, la température de surface, la présence ou non d'une atmosphère (ainsi que les propriétés de celle-ci) vont contrôler la vitesse de refroidissement, la viscosité du milieu, etc. (Abe, 1997;

Tonks & Melosh, 1990; Solomatov & Stevenson, 1993). Quoiqu'il en soit, un tel processus de refroidissement d'océan de magma semble pouvoir être à l'origine d'une différenciation en une croûte enrichie en éléments incompatibles et en un manteau appauvri d'autant. Ces considérations tendent à montrer une formation primitive de croûte plutôt par cristallisation d'un océan de magma que par fusion partielle. Nous verrons par la suite que d'autres éléments (géochimiques et pétrologiques par exemple) vont également dans ce sens.

Sur l'apport de la géochimie isotopique. Nous faisons ici le choix de discuter essentiellement les cas du Sm et du Nd, notamment puisqu'il s'agit d'un système isotopique particulièrement intéressant car pouvant être utilisé à la fois en tant que géochronomètre et en tant que traceur pétrogénétique (DePaolo, 1981). Dans les années 70, les premières applications du système ^{147}Sm-^{143}Nd aux roches météoritiques (Lugmair, 1974), lunaires (Lugmair et al., 1975), ou même terrestres sont faites (DePaolo & Wasserburg, 1976). Le système ^{147}Sm-^{143}Nd est un système radioactif de longue période, avec une demi-vie de 106 milliards d'années. Les éléments Sm et Nd sont d'autant plus intéressants qu'ils possèdent des comportements chimiques très proches avec toutefois une différence essentielle (notamment lorsque l'on s'intéresse à la génèse de croûte) : leur degré d'incompatibilité. Le Nd est en effet plus incompatible que le Sm, il va donc avoir davantage tendance à se distribuer dans les phases liquides plutôt que dans les phases solides lors d'un processus de fusion ou de cristallisation. Autrement dit, un événement de différenciation tel que la formation d'une croûte va répartir ces deux éléments dans des proportions différentes selon les réservoirs chimiques. Ainsi, puisque le ^{143}Nd est issu de la désintégration du ^{147}Sm, et que l'isotope 144 du Nd est stable, une différence de répartition entre le Sm et le Nd va engendrer, au cours du temps, une différence dans la répartition du ^{143}Nd par rapport au ^{144}Nd. Ainsi, DePaolo & Wasserburg (1976) interprètent la valeur super-chondritique (plus élevée que celle mesurée dans les chondrites) du rapport ^{143}Nd/^{144}Nd dans les basaltes océaniques comme une mise en évidence de la formation d'une croûte enrichie en éléments incompatibles, et donc en ^{143}Nd par rapport au stable. Or, la formation des basaltes océaniques est relativement mieux comprise puisqu'elle se produit toujours à l'actuel et est directement observable. Le même genre d'indices (toujours liés au système ^{147}Sm-^{143}Nd) a été identifié dans des roches crustales plus anciennes (continentales, notamment celles d'Isua) (Hamilton et al., 1978; 1983). Ces mesures isotopiques constituent alors une preuve en faveur d'une différenciation précoce de la Terre silicatée puisque mettant en évidence la possibilité que de telles croûtes anciennes puissent avoir été formées à partir d'un manteau appauvri en éléments incompatibles. Ce ne sont pas là les seules indications. Notons que les systèmes radioactifs à longue demi-vie sont utilisés pour déterminer des âges absolus, mais peuvent être peu précis, donc souvent liés à des systèmes à courte

demi-vie, très précis pour définir des âges relatifs cette fois. Concernant le système Sm-Nd, cela est d'autant plus intéressant que des épisodes de chauffage provoquant une élévation conséquente de températures dans les roches à dater peut malheureusement perturber ce thermomètre radioactif à longue demi-vie. Ce système présente une autre caractéristique intéressante : il possède un chronomètre de courte période de demi-vie (∼68-103 Myr) ; le ^{146}Sm-^{142}Nd. L'étude d'échantillons lunaires et martiens a ici joué un rôle important dans la démonstration de l'efficacité de ce géochronomètre (Nyquist et al., 1995; Harper et al., 1995, pour la Lune et Mars respectivement). Des valeurs de ^{142}Nd/^{144}Nd plus élevées que les valeurs chondritiques sont identifiées dans les roches crustales d'Isua (Harper & Jacobsen, 1992; Boyet et al., 2003; Caro et al., 2003). Les valeurs respectives en ^{142}Nd et en ^{143}Nd ont alors été interprétées comme l'indication d'une différenciation terrestre datant des 150 premiers millions d'années qui ont suivi la formation des CAIs. Plus tard, des mesures plus précises du ^{142}Nd effectuées par Bennett et al. (2007) tendent à montrer que la différenciation globale de la Terre silicatée doit probablement avoir eu lieu dans les 30 à 75 millions d'années après l'initiation de la formation du système solaire. Ces dernières estimations sont également confirmées par l'étude d'autres systèmes isotopiques (e.g. Moynier et al., 2010, pour le couple ^{182}W-^{142}Nd).

D'autres éléments de compréhension, également apportés par les mesures isotopiques, peuvent illustrer des comportements élémentaires. Les systèmes Sm-Nd et Lu-Hf ont démontré de nombreuses propriétés intéressantes (ils sont lithophiles, réfractaires et incompatibles mais avec des degrés d'incompatibilité différents), faisant d'eux de bons traceurs de potentiels **processus magmatiques**, et donc éventuellement des processus de différenciation. Cela nous emmène donc vers la discussion des processus magmatiques et de la formation crustale à proprement parler.

Processus magmatiques. Tout d'abord, les quatre éléments Sm, Nd, Lu et Hf, sont peu sensibles aux différents processus d'altération que peut subir une roche en surface ; leurs abondances sont donc relativement bien préservées entre la formation de la roche et l'analyse de l'échantillon en laboratoire (à l'exception faite de roches très altérées et/ou métamorphisées qui pourront quand même affecter ces systèmes). De plus, ces quatre éléments sont à la fois réfractaires et lithophiles, ce qui implique qu'ils n'ont a priori pas été affectés ni par des épisodes de dévolatilisation ni de formation des noyaux embryonnaires. Cela implique que toute variation dans leurs proportions relatives (rapports Lu/Hf et Sm/Nd) reflètera un processus de différenciation se produisant dans la partie silicatée d'un embryon. La question qui se pose alors est celle de leurs comportements respectifs pendant un processus magmatique, dans quelle mesure les rapports Lu/Hf et Sm/Nd vont-ils pouvoir être affectés finalement par un processus de fusion ?

Ces quatre éléments ont un comportement assez similaire puisqu'ils sont tous les quatre incompatibles. Autrement dit, lors d'un processus de fusion partielle, ces éléments vont aller préférentiellement se loger dans le liquide formé ; alors que lors d'un processus de cristallisation d'un océan de magma, ceux-ci vont rester logés dans le liquide. Cela ne permet alors pas à ce stade d'expliquer un fractionnement quelconque dans les rapports Lu/Hf et Sm/Nd. Cependant, la propriété alors essentielle est leur degré d'incompatibilité, c'est-à-dire le niveau de leur affinité avec les liquides. En effet, le Nd est plus incompatible que le Sm, et l'Hf est plus incompatible que le Lu. Si on se réfère aux couples radiogéniques cela se traduit par un élément fils plus incompatible que l'élément père, et ce, dans le cas des deux couples évoqués ici. Comment évoluent alors les rapports Sm/Nd et Lu/Hf dans les différentes phases ?

La phase liquide résultant ou bien d'un processus de fusion partielle, ou bien d'un processus de cristallisation d'océan de magma, verra un enrichissement relatif en Nd et en Hf par rapport au Sm et au Lu respectivement. La phase liquide aura donc des rapports Sm/Nd et Lu/Hf plus faibles que la phase solide. Concernant la formation d'une croûte, on s'attend alors à ce que celle-ci présente des rapports Sm/Nd et Lu/Hf plus faibles que le manteau résiduel. Cette dernière affirmation est bien entendue plus directe et simple à comprendre dans le cas d'une croûte formée par fusion partielle de manteau, puisque la croûte représente le produit liquide de la fusion partielle, une fois refroidi, et le manteau son résidu. Notons toutefois que les enrichissements relatifs des différents éléments incompatibles peuvent varier d'un type de croûte à un autre, aussi bien dans le cas d'une croûte formée par fusion partielle que par cristallisation d'un océan de magma.

Discutons d'abord le cas d'une formation crustale par fusion partielle et de sa composition. Lorsque l'on parle de fusion partielle, nous pouvons finalement faire référence à différents processus : (1) une décompression adiabatique (à température constante ou quasi-constante), permettant de croiser le solidus de la roche mantellique entrant alors en fusion partielle (notons que la fusion ne devient totale que lorsque le liquidus est franchi, avant quoi nous parlerons toujours de fusion partielle quelque soit son degré), (2) d'hydratation de la roche, permettant elle aussi de se rapprocher du solidus pour une température donnée, ou bien (3) une hausse de température due à un apport de chaleur (cf figure 2.5). Le cas des dorsales océaniques est un excellent exemple de fusion partielle liée à une décompression adiabatique, tandis que les zones de subduction illustrent le processus d'hydratation. Quoiqu'il en soit, lors d'une fusion partielle, puisque la fusion n'est pas totale (i.e. fusion incongruente), la composition du magma formé est alors nécessairement différente de la composition du solide initial, et donc également du résidu de fusion solide.

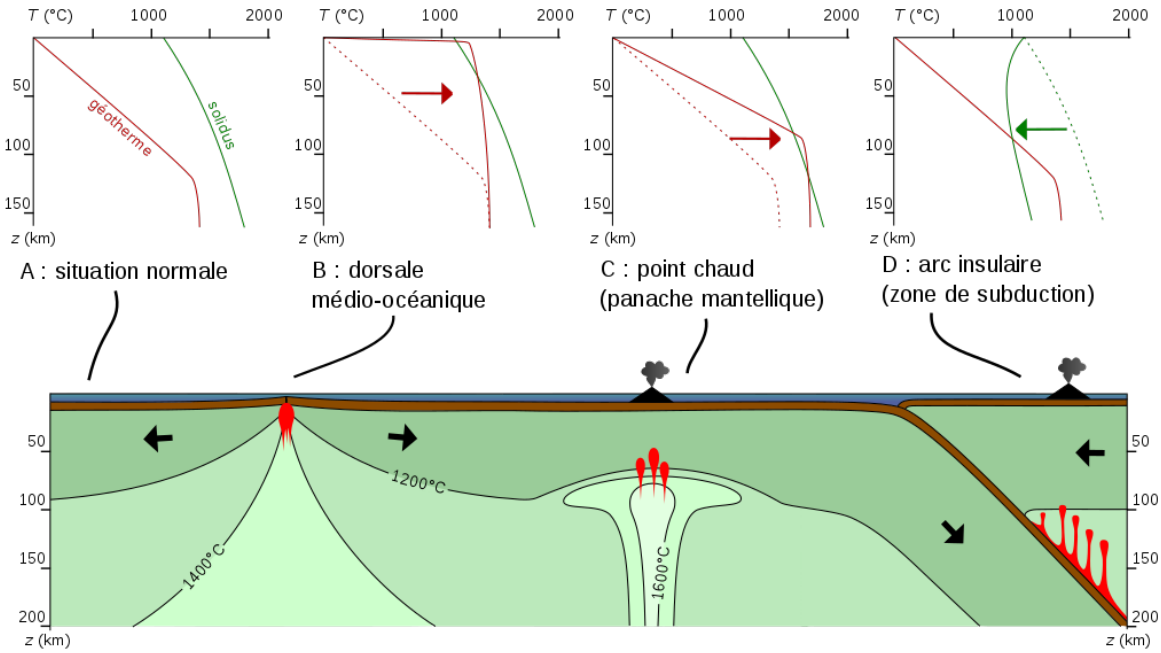

Figure 2.5 – Schéma illustratif des différents processus de formation d'un magma par fusion partielle. En A, le graphique correspond au géotherme classique attendu jusqu'aux 150-200 premiers kilomètres de profondeur, sans processus de fusion partielle. Le géotherme ne recoupe alors pas le solidus, et la roche reste parfaitement solide. En B, le cas d'une dorsale médio-océanique est illustré, avec un changement de profil du géotherme notable par rapport à la situation A. Le solidus est recoupé, induisant une fusion partielle de la roche. Cette situation correspond à ce qu'il se passe dans le cas d'une remontée de matériel lors d'une décompression adiabatique. Autrement dit, le manteau devient anormalement chaud pour de telles profondeurs. Le point C illustre la remontée de matériel mantellique chaud au niveau d'un point chaud. Comme pour le point B, le solidus reste inchangé, mais le géotherme recoupe le solidus dû à une température plus élevée que normalement à une profondeur donnée, ici une profondeur plus importante que dans le cadre d'une dorsale médio-océanique. Enfin, le panneau D présente le cas d'un arc insulaire, c'est-à-dire la situation au niveau d'une zone de subduction. Dans ce cas, le géotherme lui-même n'est pas affecté, en revanche la plongée de la plaque subduite à des pressions plus élevées va permettre un relâchement d'eau en profondeur. L'hydratation de la roche en profondeur va affecter son solidus. Autrement dit, la roche entre ici en fusion partielle puisque son point de fusion se fait à plus basse température qu'elle ne se ferait dans le cas d'une roche identique mais non hydratée. *Image : Wikiwand*

La composition du magma formé dépend bien entendu de la composition initiale du matériel entrant en fusion partielle. Plus la fusion partielle va avancer dans le temps, plus le solide résiduel (la péridotite ici) va s'appauvrir en éléments incompatibles (e.g. Al, Na, Ti, etc.) relativement aux compatibles (Warren, 2016). Il est important de noter que le degré de compatibilité d'un élément dépend de la phase minérale dans laquelle il se trouve. Par exemple, le Ca aura un comportement compatible dans une roche tant que des minéraux de clinopyroxènes seront présents car son degré de compatibilité est plus

élevé pour les clinopyroxènes que pour les orthopyroxènes ou les olivines. Lorsque tout le clinopyroxène présent dans le système sera consommé, le Ca deviendra incompatible et commencera à se distribuer dans la phase liquide. Sa répartition finale entre solide/liquide dépendra donc finalement (1) de la composition de départ de la roche fondue ; (2) du degré de fusion partielle. Notons ici que le rapport CaO/Al_2O_3 du liquide ainsi que sa teneur en Na_2O sont de bons indicateurs du degré de fusion partielle de la roche concernée (Klein & Langmuir, 1987).

La composition du liquide produit par la fusion partielle dépend également du degré de fusion ; plus celui-ci sera faible, plus le magma sera enrichi en éléments plus incompatibles. Un magma produit par un faible taux de fusion partielle aura donc tendance à être davantage enrichi en sodium (Na) et potassium (K) qu'un magma produit à un taux de fusion plus élevé. Il existe une classification des magmas en fonction de leur composition chimique : la classification TAS (pour Total Alkali vs Silica) établie à partir du rapport des proportions relatives (en masse) de SiO_2 et de $Na_2O + K_2O$ (cf figure 2.6), c'est-à-dire en fonction de leur saturation en silice. Un magma à faible degré de fusion est un magma alcalin. D'autres types de magmas basaltiques peuvent être produits avec des taux de fusion plus élevés (e.g. basaltes calco-alcalins ou encore tholéiitiques, cf figure 2.6) responsables de compositions différentes. Notons également que le taux de fusion partielle n'est pas le seul paramètre discriminant l'enrichissement relatif en incompatibles, la profondeur de fusion l'est aussi. Par exemple, les basaltes alcalins seront moins riches en SiO_2 que les basaltes tholéiitiques. D'autres types de magmas peuvent être évoqués (e.g. andésitiques, carbonatitiques, etc.).

L'histoire est quelque peu différente concernant la formation de la croûte par **cristallisation d'un océan de magma**, bien que le processus de partitionnement des éléments chimiques entre les phases cristallines et les phases liquides soit similaire. Tout d'abord, évoquons rapidement l'origine et la nature de l'océan de magma. Nous n'entrerons pas dans les détails de l'évolution du concept d'océans de magma, seulement ses "débuts". Nous parlerons ensuite des notions respectives de cristallisation fractionnée et de cristallisation à l'équilibre, notamment dans le cadre des études concernant la cristallisation de l'océan de magma lunaire. De façon relativement simplifiée, l'image que l'on peut se faire de l'océan de magma est celle d'un corps (ou d'une couche de ce corps) céleste fait de magma, ou bien finalement d'une sorte de mixture comprenant à la fois de la roche partiellement fondue, et des cristaux en suspension dans ce magma (Taylor & Norman, 1992). Ce magma est a priori composé d'une certaine quantité d'éléments volatils (sous forme de gaz dissous ou bien de bulles de gaz).

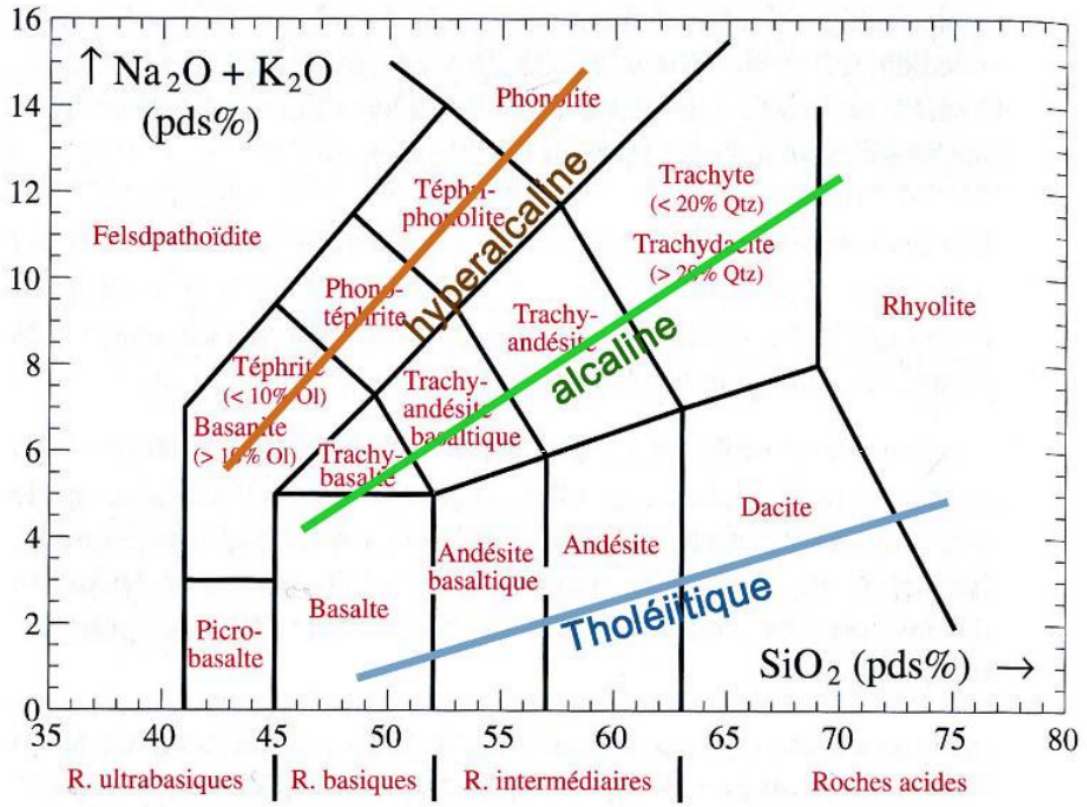

Figure 2.6 – Classification internationale chimique des roches volcaniques : diagramme alcalin-silice, ou TAS. Ce diagramme met en évidence les différents types de roches le long d'un classement en fonction à la fois de leurs taux d'oxydes alcalins (Na_2O et K_2O) et de leur saturation en silice. Les concentrations en alcalins et en silice sont présentées en poids-pourcents (pds% ici ou wt% en anglais). Deux grandes familles existent : les laves tholéiitiques et les laves alcalines (subdivisées dans ce diagramme en deux sous familles : (1) la série hyperalcaline et (2) la série alcaline). Diagramme tiré de *Géologie,roches et géochimie* (2011). A. Provost et C. Langlois. Dunod éditions

Dans tous les cas, cette idée d'une Terre ayant été totalement ou partiellement fondue pendant une partie de sa vie a commencé à émerger avec les travaux de Lord (1864). Il a, à l'époque, proposé un modèle pour l'âge de la Terre basé sur l'hypothèse d'une Terre entièrement fondue et de l'idée que les flux de chaleur mesurés en surface résultaient du refroidissement de cette Terre en fusion. Cette idée a toutefois été vite réfutée. En revanche, puisque la formation d'un noyau nécessite de la fusion à grande échelle (comme cela a été évoqué plus haut), cette même théorie a pu évoluer et faire son chemin. Notamment, les échantillons récupérés lors des missions Apollo ont joué un rôle essentiel dans la théorie de l'océan de magma et de sa cristallisation, qu'il soit terrestre ou bien qu'il concerne d'autres corps du système solaire. L'idée même d'un océan de magma lunaire apparaît en 1970 avec les travaux de Wood et al. (1970) sur les anorthosites lunaires. Considérant leurs compositions, ils estiment alors qu'il est possible d'expliquer la présence de ces roches lunaires par une lave magmatique qui se serait solidifiée par la suite : une croûte anorthositique

"flottant" sur des gabbros plus denses. Autrement dit, l'idée de cristallisation d'un océan de magma et donc du refroidissement d'un océan de roches en fusion, émerge. Plus tard, d'autres études iront dans le même sens (e.g. Wood, 1975; Ringwood, 1976). En effet, la Lune présente une croûte différenciée, la plus vieille étant anorthositique et constituée d'environ 75-95% de plagioclases (Wood et al., 1970). Cela suggère que la croûte ait pu se former à partir du plagioclase flottant lorsque les cristaux commencent à se cristalliser dans un magma alors plus dense (Walker & Hays, 1977; Warren & Wasson, 1979). C'est tout d'abord la distribution de ces plagioclases ainsi que leur pureté qui vont amener à penser à un événement de fusion de grande échelle. De plus, des basaltes lunaires riches en éléments incompatibles (KREEP - Potassium (K) - terres rarres REEs & phosphore (P)) provenant d'un niveau intermédiaire ont été identifiés. Ils sont probablement des échantillons du dernier magma résiduel. En 1985, un article de revue concernant le concept d'océan de magma lunaire est proposé (Warren, 1985). Puisque la Lune semblait avoir vécu un tel événement large-échelle, la possibilité que la Terre (et d'autres planètes) ait pu le vivre également est à nouveau évoquée (e.g. Hostetler & Drake, 1980). D'autres indices, y compris sur Vesta, Mars ou encore Mercure vont dans ce sens (e.g Ohtani, 1985; Tonks & Melosh, 1993; Righter et al., 1997; Righter & Drake, 1997; Borg & Draper, 2003; Riner et al., 2009; Siebert et al., 2012). Comme nous l'avons vu précédemment, l'existence d'une phase de croissance violente pour former la Terre a largement été mise en avant, celle-ci impliquant des impacts géants, capables de libérer suffisamment de chaleur pour produire de larges taux de fusion. Cela renforcera alors l'hypothèse de l'océan de magma terrestre.

Cet environnement qu'est l'océan de magma se comporte comme un fluide visqueux, probablement en convection vigoureuse et doit constituer au moins 10% de la masse du corps (Taylor & Norman, 1992). Toutefois, la dynamique exacte de l'océan de magma dépend des conditions de pression et de température, ainsi que des quantités d'éléments volatils (l'eau notamment) et de cristaux en suspension qui le composent. Un tel environnement peut se former de différentes façons, toutes liées à un apport de chaleur suffisamment important pour provoquer cet état de fusion de la roche. Pour des périodes de temps inférieures à 3 millions d'années, la désintégration radioactive de l'^{26}Al pourrait avoir joué un rôle extrêmement important dans cet apport de chaleur (Urey, 1955). Dans l'histoire de la formation planétaire, les océans de magmas se forment plutôt par apport de chaleur générée par les impacts, notamment les impacts géants (après conversion de l'énergie cinétique en chaleur).

Le débat reste toujours ouvert sur la façon dont se produit la cristallisation due au refroidissement de l'océan de magma, notamment s'il se cristalliste par le bas, le haut ou le milieu de la profondeur qu'il occupe, ou encore l'évolution de la répartition des éléments, notamment des incompatibles. D'autres concepts sont aujourd'hui relativement

bien compris et ils permettent d'approfondir la compréhension globale de la cristallisation de l'océan de magma. Ces points seront progressivement évoqués dans les lignes qui suivent. L'étude de la Lune n'a pas seulement une part historique dans la mise en évidence et la compréhension de la notion d'océan de magma ; elle constitue également un pilier essentiel, une pièce du puzzle d'une importance majeure, puisque riche d'informations qui ont été effacées sur Terre : elle n'a pas subi de processus à grande échelle d'altération (ou de disparition) de sa surface, telle que la tectonique des plaques sur Terre. De plus, les missions Apollo ont ramené des échantillons lunaires dont le contexte géologique est connu. En cela, la Lune constitue le cas d'étude idéal pour approfondir la compréhension que nous avons de l'océan de magma, et plus largement donc de la différenciation planétaire.

De nombreux modèles ont été proposés dans l'objectif de reproduire la cristallisation de l'océan de magma lunaire (e.g. Taylor & Jakes, 1974; Longhi, 1980; Longhi & Ashwal, 1985; Longhi, 2003; Tonks & Melosh, 1990; Snyder et al., 1992). Ces modèles invoquent deux formes de cristallisation (et parfois proposent l'existence consécutive des deux) : la cristallisation fractionnée ou bien la cristallisation à l'équilibre. Dans ces modèles, la première phase à cristalliser est l'olivine riche en Mg, suivie de l'orthopyroxène. Les plagioclases anorthitiques cristallisent plus tard et flottent à la surface de l'océan de magma, que l'on pense donc avoir formé la croûte lunaire primitive. L'océan de magma résiduel se retrouve donc à ce stade enrichi en éléments incompatibles dont les principaux sont K, les REEs et P. On parle alors de KREEP, comme mentionnée précédemment. Comme cela a été discuté un peu plus tôt, la cristallisation des différentes phases minérales, leurs proportions relatives, jouent un rôle essentiel sur la composition de la croûte alors formée. Chaque type de croûte aura donc une composition propre. C'est ici que demeure une des principales difficultés dans la prise en compte de l'existence d'un océan de magma. Les compositions résultantes sont hautement dépendantes de paramètres sous-contraints, notamment pour la Terre (température, pression, phases minérales cristallisées, niveau d'oxydation du système (fO_2), etc.). La vitesse de refroidissement de l'océan de magma, ainsi que l'endroit où commence la cristallisation (à la base, en surface ou au milieu) sont autant de paramètres influant sur la composition crustale. En ce sens, des simplifications (quant au processus de formation de croûte ou de composition et nature de cette dîte croûte) seront faites dans ce travail de thèse, et seront détaillées et discutées.

Les terres rares et éléments traces. Les terres rares et éléments traces sont particulièrement intéressants dans l'étude des différents types de magmas, et donc des types de croûtes. Les éléments traces sont les éléments présents dans des concentrations

inférieures (ou proches) à 0.1wt%. Ces éléments vont se répartir différemment entre les phases liquides et solides lors de n'importe quel processus magmatique. Leurs abondances dans les roches vont donc dépendre à la fois de leur abondance initiale ainsi que du processus magmatique mis en jeu. Parmi eux, on identifie les alcalins (K, Rb, Cs) et alcalino-terreux (Sr, Ba) qui sont incompatibles, ainsi que des hydromagmaphiles (eux aussi incompatibles) avec le Th, U, Pb, Ta, Nb et La, Ce.

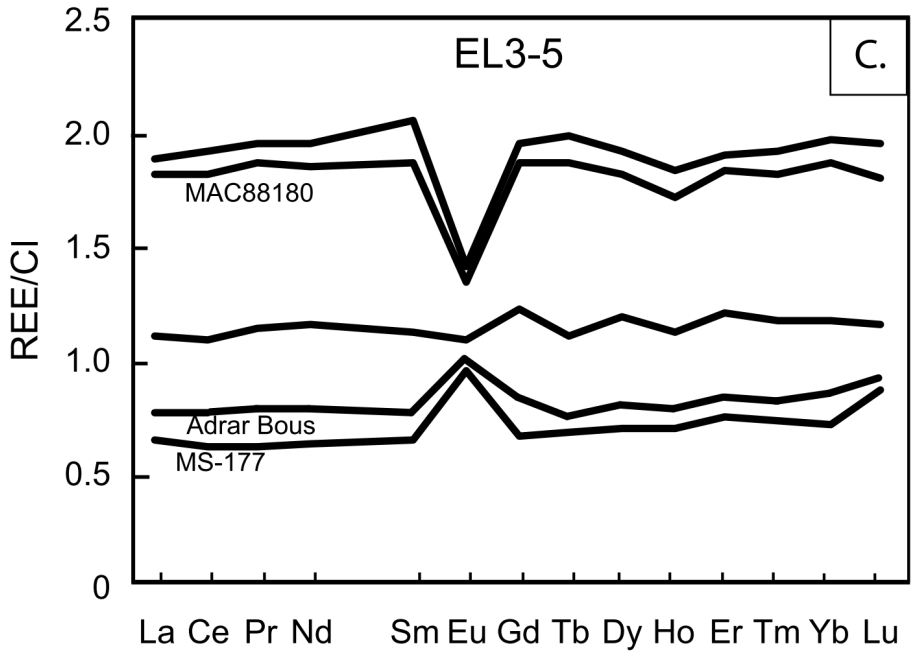

Figure 2.7 – Abondances relatives aux CI des REE mesurées dans des chondrites à enstatite des groupes EL3 et EL5. cf (Boyet et al., 2018).

Les terres rares sont toutes incompatibles mais possèdent différents degrés d'incompatibilité ; elles vont donc se répartir à des degrés différents dans les phases liquides. Elles présentent donc généralement un enrichissement par rapport aux chondrites ; l'enrichissement relatif entre les terres rares "lourdes" et "légères" diffère en fonction de la minéralogie du manteau, et donc de la profondeur de fusion. Par exemple, un basalte alcalin est non seulement enrichi par rapport aux chondrites mais également enrichi terres rares légères par rapport aux terres rares plus lourdes, i.e. enrichi en terres rares les plus incompatibles. Leurs abondances dans un échantillon ou une série d'échantillons sont fréquemment représentées sur des "spider-diagram" produisant alors une sorte de "spectre" des REE dans un type de roche donné (cf figure 2.7 pour un exemple d'un tel diagramme). Les différents types de croûtes vont donc chacun avoir leur propre "spectre", pouvant alors donner d'importantes informations concernant leurs processus de formation respectifs. Notons alors

que ce sont des éléments dont le comportement est appelé "cohérent" au cours des processus magmatiques, i.e. leur coefficient de partage est fonction de leur numéro atomique, ainsi, dans les spider-diagram, ils sont représentés par ordre croissant de numéro atomique (donc par ordre croissant de coefficient de partage, i.e. les plus incompatibles sont à gauche) en abscisses, avec leur concentration alors en ordonnées. On représente souvent le spectre des REE normalisé à celui des chondrites afin de visualiser directement si l'on a affaire à une roche enrichie en incompatibles ou appauvrie en incompatibles par rapport aux chondrites. Ainsi, une roche issue de fusion partielle du manteau par exemple, donc enrichie en incompatible aura un spectre dont les concentrations vont a priori diminuer à mesure que l'on lit le spectre en allant de la gauche vers la droite, donc à mesure que l'on lit les concentrations d'éléments de moins en moins incompatibles.

2.2.3 Estimations de la composition chimique de la Terre silicatée

"Nous ne pouvons procéder pour nous instruire, que du connu à l'inconnu."

Antoine-Laurent de Lavoisier

Nous décrivons ici rapidement l'état des connaissances concernant la composition chimique de la Terre silicatée. Celle-ci ne peut pas être directement mesurée, car : (1) la plupart des roches qui la composent sont inaccessibles et (2) des hétérogénéités de composition existent, tant verticales que latérales. L'exemple le plus flagrant est la différence entre la composition crustale et celle des roches mantelliques échantillonnées, ainsi que l'existence de deux croûtes différentes en surface (océanique et continentale). La composition de la Terre silicatée doit donc être déduite, modélisée. Elle peut l'être de différentes façons, en la dérivant de la composition du Soleil, ou de celle des chondrites qu'elles soient carbonées, à enstatites, ordinaires, voire même à partir de mélanges de différentes familles de chondrites ; en comparaison aux roches terrestres échantillonnées. Ces modèles sont basés sur l'étude des compositions en éléments majeurs et traces, ainsi que sur les abondances isotopiques relatives de nombreux éléments.

Nous présentons rapidement dans cette section la façon dont ces modèles sont proposés, les hypothèses clés sur lesquelles ils reposent, et nous ouvrirons donc la discussion sur les questions soulevées dans ce travail de thèse.

La notion de manteau primitif. En géochimie, le manteau primitif fait référence à un réservoir hypothétique ayant donné lieu par la suite au manteau et à la croûte. En d'autres termes, il s'agit d'un réservoir géochimique supposé de même composition que celles de la croûte et du manteau prises ensembles. Il s'agit donc en fait du réservoir résultant de la formation du noyau au centre de l'embryon terrestre pendant sa croissance.

Si l'on suppose que la différenciation de la Terre se fait en deux étapes distinctes l'une de l'autre : i) la formation du noyau, ii) la formation de la croûte dans la Terre silicatée, alors, après la formation du noyau, le manteau (primitif) est indifférencié et composé de tous les éléments qui n'ont pas été se loger dans le noyau pendant sa formation. La composition du manteau primitif est donc bien différente de celle de la Terre globale.

Finalement ce que tout cela implique implicitement, c'est le fait que lorsque nous parlons de composition du manteau primitif, ou de composition de la Terre silicatée en éléments réfractaires et lithophiles, nous parlons finalement, en général, de la même chose.

La connaissance précise de la composition chimique de ce manteau primitif (soit de la BSE donc) a une importance fondamentale à la fois du point de vue de la géophysique et de la géochimie, notamment dans la construction de nombreux modèles. Parmi les grandes questions auxquelles une connaissance précise de cette composition peut apporter d'importantes contraintes et/ou lignes directrices, nous pouvons citer les processus de différenciation (évoqués ci-dessus), les processus liés à l'accrétion de la Terre, ou encore le budget thermique de la Terre (avec notamment l'abondance d'éléments tels que l'Uranium ou le Thorium dans la BSE). Nous reviendrons sur certains de ces aspects par la suite.

De nombreuses informations peuvent être acquises concernant la composition de ce manteau primitif, permettant par la suite de déduire plus précisément les abondances des différents éléments en son sein. Tout d'abord, des mesures de roches mantelliques sont possibles. En effet, il est possible d'accéder à différentes roches mantelliques et de les échantilloner afin de produire par la suite de nombreuses mesures, tant élémentaires qu'isotopiques à leur sujet. Par exemple, les dorsales océaniques sont les lieux terrestres où, encore à l'actuel, la croûte océanique est créée, dans le même temps que l'ouverture des océans est entamée. Les basaltes qui constituent cette croûte océanique (accessibles à l'échantillonage) sont appelés MORB (pour "*Mid Ocean Ridge Basalt* en anglais, ou basaltes des rides médio-océaniques en français). Ces basaltes sont le produit de fusion de manteau sous la croûte, dont le taux de fusion partielle se situe a priori entre 5 et 20% (Klein & Langmuir, 1987; Langmuir et al., 1992). L'étude de rapports isotopiques dans les différents basaltes peut permettre de déduire et caractériser la source magmatique dont ils sont originaires. En ce sens, les MORB sont souvent opposés aux basaltes dits OIB (*Oceanic Islands Basalts* ou basaltes d'îles océaniques). Notamment, les isotopes radiogéniques comme le ^{87}Sr, issu de la désintégration du ^{87}Rb et le ^{143}Nd issu de la désintégration du ^{147}Sm ont souligné la différence de source entre ces deux types de magmas, dont l'origine est également différente de celle de la croûte continentale d'ailleurs (DePaolo & Wasserburg, 1976; O'nions et al., 1977; White & Hofmann, 1982). En l'occurence, les MORB sont issus d'une source très appauvrie par la successivité des épisodes de fusion

répétitifs dans le temps, tandis que les OIB sont les produits de fusion d'une source plus enrichie, (e.g. Albarède, 2009). En ce sens, et à l'addition d'autres contraintes isotopiques (e.g. abondances des isotopes des gaz rares) les MORB ont été proposés comme produits de la fusion du manteau supérieur, à l'inverse des OIB qui seraient quant à eux produits de la fusion du manteau inférieur (e.g. Allègre et al., 1983; Moreira & Allègre, 1998; Moreira et al., 2001), impliquant potentiellement l'existence de deux réservoirs mantelliques distincts à l'actuel. Cela est toutefois remis en question si l'on considère une convection mantellique grande échelle, à une couche, qui pourrait être capable de re-mélanger le manteau entièrement, ou très profondément au moins (e.g. Shen et al., 1998; Rubie & van der Hilst, 2001). Pourtant, les signatures chimiques, isotopiques plus spécifiquement des MORB et des OIB sont significativement différentes. Leur origine exacte est encore source de débat (e.g. Palot et al., 2012; Byerly & Lassiter, 2014; Jones et al., 2019). Quoiqu'il en soit, il faut retenir que l'image que l'on se fait aujourd'hui de ces basaltes est que les OIB sont plutôt originaires d'un manteau plus primitif que celui donnant naissance aux MORB. Aussi, nous pourrions nous attendre à ce que le manteau primitif soit plus enrichi, moins/pas dégazé avec une composition chimique et isotopique alors plus proche de celle de la source des OIB, et que ceux-ci fournissent alors une bonne première estimation du produit de fusion d'un matériau dont la composition serait proche de celle de la Terre silicatée. Finalement, les compositions respectives de la croûte et du manteau supérieur sont les résultats d'épisodes successifs d'événements à pouvoir fractionnant (e.g. fusion, cristallisation). En ce sens, initialement il était pensé que le manteau profond constituait une bonne approximation du manteau primitif, ou d'une BSE dégazée. Autrement dit, la composition initiale du manteau supérieur pourrait être considérée comme égale à celle du manteau primitif, donc de la BSE et à celle du manteau inférieur. Les estimations concernant la composition chimique de ce manteau primitif sont basées sur des considérations à la fois cosmochimiques et pétrologiques.

Un modèle de BSE. Un des modèles de composition de BSE est le modèle "chondritique". Autrement dit, l'hypothèse de ce modèle est celle d'une BSE dans laquelle les éléments lithophiles et réfractaires (RLEs) sont présents en proportions chondritiques (cela suppose donc in fine que les corps parents de la Terre sont chondritiques). Il est alors possible, à partir des compositions respectives des différents échantillons accessibles (e.g. MORB, OIB, péridotites, etc.) de déduire les rapports de mélange des différents composants, et donc d'en déduire la composition de la BSE. Une déduction la plus appropriée possible de la composition de la BSE requiert donc des considérations cosmochimiques et pétrologiques. Notamment, l'analyse des roches du manteau supérieure est un élément clé de ce raisonnement.

Les roches terrestres les moins fractionnées sont celles qui, naturellement, n'ont subi que les effets de la formation du noyau et non celle de la croûte (ou plutôt qui n'ont pas souffert dans ce cas d'épisodes de fusion partielle). On pense alors que ces roches devraient avoir la composition du manteau primitif. Quelles caractéristiques pourrions-nous nous attendre alors à trouver dans ces roches ? Elles devraient être "enrichies", comme cela a été évoqué plus haut, c'est à dire contenant davantage d'éléments incompatibles notamment. Différents échantillons de roches mantelliques (péridotites) sont retrouvés et étudiés (McDonough & Rudnick, 1998; ST O'NEILL, 1998). Le point clé dans l'établissement d'estimations de la composition chimique de la BSE repose sur le fait d'identifier les roches les plus représentatives possibles des roches primitives, c'est-à-dire, des échantillons mantelliques qui vont notamment présenter un appauvrissement relatif en MgO par rapport à une roche qui aurait subi de l'extraction par un processus fusion, mais également un enrichissement en Al_2O_3, CaO, TiO_2 et de larges teneurs en incompatibles (puisqu'elles doivent être affectées le moins possible par le fractionnement induit par la fusion partielle de manteau qui extrait les incompatibles de la roche environnante pour enrichir le magma alors produit). On parle dans ce cas de péridotite fertile. Les péridotites échantillonées les plus fertiles sont les lherzolites (nom datant du 18ème siècle et attribué à ce type de péridotites du nom d'un étang situé en Ariège auprès duquel elles ont été découvertes). Ses minéraux essentiels sont l'olivine, l'orthopyroxène et le clinopyroxène. L'olivine et le clinopyroxène sont tous les deux responsables de la couleur verte particulière de la péridotite (cf figure 2.8).



Figure 2.8 – Photo d'une péridotite, roche mantellique à texture grenue. Les minéraux verts foncés sont les clinopyroxènes tandis que les verts clairs sont des cristaux d'Olivine. Taille approximative: 7.5cm × 5.5cm. Crédits photo : *par Jean-Michel HAROUY - licence CC BY-SA 4.0*

McDonough & Sun (1995) proposent un modèle de composition de BSE. Pour cela, ils utilisent des modèles chimiques et pétrologiques de relations de fusion péridotites-basaltes. Nous avons déjà évoqué l'importance des péridotites fertiles en raison de leur similitudes attendues vis-à-vis du manteau primitif. En revanche, il serait faux d'imaginer qu'elles n'ont pas du tout été affectées par les différents processus de fusion partielle que le manteau a subi au cours de l'évolution terrestre. Ainsi, ces échantillons seuls ne pourraient permettre de construire un modèle robuste. En revanche, ces échantillons, associés à des échantillons de basaltes et komatiites (qui sont des produits de larges taux de fusion du manteau n'ayant pas subi de fractionnement lié à de la cristallisation fractionnée notamment) ainsi que d'autres échantillons péridotitiques peuvent permettre de construire un modèle d'évolution en temps du manteau terrestre (e.g. Ringwood, 1966; McDonough & Sun, 1995). Pour construire de tels modèles, une hypothèse majeure est généralement faite : celle de RLEs présents en proportions chondritiques dans la Terre silicatée. Rappelons, comme cela a été évoqué ci-dessus, que la teneur en MgO d'une roche traduit le dégré de fusion partielle que celle-ci a subi, avec des abondances de MgO plus faibles pour des roches plus fertiles. Dans l'optique de construire un modèle de BSE, les abondances en RLEs des roches étudiées sont donc normalisées au Mg puisque le manteau primitif, si en proportions relatives chondritiques pour les RLEs, devrait alors présenter un unique rapport RLE/Mg (Palme et al., 2003). En normalisant ce dernier rapport par la valeur des CI, il est possible d'obtenir une mesure du niveau de concentration des éléments réfractaires dans la Terre. À partir des éléments majeurs et RLEs, l'enrichissement relatif aux chondrites de la Terre en réfractaires peut être estimée. La Terre est a priori enrichie en réfractaires d'un facteur 2.80 par rapport aux CI (Palme et al., 2003; Lodders, 2003). Ensuite, l'estimation des abondances des autres RLEs est directe. Cela est donc sensible au choix fait concernant la teneur initiale en Mg, d'où l'importance d'identifier les roches les plus fertiles notamment.

Un des aspects clés de ces modèles est donc de considérer que les RLEs sont en proportions chondritiques dans le manteau primitif terrestre, autrement dit, ils négligent toute potentielle existence de processus capables de fractionner les RLEs dans la BSE. L'érosion collisionnelle étant un processus qui pourrait avoir une influence notable sur les RLEs est donc un processus crucial à étudier.

2.3 Problèmes et question posés : le cas de l'érosion collisionnelle

Il y a de ces moments qui ont un impact tel qu'ils ont sur notre vie des répercussions bien plus puissantes que ce qu'on aurait pu imaginer, qui éjectent des particules qui entrent en collision avec d'autres et qui les soudent encore plus qu'avant... Tandis qu'ils en déplacent d'autres qui deviennent les sédiments d'une grande aventure et qui en font attérir certaines, là où on ne l'aurait jamais cru.
Vous voyez, c'est ça qu'il y a avec ces moments-là... On n'a, même si on le veut très fort, aucun contrôle sur la façon dont ils vont affecter notre vie. On doit laisser les particules qui se sont heurtées se poser là où elles le doivent et attendre jusqu'à la prochaine collision...

Je Te Promets - The Vow - Leo

De nombreuses études suggèrent que la différenciation des planétésimaux commence tôt dans leur histoire (Lugmair & Shukolyukov, 1998; Srinivasan et al., 1999; Bizzarro et al., 2005; Kleine et al., 2005; Markowski et al., 2006; Amelin, 2008; Kruijer et al., 2014). De plus, il a également été suggéré que les collisions successives endurées par un embryon planétaire en croissance puissent affecter sa composition (Marcus et al., 2009; 2010; Carter et al., 2015; Dwyer et al., 2015) ; notamment l'éjection préférentielle de croûte sur les corps parents de planètes est évoquée comme pouvant affecter la composition globale des planètes ainsi formées (Greenwood et al., 2005; O'Neill & Palme, 2008; Caro et al., 2008; Boujibar et al., 2015; Jellinek & Jackson, 2015; Carter et al., 2018). Dans la mesure où une croûte primitive enrichie en éléments incompatibles pourrait se former tôt dans l'histoire accrétionnelle d'un embryon donné, l'éjection préférentielle de celle-ci relativement au manteau résiduel pendant la phase d'accrétion pourrait donc se traduire par un fractionnement notable en RLEs dans la BSE et éventuellement nécessiter une révision des modèles BSE évoqués ci-dessus (e.g. O'Neill & Palme, 2008). Il est donc important d'étudier le pouvoir érosif des impacts durant la phase accrétionnelle de la Terre (et des autres planètes telluriques). C'est l'objet des résultats présentés dans la partie III de la thèse.

Nous présentons dans cette section un état de l'art concernant l'érosion collisionnelle crustale durant l'accrétion.

2.3.1 Quelques premières évidences empiriques

Quand bien même l'hypothèse d'une BSE chondritique en RLEs est restée longtemps non discutée, en arguant l'inexistence de preuves directes de processus capables de fractionner les RLEs, la simple observation du système solaire interne fournit des potentielles preuves d'érosion collisionnelle, ou d'éjection de matériau des corps telluriques. Parmi elles, nous pouvons citer l'existence du groupe de météorites HED (pour Howardites, Eucrites et Diogénites) que l'on pense être des météorites issues de Vesta (Binzel & Xu, 1993; Asphaug, 1997). Ces météorites suggèrent que Vesta a vécu des épisodes de collisions énergétiques qui ont suffit à lui arracher une partie de son matériel. Notamment, la diversité des HED permet également d'avoir une idée des parties de Vesta qui lui ont été arrachées : les diogénites sont probablement des échantillons de la croûte profonde et du manteau de Vesta, quand au contraire les eucrites échantillonnent plutôt sa surface (Consolmagno & Drake, 1977; Gaffey & McCord, 1978). Cela met en évidence, en plus de la viabilité d'un processus d'érosion collisionnelle, la possibilité d'éjecter dans des proportions différentes, différentes parties d'un corps différencié, ou finalement, de réservoirs géochimiques distincts. Ainsi, cela souligne indirectement la possibilité pour l'érosion collisionnelle d'induire un fractionnement chimique sur la composition d'un corps tellurique en fonction de son historique d'impacts. Historiquement, une autre hypothèse avait toutefois été proposée par Wasson et al. (1996), suggérant le fait que les HED soient finalement des fragments d'un impacteur ayant capté de la poussière de Vesta lors de l'impact, expliquant alors les ressemblances spectrales observées. Toutefois, Vesta possède un très large cratère (découvert par le téléscope Hubble) près de son pôle sud ($\sim$ 460 km de diamètre) qui suggère et renforce l'idée d'une érosion collisionnelle relativement massive (représentant autour de 1% de la masse de Vesta). D'autres observations concernant Vesta viendront renforcer cette idée de HED comme issues de Vesta avec la mission Dawn, lancée en 2007 et débutant ses premières observations 4 ans plus tard, en 2011 (e.g. McSween Jr et al., 2013). De la même façon, des météorites martiennes ont été identifiées : les SNCs (pour *Shergotty*, *Nakhla* et *Chassigny*, les noms de trois météorites identifiées comme étant martiennes). Elles donneront également leur nom à trois classes de météorites appartenant au groupe des météorites martiennes : les shergottites, les nakhlites et les chassignites dont des photos sont présentées en figure 2.9 (cf Nyquist et al. (2001) pour une review concernant les SNCs). À ces indices s'ajoute simplement l'existence des achondrites, suggérant l'érosion ou la fragmentation de corps rocheux pendant la phase d'accrétion des corps tellluriques. En particulier, les achondrites de fer (identifiées dès 1972 par Scott (1972) comme étant originaires de noyaux de corps rocheux déjà différenciés) proviennent a priori de plus de 70 corps différents (Wasson, 1995).



Figure 2.9 – Photos de SNCs, de gauche à droite : une shergottite, une nakhlite et une chassignite. La photo de shergottite met en évidence un morceau de la météorite Shergotty elle-même, tombée le 25 août 1865. La photo de Nakhlite représente elle aussi un morceau de la météorite originale ayant donné son nom aux météorites martiennes similaires découvertes plus tard. Nakhla est tombée le 28 juin 1911. Les morceaux de chassignite en photo ici sont parmi les fragments de la météorite NWA 2737. Photos: NASA pour Shergottite et Nakhlite; crédit Bruno Fectay & Carine Bidaut pour Chassignite.

Mercure possède elle aussi une caractéristique laissant penser à un pouvoir érosif conséquent des collisions : elle a une densité très élevée par rapport à sa taille, ce qui pourrait suggérer qu'elle ait perdu 80% de son manteau primordial, potentiellement lors d'un impact géant (Benz et al., 1988). La Lune est également une illustration de l'existence potentielle d'érosion massive puisque l'on pense aujourd'hui qu'elle est le résultat d'un impact géant ayant arraché du manteau terrestre dont elle serait composée (Hartmann & Davis, 1975; Cameron & Ward, 1976; Cameron & Benz, 1991). De plus, de nombreux cratères d'impacts sont encore présents à la surface de nombreux corps restés géologiquement inactifs, n'affectant pas leur surface (e.g. la Lune, Mercure), suggérant là aussi une potentielle érosion de surface par impacts, même s'ils impliquent des corps moins impressionnants que ceux des impacts géants.

2.3.2 Indications géochimiques ?

Cette sous section présente quelques arguments géochimiques qui ont été évoqués en faveur d'une érosion crustale significative au cours de l'accrétion terrestre. Il n'y a toutefois aujourd'hui pas de réel consensus sur quelque évidence claire et déterminante d'une érosion préférentielle de croûte efficace. La première fois que l'érosion collisionnelle crustale a été proposée date de 2005 après que des anomalies dans les isotopes du Nd ont été analysées (Boyet & Carlson, 2005). Nous commencerons donc par décrire la problématique autour du couple Sm-Nd.

N.B. : D'autres indices pourraient être évoqués en faveur de l'érosion collisionnelle, notamment concernant le rapport Fe/Mg. Nous n'en parlerons pas ici dans la mesure où nous préférons centrer l'intérêt sur l'érosion préférentielle de croûte. Un rapport tel que le Fe/Mg ou le Fe/Si peut être affecté par de l'érosion préférentielle de manteau relativement au noyau d'un corps planétaire en croissance, et cela fait l'objet de la dernière partie de cette thèse.

2.3.2.1 Sm/Nd : l'érosion collisionnelle et les anomalies nucléosynthétiques

Le modèle chondritique suppose, comme nous l'avons vu ci-dessus, que les RLEs soient en proportions relatives chondritiques dans la Terre silicatée dans la mesure où ceux-ci ne sont affectés ni par la formation du noyau ni par des processus de dévolatilisation. Sm et Nd sont deux RLEs qui présentent des propriétés intéressantes concernant le traçage de processus crustaux (cf section 2.2.2.2). Tous les deux devraient donc être en proportions relatives chondritiques dans la BSE. Une comparaison élémentaire directe entre la valeur terrestre et la valeur chondritique du rapport Sm/Nd n'est pas possible, notamment dans la mesure où les modèles de BSE supposent naturellement qu'elles seront identiques. En revanche, d'autres mesures faites dans les roches terrestres peuvent permettre d'éventuellement confronter cette idée. En effet certains isotopes du Nd sont produits par désintégration d'isotopes de Sm. Notamment, la désintégration de courte demi-vie (68 Myr (Kinoshita et al., 2012) ou 103 Myr (Friedman et al., 1966; Meissner et al., 1987) selon les estimations) du ^{146}Sm en ^{142}Nd, déjà évoquée plus haut, est ici importante. Boyet & Carlson (2005) ont mis en évidence le fait que toutes les roches terrestres mesurées présentent un rapport ^{142}Nd/^{144}Nd plus élevé (d'environ 20ppm) par rapport aux chondrites. Cette légère, bien que significative, différence suggère que le rapport Sm/Nd de la Terre puisse être environ 6% supérieur à celui des chondrites (Boyet & Carlson, 2005). Ce pourrait en effet être le cas à condition d'attribuer l'excès de ^{142}Nd à un excès de production par désintégration du ^{146}Sm. C'est à dire d'attribuer un excès en ^{142}Nd par rapport au ^{144}Nd à un excès de Sm par rapport au Nd qui aurait été acquis avant la disparition d'une trop grande quantité de ^{146}Sm dans le système (dont la quantité décroit à mesure que le ^{142}Nd est formé avec une vitesse fonction du temps de demi-vie, i.e. temps à partir duquel seulement la moitié de la quantité de départ de l'isotope demeure dans le système). En d'autres termes, la valeur même de l'excès de Sm par rapport au Nd (par rapport aux chondrites) nécessaire à expliquer les 20-ppm d'excès en ^{142}Nd par rapport au ^{144}Nd dépend du moment auquel celui-ci est acquis par la BSE. Si un excès en Sm se met en place tôt dans l'histoire terrestre, alors son amplitude devra être moindre que s'il apparaît tard (en raison de la demi-vie du système) pour expliquer qu'il soit responsable d'un excès donné en ^{142}Nd par rapport au ^{144}Nd. Cet effet est illustré en figure 2.10, extraite de l'étude de Boyet & Carlson (2005). Notons toutefois que le système

radioactif de longue vie ^{147}Sm-^{143}Nd apporte ici une borne supérieure claire à l'acquisition d'un excès potentiel en Sm. En effet, si l'acquisition de cet excès relatif en Sm datait de plus de 30 Myr après la condensation des CAIs, alors le rapport ^{143}Nd/^{144}Nd se verrait bien entendu lui aussi affecté, et sa valeur devrait être supérieure à celle mesurée dans les MORBs (Boyet & Carlson, 2005). Cet effet est lui aussi illustré dans la figure 2.10 par les différentes valeurs associées aux points le long de la courbe pour une estimation du rapport ^{143}Nd/^{144}Nd (sous la forme ε^{143}Nd) attendue en fonction du temps auquel l'épisode responsable d'une augmentation de Sm suffisante pour induire 20ppm d'excès dans l'isotope 142 du Nd se produit. En résumé, la mise en évidence d'un potentiel excès de ^{142}Nd par rapport au ^{144}Nd dans les roches terrestres comparées aux chondrites a été évoquée comme pouvant être expliquée par un manteau primitif contenant environ 6% d'excès en Sm par rapport au Nd relativement aux chondrites. Cela pourrait être expliqué par l'existence d'un réservoir caché enrichi en Sm (Boyet & Carlson, 2005; Labrosse et al., 2007) ou par érosion collisionnelle de croûte préférentiellement par rapport au manteau des embryons formant la Terre (Bourdon et al., 2008; O'Neill & Palme, 2008; Campbell & O'Neill, 2012; Jellinek & Jackson, 2015). Pour que l'érosion collisionnelle soit responsable à elle seule d'un tel enrichissement relatif de 6% en Sm par rapport au Nd et par rapport aux chondrites, l'équivalent de 1% de la masse terrestre devrait être érodé sous forme de croûte (O'Neill & Palme, 2008). Mars et la Lune ont également été pointées du doigt comme des corps possédant un rapport Sm/Nd super-chondritique (Caro et al., 2008). Ce scénario a toutefois été fortement remis en question par la mise en évidence d'**anomalies nucléosynthétiques** suggérant que la Terre se soit formée à partir de chondrites enrichies en ^{142}Nd par rapport à la collection de chondrites qui avait jusque là servi à établir le rapport chondritique ^{142}Nd/^{144}Nd (Andreasen & Sharma, 2006; Huang et al., 2013; Burkhardt et al., 2016; Bouvier & Boyet, 2016; Boyet et al., 2018). Dans ce cas, le rapport Sm/Nd terrestre doit être chondritique, et cela requiert une érosion collisionnelle inefficace. Dans le détail, trois études ont particulièrement fait avancer le débat ; elles sont brièvement décrites ci-après. Bouvier & Boyet (2016) ont produit des mesures de haute précision sur les abondances relatives des isotopes stables et radiogéniques du Sm et du Nd dans quatre CAIs originaires de trois chondrites différentes de type CV (chondrites carbonées). À cela s'ajoutent des mesures effectuées dans des échantillons de chondrites à enstatite non-équilibrées. Elles mettent ainsi en évidence une relation dans les compositions isotopiques respectives des CAIs des CV, des chondrites à enstatite ainsi que des roches accessibles terrestres. Cette relation ne peut s'expliquer que par une Terre chondritique en Sm/Nd, impliquant que les anomalies en ^{142}Nd relevées dans d'autres CAIs sont finalement un héritage d'anomalies nucléosynthétiques provenant de grains pré-solaires incorporés plus tard dans des proportions différentes dans les différents corps du système solaire. En parallèle, une autre étude (Burkhardt et al., 2016), publiée au même moment,

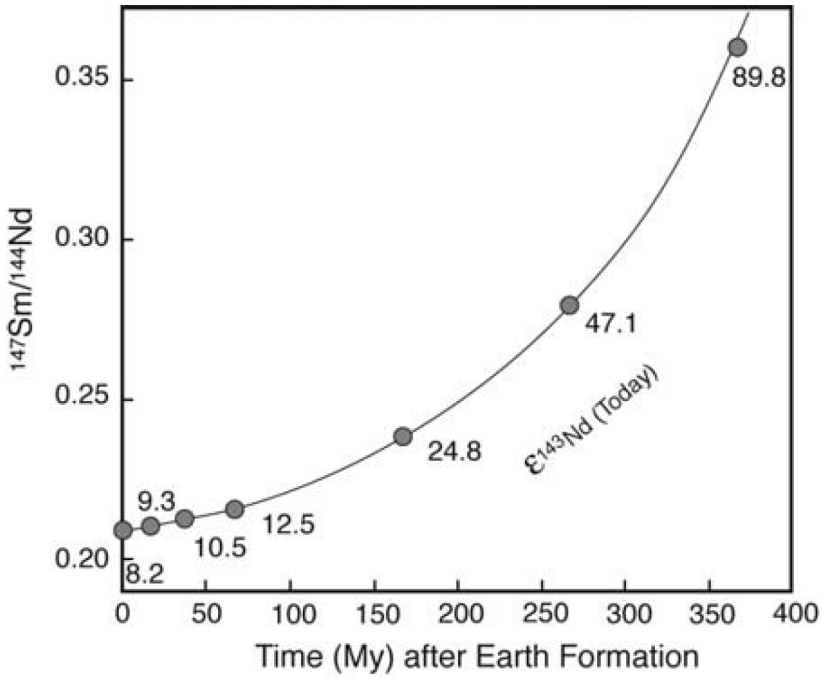

Figure 2.10 – Évolution du rapport Sm/Nd qui serait nécessaire pour produire un excès de 20ppm en ^{142}Nd par rapport au ^{144}Nd (par rapport aux chondrites) en fonction du temps auquel cet excès de Sm est produit après la condensation des CAIs. Les points le long de la courbe sont associés à la valeur du rapport ^{143}Nd/^{144}Nd (sous forme d'ε^{143}Nd par rapport à la moyenne chondritique) que l'on s'attendrait à mesurer aujourd'hui dans les roches associées à l'excès correspondant en Sm par rapport au Nd et par rapport aux chondrites (en ordonnées). Figure issue de Boyet & Carlson (2005).

suggère également les anomalies nucléosynthétiques de grains pré-solaires comme origine de l'apparent excès sur Terre de ^{142}Nd soulevé précédemment. L'approche de cette étude est toutefois un peu différente. Burkhardt et al. (2016) mesurent les différents isotopes du Nd de chondrites équilibrées (i.e. dans lesquelles les grains présolaires ont disparu par métamorphisme) : 11 chondrites ordinaires, 6 chondrites à enstatite et Allende (chondrite carbonée de type CV). Avec ces mesures, ils montrent que la Terre est accrétée à partir de matériel enrichi dans les isotopes du Nd qui sont produits par une capture de neutrons lente (s-process) par rapport aux chondrites, ce qui a pour effet d'augmenter le rapport ^{142}Nd/^{144}Nd terrestre (cf figure 2.11). Une autre façon d'exprimer cela est de dire que les chondrites présentent un déficit en isotopes produits par s-process. Ils corrigent les valeurs terrestres de cet enrichissement en isotopes produits par s-process et montrent qu'après correction, la valeur terrestre en ^{142}Nd/^{144}Nd est chondritique. Cet excès d'isotopes produits par s-process dans les corps parents terrestres serait lié à l'accrétion de matériaux qui n'ont pas perdu leurs grains pré-solaires, riches en ^{142}Nd, allant donc également dans le sens d'anomalies nucléosynthétiques échantillonnées par la Terre lors de son accrétion. Plus tard, Boyet et al. (2018) proposent de revoir l'ensemble des mesures isotopiques

en Nd (notamment) des chondrites à enstatite EC, auxquelles ils ajoutent de nouvelles données pour une chondrite à enstatite de type EL3. C'est cette dernière chondrite qui présente un intérêt tout particulier. En effet, ses rapports isotopiques en Nd sont indistinguables (dans la barre d'erreur associée à la mesure, de haute précision ici) des valeurs terrestres, suggérant non seulement que les chondrites à enstatite EL3 sont finalement les meilleures candidates pour les corps parents de la Terre, mais également qu'il n'y a pas besoin d'invoquer ni un réservoir caché, ni une érosion préférentielle de croûte pour expliquer les abondances relatives en isotopes du Nd terrestres (Boyet et al., 2018).

