



Étude des mécanismes de refroidissement du manteau terrestre simulés par des systèmes multi-agents

Manuel Combes

► To cite this version:

Manuel Combes. Étude des mécanismes de refroidissement du manteau terrestre simulés par des systèmes multi-agents. Géophysique [physics.geo-ph]. Université de Bretagne occidentale - Brest, 2011. Français. NNT: . tel-00874975

HAL Id: tel-00874975

<https://theses.hal.science/tel-00874975>

Submitted on 20 Oct 2013

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

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

UNIVERSITÉ EUROPÉENNE DE BRETAGNE

— Mémoire de thèse —

Spécialité : Physique

Étude des mécanismes de refroidissement du manteau terrestre
simulés par des systèmes multi-agents

MANUEL COMBES

Soutenue le 10 novembre 2011 devant la commission d'examen :

Rapporteurs

Gaël
Stéphane

CHOBLET
LABROSSE

Chargé de Recherche à l'Université de Nantes
Professeur à l'ENS de Lyon

Examineurs

Claude
Marc
Yanick
Jacques

JAUPART
PARENTHOËN
RICARD
TISSEAU

Professeur à l'Institut de Physique du Globe
Maitre de Conférences à l'ENI de Brest
Directeur de Recherche à l'Université de Lyon 1
Professeur à l'ENI de Brest

Étude des mécanismes de refroidissement du manteau terrestre simulés par des systèmes multi-agents

Mémoire de thèse

MANUEL COMBES

Laboratoire d'Informatique des SYstèmes Complexes EA 3883 UBO-ENIB

MANUEL COMBES
e-mail : combes@enib.fr
tel : +33 (0)2 98 05 89 77



École Normale Supérieure de Cachan

Département de Physique
61, avenue du Président Wilson
94230 Cachan
(<http://www.ens-cachan.fr/>)



Centre Européen de Réalité Virtuelle (CERV)

Technopôle Brest-Iroise
25, rue Claude Chappe
BP 38 F-29280 Plouzané
(<http://www.cerv.fr>)



Remerciements

Je remercie sincèrement Stéphane Labrosse et Gaël Choblet d'avoir accepté d'être rapporteurs de cette thèse, ainsi que Yanick Ricard et Claude Jaupart qui m'ont fait l'honneur d'accepter de faire partie du jury.

Toute ma gratitude va à Cécile Grigné, Laurent Husson et Marc Parenthoën, qui m'ont consacré beaucoup de temps et qui ont toujours su me mettre à l'aise et répondre à mes questions de bétotien. J'ai passé avec eux de nombreuses heures de réflexion qui furent parmi les plus stimulantes de ma thèse. Merci aussi à Clint Conrad, dont les nuits sont aussi courtes que les miennes, mais les idées beaucoup moins !

Je tiens aussi à remercier l'ensemble des personnes qui ont contribué à la réussite de cette thèse, sur le plan académique mais aussi sur la plan affectif, car je n'ai pas mené cette barque seul. J'adresse donc un grand merci :

À Mireille Tadjeddine, Jean-François Roch et Emmanuelle Deleporte pour m'avoir accueilli avec bienveillance dans une formation de grande qualité à l'École Normale Supérieure de Cachan. Je dois aussi à l'ENS l'attribution de l'allocation couplée qui a financé cette thèse.

À Yvon Le Gall, Laurent Beau et Claire Maissiat, avec qui j'ai eu un plaisir immense à travailler en classes préparatoires à Brest. Leurs conseils furent précieux... et fructueux !

À Christian Brosseau, directeur de l'école doctorale SICMA, qui m'a permis par deux fois d'ouvrir mes horizons de recherche, ainsi qu'à Michèle Kerleroux, dont la bonne humeur a su égayer mon parcours à l'UBO.

À Jacques Tisseau, qui a accompagné ce travail de bout en bout, avec une exigence bienveillante et une liberté rare. La réussite de cette thèse lui doit beaucoup. Je remercie l'ensemble des gens que j'ai côtoyés au CERV, qui est un lieu incroyable pour faire sa thèse. En particulier, merci à Pascal et Delphine, qui m'ont témoigné pendant ces trois années un optimisme sans faille et une joie de vivre très contagieuse. Ma plus plate gratitude va bien sûr à Gobito et Fabriceps, qui m'ont enseigné la poésie du Dr Kuntz et transmis leur goût pour la moustache d'haltérophile. Et bravo à Karen pour son assiduité.

À David et Sophie, pour leur amitié sincère et pour nos moments simples. Pour le monde que nous avons si souvent refait et qui s'en porte certainement mieux.

À Frédéric Massias pour ses innombrables coups de main et pour sa sympathie. Les déjeuners de la Butte aux Cailles sont un plaisir chaque fois renouvelé. Merci à Claude Jaupart pour le temps déraisonnable qu'il m'a consacré avant que je ne choisisse d'étudier le refroidissement de la Terre, et pour ses précieux conseils de lecture. Nos discussions m'ont

ouvert les yeux sur la richesse du paysage géophysique et sur la nécessité d'en être conscient afin de poser une question utile.

À Nicolas Tancrez pour ses éclairages pédagogiques et thermodynamiques, à Nicolas Sator qui reste pour moi un exemple de simplicité et d'engagement trop rare dans le monde universitaire. Merci à Mady Élias pour son temps et son amitié. Un grand merci à Bernhard Steinberger, Arnaud Heuret, Claude Guennou, Yann Boucher et bien sûr Jacques Deverchère pour leurs réponses ciselées à mes questions mal posées. Toute ma reconnaissance va naturellement à mes relecteurs assidus : Cécile, Pascal, Yann, Jacques, Marc, Chantal et Jacques. Merci aussi à Mélane la foudre rousse, pour ses conseils de lecture, son enthousiasme et son inaltérable curiosité. Et bien sûr merci aux Melonais, qui me ramènent les pieds sur Terre quand j'oublie le goût des brennig.

Mon parcours découle très largement du goût que l'on a su me donner pour les études et pour l'esprit critique qu'elles requièrent. C'est à mes parents que je dois ce plaisir-là. Leur compréhension et leur soutien indéfectible me sont des atouts au quotidien ! Durant cette thèse, j'ai pris beaucoup de plaisir à me creuser la tête, à élaborer des argumentations éphémères, à faire cent fois le tour d'une question mal posée. Ce plaisir me vient des innombrables *peleas* et autres joutes avec mon excellent frère, dont l'opinion passe pour moi toujours avant celle des autres, même s'il feint de l'ignorer.

Je tiens enfin à remercier ceux qui m'ont éveillé à des choses sans doute plus profondes et certainement plus importantes que la physique : merci à Sophie et Isabelle, pour m'avoir si souvent pris sous leur aile, et un immense merci à mon grand Jojo que j'admire pour sa science comme pour sa conscience. Je dois enfin beaucoup à Michel, qui fut le premier à faire de moi un physicien en herbe et qui m'a appris à réfléchir dans le bon sens, même quand la barque tanguait. J'ai une pensée toute particulière pour toi en écrivant ces lignes. Je voudrais enfin dire à Danièle combien elle me manque, même si elle m'aurait dit en riant de bon cœur : "*Allons mon petit, ne t'embête pas avec ça...*"

Plus qu'à tout autre, je veux dire ma reconnaissance à Dulcinea, pour la patience déraisonnable dont elle fait preuve avec moi. Je te promets que désormais je ne planterai plus d'arbres fruitiers en pleine nuit, et que nous irons pêcher en kayak avec des pimoussitos aux pieds nus.

Enfin, je souhaite beaucoup de bonheur à la petite Suzie, qui vient de débouler !

Avant-propos

Ce manuscrit de thèse s'adresse à deux types de lecteur : le géophysicien et le modélisateur de systèmes physiques complexes. Le premier trouvera dans ces pages une méthode originale d'étude des mécanismes de refroidissement du manteau terrestre, et le second pourra étudier dans le détail la mise en œuvre d'une méthode de modélisation multi-agents de deux phénomènes physiques complexes. Dans un souci de clarté et d'accessibilité de ce manuscrit pour un lecteur qui n'est pas familier avec la convection mantellique ou la théorie cinétique des gaz, nous exposerons en premier lieu les concepts généraux utiles à la compréhension de ce travail de recherche, dans des termes que nous voulons simples. Ce manuscrit contient par ailleurs un glossaire qui propose au lecteur une explicitation des concepts spécifiques aux domaines de la géophysique, de la thermodynamique et des outils informatiques mis en œuvre.

Les méthodes développées au cours de cette thèse ont vocation à être appliquées à des domaines variés de la physique au sens large, même si nous nous focaliserons dans ce manuscrit sur les mécanismes de refroidissement du manteau terrestre. À titre d'exemple, les méthodes informatiques utilisées dans notre étude géophysique ont fait l'objet d'une application préalable à la thermodynamique des gaz, qui est un sujet dont la robustesse théorique nous a permis de valider l'approche multi-agents que nous proposons pour l'étude des systèmes complexes. Cette étude préliminaire a pris fin en mai 2010 avec la présentation de nos résultats à la communauté de simulation numérique des phénomènes physiques à Amsterdam (*Simulation of Multiphysics Multiscale Systems, International Conference of Computational Science*, Combes et al. (2010a)). Les méthodes et les résultats de cette étape de validation sont abordés au chapitre 4 et détaillés dans l'article joint en fin de manuscrit.

Ce travail de recherche a été initié sur une idée originale de Chantal Tisseau (Laboratoire des Domaines Océaniques, UMR 6538) qui consistait à étudier le couplage entre plaques tectoniques et manteau, par une approche qui permette de décrire le comportement physique de ces entités de façon indépendante. Ce projet a pris corps au Centre Européen de Réalité Virtuelle de Brest (CERV), au sein du Laboratoire d'Informatique des SYstèmes Complexes (LISYC), qui regroupe des chercheurs de l'Université de Bretagne Occidentale (UBO), de l'École Nationale d'Ingénieurs de Brest (ENIB) et de l'École Nationale Supérieure de Techniques Avancées (ENSTA Bretagne). La pluridisciplinarité qui prévaut dans ce

laboratoire m'a permis de collaborer étroitement avec Sébastien Le Yaouanq, doctorant en informatique au CERV, qui a implémenté le simulateur du modèle que je présente dans cette étude. Ce modèle géophysique a été élaboré et testé en collaboration avec Cécile Grigné (Laboratoire des Domaines Océaniques, CNRS-UMR 6538), Laurent Husson (Géosciences Rennes, Université Rennes 1) et Clint Conrad (University of Hawaii at Manoa, Honolulu).

Les résultats que nous avons obtenus en géophysique ont donné lieu à la soumission de deux articles à l'automne 2011. Le premier présente le modèle géophysique MACMA (MANteau Convectif Multi-Agents) et ses résultats concernant l'évolution thermique de la planète à différentes échelles de temps. Le second discute le lien qui est classiquement fait entre la convection mantellique et le refroidissement du manteau, pour proposer un point de vue différent, basé sur les mécanismes de surface de la tectonique des plaques. Ces deux articles sont joints en fin de manuscrit.

Enfin, l'objectif de ce travail étant de diffuser une nouvelle méthode de simulation des systèmes complexes, le code source de notre outil est librement téléchargeable (sous licence GNU) sur le site du CERV (www.cerv.fr).

Table des matières

Remerciements	iii
Avant-propos	v
Table des matières	vii
Table des figures	xi
Liste des tableaux	xv
1 Introduction générale	1
1.1 Simulation physique de systèmes complexes	2
1.2 La Terre, un système complexe	3
1.3 Organisation de ce mémoire	4
2 Deux ou trois choses que je sais d'elle...	7
2.1 Structure actuelle de la Terre	8
2.1.1 Structure mécanique	8
2.1.2 Structure thermique	12
2.2 Mécanique du système Terre	15
2.2.1 Convection mantellique	15
2.2.2 Tectonique des plaques	18
2.2.3 Forces motrices et forces résistives	21
2.3 Cinématique du système Terre	25
2.3.1 La question des référentiels d'étude	25
2.3.2 Impact du référentiel sur les vitesses de plaques	27
2.3.3 Vitesses des plaques et de leurs frontières	27
2.4 Thermodynamique du système Terre	30
2.4.1 Équations fondamentales	30
2.4.2 Pertes de chaleur	31
2.4.3 Sources de chaleur	34
2.4.4 Refroidissement de la Terre	35

2.5	Bilan du chapitre et problématique	37
3	Approches usuelles des mécanismes de refroidissement du manteau	39
3.1	Observations de terrain	40
3.1.1	Mesure du flux de chaleur	40
3.1.2	Mesure des âges et reconstructions tectoniques	40
3.1.3	Reconstruction de l'histoire thermique récente	41
3.2	Approches paramétriques	42
3.2.1	Lois d'échelle	42
3.2.2	Application à l'histoire thermique de la Terre	47
3.2.3	Une alternative semi-empirique	50
3.3	Simulations numériques	54
3.3.1	Modèles de convection mantellique	54
3.3.2	Ajout de plaques tectoniques	57
3.4	Bilan du chapitre et proposition d'un nouvel outil	62
4	Simulation multi-agents des systèmes physiques complexes	63
4.1	Définitions	64
4.2	État de l'art	65
4.3	Application des SMA à un exemple académique : la Dynamique Moléculaire .	69
4.3.1	Mise en œuvre	69
4.3.2	Validation des méthodes	73
4.4	Proposition d'un cahier des charges	77
5	Le modèle MACMA : MAnteau Convectif Multi-Agents	79
5.1	Objectifs	79
5.2	Vue d'ensemble	80
5.2.1	Structure générale du modèle	80
5.2.2	Organisation du manteau convectif	82
5.3	Bilan des forces	82
5.3.1	Forces motrices et forces résistives	82
5.3.2	Influence des caractéristiques individuelles des plaques	87
5.4	Modèle thermique	89
5.4.1	Modèle conductif de demi-espace infini	89
5.4.2	Épaississement de la lithosphère océanique	90
5.4.3	Initiation de la subduction	93
5.4.4	Bilan thermique	96
5.5	Lois empiriques et semi-empiriques	97
5.5.1	Subduction asymétrique	97
5.5.2	Accrétion au niveau des dorsales	97
5.5.3	Continents « insubmersibles »	97
5.5.4	Suture de plaques	98
5.5.5	Migration de la fosse de subduction	99
5.5.6	Brisure de la lithosphère continentale	100
5.5.7	Bilan du modèle géophysique	109
5.6	Algorithme du modèle	110
5.7	Interface du simulateur	112

6	Expérimentation <i>in virtuo</i>	115
6.1	Imiter la tectonique terrestre actuelle	117
6.2	Évolution thermique à court terme	119
6.2.1	Distribution des âges et flux de chaleur	119
6.2.2	Profil de viscosité et flux de chaleur	122
6.2.3	Discussion	124
6.3	Histoire de la Terre : la catastrophe thermique n'aura pas lieu	126
6.3.1	Paramétrisation de l'évolution thermique du système	126
6.3.2	Simulation multi-agents de l'histoire thermique terrestre	131
6.4	Le modèle MACMA au banc d'essai	133
6.4.1	Influence des lois empiriques du modèle	133
6.4.2	Influence des paramètres physiques du modèle	140
6.4.3	Influence de la proportion de lithosphère continentale	149
6.5	Bilan du chapitre	150
7	Conclusion	153
	Épilogue	157
	Glossaire	163
	Publications	171
	Références bibliographiques	173
	Résumé de thèse	189