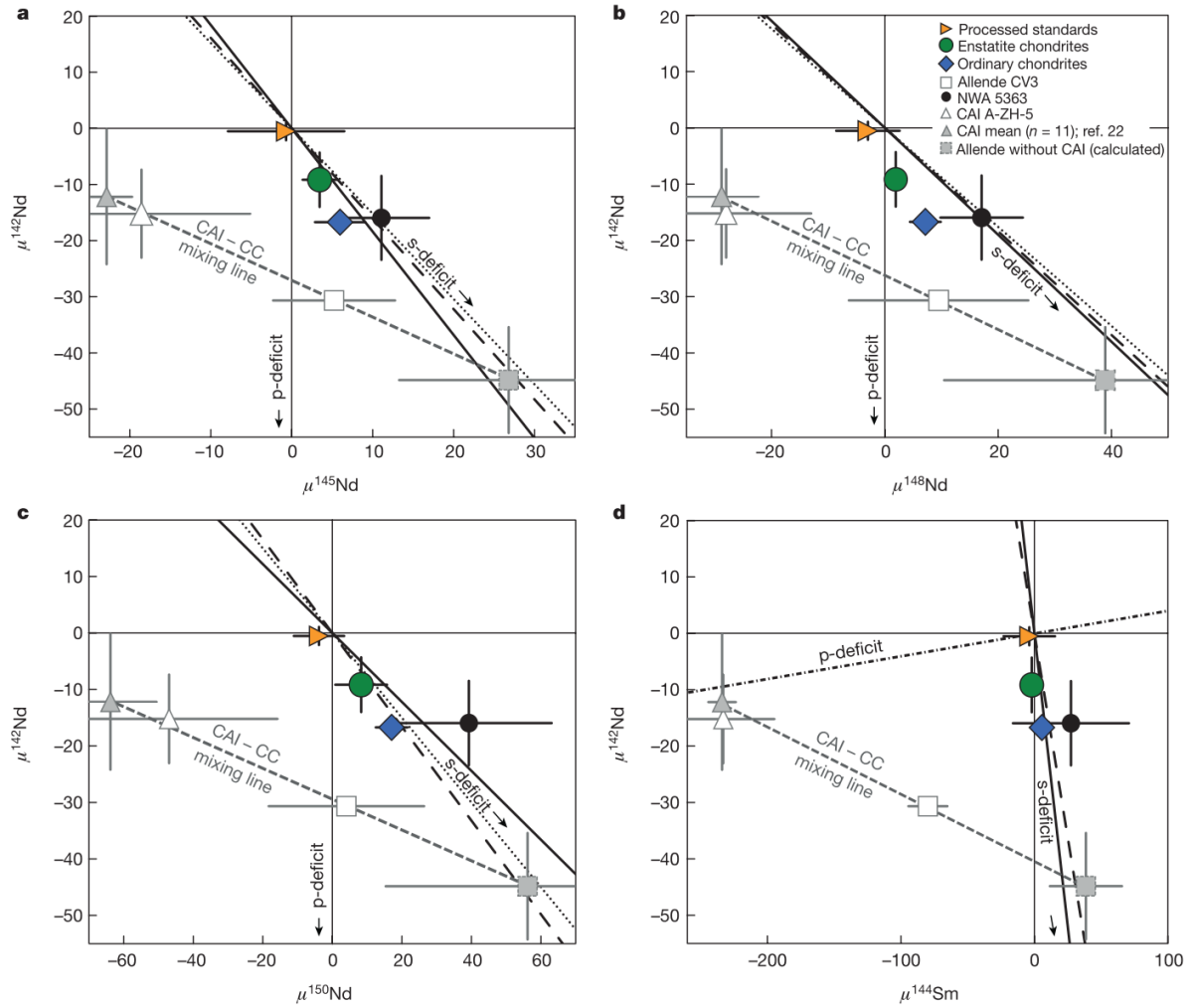

Figure 2.11 – Variations isotopiques en Sm et Nd pour différents échantillons terrestres et météoritiques : (a) μ^{142}Nd en fonction de μ^{145}Nd; (b) μ^{142}Nd en fonction de μ^{148}Nd ; (c) μ^{142}Nd en fonction de μ^{150}Nd et (d) μ^{142}Nd en fonction de μ^{144}Nd. Les anomalies dans le μ^{142}Nd sont corrélées avec les anomalies en μ^{145}Nd (a), ainsi qu'en μ^{148}Nd (b), en μ^{150}Nd (c) et en μ^{144}Nd (d). Cela met en évidence une distribution hétérogène du Nd produit par s-process. Figure extraite de l'article de Burkhardt et al. (2016).

2.3.2.2 Le rapport Mg/Si d'une Terre à chondrites à enstatite

Les chondrites à enstatite sont de très bonnes candidates pour les corps parents de la Terre au regard de leurs compositions isotopiques très similaires à celles de la Terre (e.g. Javoy, 1995; Javoy et al., 2010). Toutefois, parmi les arguments contres un tel modèle de Terre, figure celui du rapport Mg/Si plus élevé dans la BSE ($\sim$ 1.1 (McDonough & Sun, 1995)) que dans les chondrites à enstatite (EC) ($\sim$ 0.63 (Wasson & Kallemeyn, 1988)). Boujibar et al. (2015) proposent que cet excès en Mg relativement au Si dans la BSE par rapport aux EC soit dû à une érosion collisionnelle préférentielle de croûte alors responsable d'une perte préférentielle de Si par rapport au Mg. En d'autres termes, cela signifie que Boujibar et al. (2015) suggèrent que les différences élémentaires entre la Terre et les EC puissent être réconciliées, par l'érosion collisionnelle d'une croûte primordiale riche en Si, avec les similitudes isotopiques observées, allant alors dans le sens d'une Terre à chondrites à enstatite. De plus, si l'érosion préférentielle de croûte est accompagnée d'une perte préférentielle d'éléments volatils et d'une re-condensation des RLEs, alors ce modèle explique également les plus grandes abondances en RLEs de la Terre par rapport aux EC ainsi que les abondances plus faibles en éléments modérément volatils dans la Terre par rapport aux EC. Pour reproduire le rapport Mg/Si superchondritique de la BSE, Boujibar et al. (2015) estiment qu'une masse de croûte équivalente à 15% de la masse finale de la Terre soit éjectée par érosion collisionnelle durant la phase d'accrétion (cf figure 2.12). De plus, comme cela avait été évoqué pour le Sm et le Nd (pour d'autres raisons toutefois), ce modèle requiert une perte de croûte rapidement dans l'histoire accrétionnelle de la Terre dans la mesure où l'enrichissement de la croûte en Si diminue dans le temps lors des processus de formation crustaux. Cet effet est lié à la pression en jeu lors du processus de formation crustal, donc de la taille des corps (Boujibar et al., 2015). Ainsi, "tôt" dans l'histoire peut ici prendre différentes valeurs selon l'histoire collisionnelle de la Terre et sa vitesse de croissance (notamment le modèle de Grand Tack et le modèle classique montrent une croissance de la masse terrestre très différente avec le temps, le Grand Tack produisant des masses terrestres beaucoup plus tôt dans l'histoire de l'ordre de 20 Myr contre 100-200 Myr dans le cas classique).

2.3.3 Modèles et tests physiques

De nombreux modèles ont exploré les effets que les collisions pouvaient avoir sur le corps impacté ou bien en termes de compositions ou bien en termes d'éjection de matériel, fragmentation, etc. (e.g. Benz & Asphaug, 1999; Holsapple & Housen, 2007; Shuvalov, 2009; Svetsov, 2011; Marcus et al., 2009; Leinhardt & Stewart, 2011; Leinhardt et al., 2015; Bonsor et al., 2015; Carter et al., 2015; 2018; Shibaike et al., 2016, pour n'en citer que quelques-uns). Cette section présente une courte synthèse de ces études, dans le

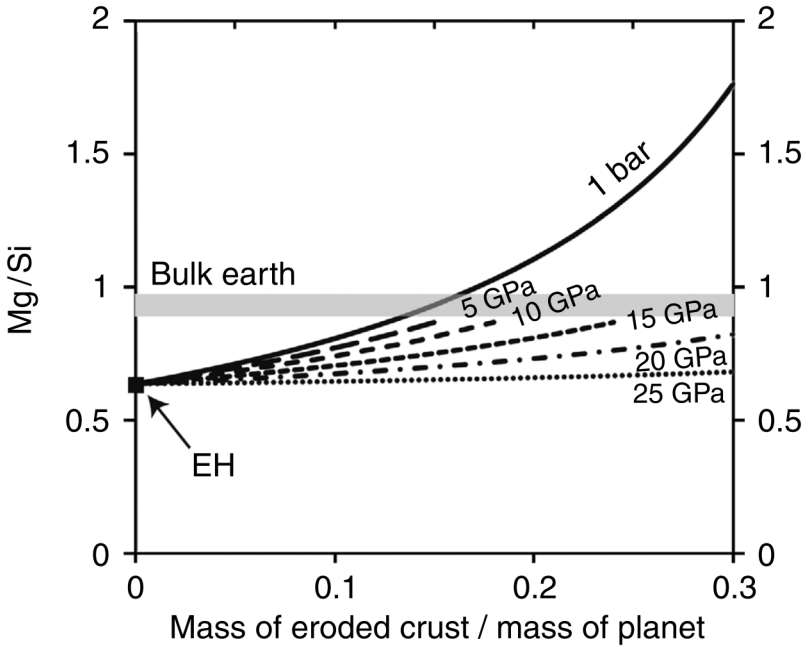

Figure 2.12 – Estimations proposées pour la variation du rapport Mg/Si induit par érosion collisionnelle de croûte ayant des compositions différentes en fonction de la pression à laquelle la production de croûte fondue se serait faite (Boujibar et al., 2015). Les pressions testées sont 1 bar, 5, 10, 15, 20 et 25GPa. Une augmentation du rapport en Mg/Si de l'embryon ou du planétésimal est attendue en réponse à une érosion préférentielle de croûte. La zone grise représente la composition en Mg/Si de la Terre globale dans le cas où 7wt% de Si se seraient distribués dans le noyau. Dans ce cas, une érosion crustale de plus de 15% relativement à la masse de la planète est attendue pour expliquer le rapport en Mg/Si de la Terre globale par rapport aux chondrites à enstatite de type EH pour une fusion produite à une pression de 1 bar.

contexte de ce travail de thèse.

Dans cette section, ainsi que plus tard dans le manuscrit, les paramètres d'impacts seront souvent évoqués. La figure 2.13 présente une illustration de la géométrie (2D) d'un impact avec la mise en évidence des paramètres d'impact suivants : la vitesse d'impact (V_i), l'angle d'impact (θ). La vitesse d'impact est souvent regardée relativement à la vitesse d'évasion du corps. Le paramètre d'impact $b = sin\theta$ est plus souvent utilisé que l'angle d'impact à proprement parlé.

Le fort intérêt porté aux comportements des différents corps impliqués dans un impact est en partie né de la mise en évidence du grand nombre d'impacts caractérisant l'accrétion des planètes telluriques (e.g. Wetherill, 1994; Canup & Agnor, 2000; Weidenschilling, 2000). C'est donc finalement la nature du processus de croissance des planètes qui constitue en grande partie la motivation quant à l'étude des processus d'impacts et également celle de l'importance que ceux-ci constituent quant à la composition chimique des corps accrétés (e.g. Greenwood et al., 2005). Cet effet d'érosion collisionelle est longtemps resté

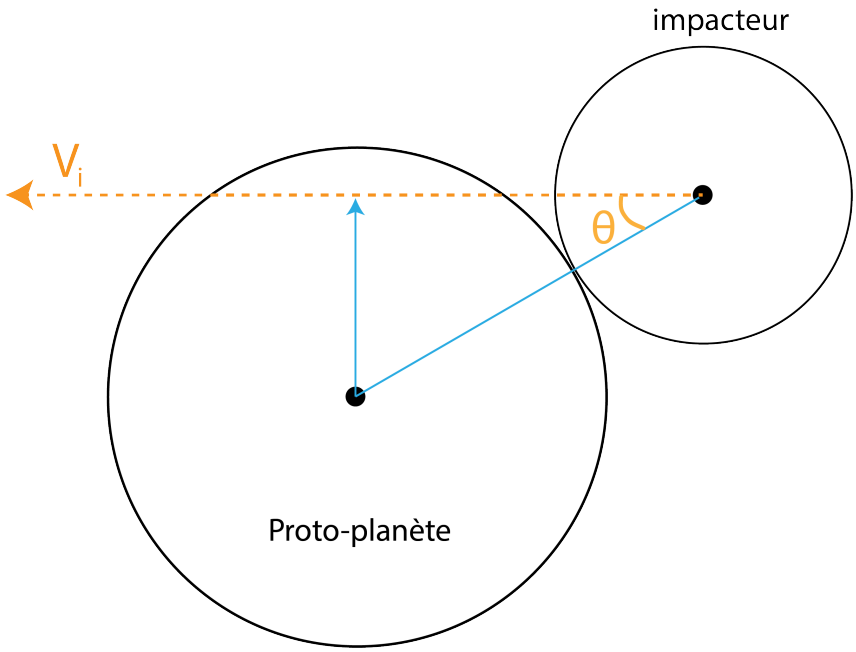

Figure 2.13 – Représentation schématique de la géométrie d'impact. La proto-planète est considérée comme stationnaire, dans ce cas, la vitesse de l'impacteur à la rencontre des deux corps correspond à la vitesse d'impact V_i. L'angle d'impact θ est défini comme l'angle entre le vecteur vitesse de l'impacteur et la ligne qui connecte les deux centres respectifs des deux corps sujets de l'impact au moment où le contact se fait. Autrement dit, un angle d'impact nul correspond à un impact frontal tandis qu'un angle d'impact de 90° correspond à un impact rasant.

évoqué et souligné mais non physiquement testé. Une raison majeure à cela vient du fait qu'alors, une grande majorité, voire l'intégralité, des simulations numériques à N-corps d'accrétion faisait l'hypothèse d'accrétion parfaite ("perfect merging" ; e.g. Chambers, 2001; Kokubo & Ida, 2002; Raymond et al., 2009), rendant alors impossible, en l'état, le traçage au cours du temps d'un fractionnement chimique potentiel lié à de l'érosion collisionnelle.

Une première approche concernant le pouvoir accrétant des différents corps lors de collisions telles que celles enregistrées dans les simulations d'accrétion à N-corps naît de la simulations d'impacts géants via les simulations numériques SPH ("*Smoothed Particles Hydrodynamics*" en anglais). Benz et al. (1988) simulent des impacts de corps de environ 1/6 de la masse de Mercure sur une proto-Mercure éventuelle en explorant toute une gamme de paramètres d'impacts différents. Ils montrent alors qu'il est éventuellement possible d'expliquer la densité élevée de Mercure par érosion préférentielle de son manteau lors d'un seul événement de type impact géant. Toutefois cela dépend de la distribution que vont alors prendre les ejecta (Benz et al., 1988). Plus tard, Agnor & Asphaug (2004) étudient l'efficacité, le pouvoir accrétionnel d'un impact. Toujours en utilisant l'approche

des simulations SPH, ils simulent des impacts entre deux corps différenciés de masses de l'ordre de 10% d'une masse terrestre. Ils identifient deux régimes principaux : à faible vitesse (la vitesse d'impact étant inférieure à 1.5 fois la vitesse d'évasion du système), et à plus forte raison si l'angle est frontal ou quasi frontal, les impacts sont accrétants. En revanche, dans d'autres gammes de vitesses et d'angles d'impacts, une érosion conséquente devient possible. Ils estiment finalement, d'après les simulations d'accrétion à N-corps, que moins de 50% des impacts résultent en une accrétion parfaite. Marcus et al. (2009; 2010) testent quant à eux, à travers des simulations SPH d'impacts à grande vitesse (jusqu'à 5 fois la vitesse d'évasion) et des planètes dont les masses sont comprises entre 1 et 10 masses terrestres, la variation possible de composition globale d'un corps en réponse aux collisions ainsi que la taille minimale que peuvent prendre les rayons des super-Terres. Ils développent donc, avec leurs résultats de simulations numériques, des lois d'échelle pour la variation de rapport en fer/silicates d'un corps (Marcus et al., 2009). Ils montrent alors que l'érosion collisionnelle ne semble pas privilégier une variation de composition chimique considérable sur des corps tels que des super-Terres. De plus, ils mettent en évidence le fait que la relation masse-rayon des super-Terres pourrait être liée de façon non négligeable au pouvoir érosif des impacts géants, notamment si une grande partie de manteau est préférentiellement érodée (Marcus et al., 2010). D'autres études proposant une approche assez similaire existent : proposant des lois d'échelle basées sur les résultats de simulations numériques d'impacts (e.g. Leinhardt & Stewart, 2011; Stewart & Leinhardt, 2012; Genda et al., 2011). Notamment, Leinhardt & Stewart (2011) proposent une description analytique des résultats dynamiques pour toute collision dans le régime de gravité. Pour ce faire, elles exécutent un certain nombre de simulations numériques d'impacts entre des planétésimaux, en explorant toute une plage de paramètres d'impacts possibles. Avec ça, elles sont capables d'isoler les effets des différents paramètres d'impacts et d'en déduire les résultats associés. Elles mettent en évidence notamment les différents régimes de sorties d'impacts : *hit-and-run*, *perfect merging*, etc. en fonction des paramètres d'impacts. De plus elles proposent donc des lois d'échelle analytiques pour les décrire. Pour établir l'appartenance d'un impact donné à l'un de ces régimes, le critère de "perturbation catastrophique" ("*catastrophic disruption*" en anglais), Q^* est systématiquement calculé. Il s'agit d'un seuil à partir duquel le corps le plus gros survivant à l'impact fait moins de la moitié de la masse de l'impacté. Il s'agit d'une énergie spécifique d'impact limite à partir de laquelle le corps impacté est fragmenté de plus de moitié. L'énergie spécifique d'impact, Q, est définie comme l'énergie cinétique (celle de l'impacteur) divisée par la masse de l'embryon avant impact (Benz & Asphaug, 1999). Ainsi les impacts sont souvent caractérisés par le rapport de leur énergie spécifique normalisée à leur énergie spécifique de perturbation catastrophique Q/Q^* afin d'estimer le rapport de masse du plus gros corps restant après l'impact la masse de l'impacté. Stewart & Leinhardt (2009) ont d'abord developpé

une expression plus généralisée en remplaçant ce rapport de masse par celui de la masse du fragment le plus large après impact normalisé à la masse totale du système (impacteur + impacté) : la masse apparaissant alors dans le calcul de l'energie cinétique devient la masse réduite. Plus tard, Leinhardt & Stewart (2011); Stewart & Leinhardt (2012) approfondissent ces travaux et proposent une description analytique complète des résultats dynamiques pour toute collision se produisant dans le régime de gravité (cf figure 2.14 pour un exemple des différents régimes de résultats d'impacts). C'est-à-dire qu'elle proposent une méthode générale de calcul des énergies de perturbation ainsi que de la vitesse d'impact critique associée pour des scenarios spécifiques d'impacts et de matériaux. En particulier, Stewart & Leinhardt (2012) ajoutent des détails de compréhension des impacts. Au delà de l'étude de 2011 (Leinhardt & Stewart, 2011), elles montrent, en plus du comportement global en termes de fractions massiques éjectées de manteau relativement au noyau, le fait que les embryons ont tendance à croître prioritairement par accrétion du noyau de l'impacteur tandis que les fragments qui s'échappent au terme d'une collision sont plutôt issus du manteau de l'embryon impacté. Stewart & Leinhardt (2012) démontrent donc le fait que les collisions peuvent avoir une influence sur la chimie globale d'un corps planétaire. Elles estiment qu'environ 60% des corps pourraient être enrichis de plus de 10wt% en noyau par rapport au manteau vis-à-vis de leurs proportions initiales respectives dans les simulations à N-corps. Chambers (2013) implémente les paramétrisations d'impacts fournies respectivement par Stewart & Leinhardt (2012) et Genda et al. (2011) dans huit simulations numériques à N-corps d'accrétion. Les résultats sont comparés aux simulations classiques (sans fragmentation) avec les mêmes conditions initiales. Chambers (2013) montre que, dans l'ensemble des simulations, le temps de croissance des embryons n'est que peu affecté par la prise en compte de la fragmentation. En revanche, la probabilité que les embryons subissent une perte préférentielle de matériel silicaté par rapport à leurs noyaux est grande. Toutefois, Chambers (2013) ne suit pas le matériel éjecté, et ne peut donc pas suivre une potentielle ré-accrétion de matériel au cours de l'histoire accrétionnelle des différents embryons. En ce sens, il est possible d'envisager que le fractionnement chimique final d'un corps donné entre silicates et noyau métallique puisse finalement être de faible à négligeable. Chambers (2013) donne dans ce cas une valeur attendue du rapport de masse du manteau sur celle du noyau entre 0.25 et 0.37 si en début de simulations à N-corps les embryons se voient affectés d'un rapport de 0.3.

Bonsor et al. (2015) proposent une étude qui peut en quelque sorte être vue comme une réelle première étape vers l'examination des conséquences chimiques d'une accrétion imparfaite. Ils exécutent en effet des simulations numériques à N-corps de croissance dans lesquelles ils injectent le modèle d'érosion produit par Leinhardt & Stewart (2011) et Stewart & Leinhardt (2012). L'influence de l'érosion collisionnelle sur les rapports Mg/Fe et Si/Fe est alors estimée entre une composition de départ et celle de fin (lorsque les proto-

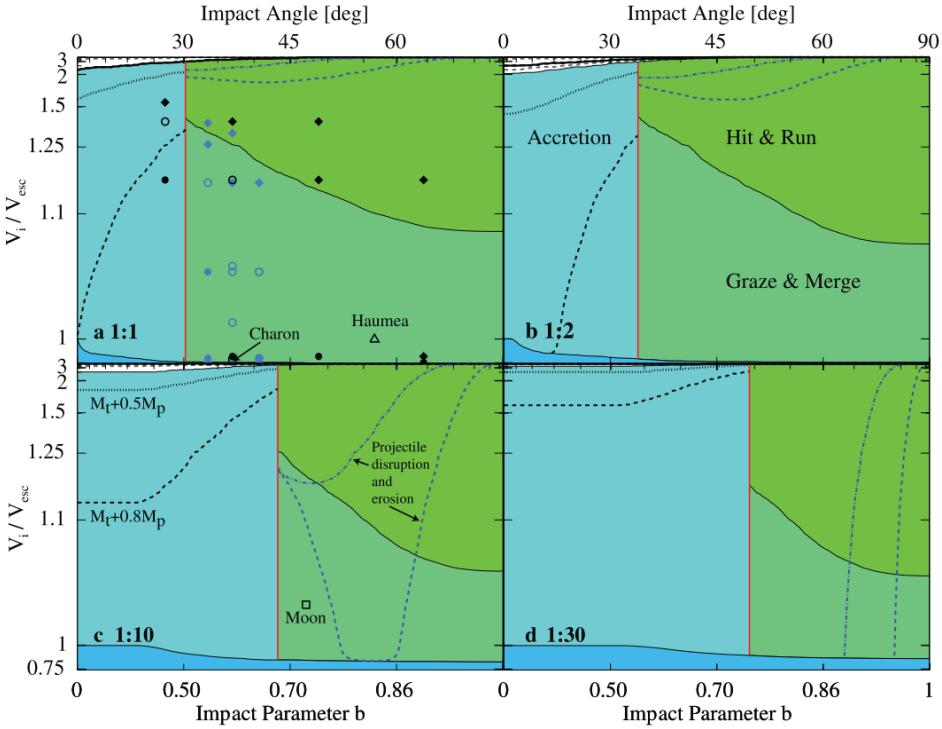

Figure 2.14 – Cartes de résultats de collisions représentées par rapport à leur probabilité dans un diagramme de vitesse d'impact en ordonnées et d'angle d'impact en abscisses (Stewart & Leinhardt, 2012). Les différentes couleurs font référence aux différents régimes d'impacts identifiés (e.g. "*hit-and-run*" qui suggère que l'embryon impacté demeure quasiment intact). Puisque les paramètres d'impacts représentés ici sont la vitesse et l'angle d'impact, chaque figure est produite pour une valeur fixe de rapport de masse impacteur/impacté. Ce rapport est indiqué pour la carte correspondante en gras : 1:1 pour le panneau en haut à gauche (diagramme a), 1:2 pour b, 1:10 pour c et 1:30 pour d, en bas à droite. La courbe noire pointée dénote les conditions pour lesquelles 50% de la masse de l'impacteur sont accrétés. La courbe noire pointillée représente quant à elle les conditions pour lesquelles 80% de la masse de l'impacteur sont accrétés.

planètes ont atteint leur masse d'isolation). Si 10wt% de Si est dissoute dans le noyau au moment de sa formation, alors Bonsor et al. (2015) montrent qu'il est possible de reproduire les rapports respectifs de Mg/Fe et de Si/Fe de la Terre globale en prenant en compte l'érosion collisionnelle. Cette étude souligne là l'importance potentielle de prendre en compte les processus d'érosion au cours de l'histoire accrétionnelle des planètes. Dans la continuité, Carter et al. (2015) proposent une étude similaire à celle de Bonsor et al. (2015), en ajoutant toutefois l'étude du Grand Tack en termes de dynamique d'accrétion. C'est la première fois que l'effet de l'érosion collisionnelle est testé dans le cadre d'un scénario dynamique non calme, c'est-à-dire perturbé par les planètes géantes. Carter et al. (2015) montrent alors que les proto-planètes formées en fin de simulations numériques à N-corps présentent une large gamme de rapports finaux Fe/Mg (entre 0.15 et 0.25 dans un scénario Grand Tack si la fraction initiale était de 0.22). En particulier, il est possible de reproduire le rapport en Fe/Mg terrestre dans le cadre d'une accrétion non-calme.

L'étude qui se rapproche aujourd'hui le plus de la partie III de ce travail de thèse est

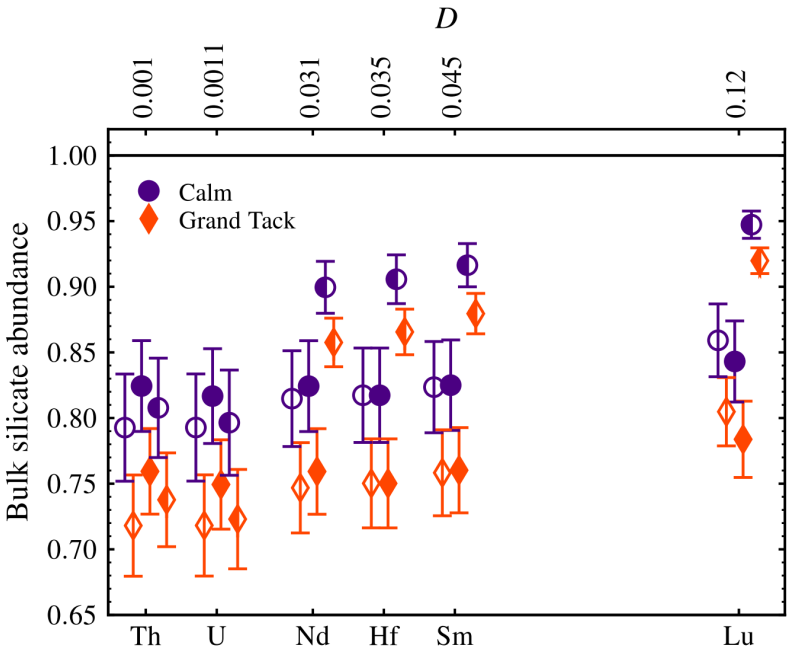

Figure 2.15 – Estimations des abondances relatives aux abondances initiales des embryons en fin de simulations numériques à N-corps pour le Th, l'U, le Nd, l'Hf, le Sm et le Lu résultant de l'érosion préférentielle de croûte lors des collisions successives (Carter et al., 2018). Les résultats obtenus aussi bien pour des simulations d'accrétion classiques que des simulations d'accrétion en cas Grand Tack sont représentés. Les symboles pleins, demi-pleins et vides font référence à différents processus de formation de croûte et compositions initiales de celle-ci. Les éléments sont placés sur le graphique en accord avec leur coefficient de partage (degré d'incompatibilité D). Les barres d'erreurs donnent la déviation standard 2σ. Pour les éléments producteurs de chaleur U et Th, la perte peut atteindre 20% même dans le cas classique, et jusque presque 30% dans le cas Grand Tack. Figure de Carter et al. (2018).

l'étude de Carter et al. (2018). L'objectif de leur étude est d'estimer l'influence que peut avoir l'érosion collisionnelle de croûte pendant l'accrétion sur le rapport Sm/Nd de la Terre silicatée. Pour ce faire, Carter et al. (2018) traitent des résultats de simulations numériques à N-corps : ils utilisent le registre des collisions ainsi que les paramètres (rapport de masse, vitesse, angle) associés pour estimer après chaque impact les masses de croûte et de manteau éjectées. Les lois d'échelle utilisées pour ces calculs de transferts de masse sont produites à partir de résultats de simulations SPH d'impacts (Carter et al., 2018) exécutées pour explorer une large gamme de paramètres d'impacts. Comme la résolution des simulations SPH est généralement trop faible pour permettre de représenter une couche si peu épaisse que la croûte, Carter et al. (2018) assignent une composition crustale à une fraction massique de chaque particule située sur la couche externe des embryons. Autrement dit, il n'est pas de conditions dans lesquelles il ne pourrait y avoir qu'une perte de croûte, sans manteau. De plus, en raison des conditions de résolution numérique associées aux simulations SPH, les impacts testés ne peuvent présenter des rapports de

masse impacteur/impacté inférieurs à 10%. Cela implique que des impacts produits par de petits planétésimaux au cours de l'accrétion ne peuvent être testés dans le modèle de Carter et al. (2018). Enfin, Carter et al. (2018) étudient l'évolution du rapport en Sm/Nd au cours du temps dans un contexte d'accrétion sur les vingt premiers millions d'années, soit environ 10% de la période de temps que nous proposons d'étudier dans cette thèse. Toutefois, cette période courte de temps est attendue comme celle à laquelle l'érosion collisionnelle peut avoir une influence majeure puisque les corps impactés sont de masse plus faible. Leur vitesse d'évasion est donc plus faible, et l'érosion rendue plus simple. Ainsi, pour toutes les raisons évoquées ci-dessus, nous considérons cette étude de Carter et al. (2018), non pas comme concurrente, mais comme complémentaire à ce travail de thèse. Carter et al. (2018) montrent qu'il est possible d'avoir en moyenne 1/3 de la masse de croûte initiale éjectée lors des vingt premiers millions d'années, ce qui correspondrait à environ 6-9% de la masse totale de la planète. Cela induirait alors environ 20wt% de perte d'éléments producteurs de chaleur terrestres (cf figure 2.15), ainsi qu'une variation dans les rapports en éléments incompatibles dans la Terre silicatée par rapport aux chondrites. Cependant, Carter et al. (2018) montrent également que l'amplitude de variation des rapports en éléments lithophiles et réfractaires de la Terre silicatée est hautement dépendante des processus de formation crustale supposés par le modèle.

Deuxième partie

Développement de l'outil EROD : modèle d'érosion et fractionnement chimique

Chapitre 3. Un outil pour calculer l'évolution de la composition chimique de la Terre silicatée lors de l'assemblage de la Terre

Sommaire

3.1 Introduction **94**
3.2 Description générale **94**
3.3 Première étape : exécution des simulations numériques à N-corps **96**
3.3.1 Simulations dans le scénario d'accrétion classique 96
3.3.2 Simulations dans le scénario Grand Tack 101
3.3.3 Simulations dans le scénario "low mass asteroid belt" 102
3.4 Détails des étapes de calcul associées à un impact Embryon-Planétésimal **103**
3.4.1 Distribution de taille *imposée* des planétésimaux 103
3.4.2 Transferts de masse : érosion & accrétion 105
3.4.3 Modèles de bilans de masse 107
3.4.4 Scénario 1 : modèle de ré-équilibrage complet 109
3.4.5 Scénario 2 : modèle sans ré-équilibrage 110
3.4.6 Scénario 3 : modèle de ré-équilibrage seulement dans le cas d'impacts géants 110
3.5 Le cas des impacts Embryon-Embryon **111**

3.1 Introduction

Comme cela a été décrit dans le premier chapitre de cette thèse, en section 1.4, l'objectif est de quantifier l'influence de l'érosion collisionnelle sur la composition terrestre. Dans cette section, le modèle développé pour étudier spécifiquement le cas de l'érosion crustale est présenté : il s'agit de l'outil que nous appelons ici EROD. La description générale de l'outil, étape par étape, sera présentée en s'appuyant sur la figure 3.1 qui schématise l'architecture du script python correspondant à l'outil EROD (en suivant l'idée générale de présentation d'un script selon un algorigramme). Un algorigramme est un organigramme de programmation qui représente graphiquement l'enchaînement des différentes opérations effectuées par un programme, ici le programme EROD. Un losange réprésente les tests, ou conditions. Ici, les rectangles font référence aux différentes opérations. L'oval "IMPACT" représente le début, avec la sélection de l'impact à traiter. L'itération successive se fera d'impact en impact.

3.2 Description générale

L'objectif d'une partie de ce travail de thèse est d'effectuer une quantification du fractionnement chimique induit par l'érosion collisionnelle sur la Terre silicatée au cours du temps. Il est donc important de posséder un registre des collisions que la Terre subit au cours de son accrétion. Ce registre sera le point de départ du modèle que nous proposons ici. Un registre de collisions est en effet nécessaire pour procéder au traçage au cours du temps des évolutions d'abondances en éléments chimiques. Bien entendu, nous n'avons pas de réel registre de collisions que la Terre aurait pu subir, nous utilisons donc des résultats de simulations numériques (à N-corps) qui reproduisent la dernière phase de formation planétaire ; comme cela a été évoqué en section 1.3.2.1. Autrement dit, un registre de collisions hypothétiques peut être fourni directement par les résultats en sorties de simulations numériques d'accrétion : on parlera de fichiers de collisions.

Les simulations débutent avec un système possédant deux populations de corps différents : les embryons et les planétésimaux (les tailles/masses initiales de ces corps varient suivant les simulations) répartis dans le disque d'accrétion. L'étendue du disque dépend elle aussi des simulations et peut varier d'une étude à l'autre. Le système évolue gravitationnellement durant 100 Myr à 200 Myr, jusqu'à atteindre son état final, avec seulement quelques corps qui ont survécu (entre 2 et 5). Ce sont des simulations à N-corps dans lesquelles l'histoire dynamique et collisionnelle de quelques centaines d'embryons avec une plus grande population de planétésimaux est suivie de façon individuelle (i.e. pour chaque embryon). L'influence gravitationnelle des planètes géantes est prise en compte. Nous

utilisons ici les données de simulations numériques à N-corps correspondant à différents modèles d'accrétion (classique, "Grand Tack" et "low mass asteroid belt", cf section 1.3) qui nous ont été fournies par Sean N. Raymond (Raymond et al., 2009; Raymond & Izidoro, 2017a) et Seth A. Jacobson (Jacobson & Morbidelli, 2014).

N.B.: Nous possédons également les fichiers de collisions du scénario "early instability", qui nous ont été fournis par Matthieu Clement (Clement et al., 2019). Les résultats de ces simulations, dans le cas du "early instability", n'ont pour l'instant pas pu être complètement sortis et exploités en raison de différents problèmes. Parmi eux, le déclenchement de l'instabilité se fait à des temps différents suivant les simulations, mais l'enregistrement des collisions antérieures au déclenchement de l'instabilité n'est pas dans les fichiers dont nous disposons jusque là. De plus, les enregistrements souffrent d'un soucis de résolution pour l'application de EROD (voir les appendices pour la discussion de la convergence ou non du modèle en fonction de la résolution des simulations à N-corps dont les fichiers de collisions sont extraits).

Ces simulations font l'hypothèse d'accrétion parfaite. En départ de simulation, chaque embryon se voit attribuer une identité, ce qui nous permet de tracer au cours du temps l'évolution d'un même embryon. Les impacts qui ont lieu au cours de ces simulations peuvent être de deux natures : embryon-planétésimal (E-P) ou embryon-embryon (E-E). Les paramètres d'impact (vitesse, angle, rapport de masse impacteur/impacté) ainsi que les identités des embryons impliqués sont enregistrés directement dans les fichiers de données que nous utilisons. Cela est illustré dans la partie supérieure de la figure 3.1. "E" dénote un embryon, "P" dénote un planétésimal. Les chiffres associés font référence ici à l'identité du corps en question (sa couleur aussi). Le corps le plus gros survit, l'autre disparait. Ceci est également illustré dans cette partie supérieure du schéma, avec au temps i+1, l'embryon E1 qui se retrouve impliqué à nouveau dans un impact alors qu'il l'était déjà au temps i ; impact auquel il avait donc survécu puisque plus massif que l'embryon E2, avec leurs masses respectives notées m_1 et m_2. Il en est de même pour l'embryon E4 de masse m_4 qui survit entre les temps i+2 et i+3, mais qui disparaitra suite à sa collision avec E3 de masse m_3 au temps i+3. Il est donc essentiel de s'assurer du bon suivi des embryons, en fonction de leur identité. In fine, les résultats sortis en termes de fractionnement ne concernent que les embryons ayant survécu à la totalité de la simulation numérique : i.e. les analogues de planètes. Il est ensuite essentiel d'associer à chaque impact le transfert de masse correspondant, i.e. ce qui est éjecté du corps impacté, ainsi que ce qui lui est apporté comme matière (la masse accrétée donc). Ces quantités sont essentielles à l'établissement des bilans de masse qui feront l'objet de l'étape suivante, afin de ré-estimer les abondances des éléments chimiques étudiés. Puisque les impacts peuvent

être de deux natures différentes (E-E ou E-P), il conviendra de les traiter différemment et donc de s'assurer, en premier lieu, de vérifier à quelle nature d'impact nous avons affaire avant de continuer plus avant (il s'agit de la première étape, suivant directement la sélection de l'impact i, illustrée sur la figure 3.1 au sein du losange de condition "E-E?"). Une fois cela défini, une série d'instructions suivra pour chaque impact (étapes suivantes du calcul, depuis les transferts de masse aux bilans de masse chimiques, qui sont représentées dans les rectangles de la figure 3.1). Enfin, une fois un impact traité dans son entièreté, nous passons à l'itération suivante correspondant au temps i+1 auquel se produit le prochain impact pour recommencer à nouveau la procédure, de sorte à avoir finalement traité l'ensemble des données de simulations à N-corps fournies par les fichiers de collisions. Les détails du modèle sont décrits dans les sections qui suivent.

3.3 Première étape : exécution des simulations numériques à N-corps

Le point clef de cette étude est d'appliquer un modèle d'érosion à plusieurs séries de simulations numériques d'accrétion. Autrement dit, les simulations numériques à N-corps d'accrétion des planètes telluriques constituent le socle de ce travail de thèse. L'ensemble des simulations traitées dans ce travail ont été réalisées par Sean N. Raymond, Seth A. Jacobson. Les résultats de ces simulations sont publiés : Raymond et al. (2009); Jacobson & Morbidelli (2014); Raymond & Izidoro (2017a).

3.3.1 Simulations dans le scénario d'accrétion classique

Les simulations dont nous parlons ici sont celles présentées par Raymond et al. (2009).

Ces simulations sont faites de sorte à démarrer au début du stade final d'accrétion. Le système au temps zéro de ces simulations numériques correspond donc à un système dans lequel Jupiter et Saturne sont déjà formées et le gaz du disque a déjà été entièrement dissipé. Cela correspond finalement à une époque entre 1 Myr et 3 Myr après les CAIs (Raymond et al., 2009). Les conditions initiales du modèle sont prises en fonction du système que l'on peut s'attendre à avoir à 3 Myr, après la phase de formation d'embryons planétaires, décrite par exemple par Kokubo & Ida (2000). Dans ce cas, le disque est alors composé d'une population d'embryons, une population de planétésimaux ainsi que de Jupiter et de Saturne. Les simulations de Raymond et al. (2009) démarrent avec 85 à 90 embryons et 1000 à 2000 planétésimaux. On parle alors de haute résolution pour des simulations à N-corps avec ce type de populations. Toutes les simulations démarrent avec le matériel réparti entre 0.5 AU et 4.5 AU. La masse totale de solides (planétésimaux et

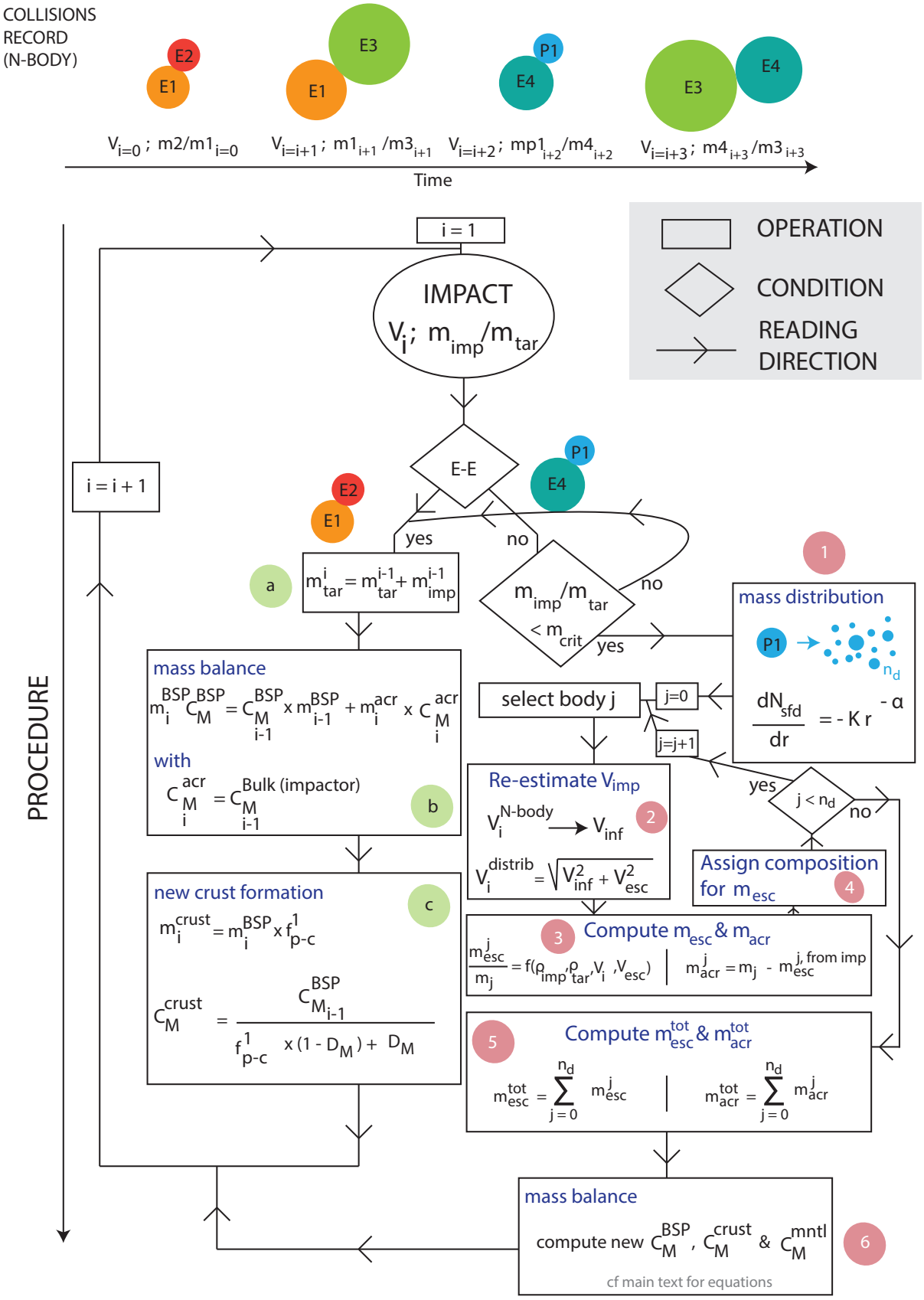

Figure 3.1 – Description générale du script python rédigé pour appliquer le modèle d'érosion construit et calculer le fractionement chimique d'une proto-Terre en croissance.

embryons) est de cinq masses terrestres, et cette masse est répartie également entre la population d'embryons et la population de planétésimaux.

Ces simulations sont faites à partir du code **Mercury** (Chambers, 1999) et représentent l'évolution du système sur au moins 200 Myr. Le code **Mercury** est un intégrateur symplectique hybride.

Le problème général à N-corps introduit l'idée d'un système dans lequel N corps sont présents et intéragissent potentiellement les uns avec les autres. Ces corps sont assimilés à des particules dans le système. Les modes d'intéractions dépendent des forces en place. Résoudre un tel problème à N-corps revient finalement à calculer les mouvements consécutifs des N-corps dans le système en résolvant le système d'équations correspondant aux forces en jeu : ici il s'agit des équations de Newton pour le mouvement des corps essentiellement. La force en jeu dans le système est la force de gravitation (au moins ici dans le cadre de simulations dans un système dont le gaz a déjà disparu). La résolution du problème se fait à travers la résolution des équations de conservation d'énergie et du moment cinétique du système. Il n'y a pas de solution analytique au problème. C'est là l'application et l'intérêt de la résolution numérique : calculer une résolution approchée de la solution, puisque la solution analytique n'existe pas. Cela revient à approcher la solution des équations de façon discrète et non continue : c'est-à-dire ici avec un pas de temps donné. Dans le cadre de simulations numériques de systèmes planétaires telles que celles qui sont présentées ici, le type d'intégrateur choisi pour résoudre les équations est important pour des raisons de stabilité numérique (pour éviter une propagation de l'erreur trop élevée rendant le résultat final complètement faux). C'est la raison pour laquelle **Mercury** est construit comme un intégrateur symplectique. Il est spécifiquement construit pour augmenter la stabilité du code dans le cadre de la résolution du problème à N-corps d'accrétion planétaire.

Dans les simulations de Raymond et al. (2009), les collisions sont considérées comme des incorporations inélastiques. La masse volumique de chaque corps à l'exception de Jupiter et de Saturne (i.e. embryons et planétésimaux) est posée à 3000 kg.m^{-3}. Les simulations durent en moyenne deux à quatre mois chacune, avec un pas de temps pour toutes les intégrations successives de l'ordre de 6 jours. Les embryons sont posés comme des particules qui intéragissent avec l'ensemble des particules environnantes. En revanche, les planétésimaux sont ce que l'on appelle des particules test : elles existent dans le système, peuvent intéragir avec les embryons, mais n'intéragissent pas entre elles. Cette approximation est faite pour réduire le temps de calcul (Raymond et al., 2006).

Raymond et al. (2009) testent plusieurs configurations initiales pour Jupiter et Sa-

turne. Pour chacune de ces configurations, quatre simulations sont exécutées de sorte à prendre en compte le caractère aléatoire sur les collisions.
Les différentes configurations testées sont les suivantes (Raymond et al., 2009) :

— CJS (pour *"circular Jupiter and Saturn"* en anglais). Jupiter et Saturne sont initialement placées sur des orbites circulaires et leurs demi-grand axes respectifs sont 5.45 AU et 8.18 AU. Leur inclinaison mutuelle est de 0.5 degrés. Les excentricités initiales de Jupiter et de Saturne sont nulles mais au cours de la simulation, elles s'induisent mutuellement des excentricités légèrement plus élevées.

— CJSECC. Dans cette configuration, Jupiter et Saturne sont exactement aux mêmes localisations dans le disque que le cas CJS, toutefois leurs excentricités initiales sont non nulles dans ce cas. Les excentricités de Jupiter et de Saturne sont initialement fixées à 0.02 et 0.03 respectivement. L'inclinaison mutuelle reste de 0.5 degrés.

— EJS (pour *"eccentric Jupiter and Saturn"* en anglais). Dans ce cas, Jupiter et Saturne sont initialement placées à leurs orbites actuelles (à 5.25 AU et 9.54 AU respectivement). Leurs excentricités sont en revanche élevées dans ce scénario avec des valeurs respectives de 0.05 et 0.06 pour Jupiter et Saturne. Leur inclinaison mutuelle est elle aussi plus élevée que dans les deux cas vus précédemment : 1.5 degrés.

— EEJS (pour *"Extra eccentric Jupiter and Saturn"* en anglais). Comme dans le cas précédent, Jupiter et Saturne sont à leur demi-grand axe actuel, mais avec une excentricité encore plus importante de 0.1 pour toutes les deux. L'inclinaison mutuelle reste de 1.5 degrés. Notons que dans ce cas, Raymond et al. (2009) ont fait le choix de lancer plus de quatre simulations dans ces conditions. Ils ajoutent donc quatre simulations dans ces conditions mais en démarrant avec 2000 planétésimaux au lieu de 1000. Enfin, quatre autres simulations sont exécutées en variant légèrement la valeur des excentricités respectives de Jupiter et Saturne qui prennent les valeurs respectives de 0.07 et 0.08 au lieu de 0.1. Dans ces dernières, le nombre de planétésimaux est également de 2000.

— JSRES (pour *"Jupiter and Saturn in RESonance* en anglais). Dans ce cas, Jupiter et Saturne sont initialement placées dans la configuration de leur résonnance 3:2 (cf Morbidelli & Crida, 2007). Cela correspond alors à des orbites sur des demi-grands axes respectifs de 5.43 AU et 7.30 AU. Leurs excentricités respectives sont 0.005 et 0.01. L'inclinaison mutuelle entre les deux planètes géantes est de 0.2 degrés.

— JSRESECC (pour *"Jupiter and Saturn in RESonance on ECCentric orbits* en an-

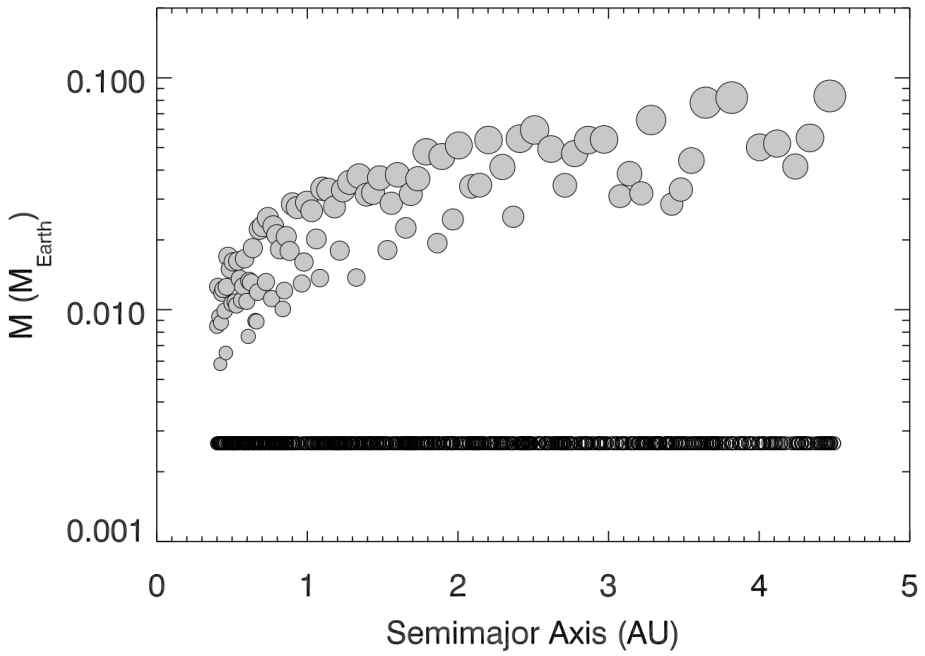

Figure 3.2 – Échantillon des conditions initiales posées par Raymond et al. (2009) pour les simulations présentées dans cette section. Les embryons sont représentés par les cercles gris tandis que les planétésimaux sont représentés par les cercles noirs. Les masses respectives des embryons sont représentées par la taille des points et sont à l'échelle par rapport à la distance orbitale à laquelle ils se trouvent selon une loi de puissance qui dépend notamment de la valeur de x que l'on retrouve dans la densité de surface du disque (cf équation 3.1). Le disque comprend entre 85 et 90 embryons dont les masses varient entre 0.005 et 0.1 masses terrestres. Figure de Raymond et al. (2009).

glais). Ce cas est le même que le cas précédent à l'exception des excentricités des orbites un peu plus élevées ici : 0.03 pour Jupiter et pour Saturne.

Au delà des configurations des orbites de Jupiter et de Saturne, un autre paramètre est variable dans les simulations proposées par Raymond et al. (2009) : la densité de surface du disque proto-planétaire. Deux valeurs sont testées. La densité de surface peut être définie comme :

$$\sum(r) = \sum_1 \left(\frac{r}{1AU}\right)^{-x}, \tag{3.1}$$

avec r la distance au centre du disque. Dans le cadre du modèle MMSN, $\sum_1 = 6-7$ g.cm^{-2} et $x = 3/2$ (Weidenschilling, 1977). Le second cas testé fixe une valeur de x différente : $x = 1$. L'état initial du système est représenté en figure 3.2.

3.3.2 Simulations dans le scénario Grand Tack

Dans cette sous section nous présentons les simulations de Jacobson & Morbidelli (2014).

Ces simulations démarrent un peu plus tôt que les simulations en scénario classique évoquées ci-dessus, puisqu'ici le gaz ne s'est pas encore dissipé dans le cas Grand Tack. Ces simulations explorent différentes gammes de conditions initiales, tant en répartition de masse entre la population d'embryons et la population de planétésimaux que des masses initiales des embryons. Autrement dit, les simulations numériques du Grand Tack (Jacobson & Morbidelli, 2014) présentées ici explorent différentes configurations possibles pour le système au moment où Jupiter va commencer à migrer dans le disque. Dans la mesure où la configuration du système à cette époque dépend essentiellement des modes de croissance antérieurs à cette phase, cela revient à tester, en quelque sorte, les différents processus d'accrétion en compétition pour expliquer la formation des planétésimaux et des embryons. Ainsi, concernant la répartition de masse entre embyons et planétésimaux, le rapport initial de la masse totale dans les embryons sur la masse totale dans les planétésimaux peut prendre quatre valeurs différentes. Ce rapport est défini comme suit : $\sum M_e : \sum M_p$, soit la somme des masses de tous les corps de la population d'embryons divisée par la somme des masses de tous les planétésimaux. $\sum M_e : \sum M_p$ prend respectivement les valeurs de 1:1, 2:1, 4:1 et 8:1 (Jacobson & Morbidelli, 2014). Le second paramètre testé dans les conditions initiales de ces simulations Grand Tack est la masse initiale d'un embryon. Les valeurs que celle ci prend sont : $0.025 M_\oplus$, $0.05 M_\oplus$ et $0.08 M_\oplus$, avec $M_\oplus$ la masse terrestre actuelle. Au total, cela correspond à une gamme de 3×4 soit 12 configurations initiales différentes. L'étendue du disque ou la distribution radiale de masse initiale dans le disque dépendent de ces paramètres. Ainsi, lorsque $\sum M_e : \sum M_p =$ 1:1, les simulations démarrent avec 4.7 masses terrestres distribuées entre 0.7 AU et 3.0 AU. Lorsque $\sum M_e : \sum M_p =$ 2:1, la masse distribuée dans cette zone est plus élevée et de 4.9 masses terrestres. Pour $\sum M_e : \sum M_p =$ 4:1, c'est 5.3 masses terrestres qui sont distribuées entre 0.7 AU et 3.0 AU et enfin 6.0 masses terrestre pour $\sum M_e : \sum M_p =$ 8:1 (Jacobson & Morbidelli, 2014). Il y a deux populations de planétésimaux dans le disque : une population dans le système solaire interne, et une population dans le système solaire externe (après 6 AU) dont les masses respectives de planétésimaux sont 3.8×10^{-4} masses terrestres et 1.2×10^{-4} masses terrestres. Les simulations démarrent avec approximativement 100 embryons et 2000 planétésimaux. Le nombre exact de corps dans chaque population dépend toutefois des conditions initiales, pour les raisons évoquées ci-dessus. Par exemple, dans le cas des simulations débutant avec $\sum M_e : \sum M_p =$ 2:1 et la masse initiale d'un embryon typique de $0.05 M_\oplus$, la distribution initiale des corps dans le système

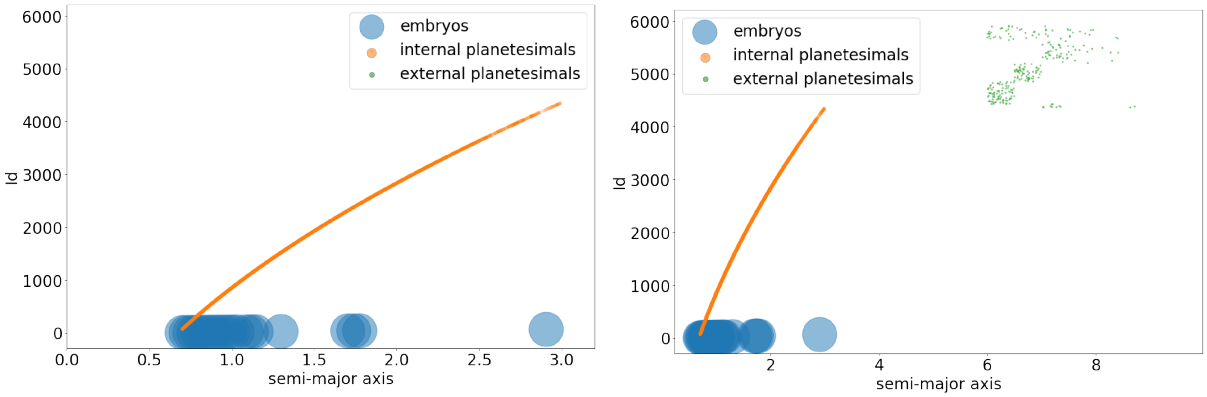

Figure 3.3 – Échantillon d'un exemple de conditions initiales posées par Jacobson & Morbidelli (2014) pour les simulations numériques présentées dans cette section. Le numéro d'identification des embryons est représenté en fonction du demi-grand axe. Les embryons sont représentés par les cercles bleus tandis que les planétésimaux internes sont représentés par les cercles oranges, et les planétésimaux de la population externe sont en vert. Les tailles des cercles sont à l'échelle des masses respectives des différents corps. Tous les corps issus d'une même population (soit embryons, soit planétésimaux internes, soit planétésimaux externes) ont la même masse initiale. Le disque comprend 100 embryons. Figure produite à partir des données de Jacobson & Morbidelli (2014). Le panneau de gauche (a) présente un zoom sur le système solaire interne, tandis que le panneau (b) présente le système dans son ensemble.

est représentée en figure 3.3. Le nombre d'embryons est légèrement inférieur à 100 mais le nombre de planétésimaux est bien au delà de 2000, comme le témoignent les numéros d'identification des différents corps en ordonnées.

Ces simulations sont exécutées à partir du code **Symba** (Duncan et al., 1998). Il s'agit, tout comme **Mercury** d'un intégrateur symplectique. **Symba** est construit pour traiter spécifiquement le problème des rencontres rapprochées. Pour ce faire, **Symba** subdivise récursivement les pas de temps, notamment lors d'une rencontre (Duncan et al., 1998). La version du code utilisée par Jacobson & Morbidelli (2014) est également implémentée d'un calcul parallèle de type OpenMP.

3.3.3 Simulations dans le scénario "low mass asteroid belt"

Les simulations que nous présentons ici ont été exécutées par Sean N. Raymond et leurs résultats sont publiés dans Raymond & Izidoro (2017a).

Tout comme les simulations Grand Tack, les simulations du scénario "low mass asteroid belt" débutent alors qu'il reste encore du gaz dans le disque. Le système initial contient donc dans ce cas un anneau de planétésimaux et d'embryons dans un disque de gaz qui se dissipe. Jupiter et Saturne sont également présentes et initialement placées sur des orbites de faible excentricité bloquées dans leur résonnance 3:2. Jupiter est située à

5.4 AU. Les différentes simulations contiennent 2 à 2.5 masses terrestres de matériel situé entre 0.7 AU et 1 AU ou 1.5 AU selon les simulations. Cette masse de matériel est divisée en 50 à 100 embryons ainsi que 2000 à 5000 planétésimaux. 75 à 90% de la masse totale est distribuée dans les embryos (Raymond & Izidoro, 2017a).