Table des figures

2.1	Coupe tomographique du manteau.	9
2.2	Géoïde terrestre en trois dimensions.	10
2.3	Profil de vitesse des ondes sismiques.	10
2.4	Structure interne de la Terre.	11
2.5	Profils de viscosité du manteau.	12
2.6	Profil de température de la Terre.	13
2.7	Profil thermique d'une couche fluide isovisqueuse.	14
2.8	Convection dans un bol de soupe.	17
2.9	Carte mondiale des séismes récents.	18
2.10	Anomalies magnétiques autour de la dorsale Médio-Atlantique.	19
2.11	Cartographie mondiale des champs de contrainte en compression et de vitesse.	20
2.12	Carte des plaques lithosphériques actuelles.	21
2.13	Schéma bilan du couplage entre plaques tectoniques et manteau convectif.	22
2.14	Schéma des principales forces exercées sur une plaque.	23
2.15	Décomposition du poids de la plaque plongeante.	23
2.16	Mouvement absolu des fosses de subduction.	28
2.17	Distribution du flux surfacique de chaleur selon l'âge du plancher océanique.	32
2.18	Comparaison du flux surfacique et des âges de la lithosphère dans les océans.	33
3.1	Carte des âges du plancher océanique.	41
3.2	Évolution du bassin Pacifique depuis le Mésozoïque.	42
3.3	Modèle de boucle pour une cellule de convection (L,d).	45
3.4	Modèle paramétré d'évolution thermique de la Terre.	49
3.5	Modèle d'évolution thermique de la Terre à tectonique intermittente.	50
3.6	Distribution des âges du plancher océanique actuel.	51
3.7	Modèle semi-empirique d'évolution thermique de la Terre.	52
3.8	Comparaison de l'impact d'un âge maximal τ_{max} fixé ou paramétré par un critère convectif.	53
3.9	Isolation mécanique des continents simulée en différences finies.	55
3.10	Impact de la taille des continents et des cellules sur le flux de chaleur.	56
3.11	Simulation 3D d'un manteau convectif partiellement recouvert de continents mobiles.	57

3.12	Émergence de plaques rigides en surface d'un manteau convectif.	58
3.13	Simulation numérique comportant des frontières de plaques mobiles.	59
3.14	Impact des conditions aux limites : tectonique des plaques ou surface libre (<i>free slip</i>).	60
3.15	Simulation de l'interaction de continents à marges souples.	61
4.1	Simulation multi-agents interactive en mécanique des fluides.	67
4.2	Simulation multi-agents d'états de mer.	68
4.3	Autonomie spatiale et détection des voisins.	71
4.4	Agents capteurs : thermomètre volumique et manomètre surfacique.	73
4.5	Simulation d'une relaxation maxwellienne.	74
4.6	Détente de Joule-Gay Lussac.	75
4.7	Détente de Joule-Gay Lussac : résultats.	75
5.1	Vue d'ensemble de l'environnement de simulation.	80
5.2	Bilan des forces sur une plaque tectonique.	83
5.3	Double couche visqueuse sous une plaque lithosphérique rigide se déplaçant à la vitesse U	86
5.4	Distribution de la profondeur du plancher océanique en fonction de son âge.	91
5.5	Température et gradient thermique définissant la lithosphère rigide et la convection de petite échelle pour $T_m = 1600$ K.	92
5.6	Âges critiques de mise en place de la convection de petite échelle (SSC) et d'initiation de la subduction dans MACMA, en fonction de la température du manteau.	94
5.7	Arrivée d'un continent en butée de plaque : <i>slab detachment</i> et suture.	98
5.8	Suture de plaques due à la subduction d'une dorsale.	99
5.9	Comportement des fosses de subduction basé sur un critère structurel.	101
5.10	Paramétrisation du schéma d'advection sous un continent isolant.	102
5.11	Formation d'un supercontinent suivi d'un processus d'océanisation.	105
5.12	Évolution de la vitesse d'advection comparée à la vitesse critique de rupture continentale.	106
5.13	Temps d'ouverture d'un océan par advection sous-continentale, en fonction de l'épaisseur h de la couche réchauffée, de la largeur a du continent, et de la contrainte seuil F_{lim} de la lithosphère.	107
5.14	Diagramme logique de l'algorithme du modèle MACMA.	111
5.15	Interface Homme Machine (IHM) : initialisation d'une simulation.	112
5.16	Interface Homme Machine (IHM) : ajout des continents et distribution des âges.	113
5.17	Interface Homme Machine (IHM) : simulation et mesure des observables.	114
6.1	Évolution de la vitesse d'une plaque sur 60 Ma, à travers des changements structuraux de l'écoulement mantellique.	118
6.2	Distribution des âges du plancher océanique à deux dates différentes pour un même état initial.	120
6.3	Évolution du flux de chaleur océanique sur 300 millions d'années, partant d'un état initial imitant la Terre actuelle.	121
6.4	Évolutions comparées du flux de chaleur et de la vitesse moyenne des plaques sur 300 Ma, pour deux profils de viscosité différents.	123

6.5	Évolution de l'âge critique de subduction, du flux de chaleur et de la température moyenne de la Terre au cours de son histoire thermique, pour trois mécanismes différents.	129
6.6	Effet d'une viscosité moindre sur l'âge de déstabilisation de la lithosphère, avec ou sans continent en surface couplé à la lithosphère océanique.	130
6.7	Simulation d'une histoire thermique terrestre avec MACMA.	132
6.8	Paramétrisation du mouvement des fosses de subduction : critère cinématique.	133
6.9	Comportement des fosses de subduction basé sur un critère cinématique.	134
6.10	Comparaison de l'impact des lois de migration des fosses de subduction.	136
6.11	Évolution de l'âge d'initiation des subductions et de la température du manteau en fonction du modèle d'initiation des subductions.	137
6.12	Évolution de la taille moyenne des plaques et du flux de chaleur en fonction du modèle d'initiation des subductions.	139
6.13	Impact du rayon de courbure sur la vitesse de plaque et le poids du <i>bending</i>	140
6.14	Impact de l'âge actuel d'initiation des subductions sur l'évolution de la température du manteau.	142
6.15	Évolution thermique du manteau sur 3 Ga en fonction du flux de chaleur maximum imposé au niveau des dorsales.	143
6.16	Évolution de la taille moyenne des continents, du flux de chaleur et de la température du manteau en fonction du seuil de rupture continentale, pour une énergie d'activation de 200 kJ/mol.	144
6.17	Deux configurations continentales possibles à la surface du manteau.	145
6.18	Évolution thermique du manteau sur 3 Ga en fonction de l'énergie d'activation E et de la résistance de la lithosphère continentale.	146
6.19	Évolution de la taille moyenne et de la vitesse moyenne des plaques sur 3 Ga, en fonction de l'énergie d'activation E	147
6.20	Évolution du taux de refroidissement moyenné sur 2,5 Ga, en fonction de l'énergie d'activation E et du seuil de rupture F_{lim}	148
6.21	Évolution du flux surfacique moyen, du flux de chaleur total et de la chute de température totale en fonction de la proportion de surface continentale.	149

Liste des tableaux

2.1	Paramètres physiques du système Terre.	16
2.2	Vitesses moyennes de quelques plaques dans NNR, SB04 et HS3.	28
2.3	Taux de production radioactive du manteau.	34
2.4	Budget énergétique du manteau.	35
3.1	Références d'adimensionnement des équations de la convection.	43
5.1	Paramètres du modèle.	84
5.2	Comparaison des différentes forces appliquées à la plaque Nazca.	88
6.1	Comparaison des vitesses calculées par MACMA avec celles mesurées dans NNR, pour quatre plaques terrestres actuelles.	117
6.2	Critère cinématique : quelques exemples du mouvement de la fosse en fonction des vitesses de plaques et du taux d'entrée en subduction V_s	135
6.3	Bilan de l'impact des paramètres du modèle sur la chute de température sur trois milliards d'années.	151

Chapitre 1

Introduction générale

Pour étudier les systèmes complexes, on pourrait tenter d'utiliser les méthodes analytiques classiques : on écrirait un ensemble d'équations censé décrire le comportement global du système et on résoudrait ces équations, mais, généralement, on ne sait pas les écrire.