Les simulations présentées ici sont exécutées à partir d'une version de **Mercury** à laquelle sont implémentés une description des intéractions avec le gaz et les effets de marées. Le gaz se dissipe à une vitesse exponentielle sur une échelle de temps de l'ordre de 2×10^5 ans et disparaît entièrement après 2×10^6 ans (Raymond & Izidoro, 2017a). Un exemple de distribution initiale du matériel dans le disque est présenté dans le panneau en haut à gauche de la figure 1.20 avec l'excentricité représentée en fonction du demi-grand axe.

3.4 Détails des étapes de calcul associées à un impact Embryon-Planétésimal

Une fois une collision sélectionnée, la première étape du code consiste en une évaluation des conséquences de la collision sur le corps qui y survit en termes de transfert de masse ou de ré-équilibration chimique éventuelle. Suivant qu'il s'agira d'un impact E-E ou E-P, le traitement sera différent. Ici, nous traitons d'abord le cas des impacts E-P (correspondant à la partie droite _après la condition sur le choix de l'impact_ du diagramme en figure 3.1).

3.4.1 Distribution de taille *imposée* des planétésimaux

Les simulations à N-corps ont des exigences de calcul élevées. De ce fait, elles ne peuvent pas inclurent un nombre de corps trop élevé et sont limitées de ce point de vue à 1000-2000 planétésimaux en général, soit un nombre qui n'est pas réaliste. Ce besoin résulte en un nombre de planétésimaux relativement faible, impliquant alors une masse plus élevée pour chaque planétésimal. Dans cette mesure, bien que la population de planétésimaux présente au démarrage de cette dernière phase de formation planétaire est mal connue, nous faisons l'hypothèse que la masse d'un planétésimal est finalement distribuée dans une population de plus petits corps. Cette population (associée à chaque planétésimal) suit une loi de puissance quant à la distribution de taille : le nombre de corps présents en fonction de leur taille. En anglais, on parle de "*Size-Frequency Distribution*" (SFD, notation que nous garderons pour faire référence à cette distribution que l'on impose dans le modèle). Traitée de cette façon, la collision (E-P dans ce cas) initialement enregistrée dans les fichiers de collisions se traduit ici par une série d'impacteurs qui arrivent tous

en même temps sur la proto-planète en croissance. La distribution différentielle proposée pour représenter le planétésimal impliqué dans la collision suit la loi suivante:

$$\frac{dN_{sfd}(>r)}{dr} = -Kr^{-\alpha}, \tag{3.2}$$

avec α et K des constantes positives. $N_{sfd}(>r)$ est la distribution de taille cumulative (le nombre de corps dans la distribution qui possèdent un rayon de taille supérieure à r). Après intégration, nous obtenons alors:

$$N_{sfd}(>r) = K\left(\frac{r_{max}^{1-\alpha} - r^{1-\alpha}}{1-\alpha}\right). \tag{3.3}$$

La masse totale de la distribution est donnée par:

$$M_T = \int_{r_{min}}^{r_{max}} -\frac{4}{3}\pi r^3 \rho \frac{dN_{sfd}}{dr} dr, \tag{3.4}$$

avec ρ la masse volumique moyenne du planétésimal et r son rayon. En remplaçant $\frac{dN_{sfd}}{dr}$ dans cette dernière expression par l'eq. 3.2,

$$M_T = \int_{r_{min}}^{r_{max}} \frac{4}{3}\pi r^3 \rho K r^{-\alpha} dr. \tag{3.5}$$

À partir de là, il est possible d'extraire l'expression de K:

$$K = \frac{3M_T}{4\pi\rho} \times \frac{4-\alpha}{r_{max}^{4-\alpha} - r_{min}^{4-\alpha}}, \tag{3.6}$$

où M_T (la masse totale de la distribution) est ici fixée comme étant la masse du planétésimal extrait de la collision dans les résultats de simulations à N-corps. r_{min} et r_{max} sont arbitrairement choisis comme étant respectivement égaux à 1 km et 800 km. Les planétésimaux sont supposés avoir des tailles comprises entre 1 km et 1000 km (e.g. Weidenschilling, 2011; Johansen et al., 2014). Nous choisissons 800km comme étant la taille maximale d'un corps dans cette distribution de façon à s'assurer d'avoir une borne maximale de taille légèrement inférieure à la taille typique d'un planétésimal dans les simulations numériques (Raymond et al., 2009; Jacobson & Morbidelli, 2014; Raymond & Izidoro, 2017a). Le nombre de corps dans chaque gamme de masse est évalué d'après la distribution cumulative de masse présentée ci-dessus. Ce nombre est toutefois arrondi à un entier en utilisant un générateur aléatoire de nombre (afin d'imposer artificiellement une probabilité moindre d'avoir des corps très gros sur la borne supérieure de la distri-

bution). Toute cette phase de description de la distribution de masse qui sera attribuée à un planétésimal est illustrée dans l'encadré (1) nommé "mass distribution" en figure 3.1.

Ici, la pente de la distribution de masse ($-\alpha$) est fixée à -3.5, correspondant à la valeur actuelle de la pente de la distribution de masse des corps dans la ceinture d'astéroïdes. L'influence du choix de cette valeur doit être testée et fera l'objet de la section 4.2.6.

Dans ce cas, chaque impact correspond à un impact par l'un des corps de la distribution imposée. Ainsi, ils ne sont pas individuellement enregistrés dans les fichiers de collisions. Nous n'avons donc plus accès aux différents paramètres d'impacts. Il est donc nécessaire de les estimer autrement. Le cas de l'angle d'impact sera discuté en section 3.4.2. La vitesse d'impact est quant à elle estimée à partir de la vitesse des corps à l'infini, que nous supposons être la même pour tous les corps d'une même distribution et que celle-ci est égale à la vitesse à l'infini du planétésimal issu des simulations à N-corps. Le registre des collisions donne accès à la valeur de la vitesse d'impact (à la rencontre), qui est elle-même égale à $\sqrt{V_{\rm inf}^2 + v_{esc}^2}$, avec $V_{\rm inf}$ la vitesse à l'infini du planétésimal en question. Connaissant la vitesse d'évasion, l'estimation de la vitesse à l'infini du planétésimal est directe. Nous affectons cette valeur de vitesse à l'infini à tous les corps de la distribution de masse correspondante. La vitesse d'évasion du système des deux corps (impacteur et impacté) est légèrement différente pour chaque gamme de masse de la distribution, ainsi en ré-utilisant la même expression, il est possible de ré-estimer la vitesse d'impact pour chaque corps de la distribution. Cette ré-estimation des vitesses d'impacts est explicitée dans l'encadré (2) "Re-estimate V_{imp}" en figure 3.1.

3.4.2 Transferts de masse : érosion & accrétion

L'estimation des transferts de masse (masse érodée et masse accrétée) est l'étape qui suit directement la discrétisation d'un planétésimal en une population de plus petits corps (cf figure 3.1). Pour chaque gamme de masse de corps présents dans cette distribution, il convient alors d'estimer les transferts de masse. Cette étape est également représentée sur le diagramme en figure 3.1 sous le nom "Compute m_{esc} & m_{acr}".
Les masses érodées et accrétées au cours d'un impact E-P donné dépendent des paramètres d'impact: (i) l'angle d'impact, (ii) la vitesse d'impact et (iii) le rapport des masses essentiellement (Holsapple & Housen, 2007; Housen & Holsapple, 2011; Svetsov, 2011). Les travaux expérimentaux de Holsapple & Housen (2007) (reproductions expérimentales d'impacts sur un plan) permettent de définir des lois d'échelle pour les corps rocheux impactés concernant les ejecta de matériel en termes de distributions de vitesses et de masses de matière éjectées. Plus précisément, Holsapple & Housen (2007) et Housen & Holsapple (2011) fournissent une étude des distributions de vitesse de la matière dépla-

cée des suites de l'impact et proposent une quantification de la masse de matière qui est déplacée à une vitesse supérieure à une vitesse v donnée. Si nous prenons $v = v_{esc}$, v_{esc} étant la vitesse d'évasion du système impacteur-impacté, cela fournit alors directement une quantification de ce que l'on appelle alors la masse érodée. Il s'agit bien de la masse qui, lors de l'impact, est non seulement déplacée, mais surtout déplacée à une vitesse telle qu'elle peut échaper à l'attraction du corps auquel elle appartenait initialement: la masse érodée est perdue du système. La relation décrivant la masse érodée est alors :

$$\frac{m_{esc}}{m_{imp}} = 0.054 \left(\frac{V_i \sin(\alpha)}{v_{esc}} \right)^{1.65} \left(\frac{\rho_{tar}}{\rho_{imp}} \right)^{0.2}, \tag{3.7}$$

avec m_{esc} la masse érodée, m_{imp} la masse de l'impacteur, V_i la vitesse d'impact, α l'angle d'impact, ρ_{tar} et ρ_{imp} les masses volumiques respectives de l'impacté et de l'impacteur (Holsapple & Housen, 2007). Une étude légèrement plus récente propose de reprendre cette loi d'échelle de Holsapple & Housen (2007) et de la moyenner sur tous les angles d'impacts possibles, afin de s'affranchir de la dépendance à l'angle d'impact (Svetsov, 2011). Il obtient alors la relation suivante :

$$\frac{m_{esc}}{m_{imp}} = 0.03 \left(\frac{V_i}{v_{esc}} \right)^{1.65} \left(\frac{\rho_{tar}}{\rho_{imp}} \right)^{0.2}. \tag{3.8}$$

Svetsov (2011) produit également un certain nombre de simulations numériques d'impacts sur un plan supposé infini (i.e. dans l'hypothèse où l'impacté est infiniment grand devant l'impacteur) dans l'optique de comparer ses résultats numériques aux résultats expérimentaux fournis par Holsapple & Housen (2007). Ses résultats numériques permettent de retrouver une loi de puissance assez similaire, quoiqu'avec un exposant différent : 2.3 au lieu de 1.65 pour le rapport de vitesses :

$$\frac{m_{esc}}{m_{imp}} = 0.03 \left(\frac{V_i}{v_{esc}} \right)^{2.3}. \tag{3.9}$$

Nous choisissons ici d'utiliser la loi de Holsapple & Housen (2007) intégrée sur tous les angles (cf eq 3.8) dans la mesure où l'angle d'impact est inconnu pour les corps issus de la SFD.

La masse accrétée, $m_{accreted}$, est quant à elle déduite de la masse éjectée venant de l'impacteur, $m_{esc_{impactor}}$,

$$m_{accreted} = m_{imp} - m_{esc_{impactor}}, \tag{3.10}$$

elle même estimée à partir de simulations numériques d'impacts (Shuvalov & Artemieva,

2006) reprises par Svetsov (2011). Il n'y a pas de loi "universelle" qui ait été proposée pour exprimer cette masse quelque soit la vitesse d'impact, en effet, trois régimes de vitesses sont identifiés. Pour des vitesses comprises entre 15km/s et 30km/s, Shuvalov (2009) estime que pour des corps rocheux indifférenciés et avec une atmosphère de faible épaisseur,

$$m_{esc_{impactor}} = m_{imp} \times min\left(1, 0.074\left[\frac{(\rho_{tar}V_i)}{(\rho_{imp}v_{esc})}\right]\right). \tag{3.11}$$

Pour une vitesse d'impact inférieure ou égale à 15km/s,

$$m_{esc_{impactor}} = m_{imp}\left[1 - (0.14 + 0.003V_i)\ln(v_{esc}) - 0.9V_i^{-0.24}\right]. \tag{3.12}$$

Finalement, pour un impact dont la vitesse serait supérieure à 30km/s,

$$m_{esc_{impactor}} = m_{imp}\left[exp\left((0.0015V_i - 0.2)v_{esc} + 0.00125V_i - 0.25\right)\right]. \tag{3.13}$$

Bien entendu, ces résultats provenant soit d'expériences soit de simulations numériques sont produits dans le cas d'impact sur un plan supposé infini, il est donc impossible de les appliquer pour des rapports de masse (donc de taille) trop élevés entre l'impacteur et l'impacté (i.e. on doit avoir $M_i << M_e$). C'est la raison pour laquelle ce formalisme n'est pas appliqué aux impacts E-E qui sont donc traités différemment (cf section 3.5).

3.4.3 Modèles de bilans de masse

3.4.3.1 Procédure générale

Une fois les quantités de masses accrétées et érodées estimées, la dernière étape à appliquer est l'estimation de la nouvelle composition chimique de la BSP (*Bulk Silicate Planet* en anglais, pour désigner la croûte et le manteau d'une planète en croissance) d'une proto-planète donnée. Les compositions traitées ici sont des compositions en poids pourcents (wt%). Pour pouvoir les estimer, il est donc nécessaire d'associer à une composition chaque masse. En effet, $C_M^{bulk}m_{bulk} = \sum(C_M^{reservoir}m_{reservoir})$, avec C_M^{bulk} et m_{bulk} qui sont respectivement la composition chimique globale en wt% d'un élément M, la masse du corps global observé ou de la couche observée dans son ensemble ; $C_M^{reservoir}$ et $m_{reservoir}$ les concentrations et masses respectives des différents réservoirs compris dans le corps ou la couche en question (e.g. pour la BSP d'un embryon, les réservoirs seront la croûte d'une part, le manteau de l'autre). La somme se fait donc sur le nombre de réservoirs. Finalement, la concentration massique d'un élément par la masse du réservoir dans lequel il se trouve (i.e. la masse en cet élément dans le réservoir) correspond à la somme des contributions des différents sous-réservoirs qui composent le réservoir principal. Une masse éjectée sera donc négative, quand une masse accrétée sera positive, et la composition de

chacun des réservoirs auxquels ces masses sont prises doit être connue. Concernant la masse accrétée, dans le cas des impacts E-P, elle est supposée chondritique (en utilisant l'argument que les corps accrétés sont probablement non différenciés dans l'essentiel, et que leur composition globale en RLEs n'a donc pas été affectée depuis leur formation). La concentration de matière érodée représente quant à elle un challenge supplémentaire dans la mesure où nous n'avons accès, via le formalisme énoncé précédemment, qu'à sa masse, mais pas à sa provenance (e.g. croûte ou manteau). C'est l'objet de l'étape (4) intitulée "*Assign composition for* m_{esc}", figure 3.1. Une hypothèse doit donc être faite ici. Lorsque la masse érodée est supérieure à la masse de croûte de l'embryon impacté, nous considérons qu'à ce moment là, le manteau commence à être érodé à son tour, dans ce cas, la composition de la matière érodée correspond à

$$C_M^{esc} = \frac{C_M^{crust} m_{crust} + (m_{esc} - m_{crust}) C_M^{mantle}}{m_{esc}} \; ; \tag{3.14}$$

avec C_M^{esc}, C_M^{crust} et C_M^{mantle} les compositions respectives en élément M dans la masse éjectée, dans la croûte et dans le manteau, m_{crust} et m_{esc} les masses respectives de croûte et de matériel éjecté. Comme cela est indiqué dans la lecture du diagramme en figure 3.1, cette estimation est faite pour chaque gamme de masse de la distribution d'impacteurs associée à un planétésimal donné (cf section 3.4.1), et ce jusqu'à avoir appliqué ces calculs sur l'ensemble des gammes de masses présentes dans la distribution. Une fois que cela est effectué, les masses totales éjectées et accrétées ainsi que leurs compositions respectives, associées à un impact E-P donné de la simulation à N-corps, sont connues (cf encadré (5) "*Compute* m_{esc}^{tot} & m_{act}^{tot}", figure 3.1). À partir de là, les calculs de bilans de masse peuvent alors être effectués (cf encadré (6) "*mass balance*", figure 3.1). Le détail des bilans de masse, depuis la formation de la croûte au fractionnement de la BSP engendré par les impacts est donné ci-dessous.

3.4.3.2 Bilans de masse

Trois ensembles d'hypothèses sont testés ici afin d'évaluer au mieux l'influence de l'érosion collisionnelle sur la composition chimique terrestre. Ces hypothèses sont faites notamment sur le processus de formation de croûte.

O'Neill & Palme (2008) construisent un modèle de bilan de masse en deux étapes: (1) formation d'une première croûte à partir de fusion partielle du manteau primitif, induisant une ségrégation des éléments en fonction de leur niveau de compatibilité (affinité avec les phases cristallines) ; (2) érosion d'une fraction de la proto-croûte. Concernant la première étape, on peut donner pour un élément M:

$$\frac{C_M^{p-c}}{C_M^0} = \frac{1}{D_M + f_{p-c}^1(1 - D_M)}, \tag{3.15}$$

Avec f_{p-c}^1 représentant la fraction de proto-croûte formée relative à la masse totale de l'embryon, f_{p-c}^2 la fraction de cette proto-croûte qui est érodée ($f_{p-c}^2 < f_{p-c}^1$) et D_M le coefficient de partage solide/liquide de l'élément M. C_M^0 est la composition initiale en élément M en wt%, qui est ici prise chondritique, C_M^{p-c} étant alors sa concentration dans la proto-croûte. Après cela, O'Neill & Palme (2008) estiment la concentration résultante de l'élément M dans la BSP comme suit (en supposant qu'il n'y a pas d'érosion de matériau mantellique dans ce cas):

$$\frac{C_M^{BSS-esc}}{C_M^0} = \frac{f_{p-c}^1(1 - D_M) + D_M - f_{p-c}^2}{D_M + f_{p-c}^1(1 - D_M)(1 - f_{p-c}^2)}, \tag{3.16}$$

Où $C_M^{BSS-esc}$ est la concentration de M dans la BSP. Ce formalisme proposé par O'Neill & Palme (2008) constitue notre point de départ de réflexion quant aux bilans de masse, cependant, nous complexifions un peu ce modèle de bilan de masse et l'appliquons différemment suivant l'hypothèse que nous faisons concernant la formation de croûte. Pour des raisons de simplicité, nous présentons ici les trois hypothèses de bilans de masse que nous faisons en détaillant à la fois la contribution des impacts E-P et des impacts E-E. Dans la section suivante nous reviendrons sur le traitement particulier des impacts E-E en reprenant la description de la figure 3.1. Notons que la figure 3.1 est faite pour représenter ce que nous appelons le scénario numéro 3: "ré-équilibrage seulement dans le cas d'impacts géants".

3.4.4 Scénario 1 : modèle de ré-équilibrage complet

La BSP de la proto-planète en croissance est complètement fondue après chaque impact (sans distinction entre E-P et E-E) et les compositions respectives de croûte et de manteau se ré-équilibrent. Une nouvelle croûte est ensuite formée, en supposant toujours un épisode de fusion partielle du manteau, avec le même taux de fusion supposé f_{p-c}^1. Dans ce cas, les expressions 4.2 et 4.3 sont utilisées pour calculer la concentration résultante en un élément donné M à la fois globale dans la BSP, mais également dans le manteau et la croûte après nouvelle différenciation. Les impacts E-E dans ce cas sont considérés comme parfaitement accrétants (i.e. la masse du corps résultant de l'impact a une masse égale à la somme des masses de l'impacteur et de l'impacté). La composition chimique du matériel accrété est dans ce cas égale à la composition de l'embryon impacteur (dont l'évolution a elle-même été suivie au cours des temps antérieurs à l'impact en question via ce même procédé).

3.4.5 Scénario 2 : modèle sans ré-équilibrage

Dans ce modèle-ci, seulement les impacts E-P sont pris en compte, les impacts E-E sont complètement négligés. Tout le matériel accrété est supposé se redistribuer à la surface de la proto-planète impactée. De ce fait, seule la composition crustale est amenée à changer dans ce cas (ainsi que sa masse), en revanche le manteau demeure totalement inchangé en composition. La variation de composition de la BSP résulte donc essentiellement de la variation de composition de la croûte. Puisqu'il n'y a pas d'épisode de fusion supposé dans ce cas, aucune nouvelle croûte n'est formée. La nouvelle composition de la croûte en élément M, à un temps donné i s'écrit alors

$$C^i_{Mcrust} = \frac{C^{i-1}_{Mcrust} m^{i-1}_{crust} + C^{chondritic}_{M} m^i_{acr} - C^{i-1}_{Mcrust} m^i_{esc}}{m^{i-1}_{crust} + m^i_{acr} - m^i_{esc}}, \tag{3.17}$$

où m_{crust} est la masse de croûte, $C^{chondritic}_M$ la composition chondritique correspondant à l'élément M, m_{acr} la masse accrétée et m_{esc} la masse de croûte érodée.

Les scénarios (1) et (2) constituent des scénarios extrêmes (appelés "*end-members*" en anglais) : le scénario (1) produit une valeur maximale de fractionnement puisqu'il s'agit d'un scénario très favorable au fractionnement en raison de la nouvelle formation de croûte (alors systématiquement ré-enrichie en éléments incompatibles) à chaque nouvel impact. Inversement, le scénario (2) ne menant jamais à la formation d'une nouvelle croûte et négligeant les impacts géants, ne produit qu'une élévation en masse de la croûte, associée à une diminution de la teneur en éléments incompatibles par rapport à la croûte tout juste formée, se ramenant de plus en plus près d'une concentration chondritique avec le temps. L'érosion d'une telle croûte ne produit pas (ou peu) de fractionnement sur l'ensemble de la BSP.

3.4.6 Scénario 3 : modèle de ré-équilibrage seulement dans le cas d'impacts géants

Ce dernier scénario testé ici constitue non seulement un cas intermédiaire entre les scénarios (1) et (2) mais également un cas nettement plus réaliste. Les impacts E-P sont traités comme ils le sont dans le cas du scénario (2), c'est à dire en n'affectant que la composition crustale sans toucher à celle du manteau, et en n'induisant aucune nouvelle formation de croûte. Le bilan de masse alors effectué correspond à l'expression en eq. 3.17. Les impacts géants E-E sont quant à eux traités comme ils le sont dans le scénario (1), induisant une fusion complète de la BSP et un ré-équilibrage des compositions entre croûte et manteau avant de former une nouvelle croûte ré-enrichie en incompatibles. Dans ce

cas, la composition mantellique est elle aussi affectée à chaque nouvel impact. La composition de l'impacteur (complètement accrété par la proto-planète survivant à l'impact) est connue puisque toujours estimée d'après le registre des collisions qu'il a lui-même subies antérieurement.

3.5 Le cas des impacts Embryon-Embryon

Le traitement des impacts E-E est également représenté sur la figure 3.1 : partie gauche du diagramme, après la condition "E-E". L'encadré (a), qui suit directement cette condition illustre l'hypothèse d'accrétion parfaite (figure 3.1). En effet, c'est l'hypothèse faite dans le modèle d'équilibrage géochimique le plus réaliste (utilisé pour la majorité des résultats qui seront présentés dans les parties suivantes), i.e. le scénario 3 de ré-équilibrage. À un temps donné i, la masse du corps résultant de l'impact, m^i_{tar}, est donc égale à la somme des masses des deux corps impliqués dans l'impact (masses en i-1 donc) suivant :

$$m^i_{tar} = m^{i-1}_{tar} + m^{i-1}_{imp}. \tag{3.18}$$

À partir de là, les bilans de masse (cf sous section 3.4.6) sont calculés afin d'estimer la nouvelle concentration de la BSP, après ré-équilibrage des compositions de croûte et de manteau (cf encadré (b) en figure 3.1). Puisqu'aucune éjection de matériel n'est supposée ici, le bilan de masse dépend essentiellement de l'ancienne concentration de la BSP de la proto-planète impactée, ainsi que de la composition du matériel accrété. Ce dernier a la composition de l'embryon impacteur au temps i. Finalement la nouvelle concentration de l'élément M dans la BSP est calculée comme suit :

$$m^{BSP}_i \times C^{BSP}_M = C^{BSP}_{M_{i-1}} \times m^{BSP}_{i-1} + m^{acr}_i \times C^{acr}_{M_i}, \tag{3.19}$$

avec $C^{BSP}_{M_{i-1}}$ la composition en élément M de la BSP de la proto-planète au temps i-1 ; m^{BSP}_{i-1} la masse de la BSP en i-1 ; m^{acr}_i la masse de matériel accrétée, $C^{acr}_{M_i}$ la composition de ce matériel en élément M ; et m^{BSP}_i la nouvelle masse de BSP au temps i, après l'impact, soit $m^{BSP}_{i-1} + m^{acr}_i$.

Un nouvel épisode de formation de croûte est alors supposé (voir encadré suivant (c) : "*new crust formation*", fig. 3.1). Puisque nous considérons un taux de fusion partielle constant au cours de l'ensemble de la phase d'accrétion, f^1_{p-c} ne varie pas et sert toujours de base au calcul de la nouvelle masse de croûte. Ce taux de fusion partiel contrôle l'enrichissement de la croûte en élément M, comme nous l'avons vu au travers de l'expression 4.2. Plus le taux de fusion partielle est élevé, plus la masse de croûte est élevée et la concentration de la croûte en élément M diminue ; et inversement.

ρ_{tar}	ρ_{imp}	ρ	ρ_t
masse volumique des embryons impactés	masse volumique de l'impacteur	masse volumique typique d'un planétésimal pour le calcul de SFD	masse volumique de croûte (utilisée dans le cas des petits impacts comme valeur de masse volumique de l'impacté)
5 200 kg.m^{-3}	2 600 kg.m^{-3}	2 600 kg.m^{-3}	2 900 kg.m^{-3}
f^1_{p-c}	r_{min}	r_{max}	$-\alpha$
Taux de fusion partielle pour former une nouvelle croûte	Borne minimale de rayon (pour les plus petits corps) de la SFD	Borne maximale de rayon (pour les plus grands corps) de la SFD	Pente de la SFD
0.026	8 m	800 km	-3.5

Table 3.1 – Tableau de référencement des paramètres fixés dans le modèle.

Une fois qu'un impact est complètement traité, les nouvelles données associées à un embryon (masse totale, compositions et masses de croûte et de manteau, identité) sont stockées et on passe à l'impact suivant au temps i+1, et ainsi de suite.

Les valeurs stockées nous serviront à fortiori à accéder à l'enregistrement en temps de l'évolution du fractionnement. Les données correspondant aux résultats du dernier impact subi par un embryon donné permettent d'accéder à la valeur du fractionnement final, qui sera ensuite utilisée dans les résultats des chapitres à suivre pour effectuer une étude statistique sur l'ensemble des embryons survivants aux différentes simulations numériques testées.

Un certains nombre de paramètres doivent être fixés et imposés au modèle. Ils sont présentés dans le tableau 3.1. Une discussion des paramètres choisis sera proposée en annexes V.

Troisième partie

Applications - La Terre silicatée : les éléments réfractaires et lithophiles comme traceurs de processus érosifs

Chapitre 4. Article 1 : Quantitative estimates of impact induced crustal erosion during accretion and its influence on the Sm/Nd ratio of the Earth

Sommaire

4.1 Introduction **119**
4.2 Article **120**
4.2.1 Abstract 120
4.2.2 Introduction 121
4.2.3 Method 123
4.2.4 Results and discussion 128
4.2.5 Conclusion 132
4.2.6 Appendice 133
4.3 Conclusions et perspectives **140**

4.1 Introduction

Dans ce chapitre nous présentons les premiers résultats obtenus au cours de ces travaux de thèse, à partir d'une version antérieure du code EROD. Cette version ne faisait alors pas encore le couplage entre les différents embryons, permettant de prendre en compte le fait que l'embryon devenant impacteur pouvait lui aussi avoir été fractionné dans le passé.

Cette étude a été soumise à la revue Icarus en février cette année (2020) dans un manuscript intitulé "Quantitative estimates of impact induced crustal erosion during accretion and its influence on the Sm/Nd ratio of the Earth". Elle a été réalisée grâce à la collaboration de S. Charnoz, J. Siebert, S.A. Jacobson et Sean N. Raymond, co-auteurs de cet article.

4.2 Article

Quantitative estimates of impact induced crustal erosion during accretion and its influence on the Sm/Nd ratio of the Earth

L Allibert[1], S Charnoz[1], J Siebert[1,4], S.A. Jacobson[2] & S.N. Raymond[3]

[1] Institut de Physique du Globe de Paris, Université de Paris, 1 Rue Jussieu, Paris, France
[2] Michigan State University, Earth and Environmental Sciences, 288 Farm Ln, East Lansing, MI 48824, USA
[3] Laboratoire d'Astrophysique de Bordeaux, Allée Geoffroy St Hilaire, Bordeaux, France
[4] Institut Universitaire de France

4.2.1 Abstract

Dynamical scenarios of terrestrial planets formation involve strong perturbations of the inner part of the solar system by the giant-planets, leading to enhanced impact velocities and subsequent collisional erosion. We quantitatively estimate the effect of collisional erosion on the resulting composition of Earth, and estimate how it may provide information on the dynamical context of its formation. The composition of the Bulk Silicate Earth (BSE, Earth's primitive mantle) for refractory and lithophile elements (RLE) should be strictly chondritic as these elements are not affected by volatile loss nor core formation. However, an excess in ^{142}Nd compared to the ^{144}Nd has been emphasized in terrestrial samples compared to most measurements in chondrites. In that case, the Samarium/Neodymium (Sm/Nd) ratio could be roughly 6% higher in the BSE than in chondrites, as suggested from the $^{146}Sm/^{142}Nd$ isotopic system (Boyet & Carlson, 2005). This proposed chemical offset could be the consequence of preferential collisional erosion of the crust during the late stages of Earth's accretion, leaving a BSE enriched in Sm due to its lower incompatibility compared to Nd (O'Neill & Palme, 2008; Boujibar et al., 2015; Bonsor et al., 2015; Carter et al., 2015; 2018). However, if the present ^{142}Nd of the BSE arises from nucleosynthetic heterogeneities within the protoplanetary disk (Burkhardt et al., 2016; Bouvier & Boyet, 2016; Boyet et al., 2018), then the BSE has no excess in Sm compared to Nd and this hypothesis precludes any significant loss of a relatively Nd-

enriched component early in the Solar System. Here, we simulate and quantify the erosion of Earth's crust in the context of Solar System formation scenarios, including the classical model and the Grand Tack scenario that invokes orbital migration of Jupiter during the gaseous disk phase (Walsh et al., 2011; Raymond et al., 2018). We find that collisional erosion of the early crust is unlikely to explain the proposed superchondritic Sm/Nd ratio of the Earth for most simulations. Only Grand Tack simulations in which the last giant impact on Earth occurred later than 50 million years after the start of Solar System formation can account for this Sm/Nd ratio. This time frame is consistent with current cosmochemical and dynamical estimates of the Moon forming impact (Chyba, 1991; Walker, 2009; Touboul et al., 2007; 2009; 2015; Pepin & Porcelli, 2006; Norman et al., 2003; Nyquist et al., 2006; Boyet et al., 2015). However, such a late fractionation in the Sm/Nd ratio is unlikely to be responsible for a 20-ppm ^{142}Nd excess in terrestrial rocks due to the half life of the radiogenic system. Additionally, such a large and late fractionation in the Sm/Nd ratio would accordingly induce non-observed anomalies in the $^{143}Nd/^{144}Nd$ ratio. Considering our results, the Grand Tack model with a late Moon-forming impact cannot be easily reconciled with the Nd isotopic Earth contents.

Keywords Cratering - Planetary Formation - Cosmochemistry - Accretion - Abundances, interiors

4.2.2 Introduction

Chondrites are primitive meteorites that did not differentiate into a core, silicate mantle and crust, and therefore are thought to reflect the chemical compositions of their entire parent bodies. Chondrites have accordingly been considered as the most appropriate proxy for the bulk composition of Earth (Ringwood, 1966; Allègre et al., 1995; Boyet & Carlson, 2005). Whether the Earth building blocks are made of carbonaceous, ordinary or enstatite chondrites is still a matter of debate (Warren, 2011; Dauphas, 2017).

Assuming the chondrites represent Earth's building blocks, the bulk silicate Earth should be in chondritic proportions for refractory and lithophile elements (RLE) as they are neither affected by volatile loss nor by core formation (i.e. RLE do not enter metal or sulphide phases). Sm and Nd are considered as RLE that can constitute powerful tracers of collisional erosion because of their geochemical properties. ^{146}Sm decays to ^{142}Nd with a half life of ∼68-103 Myr (Kinoshita et al., 2012; Friedman et al., 1966; Meissner et al., 1987). Geochemical studies have enlightened a ^{142}Nd/^{144}Nd ratio for terrestrial rocks of roughly 20 ppm (part per million) higher than various types of chondrites (ranging from -35 ± 15ppm for carbonaceous chondrites to -10 ± 12ppm for enstatites) (Boyet & Carlson, 2005). This small but significant difference might suggest that the BSE Sm/Nd ratio is +6% above the average chondritic value (Boyet & Carlson, 2005).

A possible explanation (Boyet & Carlson, 2005) is that the Earth's mantle underwent an early fractionation event induced by partial melting during the first few hundred Myrs of solar system history. Nd is enriched in mag-

mas with respect to Sm during melting process, i.e. Nd is more incompatible than Sm. Thus, an early crust-mantle differentiation can produce an incompatible-elements depleted mantle corresponding to the present BSE as well as an enriched reservoir with low Sm/Nd corresponding to a primitive basaltic reservoir. This missing reservoir could be still hidden in the deep mantle after subduction of the primordial crust or formation of a basal magma ocean at the core mantle boundary (Boyet & Carlson, 2005; Campbell & O'Neill, 2012) that would be unsampled. Another possibility is that this reservoir represents Earth's early crust, which was collisionaly eroded during the late stages of planetary accretion (O'Neill & Palme, 2008; Campbell & O'Neill, 2012; Boujibar et al., 2015; Bonsor et al., 2015; Carter et al., 2015; 2018; Shibaike et al., 2016), leading to the inferred superchondritic Sm/Nd ratio. Total erosion of crust about 1% of Earth mass is needed to account for the fractionation of the BSE Sm/Nd ratio (O'Neill & Palme, 2008) if Earth's building blocks were made of either ordinary or carbonaceous chondrites. If they are made of enstatite chondrites, then a much larger erosion fraction (between 2% and 15% of the early Earth's mass) is potentially required (Boyet & Carlson, 2005; Boujibar et al., 2015).

However, recent studies have shown that the existence of nucleosynthetic anomalies in pristine planetary precursors such as chondrites and Ca-Al rich refractory inclusions (CAIs) could cause the observed variations in the ^{142}Nd abundances among planetary materials (Burkhardt et al., 2016; Bouvier & Boyet, 2016). Moreover, few CAIs and enstatite chondrites have also been shown recently to share common Nd isotope signatures with terrestrial rocks (Bouvier & Boyet, 2016; Boyet et al., 2018). These observations would imply a chondritic Sm/Nd ratio for the Earth and would preclude dynamical accretion scenarios leading to efficient crustal erosion. However, planetary accretion processes involve energetic impacts with potentially significant erosion of material from embryos (Leinhardt & Stewart, 2011; Leinhardt et al., 2015; Bonsor et al., 2015; Marcus et al., 2009). Thus, it is necessary to quantify the efficiency of collisional erosion of the primordial crust to address the issue of Earth's accretion scenario and the nature of its building blocks. In previous studies, the efficiency of this process has been investigated with either a simple erosion model (Shibaike et al., 2016) focusing only on the period of the terminal lunar cataclysm, the existence of which is in question (Boehnke & Harrison, 2016; Zellner, 2017; Morbidelli et al., 2018; Hartmann, 2019) or neglecting the effect of a population of small planetesimals (Carter et al., 2018).

Recently, a first step toward constraining the effect of collisional erosion on the Sm/Nd ratio of Earth was achieved, in a realistic dynamical context, using sophisticated erosion scaling laws (fitted to SPH simulations of impacts between similarly-sized bodies) coupled to N-body numerical simulations of Earth's accretion (Carter et al., 2018). However, computational resources limited the resolution (i.e. number of particles forming planetary bodies) in such simulations: collisions in which the impactor was less than 1% of the target mass were neglected (Carter et al., 2018). As a consequence, SPH numerical simulations do not address the physics of smaller cratering impacts (Holsapple & Housen, 2007; Housen & Holsapple, 2011; Svetsov, 2011), thus hampering quantitative estimates of total eroded material. Planetesimals likely contribute to the majority of im-

pacts, and so collisional erosion may accordingly be driven by small impactors. The effect of these small impacts on the budget of RLE has been neglected in previous works (Carter et al., 2018). In addition, Carter et al. (2018) only explored the collisional stripping of the early Earth proto-crust during the first stages of planetary growth (between 1 Myr and 23 Myr) (Carter et al., 2018) while the presence of numerous planetesimals in the early solar system is predicted up to at least 200 Myr.

Here we evaluate the hypothesis that crustal erosion from planetesimal impacts can eventually fractionate Earth's Sm/Nd ratio. The evolution of the Sm/Nd ratio is monitored during the accretion of Earth (from 1-3 Myr to 200 Myr) using an approach combining analytical modeling of the cratering process and N-body planet formation simulations.

In section 2 we describe the numerical model as well as the two dynamical scenarios explored. In section 3 we present our results for both Grand Tack and classical model. Then we summarize our results and discuss them in the context of the collisional erosion hypothesis and nucleosynthetic anomalies hypothesis.

4.2.3 Method

4.2.3.1 Code description

We use N-body numerical simluations from Raymond et al. (2009); Jacobson & Morbidelli (2014) to provide the collisional history of terrestrial embryos (whose sizes are defined for each scenario later on) in the proto-planetary disc. These simulations last for about 200 Myr, and have initial conditions representing the state of the solar disk 3-4 Myr after CAIs. Erosion from small impactors is tracked through the entire accretion process until proto-Earth embryos reach Earth-like mass. We explore two scenarios for the giant planet's orbital evolution: (1) the Grand Tack (Jacobson & Morbidelli, 2014) and (2) a classical scenario where the orbits of the giant planets are excited by mutual perturbations (Raymond et al., 2009). The impacts are divided in two groups : giant embryo-embryo impacts and planetesimal-embryo impacts. The planetesimal-embryo impacts are treated with an analytical cratering model based on scaling laws for rocky targets (Svetsov, 2011; Holsapple & Housen, 2007). Giant impacts are assumed to have no effect on the BSE Sm/Nd ratio as they fully melt and mix the crusts and mantles of the colliding embryos. After quantifying the mass transfer following each impact, a geochemical model is used to follow the evolution of the amounts of Sm and Nd in the crust and mantle of the different embryos. As numerous works suggest an early differentiation of planetary bodies (Lugmair & Shukolyukov, 1998; Srinivasan et al., 1999; Bizzarro et al., 2005; Amelin, 2008; Kruijer et al., 2014), we assume that all embryos in the simulations are differentiated.

The processes of crust-mantle reequilibration after an impact are poorly known. Consequently, we assume that giant impacts induce a full crust-mantle reequilibration, while planetesimals impacts only affect the composition and mass of the crust and leave the mantle unchanged. Since the N-body numerical simulations used here assume perfect merging, there is no way of tracking the ejected material. In consequence possible capture of ejected material by other embryos, following an impact, has been neglected. Accordingly, the fractionation computed in this work might be overestimated.

We introduce ϵ the parameter describing the chemical fractionation of the Sm/Nd ratio in the mantle of growing Earth like embryos (i.e. BSP for Bulk Silicate Planet) with respect to the initial chondritic composition:

$$\epsilon = \frac{\left(\frac{Sm}{Nd}\right)^{t}_{BSP} - \left(\frac{Sm}{Nd}\right)^{ini}_{BSP}}{\left(\frac{Sm}{Nd}\right)^{ini}_{BSP}}, \qquad (4.1)$$

with $\left(\frac{Sm}{Nd}\right)^{t}_{BSP}$ the Sm/Nd ratio of the BSP at any time t of the simulation and $\left(\frac{Sm}{Nd}\right)^{ini}_{BSP}$ the Sm/Nd ratio of the BSP at time zero of the simulation (i.e. chondritic value).
The details of the model (i.e. quantification of ejected and accreted masses, chemical mass balances and post-processing N-body simulations of accretion) are presented hereafter.

4.2.3.2 Cratering model

The first step of the work consists in the calculation of the eroded and accreted masses during a single impact event. As we consider embryos as differentiated bodies, the eroded mass is assumed to have a crustal composition when the total ejected mass after considering all impacts from a given distribution is lower than the crustal mass. This assumption is made to take into account the fact that overlapping between the craters may occur since it physically implies that the model assumes that all planetesimals from a given distribution are coming from all direction. For greater ejected masses, the eroded material is assumed to be made of both crust and mantle (the remnant mass after the entire crust is considered is then ejected mantle). We assume that planetesimals have a bulk chondritic composition which imply that accreted mass has a chondritic composition. The ejected and accreted masses are deduced from previous studies analytical laws constructed as a function of the impact velocity at encounter, the impactor density and the target density and masses of both the target and impactor (Holsapple & Housen, 2007; Shuvalov, 2009; Svetsov, 2011).

These parameterizations assume that the impactor mass is much smaller than the target mass (i.e. $M_i/M_e < 0.01$) so they cannot be used for giant impacts. The treatment of the giant impacts in the proposed model is dependant on the mixing scenario choosen. This point is described in the section 4.2.3.3.

4.2.3.3 Mass balance model

O'Neil et al. O'Neill & Palme (2008) proposed a mass balance for a two-stage model of crustal erosion. The first stage assumes the formation of the embryo's crust with fractionnation between compatible and incompatible elements. The newly formed proto-crust is enriched in incompatible elements relatively to the residual mantle. f^1_{p-c} represents the fraction of proto-crust with respect to the entire embryo's mass. In the second stage, a f^2_{p-c} fraction of the proto-crust is eroded (note that $f^2_{p-c} < f^1_{p-c}$). The concentrations of an element M in the crust and mantle after the first stage can be described following:

$$\frac{C^{p-c}_M}{C^0_M} = \frac{1}{D_M + f^1_{p-c}(1 - D_M)}, \qquad (4.2)$$

With D_M the partition coefficient of M between melt and solid, C^0_M the chondritic composition for M, and C^{p-c}_M its concentration in the proto-crust. It is possible to estimate the concentration in the BSP (Bulk Silicate Planet, i.e. crust and mantle of the growing planetary embryo) after the second stage as (assuming no mantle

erosion):

$$\frac{C_M^{BSP}}{C_M^0} = \frac{f_{p-c}^1(1-D_M)+D_M-f_{p-c}^2}{(D_M+f_{p-c}^1(1-D_M))(1-f_{p-c}^2)}, \tag{4.3}$$

Where C_M^{BSP} is the concentration of M in the BSP. f_{p-c}^1 is fixed to a value of 0.026 following O'Neill & Palme (2008) assuming that the partial melting rate remains constant over the accretion history (inducing variations in the crust thickness because of the embryo mass increase). Three different scenarios are considered for crustal formation after an impact:

4.2.3.3.1 Scenario 1: "the full remixing" model The BSP is molten and the newly formed crust reequilibrates with the mantle after each impact. Giant impacts are considered as perfect mergers, and a full reequilibration between crust and mantle is still assumed. Expressions 4.2 and 4.3 are used for estimating the resulting BSP concentration in a given element M compared to its previous value.

4.2.3.3.2 Scenario 2: "no remixing" model Only small impacts are taken into account for estimating the masses of eroded crust and accreted chondritic material. All accreted material is assumed to fall onto the surface so that only the crustal composition is modified while mantle composition (and its mass) remains constant. No new crust is formed. Accordingly, the new composition of the crust in M at a given time i is expressed following:

$$C_{Mcr}^i = \frac{C_{Mc}^{i-1}m_{crust}^{i-1}+C_M^{ch}m_{acc}^i-C_{Mcr}^{i-1}m_{ej}^i}{m_{crust}^{i-1}+m_{acc}^i-m_{ej}^i}, \tag{4.4}$$

where m_{crust} is the crustal mass, C_M^{ch} is the chondritic concentration for the element M, m_{acc} is the accreted mass (from impactor) and m_{ej} is the escaped mass.

In this scenario, the giant impacts are not treated at all. No new crust is formed from partial melting.

4.2.3.3.3 Scenario 3: "remixing only for giant impacts" model This scenario is an intermediate case in between (1) and (2). Planetesimal-embryo impacts are treated following scenario (2), see eq. 4.4 while Embryo-Embryo impacts are treated following scenario (1)(i.e. full melting of the BSP with formation of a new crust). Accordingly, the composition of the mantle changes each time a giant impact occurs. All giant impacts are considered as perfect mergers. For simplifications, we assume that this results in a mass of chondritic composition equal to the impactor mass is accreted to the target.

Further results (section 4.2.4) are presented for the most realistic case only (i.e. scenario 3), however they are all discussed in appendices.

4.2.3.4 Planetesimals size-frequency distribution

N-body simulations need high computational requirements, so they can not include a realistic amount of planetesimals for the calculations. This is why we have chosen here to distribute the mass of a single planetesimal impactor into a size-frequency distribution of smaller impactors (i.e. each impact from a planetesimal in the data file is assumed to be a serie of impacts with impactors distributed on a size-frequency distribution (SFD)). That serie of impactors is assumed to fall onto the target at the same time.

The differential size distribution of impactors follows a power law :

$$\frac{dN_{sfd}(>r)}{dr} = -Kr^{-\alpha}, \tag{4.5}$$

with α and K standing for positive constants. $N_{sfd}(>r)$ is the cumulative size distribution (the number of bodies with a radius larger than r). We get updon integration :

$$N_{sfd}(>r) = K\left(\frac{r_{max}^{1-\alpha} - r^{1-\alpha}}{1-\alpha}\right) \tag{4.6}$$

and the total mass of the distribution can be described as

$$M_T = \int_{r_{min}}^{r_{max}} -\frac{4}{3}\pi r^3 \rho \frac{dN_{sfd}}{dr} dr, \tag{4.7}$$

with ρ standing for the mean density of the planetesimals. So replacing $\frac{dN_{sfd}}{dr}$ in the later expression we get,

$$M_T = \int_{r_{min}}^{r_{max}} \frac{4}{3}\pi r^3 \rho K r^{-\alpha} dr. \tag{4.8}$$

It is then possible to obtain K:

$$K = \frac{3M_T}{4\pi\rho} \times \frac{4-\alpha}{r_{max}^{4-\alpha} - r_{min}^{4-\alpha}}, \tag{4.9}$$

where M_T (the total mass of the distribution) equals the mass of the impactor given in the N-body simulation. r_{min} and r_{max} have to be fixed. They are arbitrarily chosen as 8m and 800km respectively. The number of bodies in each mass bin is evaluated using the cumulative mass distribution, rounded to an integer number using a random number generator. Accordingly, 800km is taken as the upper bound of this distribution to be slighlty lower than the typical size of a planetesimal in the simulations (Raymond et al., 2009; Jacobson & Morbidelli, 2014). However the change in the minimum radius of a body within the SFD is not critical on the model outcomes (less than 1% change in the fractionation if the minimum radius is set at 8 m). The physical characteristics of the planetesimals are as follows :

- The mean density of the target, ρ_m, is assumed to be 5200 kg/m^3.
- The crust density, ρ_t, is assumed to be 2900 kg/m^3.
- The density of impactors (chondritic material), ρ_{imp}, is assumed to be 2600 kg/m^3.
- The impact velocity is assumed to be: $V_{imp} = \sqrt{V_{\text{inf}}^2 + v_{esc}^2}$ with V_{inf} the velocity of the impactor at infinity (beyond the gravitational attraction of embryos), which is here assumed to be the same for all impactors in the same impact event. This V_{inf} is deduced from the data of the N-body simulation.
- The radii of target and impactors are calculated using their mean densities and respective masses.

In this study, the slope of the SFD (α) is set at 3.5 which corresponds to the actual value of the distribution of bodies in the asteroid belt. However, the influence of the choice for α needs to be examined, this makes the object of the section 4.2.6.2 in the appendices.

4.2.3.5 Dynamical Scenarios

The impact model presented in the previous section is applied to two dynamical accretion scenarios of the terrestrial planets accretion: (1) Grand Tack or (2) classical. Within each dynamical model, a variety of parameters are explored such as (i) variable eccentricities and semi-major axis of Jupiter and Saturn (for classical model), (ii) different surface densities of the disc (classical) and (iii) different initial embryo masses (Grand Tack). These different dynamical scenarios are summarized in Table

1 (Classical) and Table 2 (Grand Tack) with their associated results for our model in terms of fractionation in Sm and Nd.

The classical model (Chambers & Wetherill, 2001; Raymond et al., 2009) is the reference model concerning terrestrial planets formation, however it is well known now that it fails in reproducing several key features of our present day solar system. Other models have been further proposed to better reproduce the structure of the Solar System at its present state. Notably, the Grand Tack model is very popular as it is the first model proposed that can explain the small masses of Mars and the asteroid belt. It also reproduces the excited orbits of the bodies in the main asteroid belt, as well as the mixing between inner and outer solar system objects.

4.2.3.5.1 Classical scenario The main assumption considered in the Classical model is that the formation of the terrestrial planets can be treated independently compared to the giant gaseous planets (Wetherill, 1990; 1992; Chambers & Wetherill, 2001; Raymond et al., 2006; 2009; 2014). The initial conditions thus assume that Jupiter and Saturn are already formed and placed on fixed orbits. Then, it assumes that the terrestrial planets formed essentially from material originated close from their current position within the disk. Such a growth dynamics induces similar sizes for bodies on adjacent orbits (Kokubo and Ida, 2002). Classical models fail to reproduce the size of Mars.
In our study all simulations start with a disk (from 0.5AU to 4.5AU) of embryos and planetesimals with Jupiter and Saturn already formed. They contain 85-90 embryos and 1000-2000 planetesimals (Raymond et al., 2009). The total mass of the system is equally distributed between planetesimals and embryos. However, eight different sets of initial conditions are explored (Raymond et al., 2009). They refer to different orbits of Jupiter and Saturn and different disk surface densities (See Table 1 for details).

4.2.3.5.2 Grand Tack scenario The grand tack scenario was designed to explain the small size of Mars as this was one of the major issues with the classical accretion model (Walsh et al., 2011; Raymond & Morbidelli, 2014). The inward migration of Jupiter, followed by Saturn before they both migrate outward - when Jupiter gets caught in the 2:3 resonance with Saturn (Masset & Snellgrove, 2001; Morbidelli & Crida, 2007; Pierens & Raymond, 2011)- has been proposed as a mechanism to deplete and excite the Mars region leading to a small size of Mars and a distribution of orbital elements in the asteroid belt compatible with current observations. In the simulations we use here, the system contains a population of embryos and two different populations of planetesimals (i.e. internal planetesimals - within 3AU - and external smaller planetesimals beyond 3 AU) (Jacobson & Morbidelli, 2014). Each simulation begins with approximately 100 embryos and 2000 planetesimals. The N-body numerical simulations data used here consider the system is equally distributed between the different planetesimals and embryos masses (Jacobson & Morbidelli, 2014). However, the initial typical mass of an embryo before the onset of Jupiter's inward migration is a free parameter. Three different values are tested here: $0.025M_{\oplus}$, $0.05M_{\oplus}$ or $0.08M_{\oplus}$ (referenced respectively as 0.025, 0.05 and 0.08 in Table 2). The corresponding average ϵ values and their 1σ uncertainty are detailed in Table 2.

4.2.4 Results and discussion

Fig. 4.1 shows how ϵ evolves during the accretion of eight representative planets extracted from different N-body simulations: (i) four embryos evolved within a Grand Tack scenario with different initial masses and (ii) four other embryos evolved within a classical scenario for different Jupiter and Saturn orbits. Only a small fraction of the impacts have a significant influence on the fractionation.

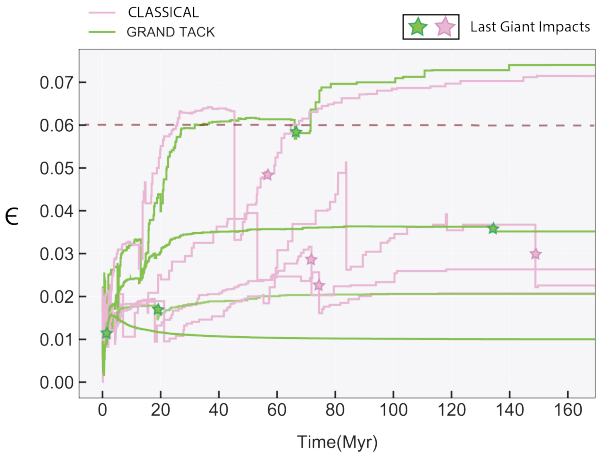

Figure 4.1 – Evolution of the fractionation parameter ϵ as a function of time for 8 relevant Earth analogs accretion histories: four evolving within a classical accretion scenario with different orbits of Jupiter and Saturn and four evolving within a Grand Tack scenario. They respectively end up with masses of $0.6M_\oplus$, $0.69M_\oplus$, $1M_\oplus$, $1.01M_\oplus$, $1.2M_\oplus$, $1.2M_\oplus$, $1.01M_\oplus$, $0.86M_\oplus$ and semi major axis of 1.16 AU, 0.6 AU, 0.76 AU, 0.62 AU, 0.72 AU, 0.9 AU, 0.95 AU and 0.71 AU, from the most fractionated to the less fractionated. A zero fractionation value refers to a chondritic composition. Time zero is the beginning of the simulation: $\simeq$ 3 Myr after CAIs. In the case of the Grand Tack scenario, time zero corresponds to the very beginning of the Jupiter's migration. Stars refer to the last giant impact for Grand Tack and classical scenarios.

This effect is a consequence of the impact configuration, especially the impact velocity: the higher the velocity, the more crust is typically ejected. However, successive impacts by planetesimals produce a fractionation that cannot be neglected.

The less massive the embryo the easier it is for impactors to erode the surface, leading to a higher fractionation in Sm and Nd in the BSP. The impact history varies considerably from planet to planet and from simulation to simulation. In the case of the Grand Tack scenario, most of the fractionation is produced during the first Myrs, when the system is dynamically excited by the migration of the giant planets. In the classical scenario, the fractionation occurs over the entire accretion history and the final BSP concentration becomes stable later than for the Grand Tack scenario.

On average neither the classical accretion model ($\epsilon = 0.029 \pm 0.015$) nor the Grand Tack ($\epsilon = 0.024 \pm 0.013$) can account for the eventual superchondritic BSE Sm/Nd ratio ($\epsilon = 0.06$). The final ϵ values are presented in the fig. 4.2 as a function of the final masses of embryos at the end of the 71 N-body numerical simulations. Most of the surviving embryo's masses range between $0.03M_\oplus$ and $1.4M_\oplus$. Smaller final embryos present a much larger range of ϵ values, especially in the case of the Grand Tack scenario (fig. 4.2). This is due to the fact that collisional erosion and consequent chemical fractionation is more efficient for smaller embryos. For the Grand Tack scenario especially, the system is very excited during the first Myrs because of the early migration of Saturn and Jupiter. At this time, the embryos can easily be eroded because of their lower masses and escape velocities. However, for bodies considered as relevant Earth analogs (i.e. with a final mass between $1/2M_\oplus$ and $1.2 \times M_\oplus$ and final semi-major axis between 0.5 AU and 2 AU), the

range of variation of ϵ values is narrower than for smaller bodies and ϵ almost never reaches the Earth target value of 0.06.

Note however that we have used a partial melting rate of 2.6% as proposed by O'Neill & Palme (2008) to produce the newly formed crust. Such a low partial melting rate is maybe appropriate for the Earth (O'Neill & Palme, 2008) whereas it differs significantly from estimates of differentiated bodies such as Vesta (possibly up to 20%), Ceres or the Moon (between 5% to 10%) (Yamaguchi et al., 1997; Ruzicka et al., 1997). However, increasing the partial melting rate in our model would lead only to a decrease in the fractionation of the Sm/Nd ratio (i.e;. lower epsilon value) and could accordingly never account for the observed Sm/Nd value of the BSE. Thus, collisional erosion seems unlikely to explain the possible superchondritic Sm/Nd ratio of the BSE except in marginal cases discussed hereafter. Morevover, the present model assumes stricly chondritic composition for the accreted material which may be invalid especially in the case of embryo-embryo impacts. A slightly higher fractionation could be expected without this assumption because the impacting embryo might have been fractionated in their own earlier accretion history. This will be the object of further investigation in future works.

Using our results, we also evaluate the hypothesis of enstatite chondrites as the dominant accreting material for Earth as they share strictly similar isotopic compositions with Earth (Javoy, 1995; Javoy et al., 2010). In this case, collisional erosion has been proposed to account for the elevated Mg/Si ratio of the BSE compared to enstatite chondrites (Boujibar et al., 2015) if 15% of the early Earth mass is eroded (Boujibar et al., 2015).

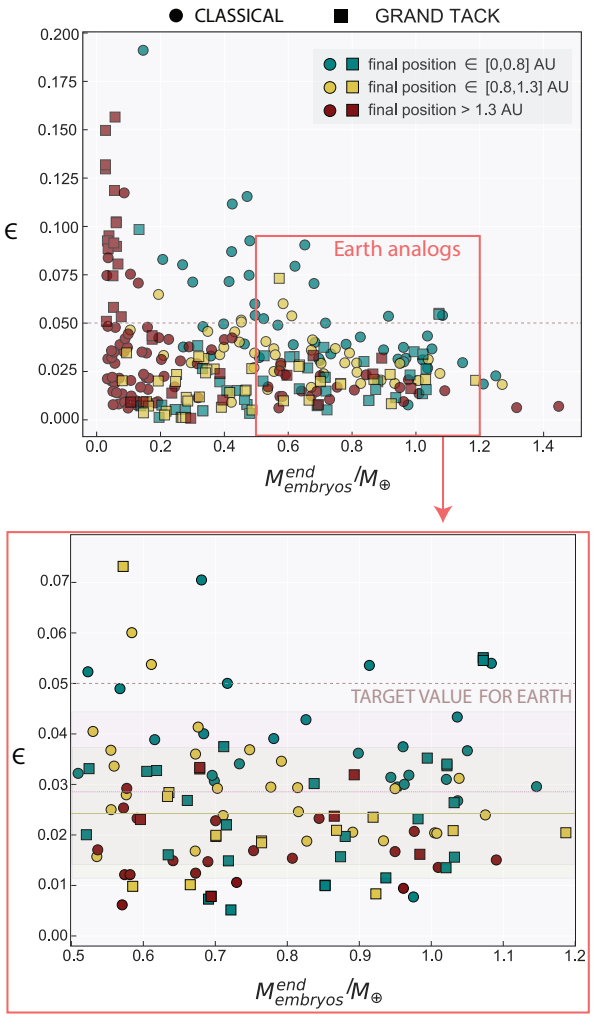

Figure 4.2 – Top panel: Sm-Nd fractionation with respect to chondritic Sm/Nd values of the different embryos surviving at the end of 40 classical and 31 Grand Tack N-body simulations reported as a function of their final masses. The markers refer to the type of accretionary scenario (circles for the classical scenario and square for grand tack). The colors refer to the final semi-major axis of the embryos. The bottom panel is a zoom of the top panel corresponding to the good Earth analogs. The green line is the average value of ϵ for the grand tack simulations, the associated light green area is the 1σ uncertainty. The pink line and light pink area refer respectively to the average and 1 σ uncertainty for the classical accretionary scenario.

Only 9% of the total planetary mass was predicted to be eroded from recent numeri-

cal simulations (Carter et al., 2018) neglecting the impacts of small planetesimals. Our results show that an erosion of 17% of the final embryo's mass can be reached. Furthermore, this 15% estimation (Boujibar et al., 2015) is based on considering a single impact stripping away that amount of a crust already highly enriched in Si compared to Mg (because of the large difference in the degree of compatibility of Si and Mg at the high pressure and temperature conditions considered for differentiation). Additionally, the accretion onto its surface of chondritic material is not consider in this work and should lead to a lower fractionation (as illustrated in the present work with the Sm/Nd ratio). Thus, preferential erosion of the crust induced by low energy impacts is unlikely to fully account for the observed Mg/Si ratio of the BSE if Earth was mainly accreted from enstatite chondrites.