HERVÉ ZWIRN (2003)

Les travaux exposés dans ce manuscrit s'inscrivent dans le cadre d'un projet mené au Centre Européen de Réalité Virtuelle, qui consiste à développer des méthodes novatrices de simulation des systèmes physiques complexes. Nous verrons dans cette introduction quels sont les verrous scientifiques qu'il est nécessaire de lever pour simuler de tels systèmes, puis nous dirons dans quelle mesure le système Terre est complexe, afin de proposer une démarche de modélisation qui permettra d'étudier ses mécanismes de refroidissement.

1.1 Simulation physique de systèmes complexes

La complexité d'un système provient essentiellement de la diversité de ses composants, de leurs interactions et des échelles de temps et d'espace qui les caractérisent. Un système complexe est *a priori* un système ouvert (ses constituants peuvent varier en nombre dans le temps), hétérogène (en termes de composition, de densité ou de lois de comportement), et formé d'entités qui peuvent elles aussi être complexes ; c'est-à-dire que le système peut présenter différents niveaux de structure et d'interaction, opérant éventuellement à des échelles de temps et d'espace variées (Tisseau, 2004). Les exemples de systèmes complexes qui font actuellement l'objet de recherches sont nombreux : le monde du vivant en est sans doute la ressource principale (biologie moléculaire, bactériologie, épidémiologie, écosystèmes, *etc.*), mais la description des activités humaines (macroéconomie, réseaux sociaux, régulation du trafic) et celle du globe terrestre (climatologie, circulation océanique, thermodynamique terrestre) sont autant de domaines pour lesquels la complexité est un sujet de recherche d'actualité.

L'étude d'un tel système nécessite bien sûr une approche simplifiée ; on crée pour cela un modèle, c'est-à-dire une image schématique de la réalité qui nous sert à comprendre le fonctionnement d'un système en fonction d'une question. Il est donc important d'avoir à l'esprit que les questions que l'on pose conditionnent en partie la modélisation du système étudié. Cette approche simplifiée de la réalité ne peut donc faire avancer la connaissance d'un système que si elle s'affranchit des biais qu'elle induit. En particulier, la discrétisation du temps et de l'espace nécessaire au traitement informatique des données est souvent compensée par une puissance de calcul importante d'une part, et par la finitude du système simulé d'autre part. Cela conduit le modélisateur à l'un des principaux verrous scientifiques de la simulation de systèmes complexes : la difficile gestion des conditions aux limites. Celles-ci sont en général variables dans le temps et dans l'espace, et rendent les méthodes numériques classiques coûteuses en ressources informatiques et en temps de calcul. Le développement récent des supercalculateurs est une solution réservée à des laboratoires disposant de moyens conséquents, et l'initiative de cette thèse se base entre autres sur la recherche de méthodes informatiques qui permettraient de simuler des systèmes complexes en limitant le nombre de calculs à réaliser, sans réduire pour autant la simulation à une animation floutée du système.

La méthode de modélisation que nous avons développée dans cette thèse se base sur l'utilisation des systèmes multi-agents (Weiss, 1999; Ferber, 1999; Wooldridge, 2002), qui seront définis en détails au chapitre 4. Précisons simplement à ce stade que l'approche multi-agents consiste à simuler un phénomène complexe en superposant les interactions d'entités autonomes. La validation de cette méthode de simulation a été réalisée sur un système complexe dont le comportement est bien décrit par la théorie : il s'agit d'un gaz de molécules placé hors de l'équilibre thermodynamique. Dans la nature, un tel système tient sa complexité de l'interaction d'un nombre redhibitoire d'entités (de l'ordre de 10^{23}). Par la suite, l'application centrale de cette thèse s'est tournée vers une question de géodynamique terrestre : nous avons étudié les mécanismes de refroidissement de la planète Terre, vue comme une machine thermique auto-entretenu.

1.2 La Terre, un système complexe

La planète Terre est un objet relativement mal connu. Si la dynamique de sa surface est de mieux en mieux contrainte depuis que nous la scrutons par voie satellitaire, sa dynamique interne reste globalement une énigme, dans la mesure où nous n'avons accès à elle que de façon indirecte : le forage artificiel le plus profond sur Terre ne dépasse pas la croûte terrestre, qui ne représente même pas la peau d'une orange mise à l'échelle de la planète. Cependant, les mesures indirectes auxquelles le géophysicien a accès nous montrent que le système Terre est un système complexe : il met en jeu un grand nombre d'interactions physiques couplées, présentant des échelles de temps et d'espace variées. En particulier, nous verrons dans les pages qui suivent que les pertes de chaleur mesurées à la surface de la Terre dépendent de l'organisation des plaques tectoniques, et que cette géométrie évolutive de la surface est contrôlée par des forces gravitaires étroitement liées au refroidissement du manteau. De plus, les mécanismes tectoniques s'expriment sur des échelles spatiales qui vont de quelques kilomètres pour l'épaisseur d'une plaque jeune, à plus de 10000 km pour la largeur caractéristique d'une plaque ancienne ou d'un supercontinent. De même, les mécanismes de refroidissement de la planète présentent des temps caractéristiques contrastés, allant de quelques millions d'années pour la traversée du manteau supérieur par une plaque plongeante, à plus de dix milliards d'années pour le temps caractéristique de refroidissement global du système.

Par ailleurs, les simulations numériques classiques de la géodynamique terrestre sont confrontées à un obstacle qui caractérise la plupart des systèmes complexes : bien que les processus mécaniques et thermiques impliqués dans le refroidissement de la planète soient relativement bien décrits à l'échelle du laboratoire, plusieurs processus majeurs de la tectonique des plaques restent mal compris à l'heure actuelle. En effet, les nombreux couplages physico-chimiques impliqués dans ces phénomènes et la superposition d'un grand nombre de processus à des échelles différentes brouillent les pistes de leur modélisation et rendent le comportement global du système inaccessible à la simulation numérique par résolution d'équations aux dérivées partielles. Par exemple, il en va ainsi de la migration des zones d'enfouissement du plancher océanique dans le manteau terrestre et du mécanisme d'initiation de ce processus d'enfouissement.

Dans ce contexte, le développement des méthodes multi-agents pour la modélisation et la simulation de phénomènes physiques complexes présente trois objectifs méthodologiques :

- ▷ Tout d'abord, changer de point de vue concernant la simulation des systèmes complexes. En effet, celle-ci est classiquement réalisée à partir d'équations différentielles de plus en plus élaborées, résolues sur des maillages de plus en plus fins. Le risque de cette méthode est d'obtenir à terme un résultat aussi complexe que le système réel, sans pour autant le décrire véritablement. Nous proposons donc une alternative qui consiste à simuler le système en superposant des modèles analytiques et phénoménologiques qui ajoutent aux équations classiques de conservation la connaissance empirique que nous avons du système.
- ▷ Par ailleurs, nous construirons un outil de simulation qui permettra d'expérimenter des modèles de phénomènes tectoniques, pour étudier les mécanismes d'évolution thermique de la planète à partir de processus explicites sur différentes échelles de

temps.

- ▷ Enfin, à partir de l'expérience tirée des simulations de thermodynamique des gaz et de refroidissement du manteau terrestre, nous tâcherons de proposer une méthode générique de modélisation des systèmes physiques complexes à partir de systèmes multi-agents.

1.3 Organisation de ce mémoire

Ce manuscrit rend compte des travaux de modélisation que nous avons entrepris pour étudier le comportement thermique de la Terre. Afin de définir le contexte dans lequel s'inscrit notre étude, le **chapitre 2** expose les connaissances que le géophysicien peut tirer des mesures indirectes du système Terre. Le lecteur qui n'est pas spécialiste de cette machine thermique atypique y trouvera le matériel nécessaire à la compréhension globale du manuscrit, en s'appuyant si nécessaire sur le glossaire placé en fin d'ouvrage. Nous décrivons tout d'abord dans ce chapitre la structure actuelle de la planète, puis nous détaillons son comportement mécanique, la cinématique de sa surface et la thermodynamique globale du système. À la lumière de ces informations, nous dégagerons la problématique géophysique de notre étude, en examinant l'efficacité du refroidissement de la Terre au cours de son histoire thermique.

Le **chapitre 3** expose les trois approches classiques du refroidissement de la Terre : les études de terrain qui font le lien entre l'âge du plancher océanique et les pertes de chaleur en surface, les études paramétriques qui expriment le flux de chaleur en fonction de la vigueur de la convection et de la rhéologie du manteau, et les simulations numériques de la planète, basées sur la résolution d'équations aux dérivées partielles. À l'issue de cet état de l'art, nous proposons un nouvel outil de simulation pour tenter de pallier les manques que nous avons relevés dans les approches classiques.

Le **chapitre 4** détaille la méthode de modélisation multi-agents que nous développons dans ce manuscrit pour l'appliquer à la simulation du système Terre. Nous exposons également les expériences de dynamique moléculaire qui ont servi de validation aux méthodes multi-agents développées dans le cadre de cette thèse.

Ce paradigme de modélisation est mis en application dans le **chapitre 5**, qui décrit le modèle géophysique MACMA (MAnteau Convectif Multi-Agents) que nous avons construit pour étudier la machine thermique terrestre. Les hypothèses du modèle y sont discutées pas à pas et l'algorithme de simulation est présenté dans des termes intelligibles par le physicien non spécialiste de la programmation orientée objet. Une présentation de l'interface de simulation clôt le chapitre.

Enfin, le **chapitre 6** expose l'ensemble des expérimentations réalisées sur le modèle MACMA au cours de cette thèse. Nous décrivons en premier lieu les expériences de validation auxquelles nous avons procédé pour évaluer la pertinence du modèle. Ensuite nous discutons le lien qui est traditionnellement fait entre la rhéologie du manteau et l'efficacité de son refroidissement, afin de proposer un point de vue radicalement différent, se basant sur les processus de surface de la tectonique des plaques pour réconcilier les mesures actuelles du flux et le taux de refroidissement moyen issu de contraintes géologiques indépendantes. Nous

concluons ce chapitre expérimental par un panel d'études systématiques, afin de mettre en évidence le domaine de validité et l'impact des lois empiriques et des paramètres physiques du modèle.

La conclusion présentée au **chapitre 7** résume les concepts développés dans cette thèse et les résultats de leur application à l'étude des mécanismes de refroidissement du système Terre. Quelques perspectives de recherche précises sont ensuite suggérées pour développer l'outil de simulation présenté dans ce manuscrit.

Enfin, nous tenterons de tirer profit de ce travail pour proposer dans un **épilogue** un protocole générique de modélisation des systèmes physiques complexes à partir de systèmes multi-agents.

Chapitre 2

Deux ou trois choses que je sais d'elle...

Despite the obvious solidity of the Earth beneath our feet, the interior must have flowed, in order to create the complex surface geology we see today.

GERALD SCHUBERT ET AL. (2001)

Ce chapitre a pour but d'esquisser un portrait dynamique de la Terre, pour favoriser une compréhension intuitive chez le lecteur qui ne serait pas familier avec les concepts de base de la géodynamique terrestre. Dans cette optique, nous tenterons de suivre un cheminement logique inductif, partant des mesures indirectes dont dispose le géophysicien et d'arguments physiques simples, pour tracer les grandes lignes d'un tel portrait.

Nous tenterons d'explicitier le fonctionnement du système Terre en tant que machine thermique, qui transforme une énergie d'origine principalement radioactive en énergie cinétique de convection, pour finalement la dissiper par conduction à sa surface, au contact des océans et de l'atmosphère. Nous détaillerons pour cela le mode de transport de l'énergie thermique au sein du manteau terrestre, puis le mode de refroidissement d'un système qui renouvelle sa surface d'échange avec l'extérieur au moyen de ce que l'on appelle depuis les années 1960 la « tectonique des plaques ».

2.1 Structure actuelle de la Terre

2.1.1 Structure mécanique

Si l'on connaît plutôt bien la surface de la Terre, y compris le relief des fonds marins grâce aux acquisitions d'altimétrie satellitaire, l'intérieur de la planète reste l'objet de nombreuses spéculations. En effet, la connaissance indirecte que nous avons de la structure interne de la Terre est issue principalement des mesures de champ de pesanteur et de vitesse des ondes sismiques traversant le manteau, qui sont autant d'observables dont les variations spatiales n'ont pas de cause unique. Par exemple, il est difficile de déterminer si une chute de vitesse sur le trajet d'une onde sismique est due à une élévation locale de température ou à une hétérogénéité chimique, qui peuvent toutes les deux induire localement une zone de moindre rigidité qui ralentirait ainsi le train d'onde. De la même façon, une anomalie dans le champ de pesanteur peut être l'expression d'une hétérogénéité de température jouant sur la densité des roches, ou d'une variation d'épaisseur d'une roche de densité uniforme. De plus, les observations faites en surface résultent d'une intégration : sur le trajet du train d'onde pour la mesure sismique, et sur toute l'épaisseur du manteau pour la mesure gravimétrique. Nous sommes donc tributaires d'un certain nombre d'hypothèses faites sur la composition du manteau et sur les couplages physico-chimiques qui régissent son fonctionnement. À titre d'exemple, la figure 2.1 montre un exemple de coupe tomographique du manteau européen : il s'agit d'une reconstruction des anomalies de vitesse d'ondes sismiques, calculées en inversant les temps de parcours des ondes entre plusieurs stations sismiques. Ces anomalies sont interprétées comme des hétérogénéités de température dans le manteau, à partir d'hypothèses plus ou moins contraintes sur la composition du manteau. On voit clairement sur la figure que la résolution des anomalies de vitesse diminue avec la profondeur, notamment en raison d'une moindre fiabilité des hypothèses faites sur le manteau profond.

La mesure du champ vectoriel de pesanteur nous renseigne également sur les hétérogénéités de densité de la planète. La direction du champ est déterminée sur les continents à l'aide d'un fil à plomb, et sa norme est calculée par des gravimètres qui intègrent la contribution de différentes enveloppes terrestres à leur verticale. Au niveau des océans, c'est la déviation des trajectoires satellitaires qui permet de déterminer le champ de pesanteur, mais à grande échelle uniquement (> 1000 km). Le géoïde est une surface équipotentielle du champ de pesanteur, choisie pour correspondre à la surface moyenne des océans. Les ondulations de cette surface nous renseignent sur la structure interne du globe. En l'absence d'ondulations, le géoïde serait donc un ellipsoïde correspondant à une répartition homogène de la masse dans une planète en rotation autour de son axe Nord-Sud. La figure 2.2 présente un géoïde terrestre en trois dimensions, avec une exagération verticale d'un facteur 10^5 .

Les ordres de grandeur de ces différentes mesures sont éloquentes : la figure 2.3 montre que la vitesse des ondes sismiques de compression (ondes P) s'échelonne de 7 à 13,5 km/s, de la surface de la Terre à la base du manteau (Dziewonski et Anderson, 1981), alors que les variations latérales de cette vitesse, déduites des études tomographiques, sont généralement inférieures à 0,1 km/s. De même les anomalies du champ de pesanteur à une altitude donnée