For Grand Tack simulations (but not classical model simulations), we find a positive correlation between the chemical fractionation in Sm and Nd of the BSP and the timing of the last giant impact (fig. 4.3). However there is no correlation between the number of giant impacts and the final fractionation. Thus, the observed correlation between the timing of the Moon-forming event and the fractionation is the consequence of the fact that late last giant impacts are due to a lack of dynamical friction in the disk (Jacobson & Morbidelli, 2014), which consequently creates more erosive collisions. An other key factor for this correlation to the timing of the last giant impact is the crustal growing rate as it grows mostly through the input of chondritic material. Indeed, such amount of chondritic material input further leads to a decrease of the incompatible elements concentration within the crust. Considering chemical measurements on terrestrial and lunar samples (for Hf/W, Mg-suite crustal rocks, highly siderophile elements, I-Xe) (Chyba, 1991; Walker, 2009; Touboul et al., 2007; 2009; 2012; 2015; Pepin & Porcelli, 2006), lunar rocks dating (Norman et al., 2003; Nyquist et al., 2006; Borg et al., 2011; Boyet et al., 2015; Carlson et al., 2014) and numerical simulations (Jacobson et al., 2014; Jacobson & Morbidelli, 2014), estimates of the age of the moon support a late forming giant impact ranging in between 50 Myr and 150 Myr, with a preferred value around 100 Myr (Carlson et al., 2014; Touboul et al., 2012; Pepin & Porcelli, 2006; Jacobson & Morbidelli, 2014). In our Grand Tack simulations the superchondritic Sm/Nd ratio of the BSE can be produced only in the case of a last giant impact occurring after 50 Myr in agreement with these recent estimates. While only a modest fraction (2%) of our sample of Grand Tack simulations have Earth analogs that suffer a last giant impact after 100 Myr, those accretion histories are favored for another reason. Planetesimals that collide with Earth after the last giant impact deliver highly-siderophile elements (HSEs) to Earth's crust and mantle; matching the very low abundance of HSEs in the BSE (Walker, 2009) requires a late last giant impact (Jacobson et al., 2014). However, after 103 Myr half of the ^{146}Sm should have decayed into ^{142}Nd already. This implies that further fractionation between elemental Sm and Nd should have no (or low) effect on the ^{142}Nd/^{144}Nd. In that case, Sm/Nd ratio evolution cannot be a proxy for the 142Nd/144Nd after a few tens of Myr and should only be interpreted as an elemental fractionation. Additionally, if an excess in Sm/Nd ratio is produced after 30 Myr, it would cause an anomaly in

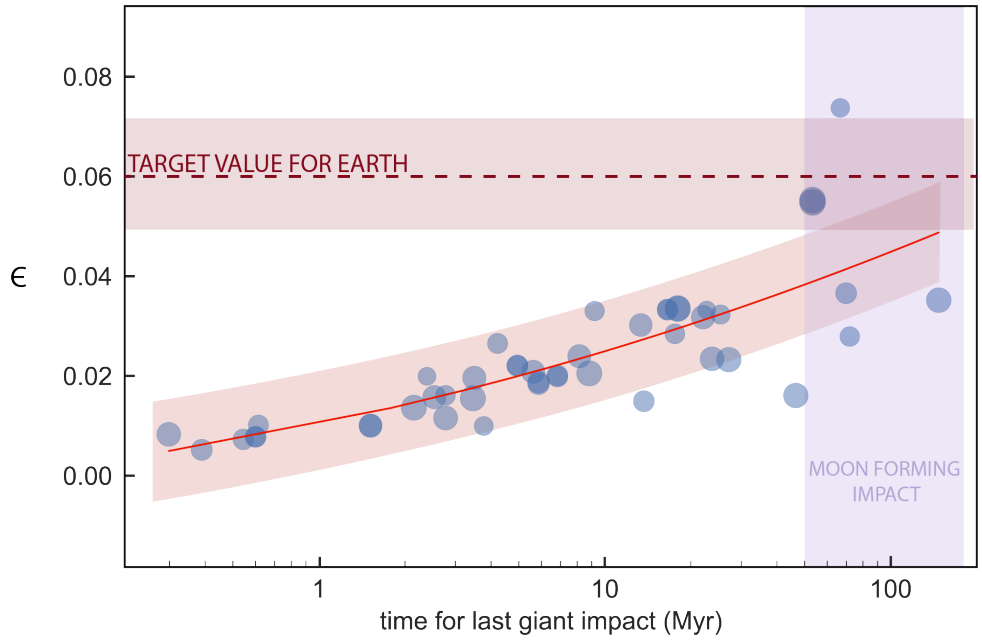

Figure 4.3 – Sm-Nd fractionation with respect to chondritic Sm/Nd values of the different Earth analogs at the end of Grand Tack N-body simulations reported as a function of the timing of the last giant impact suffered. The markers sizes refer to the final mass of an embryo. The purple area refers to the time laps of the moon forming impact. The red curve is our quadratic fit for the relation between the fractionation value and the timing of the last giant impact, the light red envelop defines the 1σ error associated.

^{143}Nd/^{144}Nd larger than observed (Boyet & Carlson, 2005). The addition of the evidences for nucleosynthetic anomalies as responsibles for the excess in ^{142}Nd/^{144} and the observables on ^{143}Nd/^{144}Nd ratio lead us to favor a low erosive process during terrestrial planets accretion (i.e. no late last giant impact). However, it is important to mention here the fact that no erosion is assumed in our model during giant embryo-embryo collisions. This has been done by Carter et al. (2018) for the 20 first Myr of evolution of the proto-planetaru disk. They find fairly similar results than we do, implying that if the results of both studies are applicable together, then the combined effect of larger impacts and cratering impacts could be sufficient to explain a high Sm/Nd ratio aquired during the 30 first Myr. This adds an other argument to the fact that a low erosive environment should be favored for the accretion process not to produce anomalies higher than any observed.

Nucleosynthetic anomalies has been emphasized as an explanation for the excess in ^{142}Nd of the Earth (Burkhardt et al., 2016; Bouvier & Boyet, 2016). That case would require at most 2% of chemical fractionation of the Sm/Nd ratio induced by collisional erosion in order to maintain the initially implanted Sm/Nd ratio in planetary bodies by nucleosynthetic anomalies (Burkhardt et al., 2016; Bouvier & Boyet, 2016). Therefore, the dynamical and geochemical scenarios leading to such a low final fractionation need to be explored and might provide

another set of constraints on the initial conditions of the solar system.

Impacts with a high velocity (higher than 20 km/s at encounter) are highly erosive (Svetsov, 2011; Shuvalov, 2009). However, they represent only a small fraction of the total. Overall, the impact velocity averaged over 200 Myrs and over the whole disk is higher for non Grand Tack scenarios and for a steeper disc surface densities. As a consequence, the Grand Tack scenarios generally induce a slightly lower fractionation among the different embryos, but the timing of the onset of the Grand Tack might also influence the fractionation yields. Erosion may be more efficient when the system is excited early as embryos have smaller sizes than in a later case. Therefore, future works could constrain the timing of the onset of the Grand Tack in order to preserve the original Sm/Nd fractionation implanted by nucleosynthetic anomalies or, in opposition, to induce efficient stripping of the crust.

Modeling the effects of collisional erosion for other RLE will eventually provide further insights on whether a given terrestrial accretion history can be compatible with observed nucleosynthetic anomalies in chondritic components.

4.2.5 Conclusion

We have quantified the efficiency of collisional erosion during Earth accretion for two dynamical scenarios (classical scenario and Grand Tack scenario) and computed the resulting BSE Sm/Nd ratio using a combination of analytical modeling of cratering processes (Housen & Holsapple, 2011; Svetsov, 2011), simple mass balance estimates (O'Neill & Palme, 2008) and N-body numerical simulations (Raymond et al., 2009; Jacobson & Morbidelli, 2014). It is shown that only a small amount of impacts (compared to the total) is responsible for a significant fractionation of the BSP Sm/Nd ratio. During the Grand Tack scenario, most of the fractionation is acquired during the first Myrs (owing to the low escape velocities of small embryos and the rapid decrease of th planetesimal population) of the system evolution while the classical scenario presents a more progressive fractionation trend, spreading all over the accretion history. We find, in average, that about 17% of the proto-planet's mass erosion can be reached. Even though this amount of ejected crust is large, we show that neither the classical model, nor the Grand Tack model can always account, for the ^{142}Nd possible excess in terrestrial rocks. However, we find a strong correlation between the fractionation in Sm and Nd with the timing of the Moon-forming event in the case of the Grand Tack scenario. Especially, a large ϵ fractionation (about 5%) is reachable for a Moon-forming impact (last-giant impact) occurring after 100Myr after CAIs, that could account for the proposed off-set in ^{142}Nd. New evidences of nucleosynthetic heterogeneities in primitive planetary components obviates the need for a superchondritic Sm/Nd ratio of the BSE and impose limited loss of crust preferential erosion during accretion. Such observations seem to challenge the most eroding scenario explored in this work corresponding to a Grand Tack combined with a late moon forming impact. Further works should investigate systematically the effect of collisional erosion on the budget of other refractory and lithophile elements and provide an acceptable set of conditions for the dynamical accretion of the Earth that could account for the observed compositions of these elements in the BSE.

Acknowledgement

J.S. acknowledges support from the French National Research Agency (ANR project VolTerre, grant no. ANR- 14-CE33-0017-01) And Institut Universitaire de France. Parts of this work were supported by the UnivEarthS Labex programme at Sorbonne Paris Cité (ANR-10-LABX-0023 and ANR-11-IDEX-0005-02).

4.2.6 Appendice

4.2.6.1 Influence of the partial melting rate

When forming a new crust, the mantle partial melting rate is determinant for the repartition of the chemical elements between crust and mantle. As it is evidenced in the eq.4.2, the higher the partial melting rate f^1_{p-c}, the lower the concentration in Nd within the crust. As a consequence, the preferential loss of Nd compared to Sm is lower for a higher partial melting rate. A given amount of eroded crust leads to a lower fractionation in the Sm/Nd ratio for a higher f^1_{p-c}. The results for three different partial melting rates are presented in fig.4.4. This parameter clearly has a non neglectable influence on the final results; however, since when it increases the fractionation decreases. Accordingly, f^1_{p-c} has been chosen low (2.6%) to estimate an upper bound of possible impact-induced fractionation.

4.2.6.2 Influence of the Size-frequency distribution

The final results concerning the evolution of the fractionation value (ϵ) over time have been computed for 3 other α: 2.5, 3 and 4.1. As the concern is only the influence of the slope over the fractionation, we present it only for the different classical simulations, that in average, produce a higher fractionation value than the Grand Tack scenario. They are presented in fig. 4.5. The solid colored lines represent the results presented above (with $\alpha = 3.5$), the dashed lines represents the results of the three different mixing scenarios for $\alpha = 2.5$ and the last represents the results for $\alpha = 4.1$. The higher α (i.e. more mass in the smaller bodies), the lower ϵ. It may be expected that earlier in the planetary formation history, the slope would have been slightly higher (Tanaka et al., 1996). As a consequence, the fractionation estimated in this study could be overestimated. However, the difference between the different models from different α are very low, so the choice of this parameter is not critical.

4.2.6.3 Outcomes dependency on the dynamical scenario

We emphasized that in the case of the remixing scenario reliable on, the grand tack tends to produce a slightly lower final fractionation for relevant Earth analogs compared to the classical scenario (see tables 1 & 2). However, in the case of smaller embryos,

		cjs1	cjs15	cjsecc15	jsres	jsresecc	eejs15	ejs1	ejs15
(1)	$\bar{\epsilon}$ **mean fractionation**	0.029	0.04	0.04	0.041	0.05	0.05	0.04	0.05
	Standard deviation	0.003	0.01	0.01	0.009	0.02	0.015	0.016	0.02
(2)	$\bar{\epsilon}$ **mean fractionation**	0.007	0.0049	0.004	0.0037	0.004	0.005	0.009	0.009
	Standard deviation	0.002	0.0008	0.001	0.0003	0.0015	0.002	0.006	0.006
(3)	$\bar{\epsilon}$ **mean fractionation**	0.020	0.025	0.021	0.025	0.030	0.028	0.03	0.03
	Standard deviation	0.002	0.004	0.006	0.005	0.008	0.008	0.01	0.01
Grand tack ?		no	no	no	no	no	no	no	no
Description		Circular Jupiter and Saturn. Mutual inclination = 0.5°. a_j=5.45AU and a_s=8.18AU. $\chi = 1$	Same as cjs1 but with $\chi = 3/2$ (MMSN model)	cjs with eccentric orbits. Jupiter and Saturn placed at their cjs semimajor axis 5.45AU and 8.18AU with e_j=0.02 and e_s=0.03 and a mutual inclination of 0.5°	Jupiter and Saturn in resonance, placed in their mutual 3:2 mean motion resonance. a_j=5.43AU, a_s=7.30AU and e_j=0.005, e_s=0.01 with a mutual inclination of 0.2°	Jupiter and Saturn in resonance on eccentric orbits. Same as jsres but with $e_s = e_j$=0.03	Extra eccentric Jupiter and Saturn. Placed at their actual semi major axis but with high eccentricity orbits. a_j=5.25AU, a_s=9.54AU, e_j=0.1 and e_s=0.1. mutual inclination is 1.5°	Eccentric Jupiter and Satur. Initial orbits around actuals. Same semi major axis and mutual inclination than in eejs15. e_j=0.05, e_s=0.06	Same as ejs1 but with $\chi = 3/2$ instead of 1.

Table 4.1 – Table of the ϵ mean values in the BSP after the growth of the embryos considered as good Earth analogs in a classical accretion scenario. The standard deviation associated to each value is also available in the table. (1) refers to the mixing scenario 1, for wich a full reequilibration between crust and mantle is assumed after an impact. (2) denotes the opposite scenario for which there is no reequilibration at all, the giant impact are thus ignored and for the small impacts, it is assumed that everything happens in the crust, remaining the mantle intact. Finally, (3) refers to the intermediate scenario. Giant impacts are treated in agreement with scenario (1) and small impacts are treated the same way than in scenario (2). The values are given for each kind of simulations, with different initial conditions. A quick description of each type of N-body simulation is given. a_j and a_s refer respectively to the Jupiter and Saturn semi-major axis. e_j and e_S denote the eccentricities of Jupiter and Saturn respectively. χ is used to varie the effect of the disc surface density. The disc surface density can be expressed as: $\sum(r) = \sum_1 \left(\frac{r}{1AU}\right)^{-\chi}$. The r^{-1} simulations formed slightly fewer planets, contained less total mass in planets and had longer formation timescales for Earth for the final systems than the $r^{-3/2}$ simulations (Raymond et al., 2009). "MMSN" (Weidenschilling, 1977) refers to the "Minimum Mass Solar Nebula" model.

		0.025	0.05	0.08
(1)	$\bar{\epsilon}$ **mean fractionation**	0.11	0.11	0.13
	Standard deviation	0.04	0.02	0.03
(2)	$\bar{\epsilon}$ **mean fractionation**	0.0019	0.0021	0.0007
	Standard deviation	0.0007	0.0005	0.0002
(3)	$\bar{\epsilon}$ **mean fractionation**	0.03	0.021	0.013
	Standard deviation	0.01	0.007	0.008
Grand tack ?		yes	yes	yes
Description		initial embryos masses $= 0.025 M_{\oplus}$.	initial embryos masses $= 0.05 M_{\oplus}$	initial embryos masses $= 0.08 M_{\oplus}$

Table 4.2 – Table of the ϵ mean values in the BSP after the growth of the embryos considered as good Earth analogs in a grand tack accretion scenario (Jacobson & Morbidelli, 2014). The standard deviation associated to each value is also available in the table. (1) refers to the mixing scenario 1, for wich a full reequilibration between crust and mantle is assumed after an impact. (2) denotes the opposite scenario for which there is no reequilibration at all, the giant impact are thus ignored and for the small impacts, it is assumed that everything happens in the crust, remaining the mantle intact. Finally, (3) refers to the intermediate scenario. Giant impacts are treated in agreement with scenario (1) and small impacts are treated the same way than in scenario (2). The values are given for the three different sets of initial conditions concerning the initial mass of an embryo (corresponding to the mass that basically has an embryo when the inward migration of Jupiter begins). $M_{\oplus}$ refers to the actual Earth's mass.

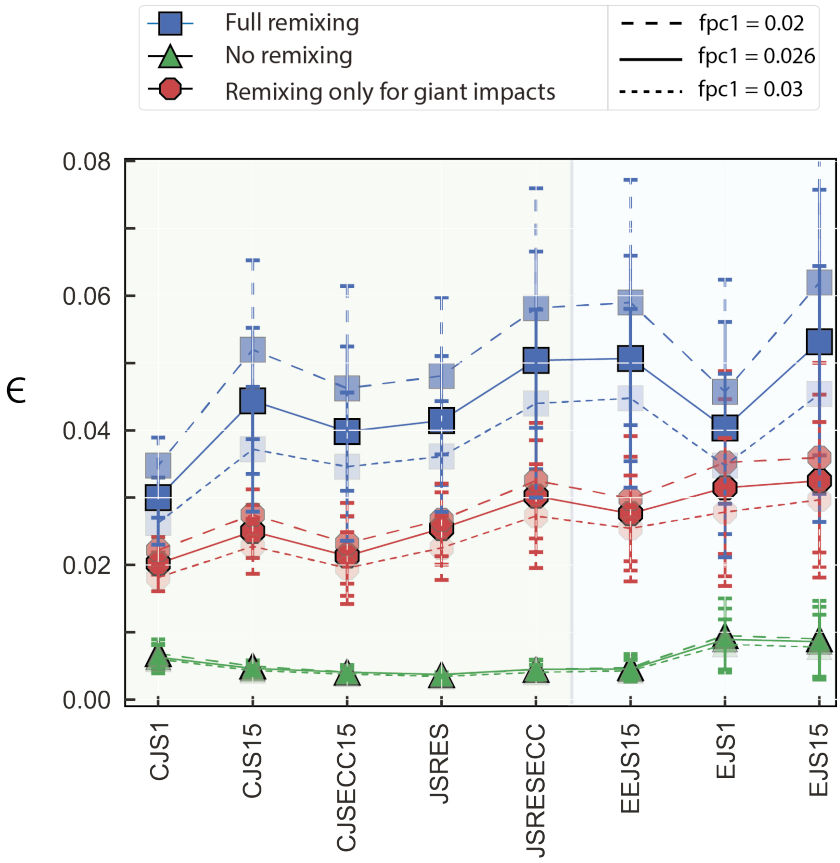

Figure 4.4 – Partial melting rate influence on the final embryos fractionnation evidenced by representation of ϵ mean values for the different dynamical scenarios in a classical accretion disk. Solid lines represent the model presented in the main text while dashed lines represent the results for other α tested here. The colors and markers refer to the mixing scenarios.

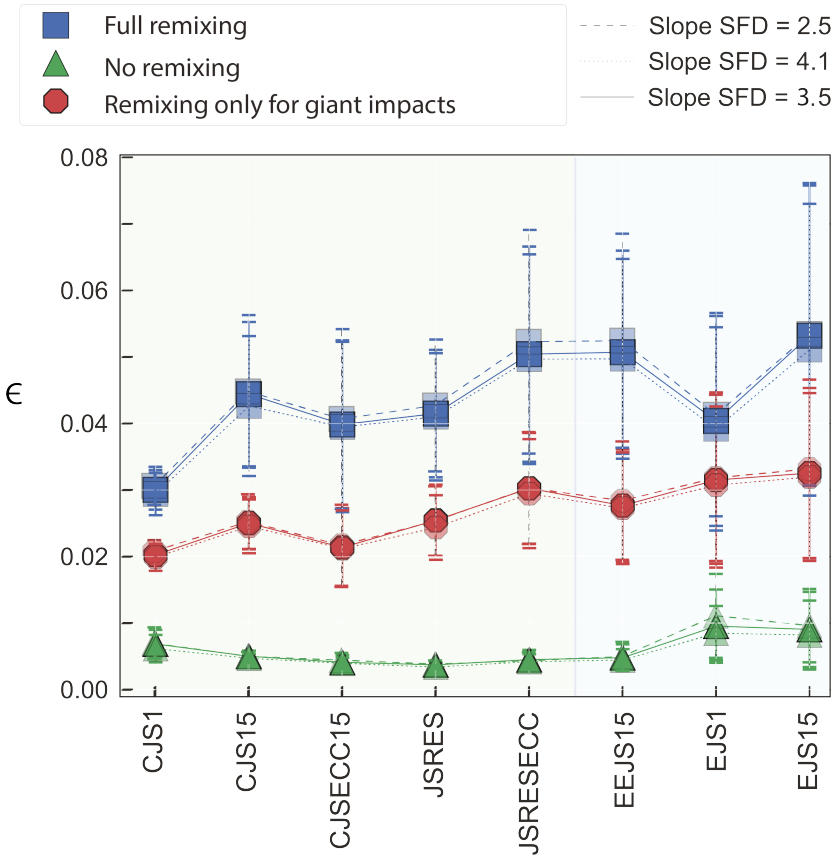

Figure 4.5 – α (SFD slope) influence on the final embryos fractionnation evidenced by representation of ϵ mean values for the different dynamical scenarios. Solid lines represent the model presented in the main text while dashed lines represent the results for other α tested here. The colors and markers refer to the mixing scenarios.

the range of final ϵ values is larger in the grand tack dynamical scenario than in the classical dynamical scenario. Collisional erosion and consequent chemical fractionation is more efficient for smaller embryos. Within a Grand Tack dynamical scenario, the embryos reach a Earth-like mass faster (within 20-25Myr) and become accretive faster, limiting sooner the erosive power of collisions. The erosive power of collisions is improved at earlier times in the grand tack dynamical scenario since the system is excited by the migration of the giant planets Jupiter and Saturn. This combined effect is responsible for the differences between the dispersion observed in fig 4.2 for Classical Grand Tack scenarios.

4.2.6.4 Influence of the choice for the cratering model

The scaling laws for rocky targets (Holsapple & Housen, 2007) has been chosen when integrated over all impact angles (Svetsov, 2011) for the description of the eroded mass. However, Svetsov (2011) explores and improves an other scaling law that has been suggested (Shuvalov, 2009) based on simulations of impacts in the presence of planetary atmospheres. This very last description is tested in this study, to explore the influence that could have the choice of the cratering model used. This formulation of eroded mass is described before discussing the associated results.
The escaped mass is estimated as Svetsov (2011):

$$M_{escaped} = m_{imp} C(V_{imp}) \frac{V_{imp}^2 - C_1(V_{imp}) v_{esc}^2}{v_{esc}^2} \left(\frac{V_{imp}}{20 v_{esc}} \right)^a, \tag{4.10}$$

with m_{imp} and V_{imp} being respectively the impactor mass and the impact velocity. Here, v_{esc} is assumed to be the two-body escape speed:

$$v_{esc} = \sqrt{\left(\frac{2G(m_{tar} + m_{imp})}{R_{tar} + R_{imp}} \right)}, \tag{4.11}$$

with m_{tar} the target mass, R_{tar} and R_{imp} are respectively the target and the impactor radius. The different dimensionless coefficients needed for the calculation of $M_{escaped}$, are defined as follows:

$$C_1(V_{imp}) = 0.7 + (V_{imp}/20 km/s)^2, \tag{4.12}$$

$$a = 0.15 - 0.0003(V_{imp} - 15 km/s)^2, \tag{4.13}$$

And, concerning C (wich is also a dimensionless number):

- if $V_{imp} \geq 20\ km/s$, then $C(V_{imp}) = 0.02$,
- if $V_{imp} = 10\ km/s$, then $C(V_{imp}) = 0.035$,
- if $V_{imp} \leq 5\ km/s$, then $C(V_{imp}) = 0.07$,

— if 5 $km/s < V_{imp} < 10$ km/s, then $C(V_{imp}) = 0.07 + [(0.035 - 0.07)/5](V_{imp} - 5)$,
— if 10 $km/s < V_{imp} < 20$ km/s, then $C(V_{imp}) = 0.02 + [(0.02 - 0.035)/10(V_{imp} - 10)$.
The two different scaling laws are tested over all the collisional histories of the different embryos issued from the numerical simulations. Depending on the range of impact velocity, either one model overestimates the escaped mass compared to the other, either it underestimates it. However, the difference between the two different models is not critical. For both models the final ϵ values are similar within a few percents and show a ϵ below 0.05.

4.2.6.5 Three sets of assumptions for mass balance modeling

The scenario 1 (full remixing) and 2 (no remixing) represent unrealistic end members. As a consequence, previously, only the most realistic case, the scenario 3 (remixing only for giant impacts) has been presented. The results concerning the other two cases are presented here in details (4.6 and 4.7). The values of ϵ range from 0.029 ± 0.003 to 0.05 ± 0.02 for the classical scenario in the case of the mixing scenario (1) (fig. 4.6) which is clearly the most favorable to fractionate the Sm/Nd ratio with respect to chondritic composition. In this case, a new crust is formed after each impact and Sm and Nd are re-distributed according to their partition coefficients between the solid mantle and the liquid crust. This leads to an increase of the Nd/Sm ratio of the newly formed crust at each step of the simulation as Nd is more incompatible than Sm. However, this scenario is not appropriate as low energy events are not likely to produce large amounts of melt and can be consider as an upper bound for the final modeled Sm/Nd ratio of the bulk silicate Earth. In the case of the mixing scenario (2) (fig. 4.7, ϵ takes values between 0.0037 ± 0.0004 and 0.009 ± 0.006 for a classical accretion scenario. In this scenario the crust is refertilized in chondritic Sm/Nd after each impact and absence of melting leads to the lowest chemical fractionation of the Sm/Nd value. The crust mass increases and becomes more and more chondritic during the course of accretion. This scenario can be considered as the opposite as scenario 1, and provides a lower bound for ϵ values. The global trand of those observation is found also concerning the grand tack simulations. However, the final fractionation values are much more spread out. Especially, concerning the most favorable case to fractionation: full remixing; the values of the ϵ fractionation are very high in average (0.12 ± 0.03). Such fractionation is unexpected as we do not sample any extraterrestrial body or meteorite that would present such values of Sm/Nd ratio. However, since the grand tack has a powerful effect of fractionation during the first Myrs of accretion, is the crust is enriched in Nd at each step because of a new crust-forming event du to complete melting of the silicate Earth, it is clear that the total fractionation will take unrealistically large values. As a conclusion, those two end members gives us clues about the very lower and upper bound of the fractionation, but

they still quite unrealistic and they are not strong enough to allow a better approach and constrain the Sm/Nd ratio evolution over accretion histories. That is the reason why the intermediate case (3) - remixing only for giant impacts - has been chosen alone to follow this fractionation. It provides a good first approximation of the fractionation as a response to collisional erosion.

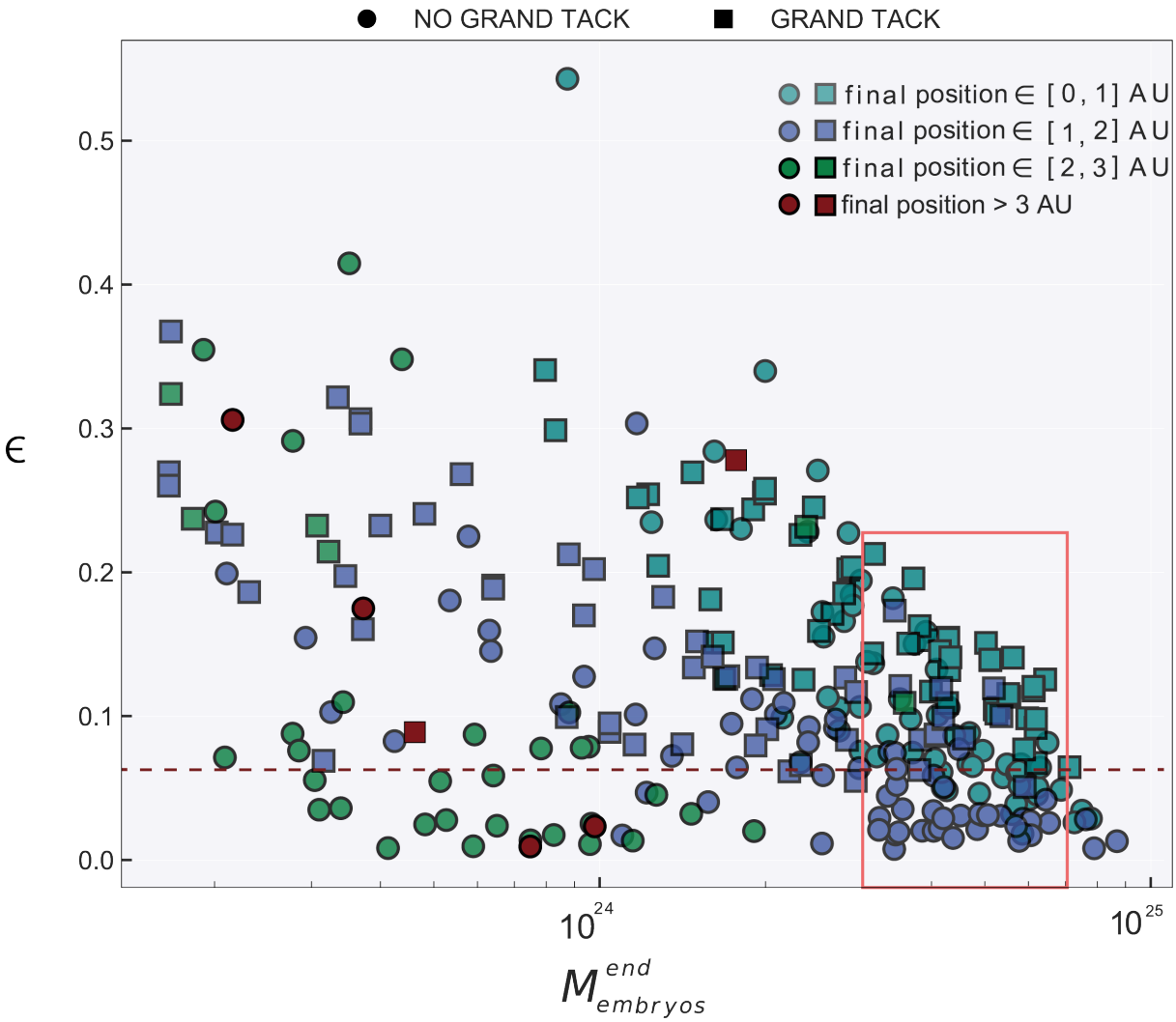

Figure 4.6 – ϵ (Sm-Nd fractionation) with respect to chondritic Sm/Nd values of the different surviving embryos at the end of classical and Grand Tack N-body simulations reported as a function of their final masses. The remixing model adopted here is the most favorable to fractionation (scenario 1: full remixing). The markers refer to the type of accretionary scenario (circles for the classical scenario and square for grand tack). The colors refer to the final semi-major axis of the embryos. The red box shows the Earth analogs.

4.3 Conclusions et perspectives

Cette première étude, réalisée à partir d'une version simplifiée de l'outil EROD a donc permis dans un premier temps une comparaison entre le fractionnement de la Terre silica-

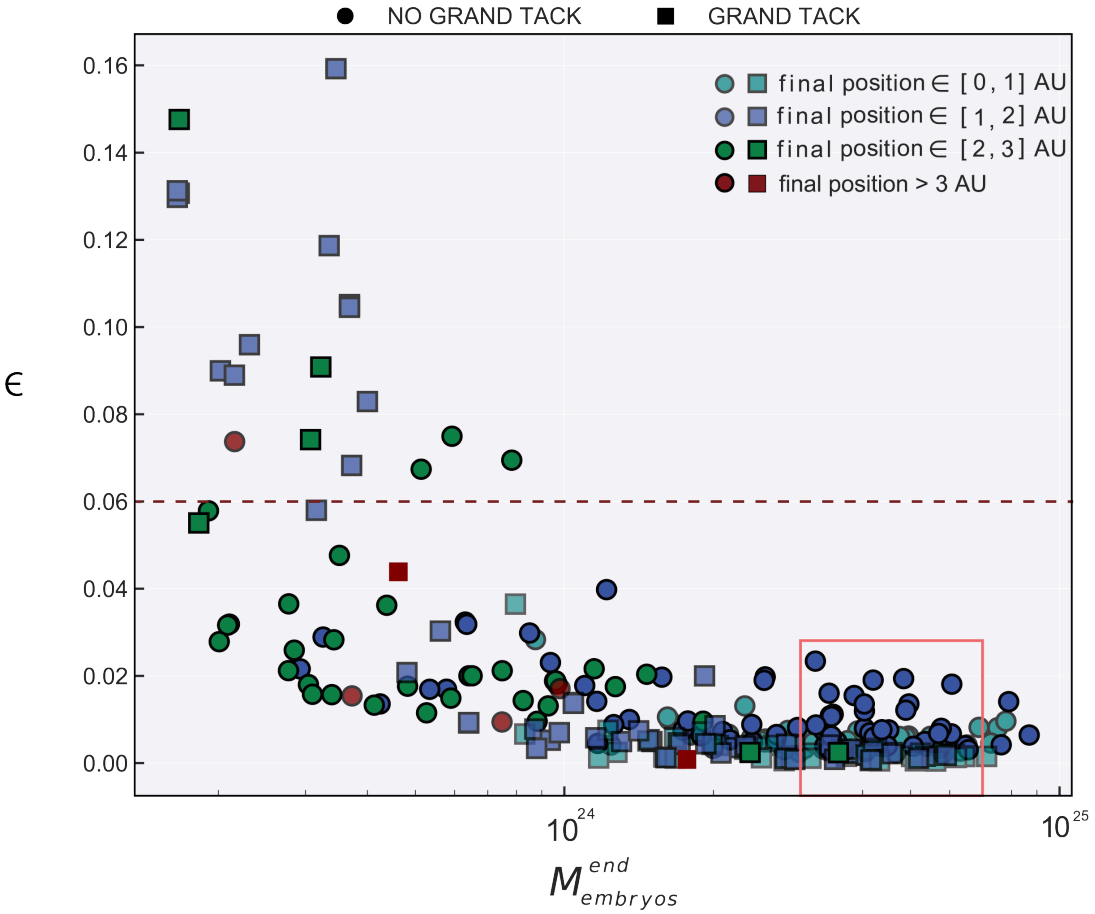

Figure 4.7 – ϵ (Sm-Nd fractionation) with respect to chondritic Sm/Nd values of the different surviving embryos at the end of classical and Grand Tack N-body simulations reported as a function of their final masses. The remixing model adopted here is the less favorable to fractionation (scenario 2: no remixing). The markers refer to the type of accretionary scenario (circles for the classical scenario and square for grand tack). The colors refer to the final semi-major axis of the embryos. The red box shows the Earth analogs.

tée qui peut être attendu en contexte dynamique classique ou bien en contexte de Grand Tack. Ici, seul le couple Sm-Nd est étudié, il sert tout d'abord de traceur. Enfin, les résultats le concernant peuvent être comparés aux données isotopiques du rapport ^{142}Nd/^{144}Nd dans les chondrites et dans les différents échantillons de roches terrestres qui suggèrent un excès d'en moyenne 20-ppm dans la BSE par rapport à la majorité des chondrites (e.g. Boyet & Carlson, 2005). Cet excès aurait pu provenir d'un excès primitif en Sm par rapport au Nd, avec un rapport Sm/Nd 6% plus élevé dans la jeune Terre silicatée que dans les chondrites. Nous montrons qu'un tel excès est difficile à expliquer par l'érosion collisionnelle seule, excepté dans le cas très particulier d'un Grand Tack et d'un impact lunaire tardif (après 50Myr). L'hypothèse d'une Lune formée si tard est aujourd'hui l'hypothèse la plus populaire. Dans ce cas, notre modèle prédit une érosion telle qu'un excès de 6% en Sm pourrait être envisagé. Cette conclusion soulève d'importantes questions, notamment concernant la viabilité du Grand Tack. En effet, récemment, il a été montré

qu'une érosion préférentielle de croûte trop efficace et produisant un grand fractionnement était contre attendue en raison de présence d'anomalies nucléosynthétiques en isotopes du Nd dans les corps primitifs du système solaire (Bouvier & Boyet, 2016; Burkhardt et al., 2016; Boyet et al., 2018). Ces anomalies semblent indiquer que la Terre a été formée à partir de corps déjà enrichis en ^{142}Nd par rapport au ^{144}Nd. Dans ce cas, un fractionnement par érosion collisionnelle produirait un fractionement additionnel qui n'est pas mesuré. Toutefois, pour qu'un excès dans le rapport Sm/Nd de la BSE produise 20-ppm d'excès en ^{142}Nd/^{144}Nd, sans produire d'excès en ^{143}Nd/^{144}Nd par rapport aux valeurs chondritiques, cela devrait avoir été acquis durant les 30 premiers Myr de l'accrétion. De plus, la production de ^{142}Nd à partir du ^{146}Sm décroît avec le temps, notamment en raison de la courte durée de demi-vie du couple. Nous n'avons pas estimé ici le temps de décroissance en question, toutefois cela conforte le fait qu'une érosion et un fractionnement produits tardivement ne pourraient pas a priori être responsables de 20 ppm d'excès en ^{142}Nd par rapport au ^{144}Nd.

Cependant, le présent modèle présente un certains nombre d'hypothèses qui peuvent avoir une influence sur les estimations de fractionnement produites. Notamment, lors d'un impact géant, nous supposons une accrétion parfaite entre les deux embryos acteurs de l'impact, ainsi qu'une composition chondritique pour la masse alors accrétée. Cela pourrait évidemment poser problème dans la mesure où chaque embryon évoluant dans une simulation numérique à N-corps peut lui même avoir subi un certains nombre d'impacts au cours de son histoire. Dans ce cas, il doit avoir été lui aussi fractionné. Ainsi, s'il vient s'accréter à un embryon plus tard, l'apport de matière auquel il contribue n'est plus chondritique, mais bien fractionné. Cela devait être corrigé et pris en compte dans une version plus avancée du modèle. C'est ce qui a été fait, dans la dernière version de EROD. Les résultats de ce modèle feront d'ailleurs l'objet du chapitre suivant.

Un autre élément critique du modèle concerne le processus de formation de croûte qui est supposé après chaque impact géant. En effet, les processus de formation de jeunes croûtes sur des embryons en croissance sont encore mal contraints, et donc difficiles à modéliser. Dans ce sens, nous faisons ici l'hypothèse d'une croûte formée non pas par cristallisation d'un océan de magma, mais par fusion partielle d'un manteau primitif (la BSP de l'embryo). La croûte formée dans ce cas est de type MORB (i.e. type croûte océanique formée au niveau des dorsales océaniques). Cela a une influence importante sur le choix des coefficients de partage entre croûte et manteau choisis, et donc sur le fractionnement final. Ce point précis fera l'objet d'une discussion dans le chapitre V. Cette hypothèse sera pour l'instant conservée dans le modèle utilisé pour fournir les résultats des deux chapitres suivants.

Chapitre 5. Article 2 : RLE systematics for collisional erosion during the Grand Tack scenario

Sommaire

5.1 Introduction **143**
5.2 Article **144**
5.2.1 Abstract 144
5.2.2 Introduction 144
5.2.3 Selection of elements 146
5.2.4 Methods 147
5.2.5 Results & Discussion 149
5.2.6 Conclusion 161
5.3 Conclusions et perspectives **165**

5.1 Introduction

Dans ce chapitre nous présentons les résultats obtenus à partir de la nouvelle version d'EROD (qui est celle présentée dans le chapitre 3). Ils seront soumis très prochainement. Le manuscript est intitulé "The effect of collisional erosion on the bulk silicate Earth composition". Cet article en préparation ne traite que le cas du Grand Tack, et ce, dans les mêmes conditions initiales que les simulations Grand Tack étudiées dans le premier article. L'intérêt de cet article est d'étudier l'influence spécifique d'un cas déjà bien exploré et sur un ensemble d'éléments chimiques possédant des propriétés différentes dans la BSE. Notamment, l'étude de certains éléments, pour lesquels nous connaissons les concentrations

minimales acceptables dans la BSE alors qu'ils présentent des degrés d'incompatibilité tels qu'ils pourraient être fractionnés par de l'érosion crustale, est essentielle. Une telle étude pourrait éventuellement fournir des éléments de réponse aux limites à ce processus d'érosion collisionelle; pour que celui-ci soit viable au regard des données connues.

Ce travail a été réalisé en étroite collaboration avec S. Charnoz, J. Siebert, S.A. Jacobson et Sean N. Raymond, co-auteurs de ce papier.

5.2 Article

5.2.1 Abstract

Impact-induced erosion of the Earth's early crust during accretion of terrestrial bodies can significantly modify the primordial composition of the Bulk Silicate Earth (BSE, that is, the composition of the crust added to the present-day mantle). Collisional erosion can be particularly efficient in altering the compositions of elements having a strong affinity for silicate melts (i.e. incompatible elements) as the early differentiated crust was preferentially enriched in these elements. Here, we quantify the effects of collisional erosion on the final composition of the BSE after complete accretion and provide insights to refine the models of BSE composition and constrains on Earth's accretion process. The evolution of the composition of the BSE during impact induced erosion is computed over the entire accretion history for about 50 Earth analogs in the context of a Grand Tack model and for elements spanning a wide range of degree of incompatibility. We show notably that a late moon forming impact occurring after > 50Myr can lead to a significant fractionation of elements (e.g. Sm/Nd; Lu/Hf) with respect to their chondritic proportions. Additionally, we find that a 40% mass loss can be expected for the most incompatible lithophile elements such as Rb,Th or U. These elements are unlikely to be in chondritic proportion in the BSE if collisional erosion occurred effectively during Earth's accretion. Accordingly, the assumption of chondritic refractory lithophile elements ratios in the BSE should be questioned and corrected as a function of the geochemical incompatibility of these elements.

5.2.2 Introduction

The chemical composition of the Earth and other rocky bodies of the inner solar system is inherited from both nebular and post-nebular processes. Traditionally, the compositional gradient of the Solar System's bodies is essentially explained from the sequence of condensation of elements at nebular conditions during the earliest stages of solar system formation (McDonough & Sun, 1995). However, post-nebular processes (e.g. evaporation, differentiation, collisional erosion) occurring later during the last stages of planetary formation (the so-called giant impacts stage starting 2-3 Myr after CAIs and lasting up to 200Myr) might be responsible for further chemical frac-

tionation among planetary bodies (Boyet & Carlson, 2005; O'Neill & Palme, 2008; Siebert et al., 2012). For instance, planetary accretion can eventually lead to substantial fractionation among terrestrial bodies at different stages, from planetesimal-like bodies to embryos and planet-like bodies (Greenwood et al., 2005; O'Neill & Palme, 2008; Boujibar et al., 2015; Jellinek & Jackson, 2015; Carter et al., 2018). Previous studies have enlighten the potential of collisions to alter the bulk compositions of planetary bodies (O'Neill & Palme, 2008; Campbell & O'Neill, 2012; Bonsor et al., 2015; Carter et al., 2015; 2018) and especially from the erosion of an early proto-crust (O'Neill & Palme, 2008; Boujibar et al., 2015; Carter et al., 2018). An Early crust is likely formed on growing rocky bodies during accretion (Nyquist et al., 2003; Kleine et al., 2004; Wadhwa et al., 2006; Elkins-Tanton et al., 2011) and is assumed to be enriched in incompatible elements (elements having a preferential affinity for silicate melts). Consequently, elements can be significantly fractionated with respect to chondritic composition proportionally to their degree of incompatibility from the stripping of the Earth's proto-crust (O'Neill & Palme, 2008; Boujibar et al., 2015; Carter et al., 2018). For instance, this mechanism has been proposed to explain the observed superchondritic $^{142}Nd/^{144}Nd$ through a 6% enrichment of Sm compared to Nd in the BSE as Sm is less incompatible than Nd. Because ^{142}Nd is the radioactive decay product of the ^{146}Sm, that is a radioactive system characterized by a short half-life (Friedman et al., 1966; Meissner et al., 1987; Kinoshita et al., 2012), this would impose early eroding processes (within the 30 first millions years not to significantly alter the ^{147}Sm-^{143}Nd long-lived system). However, this last assumption has more recently been highly questioned (Burkhardt et al., 2016; Bouvier & Boyet, 2016; Boyet et al., 2018). Contrary to this hypothese, nucleosynthetic anomalies observed among terrestrial precursors (i.e. chondrites) (Burkhardt et al., 2016; Bouvier & Boyet, 2016; Boyet et al., 2018) could explain the ^{142}Nd composition of the Earth and would impose very limited amounts of crustal loss from collisional erosion especially at early stages (i.e. before 30 Myr). In that perspective, the process of collisional erosion and its efficiency on the fractionation of the BSE composition have to be further explored. Notably, this is a crucial question as current BSE models are built from the assumption that the RLEs abundances measured in the most fertile mantle rocks are chondritic.

In this work, we model quantitatively the effect of collisional erosion on the final composition of the BSE for a series of element with varying geochemical properties including notably varying degrees of incompatibility. This approach can challenge the common assumption of chondritic proportions of RLEs in the BSE or allow to better evaluate the conditions of terrestrial planets accretion that keep this assumption untouched. Predicted depletion of lithophile elements needs to be in reasonable agreement with geochemical models. This means that it is required to compare the outcomes

of collisional histories in terms of fractionation (after collisional erosion) in RLEs with estimates of the BSE composition. This may provide bounds on the efficiency of collisional erosion that can be accepted for the models.

The collisions experienced by the growing embryos during the last stages of planetary accretion can lead to the preferential loss of material (i.e. crust vs. mantle or mantle vs. core) for differentiated body (e.g. Svetsov, 2011; Carter et al., 2015; 2018; Shibaike et al., 2016). The amount of eroded material depends on the impact parameters (e.g. velocity, angle, mass ratio between impactor and target) which are linked to the dynamics of the disk (Leinhardt & Stewart, 2011; Bonsor et al., 2015; Carter et al., 2015; 2018; Genda et al., 2017). The efficiency of crustal stripping has been previously investigated using either an erosion model focused on the period of the Late Heavy Bombardment (Shibaike et al., 2016), the existence of which is in question (Morbidelli et al., 2018), or from a model neglecting the erosive potential of small planetesimals (Carter et al., 2018). Notably, the effect of collisional erosion on the Sm/Nd ratio of the Earth was performed, in a viable dynamical context, using erosion scaling laws from smooth particle hydrodynamics (SPH) simulations of giant impacts and post-processing N-body numerical simulations of Earth's accretion (Carter et al., 2018). However, SPH numerical simulations do not provide a sufficiently high resolution (i.e. number of particles representing a planetary body) to investigate an impactor/target mass ratio below 1% (Carter et al., 2018). This represents a strong limitation to this approach as planetesimals likely contribute to the majority of impacts and collisional erosion may be driven by small impactors. Accordingly, the physics of smaller cratering impacts (Holsapple & Housen, 2007; Housen & Holsapple, 2011; Svetsov, 2011) needs to be taken into account to better assess the effects of crustal stripping on the chemical composition of the BSE.

5.2.3 Selection of elements

Here, we apply the collisional erosion model EROD that is presented in section 5.2.4 to different pairs of chemical elements with various levels of incompatibility. These include (1) the pairs of refractory lithophile elements (RLE) Sm-Nd, Lu-Hf, Th-U. Terrestrial planets including the Earth are assumed to have refractory lithophile element (RLE) ratios identical to those found in chondrites. This sets the geochemical paradigm that bulk differentiated planet compositions in refractory elements were established early (i.e. formation of chondritic parent bodies) and remained chondritic regardless of their accretion and differentiation histories. This chondritic paradigm is sustainable only if energetic collisions during the accretion history of terrestrial planets lead to small fractionation of RLEs. In this framework, Sm-Nd and Lu-Hf radiogenic isotopic system can provide precise constraints for defining an allowable space of conditions during Earth's accretion that would lead to the present estimates of

$^{142}Nd/^{144}Nd$ and $^{176}Hf/^{177}Hf$. U and Th are RLEs which are highly incompatible and their bulk Earth composition is accordingly particularly sensitive to the process of preferential stripping of the proto-crust. A substantial loss of these elements could be problematic for explaining the heat fluxes at the Earth surface that results essentially from the radioactive decay of Th, U (and K) (Pollack et al., 1993). (2) Moderately volatile elements such as Mn, Na, Rb (Cs, K) are depleted with respect to chondritic compositions. The origin of these depletions can be attributed to incomplete condensation in the solar nebula and/or post nebular processes such as vaporization, differentiation, and collisional erosion. Thus, the potential effects of collisional erosion on the budget of moderately volatile elements needs to be estimated quantitatively to provide better constraints on the origin of volatile elements depletion. Finally, (3) Mg and Si are major rock forming elements with middle levels of incompatibility which do not strongly fractionate during crust-mantle differentiation. The observed superchondritic Mg/Si ratio is likely to reflect the presence of Si into the core (e.g. Jagoutz et al., 1979; Fitoussi et al., 2009) but collisional erosion have also been suggested as a powerful mechanism for removing the missing Si from the BSE (Boujibar et al., 2015) and need to be physically quantified.

In the present work, we describe our approach for modelling quantitatively crustal erosion during accretion, present our results for the studied elements with variable geochemical properties and discuss their implications for the composition of the BSE.

5.2.4 Methods

The collisional history of every embryo is tracked with N-body numerical simulations (Jacobson & Morbidelli, 2014) of planetary accretion in the context of a Grand Tack scenario. The mass transfer during an impact is computed with an analytical model for each impact. A geochemical mass balance is additionally performed to re-compute the composition of the embryo after each impact. Integrating this procedure over entire collisional histories of growing embryos corresponding to Earth analogs allows a quantification of the final fractionation of various elements within the crust and mantle for every embryo (Bulk Silicate Planet - BSP). A detailed description of the model is provided in supplementary materials.

5.2.4.1 Model description

The collision files provide a record of every single impact occurring during a simulation with its associated parameters (velocity, angle, time, impactor to target mass ratio). Impacts can be of two types: either embryo-embryo (E-E) collisions or embryo-planetesimal (E-P) collisions. In the (E-P) case the test particle representing a planetesimal stands for a collection of a large number of planetesimals with the same total mass as the given test particle. Thus, the test particle is replaced by a large number (>1000) of smaller planetesimals with a size distribution following a power law with

$dn/dr \propto r^{-3.5}$ (Bottke Jr et al., 2005) with same geometry and velocity at infinite than the test particle.

The simulations last for 100Myr-200Myr and are assumed to start when the embryos are formed, before the onset of the Grand Tack (i.e. after CAIs following Walsh et al. (2011)). The initial system contains a population of embryos and two distinct populations of planetesimals (internal planetesimals - within 3 AU and with a mass of $3.8 \times 10^{-4} M_{\oplus}$ - and external planetesimals, with a smaller mass of $1.2 \times 10^{-4} M_{\oplus}$) (referenced as "1to1" simulations in Jacobson & Morbidelli, 2014). Each simulation begins with approximately 100 embryos and 2000 planetesimals represented by test particles. The total mass of the system is equally distributed between the different planetesimals and embryos: total planetesimals mass is identical to the total embryos mass (Jacobson & Morbidelli, 2014). However, the typical mass of an embryo at the beginning of the simulation (i.e. the typical mass of an embryo after the onset of the inward migration of Jupiter roughly 1Myr after CAIs formation) is a free parameter. Three different values are tested: $0.025 M_{\oplus}$, $0.05 M_{\oplus}$ or $0.08 M_{\oplus}$. Embryos are assumed to be differentiated, while planetesimals are assumed to be undifferentiated. Giant E-E impacts and E-P impacts are treated in two distinct ways following:

— E-E: perfect merging is assumed for this type of impacts. The accreted material to the growing Earth embryo has the same composition than the impactor. The BSP is fully melted and crust and mantle compositions are re-equilibrated. The newly formed crust is re-enriched in incompatible elements according to their solid-liquid partition coefficients (Workman & Hart, 2005). The melting rate during crust-mantle differentiation is fixed to 2.6% following the value proposed by O'Neill & Palme (2008).

— E-P: Here, the estimates of eroded and accreted masses are computed. These two masses depend on the impact parameters (i.e. velocity, angle, the masses and densities of the target and impactor) and are calculated using the parameterization from numerical simulations in Svetsov (2011). For an ejected mass lower than crustal mass, the eroded material has a crustal composition. For larger ejected masses, the ejected material is made of both crust and mantle with the escaped mantle mass being the ejected mass remaining after considering the entire crust mass. The accreted material is assumed to be chondritic in composition, that means that all accreted material as the initial composition of the growing embryos BSP. The absolute initial abundances in different elements will not influence the absolute loss of a given element since the results are normalized to their initial contents. No new crust is formed. N-body simulations are under-resolved:

to increase the accuracy of the erosion process, each planetesimal in the N-body simulations is replaced by a population of smaller planetesimals of equivalent mass following a size-frequency distribution (see supplementary material).

We define the parameter ϵ describing the chemical fractionation of the M_1/M_2 ratio (M_1 and M_2 being two given chemical elements) of the BSP at a given time t with respect to its initial chondritic composition:

$$\epsilon = \frac{\left(\frac{M_1}{M_2}\right)^{t}_{BSP} - \left(\frac{M_1}{M_2}\right)^{ini}_{BSP}}{\left(\frac{M_1}{M_2}\right)^{ini}_{BSP}}. \qquad (5.1)$$

We consider as relevant Earth analogs at the end of the N-body simulations the surviving embryos with a mass comprised in between $1/2M_\oplus$ and $1.2 \times M_\oplus$ and final semi-major axis in between 0.5 AU and 2 AU. For each of them, ϵ is computed. The relative final to initial composition of a given element M is also computed and denoted as C_M^{BSE}/C_M^0 for all Earth analogs and for the following elements: Rb, Ba, Th, U, K, Pb, Sr, Nd, Hf, Sm, Cs, Lu, Na, Si, Mn and Mg.

5.2.4.2 Coupling Embryos chemical evolution

Substantial preferential erosion of the crust for some embryos has been evidenced sometimes early in the collisional history of terrestrial planets. This could lead to an early chemical fractionation of the different growing embryos BSP in the system. Consequently, the RLEs composition of the accreted material for E-E impacts could be fractionated compared to chondritic values. This effect is taken into account in our model by implementing a coupling between the different embryos. The chemical evolutions of all embryos in the system are then simultaneously followed.

5.2.5 Results & Discussion

In this section, we present the results of the chemical fractionation with respect to chondrite composition induced by collisional erosion expressed with ϵ for the following pairs of elements: Lu/Hf, Mn/Na, Sm/Nd, Rb/Sr, Th/U and Mg/Si. The results are summarized in table 5.1. The average ϵ is estimated (1) for all Earth analogs and (2) only for Earth analogs that experienced a last giant impact after 50Myrs.

5.2.5.1 Example of the evolution of the fractionation for a given simulation

The evolution with time of the chemical fractionation of the growing BSP composition is followed over the entire accretion history. ϵ is highly dependant on several parameters, notably the impact parameters as well as the chemical composition of the two bodies involved in the collision. We present here the cases of four different embryos to illustrate the typical evolution of the BSP composition with time as a response to their collisional histories. These four accreting histories are shown together in figure 5.1 which displays the fractionation of the Sm/Nd ratio as a function of the mass of the growing embryos. As Nd is more incompatible than Sm, the prefer-

ential erosion of the crust with respect to the mantle increases the Sm/Nd of the BSP relatively to the initial chondritic ratio (and ϵ, the fractionation value, increases consequently). This figure highlights the typical effect of a given impact whether a giant E-E or a E-P impact occurs. Overall, only a small fraction of the impacts have a significant influence on the fractionation, which appears to be mainly driven by the impact velocities: the higher the velocity, the more material is typically ejected. However, successive impacts from planetesimals produce a significant fractionation, especially during the first million years of the simulations when the system is dynamically excited by the migration of the giant planets. Additionally, the less massive the embryo the easier the impactors erode the surface, leading to a higher fractionation in Sm and Nd of the BSP. However, after the first million years, the fractionation tends to either remain constant or to decrease. This is due to the amount of accreting planetesimals that have a chondritic composition. The crustal composition becomes more and more chondritic, leading to low fractionation even if some fraction of crust is still eroded. Regarding the role of E-E impacts, two main outcomes can be expected and they are highlighted in figure 5.1 by the numbers (1) and (2). (1) denotes the case of an impactor that has already experienced erosion and fractionation during its growth. In that case, the addition of very fractionated material to the BSP from the impactor induces a large increase in its fractionation. (2) refers to the case of an impact of an embryo with a chondritic composition. The direct result is a large increase of mass associated to a large decrease of ϵ. Finally, (3) shows an other interesting behavior that can induce a significant fractionation even at late stages of accretion from a high velocity embryo impact (here higher than 20km/s).

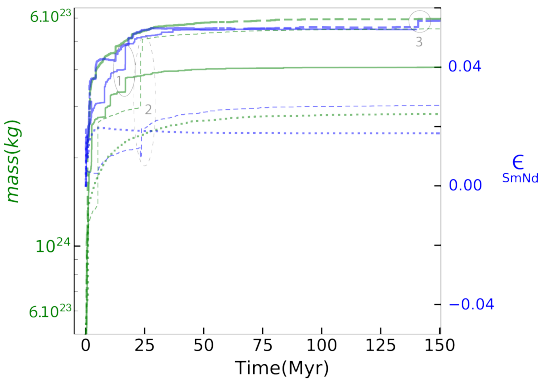

Figure 5.1 – Examples of both mass and ϵ (Sm/Nd) evolution with time for 4 embryos extracted from the N-body numerical simulations. The line style denote the embryo identities whereas the line color denotes either the associated mass (in green) or the associated ϵ (in blue). The plain line, dashed line and pointed line are meant to denote a given embryo. (1) and (2) highlight two possible behavior in terms of fractionation for a giant embryo impact and (3) illustrates a more unusual case in which late fractionation occurs for specific impact conditions (a high velocity for example, here more than 20km/s).

After following simultaneously the evolution of all embryos, the average final fractionation ϵ for embryos corresponding to relevant Earth analogs (i.e. relevant mass and distance to the sun) is computed for the selected set of elements. The most fractionated couple of elements is Rb/Sr for which $\epsilon = -0.16 \pm 0.06$ (all Earth analogs), followed by Lu/Hf with an average ϵ of

0.09±0.04. The less fractionated ratio is Th/U with $\epsilon = -0.008 \pm 5.10^{-4}$. This in an expected behavior according to the liquid/solid partitioning coefficient ratios of these couples (see table 5.1). Note that a negative value corresponds to a preferential loss of the element on the numerator of the ratio contrarily to a positive ϵ value corresponding to a preferential loss of the element on the denominator. The table 5.1 also shows that a late last giant impact seems to induce a higher fractionation for all couple of elements. This behavior is further explored hereafter for all selected elements.

5.2.5.2 Influence of the timing of the last Giant impact

The results are showed in fig. 5.2 which reports ϵ as a function of the timing of the last giant impact for Lu/Hf, Mn/Na, Sm/Nd, Rb/Sr, Th/U and Mg/Si. There is a clear correlation between the fractionation value ϵ and the timing of the last giant impact experienced by an embryo (fig. 5.2). For all ratios, the later the last giant-impact occurs, the higher ϵ is with the most incompatible elements being the most strongly depleted among the different ratios. Indeed, the influence of erosion on the fractionation is highly dependant on crustal composition and accretion history of the Earth. In the Grand Tack scenario, the embryos are growing fast and reach a mass comparable to their final mass in roughly 20Myr. Most of accreted mass comes from the population of planetesimals (E-P impacts). During crust forming events (E-E impacts), the crust is highly enriched in incompatible elements, and deviates from chondritic composition. Conversely, in the case of E-P impacts because no new crust is formed, the delivery of a large mass of chondritic components brings back the crustal composition closer to the chondritic composition. In that case, even an efficient erosive evolution does not strongly influence the final BSP composition. The more the chondritic accreted mass is between two giant impacts, the harder it is to fractionate the BSP. Further fractionation can only occur after a melting event produces a new crust, re-enriched in incompatible elements. The model assumes a constant partial metling rate for newly formed crust. Accordingly, the mass of crust increases as fast as the mass of the planet. It means that the accreted to crust mass ratio decreases with time. This makes more difficult to lower the fractionation due to accretion of chondritic planetesimals as time increases. In this context, a late giant impact imply a higher efficiency to fractionate the BSP because of a late reequilibration of the entire BSP composition leading to a re-enrichment of the crust in RLEs.