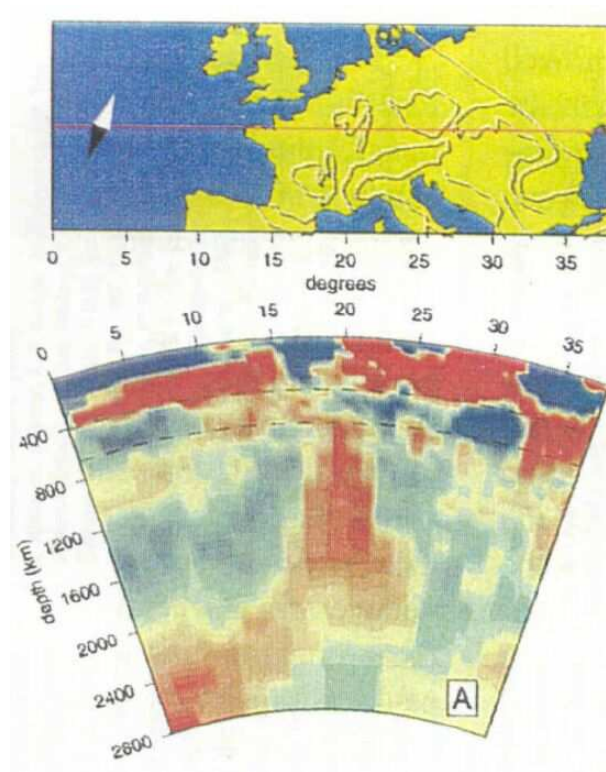


FIGURE 2.1 – Exemple de coupe tomographique du manteau terrestre sous l'Europe. La couleur rouge illustre les zones d'anomalie négative de vitesse, correspondant à un manteau légèrement plus chaud : l'écart relatif de vitesse entre le rouge et le bleu est de 0,1%. Source : Goes et al. (1999).

sont de l'ordre de quelques mGal, soit 5 à 6 ordres de grandeur en dessous de l'intensité du champ moyen. Au vu de tels écarts relatifs, il est légitime de considérer en première approximation que la répartition de masse dans la planète est à symétrie sphérique, et la figure 2.4 illustre dans ce cadre sa structure radiale. Dans la suite de cette étude, la Terre est considérée comme une sphère de 6400 km de rayon, composée d'un noyau entouré d'un manteau de 2900 km d'épaisseur, à son tour recouvert d'une enveloppe de quelques kilomètres : la croûte terrestre.

Le noyau est composé majoritairement de fer (environ 80%) et se divise en deux parties distinctes mécaniquement : une graine centrale solide et un noyau externe liquide. Cette discontinuité de phase est attestée par les mesures de vitesse des ondes sismiques (Dziewonski et Anderson, 1981), et s'interprète comme l'intersection du profil de température du noyau avec la courbe de début de fusion partielle du fer, appelée solidus. Le profil de vitesse des ondes sismiques de la figure 2.3 présente plusieurs discontinuités qui sont la marque d'une transition de phase des roches en présence. L'existence d'un noyau externe liquide en particulier, est mise en évidence par la disparition des ondes S à 2900 km de profondeur. Leur réapparition dans la graine solide est due à la conversion des ondes P qui traversent le noyau externe, en ondes S à l'interface noyau externe-noyau interne.

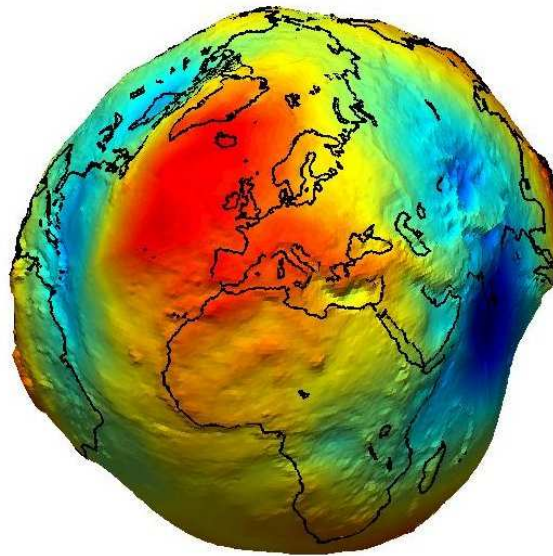


FIGURE 2.2 – Géoïde terrestre en trois dimensions. L'altitude du géoïde, croissante du bleu au rouge, présente des écarts de l'ordre de la centaine de mètres. Cette figure présente une exagération verticale d'un facteur 10^5 . Source : ESA.

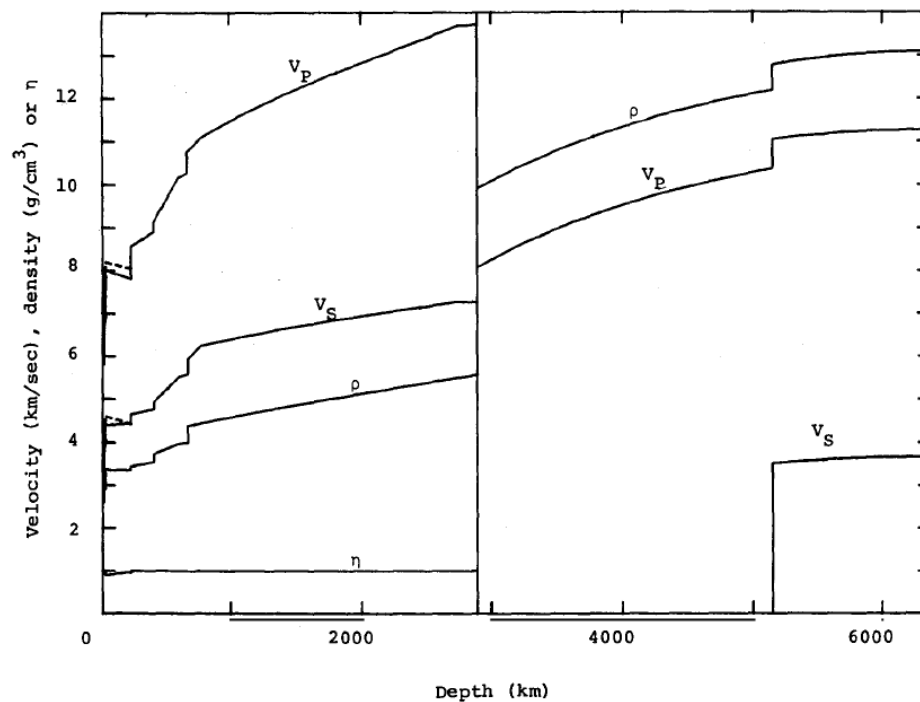


FIGURE 2.3 – Profil radial de densité et de vitesse des ondes sismiques de compression (ondes P) et de cisaillement (ondes S) dans la Terre. Source : modèle PREM de Dziewonski et Anderson (1981).

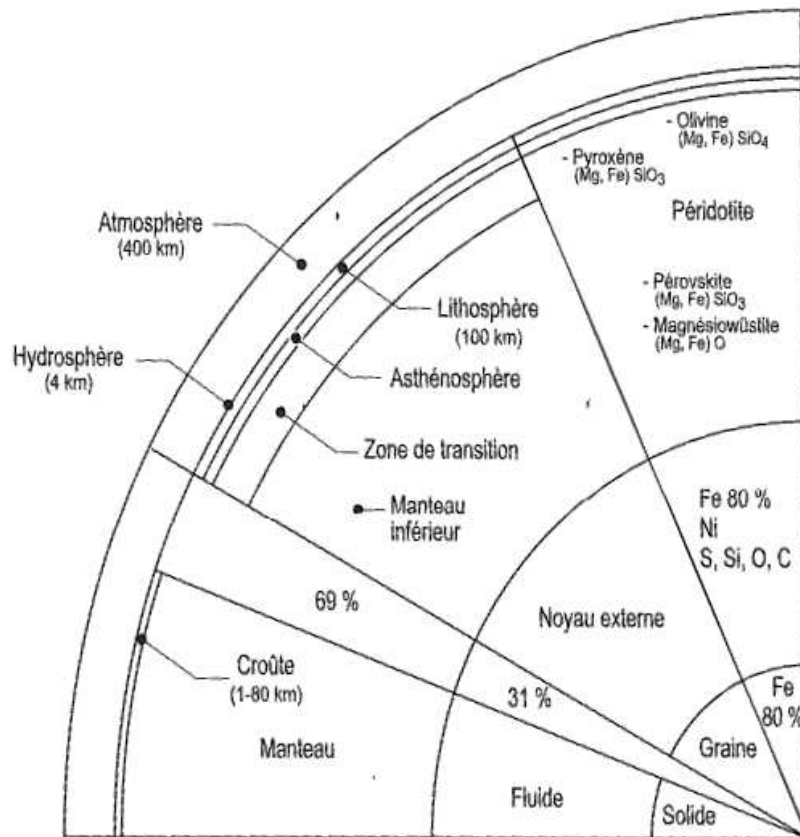


FIGURE 2.4 – Structure interne de la Terre. Les portions basses et hautes du schéma décrivent les discontinuités chimiques majeures de la Terre; la portion centrale distingue les discontinuités mécaniques dues au profil hétérogène de viscosité.