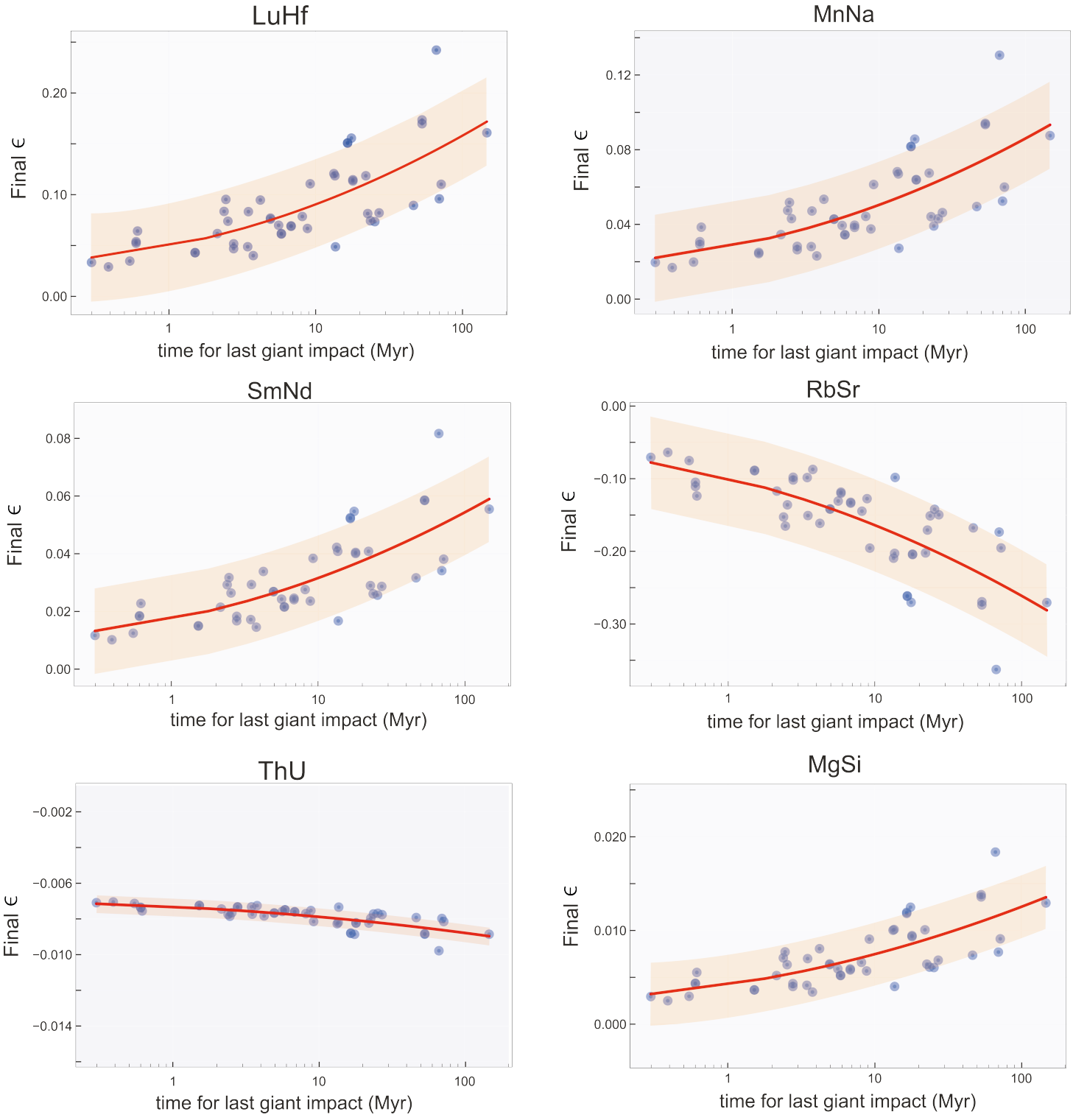

Figure 5.2 – Panel presenting the respective final ϵ fractionation for Earth analogs as a function of the timing of the last giant impact for the 6 different couples of chemical elements. The red shadowed region refers to the fitted (by least square) trend of the evolution of the fractionation as a function of the timing of the Moon forming impact. Light orange region refers to the 1σ standard deviation of ϵ in our model.

5.2.5.3 Refractory and Lithophile Elements ratios

The Th/U ratio remains unfractionated over the entire Earth collisional history (fig. 5.3); in agreement with the Th–U–Pb isotope systematics in terrestrial rocks (e.g. Sun & McDonough, 1989; Wang et al., 2011; Guo et al., 2015). This is due to the very low difference between the degrees of incompatibility of Thorium ($D_{Th} = 0.001$) and Uranium ($D_U = 0.0011$).

Sm/Nd ratio is fractionated during accretion. For a late last giant impact, the fractionation ϵ value reaches 0.054 ($\pm$0.016), close to the 6% fractionation invoked to account for the super-chondritic Sm/Nd ratio. In this case, the superchondritic Sm/Nd ratio can be fully explained by collisional erosion. However, as preserved nucleosynthetic anomalies (Burkhardt et al., 2016; Bouvier & Boyet, 2016) within the disc represent a strong alternative for explaining the 20-ppm excess in ^{142}Nd compared to ^{144}Nd (instead of an excess of Sm compared to Nd), the combination of a Grand Tack and a late moon forming impact may be incompatible. Lu-Hf isotope system shares similarities with the Sm-Nd system. The Lu-Hf ratio of the BSE is estimated after Sm-Nd systematics of chondrites and terrestrial rocks (Jackson & Jellinek, 2013). For a maximum 5% to 8% fractionation of the Sm/Nd ratio, a 12% fractionation is predicted for the Lu/Hf ratio of the BSE (Bouvier et al., 2008). Such value can be obtained in the case of a Grand Tack dynamic model of planetary accretion combined with a late moon forming impact ($\epsilon(Lu/Hf) = 0.16 \pm 0.05$) Therefore, collisional erosion could produce superchondritic ratios of both Sm/Nd and Lu/Hf in the BSE in this specific case. However, the grand tack combined with a late moon forming impact would produce the most extreme possible fractionation acceptable for both Sm/Nd and Lu/Hf ratios and more generally would produce substantial chemical fractionation among other refractory lithophile elements (RLEs). This could impose restriction to the validity of combining these two popular processes for the understanding of Earth's formation that conveniently explain some chemical observables (e.g. for Hf/W, Mg-suite crustal rocks, highly siderophile elements, I-Xe) (Chyba, 1991; Walker, 2009; Touboul et al., 2007; 2009; 2012; 2015; Pepin & Porcelli, 2006), the dating of lunar rocks and estimates of its formation (Norman et al., 2003; Nyquist et al., 2006; Borg et al., 2011; Boyet et al., 2015; Carlson et al., 2014;?; Touboul et al., 2012; Pepin & Porcelli, 2006; Jacobson & Morbidelli, 2014) or the outputs of numerical simulations (Jacobson et al., 2014; Jacobson & Morbidelli, 2014). On the other hand, the occurrence of a Grand Tack scenario combined to a late moon forming impact (after 50 Myr) would inevitably produce non-chondritic BSE compositions in refractory lithophile elements notably. Quantifying the effects of impact induced erosion on other chemical elements with varying geochemical properties is critical to set the limits of elemental loss during planetary accretion and provide estimates on the BSE non-chondritic composition resulting

from collisional erosion eventually.

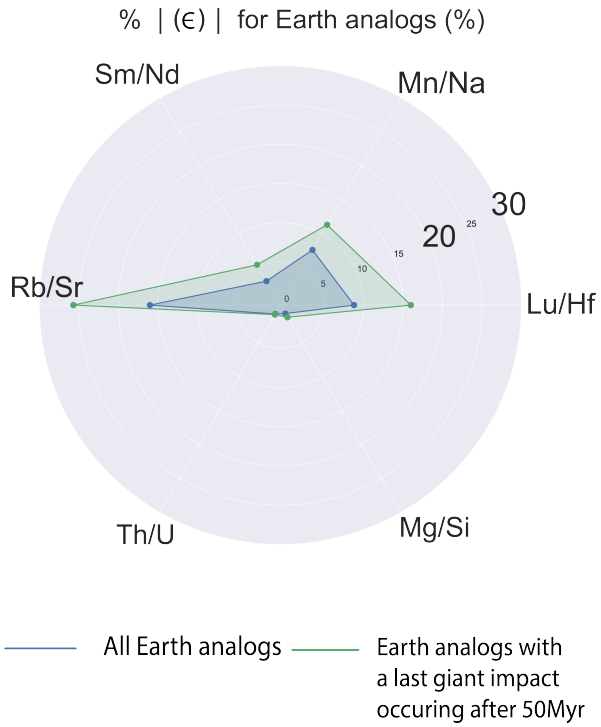

Figure 5.3 – Spider chart illustrating the respective ϵ values (in %) for the relative fractionation between two elements for these 6 couples of elements: Lu/Hf, Mn/Na, Sm/Nd, Rb/Sr, Th/U and Mg/Si. These ratios are averaged from final ratios of relevant Earth analogs in N-body numerical simulations. The blue line corresponds to the average values obtained from all Earth analogs at the end of the simulations. The green line corresponds to the average values obtained only for Earth analogs that underwent a late (>50Myr) last giant impact. This later case is considered to be the most likely case based on geochemical and cosmochemical constraints(Chyba, 1991; Walker, 2009; Touboul et al., 2007; 2009; 2015; Pepin & Porcelli, 2006; Norman et al., 2003; Nyquist et al., 2006; Boyet et al., 2015; Jacobson et al., 2014).

5.2.5.4 The BSE composition resulting from collisional erosion

From the modelling of collisional erosion during Earth accretion histories, we infer the final BSE concentrations in Rb, Ba, Th, U, K, Pb, Sr, Nd, Hf, Sm, Cs, Lu, Na, Si, Mn and Mg relatively to their initial chondritic concentrations as a function of their degree of incompatibility (fig. 5.4). As expected, the depletion of considered elements compared to initial values is observed for an increasing degree of incompatibility (decreasing $D_M^{sol-liq}$; from Lu to Rb). Major elements (Mg, Si) are not affected by collisional erosion. Moderately incompatible elements are either not affected (Mn) or poorly affected (Na). We find that the occurrence of a late giant impact leads to higher depletion of incompatible elements. Additionally, the difference of depletion in between all models of Earth analogs and models with a late giant impact increases with the increasing degree of incompatibility of elements. Most incompatible elements such as Rb reach a final depletion of $C_M^{BSE}/C_M^0 = 0.57$ in the case of a late giant impact, which corresponds to the highest loss obtained from our modeling (fig. 5.4). As a comparison, the two stages model of collisional erosion proposed by O'Neill & Palme (2008) (i.e. (1) formation of a crust enriched in incompatible elements; (2) erosion of 54% of this crust during a single impact) imposes a limit of $C_M^{BSE}/C_M^0 = 0.5$ for the most incompatible elements. Therefore, the maximum elemental loss from an entire collisional accretion history might be less important than the maximal loss assumed in O'Neill & Palme (2008) from a single erosive impact event that would strip away more than 50% of crust.

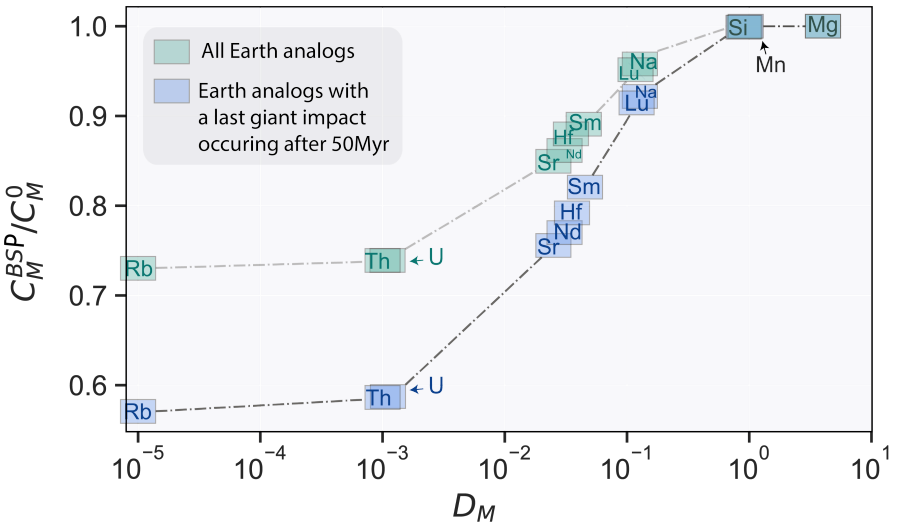

Figure 5.4 – Effects of crustal stripping on BSE final composition with respect to initial chondritic composition. The elemental depletion of an element M C_M^{BSE}/C_M^0 ratio is displayed as a function of the decreasing degree of incompatibility (liquid-solid partition coefficients are taken after (Workman & Hart, 2005). C_M^{BSE} corresponds to the average calculated final concentration of M in the BSE after collisional histories of Proto-Earth are completed. C_M^0 refers to the initial chondritic concentration of the embryo at the beginning of the last stages of accretion (roughly 2-3Myr after CAIs).

Using these estimates of elemental loss, we have computed the BSE final abundances (normalized to CI and to Mg) corrected from the effect of collisional erosion. The results are shown in figure 5.5 for the studied set of chemical elements as a function of their 50% condensation temperature. The chondritic BSE estimates are presented in blue squares (Palme et al., 2003; Barrat et al., 2012) and are based notably on the assumption that refractory lithophile elements are not depleted with respect to chondritic compositions. The outcomes from our modeling are displayed for two distinct cases: (1) takes into account the entire set of Earth analogs surviving the N-body numerical simulations (green squares); (2) takes into account Earth analogs recording a last giant impact after 50Myrs only (red squares). These values represent the expected changes on BSE composition due to collisional erosion. These corrected values are calculated following:

$$\left[\frac{X_{BSE}}{X_{CI}} - \left(1 - \frac{X_{model}}{X_0}\right) \times \frac{X_{BSE}}{X_{CI}}\right] \times \frac{Mg_{CI}}{Mg_{BSE}}, \tag{5.2}$$

where X_{BSE}/X_{CI} the abundance of X in the chondritic Earth normalized to CI composition estimated with CI and BSE compositions given in (Palme et al., 2003; Barrat et al., 2012), X_{model}/X_0 the average X abundance of the BSP of Earth analogs computed from N-body simulations normalized to their initial composition and Mg_{CI} and Mg_{BSE} being respectively the abundances of Mg in the CI chondrites and in the BSE chondritic model. For moderately volatile elements considered in this work (i.e. Pb, Cs, Rb, Na, K and Mn), the modeled values

corrected from the effect of collisional erosion lie within errors (within 1σ to 2σ) with geochemical estimates of BSE based on the chondritic assumption. Large uncertainties on both chondritic and BSE abundances for volatile elements (Palme et al., 2003) make this statement even valid for the most incompatible elements such as Rb for which depletion induced by erosion can reach up to roughly 40% in the case of a late giant impact (fig. 5.4). Accordingly, integrated effects of collisional erosion to the current estimates of volatile elements show that this process seem unlikely to significantly contribute to the observed depletion of these elements on Earth with respect to their chondritic abundances. Incomplete condensation in the solar nebula (e.g. Wasson & Chou, 1974) or partial vaporization from a molten magma ocean (e.g. Hin et al., 2017; Norris & Wood, 2017) should be regarded as the dominant processes for establishing the budget of volatile elements on Earth. Refractory lithophile elements (RLEs) are more notably affected by the process of collisional erosion as their predicted abundances can fall off the ranges of estimates based on the assumption of chondritic RLE ratios, notably for most incompatible RLEs such as U, Th and Ba. Taking into account the effect of collisional erosion on the BSE composition lead to (RLE/Mg)N (the elemental ratio in the BSE normalized to Chondrites) that lies systematically below 1 (fig. 5.5) when all Earth analogs are considered. Such values fall below the 1 to 1.5 range proposed by most BSE geochemical models (see tables in Palme & O'Neill, 2003; Palme et al., 2014) but are compatible with the statistical approach developed by Lyubetskaya & Korenaga (2007). For instance, Lyubetskaya & Korenaga (2007) finds 17.3±3 ppb U content in the BSE while 21.8 ppb of U is given in (Palme et al., 2003). This leads within errors to a Mg and CI normalized value (U/Mg)N of 0.79 well below the 0.89 (U/Mg)N obtained from the present collisional erosion model. However, the (RLE/Mg)N values fall systematically below the lowest estimates from (Lyubetskaya & Korenaga, 2007) for the most incompatible elements U, Th, and Ba if only simulations with a late moon forming impact are considered (e.g. (U/Mg)N= 0.703 and (Ba/Mg)N= 0.669). Accordingly, Earth formation scenarios including a last giant impact after 50 Myrs would produced an impact induced chemical fractionation of some incompatible RLEs higher than any geochemical models of BSE composition. In this geodynamic context, the higher efficiency of collisional erosion could question the estimates of some highly incompatible RLEs based on the chondritic assumption and sampling of terrestrial rocks; or in contrary provide insights for deciphering the debated age of the lunar impact. For instance, Thorium (Th), Uranium (U) and Potassium (K) are radioactive RLEs and extensive loss of these elements during accretion would be at odds with the observed heat flux at the surface of the Earth. The absolute compositions of Th, U and K in the BSE are poorly constrained and range roughly in between 10-25 ppb for U and 40-95 ppb for Th using either constraints from

fluxes of geoneutrinos (Araki et al., 2005; Fiorentini et al., 2006; Šrámek et al., 2013), ^4He fluxes through the ocean floor (O'nions & Oxburgh, 1983; O'Neill & Palme, 2008), or geochemical models (Palme et al., 2003). Taking the upper bound values for U and Th abundances would produce at max a 24 TW heat flux at the surface of the Earth (Dye, 2012; Šrámek et al., 2013), much lower than the heat flux effectively measured ranging from 43 TW to 49 TW (Pollack et al., 1993; Jaupart et al., 2007; Davies & Davies, 2010) or a lower value of 33 TW predicted geodynamical estimates (Šrámek et al., 2013). In the present work, crustal stripping in the context of both Grand Tack and late Moon forming impact could remove about 40% to 50% of the heat producing elements U and Th with respect to chondritic composition, increasing the discrepancy in between the heat flux and predicted abundances of these elements in the BSE. The modeled final U and Th compositions of 13 ± 2 ppb and 47.5 ± 7.1 ppb respectively would fit marginally with the lowest geochemical estimates for these elements. Considering all Earth analogs, the average loss of both Th and U is lower, comprised between 20% and 30%, providing better match with estimates of U an Th contents in the BSE. In any case, we show that collisional erosion can be an efficient process for removing significantly the most incompatible RLEs (e.g. U, Th, Ba) and can produce non chondritic compositions of the BSE eventually (Fig. 5.3 (ratios) and 5.4 (absolute abundances)). However it is important to keep in mind that it depends on the initial composition of the building blocks of Earth. If Earth building blocks were with concentrations in U under 20 ppb, then collisional erosion would be too efficient for allowing Earth to keep a sufficient amount of heat producing elements. In that case, a less erosive process of accretion than a Grand Tack combined with a late Moon forming event may be expected instead, as suggested by the estimations of U and Ba contents normalized to CI and Mg.

If the most erosive case of a Grand Tack combined to a late moon forming impact appears not to be favored considering BSE estimates invoked above, there could however be other explanations to a low loss of the most incompatible elements. Larger partial melting rate than considered in this study (about 2.6% as suggested by O'Neill & Palme (2008)) would form thicker crusts less enriched in incompatible elements and lower impact induced fractionation of the Sm/Nd ratio notably. The partial melting rate is a critical parameter for the model. Accordingly, an alternative way for producing a low fractionation in the RLEs budget of the BSE could be to form crusts with a large amount of melt, leading to thicker crusts.

Within one of the viable scenario (here considering no late last giant impact), can we deduce some other interesting features ?

5.2.5.5 Mg-Si as an indicator of loss for major elements

A superchondritic Mg/Si ratio has been reported for the BSE when compared to any type of chondritic material (e.g. Jagoutz

et al., 1979; Allègre et al., 1995; Drake & Righter, 2002; Fitoussi et al., 2009). This discrepancy is even more emphasized when enstatite chondrites are considered as the Earth's building blocks (Javoy, 1995; Javoy et al., 2010; Boujibar et al., 2015). Different hypotheses have been proposed to explain these non-chondritic Mg/Si ratio estimations such as the incorporation of Si into the core during differentiation, the loss of Si by volatilization during accretion, or an heterogeneous mantle with a Si-enriched lower mantle (Ringwood, 1958; Allègre et al., 1995; Fitoussi et al., 2009; Javoy et al., 2010). Crustal stripping from impacts could also modify significantly the Mg/Si of the BSE as Mg and Si have different degree of incompatibility as proposed in (Boujibar et al., 2015).

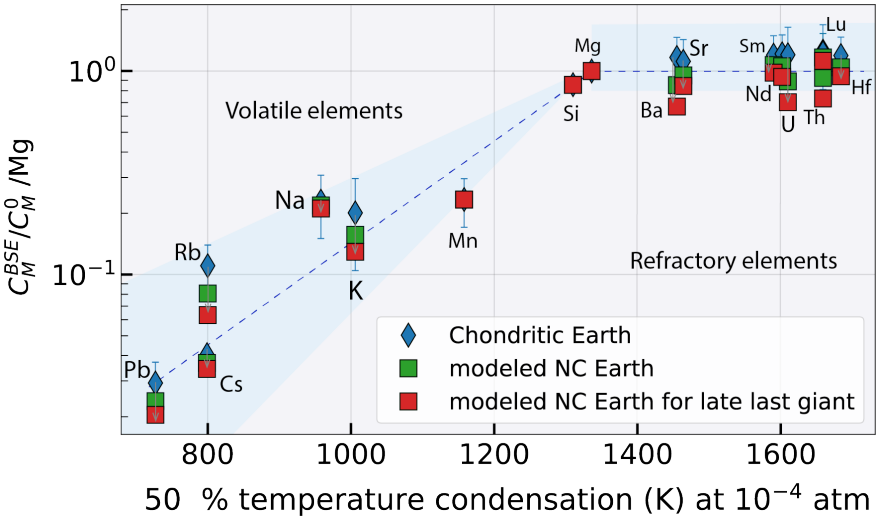

Figure 5.5 – Abundances of elements (Pb, Cs, Rb, Na, K, Mn, Si, Mg, Ba, Sr, Sm, Nd, U, Th, Lu and Hf) in the bulk silicate Earth normalized to CI chondrites and Mg as a function of their 50% condensation temperature. Blue square symbols lie for current estimates based on a chondritic Earth model along with their 1σ uncertainties (Palme et al., 2003; Barrat et al., 2012). Green and red squares symbols show the corrected values for BSE abundances when the effect of collisional erosion modeled in our work are taken into account. The green symbols show the average abundances obtained for all the Earth analogs issued from N-body numerical simulations. The red squares correspond specifically to the Earth analogs recording a last giant impact after 50Myrs.

Here we report a negligible effect of collisional erosion on the final Mg/Si ratio of the BSE. This is mostly due to their relative low degree of incompatibility which hamper a significant fractionation of these elements in crust forming liquids (O'Neill & Palme, 2008). In this particular case, the amount of crustal preferential loss is not large enough to affect the Mg/Si of the BSE. This promotes the presence of Si into the Earth's core to account for the superchondritic Mg/Si of the BSE without any change to its predicted abundance from geochemical models (e.g. Allègre et al., 1995; Mc-

Donough, 2003b; Javoy et al., 2010). As a result, our model which physically addresses the effects of accretion and erosion on the Mg/Si content of the BSE over a full accretion history leads to a different conclusion than the one proposed by Boujibar et al. (2015) which modeled crustal erosion as a single stage impact event.

5.2.5.5.1 Effects of collisional erosion on the depletion of moderately volatile elements The origin and timing of the depletion of volatile elements on Earth (see figure 5.5) remain unresolved and play a key role for constraining the process of Earth's accretion and the nature of its building blocks.

The depletion of moderately volatile elements (MVEs) can be attributed to incomplete condensation in the solar nebula as well as post nebular processes including evaporation during the melting of protoplanets or storage into the core as most of the MVEs can also be siderophile under the conditions of core-mantle equilibration. In this picture, the role of collisional erosion on the observed depletion of volatile elements has been poorly constrained. For instance, Manganese (Mn) and Sodium (Na) are both moderately volatile elements with similar temperature of condensation at conditions of the solar nebula (low fO_2 and low pressure). As Na becomes more volatile than Mn under oxidizing conditions, the superchondritic Mn/Na ratio evidenced in some terrestrial bodies such as Mars has been used to evidence volatile depletion from evaporation processes during planetary growth (O'Neill & Palme, 2008; Campbell & O'Neill, 2012; Siebert et al., 2018). As Na is more incompatible than Mn, collisional erosion can provide an alternative explanation for the superchondritic Mn/Na of differentiated planetary bodies. Moreover, Earth is the only differentiated body with a chondritic Mn/Na and estimating the effect of collisional erosion on these elements could help deciphering in between the effects that control the depletion of moderately volatile elements on Earth. (Lodders et al., 1998; O'Neill & Palme, 2008; Barrat et al., 2012; Warren & Dauphas, 2014; Siebert et al., 2018). From our modeling, we infer a maximum relative loss of Na compared to Mn of $\sim 11\%$ for collisional erosion processes if the Moon formed after 50 Myr. This argues for a limited effect of post nebular processes (i.e evaporation and collisional erosion) on the fractionation of Mn and Na for the BSE in fair agreement with the observed chondritic Mn/Na.

5.2.5.5.2 The example of Rb/Sr as a tracer of the origin of Earth's volatile elements Rb and Sr are both lithophile elements with partition coefficients between liquid and solid that are different by several orders of magnitude (i.e. Rb is a highly incompatible element). In addition, they have different volatility degrees (Rb is volatile while Sr is refractory). Therefore, the Rb/Sr ratio of the bulk silicate Earth (BSE) is lower the chondritic value (Halliday & Porcelli, 2001) by an order of magnitude with a Rb/Sr of 0.030 ± 0.006 for the BSE while the chondritic value is estimated

to be 0.32 ± 0.10 (Clark Jr & Ringwood, 1964; McDonough & Sun, 1995). Rb is one of the most incompatible element among MVEs and can accordingly provide a strong insight on the maximum effect of collisional erosion on the depletion of MVEs. Such effect, if significant, should be taken into account when estimating the general depletion trend of volatile elements of the BSE. Here, we show that a preferential loss of Rb compared to Sr of roughly 25% can be achieved by crustal stripping during Earth accretion over 200 Myr. This represents roughly 30% of the total loss of Rb compared to chondrites inferred from measurements in terrestrial rocks and chondritic meteorites. We show that even for such a higly incompatible element, the origin of its depletion is mainly due to incomplete condensation of volatilization processes. As the abundances of volatile elements are poorly constrained in both the BSE and chondrites, the results show that estimates corrected from the effects of collisional erosion would only marginally affect the general depletion trend of volatile elements in the BSE.

The BSE abundances in volatile elements do not provide a strong constraint on the collisional erosion viability neither on dynamical scenarios favored. However, the incompatible RLEs such as U, Ba, Sm and Nd suggest that a low erosive process may be favored, at least in the framework of the current model and its assumptions.

The growth of terrestrial planets in such a low erosive environment requires the setting of a challenging dynamical context for terrestrial planet formation. A system containing both embryos and planetesimals requires, to be non-erosive, that their random velocities are low compared to the escape velocity of planetary embryos and/or that the collision rate is low. This can be achieved if the mass contained in the growing region of terrestrial planets is mainly distributed into large planetary embryos before the onset of dynamical excitation due to giant planets migration. This implies the presence of a low fraction of planetesimals with respect to planetary embryos early in the history of solar system formation (less than a few Myrs) or a retarded instability of giant planets. In such a case, erosion is likely to be reduced despite the dynamical excitation induced by giant planets migration. Accordingly, the rapid formation of terrestrial planets via pebbles accretion appears to be a suitable process (Lambrechts & Johansen, 2014; Lambrechts et al., 2014; Johansen et al., 2015). However, N-body numerical simulations (Izidoro et al., 2016) show that a late instability would not likely reproduce the dynamical structure of the asteroid belt, as it would lead to an under-excited asteroid belt compared to current observations. A conundrum appears here: on one hand low erosion is required to explain the observed abundances of incompatible elements in the BSE (notably of the radioactive elements U and Th), while on the other hand a mechanism that would induce an efficient excitation is required to explain the structure of the asteroid belt. A last possibility is that erosion could be overestimated in the present model due to an

oversimple description of the velocity distribution of fragments. This could be the purpose of future investigations.

5.2.6 Conclusion

This work presents a model that quantifies the effect of collisional erosion on the abundances of elements in the bulk silicate Earth. It couples (1) Semi-analytical simple laws for eroded and accreted masses during an impact event and (Housen & Holsapple, 2011; Svetsov, 2011) (2) N-body numerical simulations of accretion in a context of Grand Tack (Jacobson & Morbidelli, 2014). Resulting compositions are compared to the initial chondritic compositions for a set of elements with different geochemical properties: Sm, Nd, Lu, Hf, Th, U, Mn, Na, Rb, Sr, Mg, Ba, K, Cs, Pb and Si. We show that the effect of collisional stripping induced on the chemical composition of the BSE is strongly correlated to the partition coefficient of elements between liquid and solid silicate. A maximum loss of roughly 40% is expected for the most incompatible elements (i.e. Rb, U, Th), if the Moon forming impact occurred late (i.e. 50Myr after CAIs) in the context of a Grand Tack accretion history. For major elements with a low degree of incompatibility (e.g. Si and Mg), the effect of collisional erosion is negligible. In between these extreme values, we provide a trend of depletion according to the degree of incompatibility of elements usable for correcting the present-day BSE composition models.

Additionally, we show that the BSE superchondritic Mg/Si ratio is unlikely to be due to crustal stripping. It emphasizes the need of an other fractionating process, possibly the incorporation of Si within the Earth core during differentiation. The Mn/Na BSE ratio might be affected by a 11% change due to collisional erosion and preferential loss of Na. This is a small but significant amount of change that reenforces the hypothesis suggesting that Mn would have partitioned within the core during its formation (Siebert et al., 2018). The outcomes obtained in this study concerning the Rb/Sr ratio show that there is a 25% change in relative concentrations of Rb and Sr compared to chondrites due to accretion processes, including collisional erosion. That represents only a maximum of 30% of the fractionation measured between the BSE and the chondrites, implying that the remaining loss might be due to devolatilization. This model may allow for the quantification of devolatilization processes on elements and improve the knowledge of the volatile elements depletion pattern of RLEs compared to chondritic compositions.

Finally, we find that in the context of a Grand Tack and a late Moon forming impact, the superchondritic $^{142}Nd/^{144}Nd$ ratio could be explained by crustal stripping only. In that case, the Lu/Hf BSE ratio should be superchondritic by 16%. However, in that later case, the loss in U and Ba (up to 40%) is too large compared to expectations from BSE/CI/Mg estimates, excluding this scenario as a viable process during accretion. This induces a relatively low fractionation between Sm and Nd (about 3% max), in agreement with the evidence of nucleosyn-

thetic anomalies (Burkhardt et al., 2016; Bouvier & Boyet, 2016; Boyet et al., 2018). These later estimates suggest that either the Earth has grown up into a low erosive environment possibly excluding the existence of a Grand Tack and a late Moon forming impact together. An other possibility could be to have formed the crust with a high partial melting rates at early times during accretion.

Couple	ϵ (a)	ϵ (b)	Summary
Sm-Nd	0.03 ± 0.02	0.054 ± 0.016	The 20ppm-excess systematically measured in terrestrial samples compared to chondritic values may be fully explained by collisional erosion of the crust during Earth formation in the context of Grand Tack with a late Moon-forming impact
Lu-Hf	0.09 ± 0.04	0.16 ± 0.05	Same conclusion as for Sm-Nd
Mg-Si	0.007 ± 0.003	0.01 ± 0.003	Poorly affected by crustal stripping during accretion history. This was expected for Major elements since the poorly partition into the melt when crust-forming event occurs
Mn-Na	0.076 ± 0.024	0.113 ± 0.026	Mn in not affected by the preferential erosion of the crust, as expected from its middly incompatible property, however some Na is lost. This raises a paradigm since Mn/Na is supposed to be chondritic in Earth
Rb-Sr	-0.16 ± 0.06	-0.26 ± 0.06	The Rb/Sr ratio is expected to be fractionated compared to chondrites due to some volatilization post-nebula processes. 20% of the total expected fractionation from current estimates might be due to collisional erosion considering our results
Th-U	-0.008 ± 5.10^{-4}	-0.009 ± 6.10^{-4}	The Th/U ratio seems to undergo a very low fractionation. However, considering uncertainties on measurements we cannot conclude on the values heres. In terms of absolute concentrations in the BSE for Th and U, less than half of them is lost during accretion. This still be consistent with the current estimates provided either by heat fluxes or geoneutrinos measurements

Table 5.1 – Table of the ϵ average values in the BSP after the growth of the embryos considered as good Earth analogs in a grand tack accretion scenario(Jacobson & Morbidelli, 2014) along with their associated to their standard deviation for all couples of elements studied here. ϵ (a) refers to the average ϵ associated to all relevant Earth analogs while the ϵ (b) column refers only to Earth analogs recording a last giant impact after 50 Myrs. The last column of this table presents a quick summary of the conclusions we can propose from these values.

Supplementary

In this supplement we detail the erosion model (EROD) developed in this study with: (1) the description of the SFD used to describe the planetesimals impacting an embryo; (2) the cratering model used for the estimates of the mass transfer.

5.2.6.1 Planetesimals size-frequency distribution (SFD) imposed

N-body simulations need high computational requirements and cannot include a realistic amount of planetesimals. Planetesimals are test particles meant to represent for an entire population of smaller bodies whom total mass is equal to the planetesimal mass. Accordingly, for the mass transfer estimates required by our model we distribute the mass of a single planetesimal impactor into a size-frequency distribution (i.e. each impact from a planetesimal in the N-body simulations is assumed to be a serie of impacts with impactors distributed on a size-frequency distribution (SFD)). That serie of impactors is assumed to fall onto the target at the same time and to be coming from all directions.

The differential size distribution of impactors follows a power law :

$$\frac{dN_{sfd}(>r)}{dr} = -Kr^{-\alpha}, \tag{5.3}$$

with α and K standing for positive constants. $N_{sfd}(>r)$ is the cumulative size distribution (the number of bodies with a radius larger than r).

The minimum and maximum masses that a body can take in the distribution have to be previously fixed. They are arbitrarily chosen as 8m and 800km respectively (e.g. Weidenschilling, 2011; Johansen et al., 2014). The number of bodies in each mass bin is evaluated using the cumulative mass distribution, rounded to an integer number by using a random number generator. The traduces the fact that the biggest possible bodies in the simulations are more rare. The average density of embryos is assumed to be 5200 kg/m^3. The crust density is set as 2900 kg/m^3 while impactors density (chondritic material) is assumed to be 2600 kg/m^3. The impact velocity can be expressed as $V_{imp} = \sqrt{V_{\rm inf}^2 + v_{esc}^2}$ with $V_{\rm inf}$ the velocity of the impactor at infinity (beyond the gravitational attraction of embryos) and v_{esc} the escape velocity of the two-bodies system. We assume that $V_{\rm inf}$ is the same for all impactors in a given distribution. $V_{\rm inf}$ is deduced from N-body simulations outcomes. The radii of target and impactors are estimated according to their average densities and their respective masses.

The slope of the SFD ($-\alpha$) is set at -3.5 which corresponds to the actual value of the distribution of bodies in the asteroid belt (e.g. Hellyer, 1970; Paolicchi, 1994; Williams & Wetherill, 1994; Tanaka et al., 1996; Bottke Jr et al., 2005).

5.2.6.2 Cratering model for E-P impacts

The mass transfer (accretion and erosion) during a single impact effect is deduced from analytical laws constructed as a function of the impact parameters (velocity at encounter, the impactor and target respective densities and the impactor to target mass ratio) (Holsapple & Housen, 2007; Shuvalov, 2009; Svetsov, 2011).

Embryos are assumed to be differentiated into a core, a mantle and a crust. The model assumes that all impactors from the size-frequency distribution come from all directions. Accordingly, the ejected mass has crustal composition is the total ejected mass (i.e. after considering the cumulative effects of all impacts from a given size-frequency distribution) is lower than the mass of the crust itself. This then takes into account the fact that overlapping between the craters may occur. For greater ejected masses, the remnant mass is assumed to have mantle composition. All planetesimals are assumed to be chondritic in their bulk composition: accreted mass has then a chondritic composition in the model.

5.3 Conclusions et perspectives

Ce travail, réalisé avec la dernière version de EROD, vient en complément de l'étude préliminaire qui avait été proposée en chapitre 4. L'intérêt était ici d'estimer les conséquences potentielles de l'érosion collisionnelle sur les abondances en RLEs de la Terre silicatée, tout en comparant cela avec les observables disponibles pour estimer simultanément la viabilité des différents scénarios menant aux fractionnements les plus élevées.

Le premier résultat intéressant pointé par cet article est la confirmation de la relation entre l'amplitude du fractionnement avec la date à laquelle se produit le dernier impact géant sur les proto-planètes étudiées dans le cas Grand Tack. En effet, la différence majeure entre le modèle utilisé dans le chapitre 4 et dans celui-ci se trouve du point de vue du couplage entre les différents embryons, dont les compositions sont maintenant suivies simultanément et prises en compte lors des impacts E-E. Ainsi, la confirmation de cette relation n'était pas évidente a priori. Ces résultats ont d'ailleurs permis de mieux comprendre la raison pour laquelle cette relation existait, comme cela est expliqué dans ce chapitre.

Le scénario le plus fractionnant ici semble donc correspondre aux cas dans lesquels un impact géant tardif se produit. Dans ces conditions, le fractionnement chimique est conséquent (e.g. pour Sm/Nd, ϵ =0.054±0.016), et l'on pourrait s'attendre à ne pas retrouver les RLEs en proportions chondritiques dans la Terre silicatée. Toutefois, même s'il n'est pas possible, considérant les erreurs associées tant aux mesures qu'au modèle

lui-même, d'exclure ce scénario d'accrétion, il a tendance à produire des quantités de fractionnement que nous considérons comme extrêmes aux vues des observables connus aujourd'hui. Parmi eux, les anomalies nucléosynthétiques en isotopes du Nd, ainsi que les rapports du système radioactif à longue demi-vie du Sm et du Nd tendent à montrer que le Sm et le Nd ne peuvent pas avoir été trop fractionnés au cours de leur histoire, et notamment pas de leur histoire tardive (> 30 Myr). La valeur de fractionnement estimée par notre modèle est trop élevée dans ce cas. De plus, dans les cas les plus extrêmes, jusque 40% d'U et de Th pourraient être perdus, rendant difficile la production de chaleur que nous connaissons à la Terre. De la même façon, les estimations de perte en Ba semblent trop élevées en comparaison aux observables géochimiques.

Cependant, il n'est pas possible pour l'instant d'exclure complètement ce scénario en raison non seulement des erreurs associées aux mesures, au modèle mais également aux hypothèses posées initialement telles que le taux de fusion partielle imposé ou encore les coefficients de partage choisis. Dans cette mesure, nous proposons ici également une discussion sur les conséquences qu'une telle érosion collisionnelle, une fois prise en compte pour estimer les compositions BSE pourraient avoir sur notre compréhension de rapports élémentaires en éléments modérément volatils par exemple.

Pour la suite, il est important de comprendre l'évolution du fractionnement chimique lié à l'érosion collisionnelle en termes d'évolution dynamique du disque proto-planétaire. Puisque certains scénarios, déjà explorés jusqu'ici produisent des résultats marginaux, cela pourrait éventuellement permettre d'apporter des contraintes sur les modèles actuels de formation planétaires.

Cet aspect fera donc l'objet du chapitre suivant.

Chapitre 6. Perspectives : évolution dynamique du disque proto-planétaire et son influence sur l'érosion collisionnelle et le fractionnement en RLEs

Sommaire

6.1 Introduction **167**
6.2 Principe **168**
6.3 Résultats et discussion préliminaires **170**
6.4 Conclusion **180**

6.1 Introduction

Dans ce chapitre nous présentons les résultats obtenus à partir du code EROD (cf chapitre 3) appliqué à des nouvelles séries de simulations numériques à N-corps. Cette étude a pour intérêt principal de tester à la fois l'influence de (i) la dynamique du disque proto-planétaire et (ii) des conditions initiales des simulations numériques sur le fractionnement de la BSE résultant directement de l'érosion collisionnelle. Les conditions initiales des simulations numériques représentent l'état physique supposé du système au moment où la simulation démarre. Or, le temps zéro de la simulation correspond en réalité à entre 1 et 3 Myr après la condensation des CAIs. Cela veut dire que l'état du système initial dans les simuations traduit l'état physique supposé du disque proto-planétaire juste après

la formation de Jupiter, tandis que le gaz est toujours présent dans le disque (pour les simulations étudiées dans ce chapitre en tous cas). Ce papier traite le cas du Grand Tack ansi que celui du "Low Mass Asteroid Belt" (LMAB). Concernant les simulations Grand Tack, ici nous traitons les données de non plus 31 simulations (comme dans les deux articles précédents), mais celles de 169 simulations à N-corps incluant différentes conditions initiales telles que la distribution de masse initiale entre la population d'embryons et la population de planétésimaux.

Les résultats de ce chapitre feront à terme l'objet d'une publication, pour autant nous ne présenterons pas ce chapitre sous forme d'article pour l'instant. En effet, avant de produire une publication avec ces résultats, nous voudrions approfondir leur compréhension afin d'affiner et préciser l'interprétation que nous pouvons en faire. Notamment, nous souhaitons réaliser d'autres simulations numériques à N-corps dans le cadre du modèle LMAB afin de renforcer les comparaisons avec le Grand Tack, modèle pour lequel la gamme de conditions initiales est plus large que celles dans le cadre du LMAB. Un autre aspect essentiel que nous souhaitons ajouter à l'étude sera également discuté dans ce chapitre.

Le but est ici d'étudier l'influence des conditions dynamiques et environnementales (i.e. propriétés du disque proto-planétaire) de formation des planètes telluriques.

Ce travail a été réalisé en étroite collaboration avec S. Charnoz, J. Siebert, S.A. Jacobson et Sean N. Raymond.

6.2 Principe

Dans les deux chapitres précédents, l'influence de l'érosion collisionnelle sur les abondances relatives en RLEs a été investiguée à la fois dans (1) une étude préliminaire axée sur le Sm et le Nd avec un modèle d'érosion simple (chapitre 4) et (2) une étude faite à partir du code EROD dans sa version actuelle (telle que présentée dans le chapitre 3) sur toute une gamme d'éléments différents pour élargir la compréhension du phénomène à la composition globale de la Terre silicatée (chapitre 5). Dans la continuité de ces deux articles, le présent chapitre propose un approfondissement de la compréhension des processus spécifiques favorisant au non le fractionnement chimique en termes d'évolution dynamique du système cette fois. Autrement dit, un certain nombre de simulations numériques à N-corps sont ajoutées à l'étude dans l'optique d'étudier les réponses en fractionnement chimique par érosion collisionnelle aux différentes conditions initiales qui conditionnent le déroulement dynamique des simulations numériques sur les 100-200 Myr étudiés. Notamment, en cummulant les résultats des chapitres 4 et 5, un peu moins de 80 simulations à N-corps sont étudiées dans le cas du modèle classique et du modèle Grand Tack. Les simulations Grand Tack étudiées jusque là ne considéraient que les cas pour lesquels la

distribution de masse était répartie également entre la population d'embryons et la population de planétésimaux. À ces simulations, nous ajoutons ici 138 simulations Grand Tack (Jacobson & Morbidelli, 2014) avec des conditions initiales différentes ainsi que 59 simulations LMAB (Raymond & Izidoro, 2017a).

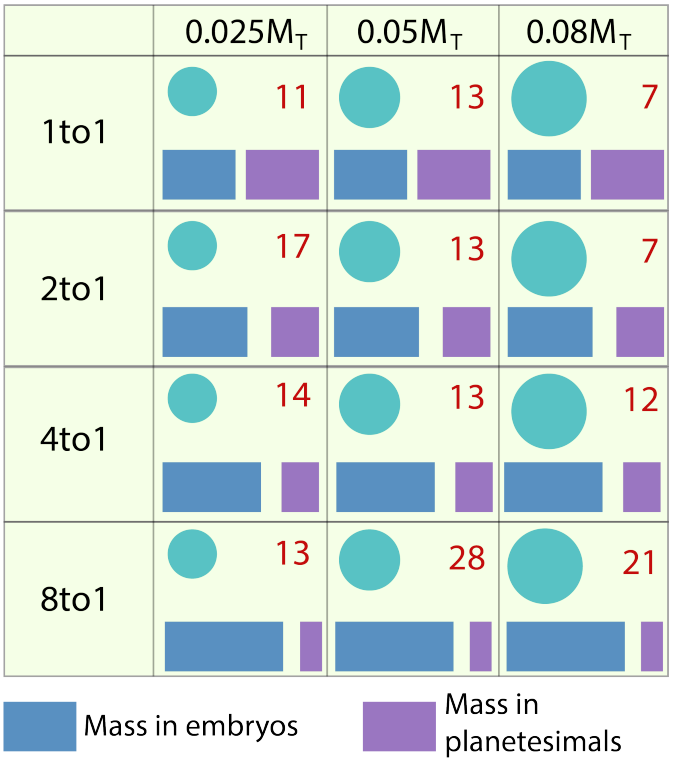

Figure 6.1 – Illustration schématique des conditions initiales des différentes simulations à N-corps en scénario Grand Tack (Jacobson & Morbidelli, 2014). Les cercles turquoises représentent les embryons planétaires au début de la simulation. Les tailles relatives des cercles représentent schématiquement la masse de ceux-ci. Les différentes masses que les embryons peuvent alors prendre sont les suivantes : $0.025M_{\oplus}$, $0.05M_{\oplus}$ ou $0.08M_{\oplus}$, notées ici $0.025M_T$, $0.05M_T$ ou $0.08M_T$. Les rectangles bleus et violets font référence aux masses respectives réparties entre les populations d'embryons et de planétésimaux. Elles sont notées "1to1" lorsque la masse totale des embryons est égale à la masse totale des planétésimaux, "2to1" lorsque la masse dans les embryons est deux fois supérieure à la masse dans les planétésimaux, "4to1" lorsquelle est quatre fois supérieure et enfin "8to1" quand huit fois plus de masse est initialement distribuée dans la population d'embryons que dans la population de planétésimaux. Le nombre de simulations numériques traitées pour chacun des cas est indiqué en rouge dans la case associée. Par exemple, l'ensemble des simulations Grand Tack "1to1" sont au nombre de 31. Il y a donc 169 fichiers de collisions différents à traiter. *N.B. : les cercles et rectangles représentent de façon qualitative uniquement les différences de répartition des masses et ne sont pas à l'échelle.*

Les simulations Grand Tack ajoutées sont décrites en chapitre 3 et correspondent à celles pour lesquelles $\sum M_e : \sum M_p = 2{:}1$, $\sum M_e : \sum M_p = 4{:}1$ et $\sum M_e : \sum M_p = 8{:}1$ (et seront notées respectivement 2to1, 4to1 et 8to1 par la suite). Ces valeurs correspondent au stade de maturité de l'étape précédente d'accrétion. En particulier, la masse individuelle d'un embryon en début de simulation donne une idée de l'âge du disque. De

la même façon, la répartition de masse entre les embryons et les planétésimaux traduit le produit de l'évolution dans le disque de planétésimaux pendant l'époque de croissance oligarchique (Jacobson & Morbidelli, 2014). Pendant la phase précédente d'accrétion, la masse dans les embryons augmente progressivement relativement à la masse totale dans les planétésimaux. Autrement dit, $\sum M_e : \sum M_p$ augmente avec le temps. Un rapport $\sum M_e : \sum M_p$ plus élevé au départ des simulations à N-corps ci-présentes traduit donc un système plus mature au moment de la mise en place de la migration de Jupiter. Les différentes conditions initiales des simulations Grand Tack sont illustrées schématiquement en figure 6.1 associées à la notation que nous garderons pour le reste de ce chapitre.

6.3 Résultats et discussion préliminaires

Le fractionnement chimique est grandement dépendant des valeurs de masses éjectées et accrétées lors d'un impact (cf équation 3.17). Or, la masse éjectée est elle-même fonction du rapport de vitesse d'impact sur vitesse d'évasion à la puissance 1.65 (équation 3.8). Les autres paramètres dont la masse éjectée est dépendante sont les masses volumiques respectives de l'impacteur et de la surface de l'impacté, qui sont fixes dans le modèle, ainsi que la masse de l'impacteur. Ainsi, les vitesses d'impacts au cours de l'accrétion sont un paramètre clef de l'évolution que le fractionnement chimique d'une proto-planète peut prendre. Toutefois, il est important de quantifier la dépendance du fractionnement à ces vitesses, ainsi que l'influence des paramètres qui pourraient être en concurrence (notamment le rapport de masse impacteur/impacté). Les vitesses d'impacts sont contrôlées par la dynamique du disque proto-planétaire. Autrement dit, le fractionnement chimique pourrait avoir des évolutions et amplitudes différentes d'un scénario d'accrétion à un autre suivant la dynamique du disque.

Nous explorons ici le scénario Grand Tack pour différentes conditions initiales (Jacobson & Morbidelli, 2014), ainsi que le cas du scénario "Low Mass Asteroid Belt" : LMAB (Raymond & Izidoro, 2017a).

Nous pourrions nous attendre, par la nature différente de l'évolution dynamique entre les scénarios Grand Tack et LMAB, à obtenir un fractionnement assez différent entre les deux scénarios, que nous pourrions interpréter de façon assez directe par les vitesses moyennes d'impacts dans les deux cas. Pour vérifier cela, nous estimons la valeur du fractionnement en Sm/Nd (que nous n'utilisons ici que comme un traceur de fractionnement chimique en RLEs) à travers ϵ (cf équation 4.1) moyen pour les analogues de Terre pour ces deux scénarios. Le LMAB produit alors un fractionnement moyen tel que $\epsilon_{Sm-Nd} = 0.026 \pm 0.018$ contre $\epsilon_{Sm-Nd} = 0.039 \pm 0.018$ dans le cas Grand Tack comprenant

l'ensemble des simulations dans les différentes conditions initiales évoquées plus haut. Les résultats de fractionnement chimique pour d'autres éléments sont présentés en figure 6.2. Ces résultats sont présentés de sorte à pouvoir comparer les nouveaux résultats à ceux qui ont déjà été présentés dans le chapitre précédent. Notamment, les résultats en termes de composition finale de la BSP des analogues de Terre en élément M relativement à leur composition initiale avaient été présentés dans le cas des simulations Grand Tack dans lesquelles la masse était répartie de manière égale entre les populations respectives de planétésimaux et d'embryons (1to1), ce sont les résultats identifiés ici comme A1.

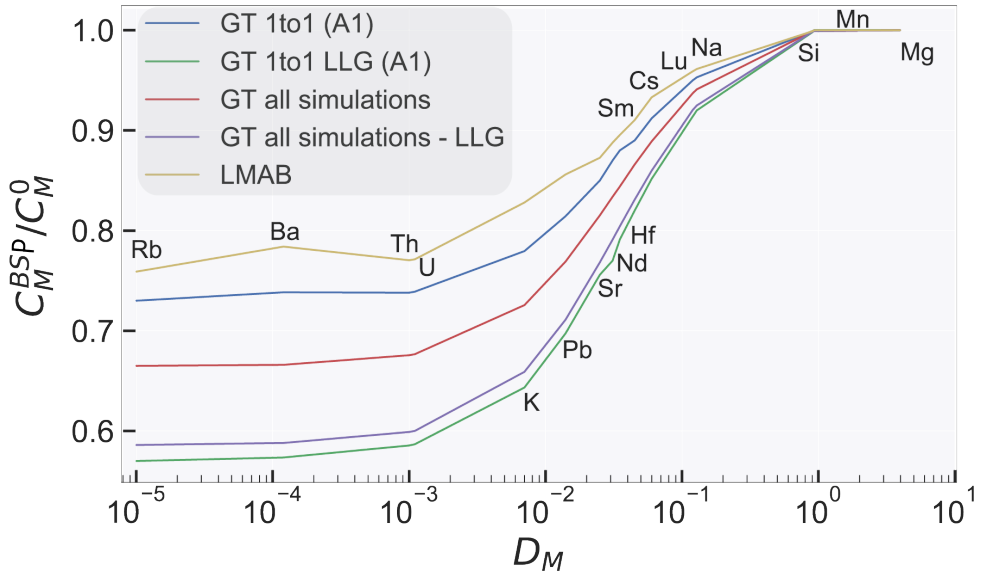

Figure 6.2 – Effets de l'érosion préférentielle de croûte sur la composition de la BSP représentés sur un graphique du rapport C_M^{BSE}/C_M^0 (i.e. la concentration relative en un élément M demeurant dans la BSP par rapport à sa concentration initiale) en fonction du degré d'incompatibilité de l'élément M considéré. Les coefficients de partage utilisés dans le modèle sont ceux de Workman & Hart (2005). C_M^{BSE} correspond à la concentration finale estimée en moyenne sur l'ensemble des résultats de simulations d'un élément M dans la BSP des analogues de Terre. C_M^0 dénote la concentration initiale d'un élément M dans la BSP d'un embryon en début de simulation soit 2-3 Myr après les CAIs. Cinq cas différents sont représentés pour les scénarios d'accrétion testés : (1) le cas d'un Grand Tack avec un système débutant avec une répartition de masse équivalente entre les embryons et les planétésimaux (GT 1to1) ; les mêmes données mais en ignorant les cas pour lesquels les proto-Terre suivies n'ont pas subi d'impact géant tardif ($>$ 50 Myr) (GT 1to1 LLG) ; (3) scénario Grand Tack prenant en compte l'ensemble des simulations, quelles que soient les conditions initiales (GT all simulations) ; (4) scénario Grand Tack prenant en compte l'ensemble des simulations mais seulement pour les embryons subissant un impact géant tardif et (5) l'ensemble des simulations LMAB.

Ici nous ajoutons donc les mêmes résultats mais dans le cas où toutes les simulations Grand Tack, quelles que soient leurs conditions initiales, sont prises en compte. De plus, les résultats associés au scénario LMAB sont également présents. Il apparaît que le scénario LMAB fournit un fractionnement plus faible que le cas Grand Tack, et ce, que l'on ne considère que les précédentes simulations ou bien que l'on ajoute les nouvelles données à

l'étude. De plus, il apparaît également que les résultats fournis précédemment pourraient éventuellement avoir sous-estimé le pouvoir érosif du Grand Tack suivant les conditions dans lesquelles il se serait mis en place, en l'absence d'impact géant tardif au moins ("LLG" dans la légende de la figure, pour "late last giant" en anglais). Dans le cas d'un impact géant tardif sur la proto-Terre, la variabilité des résultats est moindre (figure 6.2). Nous ne présentons pas les résultats du LMAB avec ou sans collision géante tardive dans la mesure où nous n'avons pas identifié de corrélation entre le fractionnement chimique et la date du dernier impact géant dans le cas du LMAB. En parallèle, nous présentons en figure 6.3 les histogrammes des rapports Vi/Ve pour les deux scénarios Grand Tack et LMAB, dans différentes gammes de temps. Sur l'ensemble des simulations, le LMAB présente en moyenne des rapports de Vi/Ve plus élevés que les scénarios Grand Tack. En revanche, cela est dû seulement aux 9 premiers millions d'années, période de temps durant laquelle les simulations LMAB enregistrent des rapports Vi/Ve plus élevés que dans le cas Grand Tack. Ainsi, puisque l'érosion collisionnelle est rendue plus simple en début d'accrétion en raison des vitesses d'évasion plus faibles, nous pourrions nous attendre à ce que le scénario LMAB produise en moyenne un fractionnement plus élevé en RLEs que le cas Grand Tack. Ce n'est pas ce que nous observons, et ces premiers résultats ne permettent pas de comprendre ce comportement.

Jacobson & Morbidelli (2014) montrent que la dynamique du disque proto-planétaire est hautement dépendante de la répartition de la masse entre les populations respectives d'embryons et de planétésimaux ainsi que de la masse initiale typique d'un embryon en début de simulation. Autrement dit, les conditions initiales des différentes simulations jouent un rôle essentiel sur le comportement futur de la dynamique du disque proto-planétaire. Aussi, plutôt qu'essayer de comparer le LMAB et le Grand Tack pour l'ensemble des simulations, nous décidons d'explorer les vitesses d'impacts des simulations Grand Tack selon leurs conditions initiales. La répartition de masse entre les planétésimaux et les embryons et la masse initiale d'un embryon dans le système ne sont pas testés dans le cas LMAB dont nous possédons les fichiers de collisions (Raymond & Izidoro, 2017a). Ces simulations ne possèdent pas toutes la même répartition de masse initiale, mais les amplitudes de variation sont plus faibles que pour les simulations Grand Tack. Nous n'avons pas encore étudié ces légères variations. C'est une des raisons pour lesquelles les résultats qui suivent ne sont que des perspectives et des pistes de recherche pour la suite. Nous devons lancer de nouvelles simulations numériques dans le cas du LMAB en faisant varier ces conditions initiales afin de pouvoir à l'avenir proposer une interprétation plus robuste de ces paramètres et envisager une comparaison des deux scénarios différents. Toutefois, nous présenterons quand même les résultats du cas LMAB sur les figures qui suivent afin de visualiser où elles se situent par rapport aux différentes simulations Grand Tack que

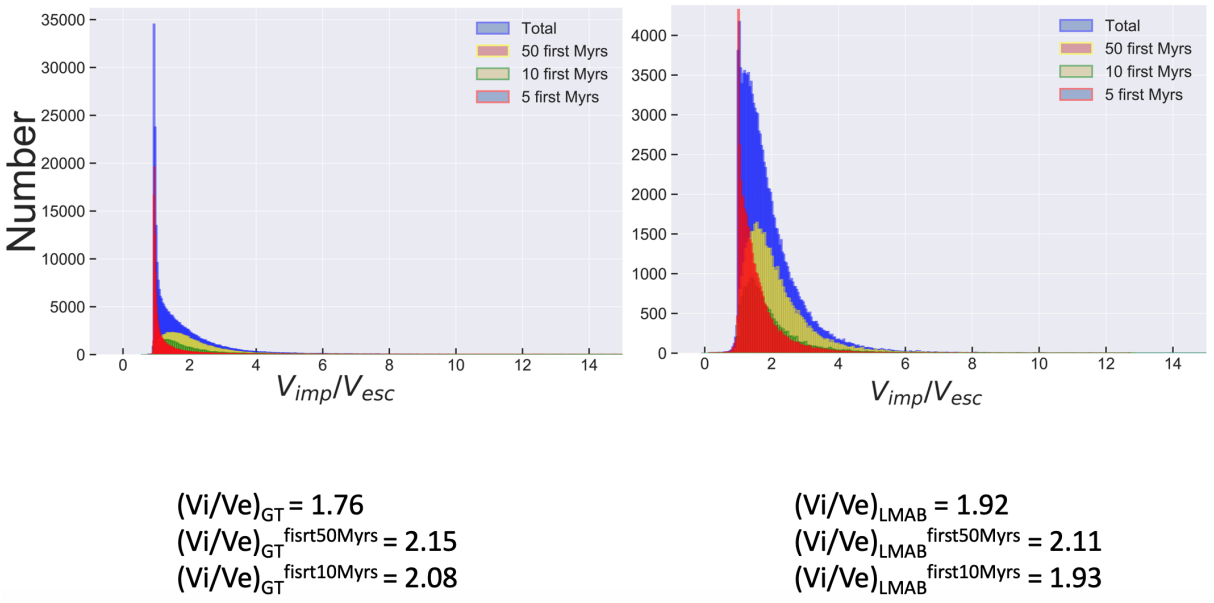

Figure 6.3 – Histogramme des vitesses d'impact (normalisées aux vitesses d'évasion) pour tous les impacts des simulations à N-corps dans le scénario Grand Tack (à gauche) et dans le scénario "low mass asteroid belt" (à droite). Les rapports de vitesses sont affichés par gammes de temps auxquels les impacts se produisent dans les simulations: (1) en bleu pour toute la durée d'une simulation, (2) en jaune pour tous les impacts se produisant dans les premiers 50 millions d'années, (3) en vert pour ceux se produisant dans les 10 Myr et enfin (4) en rouge pour les impacts se produisant dans les 5 premiers millions d'années. Sous chaque histogramme, le rapport de vitesse d'impact sur vitesse d'évasion moyen pour une gamme de temps donnée est affiché.

nous discuterons.