Le manteau est lui aussi divisé en deux parties mécaniquement distinctes, et dont l'interface est définie par la transition de phase de l'olivine aux alentours de 24 GPa, à 670 km de profondeur. Le manteau inférieur présente une densité moyenne à 4500 kg/m^3 , tandis que le manteau supérieur est moins dense (3250 kg/m^3), du fait d'une pression moindre et d'une composition chimique différente. La croûte continentale a une épaisseur moyenne de 35 km, allant jusqu'à 75 km sous les chaînes de montagnes récentes, tandis que la croûte océanique est d'une épaisseur moyenne de 6 km. Ces épaisseurs sont définies par une discontinuité de la vitesse des ondes sismiques à l'interface entre croûte et manteau, appelée discontinuité de Mohorovicic.

La déformation à court terme des enveloppes terrestres précitées permet de quantifier certaines de leurs caractéristiques rhéologiques telle que la viscosité. L'exemple le plus célèbre est l'étude du rebond post-glaciaire en Scandinavie et au Canada, qui permet de déterminer des profils plus ou moins raffinés de viscosité dans le manteau (e.g., Haskell, 1935; McConnell, 1965; Mitrovica et Forte, 1997; Peltier, 1998). La figure 2.5 illustre le mécanisme du rebond visco-élastique qui a lieu depuis la fonte de la calotte glaciaire, et présente deux profils de viscosité plausibles, qui mettent en évidence l'existence en surface d'une couche particulièrement rigide d'une centaine de kilomètres d'épaisseur. Il s'agit de la

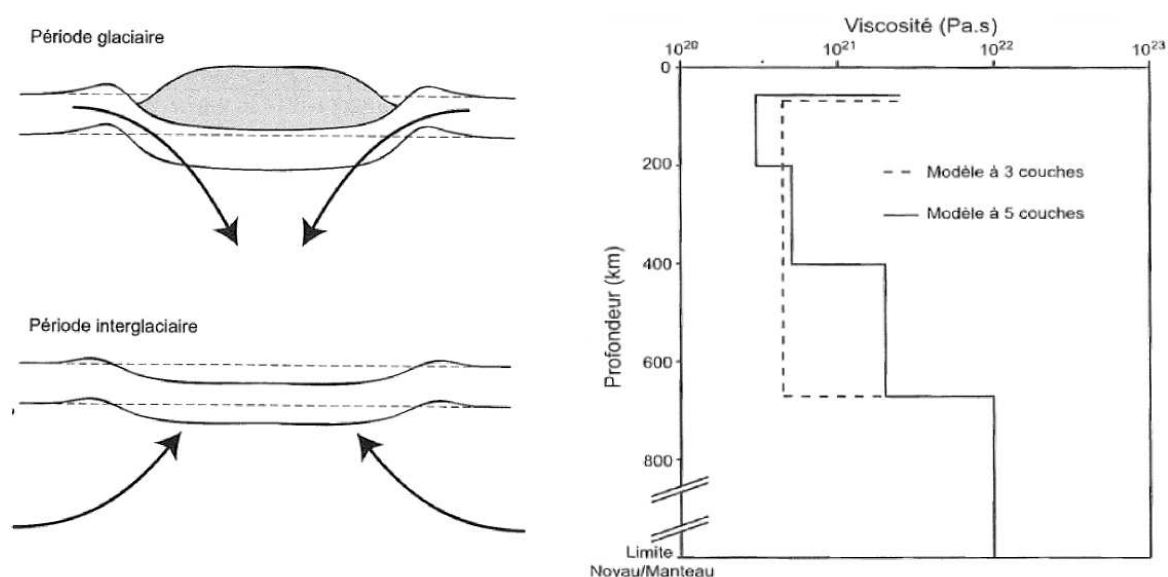


FIGURE 2.5 – Principe du rebond post-glaciaire et profils de viscosité du manteau proposés pour rendre compte de sa dynamique. La viscosité de la lithosphère est de l'ordre de 10^{23} Pa.s. Source : Sotin et al. (2009).

lithosphère, qui englobe la croûte et une partie du manteau supérieur. On estime sa viscosité moyenne à environ 10^{23} Pa.s, même si la croûte superficielle présente une viscosité qui dépasse cette valeur de plusieurs ordres de grandeur. Le comportement rigide de cette couche sera déterminant dans la présente étude des mécanismes de refroidissement de la Terre, car en empêchant les déformations de grande amplitude à la surface de la Terre, la lithosphère est l'acteur principal de la tectonique des plaques. L'ajustement des données relatives au rebond post-glaciaire permet aussi de contraindre la viscosité du manteau supérieur entre 5×10^{20} et 5×10^{21} Pa.s, avec un rapport de viscosité entre les deux parties du manteau compris entre 1 et 100 (Mitrovica et Forte, 1997, 2004).

De cette première description mécanique de la planète, nous retiendrons en première approximation la symétrie sphérique de la structure interne du globe, et l'hétérogénéité radiale de viscosité, qui confère à chaque couche une rhéologie particulière. Nous considérerons dans cette étude que le noyau, mal connu, est vu comme un ensemble de conditions aux limites du système étudié. Nous nous focaliserons donc sur les mécanismes de déformation du manteau et sur la dynamique de la lithosphère rigide en surface.

2.1.2 Structure thermique

La structure mécanique de la planète est fortement corrélée à sa structure thermique, car la viscosité d'une roche dépend continûment de sa température et de sa pression, lesquelles sont reliées par une équation d'état dans chaque phase homogène. Cette équation d'état définit un profil dit adiabatique, c'est-à-dire que l'évolution de la température avec la

pression est réversible dans un milieu de composition chimique uniforme, si les échanges de chaleur par conduction entre les roches sont négligeables. Dans chaque couche terrestre définie précédemment, l'augmentation de température avec la profondeur ne dépend alors que de la pression. Par ailleurs, les transitions de phase qui segmentent les profils de vitesse s'accompagnent d'un changement d'équation d'état, ce qui entraîne de fortes discontinuités de température à l'interface noyau-manteau ainsi qu'au passage du manteau inférieur au manteau supérieur.

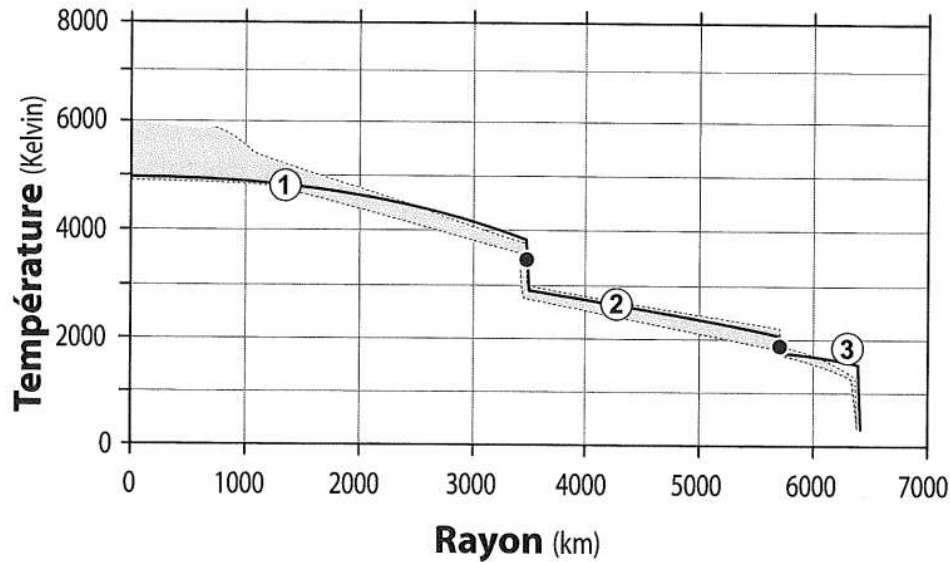


FIGURE 2.6 – Profil thermique adiabatique de la Terre. Les incertitudes concernant l'ampleur des sauts de température aux interfaces se propagent sur tout le profil. (1) Noyau, (2) manteau inférieur, (3) manteau supérieur. Source : Sotin et al. (2009).