Nous présentons donc ici en figure 6.4, une représentation de l'évolution de Vi/Ve au cours du temps durant les dix premiers millions d'années. Les points sur la figure font référence à la valeur moyenne des rapports Vi/Ve de toutes les collisions des simulations numériques prises dans une gamme de temps donnée (en abscisses). Les différentes courbes correspondent aux différentes simulations qui sont prises en compte en fonction de leurs conditions initiales. En particulier, les simulations qui en moyenne présentent des rapports de vitesse d'impact sur vitesse d'évasion plus élevés sont les simulations notées "8to1 0.025", soit les simulations pour lesquelles initialement la population d'embryons est 8 fois plus massive que la population de planétésimaux, avec des embryons dont la masse initiale est de 2.5% de masse terrestre. Au contraire, celles pour lesquelles les rapports de vitesses sont les plus faibles sont respectivement "2to1 0.08" avant 3 Myr et "1to1 0.08" après. Il semble que plus il y a de masse dans les embryons relativement à la masse présente dans la population de planétésimaux, plus les vitesses d'impacts auront tendance à être élevées. De même, plus un embryon est petit au départ de cette phase plus les rapports Vi/Ve auront tendance à être élevés par la suite. C'est un résultat attendu en termes de

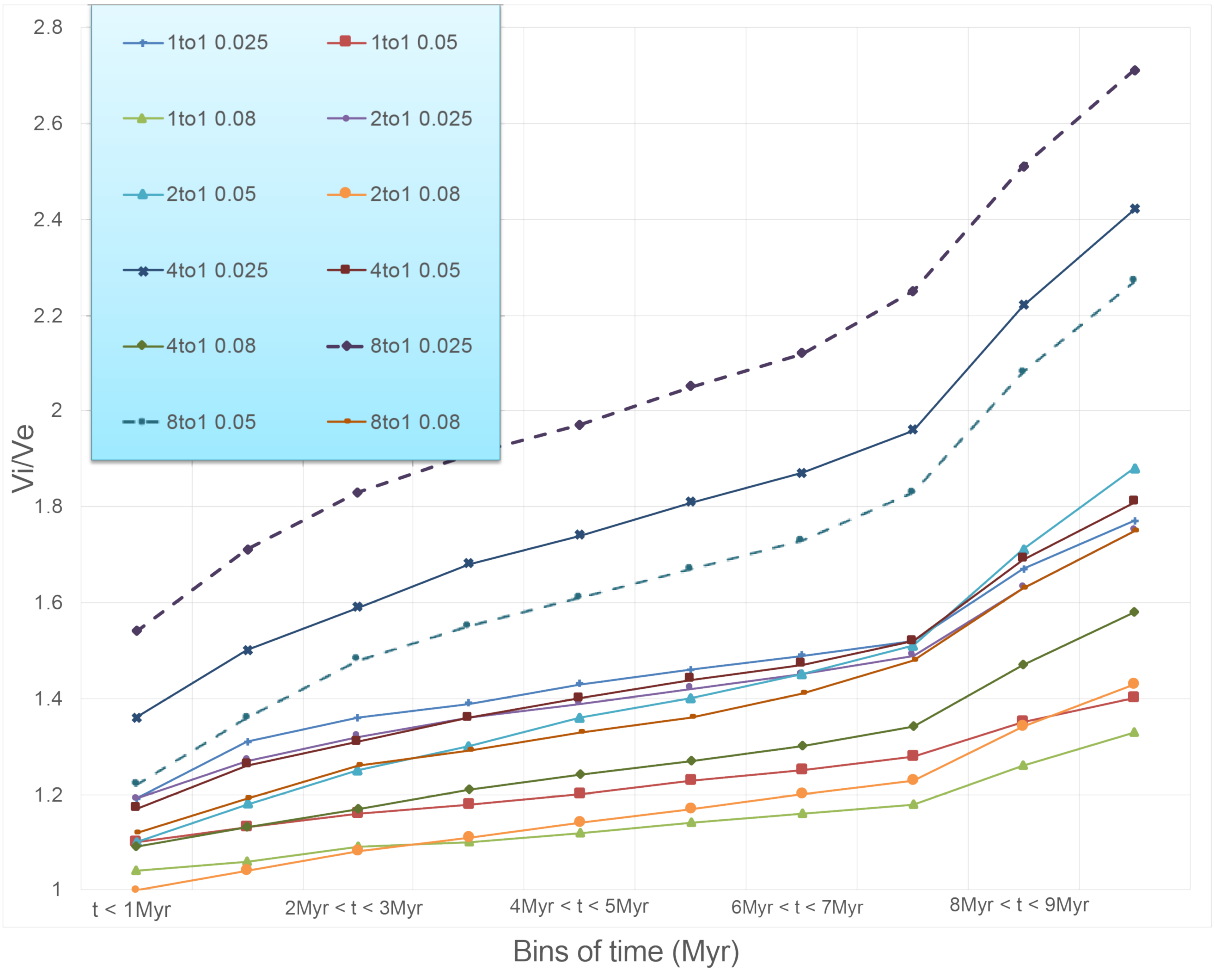

Figure 6.4 – Évolution au cours du temps du rapport de vitesse d'impact sur vitesse d'évasion moyen (Vi/Ve) sur les 10 premiers Myr des simulations numériques en cas Grand Tack. Chaque point correspond à la valeur moyennée de l'ensemble des rapports Vi/Ve de toutes les collisions se produisant par gamme de temps (sur 1 Myr ici) dans l'ensemble des simulations pour lesquelles les conditions initiales sont les mêmes. Les couleurs, marqueurs et la nature du trait représentent alors les différentes conditions initiales.

dynamique puisque l'équipartition d'énergie dans le système implique que les planétésimaux ont tendance à se déplacer à des vitesses de l'ordre des vitesses de libération des corps dont la population domine en masse. Cette tendance est précisée en figure 6.5 dans laquelle seules trois des courbes de la figure 6.4 sont présentes, mais associées aux courbes représentant l'ensemble des simulations Grand Tack ainsi que l'ensemble des simulations LMAB. On note notamment la différence dans les rapports de vitesses évoquée plus haut avec le Grand Tack présentant des rapports Vi/Ve plus élevés que le LMAB après 9 Myr.

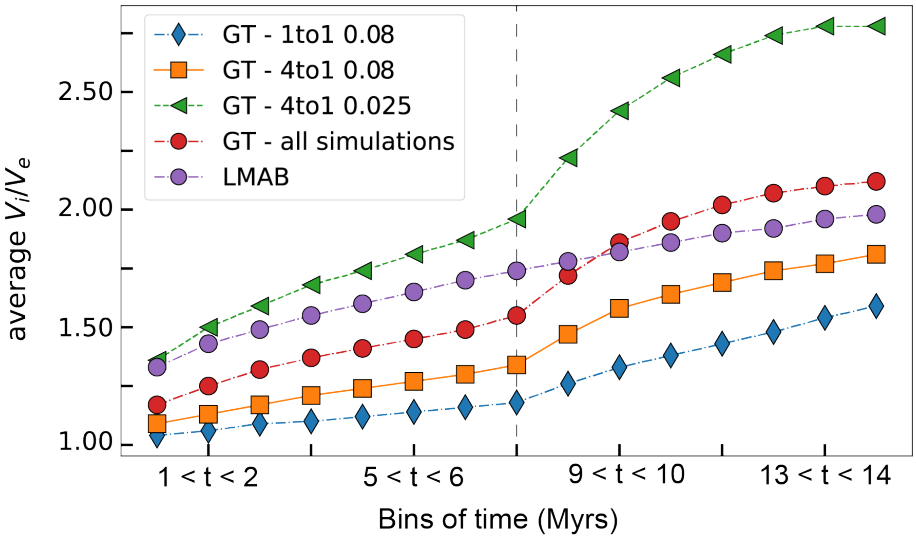

Figure 6.5 – Évolution au cours du temps du rapport de vitesse d'impact sur vitesse d'évasion moyen (Vi/Ve) sur les 15 premiers Myr cette fois pour les simulations suivantes : Grand Tack "1to1" avec la masse initiale des embryons fixée à $0.08M_{\oplus}$ (GT - 1to1 0.08") ; Grand Tack "4to1" avec la masse initiale des embryons fixée à $0.08M_{\oplus}$ (GT - 4to1 0.08") ; Grand Tack "4to1" avec la masse initiale des embryons fixée à $0.025M_{\oplus}$ (GT - 1to1 0.08"). À cela sont ajoutés les points correspondant à l'ensemble des simulations Grand Tack (GT - all simulations) et l'ensemble des simulations LMAB (LMAB). Chaque point correspond à la valeur moyennée de l'ensemble des rapports Vi/Ve de toutes les collisions se produisant par gamme de temps (sur 1 Myr ici) dans l'ensemble des simulations pour lesquelles les conditions initiales sont les mêmes. Les couleurs, marqueurs et la nature du trait représentent alors les différentes conditions initiales.

Une autre observation est possible, à la fois sur la figure 6.5 et sur la figure 6.4 : l'influence de la répartition de masse entre embryons et planétésimaux a l'air d'avoir une influence moindre sur les vitesses d'impacts par rapport à la masse typique d'un embryon en début de simulations. Cette tendance devra toutefois être confirmée par une étude statistique des résultats.

Un autre comportement est observé à la fois sur les figures 6.4 et 6.5 : la pente d'augmentation en temps des rapports Vi/Ve change entre 7 et 8 Myr dans les simulations Grand Tack. Un tel changement de pente n'est pas observé du tout dans le cas du LMAB.

Nous ne sommes pas en mesure pour l'instant d'interpréter ce changement. En effet, nous ne possédons pour l'instant que les fichiers de collisions des simulations à N-corps et non les fichiers dynamiques (i.e. avec l'évolution des demi-grand axes et excentricités des corps dans le système). Aussi, il nous est difficile de savoir ce qu'il se produit dynamiquement dans les simulations à ces dates. Cela pourrait être éventuellement dû au temps mis par les différents embryons et planétésimaux du système à se défaire de l'influence de la migration passée de Jupiter, ou à un effet dû à la dissipation du gaz dans le disque. Toutefois, encore une fois, ce ne sont là que des hypothèses que nous ne pouvons tester en l'état. Il s'agit là de la deuxième raison pour laquelle nous ne pouvons publier ces résultats pour l'instant. Nous devons d'abord traiter les nouvelles données dynamiques associées à ces simulations afin de comprendre les différents comportements observés ici. Dans l'attente de ces nouveaux résultats, nous poursuivons toutefois l'investigation de ce dont nous disposons déjà afin de voir si une tendance peut quand même se dégager.

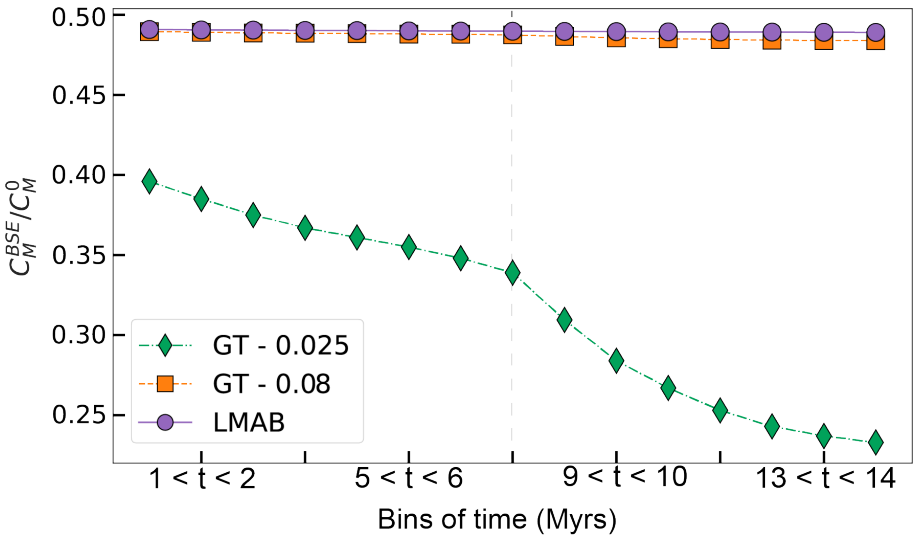

Figure 6.6 – Résultats de l'évolution attendue du rapport $\frac{C_M^{BSP}}{C_M^0}$ s'il était dépendant uniquement des rapports de Vi/Ve, en fixant l'ensemble des autres paramètres (e.g. masse de l'impacteur, valeur du coefficient de partage solide/liquide). Cela correspond aux valeurs estimées d'après l'équation 6.3 en remplaçant la masse érodée par son expression (éq. 3.8) dans laquelle le rapport de vitesse d'impact sur vitesse d'évasion est pris égal à la valeur moyenne estimée sur l'ensemble des collisions prises par gamme de 1 Myr comme présentées en figures 6.4 et 6.5. Ici, seules les simulations Grand Tack "4to1 - 0.025" et "4to1 0.08" sont présentées en comparaison des résultats calculés sur l'ensemble des simulations LMAB. La valeur absolue présente en ordonnées n'a pas d'importance majeure ici, l'intérêt de cette figure repose davantage sur la tendance de l'évolution attendue du rapport.

Les résultats précédents illustrent le fait que les simulations Grand Tack 1to1 ont tendance à moins fractionner les différents RLEs au cours de l'accrétion (cf figure 6.3) que les simulations 2to1, 4to1 et 8to1 en moyenne. De plus, elles apparaissent aussi comme les si-

mulations pour lesquelles les rapports moyens de Vi/Ve sont les plus faibles (cf figures 6.4 et 6.5). Cependant cela n'est pas suffisant pour affirmer ni que la vitesse d'impact est le seul paramètre d'influence, ni qu'il s'agit du paramètre dont l'influence est la plus grande.

Afin de se faire une idée de l'influence de ce paramètre au regard des autres (notamment la masse de l'impacteur), nous proposons un calcul simple supposé représenter l'évolution attendue pour un impact donné du rapport C_M^{BSP}/C_M^0 en fonction des rapports Vi/Ve moyens présentés ci-dessus. Après un impact, la nouvelle composition de la BSP est supposée égale à :

$$C_M^{BSP} = \frac{m_{crust}C_M^{crust} + m_{mntl}C_M^{mntl} - m_{esc}C_M^{esc}}{m_{BSP}^{ini} - m_{esc}}, \tag{6.1}$$

en supposant qu'il n'y a pas d'érosion de manteau pour ce test simple ; avec m_{crust} et m_{mntl} les masses respectives de croûte et de manteau avant l'impact, m_{BSP}^{ini} est la masse avant impact de la BSP, m_{esc} est la masse érodée au moment de la collision. C_M^{crust}, C_M^{mntl} et C_M^{esc} sont les compositions respectives de la croûte, du manteau et de la matière éjectée du système. Dans le cas où toute la matière érodée serait de la croûte, alors nous pouvons écrire $C_M^{esc} = C_M^{crust}$. Dans ce cas,

$$C_M^{BSP} = \frac{C_M^{crust}(m_{crust} - m_{esc})}{m_{BSP} - m_{esc}} + \frac{m_{mntl}C_M^{mntl}}{m_{BSP} - m_{esc}}. \tag{6.2}$$

En remplaçant C_M^{crust} d'après l'équation 4.2, nous écrivons alors finalement:

$$\frac{C_M^{BSP}}{C_M^0} \propto \frac{1}{m_{BSP} - m_{esc}} \left[\frac{m_{crust} - m_{esc} + D_M m_{mntl}}{D_M + f_{p-c}^1(1 - D_M)} \right]. \tag{6.3}$$

Nous remplaçons dans cette expression m_{esc} par la formule présentée en équation 3.8 et nous traçons en figure 6.6 les résultats de cette expression en supposant que pour chaque gamme de temps la valeur de Vi/Ve apparaissant dans l'expression 3.8 est prise comme étant la valeur moyenne de Vi/Ve dans cette gamme de temps pour l'ensemble des simulations considérées (cf légende de la figure). Pour tracer cette figure, l'exemple du Nd est pris, c'est-à-dire que C_M est pris comme étant $C_{Nd} = 0.031$. f_{p-c}^1 est pris comme 0.026. Les masses de BSP sont déduites des masses initiales supposées des embryons en début de simulation. Les valeurs en ordonnées sur la figure 6.6 ne sont donc pas à interpréter en tant que valeur attendue du fractionnement. Cette figure ne représente finalement que la tendance attendue du fractionnement au regard des vitesses d'impact seulement, tout le reste étant alors fixé. Il semble alors que le fractionnement chimique lié uniquement à l'influence des vitesses d'impact soit attendu plus élevé pour les simulations Grand Tack dans lesquelles la masse typique d'un embryon en début de simulation est plus faible. À

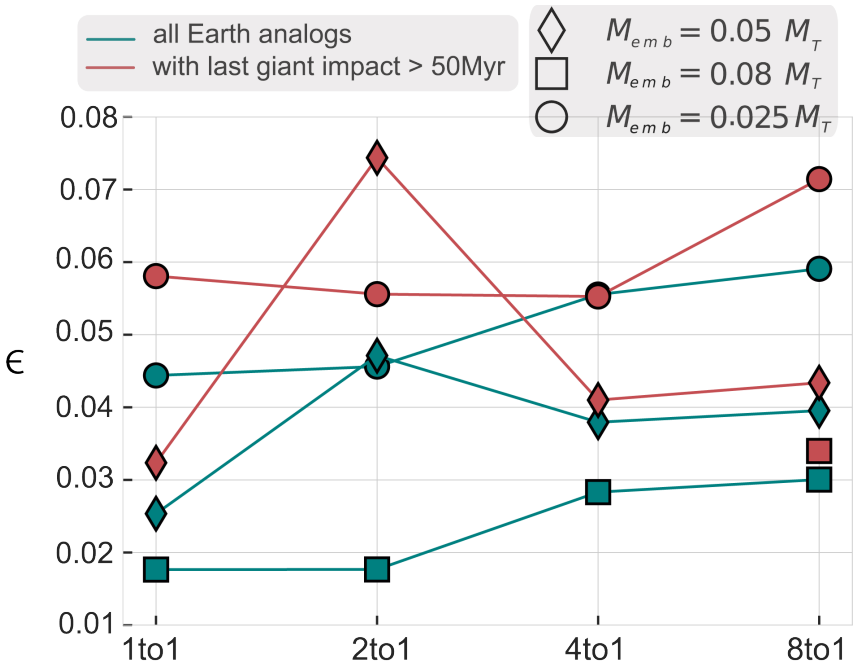

Figure 6.7 – Valeur finale de ϵ du rapport Sm/Nd en fonction de la répartition de masse initiale dans le système entre les populations respectives d'embryons et de planétésimaux dans les simulations Grand Tack. Les marqueurs font référence à la masse typique initiale d'un embryon dans le système. La couleur verte indique les valeurs pour lesquelles tous les analogues de Terre sont pris en compte tandis que la couleur rouge fait référence aux valeurs pour lesquelles seuls les analogues de Terre ayant subit un dernier impact géant tardif sont pris en compte.

l'opposé, le LMAB et les simulations Grand Tack avec des embryons de masse initialement plus élevées vont avoir tendance à moins fractionner les RLEs en fonction de leur degré de compatibilité. Ces résultats peuvent être comparés avec la figure 6.7 dans laquelle on observe effectivement que le fractionnement en Sm/Nd est plus élevé pour les simulations Grand Tack dans lesquelles les embryons démarrent avec une masse de 2.5% la masse terrestre. De plus, on note une tendance à une augmentation du fractionnement en Sm et Nd lorsque la masse dans les embryons augmente relativement à celle présente dans la population de planétésimaux. Nous ne sommes pas en mesure pour l'instant d'expliquer les deux points correspondant au cas "2to1 0.05" qui ne suivent pas cette tendance.

Ces résultats peuvent suggérer que les vitesses d'impact jouent en effet un rôle prépondérant dans les mécanismes de fractionnement, voire même qu'elles sont le paramètre discriminant. Comment pouvons-nous alors interpréter finalement le comportement de ces vitesses selon les différentes conditions initiales ?

Jacobson & Morbidelli (2014) étudient les variations de friction dynamique dans le disque en relation avec les différentes conditions initiales testées. La friction dynamique

dans un disque proto-planétaire contrôle l'excitation des orbites finales en transférant du moment cinétique entre les embryons et les planétésimaux. Il a donc tendance à diminuer l'amplitude des excentricités et inclinaisons des orbites des corps les plus gros (donc ici des embryons) en réponse aux intéractions gravitationnelles avec les embryons. Ils montrent en effet que l'effet de cette friction dynamique est plus grand lorsque la population de planétésimaux est plus massive (donc plutôt pour des simulations 1to1 que 8to1) mais également pour des embryons plus gros (donc plutôt le cas des simulations avec des embryons de masse $0.08M_{\oplus}$ que les plus petits). Autrement dit, les simulations "1to1 $0.08M_{\oplus}$" vont être moins excitées dynamiquement que les simulations "8to1 $0.025M_{\oplus}$". C'est en effet bien la tendance que nous retrouvons dans les rapports de vitesses. Ainsi, c'est finalement l'équipartition d'énergie entre les petits corps et les gros corps qui va in fine pouvoir contrôler le pouvoir fractionnant du processus d'accrétion. Les conditions initiales sont donc en effet déterminantes en ce sens.

La dernière chose que nous aimerions discuter ici est le cas du LMAB. Comme nous l'avons précisé précédemment, les simulations LMAB dont nous avons les fichiers de collisions (Raymond & Izidoro, 2017a) démarrent toutes avec quasiment la même répartition de masse entre les embryons et les planétésimaux (75 à 90% de la masse est dans les embryons), ainsi qu'avec, presque toujours, la même masse initiale typique d'un embryon dans le système. Aussi, nous n'avons pu testé ces paramètres dans un scénario d'accrétion dont l'histoire est très différente. Toutefois, nous pouvons identifier les conditions initiales parmi les simulations Grand Tack qui sont au plus proche de celles prises pour les simulations LMAB présentées ici.

La masse des planétésimaux dans les simulations Grand Tack dépendent des conditions initiales elles-mêmes. Considérant les masses respectives des embryons et des planétésimaux dans les simulations LMAB (entre 75% et 90% de la masse dans les embryons, 75% le plus souvent), ainsi que la masse initiale typique d'un embryon (entre et $0.015M_{\oplus}$ et $0.04M_{\oplus}$), les simulations Grand Tack au plus proche de ces conditions sont les simulations "4to1 0.04". Cependant, dans les simulations Grand Tack, lorsque la masse initiale d'un embryon est de $0.08M_{\oplus}$, alors les planétésimaux ont une masse de l'ordre de 10^{21} kg. C'est le cas dans les simulations LMAB. Les résultats moyens en vitesses et en fractionnement des simulations LMAB sont plus proches des résultats du Grand Tack "4to1 0.08" que des autres. Autrement dit, la différence majeure entre ces simulations et les autres a l'air d'être la masse initiale typique d'un planétésimal dans le système. Il semblerait que plus les planétésimaux sont massifs, plus le fractionnement est grand.

6.4 Conclusion

Nous proposons dans ce chapitre une étude préliminaire concernant le lien qui pourrait être établi directement en la dynamique d'accrétion dans le disque proto-planétaire et le fractionnement chimique dans la Terre silicatée qui pourrait en résulter.

Pour ce faire le code EROD est toujours utilisé, mais il est cette fois appliqué à une plus large gamme de simulations numériques. Celles-ci comprennent cette fois des simulations Grand Tack avec des répartitions de masse différentes entre les populations respectives d'embryons et de planétésimaux. Des simulations en scénario LMAB sont également ajoutées. Toutefois les conditions initiales en termes de répartition initiale de masse ne sont pas explicitées ici.

Nous proposons notamment une comparaison entre des estimations de fractionnement dans les différents cas avec les variations des vitesses d'impact normalisées aux vitesses d'évasion au cours du temps selon les différents scénarios d'accrétion et conditions initiales.

Il semble que les conditions initiales soient extrêmement importantes pour établir l'amplitude du fractionnement chimique attendu dans la mesure où les répartitions de masse initiales vont jouer un rôle essentiel sur les transferts de moment cinétique du système et donc sur la friction dynamique notamment. Celle-ci va définir en quelque sorte si le système sera ou non dynamiquement excité et contrôler en partie les vitesses d'impacts subséquentes.

Il semble de plus que la masse des planétésimaux dans le système est elle aussi essentielle dans la production de fractionnement chimique. La raison pour laquelle elle est aussi importante n'est pas encore complètement claire mais cela pourrait venir du fait que plus d'érosion est possible pour des impacteurs plus gros, à vitesse fixe.

Nous pensons alors que l'amplitude du fractionnement chimique auquel nous pouvons nous attendre est extrêmement liée à l'état du système au démarrage de la phase d'impacts géants, ou au terme de la phase de croissance oligarchique. Notamment, les répartitions en masse des embryons et planétésimaux ainsi que les masses initiales des embryons vont a priori influer sur la friction dynamique du système et donc sur l'état d'excitation des différentes orbites, et donc des vitesses d'impacts. Cela dit, la masse typique d'un planétésimal a l'air d'être elle aussi cruciale dans le fractionnement chimique final.

Bien sûr, tout cela ne constitue pour l'instant qu'une étude préliminaire. De nouvelles

simulations LMAB doivent être exécutées, dans les mêmes conditions initiales que les simulations Grand Tack présentées. De plus, l'étude des fichiers dynamiques en plus des fichiers de collision sera cruciale pour continuer l'exploration des différents paramètres évoqués ici.

Aucune conclusion n'est réellement proposée ici, il ne s'agit que de pistes de recherches et de perspectives en fonction des premiers indices que nous semblons voir apparaître à travers ces premiers résultats.

Quatrième partie

La Terre globale : composition affectée par les impacts géants

Chapitre 7. Article 3 : Collisional erosion of mantle silicate during accretion can set the elevated Fe/Mg ratio of the Earth

Sommaire

7.1 Introduction **185**
7.2 Article **186**
7.2.1 Abstract 186
7.2.2 Introduction 187
7.2.3 Materials and Methods 189
7.2.4 SPH numerical simulations 189
7.2.5 Results 193
7.2.6 Parameterization of the results 196
7.2.7 Tracking core to mantle ratio through accretion 198
7.2.8 Conclusion 201
7.3 Conclusions et perspectives **202**

7.1 Introduction

Dans la partie précédente, l'influence potentielle de l'érosion collisionnelle sur la Terre silicatée a été explorée. En revanche, comme cela a été évoqué au cours de l'introduction générale de cette thèse notamment, les collisions pourraient également causer un fractionnement de la composition chimique de la Terre globale. Notamment, des impacts géants

entre embryons au cours de leur croissance pourraient avoir pour conséquence une perte préférentielle de manteau relativement à leur noyau, induisant alors un fractionnement relatif des éléments réfractaires (e.g. le Mg) par rapport aux éléments majoritaires dans le noyau (e.g. le fer lui-même). C'est donc l'effet des impacts géants sur la composition de la Terre globale qui est explorée au sein de ce chapitre. Nous présentons ici les résultats que nous avons obtenus après avoir exécuté des simulations hydrodynamiques d'impacts, dont les résultats ont servi à proposer un modèle de transfert de masse au cours d'un impact. Ce dernier modèle a été utilisé, couplé à des résultats de simulations à N-corps d'accrétion planétaire dans le scénario classique (Raymond et al., 2009), pour suivre au cours du temps la perte préférentielle de manteau relativement au noyau. Ce travail a été réalisé grâce à la collaboration de R. Hyodo, S. Charnoz, J. Siebert, H. Genda et S. N. Raymond; il fait l'objet d'un papier en préparation.

7.2 Article

Collisional erosion of mantle silicate during accretion can set the elevated Fe/Mg ratio of the Earth

L. Allibert, S. Charnoz, J. Siebert, R. Hyodo, H. Genda & S.N. Raymond

7.2.1 Abstract

Collisional erosion during terrestrial planets accretion can significantly alter their primordial compositions,. Notably, the superchondritic Fe/Mg ratio of the bulk Earth could be caused by the preferential stripping of the silicate mantle with respect to the proto-Earth's core. In this work, we quantify the preferential loss of silicate mantle using SPH numerical simulations of giant collisions between planetary embryos for a wide range of impact parameters. The results are used to set up a model of erosion as a function of all impact parameters (i.e. impact velocity, impact angle and masses of impactor and target). The model allows the estimation of the mass of accreted core, the mass of accreted mantle and the mass of escaped mantle for a given collision event. This model of erosion is subsequently coupled to N-body numerical simulations to estimate the erosion loss integrated over a full accretion history of Earth-like embryos. We use collisions files from N-body numerical simulations of accretion within the frame of the classical scenario (Raymond et al., 2009) to track the core mass fractions of growing embryos during the last stages of accretion during 200 Myr. We show that a substantial fraction (20% in average) of mantle material can be preferentially lost during accretion, increasing accordingly the core to mantle mass ratio. Such an amount of mantle loss may be responsible for the superchondritic Fe/Mg bulk Earth ratio if the Earth was primordially made of chondritic parent

bodies.

7.2.2 Introduction

The canonical models for Earth's elemental composition are based on the assumption that Earth was predominantly accreted from chondrite-like material. It is well established that planetesimals can differentiate early during their growth history (e.g. Lugmair & Shukolyukov, 1998; Kleine et al., 2002; 2005; Bizzarro et al., 2005; Scherstén et al., 2006; Markowski et al., 2006; Kruijer et al., 2014). Accordingly, collisional erosion of chemically distinct layers of growing embryos and planetesimals can be responsible for substantial fractionation in some chemical elements according to their physico-chemical properties with respect to primordial chondritic compositions (e.g. O'Neill & Palme, 2008; Boujibar et al., 2015; Carter et al., 2015; 2018). For instance, a preferential loss of mantle may have an influence on the core mass fractions of the growing embryos and further lead to a substantial change of the bulk Earth composition. Current estimates of Earth's Fe/Mg ratio suggest that it is higher than most of chondrites (see fig. 7.1). The bulk Earth (BE) Fe/Mg ratio is estimated to be 2.1±0.1, well above the Fe/Mg ratio of CI chondrites (the most representative of Solar composition) of about 1.92 ± 0.08 and this discrepancy is emphasized when compared to the average Fe/Mg ratio of all carbonaceous chondrite types of 1.73±0.19 (Palme et al., 2003; O'Neill & Palme, 2008). As Mg does not partition (or in very low proportions) into the core during differentiation (Badro et al., 2016), the Fe excess of the bulk Earth could be explained by a preferential collisional erosion of the mantle (Palme et al., 2003; O'Neill & Palme, 2008; Bonsor et al., 2015; Carter et al., 2015) increasing the mass fraction of the iron-rich core in the embryo. Such a mantle stripping would likely be achieved in the context of giant and energetic impacts. Indeed, dynamical models of accretion suggest that the last stages of planetary accretion are dominated by a large amount of giant embryo-embryo impacts (e.g. Agnor et al., 1999; Asphaug, 2009). Thus, it is critical to explore the efficiency of giant impacts for ejecting preferentially some mantle material compared to core material over entire accretion histories of the Earth. Collisions outcomes highly depend on the impact parameters such as the impact velocity, the impact angle and the mass ratio between the impactor and the target (e.g. Agnor & Asphaug, 2004; Asphaug, 2009; Stewart & Leinhardt, 2009; 2012). Notably, high velocity impact can be responsible for substantial loss of material or catastrophic events among planetary bodies (Marcus et al., 2009; Leinhardt & Stewart, 2011; Stewart & Leinhardt, 2012). Highly erosive impacts have already been pointed out for explaining the bulk density of Mercury for example, arguing for a large mantle stripping after a giant impact (Benz et al., 1988; Tonks & Melosh, 1992; Benz et al., 2008).

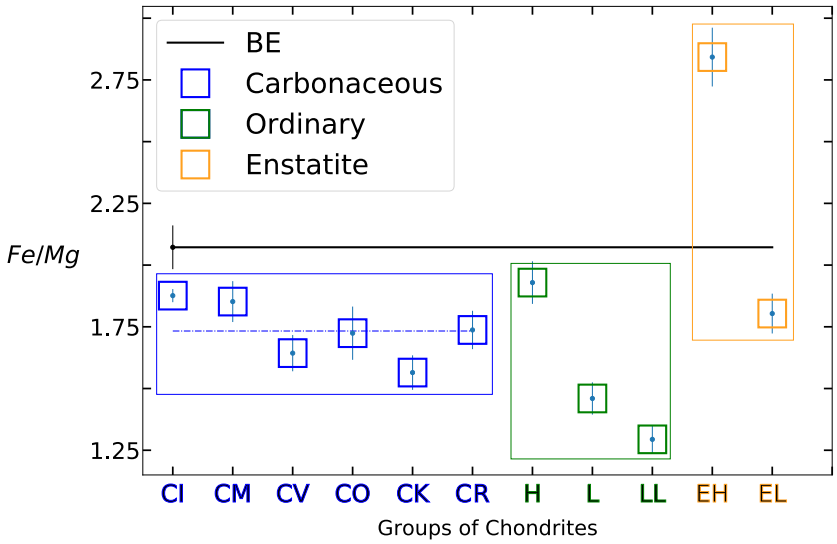

Figure 7.1 – Fe/Mg ratio for the different types of chondrites: i) in blue for the carbonaceous chondrites, ii) in green for the ordinary chondrites and iii) in orange for the enstatite chondrites. The bulk earth estimate is represented by the solid dark line. Data are taken from Lodders et al. (1998) for the chondrites and from McDonough (2003a) for the bulk Earth.

Exploring the efficiency and consequences of collisional mantle stripping has been investigated in several studies over the past few years (Marcus et al., 2009; 2010; Bonsor et al., 2015; Carter et al., 2015; Dwyer et al., 2015). Notably, Marcus et al. (2009; 2010) performed SPH (Smoothed Particles Hydrodynamics (Monaghan, 1992)) numerical simulations of giant impacts and showed that a significant amount of material can be lost during giant impacts, and more importantly that distinct layers of a differentiated body can be preferentially lost. Among other things they showed that the bulk composition resulting from mantle stripping can be expressed by a scaling law dependant on the impact energy (the fractionation increases for higher energies). Later on, Leinhardt & Stewart (2011) and Leinhardt et al. (2015) conducted N-body numerical simulations of collisions for homogeneous bodies (no layers of chemical distinct composition) to derive scaling laws for the size and velocity distributions of remnant bodies after collisions. These later studies (Marcus et al., 2009; Leinhardt & Stewart, 2011; Leinhardt et al., 2015) have been used to provide estimates of the changes of bulk Earth composition (Bonsor et al., 2015; Carter et al., 2015) or bulk silicate Earth composition (Carter et al., 2018) during accretion. However, these studies focus mainly on the intermediate stage of planetary accretion (from planetesimal-sized bodies to embryo). Notably, Bonsor et al. (2015) follow the formation of protoplanets from differentiated planetesimals (above 100km) up to slightly less than 20% of terrestrial masses. Carter et al. (2015) follow the accretion for 600 kyr in the context of the runaway and oligarchic growth (600 kyr of simulations correspond to a growth followed up to about 20 Myr). These simulations are the same used in Carter et al.

(2018). Note however that some embryos already have reached the Earth mass in 20 Myr. Accordingly, the effect of later giant impacts on the chemical composition of the Earth, during the very last stage of accretion up to 200 Myr has been poorly constrained. This last stage is characterized by giant collisions that are highly energetic and may have the ability to induce large changes in composition.

Here we explore the hypothesis of mantle stripping during accretion to account for the observed super-chondritic Fe/Mg of the bulk Earth. First, the outcomes of collisions are explored in terms of both accretion and erosion of chemically distinct layers (namely the core and mantle) by performing 50 SPH simulations for different impact parameters. The SPH code used is described in Genda et al. (2011). For accreted core, accreted mantle and escaped mantle, we derive first order scaling laws dependant on impact parameters (total mass of impactor and target, mass ratio between them, impact velocity and impact angle). This formalism is further used to post-process N-body numerical simulations meant to reproduce the last stage of planetary accretion Raymond et al. (2009). This means that the collisions files issued from the N-body numerical simulations are used to treat the collisions one by one after the completion of the simulations themselves.

We first describe the numerical SPH simulations performed as well as the post-process of N-body simulations. In the following section, we present the results of the SPH simulations before discussing the influence of mantle stripping over the entire last stage of accretion deduced from accretion histories in the classical model of accretion (Raymond et al., 2009).

7.2.3 Materials and Methods

This work follows two distinct steps: (1) Constrain systematically the effect of the different impact parameters on the outcomes of collisions (i.e. accreted and eroded masses of mantle and core) (2) post-process of N-body numerical simulations with the first order law infered in (1). The relative mass fraction of mantle to core is followed over entire accretion histories eventually.

7.2.4 SPH numerical simulations

Giant impacts are simulated using a SPH code (Genda et al., 2011) that solves the hydrodynamics equations for all the particles describing the system with the use of the Tillotson (Tillotson, 1962) equation of states (EOS) for the thermodynamical aspects. The Tillotson EOS is under the form $P = f(V, U)$, meaning that the pressure is expressed as a function of both volume and internal energy. There is no explicit link to the temperature of the system, however this model allows for a description of the system over a large range of pressures (0-100Mbar). Benz et al. (1989) have shown that, compared to ANEOS, the Tillotson equation of state allows the use of zero specific internal energy as well as much higher densities

in the center of the embryos than ANEOS does. One of the major differences is that Tillotson produces embryos that have a radius 8% smaller in average than the same embryo produced after ANEOS.

7.2.4.1 Initial conditions for simulations

All embryos involved in collisions are assumed to be differentiated into a 70% in mass mantle and a 30% in mass core, roughly similar to current Earth composition. We used the parameter sets of basalt for the mantle and pure iron for the core (see Melosh, 1989, page 234, for these parameters). The internal energy of all SPH particles is set to 1.0×10^6 J Kg^{-1}, as in (Genda et al., 2011). All the particles always have the same mass, then the number of particles to describe a given embryo is dependant on its own mass. The details regarding mass, radius (after hydrostatic equilibrium is reached) and number of particles describing the different embryos used as impactor in further SPH simulations are described in table 7.1. Typical number of particles for the proto-Earth is 30 000 for an embryo of 6.10^{23}kg (corresponding to a radius of roughly 3300km). This proto-Earth is used in most of the simulations for testing all impact parameters, except when testing the total mass of the system. The smoothing length for such a body (in terms of resolution) is about 160km (in the core) and about 400km (in the mantle). The embryos are assumed to have no initial spin. The simulations are run on the IPGP cluster: S-CAPAD. They are stopped after roughly 20 hours after the impact started (because of the adiabatic assumption corresponding to the tabulated Tillotson EOS). We run 50 SPH simulations corresponding to 50 different sets of initial conditions to test 4 impact parameters that are θ, the impact angle, v_{imp}/v_{esc} the impact velocity to mutual escape velocity ratio, and M_i/M_e the impactor to target mass ratio, and $M_i + M_e$ the total mass of the two protoplanets. We systematically varied the impact parameters as detailed in table 7.2. Note that both θ and v_{imp}/v_{esc} are defined at encounter, when the two embryos involved in an impact are in contact with each other.

7.2.4.2 Simulations outcomes

A typical simulation (with M_i/M_e=0.5, v_{imp}/v_{esc}=1 and $\theta = 45°$) is shown on figure 7.2 through a panel of 8 snapshots (at different times) of the two-body colliding system. This is a merging collision in opposition to hit-and-run collisions, as defined in previous studies (Asphaug, 2010; Leinhardt & Stewart, 2011). Indeed, the two bodies involved into this collisions merge with each other in a few hours after encounter. At t1, the protoplanets are located at their

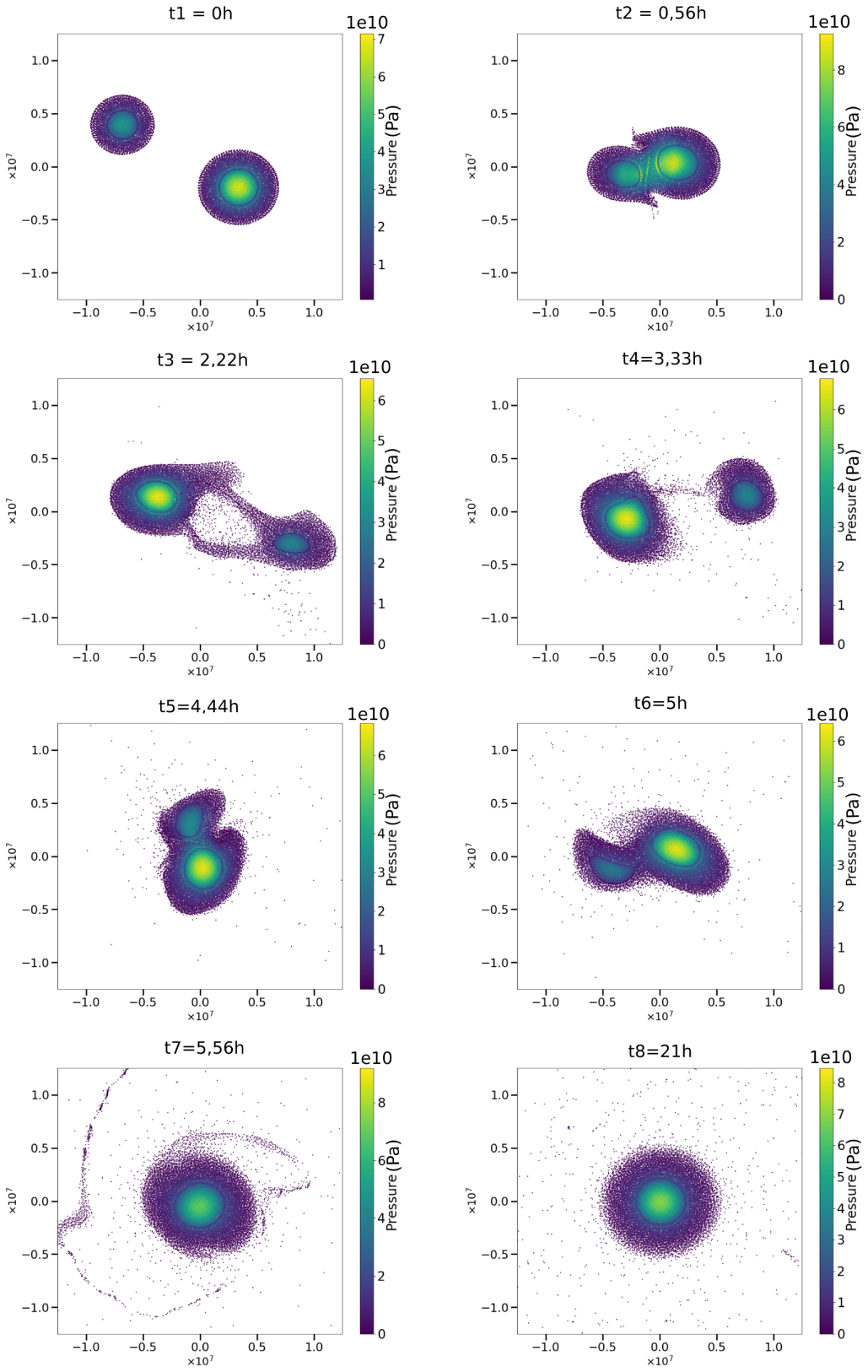

Figure 7.2 – Snapshots of a typical simulation between two embryos shown in the [xy] cross-section at different times. In that specific case, the target as a mass of 6.10^{23}kg and the impactor of 3.10^{23}kg (i.e. M_i/M_e=0.5), v_{imp}/v_{esc}=1 and $\theta = 45°$. These conditions correspong to a namely called merging impact (Asphaug, 2010; Leinhardt & Stewart, 2011; Stewart & Leinhardt, 2012). The pressure colorbar is on the right side of each snapshot.

Mass (kg)	2×10^{24}	1×10^{24}	8×10^{23}	6×10^{23}	5×10^{23}	4×10^{23}	3×10^{23}
Particles	100000	50000	40000	30000	25000	20000	15000
Radius (km)	5169	3988	3706	3380	3187	2969	2708

Mass (kg)	2×10^{23}	1×10^{23}	6×10^{22}	5×10^{22}	3×10^{22}	2×10^{22}	1×10^{22}
Particles	10000	5000	3000	2500	1500	1000	500
Radius (km)	2378	1902	1612	1517	1286	1126	896

Table 7.1 – Set of proto-planets used in the giant impacts simulations in terms of mass, radius and number of particles. The typical smoothing length of a particle (i.e. resolution of the simulation) in that case is roughly about 100-200 km in average. Note that the initial pre-impacted bodies are set by distributing particle into a sphere. Then, SPH simulation are run over such a given initial embryo until it reaches the hydrostatic equilibrium. The radius (R_p) of the pre-impacted embryo is necessary to the setup of impact parameters, it is estimated using the following equation(Genda et al., 2011): $\frac{4\pi}{3}R_p^3 = \sum_i \frac{m_i}{\rho_i}$. m_i and ρ_i refer respectively to the mass and to the density of a given particle i.

θ ($^\circ$)	0	10	20	30	45	50	70	90	/
v_{imp}/v_{esc}	1	1.25	1.5	1.7	2	2.5	3	3.5	4
M_i/M_e	0.05	0.1	0.167	0.25	0.33	0.4	0.5	1	/
$M_i + M_e$	3×10^{23}	6×10^{23}	9×10^{23}	1.2×10^{24}	1.5×10^{24}	/	/	/	/

Table 7.2 – Table of impact parameters explored. θ, v_{imp}/v_{esc} and M_i/M_e are respectively the impact angle, the impact velocity to escape velocity ratio and the masse ratio if impactor over the target embryo. M_e thus correspond to the mass of the assumed proto-Earth. All impact angles tested here are explored in the case of $v_{imp}/v_{esc} = 1$ and $M_i/M_e = 0.5$. Tested mass ratios are for $\theta = 45^\circ$ and $v_{imp}/v_{esc} = 1$; however 5 of them (between 0.05 and 0.5) are also tested for $\theta = 45^\circ$ and $v_{imp}/v_{esc} = 2.5$. Impact velocity values are tested in the case of $\theta = 45^\circ$ and $M_i/M_e = 0.5$ with 6 of them (between 1 and 3.5) being additionally tested for $\theta = 45^\circ$ and $M_i/M_e = 0.167$. Finally, the 5 different values of M_{tot} (i.e. M_i+M_e) are tested while M_i/M_e, θ and v_{imp}/v_{esc} are respectively at 0.5, 45 $^\circ$ and 1.

initial positions (separated by a distance of 3 times the sum of their respective radius). At t2, the collisions has just started and is indeed caracterized by a large increase in pressure around the point of contact. After this first encounter, the two bodies separate from each other even if they remain bounded to each other, resulting in the second collision observed at t5, and the final merging of these embryos. For determining what amount of material is gravitationally bound to the largest remnant after impact, we systematically compute the mechanical energy for all particles that are further away than its estimated radius. The bodies radius is estimated after the identification of the free surface that is made possible regarding to the radial velocities of the particles that drastically increase at the free surface. The mechanical energy (E_m^i) for the ith particle of mass m_i is computed, in the barycentric reference frame of the largest remnant, as follows:

$$E_m^i = E_c^i + E_p^i = \frac{1}{2} m_i v_i^2 - \sum_{ij} \frac{G m_i m_j}{r_{ij}}, \tag{7.1}$$

with E_c^i and E_p^i being respectively the kinetic energy and the potential energy of the ith particle; j taking the values of the other concerned particle indices of masses equal to m_j within the system. The sign of this mechanical energy tells if it is bounded or not to the target. If the mechanical energy of a given particle is positive, then the particle is unbound, otherwise it remains bound to the largest remnant. A particle originated from the target that ends up unbound to the largest remnant is considered as ejected material. Accordingly, a particle from the impactor finishing gravitationally bound to the largest remnant is accreted material. The composition (core or mantle) of the particles are known. The origin, the bounding (or not) to the largest remnant and the composition of the respective particles allow all together the quantification of the mass transfers between crust and mantle during an impact. The results are extracted and saved to infer a model of erosion/accretion that will be further used to post-process N-body numerical simulations (described in the section hereafter) and track the evolution in time of the mass fraction of core over mantle of growing embryos.

7.2.5 Results

Here we present the outcomes of the runs of SPH numerical simulations for the following quantities: (1) ejected mantle mass, (2) accreted mantle mass and (3) accreted core mass. The mass of escaped core is assumed to always be zero (true for most of the cases, except very rare cases where the impact angle is 20°, grazing the center of the target). All the results are summarized in figures 7.3 and 7.4.

7.2.5.1 Ejected mantle

The mass of ejected (or eroded) mantle is defined as the mass of material from the mantle layer of the target of a given impact that is not gravitationally bounded to the largest remnant when the SPH simulation is

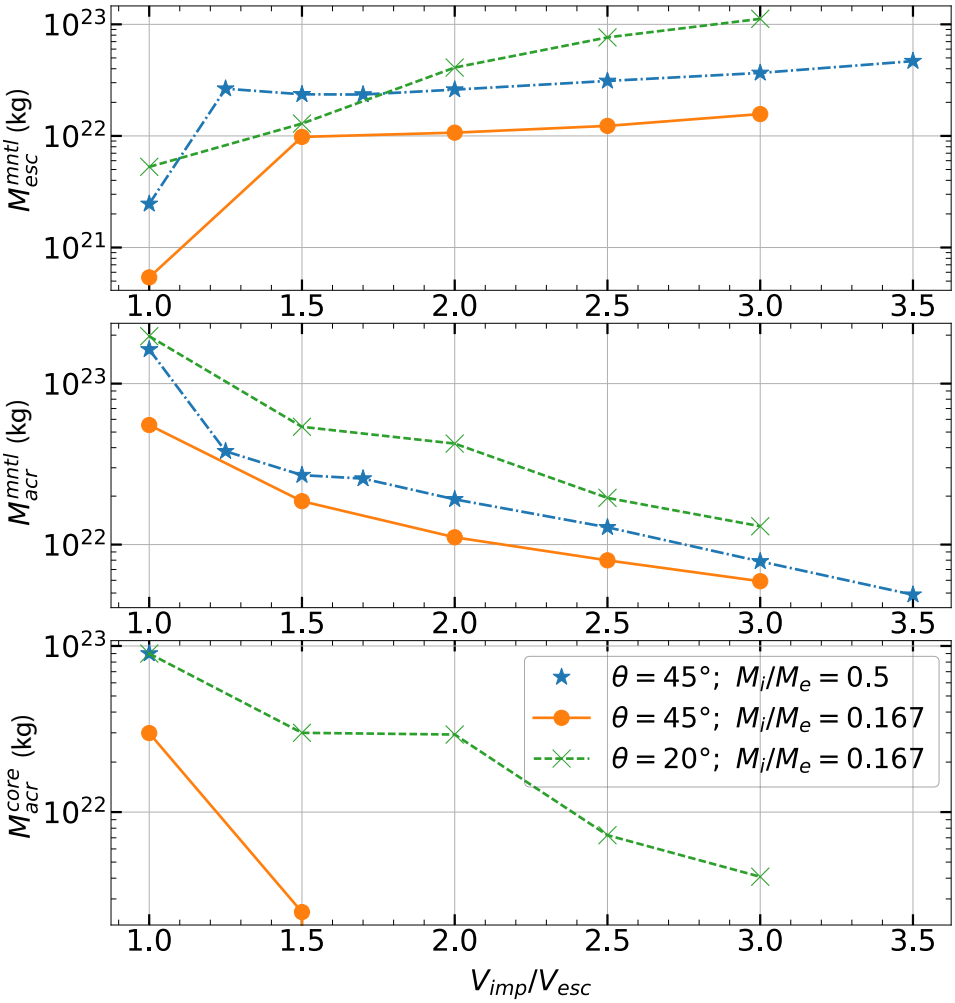

Figure 7.3 – Influence of the impact parameters (θ, v_{imp}/v_{esc} and M_i/M_e) on the respective estimates of ejected mantle mass, accreted mantle mass and accreted core mass. Notably the results are shown as a function of the impact velocity to escape velocity ratio for 3 different combinations of impact angle and impactor to target mass ratio. blue star markers refer to impact between to embryos having a mutual mass ratio of 0.5 and an impact angle of 45°. Orange circles markers denote outcomes of simulations run for an impact angle also equal to 45° but with a lower mass ratio (0.167). Then, green crosses refer to impact angle of 20° and the low 0.167 mass ratio.

stopped. Results are presented in figures 7.3 (in the first panel) and 7.4 (in dark blue with triangle marker) for different impact parameters θ and M_i/M_e (figure 7.3) and as a function of $(M_i+M_e)/M_e$ (figure 7.4). These results are presented in figure 7.3 as a function of v_{imp}/v_{esc}. The mass of eroded mantle increases with an increasing impactor to target mass ratio, with an increasing impact velocity and with a decreasing impact angle (i.e. for more frontal impacts). From figure 7.4, we infer that the mass of ejected mantle also increases when $(M_i+M_e)/M_e$ increases. For imposed M_i/M_e and θ (respectively to 0.5 and 45°), The mass of escaped mantle M_{esc}^{mntl} normalized to the target

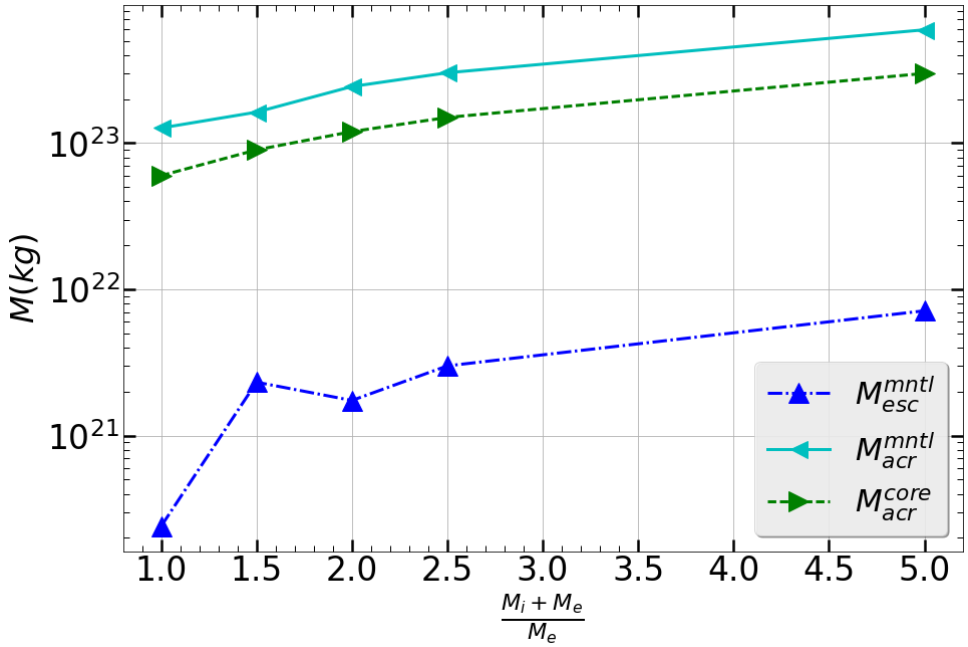

Figure 7.4 – Influence of $(M_i+M_e)/M_e$ on the respective estimations of eroded mantle, accreted mantle and accreted core masses. Other parameters are fixed: v_{imp}/v_{esc} =1, θ=45° and M_i/M_e=0.5.

mass ranges in between 0.0041 and 0.0939 for impact velocity to escape velocity ratios ranging in between 1 and 4. This corresponds to an amplitude of change about 0.09. For fixed v_{imp}/v_{esc} of 1 and the impact angle set to be 45°, M_{esc}^{mntl}/M_e takes values ranging from 0.0005 and 0.009 for M_i/M_e ranging from 0.05 to 1, traducing an amplitude of change about 0.008. Finally, for M_i/M_e=0.5, v_{imp}/v_{esc} =1 and θ ranging from 0° and 90°, the amount of change of M_{esc}^{mntl}/M_e is about 0.016. The impact velocity apear to be the parameter that has the largest influence on the outcomes of a collision in terms of ejecting mantle material from the target.

7.2.5.2 Accreted mantle

The mass of accreted mantle is defined as the mass of material originated from the mantle of the impactor that ends up gravitationnally bound to the largest remnant after the collision. Results are presented in the second panel on figure 7.3 and in teal color (i.e. left arrow marker) in figure 7.4. The mass of accreted mantle decreases for an impact to escape velocity ratio increasing, for an impact angle increasing or for a decreasing impactor to target mass ratio. In that case, the parameter with the highest influence on the outcomes seems to be the impactor to target mass ratio with an amount of change of M_{acr}^{mntl}/M_e, the accreted mass normalized to the target mass, (for the parameters tested) of roughly 0.51 whereas the amount of change is roughly of 0.27 for variations with v_{imp}/v_{esc} and of roughly 0.1 for variation with the impact angle.

7.2.5.3 Accreted core

The mass of accreted core is defined as the mass of core coming from the impactor that ends up gravitationnally bounded to the largest remnant after the impact. Results are shown in the bottom panel on figure 7.3 and in green color (i.e. right arrow marker) in figure 7.4. In that case the impact velocity appears to be the most critical parameter as above a certain value of impact velocity to escape velocity, the accretion of core material coming from the impactor is made impossible du to too high impact velocities. This occurs for v_{imp}/v_{esc} exceeding 1.5. This behavior has already been reported in previous studies (e.g. Genda et al., 2017).

7.2.6 Parameterization of the results

In this section we discuss the results and we infer a first order scaling law for estimating the mass transfer as a function of the impact parameters. These scaling laws are used to post-process the N-body numerical simulations outcomes presented in the section 7.2.7 (Raymond et al., 2009). Only impacts involving an impactor to target mass ratio higher than 1% are treated. For simplifications other impacts from the N-body collisions files are ignored.

Following the results of our SPH simulations, we assume that the mass of escaped core is always zero as supported by the outcomes of our SPH simulations. We fit the transfer of masses as a linear function of the parameters of the impacts studied: the eroded mass of the embryo's mantle M_{esc}^{mntl}/M_e, the accreted mass to the embryo's mantle M_{acr}^{mntl}/M_e, and the accreted mass to the embryo's core M_{acr}^{core}/M_i following:

$$f = a + b\frac{v_{imp}}{v_{esc}} + c \times sin(\theta) + d\frac{M_i}{M_e} + e\frac{(M_i + M_e)}{M_e}, \quad (7.2)$$

where f can state either for M_{esc}^{mntl}/M_e, M_{acr}^{mntl}/M_e and M_{acr}^{core}/M_i and M_{tot} is the mass of both the impactor and the target. The linear coefficients are different in these 3 cases. They are noted a, b, c, d, e the coefficients linked to M_{esc}^{mntl}/M_e; a', b', c', d', e' those for M_{acr}^{mntl}/M_e and finally a", b", c", d", e" those for M_{acr}^{core}/M_i. These different coefficients are determined by least square regressions from the SPH results. The obtained coefficients are presented in table 7.3. They are presented along with the χ^2 estimated for each model. The mass of accreted core is determined differently. The SPH simulations showed that in most cases the impactor's core is either fully accreted or not accreted at all. We identified the range of impact parameters corresponding to each case for building the modeling of accreted core. We find that for $v_{imp}/v_{esc} \geq 1.25$ and θ =45°, the mass of accreted core is fixed to 0; for $v_{imp}/v_{esc} \geq 1.25$ and $\theta \neq$45°, the mass of accreted core is estimated from equation 7.2 with the appropriate regression coefficients (see table **??**); for other parameters the core is assumed to be fully accreted (corresponding here to a 0.3 mass fraction of the impactor). Finally, in the specific case has been observed when the impact angle is 20°: if $1.5 < v_{imp}/v_{esc} < 2$, then the core is also assumed to be fully accreted. These results are presented in figure 7.5.

M_{esc}^{mntl}/M_e	a	b	c	d	e	χ^2
	-0.086	0.07	-0.029	-0.97	0.066	1.78
M_{acr}^{mntl}/M_e	a'	b'	c'	d'	e'	χ^2
	146.8	-0.256	-0.254	146.04	-145.93	6.25
M_{acr}^{core}/M_i	a"	b"	c"	d"	e"	χ^2
	107.92	-0.141	-0.091	107.54	-107.49	1.61

Table 7.3 – Table of the parameterization results. These are the coefficients associated to the fit to the SPH data respectively for the estimation of the escaped mass of mantle, the accreted mass of mantle and the accreted mass of core.

The value that is best fitted by the model is the mass of accreted core (with a χ^2=1.61) whereas the mass of accreted mantle present a χ^2 of 6.25. Notably, from figure 7.5 it is clear that when the SPH simulations show the accretion of an impactor's mantle of less than 10%, our model seems to overestimate the amount of accreted mantle component. For impacts with a low velocity ($< 1.5v_{esc}$) the accretion of the core from the impactor is always complete, meaning that the entire impactor's core merges with the target's core. In these conditions, a large amount of mantle is also accreted, and a low amount of erosion is observed. These impacts correspond to the so-called "perfect merging" impacts (Genda et al., 2011; Leinhardt & Stewart, 2011; Genda et al., 2017). However, when v_{imp}/v_{esc} reaches at least 1.5, most of the impacts correspond to "hit-and-run" events. They are commonly thought to be impacts that leave the target unchanged, with notably no (or very low) accretion, however some erosion can be observed for non-perfect hit-and-run events. These results are in general agreement with previous studies (notably Leinhardt & Stewart, 2011; Genda et al., 2017). We find that impacts with a low M_i/M_e, a high impact velocity and an impact angle of about 30° lead to a high amount of ejected material while conserving almost perfectly the target's core. This result is also in good agreement with previous work (Genda et al., 2017).

Concerning impacts with low velocity, they exhibit a core accretion from the impactor that is complete, the entire impactor core merges with the target core. In these conditions of impact, a large amount of mantle is also accreted, and a low amount of erosion is observed. These impacts correspond to the so-called "perfect merging" impacts (Genda et al., 2011; Leinhardt & Stewart, 2011; Genda et al., 2017). However, when v_{imp}/v_{esc} reaches at least 1.5, most of the impacts correspond to "hit-and-run" events. They are considered as impacts that leave the target unchanged, however some erosion is still observed here. These results are in general agreement with previous studies (notably Leinhardt & Ste-

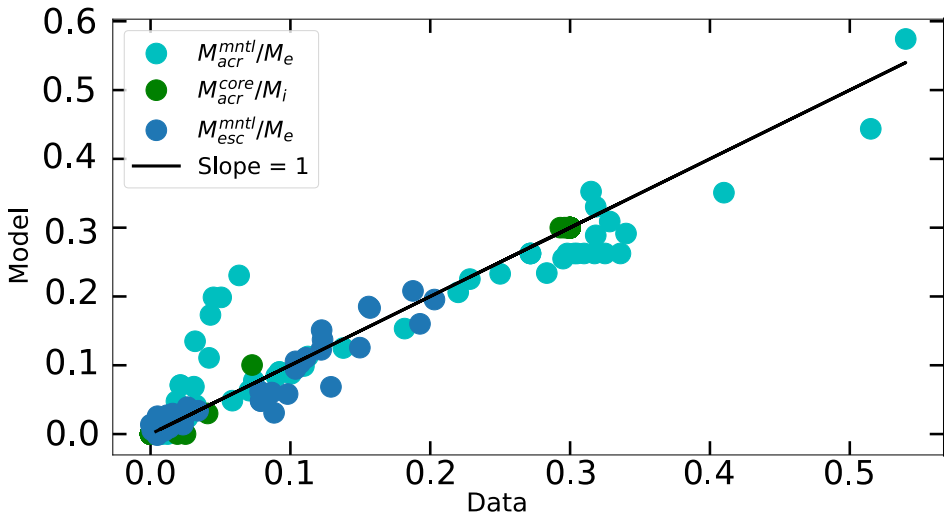

Figure 7.5 – Results obtained from the erosion/accretion model $f = a + b\frac{v_{imp}}{v_{esc}} + c \times sin(\theta) + d\frac{M_i}{M_e} + e\frac{(M_i+M_e)}{M_e}$, for M_{esc}^{mntl}/M_e, M_{acr}^{mntl}/M_e and M_{acr}^{core}/M_i as a function of the data from SPH numerical simulations. These are presented along with the slope 1 straight line to account for the difference between data and model.

wart, 2011; Genda et al., 2017). Impacts with low M_i/M_e, with a high impact velocity and with an impact angle of about 30° show a high amount of ejected material while conserving almost perfectly the target core. This result is also in good agreement with previous work (Genda et al., 2017).

7.2.7 Tracking core to mantle ratio through accretion

The erosion/accretion model obtained from these SPH simulations is applied to dynamical simulations of planetary accretion (Raymond et al., 2009).

7.2.7.1 Principle and presentation of the N-body collisions files used

The quantities that are crucial for following the evolution of the core to mantle mass ratio of a growing embryo are (1) the amount of eroded mantle, (2) the amount of accreted mantle and (3) the amount of accreted core. Then, we define the *gamma* parameters as:

$$\gamma = \frac{\left(\frac{M_{mntl}}{M_{core}}\right)_{ini} - \left(\frac{M_{mntl}}{M_{core}}\right)_{end}}{\left(\frac{M_{mntl}}{M_{core}}\right)_{ini}}, \qquad (7.3)$$

with $\left(\frac{M_{mntl}}{M_{core}}\right)_{ini}$ and $\left(\frac{M_{mntl}}{M_{core}}\right)_{end}$ the respective mass ratios of mantle/core of the proto-planet before and after impact. Accordingly, γ is a direct measurement of the preferential mantle stripping relative to the core. A negative γ is a preferential loss of mantle compare to core while a positive γ correspond to preferential loss of core. This γ parameter is tracked over the 200Myr of the last stage of planetary accretion, in the case of the classical scenario here.

The classical model (Chambers & We-

therill, 2001; Raymond et al., 2009) is the reference model for terrestrial planets formation, however it is well known now that it fails in reproducing several key features of our present day solar system. Other models have been further proposed to better reproduce the structure of the inner Solar System at its present state. Notably, the Grand Tack (Walsh & Morbidelli, 2011; Jacobson & Morbidelli, 2014) model is very popular as it is the first model proposed that can explain the small masses of Mars and the asteroid belt. It also reproduces the excited orbits of the bodies in the main asteroid belt, as well as the mixing between inner and outer solar system objects. In this study we explore only the case of the classical scenario but other dynamical scenarios of accretion could be considered in future works. The main assumption considered in the Classical model is that the formation of the terrestrial planets can be treated independently from the giant gaseous planets (Wetherill, 1990; 1992; Chambers & Wetherill, 2001; Raymond et al., 2006; 2009; 2014). Jupiter and Saturn are initially already formed and placed on fixed orbits. The terrestrial planets are assumed to be essentially made of material originated close from their current position within the disk. Such a growth dynamics induces similar sizes for bodies on adjacent orbits (Kokubo & Ida, 2002). All simulations used here start with a disk (ranging from 0.5 AU to 4.5 AU) of embryos and planetesimals with Jupiter and Saturn already formed. They contain 85-90 embryos and 1000-2000 planetesimals (Raymond et al., 2009). The total mass of the system is equally distributed between planetesimals and embryos. However, eight different sets of initial conditions are explored (Raymond et al., 2009). They refer to different orbits of Jupiter and Saturn and different disk surface densities (See Raymond et al. (2009) for details).

7.2.7.2 Application

The current proposed model (see equation 7.2) is applied to post-process N-body numerical simulations reproducing the last stage of planetary accretion in the context of the classical accretion scenario (Raymond et al., 2009). Note that the chosen parameters used to run the sph simulations are within a close range of the parameters that are statistically the most common in the N-body numerical simulations treated here. This ensures that even if the model is a simple first order approximation, it still leads to relevant estimates of mass transfer as no extrapolation to significantly distinct conditions of impact during the accretion histories are required. In other words, the impacts of the used N-body simulations present features that are well explored by our sph runs. This model is applied to a total of 47 collisional histories of surviving embryos thought to be good representatives of Earth analogs (with masses comprised between 50% of Earth's mass and $1.2M_{\oplus}$ and semi-major axis comprised between 0.5 and 2.5 AU). An example of the evolution of γ is presented in figure 7.6 for an embryo called E0_7003 evolving within a classical accretion scenario with eccentric Jupiter

and Saturn orbits. The average value of the γ parameter computed from all these simulations is -0.201±0.06 for an average of 65.3 giant impacts suffered by an Earth analog along its history. It means that in average a growing proto-Earth might loose roughly 20% of its mantle relatively to its core. However, this most likely represents an upper bound of the expected loss of mantle. Genda et al. (2015) have shown that the different ejected fragments during a given collision can be further involved in mutual collisions, leading to a lower final loss after an entire accretion history. The predicted eroded mass corresponds to twice more the preferential eroded mass of mantle required to account for the present Fe/Mg ratio of the bulk Earth assuming CI carbonaceous chondrites as Earth's building blocks (O'Neill & Palme, 2008). However, if instead of CI chondrites, it is an average of all carbonaceous chondrites that is thought to be representative of Earth building blocks, then a roughly 20% mantle preferential stripping is needed. The current estimate of the fractionation of the Fe/Mg ratio over time with respect to chondritic composition does not integrate the effects of a change in the redox state of accreting components with time (i.e. the FeO content of the embryos mantle is considered constant), or of silicate liquid state in the context of a deep magma ocean on the mass transfer efficiency. Further works should be done including these additional parameters to help refining the change in the Fe/Mg ratio expected from our first order result of a roughly 20% preferential stripping of the mantle. Our result shows that collisional erosion during the stage of giant impacts can potentially lead to significant modification of the bulk chemistry of terrestrial planets. This needs to be considered for better constraining the chemical evolution of differentiated bodies during planetary formation.

These results are obtained in the case of a classical dynamically calm accretion scenario. Carter et al. (2015) showed that for embryos evolving during the intermediate stage of planetary accretion, a large range of final mantle to core mass fractions can be expected : 0.15-0.25 in the Grand Tack against 0.20-0.23 for a calm scenario for an initial core mass fraction set at 0.22. However, the only cases producing a sufficient amount of mantle loss to explain the superchondritic Fe/Mg ratio are for embryos evolving in dynamically excited scenarios of planetary formation such as the Grand Tack scenario. This is an important difference between our work and Carter et al. (2015) : we show that a large amount of mantle loss can be reached even with no Grand Tack. We believe these differences between the results are due to the fact that Carter et al. (2015) follow the evolution of the core mass fraction over time during the intermediate stage of planetary accretion for about 600 kyr in the context of runaway and oligarchic growth while we present results focusing only on the last stage of planetary ac-

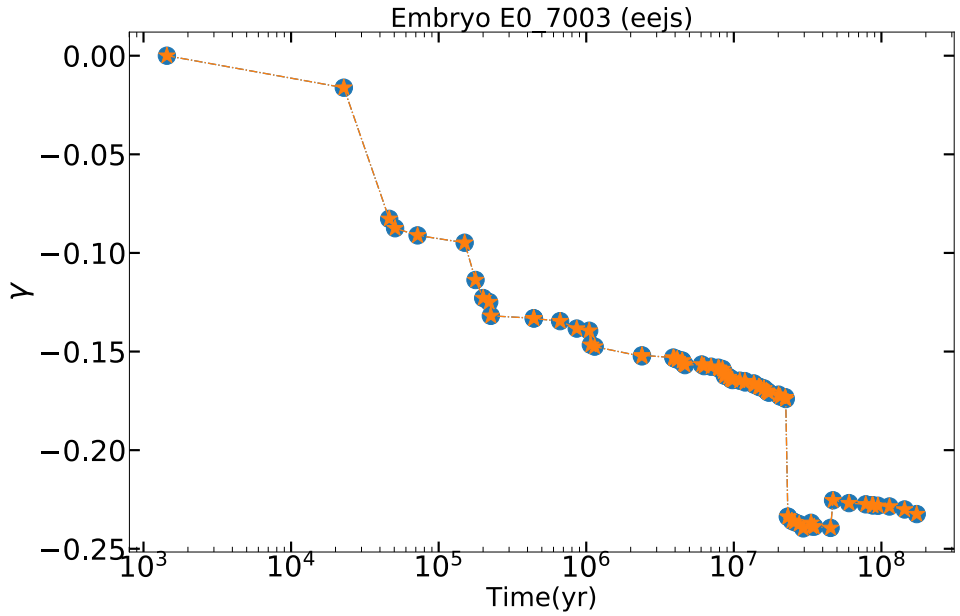

Figure 7.6 – γ evolution of the E0_7003 embryo during its growth in the N-body numerical simulation of a classical accretion scenario with eccentric Jupiter and Saturn during 200 Myr. This represents the evolution of change in the mantle/core mass ratio. A negative value implies a preferential loss of mantle compared to the core. E0_7003 is representative of what we assume to be Earth analogs as it ends up at 0.57 AU and with a mass of $0.7M_{\oplus}$.

cretion: the stage of giant impacts. Accordingly, the dynamics of the disk is quite different, notably in terms of the bodies masses but also in terms of impact velocities. Additionally, (Carter et al., 2015) follow the fragments that are ejected during a collision : they take into account the reaccreted material. This leads to a decrease in the core mass fraction and explain notably the fact that some of their ending embryos have a higher core mass fraction than the starting value. Taking into account both the intermediate stage of planetary accretion (Carter et al., 2015, e.g.) and the giant impact final stage, a higher core mass fraction could eventually been achieved. However, the reaccretion of previously ejected material cannot be followed in our work because the N-body numerical simulations of accretion are post-processed. It is then expected that the total amount of mantle loss compared to core is lower during the last stage of accretion than the estimation we give due to further mantle material re-accretion. Accordingly, the amplitude of change that may be expected is still unkwown and this requires further investigation.

7.2.8 Conclusion

This works aims at quantifying the amount of impact induced mantle erosion and the evolution of the mass fractions of mantle and core of a growing embryo during the last stage of planetary accretion. We performed 50 sph numerical simulations of giant impacts between planetary embryos for a wide range of impact parameters. These are include variable im-

pactor to target mass ratios ranging from 0.05 to 1, impact angles ranging from 0° to 90°, and variable impact to escape velocity ratio ranging between 1 and 4. The results of these sph simulations are used to establish a universal linear law for quantifying the mass transfers between cores and mantles of both impactor and target during the collisions. These laws are then used to post-process N-body numerical simulations of terrestrial planets accretion (Raymond et al., 2009) in the context of a dynamically calm environment (i.e. no Grand Tack). The collision files follow all embryos evolving in the proto-planetary disk during the last 200 Myr of planetary accretion. We show that a substantial amount of mantle can be preferentially lost relative to the core by collisional erosion. This leads to an increase of the growing embryos core mass fraction. In average, we find that 20% of mantle is preferentially lost relative to core after 200 Myr. Such an amount of mantle loss is largely sufficient to explain the superchondritic Fe/Mg ratio of the bulk Earth assuming that the Earth was mainly accreted from of carbonaceous chondrites related components. This indicates that the process of collisional erosion can strongly modify the chemical compositions of terrestrial planets during their accretion such as the Fe/Mg ratio. This work focuses only on the last stage of planetary accretion involving Embryo-embryo collisions. However, smaller planetesimals are also thought to differentiate early in their histories (e.g. Lugmair & Shukolyukov, 1998; Amelin, 2008; Kruijer et al., 2014). In that case,a final larger fractionation (i.e. larger preferrential loss of mantle) could be expected if earlier collisions involving planetesimals are integrated into the growing histories of terrestiral planets as suggested by Carter et al. (2015). Considering additional effect such as the re-accretion of firstly ejected material could play a significant role on the final embryos core mass fractions and considerably reduce the discrepancy in between our predicted 20% of mantle loss and the 10% mantle loss required to account for the observed superchondritic Fe/Mg ratio of the bulk Earth. This effect cannot be quantified here as the N-body numerical simulations (Raymond et al., 2009) do not take into account further reaccretion of mantle material but it should induce a significant decrease of the core to mantle mass ratio estimated from the model.

7.3 Conclusions et perspectives

Ce travail, notamment réalisé en collaboration avec Hidenori Genda et Ryuki Hyodo à l'ELSI propose une quantification des transferts de masse entre manteau et noyau d'embryons durant différentes collisions. L'intérêt est alors de tester l'influence que l'érosion collisionnelle préférentielle de manteau par rapport au noyau pourrait avoir sur la composition chimique de la Terre globale, notamment en Fe/Mg.

Nous montrons ici que la dernière phase d'accrétion planétaire, la phase d'impacts géants, peut être responsable à elle seule d'une quantité importante de perte préférentielle de manteau. Notre modèle estime en moyenne cette perte à 20% en masse. Une telle quantité de masse mantellique perdue relativement au noyau des embryons en croissance pourrait suffire à expliquer le rapport Fe/Mg non chondritique de la Terre. Cela s'ajoute à l'effet que l'érosion collisionnelle se produisant lors de la phase antérieure d'accrétion (la phase intermédiaire des planétésimaux aux embryons) pourrait déjà avoir sur ce rapport, comme cela est souligné par Carter et al. (2015).

Il est donc mis ici en évidence l'importance de prendre en compte l'effet érosif des impacts dans les simulations d'accrétion ainsi que dans les modèles de composition terrestre.

Toutefois, de nombreuses simplifications sont faites ici. Notamment, la ré-accrétion plus tardive du matériel éjecté au fur et à mesure que les collisions se produisent n'est pas suivie ici. Cela pourrait avoir tendance à ramener à la baisse la quantité de manteau préférentiellement perdue au cours de l'histoire accrétionnelle. De plus, une meilleure compréhension des transferts de masse lors des impacts en raison des paramètres d'impacts est importante. Le modèle proposé ici constitue une bonne première approximation dont les résultats sont satisfaisants pour les impacts étudiés ici, mais pour de futures études il pourrait être amélioré. Notamment, il serait intéressant de pouvoir explorer davantage de paramètres d'impacts et de combinaisons des paramètres en augmentant donc le nombre de simulations SPH exécutées. Une façon de faire cela serait d'avoir un algorithme dit de "friend-to-friend", c'est à dire un algorithme capable d'estimer rapidement les "nuages" de particules liées les unes aux autres. L'estimation des transferts de masse serait alors simplifiée, et surtout accélérée.

De plus, explorer l'influence de l'équation d'état utilisée dans les simulations SPH, ou l'influence de la résolution numérique peut être intéressante. Pour ce faire, nous avions envisagé de continuer cet axe de recherche en utilisant le code Gadget 2 plutôt que le code utilisé dans cette étude (fourni par Hidenori Genda). Gadget 2 possède l'équation d'état ANEOS et non Tillotson. Une des particularités d'ANEOS comparé à Tillotson est d'avoir accès directement à la température des particules et non à leur énergie interne. De plus, de meilleures résolutions numériques peuvent être atteintes avec Gadget2. Deux séjours à l'ELSI, à Tokyo, ont donc été organisés au cours de cette thèse afin de se former à l'utilisation de ce code. Aucun résultat n'est pour l'instant produit avec dans la mesure où cela reste encore un travail préliminaire d'utilisation du code. En revanche, les scripts de fichiers d'initialisation, nécessaires au bon fonctionnement du code dans le cadre spécifique de la simulation d'impacts géants, ont été rédigés et sont dorénavant prêts à être utilisés pour de prochaines études.

Une meilleure compréhension du rôle spécifique des paramètres d'impacts dans les transferts de masse entre manteau et noyau lors d'impacts géants est essentielle. Elle pourrait alors à termes être utilisée pour tester différents scénarios dynamiques d'accrétion (comme cela a été proposé dans l'étude de l'érosion crustale proposée en partie III de cette thèse) et éventuellement ajouter des contraintes supplémentaires quant à la dynamique du disque proto-planétaire menant à la formation des planètes telluriques et de la Terre.

Cinquième partie

Conclusions générales

La formation du système solaire interne s'est faite dans un environnement chaud et violent. Entre 1 et 3 millions d'années après la condensation des premiers solides du système solaire, les CAIs, puis la formation des embryons planétaires qui s'en est suivie, le système évolue durant environ 100 à 200 millions d'années dans une phase connue comme la phase d'impacts géants. Elle est caractérisée par des impacts embryons-planétésimaux (E-P) mais également par des impacts géants embryons-embryons (E-E). Ces impacts vont permettre aux embryons de voir leur masse croître via l'apport de masse des impacteurs lors des collisions successives pour former à terme des planètes.

Il arrive cependant que ces impacts soient des événements tellement énergétiques que du matériel peut se retrouver éjecté du système.

Les corps planétaires se différenciant tôt au cours de leur accrétion, il a donc été suggéré que de telles collisions puissent être responsables d'une éjection de matériel de compositions chimiques et proportions relatives différentes. Cela modifierait alors la composition chimique moyenne de chaque corps (e.g. Greenwood et al., 2005; O'Neill & Palme, 2008; Boujibar et al., 2015; Jellinek & Jackson, 2015; Carter et al., 2018). La composition chimique globale de la Terre pourrait donc avoir évolué depuis la composition initiale de ses corps parents (planétésimaux et/ou embryons) au cours de ces 100-200 Myr.

La composition finale que peut prendre un corps planétaire à l'issue de la phase accrétionnelle dépend de plusieurs paramètres. Parmi eux, nous pouvons citer sa composition initiale, les processus successifs de différenciation et les impacts responsables d'érosion différentielle des réservoirs planétaires. Outre la composition initiale des protoplanètes, les phénomènes de différenciation vont être responsables du partitionnement des éléments chimiques dans les différentes enveloppes de chaque corps et donc de la composition chimique globale de chaque réservoir. En prenant l'exemple de la Terre globale, le Fer et les éléments sidérophiles se répartissent en partie dans le noyau. Les éléments lithophiles et réfractaires (RLEs) sont représentatifs du manteau et de la Terre silicatée dans son ensemble. Parmi eux, les éléments à différents degrés de compatibilité vont se répartir en proportions relatives différentes lors des processus de formation crustaux. Les éléments de faible affinité avec les phases cristallines s'enrichissent dans la croûte tandis que les éléments à forte affinité cristalline demeurent dans le manteau. Enfin, la dynamique d'accrétion contrôlant les paramètres et la fréquence des impacts aura également un rôle essentiel à jouer dans la composition finale qui pourra prendre la Terre au terme de son histoire accrétionnelle.

Dans cette thèse nous avons proposé une étude des conséquences potentielles de l'éro-

sion collisionnelle durant la dernière phase d'accrétion sur la composition chimique terrestre au travers de deux axes principaux : (1) l'érosion préférentielle de croûte relativement au manteau, avec notamment l'influence des petits impacts E-P sur la composition de la Terre silicatée (BSE) en RLEs et (2) l'érosion préférentielle de manteau relativement au noyau lors des impacts géants E-E et son influence potentielle sur la composition globale de la Terre.

À travers ces deux axes, nous souhaitions apporter des contraintes géochimiques aux processus dynamiques de formation planétaire. Nous nous sommes plus particulièrement intéressés aux modèles reconstruisant la dernière phase d'accrétion datée entre la formation des CAIs, entre 1 et 3 Myr après la formation du système solaire et le moment où les planètes ont atteint leur masse finale, 100 à 200 Myr plus tard. Pour l'heure, le modèle classique (e.g. Raymond et al., 2009) sert encore de modèle de référence aujourd'hui. Toutefois ce modèle ne parvient pas à reproduire le système solaire actuel (e.g. la masse de Mars, ou les excentricités des orbites). D'autres modèles, comme le Grand Tack, le "Low Mass Asteroid Belt" et le "Early instability", dont les résultats sont plus proches d'un système semblable au nôtre, sont proposés sans qu'il soit pourtant possible à l'heure actuelle de les discriminer avec certitude (e.g. Jacobson & Morbidelli, 2014; Raymond & Izidoro, 2017a; Clement et al., 2018). Dans la mesure où la dynamique d'accrétion pose les briques fondatrices pour la nature, la fréquence et les paramètres des impacts, nous pensons qu'étudier leur influence en termes de composition chimique pour les différents scénarios dynamiques pourrait à terme permettre d'évaluer la validité de chacun. Identifier et suivre l'empreinte chimique des impacts successifs de l'histoire collisionnelle terrestre pourrait donc servir de traceur de la dynamique du disque proto-planétaire.

Cette thèse s'inscrit donc dans un cadre pluri-disciplinaire et s'insère à l'intersection entre les géosciences et les sciences planétaires.

La partie I de la thèse comprend deux chapitres introductif. Le premier chapitre constitue une introduction générale qui replace ces travaux de thèse à la fois dans un contexte très général pour affiner progressivement sur les questions autour de la formation planétaire et des modèles actuels. Le second chapitre de cette partie constitue quant à lui un chapitre introductif plutôt orienté vers la présentation de l'intérêt de traiter l'érosion collisionnelle établir un lien entre la composition chimique de la BSE et les modèles de formation planétaire.

La partie II présente un chapitre de présentation du modèle EROD que nous avons développé au cours de ces travaux de thèse. Il s'agit là d'un modèle qui applique, à des

fichiers de collisions issu de simulations numériques à N-corps d'accrétion, un modèle d'érosion pour lequel une évolution du fractionnement chimique dans la BSE est fourni en sortie. Le modèle d'érosion est établi à partir de lois semi-analytiques de cratérisation (Shuvalov, 2009; Housen & Holsapple, 2011; Svetsov, 2011). Il s'agit alors du premier outil permettant de tracer spécifiquement l'effet des petits impacts E-P sur le fractionnement chimique de la BSE au cours de la dernière phase d'accrétion planétaire.

La partie III de cette thèse concerne le rôle de l'érosion préférentielle de croûte, relativement au manteau, sur la composition globale de la Terre silicatée, notamment en éléments lithophiles et réfractaires. Elle est composée de trois chapitres dans lesquels les résultats de notre modèle d'érosion EROD (cf chapitre 3) sont présentés. Les deux premiers chapitres sont des études abouties qui ont donné lieu à deux articles. Le premier est soumis, le second le sera bientôt. Le troisième chapitre est une étude en cours donc seuls quelques résultats préliminaires sont présentés ici. Il s'agit davantage d'un chapitre de perspectives que de résultats à proprement parler. La méthode dans son approche est assez similaire pour ces trois chapitres. Un couplage est effectué entre (1) des lois semi-analytiques de cratérisation qui fournissent alors une quantification des transferts de masses lors d'une collision donnée et qui seront utilisés pour ré-estimer les abondances chimiques en différents éléments et (2) des fichiers de collisions issus de simulations numériques à N-corps d'accrétion dans différents scénarios.

Le chapitre 4 présente les premiers résultats obtenus avec une version simplifiée du code EROD qui ne prenait alors pas en compte le couplage chimique entre les différents embryons présents dans les simulations à N-corps (ici ce sont les mêmes que Raymond et al., 2009; Jacobson & Morbidelli, 2014). Dans cette étude, le cas spécifique du rapport Sm/Nd de la Terre silicatée est étudié dans la mesure où il constitue un excellent traceur de processus affectant la croûte. Les deux éléments Sm et Nd sont tous les deux lithophiles et réfractaires, pour autant ils possèdent différents degrés de compatibilité. Ainsi, la croûte est plus enrichie en Nd qu'en Sm. Un érosion préférentielle de croûte se traduit alors par une augmentation du rapport Sm/Nd de la BSE. Nous montrons que le fractionnement en RLEs suivant leurs coefficients de partage solide/liquide est plus grand dans le cadre d'un scénario d'accrétion Grand Tack et particulièrement si le dernier impact géant subi par la Terre se produit après 50 Myr. Dans ce cas, le rapport Sm/Nd est augmenté de presque 6%. Cette valeur est probablement trop élevée au regard de (1) la mise en évidence d'anomalies nucléosynthétiques en ^{142}Nd relativement au ^{144}Nd dans les candidats de corps parents de la Terre, excluant la possibilité d'augmenter de plus de 2-3% la quantité de Sm/Nd et (2) des valeurs de ^{143}Nd/^{144}Nd mesurées dans la Terre silicatée et dans les chondrites, suggérant qu'un excès en Sm/Nd de 6% n'est possible que

s'il est acquis dans les 30 premiers Myr suivant la formation des CAIs. Aussi, dans la limite des hypothèses et approximations du modèle, nous suggérons qu'un scénario aussi érosif qu'un Grand Tack suivi d'un impact géant tardif terrestre est peu probablement réconciliable avec les données géochimiques que nous possédons pour les isotopes du Nd.

Le chapitre 5 se présente comme une étude complémentaire venant non seulement améliorer le modèle d'érosion tel que présenté dans le chapitre 3 mais aussi proposer une étude plus systématique de différents rapports de RLEs dans la Terre silicatée résultant de l'érosion collisionnelle. Celle-ci n'est alors effectuée que pour des simulations d'accrétion en cas Grand Tack. Nous montrons que si un scénario d'accrétion aussi érosif qu'un Grand Tack suivi d'un dernier impact géant tardif sur Terre s'est produit, cela provoquerait non seulement un fractionnement conséquent en Sm/Nd relativement à une composition donnée de départ (5.4±0.016%), mais également sur d'autres éléments chimiques. Les quantités d'U et de Th dans la BSE se verraient potentiellement diminuées de 40% environ. De telles quantités d'éléments producteurs de chaleur perdues semblent difficilement réconciliable avec les observables actuelles, bien que les estimations de leurs concentrations ne soient pas encore suffisamment contraintes et ne permettent de trancher complètement la question. Toutefois, un tel modèle d'accrétion ne pouvant être complètement exclu en raison des incertitudes évoquées, nous discutons dans ce chapitre les implications que cela pourrait avoir sur les estimations actuelles de compositions de BSE, qui reposent sur l'hypothèse que les RLEs sont tous en proportions relatives chondritiques dans la BSE.

Le chapitre 6 est un chapitre de perspectives dans lequel nous présentons des résultats préliminaires dans le cadre d'une étude du fractionnement chimique d'un point de vue plus dynamique. Nous souhaiterions comprendre et contraindre les paramètres clés menant à une augmentation ou à une diminution du fractionnement chimique dans un modèle d'accrétion donné. Nous montrons notamment qu'au sein d'un même scénario (e.g. le Grand Tack), de nombreuses histoires collisionnelles différentes peuvent avoir lieu et mènent à une gamme variée de fractionnements possibles : le fractionnement en Sm/Nd peut prendre des valeurs allant de un peu moins de 2% à un peu plus de 7% pour des analogues terrestres en fonction des conditions initiales du système et selon qu'un dernier impact géant tardif se produit ou non. En revanche, si un impact géant tardif se produit, les gamme de variation sont légèrement plus faibles en raison de la corrélation entre la valeur du fractionnement et le temps du dernier impact géant (entre 3% et un peu plus de 7%). Ces résultats confirment l'importance de ne pas exclure la combinaison d'un Grand Tack et d'un impact lunaire tardif. De plus, nous mettons en évidence que le rôle des vitesses d'impacts, contrôlées par la dynamique du disque proto-planétaire, est extrêmement important. Nous avons également appliqué le modèle EROD au scénario d'accrétion

LMAB (Raymond & Izidoro, 2017a), qui produit en moyenne un fractionnement relativement faible (de 2.6% environ pour le Sm/Nd par exemple). Toutefois, l'interprétation n'a pas été poussée plus loin dans la mesure où nous n'avons pas, pour l'instant, accès aux données dynamiques associées aux simulations numériques à N-corps. Toutefois, ces données seront étudiées dans le futur. De plus, les simulations Grand Tack et LMAB étudiées ici ne se font pas dans les mêmes conditions initiales, qu'il est alors difficile de comparer et d'interpréter. Il s'agit là de la seconde grande perspective de ce chapitre : réaliser ces nouvelles simulations à N-corps en contexte de LMAB à partir des mêmes conditions initiales que celles imposées au Grand Tack dans les simulations présentées ici.

La partie IV de cette thèse concerne quant à elle l'érosion préférentielle de manteau relativement au noyau de la proto-Terre en croissance. Le chapitre 7 présente alors l'état d'avancement de cette étude sous le format d'un article. Toutefois, il ne s'agit pas là d'un article finalisé, quelques semaines de travail seront encore nécessaire afin de l'améliorer.

Dans le cadre de cette étude, nous avons réalisé des simulations numériques d'impacts géants à partir du code SPH détaillé par Genda et al. (2011). Une étude systématique des transfert de masse (manteau érodé et/ou accrété, noyau accrété) est effectué sur une gamme variée de paramètres d'impacts (angle d'impact, vitesse d'impact et rapport de masse impacteur/impacté). À partir de cette systématique, nous proposons en première approximation une loi linéaire fonction de tous les paramètres d'impacts, pour laquelle nous obtenons une bonne correspondance aux données de simulations. Cette loi est donc ensuite utilisée pour traiter les fichiers de collisions de simulations à N-corps et proposer un suivi dans le temps de la fraction de masse de noyau dans les proto-Terres. Nous montrons qu'une perte de 20% de manteau par rapport au noyau est en moyenne atteinte dans les simulations d'accrétion du modèle classique (Raymond et al., 2009). Une telle érosion mantellique représente fidèlement des proportions cohérentes avec les estimations du rapport en Fe/Mg de la Terre globale, à plus forte raison si les corps parents de celle-ci étaient les chondrites carbonnées. Les seules chondrites avec lesquelles il serait difficile de concilier les composition terrestres et l'érosion mantellique sont les EH qui possèdent déjà naturellement un rapport très élevé en Fe/Mg.

Il est cependant important de garder en tête la nature des hypothèses et approximations faites dans ce travail. Les processus de formation crustaux sont largement sous contraints (cf annexes .2) dans notre modèle en raison des paramètres (1) de coefficients de partage solide/liquide des RLEs, que l'on prend identiques à ceux que l'on retrouve typiquement pour des formations de MORB et (2) du taux de fusion partielle du manteau, supposé ici non seulement fixe au cours de l'histoire accrétionnelle mais en plus égal à 2.6%. Il s'agit d'une valeur faible qui a tendance à enrichir davantage la croûte ainsi formée

en éléments incompatibles, favorisant par la suite le fractionnement en RLEs. De plus, puisque les fichiers de collisions sont traités après la réalisation des simulations numériques à N-corps, le suivi du matériel éjecté et donc potentiellement réaccrété plus tardivement, est impossible. Il s'agit là d'une limitate importante du modèle qui pourrait avoir pour conséquence une diminution importante du fractionnement chimique final attendu pour la Terre à l'issue de son assemblage.

À terme nous proposerons une étude couplée entre l'érosion crustale et son influence sur la composition de la Terre silicatée et l'érosion mantellique et ses effets sur la composition de la Terre globale. Nous pensons qu'appliquée à différents scénarios dynamiques d'accrétion, cela pourrait apporter de fortes contraintes sur leur viabilité au regard des observables géochimiques que nous possédons. Dans cette thèse, nous n'avons malheureusement pas pu aller suffisamment loin dans l'étude de l'érosion mantellique pour permettre cela. En revanche, une des perspectives majeures de ce travail de thèse est de pouvoir appliquer le modèle que nous proposons d'après nos simulations SPH à différentes histoires collisionnelles de proto-Terres probables évoluant dans différents scénarios dynamiques. Nous aurons à ce stade traité les données dynamique et serons en mesure d'établir l'influence précise de la dynamique du système sur le fractionnement chimique. Nous pourrons donc comparer les résultats ainsi obtenus pour le manteau à ceux que nous avons déjà concernant l'érosion crustale. Notamment, puisque le modèle classique d'accrétion produit déjà une perte préférentielle de manteau conséquente de environ 20%, la question de la viabilité du Grand Tack, dynamiquement plus excité, se pose dans la mesure où 20% de perte préférentielle de matériel mantellique constitue déjà une borne supérieure acceptable au regard des observables géochimiques.

Appendices

Sont présents dans les annexes :

— Un discussion de la sensibilité du code EROD à la résolution des simulations d'accrétion auxquelles il est appliqué

— Une discussion des hypothèses faites concernant les processus de formation crustaux imposées au modèle EROD

— Des captures du système à différents temps pour différentes simulations SPH d'impacts géants dans des conditions d'impacts différentes

.1 Sensibilité du modèle EROD à la résolution des simulations à N-corps

Le modèle EROD utilisé pour produire les résultats respectifs des chapitres 4, 5 et 6 est construit à partir d'un certain nombres d'hypothèses et approximations qui doivent être explicitées et discutées. C'est l'objectif de ce chapitre. Un certain nombre d'hypothèses ont été toutefois discutées en fin de chapitre 4 dans le cadre des "supplementary materials" du premier article présenté. Nous ne reviendrons pas spécifiquement ici sur ces aspects.

Dans le cadre du chapitre 4, le modèle d'érosion utilisé ne fait pas appel au couplage entre les embryons : i.e. lorsqu'un impact géant se produit, l'ensemble du matériel accrété a une composition supposée chondritique, quelque soit l'histoire passé de l'impacteur en question. Cette hypothèse est supprimée dans la version actuelle de EROD qui prend en compte le couplage entre les embryons. Toutefois, cette amélioration du modèle le rend d'autant plus sensible à la résolution des simulations à N-corps. Cet effet est illustré en figure 7 dans laquelle nous représentons la valeur de ε du rapport Sm/Nd attendu pour les mêmes simulations numériques en fonction de différents rapports de masse initiale d'un embryon sur la masse d'un planétésimal (M_e/M_p). Pour produite cette figure, nous avons donc utilisé les mêmes fichiers de collision (celle du Grand Tack ici) et modifié à la main le nombre de planétésimaux. Par exemple, pour deux fois moins de planétésimaux dans le système, nous doublons la masse de chacun. C'est donc cela que le rapport M_e/M_p traduit ici. Nous constatons que pour une résolution suffisante, notre modèle converge vers une même valeur de fractionnement, en revanche, pour un nombre trop faible de planétésimaux relativement aux embryons présents dans le système, les valeurs ne sont plus fiables. Dans le cadre de notre version finale de EROD, les simulations classiques d'accrétion ne peuvent alors plus être testées puisque celles-ci se trouvent alors dans le régime divergent (avec ici un rapport M_e/M_p inférieur à 20.)

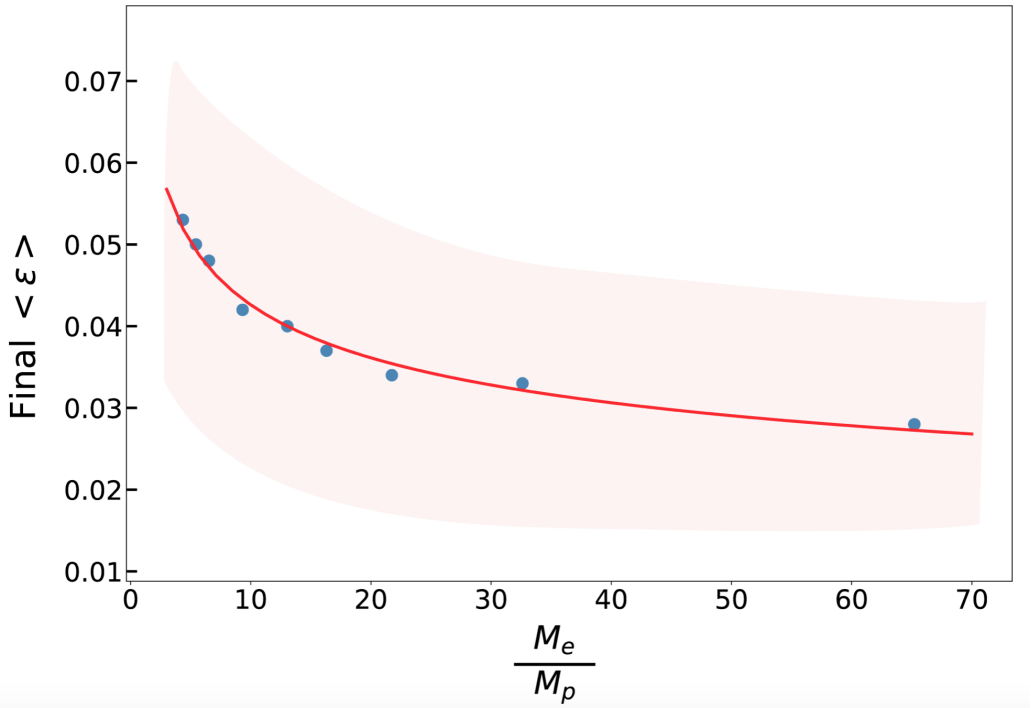

Figure 7 – Estimations du fractionnement final attendu en Sm/Nd de la Terre silicatée pour différentes résolutions des simulations à N-corps. La figure est réalisée à partir des fichiers de collisions du cas Grand Tack (Jacobson & Morbidelli, 2014) dans lesquels nous changeons volontairement le nombre (et donc la masse) des planétésimaux dans le système. Cela se traduit alors typiquement par une différence de rapport de masse typique d'un embryon sur un planétésimal dans le système en début de simulation, valeur alors représentée en abscisses. La zone rouge ombagée représente la déviation standard (1σ) associée. Pour un rapport inférieur à 20, notre modèle EROD diverge, en revanche, il converge vers une même valeur de fractionnement au delà. Cela met en évidence la sensibilité du modèle à la résolution des simulations à N-corps d'accrétion.

.2 Formation de la croûte

Le modèle EROD estime le fractionnement chimique en RLEs de la Terre silicatée en réponse à l'érosion collisionnelle. En revanche, il est très dépendant des processus de formation crustaux dans la mesure où chaque impact géant E-E est supposé induire une refonte globale de la Terre silicatée, produisant alors un nouveau phénomène de formation crustale qui a pour conséquence de ré-enrichir celle-ci en éléments incompatibles. Après un tel événement, il est donc plus simple, pour une même masse éjectée donnée, d'induire un fractionnement relatif entre deux éléments de degrés d'incompatibilité différents.

Les processus de formation crustaux sont largement sous contraints dans notre modèle en raison des paramètres (1) de coefficient de partage solide/liquide des RLEs, que l'on prend identique à ceux que l'on retrouve typiquement pour des formations de MORB ; et (2) du taux de fusion partielle du manteau. Dans ces conditions, il est donc important d'établir une quantification des effets que cela peut avoir sur le modèle proposé en termes de fractionnement chimique estimé au terme d'une histoire accrétionnelle donnée.
Les coefficients de partage solide/liquide des différents éléments chimiques peuvent varier selon le type de croûte formée comme cela est présenté dans le chapitre 2. La figure 8 illustre les différents spectres de terres rares qu'une croûte peut présenter selon son mode de formation. Trois types de croûtes différents sont représentés sur ce diagramme dans lequel la valeur de composition de la croûte est estimée par rapport à une composition de départ. Deux exemples sont pris à partir des données fournies par O'Neill et al. (2011). L'échantillon PC-151 est un échantillon présentant de faibles abondances en Ti et en éléments incompatibles au contraire de l'échantillon PC-162 qui, bien que contenant de faibles teneurs en Ti est lui enrichi en incompatibles. Le tracé bleu représente la composition initiale de la croûte que nous modélisons avec les coefficients de partages choisis (pour une croûte de type MORB) et le taux de fusion partielle f^1_{p-c} égale à 2.6%. Nous constatons que les abondances relatives des différents éléments peut en effet être très différente d'une roche à l'autre. En revanche, un point intéressant à noter concerne le rapport de Sm/Nd qui est finalement peu affecté par le type de roche formé. Cela est dû au fait que les rapports entre les coefficients de partage du Sm et du Nd ne varient que peu d'une roche à une autre. Aussi, la valeur des coefficients de partage sélectionnés dans l'étude pour le Sm et le Nd sont considérés robustes. Cela devrait en revanche être davantage exploré et développé à l'avenir en ce qui concerne les autres éléments chimiques testés.

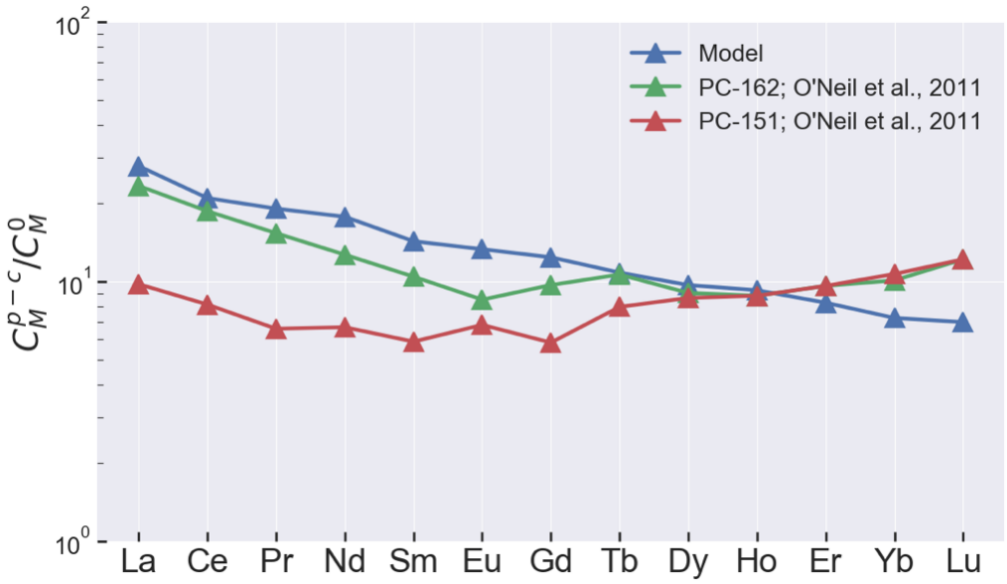

Figure 8 – Représentation de trois spectres de terres rares pour trois types de croûtes différents. En rouge, l'échantillon correspondant est nommé PC-151 (O'Neill et al., 2011), échantillon à faible teneur en Ti et appauvri en éléments incompatibles. En vert, il s'agit des mesures effectuées sur l'échantillon PC-162 (O'Neill et al., 2011) qui est également à faible teneur en Ti mais enrichi en éléments les plus incompatibles en revanche. Enfin en bleu, nous montrons la composition de la croûte que l'on impose dans notre modèle EROD avec les coefficients de partage choisis et le taux de fusion partielle sélectionné. Les éléments les plus incompatibles sont sur la gauche, et les moins incompatibles sur la droite. La composition de la proto-croûte affichée en ordonnée est normalisée ici à la composition des CI.

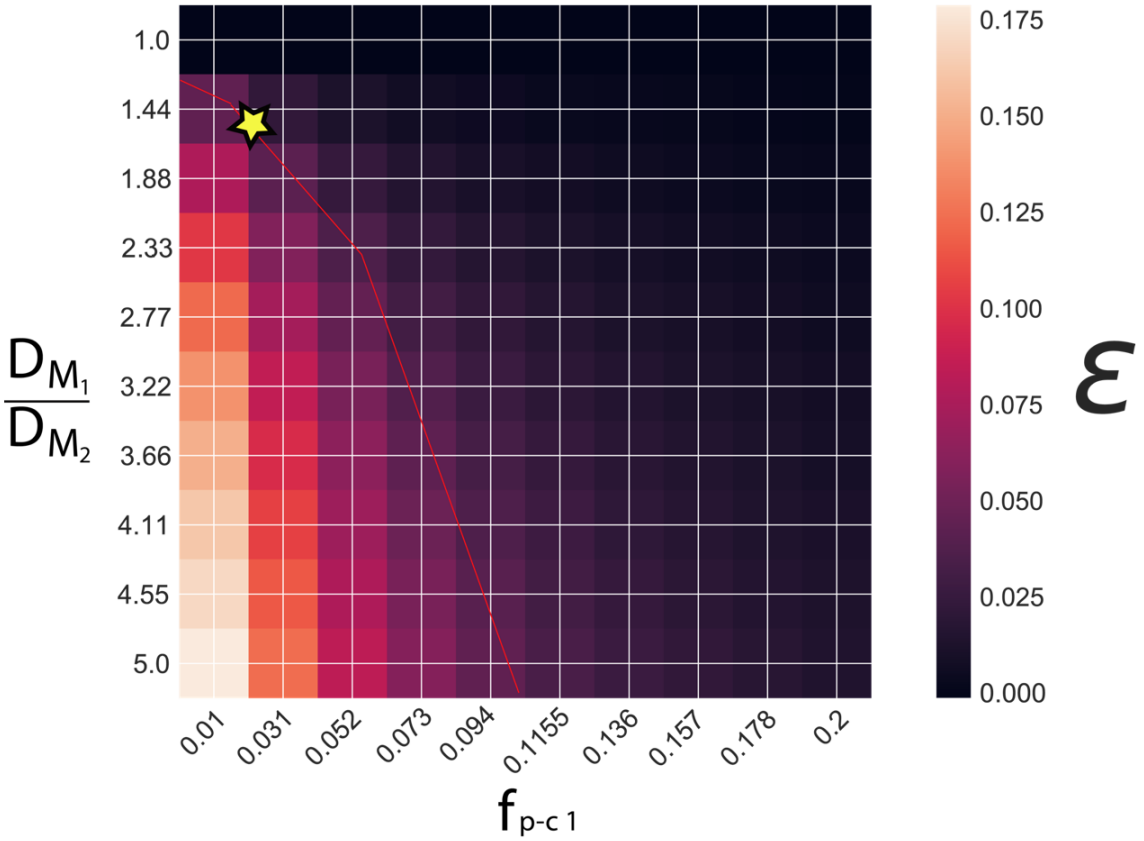

Figure 9 – Carte de variation de la valeur de fractionnement ϵ pour deux éléments donnés M_1 et M_2 en fonction à la fois de leurs rapports de degré d'incompatibilité et du taux de fusion partielle supposé dans le modèle EROD. ϵ est calculé par rapport à une composition initiale chondritique en Sm/Nd, et les rapports de coefficients de partage testés sont faits pour encadrer largement le rapport D_{Sm}/D_{Nd}. Aussi, la figure ne peut pas être directement appliquée à tous les rapports élémentaires testés dans l'étude.

Maintenant que nous avons illustré la possibilité pour une roche de présenter des abondances relatives différentes selon les coefficients de partage des éléments en fonction du type de croûte considéré, nous devons quantifier les effets que cela pourrait avoir sur le fractionnement chimique final estimé par notre modèle intégré sur des histoires collisionnelles complètes. Dans ce cas, nous représentons l'influence sur ε du rapport des coefficients de partage entre deux éléments donnés M_1 et M_2 en figure 9. ε est alors représenté par la couleur sur le diagramme, et le rapport de coefficients de partage est représenté en ordonnées. Nous faisons le choix ici d'estimer le ε correspondant à partir d'une composition initiale chondritique en Sm/Nd en encadrant largement le rapport D_{Sm}/D_{Nd}. Cette figure n'est donc pas applicable directement au rapport Rb/Sr par exemple pour lequel les coefficients de partage sont très différents. Toutefois, cela fournit une bonne idée de l'amplitude de variation à laquelle nous pouvons nous attendre sur ε en fonction des hypothèses de formation crustale posées ici. Sur la figure, l'influence du taux de fusion partielle sélectionnée est elle aussi représentée, en abscisses cette fois. À taux de fusion partielle fixe inférieur à

10%, l'influence du rapport des coefficients de partage des deux éléments considéré d'un rapport donné est important avec une amplitude de variation possible envisageable de plus 17% dans les cas les plus extrêmes pour les coefficients de partage testés en tous cas. En revanche, au delà de 10% de taux de fusion partielle, l'influence des coefficients de partage devient faible à négligeable. De plus, nous constatons également que plus deux éléments donnés ont des degrés d'incompatibilité différents, plus le taux de fusion partielle va avoir un effet important sur le résultat final de notre modèle. Il et donc important de garder en tête que les estimations fournies ici ne sont que des estimations de premier ordre qui fournissent une première évaluation quantifiée de l'influence des petits impacts planétésimaux-embryons au cours de la dernière phase d'accrétion sur la composition finale de la Terre silicatée, mais que les conclusions ne peuvent pas en l'état servir à exclure un scénario d'accrétion ou un autre.

.3 Simulations SPH d'impacts géants : d'autres exemples illustrés

L'illustration d'un exemple d'impact géant issu des simulations que nous avons réalisées est présenté en chapitre 7 en figure 7.2. Dans ce cas, les échelles de couleurs représentaient la pression des particules associées. Les paramètres d'impacts étaient les suivants : M_i/M_e =0.5 ; v_{imp}/v_{esc} =1 et θ =45°. Nous présentons ici deux nouvelles figures, correspondant à des exemples différents. Les couleurs ici dénoteront la nature du matériel associé à chaque particule : noyau en bleu foncé et manteau en turquoise. La figure 10 présente le cas d'un impact dans les conditions suivantes : M_i/M_e =0.1 ; v_{imp}/v_{esc} =1 et θ =45°. Il s'agit d'un impact majoritairement accrétant. La figure 11 présente le cas d'un impact dans les conditions suivantes : M_i/M_e =0.33 ; v_{imp}/v_{esc} =1.5 et θ =45°. Ici, il s'agit d'un impact "hit-and-run" non parfait (l'impacté ne reste pas parfaitement intact).

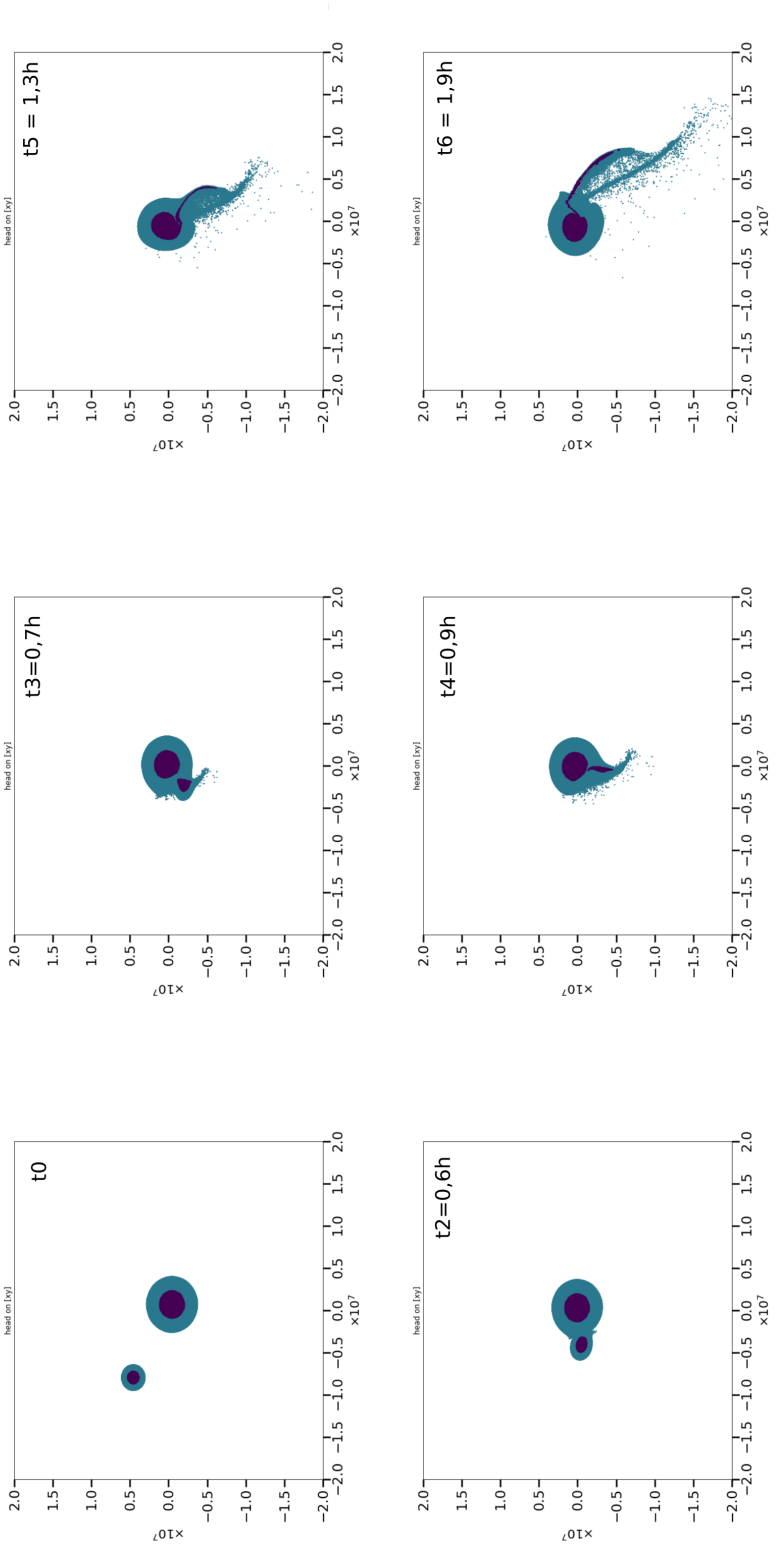

Figure 10 – Captures du système à différents temps : position des particules (1 point = 1 particule) sur la section transversale dans le plan [xy] lors d'une simulation SPH d'impact. Les paramètres d'impact associés sont les suivants : M_i/M_e =0.1 ; v_{imp}/v_{esc} =1 et θ =45°.

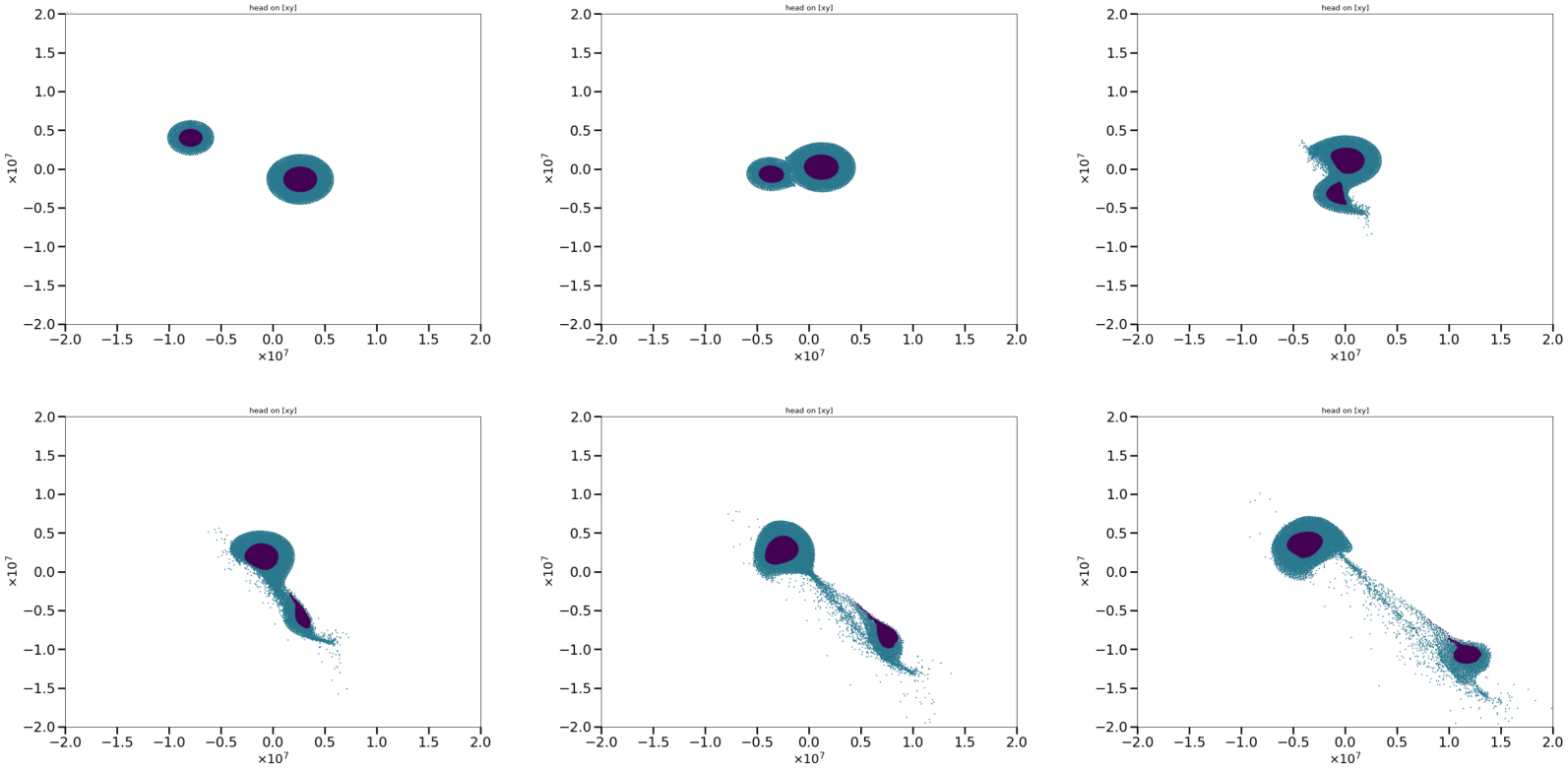

Figure 11 – Captures du système à différents temps : position des particules (1 point = 1 particule) sur la section transversale dans le plan [xy] lors d'une simulation SPH d'impact. Les paramètres d'impact associés sont les suivants : M_i/M_e =0.33 ; v_{imp}/v_{esc} =1.5 et θ =45°.

Bibliographie

Aarseth, S., Lin, D., & Palmer, P. 1993 Evolution of planetesimals. ii. numerical simulations. *The Astrophysical Journal* **403**, 351.

Abe, Y. 1997 Thermal and chemical evolution of the terrestrial magma ocean. *Physics of the Earth and Planetary Interiors* **100**, 27–39.

Agnor, C. & Asphaug, E. 2004 Accretion efficiency during planetary collisions. *The Astrophysical Journal Letters* **613**, L157.

Agnor, C. B., Canup, R. M., & Levison, H. F. 1999 On the character and consequences of large impacts in the late stage of terrestrial planet formation. *Icarus* **142**, 219–237.

Albarède, F. 2009 *Geochemistry: an introduction*. Cambridge University Press.

Albarede, F. 2009 Volatile accretion history of the terrestrial planets and dynamic implications. *Nature* **461**, 1227–1233.

Allègre, C., Manhès, G., & Lewin, É. 2001 Chemical composition of the earth and the volatility control on planetary genetics. *Earth and Planetary Science Letters* **185**, 49–69.

Allègre, C. J., Poirier, J.-P., Humler, E., & Hofmann, A. W. 1995 The chemical composition of the earth. *Earth and Planetary Science Letters* **134**, 515–526.

Allègre, C. J., Staudacher, T., Sarda, P., & Kurz, M. 1983 Constraints on evolution of earth's mantle from rare gas systematics. *Nature* **303**, 762–766.

Amelin, Y. 2008 The u–pb systematics of angrite sahara 99555. *Geochimica et Cosmochimica Acta* **72**, 4874–4885.

Andreasen, R. & Sharma, M. 2006 Solar nebula heterogeneity in p-process samarium and neodymium isotopes. *Science* **314**, 806–809.

Andrews, S. M., Wilner, D. J., Zhu, Z., Birnstiel, T., Carpenter, J. M., Pérez, L. M., Bai, X.-N., Öberg, K. I., Hughes, A. M., Isella, A., & others 2016 Ringed substructure and a gap at 1 au in the nearest protoplanetary disk. *The Astrophysical Journal Letters* **820**, L40.

Araki, T., Enomoto, S., Furuno, K., Gando, Y., Ichimura, K., Ikeda, H., Inoue, K., Kishimoto, Y., Koga, M., Koseki, Y., & others 2005 Experimental investigation of geologically produced antineutrinos with kamland. *Nature* **436**, 499.

Asphaug, E. 1997 Impact origin of the vesta family. *Meteoritics & Planetary Science* **32**, 965–980.

Asphaug, E. 2009 Growth and evolution of asteroids. *Annual Review of Earth and Planetary Sciences* **37**, 413–448.

Asphaug, E. 2010 Similar-sized collisions and the diversity of planets. *Geochemistry* **70**, 199–219.

Badro, J., Siebert, J., & Nimmo, F. 2016 An early geodynamo driven by exsolution of mantle components from earth?s core. *Nature* **536**, 326–328.

Barge, P. & Pellat, R. 1990 Self-consistent velocity dispersions and mass spectra in the protoplanetary cloud. *Icarus* **85**, 481–498.

Barge, P. & Pellat, R. 1991 Mass spectrum and velocity dispersions during planetesimal accumulation: I. accretion. *Icarus* **93**, 270–287.

Barrat, J.-A., Zanda, B., Moynier, F., Bollinger, C., Liorzou, C., & Bayon, G. 2012 Geochemistry of ci chondrites: Major and trace elements, and cu and zn isotopes. *Geochimica et Cosmochimica Acta* **83**, 79–92.

Bennett, V. C., Brandon, A. D., & Nutman, A. P. 2007 Coupled 142nd-143nd isotopic evidence for hadean mantle dynamics. *Science* **318**, 1907–1910.

Benz, W., Anic, A., Horner, J., & Whitby, J. A. 2008 The origin of mercury. In *Mercury*, pages 7–20. Springer.

Benz, W. & Asphaug, E. 1999 Catastrophic disruptions revisited. *arXiv preprint astro-ph/9907117*.

Benz, W. & Cameron, A. 1990 Terrestrial effects of the giant impact. *Origin of the Earth*, 61–67.

Benz, W., Cameron, A., & Melosh, H. 1989 The origin of the moon and the single-impact hypothesis iii. *Icarus* **81**, 113–131.

Benz, W., Slattery, W. L., & Cameron, A. 1988 Collisional stripping of mercury's mantle. *Icarus* **74**, 516–528.

Binzel, R. P. & Xu, S. 1993 Chips off of asteroid 4 vesta: Evidence for the parent body of basaltic achondrite meteorites. *Science* **260**, 186–191.

Birch, F. 1952 Elasticity and constitution of the earth's interior. *Journal of Geophysical Research* **57**, 227–286.

Birch, F. 1964 Density and composition of mantle and core. *Journal of geophysical research* **69**, 4377–4388.

Birch, F. 1965 Speculations on the earth's thermal history. *Geological Society of America Bulletin* **76**, 133–154.

Bitsch, B., Izidoro, A., Johansen, A., Raymond, S. N., Morbidelli, A., Lambrechts, M., & Jacobson, S. A. 2019 Formation of planetary systems by pebble accretion and migration: growth of gas giants. *Astronomy & Astrophysics* **623**, A88.

Bizzarro, M., Baker, J. A., Haack, H., & Lundgaard, K. L. 2005 Rapid timescales for accretion and melting of differentiated planetesimals inferred from 26al-26mg chronometry. *The Astrophysical Journal Letters* **632**, L41.

Boehnke, P. & Harrison, T. M. 2016 Illusory late heavy bombardments. *Proceedings of the National Academy of Sciences* **113**, 10802–10806.

Bollard, J., Connelly, J. N., Whitehouse, M. J., Pringle, E. A., Bonal, L., Jørgensen, J. K., Nordlund, Å., Moynier, F., & Bizzarro, M. 2017 Early formation of planetary building blocks inferred from pb isotopic ages of chondrules. *Science advances* **3**, e1700407.

Bonsor, A., Leinhardt, Z. M., Carter, P. J., Elliott, T., Walter, M. J., & Stewart, S. T. 2015 A collisional origin to earth?s non-chondritic composition? *Icarus* **247**, 291–300.

Borg, L. E., Connelly, J. N., Boyet, M., & Carlson, R. W. 2011 Chronological evidence that the moon is either young or did not have a global magma ocean. *Nature* **477**, 70.

Borg, L. E. & Draper, D. S. 2003 A petrogenetic model for the origin and compositional variation of the martian basaltic meteorites. *Meteoritics & Planetary Science* **38**, 1713–1731.

Bottke Jr, W. F., Durda, D. D., Nesvornỳ, D., Jedicke, R., Morbidelli, A., Vokrouhlickỳ, D., & Levison, H. 2005 The fossilized size distribution of the main asteroid belt. *Icarus* **175**, 111–140.

Boujibar, A., Andrault, D., Bolfan-Casanova, N., Bouhifd, M. A., & Monteux, J. 2015 Cosmochemical fractionation by collisional erosion during the earth/'s accretion. *Nature communications* **6**.

Bourdon, B., Touboul, M., Caro, G., & Kleine, T. 2008 Early differentiation of the earth and the moon. *Philosophical Transactions of the Royal Society A: Mathematical, Physical and Engineering Sciences* **366**, 4105–4128.

Bouvier, A. & Boyet, M. 2016 Primitive solar system materials and earth share a common initial 142 nd abundance. *Nature* **537**, 399.

Bouvier, A., Vervoort, J. D., & Patchett, P. J. 2008 The lu–hf and sm–nd isotopic composition of chur: constraints from unequilibrated chondrites and implications for the bulk composition of terrestrial planets. *Earth and Planetary Science Letters* **273**, 48–57.

Bouvier, J. 2008 Lithium depletion and the rotational history of exoplanet host stars. *Astronomy & Astrophysics* **489**, L53–L56.

Bouvier, L. C., Costa, M. M., Connelly, J. N., Jensen, N. K., Wielandt, D., Storey, M., Nemchin, A. A., Whitehouse, M. J., Snape, J. F., Bellucci, J. J., & others 2018 Evidence for extremely rapid magma ocean crystallization and crust formation on mars. *Nature* **558**, 586–589.

Boyet, M., Blichert-Toft, J., Rosing, M., Storey, M., Télouk, P., & Albarède, F. 2003 142nd evidence for early earth differentiation. *Earth and Planetary Science Letters* **214**, 427–442.

Boyet, M., Bouvier, A., Frossard, P., Hammouda, T., Garçon, M., & Gannoun, A. 2018 Enstatite chondrites el3 as building blocks for the earth: The debate over the 146sm–142nd systematics. *Earth and Planetary Science Letters* **488**, 68–78.

Boyet, M. & Carlson, R. 2005 142nd evidence for early (> 4.53 ga) global differentiation of the silicate earth. *Science* **309**, 576–581.

Boyet, M., Carlson, R. W., Borg, L. E., & Horan, M. 2015 Sm–nd systematics of lunar ferroan anorthositic suite rocks: constraints on lunar crust formation. *Geochimica et Cosmochimica Acta* **148**, 203–218.

Brett, R. 1984 Chemical equilibration of the earth's core and upper mantle. *Geochimica et Cosmochimica Acta* **48**, 1183–1188.

Burkhardt, C., Borg, L., Brennecka, G., Shollenberger, Q., Dauphas, N., & Kleine, T. 2016 A nucleosynthetic origin for the earth?s anomalous 142 nd composition. *Nature* **537**, 394.

Byerly, B. L. & Lassiter, J. C. 2014 Isotopically ultradepleted domains in the convecting upper mantle: implications for morb petrogenesis. *Geology* **42**, 203–206.

Cameron, A. 2000 Higher-resolution simulations of the giant impact. *Origin of the Earth and Moon*, 133–144.

Cameron, A. & Benz, W. 1991 The origin of the moon and the single impact hypothesis iv. *Icarus* **92**, 204–216.

Cameron, A. G. & Ward, W. R. 1976 The origin of the moon. In *Lunar and Planetary Science Conference*, volume 7.

Campbell, I. H. & O'Neill, H. S. C. 2012 Evidence against a chondritic earth. *Nature* **483**, 553.

Canup, R. & Agnor, C. 1998 Accretion of terrestrial planets and the earth-moon system. In *Origin of the Earth and Moon*, volume 957, page 4.

Canup, R. M. 2004 Simulations of a late lunar-forming impact. *Icarus* **168**, 433–456.

Canup, R. M. 2008 Accretion of the earth. *Philosophical Transactions of the Royal Society A: Mathematical, Physical and Engineering Sciences* **366**, 4061–4075.

Canup, R. M. & Agnor, C. B. 2000 Accretion of the terrestrial planets and the earth–moon system. *Origin of the Earth and Moon*, 113–129.

Canup, R. M. & Asphaug, E. 2001 Origin of the moon in a giant impact near the end of the earth's formation. *Nature* **412**, 708–712.

Carlson, R. W., Borg, L. E., Gaffney, A. M., & Boyet, M. 2014 Rb-sr, sm-nd and lu-hf isotope systematics of the lunar mg-suite: the age of the lunar crust and its relation to the time of moon formation. *Philosophical Transactions of the Royal Society A: Mathematical, Physical and Engineering Sciences* **372**, 20130246.

Caro, G., Bourdon, B., Birck, J.-L., & Moorbath, S. 2003 146 sm–142 nd evidence from isua metamorphosed sediments for early differentiation of the earth's mantle. *Nature* **423**, 428–432.

Caro, G., Bourdon, B., Halliday, A. N., & Quitté, G. 2008 Super-chondritic sm/nd ratios in mars, the earth and the moon. *Nature* **452**, 336–339.

Carter, P. J., Leinhardt, Z. M., Elliott, T., Stewart, S. T., & Walter, M. J. 2018 Collisional stripping of planetary crusts. *Earth and Planetary Science Letters* **484**, 276–286.

Carter, P. J., Leinhardt, Z. M., Elliott, T., Walter, M. J., & Stewart, S. T. 2015 Compositional evolution during rocky protoplanet accretion. *The Astrophysical Journal* **813**, 72.

Casassus, S., van der Plas, G., Perez, S., Dent, W. R., Fomalont, E., Hagelberg, J., Hales, A., Jordán, A., Mawet, D., Ménard, F., & others 2013 Flows of gas through a protoplanetary gap. *Nature* **493**, 191–194.

Chambers, J. 2001 Making more terrestrial planets. *Icarus* **152**, 205–224.

Chambers, J. 2006 Meteoritic diversity and planetesimal formation. *Meteorites and the early solar system II*, 487–497.

Chambers, J. 2013 Late-stage planetary accretion including hit-and-run collisions and fragmentation. *Icarus* **224**, 43–56.

Chambers, J. & Wetherill, G. 2001 Planets in the asteroid belt. *Meteoritics & Planetary Science* **36**, 381–399.

Chambers, J. E. 1999 A hybrid symplectic integrator that permits close encounters between massive bodies. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* **304**, 793–799.

Chou, C.-L. 1978 Fractionation of siderophile elements in the earth's upper mantle. In *Lunar and Planetary Science Conference Proceedings*, volume 9.

Chyba, C. F. 1991 Terrestrial mantle siderophiles and the lunar impact record. *Icarus* **92**, 217–233.

Clark Jr, S. P. & Ringwood, A. 1964 Density distribution and constitution of the mantle. *Reviews of Geophysics* **2**, 35–88.

Clement, M. S., Kaib, N. A., Raymond, S. N., Chambers, J. E., & Walsh, K. J. 2019 The early instability scenario: Terrestrial planet formation during the giant planet instability, and the effect of collisional fragmentation. *Icarus* **321**, 778–790.

Clement, M. S., Kaib, N. A., Raymond, S. N., & Walsh, K. J. 2018 Mars? growth stunted by an early giant planet instability. *Icarus* **311**, 340–356.

Connelly, J., Bollard, J., & Bizzarro, M. 2017 Pb–pb chronometry and the early solar system. *Geochimica et Cosmochimica Acta* **201**, 345–363.

Connelly, J. N., Bizzarro, M., Krot, A. N., Nordlund, Å., Wielandt, D., & Ivanova, M. A. 2012 The absolute chronology and thermal processing of solids in the solar protoplanetary disk. *Science* **338**, 651–655.

Consolmagno, G. J. & Drake, M. J. 1977 Composition and evolution of the eucrite parent body: Evidence from rare earth elements. *Geochimica et Cosmochimica Acta* **41**, 1271–1282.

Craddock, R. A. 2011 Are phobos and deimos the result of a giant impact? *Icarus* **211**, 1150–1161.

Dauphas, N. 2017 The isotopic nature of the earth?s accreting material through time. *Nature* **541**, 521–524.

Dauphas, N. & Pourmand, A. 2011 Hf–w–th evidence for rapid growth of mars and its status as a planetary embryo. *Nature* **473**, 489–492.

Davies, J. H. & Davies, D. R. 2010 Earth's surface heat flux. *Solid Earth* **1**, 5–24.

Deguen, R., Landeau, M., & Olson, P. 2014 Turbulent metal–silicate mixing, fragmentation, and equilibration in magma oceans. *Earth and Planetary Science Letters* **391**, 274–287.

DePaolo, D. & Wasserburg, G. 1976 Nd isotopic variations and petrogenetic models. *Geophysical Research Letters* **3**, 249–252.

DePaolo, D. J. 1981 Nd isotopic studies: some new perspectives on earth structure and evolution. *Eos, Transactions American Geophysical Union* **62**, 137–137.

Drake, M. J. & Righter, K. 2002 Determining the composition of the earth. *Nature* **416**, 39–44.

Duncan, M. J., Levison, H. F., & Lee, M. H. 1998 A multiple time step symplectic algorithm for integrating close encounters. *The Astronomical Journal* **116**, 2067.

Dwyer, C. A., Nimmo, F., & Chambers, J. E. 2015 Bulk chemical and hf–w isotopic consequences of incomplete accretion during planet formation. *Icarus* **245**, 145–152.

Dye, S. 2012 Geoneutrinos and the radioactive power of the earth. *Reviews of Geophysics* **50**.

Dziewonski, A. M. & Anderson, D. L. 1981 Preliminary reference earth model. *Physics of the earth and planetary interiors* **25**, 297–356.

Elkins-Tanton, L. T., Weiss, B. P., & Zuber, M. T. 2011 Chondrites as samples of differentiated planetesimals. *Earth and Planetary Science Letters* **305**, 1–10.

Fernandez, J. & Ip, W.-H. 1984 Some dynamical aspects of the accretion of uranus and neptune: The exchange of orbital angular momentum with planetesimals. *Icarus* **58**, 109–120.

Fiorentini, G., Lissia, M., Mantovani, F., & Ricci, B. 2006 Geo-neutrinos: from theory to the kamland results. *Earth, Moon, and Planets* **99**, 91–110.

Fischer, R. A. & Campbell, A. J. 2015 The axial ratio of hcp fe and fe–ni–si alloys to the conditions of earth?s inner core. *American Mineralogist* **100**, 2718–2724.

Fischer-Gödde, M. & Kleine, T. 2017 Ruthenium isotopic evidence for an inner solar system origin of the late veneer. *Nature* **541**, 525–527.

Fitoussi, C., Bourdon, B., Kleine, T., Oberli, F., & Reynolds, B. C. 2009 Si isotope systematics of meteorites and terrestrial peridotites: implications for mg/si fractionation in the solar nebula and for si in the earth's core. *Earth and Planetary Science Letters* **287**, 77–85.

Friedman, A., Milsted, J., Metta, D., Henderson, D., Lerner, J., Harkness, A., & Op, D. R. 1966 Alpha decay half lives of 148gd 150gd and 146sm. *Radiochimica Acta* **5**, 192–194.

Froude, D. O., Ireland, T. R., Kinny, P. D., Williams, I. S., Compston, W., Williams, I. R., & Myers, J. S. 1983 Ion microprobe identification of 4,100–4,200 myr-old terrestrial zircons. *Nature* **304**, 616–618.

Gaffey, M. J. & McCord, T. B. 1978 Asteroid surface materials: Mineralogical characterizations from reflectance spectra. *Space Science Reviews* **21**, 555–628.

Gallet, F. & Bouvier, J. 2013 Improved angular momentum evolution model for solar-like stars. *Astronomy & Astrophysics* **556**, A36.

Genda, H., Iizuka, T., Sasaki, T., Ueno, Y., & Ikoma, M. 2017 Ejection of iron-bearing giant-impact fragments and the dynamical and geochemical influence of the fragment re-accretion. *Earth and Planetary Science Letters* **470**, 87–95.

Genda, H., Kobayashi, H., & Kokubo, E. 2015 Warm debris disks produced by giant impacts during terrestrial planet formation. *The Astrophysical Journal* **810**, 136.

Genda, H., Kokubo, E., & Ida, S. 2011 Merging criteria for giant impacts of protoplanets. *The Astrophysical Journal* **744**, 137.

Goldich, S. & Wooden, J. 1980 Origin of the morton gneiss, southwestern minnesota: part 3. geochronology. *Geol. Soc. Am. Spec. Pap* **182**, 77–94.

Goldschmidt, V. 1923 und thomassen, l. *Geochemische Verteilungsgesetze der Elemente III. Röntgenographische Untersuchungen über die Verteilung der Seltenen Erdmetalle in Mineralen. Vid. selsk. skr. Mat.-naturv. kl* **1**.

Goldschmidt, V. M. 1937 The principles of distribution of chemical elements in minerals and rocks. the seventh hugo müller lecture, delivered before the chemical society on march 17th, 1937. *Journal of the Chemical Society (Resumed)*, 655–673.

Gomes, R., Levison, H. F., Tsiganis, K., & Morbidelli, A. 2005 Origin of the cataclysmic late heavy bombardment period of the terrestrial planets. *Nature* **435**, 466–469.

Greenberg, R., Wacker, J. F., Hartmann, W. K., & Chapman, C. R. 1978 Planetesimals to planets: Numerical simulation of collisional evolution. *Icarus* **35**, 1–26.

Greenwood, R. C., Franchi, I. A., Jambon, A., & Buchanan, P. C. 2005 Widespread magma oceans on asteroidal bodies in the early solar system. *Nature* **435**, 916–918.

Grossman, L. & Larimer, J. W. 1974 Early chemical history of the solar system. *Reviews of Geophysics* **12**, 71–101.

Guo, B., Liu, S., Zhang, J., & Yan, M. 2015 Zircon u–pb–hf isotope systematics and geochemistry of helong granite-greenstone belt in southern jilin province, china: Implications for neoarchean crustal evolution of the northeastern margin of north china craton. *Precambrian Research* **271**, 254–277.

Haghighipour, N. & Boss, A. P. 2003 On pressure gradients and rapid migration of solids in a nonuniform solar nebula. *The Astrophysical Journal* **583**, 996.

Hahn, J. M. & Malhotra, R. 1999 Orbital evolution of planets embedded in a planetesimal disk. *The Astronomical Journal* **117**, 3041.

Halliday, A. & Porcelli, D. 2001 In search of lost planets–the paleocosmochemistry of the inner solar system. *Earth and Planetary Science Letters* **192**, 545–559.

Halliday, A., Wänke, H., Birck, J.-L., & Clayton, R. 2001 The accretion, composition and early differentiation of mars. *Space Science Reviews* **96**, 197–230.

Halliday, A. N. 2004 Mixing, volatile loss and compositional change during impact-driven accretion of the earth. *Nature* **427**, 505–509.

Halliday, A. N. 2013 The origins of volatiles in the terrestrial planets. *Geochimica et Cosmochimica Acta* **105**, 146–171.

Hamilton, P., O'nions, R., Bridgwater, D., & Nutman, A. 1983 Sm-nd studies of archaean metasediments and metavolcanics from west greenland and their implications for the earth's early history. *Earth and Planetary Science Letters* **62**, 263–272.

Hamilton, P., O'nions, R., Evensen, N., Bridgwater, D., & Allaart, J. H. 1978 Sm–nd isotopic investigations of isua supracrustals and implications for mantle evolution. *Nature* **272**, 41–43.

Harper, C. L. & Jacobsen, S. B. 1992 Evidence from coupled 147sm–143nd and 146sm–142nd systematics for very early (4.5-gyr) differentiation of the earth's mantle. *Nature* **360**, 728–732.

Harper, C. L., Nyquist, L. E., Bansal, B., Wiesmann, H., & Shih, C.-Y. 1995 Rapid accretion and early differentiation of mars indicated by 142nd/144nd in snc meteorites. *Science* **267**, 213–217.

Hartmann, W., Ryder, G., Dones, L., & Grinspoon, D. 2000 The time-dependent intense bombardment of the primordial earth/moon system. *Origin of the Earth and Moon*, 493–512.

Hartmann, W. K. 2019 History of the terminal cataclysm paradigm: Epistemology of a planetary bombardment that never (?) happened. *Geosciences* **9**, 285.

Hartmann, W. K. & Davis, D. R. 1975 Satellite-sized planetesimals and lunar origin. *Icarus* **24**, 504–515.

Hayashi, C., Nakazawa, K., & Adachi, I. 1977 Long-term behavior of planetesimals and the formation of the planets. *Publications of the Astronomical Society of Japan* **29**, 163–196.

Hayashi, C., Nakazawa, K., & Nakagawa, Y. 1985 Formation of the solar system. In *Protostars and planets II*.

Hellyer, B. 1970 The fragmentation of the asteroids. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* **148**, 383–390.

Hin, R. C., Coath, C. D., Carter, P. J., Nimmo, F., Lai, Y.-J., von Strandmann, P. A. P., Willbold, M., Leinhardt, Z. M., Walter, M. J., & Elliott, T. 2017 Magnesium isotope evidence that accretional vapour loss shapes planetary compositions. *Nature* **549**, 511–515.

Holsapple, K. A. & Housen, K. R. 2007 A crater and its ejecta: An interpretation of deep impact. *Icarus* **191**, 586–597.

Holzheid, A., Sylvester, P., O'neill, H. S. C., Rubie, D., & Palme, H. 2000 Evidence for a late chondritic veneer in the earth's mantle from high-pressure partitioning of palladium and platinum. *Nature* **406**, 396–399.

Hostetler, C. & Drake, M. 1980 On the early global melting of the terrestrial planets. In *Lunar and Planetary Science Conference Proceedings*, volume 11, pages 1915–1929.

Housen, K. R. & Holsapple, K. A. 2011 Ejecta from impact craters. *Icarus* **211**, 856–875.

Huang, S., Jacobsen, S. B., & Mukhopadhyay, S. 2013 147sm-143nd systematics of earth are inconsistent with a superchondritic sm/nd ratio. *Proceedings of the National Academy of Sciences* **110**, 4929–4934.

Ida, S. & Nakazawa, K. 1989 Collisional probability of planetesimals revolving in the solar gravitational field. iii. *Astronomy and Astrophysics* **224**, 303–315.

Izidoro, A. & Raymond, S. N. 2018 Formation of terrestrial planets. *arXiv preprint arXiv:1803.08830*.

Izidoro, A., Raymond, S. N., Pierens, A., Morbidelli, A., Winter, O. C., & Nesvorny, D. 2016 The asteroid belt as a relic from a chaotic early solar system. *The Astrophysical Journal* **833**, 40.

Jackson, M. G. & Jellinek, A. M. 2013 Major and trace element composition of the high 3he/4he mantle: Implications for the composition of a nonchonditic earth. *Geochemistry, Geophysics, Geosystems* **14**, 2954–2976.

Jacobson, S. A. & Morbidelli, A. 2014 Lunar and terrestrial planet formation in the grand tack scenario. *Philosophical Transactions of the Royal Society A: Mathematical, Physical and Engineering Sciences* **372**, 20130174.

Jacobson, S. A., Morbidelli, A., Raymond, S. N., O'Brien, D. P., Walsh, K. J., & Rubie, D. C. 2014 Highly siderophile elements in earth?s mantle as a clock for the moon-forming impact. *Nature* **508**, 84.

Jagoutz, E., Palme, H., Baddenhausen, H., Blum, K., Cendales, M., Dreibus, G., Spettel, B., Lorenz, V., & Wänke, H. 1979 The abundances of major, minor and trace elements in the earth's mantle as derived from primitive ultramafic nodules. In *Lunar and Planetary Science Conference Proceedings*, volume 10, pages 2031–2050.

Jaupart, C., Labrosse, S., & Mareschal, J. 2007 Temperatures, heat and energy in the mantle of the earth, treatise on geophysics, mantle dynamics, vol. 7, edited by d. bercovici and g. schubert.

Javoy, M. 1995 The integral enstatite chondrite model of the earth. *Geophysical Research Letters* **22**, 2219–2222.

Javoy, M., Kaminski, E., Guyot, F., Andrault, D., Sanloup, C., Moreira, M., Labrosse, S., Jambon, A., Agrinier, P., Davaille, A., & others 2010 The chemical composition of the earth: Enstatite chondrite models. *Earth and Planetary Science Letters* **293**, 259–268.

Jellinek, A. & Jackson, M. 2015 Connections between the bulk composition, geodynamics and habitability of earth. *Nature Geoscience* **8**, 587–593.

Johansen, A., Blum, J., Tanaka, H., Ormel, C., Bizzarro, M., & Rickman, H. 2014 The multifaceted planetesimal formation process. *arXiv preprint arXiv:1402.1344*.

Johansen, A. & Lacerda, P. 2010 Prograde rotation of protoplanets by accretion of pebbles in a gaseous environment. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* **404**, 475–485.

Johansen, A. & Lambrechts, M. 2017 Forming planets via pebble accretion. *Annual Review of Earth and Planetary Sciences* **45**, 359–387.

Johansen, A., Mac Low, M.-M., Lacerda, P., & Bizzarro, M. 2015 Growth of asteroids, planetary embryos, and kuiper belt objects by chondrule accretion. *Science Advances* **1**, e1500109.

Johansen, A., Youdin, A., & Mac Low, M.-M. 2009 Particle clumping and planetesimal formation depend strongly on metallicity. *The Astrophysical Journal Letters* **704**, L75.

Jones, R. E., van Keken, P. E., Hauri, E. H., Tucker, J. M., Vervoort, J., & Ballentine, C. J. 2019 Origins of the terrestrial hf-nd mantle array: evidence from a combined geodynamical-geochemical approach. *Earth and Planetary Science Letters* **518**, 26–39.

Keppens, R., MacGregor, K., & Charbonneau, P. 1995 On the evolution of rotational velocity distributions for solar-type stars. *Astronomy and Astrophysics* **294**, 469–487.

Kimura, K., Lewis, R. S., & Anders, E. 1974 Distribution of gold and rhenium between nickel-iron and silicate melts: implications for the abundance of siderophile elements on the earth and moon. *Geochimica et Cosmochimica Acta* **38**, 683–701.

Kinoshita, N., Paul, M., Kashiv, Y., Collon, P., Deibel, C., DiGiovine, B., Greene, J., Henderson, D., Jiang, C., Marley, S., & others 2012 A shorter 146sm half-life measured and implications for 146sm-142nd chronology in the solar system. *Science* **335**, 1614–1617.

Klein, E. M. & Langmuir, C. H. 1987 Global correlations of ocean ridge basalt chemistry with axial depth and crustal thickness. *Journal of Geophysical Research: Solid Earth* **92**, 8089–8115.

Kleine, T., Mezger, K., Münker, C., Palme, H., & Bischoff, A. 2004 182hf-182w isotope systematics of chondrites, eucrites, and martian meteorites: Chronology of core formation and early mantle differentiation in vesta and mars. *Geochimica et Cosmochimica Acta* **68**, 2935–2946.

Kleine, T., Münker, C., Mezger, K., & Palme, H. 2002 Rapid accretion and early core formation on asteroids and the terrestrial planets from hf–w chronometry. *Nature* **418**, 952–955.

Kleine, T., Palme, H., Mezger, K., & Halliday, A. N. 2005 Hf-w chronometry of lunar metals and the age and early differentiation of the moon. *Science* **310**, 1671–1674.

Kokubo, E. & Ida, S. 2000 Formation of protoplanets from planetesimals in the solar nebula. *Icarus* **143**, 15–27.

Kokubo, E. & Ida, S. 2002 Formation of protoplanet systems and diversity of planetary systems. *The Astrophysical Journal* **581**, 666.

Kruijer, T., Touboul, M., Fischer-Gödde, M., Bermingham, K., Walker, R., & Kleine, T. 2014 Protracted core formation and rapid accretion of protoplanets. *Science* **344**, 1150–1154.

Labrosse, S., Hernlund, J., & Coltice, N. 2007 A crystallizing dense magma ocean at the base of the earth?s mantle. *Nature* **450**, 866–869.

Lambrechts, M. & Johansen, A. 2012 Rapid growth of gas-giant cores by pebble accretion. *Astronomy & Astrophysics* **544**, A32.

Lambrechts, M. & Johansen, A. 2014 Forming the cores of giant planets from the radial pebble flux in protoplanetary discs. *Astronomy & Astrophysics* **572**, A107.

Lambrechts, M., Johansen, A., & Morbidelli, A. 2014 Separating gas-giant and ice-giant planets by halting pebble accretion. *Astronomy & Astrophysics* **572**, A35.

Landeau, M., Deguen, R., & Olson, P. 2014 Experiments on the fragmentation of a buoyant liquid volume in another liquid. *Journal of fluid mechanics* **749**, 478–518.

Langmuir, C. H., Klein, E. M., & Plank, T. 1992 Petrological systematics of mid-ocean ridge basalts: Constraints on melt generation beneath ocean ridges. *Mantle flow and melt generation at mid-ocean ridges* **71**, 183–280.

Laskar, J. 1997 Large scale chaos and the spacing of the inner planets. *Astronomy and Astrophysics* **317**, L75–L78.

Lee, D.-C. & Halliday, A. N. 1995 Hafnium–tungsten chronometry and the timing of terrestrial core formation. *Nature* **378**, 771–774.

Leinhardt, Z. M., Dobinson, J., Carter, P. J., & Lines, S. 2015 Numerically predicted indirect signatures of terrestrial planet formation. *The Astrophysical Journal* **806**, 23.

Leinhardt, Z. M. & Stewart, S. T. 2011 Collisions between gravity-dominated bodies. i. outcome regimes and scaling laws. *The Astrophysical Journal* **745**, 79.

Lissauer, J. J. 1987 Timescales for planetary accretion and the structure of the protoplanetary disk. *Icarus* **69**, 249–265.

Lissauer, J. J., Pollack, J. B., Wetherill, G. W., & Stevenson, D. J. 1995 Formation of the neptune system. *Neptune and Triton*, 37–108.

Lodders, K. 2003 Solar system abundances and condensation temperatures of the elements. *The Astrophysical Journal* **591**, 1220.

Lodders, K., Fegley, B., Lodders, F., & others 1998 *The planetary scientist's companion*. Oxford University Press on Demand.

Longhi, J. 1980 A model of early lunar differentiation. In *Lunar and Planetary Science Conference Proceedings*, volume 11, pages 289–315.

Longhi, J. 2003 A new view of lunar ferroan anorthosites: Postmagma ocean petrogenesis. *Journal of Geophysical Research: Planets* **108**.

Longhi, J. & Ashwal, L. D. 1985 Two-stage models for lunar and terrestrial anorthosites: Petrogenesis without a magma ocean. *Journal of Geophysical Research: Solid Earth* **90**, C571–C584.

Lord, K. 1864 On the secular cooling of the earth. *Trans. Royal Soc. Edinburgh* **23**, 167–169.

Lugmair, G. 1974 Sm-nd ages: a new dating method. *Meteoritics* **9**, 369.

Lugmair, G., Scheinin, N., & Marti, K. 1975 Sm-nd age and history of apollo 17 basalt 75075-evidence for early differentiation of the lunar exterior. In *Lunar and Planetary Science Conference Proceedings*, volume 6, pages 1419–1429.

Lugmair, G. & Shukolyukov, A. 1998 Early solar system timescales according to 53mn-53cr systematics. *Geochimica et Cosmochimica Acta* **62**, 2863–2886.

Lunine, J. I., O'brien, D. P., Raymond, S. N., Morbidelli, A., Quinn, T., & Graps, A. L. 2011 Dynamical models of terrestrial planet formation. *Advanced Science Letters* **4**, 325–338.

Lyubetskaya, T. & Korenaga, J. 2007 Chemical composition of earth's primitive mantle and its variance: 1. method and results. *Journal of Geophysical Research: Solid Earth* **112**.

Mann, U., Frost, D. J., Rubie, D. C., Becker, H., & Audétat, A. 2012 Partitioning of ru, rh, pd, re, ir and pt between liquid metal and silicate at high pressures and high temperatures-implications for the origin of highly siderophile element concentrations in the earth?s mantle. *Geochimica et Cosmochimica Acta* **84**, 593–613.

Marcus, R. A., Sasselov, D., Hernquist, L., & Stewart, S. T. 2010 Minimum radii of super-earths: constraints from giant impacts. *The Astrophysical Journal Letters* **712**, L73.

Marcus, R. A., Stewart, S. T., Sasselov, D., & Hernquist, L. 2009 Collisional stripping and disruption of super-earths. *The Astrophysical Journal Letters* **700**, L118.

MARKOWSKI, A., QUITTÉ, G., HALLIDAY, A., & KLEINE, T. 2006 Tungsten isotopic compositions of iron meteorites: chronological constraints vs. cosmogenic effects. *Earth and Planetary Science Letters* **242**, 1–15.

MASSET, F. & PAPALOIZOU, J. 2003 Runaway migration and the formation of hot jupiters. *The Astrophysical Journal* **588**, 494.

MASSET, F. & SNELLGROVE, M. 2001 Reversing type ii migration: resonance trapping of a lighter giant protoplanet. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* **320**, L55–L59.

MATSUMURA, S., THOMMES, E. W., CHATTERJEE, S., & RASIO, F. A. 2010 Unstable planetary systems emerging out of gas disks. *The Astrophysical Journal* **714**, 194.

MAYOR, M. & QUELOZ, D. 1995 A jupiter-mass companion to a solar-type star. *Nature* **378**, 355–359.

MCDONOUGH, W. 2003a 2.15–compositional model for the earth?s core. *Treatise on geochemistry*, 547–568.

MCDONOUGH, W. 2003b 3.16–compositional model for the earth?s core. *Treatise on geochemistry*, 547–568.

MCDONOUGH, W. F. & RUDNICK, R. L. 1998 Mineralogy and composition of the upper mantle. *Reviews in mineralogy* **37**, 139–164.

MCDONOUGH, W. F. & SUN, S.-S. 1995 The composition of the earth. *Chemical geology* **120**, 223–253.

MCSWEEN JR, H. Y., BINZEL, R. P., DE SANCTIS, M. C., AMMANNITO, E., PRETTYMAN, T. H., BECK, A. W., REDDY, V., LE CORRE, L., GAFFEY, M. J., MCCORD, T. B., & OTHERS 2013 Dawn; the vesta–hed connection; and the geologic context for eucrites, diogenites, and howardites. *Meteoritics & Planetary Science* **48**, 2090–2104.

MEISSNER, F., SCHMIDT-OTT, W.-D., & ZIEGELER, L. 1987 Half-life and α-ray energy of 146 sm. *Zeitschrift für Physik A Atomic Nuclei* **327**, 171–174.

MELOSH, H. J. 1989 Impact cratering: A geologic process. *Research supported by NASA. New York, Oxford University Press (Oxford Monographs on Geology and Geophysics, No. 11), 1989, 253 p.* **1**.

MENDELEEV, D. 1869 On the relationship of the properties of the elements to their atomic weights. *Zeitschrift für Chemie* **12**, 405–406.

Minarik, W. G., Ryerson, F. J., & Watson, E. B. 1996 Textural entrapment of core-forming melts. *Science* **272**, 530–533.

Monaghan, J. J. 1992 Smoothed particle hydrodynamics. *Annual review of astronomy and astrophysics* **30**, 543–574.

Moorbath, S., Allaart, J., Bridgwater, D., & McGregor, V. 1977 Rb–sr ages of early archaean supracrustal rocks and amîtsoq gneisses at isua. *Nature* **270**, 43–45.

Morbidelli, A. & Crida, A. 2007 The dynamics of jupiter and saturn in the gaseous protoplanetary disk. *icarus* **191**, 158–171.

Morbidelli, A., Levison, H. F., Tsiganis, K., & Gomes, R. 2005 Chaotic capture of jupiter's trojan asteroids in the early solar system. *Nature* **435**, 462–465.

Morbidelli, A. & Nesvorny, D. 2012 Dynamics of pebbles in the vicinity of a growing planetary embryo: hydro-dynamical simulations. *Astronomy & Astrophysics* **546**, A18.

Morbidelli, A., Nesvorny, D., Laurenz, V., Marchi, S., Rubie, D., Elkins-Tanton, L., Wieczorek, M., & Jacobson, S. 2018 The timeline of the lunar bombardment: Revisited. *Icarus* **305**, 262–276.

Moreira, M. & Allègre, C. J. 1998 Helium–neon systematics and the structure of the mantle. *Chemical Geology* **147**, 53–59.

Moreira, M., Breddam, K., Curtice, J., & Kurz, M. D. 2001 Solar neon in the icelandic mantle: new evidence for an undegassed lower mantle. *Earth and Planetary Science Letters* **185**, 15–23.

Moynier, F., Yin, Q.-Z., Irisawa, K., Boyet, M., Jacobsen, B., & Rosing, M. T. 2010 Coupled 182w-142nd constraint for early earth differentiation. *Proceedings of the National Academy of Sciences* **107**, 10810–10814.

Newsom, H. E. & Sims, K. W. 1991 Core formation during early accretion of the earth. *Science* **252**, 926–933.

Norman, M. D., Borg, L. E., Nyquist, L. E., & Bogard, D. D. 2003 Chronology, geochemistry, and petrology of a ferroan noritic anorthosite clast from descartes breccia 67215: Clues to the age, origin, structure, and impact history of the lunar crust. *Meteoritics & Planetary Science* **38**, 645–661.

Norris, C. A. & Wood, B. J. 2017 Earth?s volatile contents established by melting and vaporization. *Nature* **549**, 507–510.

Nyquist, L., Bogard, D., Shih, C.-Y., Greshake, A., Stöffler, D., & Eugster, O. 2001 Ages and geologic histories of martian meteorites. In *Chronology and evolution of Mars*, pages 105–164. Springer.

Nyquist, L., Bogard, D., Yamaguchi, A., Shih, C.-Y., Karouji, Y., Ebihara, M., Reese, Y., Garrison, D., McKay, G., & Takeda, H. 2006 Feldspathic clasts in yamato-86032: Remnants of the lunar crust with implications for its formation and impact history. *Geochimica et Cosmochimica Acta* **70**, 5990–6015.

Nyquist, L., Reese, Y., Wiesmann, H., Shih, C.-Y., & Takeda, H. 2003 Fossil 26al and 53mn in the asuka 881394 eucrite: evidence of the earliest crust on asteroid 4 vesta. *Earth and Planetary Science Letters* **214**, 11–25.

Nyquist, L., Wiesmann, H., Bansal, B., Shih, C.-Y., Keith, J., & Harper, C. 1995 146sm-142nd formation interval for the lunar mantle. *Geochimica et Cosmochimica Acta* **59**, 2817–2837.

Ohtani, E. 1985 The primodial terrestrial magma ocean and its implication for stratification of the mantle. *Physics of the Earth and Planetary Interiors* **38**, 70–80.

O'Neill, J., Francis, D., & Carlson, R. W. 2011 Implications of the nuvvuagittuq greenstone belt for the formation of earth?s early crust. *Journal of Petrology* **52**, 985–1009.

O'Neill, H. S. C. & Palme, H. 2008 Collisional erosion and the non-chondritic composition of the terrestrial planets. *Philosophical Transactions of the Royal Society of London A: Mathematical, Physical and Engineering Sciences* **366**, 4205–4238.

O'nions, R., Hamilton, P., & Evensen, N. 1977 Variations in143nd/144nd and87sr/86sr ratios in oceanic basalts. *Earth and Planetary Science Letters* **34**, 13–22.

O'nions, R. & Oxburgh, E. 1983 Heat and helium in the earth. *Nature* **306**, 429.

Ormel, C. & Klahr, H. 2010 The effect of gas drag on the growth of protoplanets-analytical expressions for the accretion of small bodies in laminar disks. *Astronomy & Astrophysics* **520**, A43.

Palme, H., Lodders, K., & Jones, A. 2014 Solar system abundances of the elements. *Planets, Asteriods, Comets and The Solar System, Volume 2 of Treatise on Geochemistry (Second Edition). Edited by Andrew M. Davis. Elsevier, 2014., p. 15-36* **2**.

Palme, H. & O'Neill, H. S. C. 2003 Cosmochemical estimates of mantle composition. *Treatise on geochemistry* **2**, 568.

Palme, H., O'Neill, H. S. C., & Benz, W. 2003 Evidence for collisional erosion of the earth. In *Lunar and Planetary Science Conference*, volume 34, page 1741.

Palot, M., Cartigny, P., Harris, J., Kaminsky, F., & Stachel, T. 2012 Evidence for deep mantle convection and primordial heterogeneity from nitrogen and carbon stable isotopes in diamond. *Earth and Planetary Science Letters* **357**, 179–193.

Paolicchi, P. 1994 Rushing to equilibrium: a simple model for the collisional evolution of asteroids. *Planetary and Space Science* **42**, 1093–1097.

Patterson, C. C. 1955 The pb207/pb206 ages of some stone meteorites. *Geochimica et Cosmochimica Acta* **7**, 151–153.

Pepin, R. O. & Porcelli, D. 2006 Xenon isotope systematics, giant impacts, and mantle degassing on the early earth. *Earth and Planetary Science Letters* **250**, 470–485.

Peterman, Z., Zartman, R., & Sims, P. 1980 Tonalitic gneiss of early archean age from northern michigan. *Geol Soc Am Spec Pap* **182**, 125–134.

Piani, L. 2012 *Origin of the volatile elements in the Solar System: organic matter and clays in chondrites*. PhD thesis, Museum national d'histoire naturelle - MNHN PARIS.

Pierens, A. & Raymond, S. N. 2011 Two phase, inward-then-outward migration of jupiter and saturn in the gaseous solar nebula. *Astronomy & Astrophysics* **533**, A131.

Pollack, H. N., Hurter, S. J., & Johnson, J. R. 1993 Heat flow from the earth's interior: analysis of the global data set. *Reviews of Geophysics* **31**, 267–280.

Pollack, J. B., Hubickyj, O., Bodenheimer, P., Lissauer, J. J., Podolak, M., & Greenzweig, Y. 1996 Formation of the giant planets by concurrent accretion of solids and gas. *icarus* **124**, 62–85.

Raymond, S., Kokubo, E., Morbidelli, A., Morishima, R., & Walsh, K. 2014 Terrestrial planet formation at home and abroad. *Protostars and Planets VI*, 595–618.

Raymond, S. N. & Izidoro, A. 2017a The empty primordial asteroid belt. *Science advances* **3**, e1701138.

Raymond, S. N. & Izidoro, A. 2017b Origin of water in the inner solar system: Planetesimals scattered inward during jupiter and saturn?s rapid gas accretion. *Icarus* **297**, 134–148.

Raymond, S. N., Izidoro, A., & Morbidelli, A. 2018 Solar system formation in the context of extra-solar planets. *arXiv preprint arXiv:1812.01033*.

Raymond, S. N. & Morbidelli, A. 2014 The grand tack model: a critical review. *Proceedings of the International Astronomical Union* **9**, 194–203.

Raymond, S. N., O'Brien, D. P., Morbidelli, A., & Kaib, N. A. 2009 Building the terrestrial planets: constrained accretion in the inner solar system. *Icarus* **203**, 644–662.

Raymond, S. N., Quinn, T., & Lunine, J. I. 2006 High-resolution simulations of the final assembly of earth-like planets i. terrestrial accretion and dynamics. *Icarus* **183**, 265–282.

Richardson, D. C., Quinn, T., Stadel, J., & Lake, G. 2000 Direct large-scale n-body simulations of planetesimal dynamics. *Icarus* **143**, 45–59.

Righter, K. & Drake, M. 1997 Formation of eucrites and diogenites by equilibrium crystallization of a chondritic magma ocean. *Meteoritics and Planetary Science Supplement* **32**.

Righter, K., Drake, M., & Yaxley, G. 1997 Prediction of siderophile element metal-silicate partition coefficients to 20 gpa and 2800 c: the effects of pressure, temperature, oxygen fugacity, and silicate and metallic melt compositions. *Physics of the Earth and Planetary Interiors* **100**, 115–134.

Riner, M., Lucey, P., Desch, S., & McCubbin, F. 2009 Nature of opaque components on mercury: Insights into a mercurian magma ocean. *Geophysical Research Letters* **36**.

Ringwood, A. 1958 The constitution of the mantle?iii consequences of the olivine-spinel transition. *Geochimica et Cosmochimica Acta* **15**, 195–212.

Ringwood, A. 1976 Limits on the bulk composition of the moon. *Icarus* **28**, 325–349.

Ringwood, A. E. 1966 The chemical composition and origin of the earth. In *Advances in earth science*, volume 65, page 287.

Rosenblatt, P., Charnoz, S., Dunseath, K. M., Terao-Dunseath, M., Trinh, A., Hyodo, R., Genda, H., & Toupin, S. 2016 Accretion of phobos and deimos in an extended debris disc stirred by transient moons. *Nature Geoscience* **9**, 581–583.

Rubie, D. C. & van der Hilst, R. D. 2001 Processes and consequences of deep subduction. *Physics of Earth and Planetary Interiors* **127**, 1–7.

Rudge, J. F., Kleine, T., & Bourdon, B. 2010 Broad bounds on earth?s accretion and core formation constrained by geochemical models. *Nature Geoscience* **3**, 439–443.

Rushmer, T., Minarik, W., & Taylor, G. 2000 Physical processes of core formation. *orem*, 227–243.

Ruzicka, A., Snyder, G. A., & Taylor, L. A. 1997 Vesta as the howardite, eucrite and diogenite parent body: Implications for the size of a core and for large-scale differentiation. *Meteoritics & Planetary Science* **32**, 825–840.

Safronov, V. S. 1969 Evoliutsiia doplanetnogo oblaka. *1969.*

Scherstén, A., Elliott, T., Hawkesworth, C., Russell, S., & Masarik, J. 2006 Hf–w evidence for rapid differentiation of iron meteorite parent bodies. *Earth and Planetary Science Letters* **241**, 530–542.

Scott, E. D. 1972 Chemical fractionation in iron meteorites and its interpretation. *Geochimica et Cosmochimica Acta* **36**, 1205–1236.

Shen, Y., Solomon, S. C., Bjarnason, I. T., & Wolfe, C. J. 1998 Seismic evidence for a lower-mantle origin of the iceland plume. *Nature* **395**, 62–65.

Shibaike, Y., Sasaki, T., & Ida, S. 2016 Excavation and melting of the hadean continental crust by late heavy bombardment. *Icarus* **266**, 189–203.

Shuvalov, V. 2009 Atmospheric erosion induced by oblique impacts. *Meteoritics & Planetary Science* **44**, 1095–1105.

Shuvalov, V. & Artemieva, N. 2006 Impact ejecta escaping the moon. In *37th Annual Lunar and Planetary Science Conference*, volume 37.

Siebert, J., Badro, J., Antonangeli, D., & Ryerson, F. J. 2012 Metal–silicate partitioning of ni and co in a deep magma ocean. *Earth and Planetary Science Letters* **321**, 189–197.

Siebert, J., Corgne, A., & Ryerson, F. J. 2011 Systematics of metal–silicate partitioning for many siderophile elements applied to earth?s core formation. *Geochimica et Cosmochimica Acta* **75**, 1451–1489.

Siebert, J., Sossi, P. A., Blanchard, I., Mahan, B., Badro, J., & Moynier, F. 2018 Chondritic mn/na ratio and limited post-nebular volatile loss of the earth. *Earth and Planetary Science Letters* **485**, 130–139.

Smith, B. A. & Terrile, R. J. 1984 A circumstellar disk around β pictoris. *Science* **226**, 1421–1424.

Snyder, G. A., Taylor, L. A., & Neal, C. R. 1992 A chemical model for generating the sources of mare basalts: Combined equilibrium and fractional crystallization of the lunar magmasphere. *Geochimica et Cosmochimica Acta* **56**, 3809–3823.

Solomatov, V. S. & Stevenson, D. J. 1993 Suspension in convective layers and style of differentiation of a terrestrial magma ocean. *Journal of Geophysical Research: Planets* **98**, 5375–5390.

Šrámek, O., McDonough, W. F., Kite, E. S., Lekić, V., Dye, S. T., & Zhong, S. 2013 Geophysical and geochemical constraints on geoneutrino fluxes from earth's mantle. *Earth and Planetary Science Letters* **361**, 356–366.

Srinivasan, G., Goswami, J., & Bhandari, N. 1999 26al in eucrite piplia kalan: Plausible heat source and formation chronology. *Science* **284**, 1348–1350.

ST O'NEILL, H. 1998 Composition of the silicate earth: implications for accretion and core formation. *The Earth's mantle: Composition, structure, and evolution*, 3–126.

Stevenson, D. 1988 Fluid dynamics of core formation. In *Topical Conference Origin of the Earth*, volume 681, page 87.

Stewart, S. T. & Leinhardt, Z. M. 2009 Velocity-dependent catastrophic disruption criteria for planetesimals. *The Astrophysical Journal Letters* **691**, L133.

Stewart, S. T. & Leinhardt, Z. M. 2012 Collisions between gravity-dominated bodies. ii. the diversity of impact outcomes during the end stage of planet formation. *The Astrophysical Journal* **751**, 32.

Sun, S.-S. & McDonough, W. F. 1989 Chemical and isotopic systematics of oceanic basalts: implications for mantle composition and processes. *Geological Society, London, Special Publications* **42**, 313–345.

Svetsov, V. 2011 Cratering erosion of planetary embryos. *Icarus* **214**, 316–326.

Tanaka, H., Inaba, S., & Nakazawa, K. 1996 Steady-state size distribution for the self-similar collision cascade. *Icarus* **123**, 450–455.

Tang, H. & Dauphas, N. 2014 60fe–60ni chronology of core formation in mars. *Earth and Planetary Science Letters* **390**, 264–274.

Taylor, G. J. & Norman, M. D. 1992 Evidence for magma oceans on asteroids, the moon, and earth. In *Physics and Chemistry of Magma Oceans from 1 Bar to 4 Mbar*.

Taylor, S. & Jakes, P. 1974 The geochemical evolution of the moon. In *Lunar and Planetary Science Conference Proceedings*, volume 5, pages 1287–1305.

Taylor, S. & Norman, M. 1990 Accretion of differentiated planetesimals to the earth. *orea*, 29–43.

Tillotson, J. H. 1962 Metallic equations of state for hypervelocity impact. Technical report, GENERAL DYNAMICS SAN DIEGO CA GENERAL ATOMIC DIV.

Tonks, W. & Melosh, H. 1990 The physics of crystal settling and suspension in a turbulent magma ocean. *orea*, 151–174.

Tonks, W. B. & Melosh, H. J. 1992 Core formation by giant impacts. *Icarus* **100**, 326–346.

Tonks, W. B. & Melosh, H. J. 1993 Magma ocean formation due to giant impacts. *Journal of Geophysical Research: Planets* **98**, 5319–5333.

Touboul, M., Kleine, T., Bourdon, B., Palme, H., & Wieler, R. 2007 Late formation and prolonged differentiation of the moon inferred from w isotopes in lunar metals. *Nature* **450**, 1206.

Touboul, M., Kleine, T., Bourdon, B., Palme, H., & Wieler, R. 2009 Tungsten isotopes in ferroan anorthosites: Implications for the age of the moon and lifetime of its magma ocean. *Icarus* **199**, 245–249.

Touboul, M., Puchtel, I. S., & Walker, R. J. 2012 182w evidence for long-term preservation of early mantle differentiation products. *science* **335**, 1065–1069.

Touboul, M., Puchtel, I. S., & Walker, R. J. 2015 Tungsten isotopic evidence for disproportional late accretion to the earth and moon. *Nature* **520**, 530.

Tsiganis, K., Gomes, R., Morbidelli, A., & Levison, H. F. 2005 Origin of the orbital architecture of the giant planets of the solar system. *Nature* **435**, 459–461.

Urey, H. C. 1955 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**, 127.

Van der Marel, N., Van Dishoeck, E. F., Bruderer, S., Birnstiel, T., Pinilla, P., Dullemond, C. P., van Kempen, T. A., Schmalzl, M., Brown, J. M., Herczeg, G. J., & others 2013 A major asymmetric dust trap in a transition disk. *Science* **340**, 1199–1202.

Visser, R. G. & Ormel, C. W. 2016 On the growth of pebble-accreting planetesimals. *Astronomy & Astrophysics* **586**, A66.

Wadhwa, M., Srinivasan, G., & Carlson, R. 2006 Timescales of planetesimal differentiation in the early solar system. *Meteorites and the early solar system II*, 715–731.

Walker, D. & Hays, J. F. 1977 Plagioclase flotation and lunar crust formation. *Geology* **5**, 425–428.

Walker, R. J. 2009 Highly siderophile elements in the earth, moon and mars: update and implications for planetary accretion and differentiation. *Geochemistry* **69**, 101–125.

Walsh, K. J. & Morbidelli, A. 2011 The effect of an early planetesimal-driven migration of the giant planets on terrestrial planet formation. *Astronomy & Astrophysics* **526**, A126.

Walsh, K. J., Morbidelli, A., Raymond, S. N., O'Brien, D. P., & Mandell, A. M. 2011 A low mass for mars from jupiter?s early gas-driven migration. *Nature* **475**, 206.

Walter, M., Newsom, H., Ertel, W., & Holzheid, A. 2000 Siderophile elements in the earth and moon: metal/silicate partitioning and implications for core formation. *Origin of the Earth and Moon*, 265–289.

Walter, M. J. & Trønnes, R. G. 2004 Early earth differentiation. *Earth and Planetary Science Letters* **225**, 253–269.

Wang, W., Liu, S., Bai, X., Yang, P., Li, Q., & Zhang, L. 2011 Geochemistry and zircon u–pb–hf isotopic systematics of the neoarchean yixian–fuxin greenstone belt, northern margin of the north china craton: implications for petrogenesis and tectonic setting. *Gondwana Research* **20**, 64–81.

Wang, Z. & Becker, H. 2013 Ratios of s, se and te in the silicate earth require a volatile-rich late veneer. *Nature* **499**, 328–331.

Warren, J. M. 2016 Global variations in abyssal peridotite compositions. *Lithos* **248**, 193–219.

Warren, P. & Dauphas, N. 2014 Revised estimation of the bulk composition of the moon in light of grail results, and why heat flow should be a top priority for future lunar missions. In *Lunar and Planetary Science Conference*, volume 45, page 2298.

Warren, P. & Wasson, J. 1979 Effects of pressure on the crystallization of a'chondritic'magma ocean and implications for the bulk composition of the moon. In *Lunar and Planetary Science Conference Proceedings*, volume 10, pages 2051–2083.

Warren, P. H. 1985 The magma ocean concept and lunar evolution. *Annual Review of Earth and Planetary Sciences* **13**, 201–240.

Warren, P. H. 2011 Stable-isotopic anomalies and the accretionary assemblage of the earth and mars: A subordinate role for carbonaceous chondrites. *Earth and Planetary Science Letters* **311**, 93–100.

Wasson, J. 1995 Sampling the asteroid belt: How biases make it difficult to establish meteorite-asteroid connections. *Meteoritics* **30**.

Wasson, J., Chapman, C., Grogan, K., & Dermott, S. 1996 Possible formation of the vesta-family asteroids and the main iras dust band by an oblique impact on vesta. In *Lunar and Planetary Science Conference*, volume 27.

Wasson, J. T. & Chou, C.-L. 1974 Fractionation of moderately volatile elements in ordinary chondrites. *Meteoritics* **9**, 69–84.

Wasson, J. T. & Kallemeyn, G. W. 1988 Compositions of chondrites. *Philosophical Transactions of the Royal Society of London. Series A, Mathematical and Physical Sciences* **325**, 535–544.

Weidenschilling, S. 1976 Accretion of the terrestrial planets. ii. *Icarus* **27**, 161–170.

Weidenschilling, S. 1977 The distribution of mass in the planetary system and solar nebula. *Astrophysics and Space Science* **51**, 153–158.

Weidenschilling, S. 1997 The origin of comets in the solar nebula: A unified model. *Icarus* **127**, 290–306.

Weidenschilling, S. 2011 Initial sizes of planetesimals and accretion of the asteroids. *Icarus* **214**, 671–684.

Weidenschilling, S. J. 2000 Formation of planetesimals and accretion of the terrestrial planets. *Space Science Reviews* **92**, 295–310.

WETHERILL, G. 1994 Provenance of the terrestrial planets. *Geochimica et Cosmochimica Acta* **58**, 4513–4520.

WETHERILL, G. 1996 The formation and habitability of extra-solar planets. *Icarus* **119**, 219–238.

WETHERILL, G. & STEWART, G. 1993 Formation of planetary embryos: Effects of fragmentation, low relative velocity, and independent variation of eccentricity and inclination. *Icarus* **106**, 190–209.

WETHERILL, G. W. 1978 Accumulation of the terrestrial planets. In *IAU Colloq. 52: Protostars and Planets*, pages 565–598.

WETHERILL, G. W. 1980 Formation of the terrestrial planets. *Annual review of astronomy and astrophysics* **18**, 77–113.

WETHERILL, G. W. 1985 Occurrence of giant impacts during the growth of the terrestrial planets. *Science* **228**, 877–879.

WETHERILL, G. W. 1989 Origin of the asteroid belt. In *Asteroids II*, pages 661–680.

WETHERILL, G. W. 1990 Formation of the earth. *Annual Review of Earth and Planetary Sciences* **18**, 205–256.

WETHERILL, G. W. 1992 An alternative model for the formation of the asteroids. *Icarus* **100**, 307–325.

WETHERILL, G. W. & COX, L. P. 1985 The range of validity of the two-body approximation in models of terrestrial planet accumulation: Ii. gravitational cross sections and runaway accretion. *Icarus* **63**, 290–303.

WHITE, W. M. 2013 *Geochemistry*. John Wiley & Sons.

WHITE, W. M. & HOFMANN, A. W. 1982 Sr and nd isotope geochemistry of oceanic basalts and mantle evolution. *Nature* **296**, 821–825.

WILLIAMS, D. & WETHERILL, G. 1994 Size distribution of collisionally evolved asteroidal populations: Analytical solution for self-similar collision cascades. *Icarus* **107**, 117–128.

WOOD, B. J., WALTER, M. J., & WADE, J. 2006 Accretion of the earth and segregation of its core. *Nature* **441**, 825–833.

WOOD, J. 1975 Lunar petrogenesis in a well-stirred magma ocean. In *Lunar and Planetary Science Conference Proceedings*, volume 6, pages 1087–1102.

Wood, J. A., Dickey, J. S., Marvin, U. B., & Powell, B. N. 1970 Lunar anorthosites. *Science* **167**, 602–604.

Workman, R. K. & Hart, S. R. 2005 Major and trace element composition of the depleted morb mantle (dmm). *Earth and Planetary Science Letters* **231**, 53–72.

Yamaguchi, A., Taylor, G. J., & Keil, K. 1997 Metamorphic history of the eucritic crust of 4 vesta. *Journal of Geophysical Research: Planets* **102**, 13381–13386.

Yang, C.-C., Johansen, A., & Carrera, D. 2017 Concentrating small particles in protoplanetary disks through the streaming instability. *Astronomy & Astrophysics* **606**, A80.

Yin, Q., Jacobsen, S., Yamashita, K., Blichert-Toft, J., Télouk, P., & Albarède, F. 2002 A short timescale for terrestrial planet formation from hf–w chronometry of meteorites. *Nature* **418**, 949–952.

Youdin, A. N. & Goodman, J. 2005 Streaming instabilities in protoplanetary disks. *The Astrophysical Journal* **620**, 459.

Zellner, N. E. 2017 Cataclysm no more: new views on the timing and delivery of lunar impactors. *Origins of Life and Evolution of Biospheres* **47**, 261–280.

Résumé

Ce travail de thèse a pour but d'étudier la dernière phase de formation planétaire (entre 1-3 Myr et 200 Myr après la condensation des premiers solides dans le disque proto-planétaire). Cette thèse se veut pluri-disciplinaire, à l'interface entre les géosciences et les sciences planétaires. Elle doit notamment apporter des contraintes sur les processus dynamiques de formation des planètes en étudiant leurs effets sur la composition chimique finale des corps telluriques. Il existe différents processus de fractionnement chimique (donc de processus capables de changer la composition chimique) pouvant se produire au cours de l'histoire des planètes. Notamment, la différenciation et la dévolatilisation sont deux processus fréquemment invoqués et étudiés. Toutefois, les impacts successifs subis par les embryons pendant leur croissance pourraient également affecter de façon non négligeable leur chimie globale. Ce fractionnement chimique est la réponse directe des différentes propriétés et affinités des éléments chimiques. Cette thèse présente deux axes différents. En effet, la Terre est composée de trois couches, de chimie distincte, du centre à la surface : le noyau, le manteau et la croûte. L'érosion préférentielle de l'une de ces couches par rapport à une autre peut provoquer, comme expliqué ci-dessus, un éventuel changement de composition globale. Cependant, une érosion préférentielle de croûte ou une érosion préférentielle de manteau ne pourront pas être tracées de la même façon. Au cours de travail de thèse, nous avons dans un premier temps développé un modèle d'érosion, EROD, qui, par un couplage entre des lois analytiques des processus de cratérisation, de calculs de bilans de masse géochimiques et d'un traitement de simulations d'accrétion à N-corps, permet d'étudier l'évolution au cours du temps de la composition chimique de la Terre silicatée pendant l'assemblage de la Terre. L'évolution des compositions est testée pour une large gamme d'éléments chimiques. Dans un second temps, des simulations hydrodynamiques de type SPH d'impacts géants sont réalisées afin de quantifier les transferts de masse au cours de ces événements. Un couplage avec des simulations N-body d'accrétion est également effectué. Nous montrons que l'érosion collisionnelle peut être responsable d'une composition non-chondritique de la Terre silicatée, notamment en éléments lithophiles et réfractaires. Les éléments les plus incompatibles (affinité pour les phases liquides lors de processus de fusion) sont les plus appauvris dans la Terre silicatée en réponse à l'érosion avec une perte pouvant atteindre 40% pour les éléments producteurs de chaleur terrestre. Dans ce cas, les modèles de composition de la Terre silicatée doivent être revus. Enfin, nous montrons également que le rapport Fe/Mg super-chondritique de la Terre peut être expliqué par érosion préférentielle de manteau par rapport au noyau lors des impacts géants successifs subits par la proto-Terre en croissance.