Le profil de température de la Terre illustré par la figure 2.6 est un modèle, et non le résultat d'une mesure. Ce modèle est construit à partir des mesures de gradient thermique en surface et de « points d'ancrage », qui sont des points de discontinuité des vitesses sismiques (Dziewonski et Anderson, 1981) pour lesquels la température de transition de phase est établie en laboratoire (e.g., Zerr et al., 1998; Litasov et Ohtani, 2002). Au sein de chaque couche considérée homogène, le profil de température est ensuite calculé à partir des équations d'état précitées. Le profil de la figure 2.6 met en évidence l'importance des incertitudes qui lui sont attachées. Celles-ci sont dues à la fois aux incertitudes liées à la composition chimique de la Terre interne et aux sauts de température connus seulement à 200 K près. Au niveau de la transition entre manteau supérieur et manteau inférieur par exemple, l'existence d'un saut de température non nul dépend de l'importance des échanges de masse à cette profondeur. Les données tomographiques notamment montrent que des courants de matériau froid stagnent parfois sur cette interface, et dans certains contextes, la traversent directement, d'où la difficulté d'évaluer l'amplitude de ce saut de température.

Le modèle PREM de Dziewonski et Anderson (1981) fournit un profil de densité indépendant des mesures indirectes de température. Ce profil est à peu près linéaire dans le manteau supérieur et dans le manteau inférieur (fig. 2.3), ce qui nous incite à proposer un

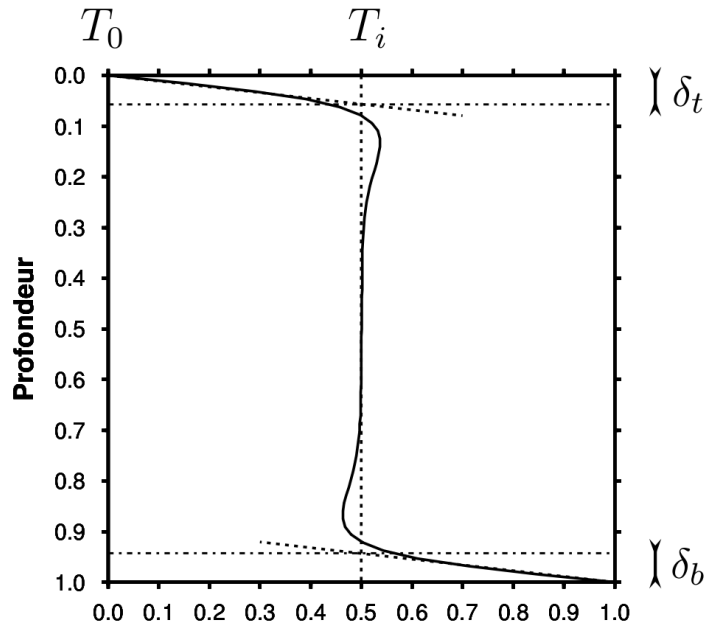


FIGURE 2.7 – Profil thermique d'une couche fluide isovisqueuse auquel peut s'apparenter le profil du manteau affranchi des effets de la pression. La température est adimensionnée par le saut de température ΔT à travers la couche fluide. Les couches limites thermiques d'épaisseur δ_t et δ_b assurent la continuité du profil entre un cœur de température homogène T_i et les milieux qui l'encadrent, de température T_o et $T_o + \Delta T$. Source : Grigné (2003).

profil thermique linéaire pour ces couches, dans le profil modélisé sur la figure 2.6. Le gradient de température ainsi obtenu dans le manteau est d'environ 0,3 K/km, ce qui est environ 100 fois plus faible que le gradient thermique mesuré dans la croûte terrestre (30 K/km). Un tel résultat nous incite à penser qu'en retranchant les effets de la pression, le profil thermique du manteau ressemble fort au profil d'un fluide isovisqueux simulé numériquement, et dont un exemple est présenté sur la figure 2.7. Dans un tel modèle, on constate que la température du manteau est quasiment constante, ce qui laisse penser qu'il s'agit d'un fluide bien mélangé, en dehors des deux zones à fort gradient de température qui séparent le cœur du manteau des interfaces avec l'extérieur et avec le noyau. Ces couches de transition, appelées couches limites thermiques du fluide (CLT), sont le siège d'une forte variation de température sur une faible épaisseur, illustrant leur capacité à conduire la chaleur, par exemple d'un milieu chaud (T_i) à un milieu froid (T_o). L'existence d'un tel contraste de température implique que ces couches limites thermiques ne présentent pas de convection, et que le transfert thermique est ici principalement conductif, ce qui correspond à un comportement mécanique rigide. Ceci est par ailleurs cohérent avec le fait que l'épaisseur des couches limites thermiques ($\delta \simeq 100$ km) est voisine de l'épaisseur de la lithosphère.

Nous retiendrons ici qu'en dehors des effets de pression, le manteau présente une température relativement homogène, et que la transition entre ce cœur bien mélangé et l'extérieur est assurée par une couche limite thermique à fort gradient de température. Notons enfin que cette couche limite thermique semble correspondre à la lithosphère rigide déduite de l'étude du rebond post-glaciaire.

2.2 Mécanique du système Terre

2.2.1 Convection mantellique

Le transfert de chaleur dans un milieu homogène peut prendre trois formes distinctes : la conduction, la convection et le rayonnement. En ce qui concerne le manteau, les roches étant opaques dans l'infrarouge, on pourra négliger tout transfert thermique par rayonnement. La conduction thermique est un mécanisme de transfert d'énergie basé sur la transmission à l'échelle microscopique d'énergie cinétique vibrationnelle, de molécule en molécule. Elle est donc d'autant plus efficace que ces molécules sont liées, ce qui revient à dire que la conductivité thermique d'un matériau croît avec sa rigidité. À ce titre, la conduction sera plus efficace dans la lithosphère que dans le cœur du manteau terrestre. La convection quant à elle, se caractérise par un déplacement de masse dû à des variations spatiales de densité : par exemple un fluide plus chaud, donc moins dense que son environnement direct, est mis en mouvement par la poussée d'Archimède, et se déplace donc en remontant les lignes du champ de pesanteur. Ce mouvement peut le mettre en contact avec un fluide plus froid, et donner lieu à un transfert conductif d'autant plus efficace que le contraste de température est marqué. Le mélange de fluide opéré par la convection est un mode de transfert thermique beaucoup plus efficace que la conduction seule, puisque dans un matériau où la convection est possible, le transport de matière va renforcer les contrastes thermiques.

Pour savoir si le manteau est sujet à la convection thermique, on définit un nombre sans dimension, appelé nombre de Rayleigh Ra , qui compare les temps caractéristiques de diffusion et de transport d'un fluide présentant un saut de température ΔT sur une épaisseur d . Le temps caractéristique de la conduction, dans un fluide de diffusivité thermique κ , se déduit directement de l'équation de diffusion :

$$t_d \sim \frac{d^2}{\kappa} \quad (2.1)$$

Afin d'obtenir une expression analytique du temps de transport d'une anomalie thermique à travers cette couche de fluide visqueux, nous nous plaçons dans l'approximation de Boussinesq, qui considère que les variations de masse volumique ρ du fluide ne sont prises en compte, dans les équations de conservation de masse, de quantité de mouvement et de chaleur, que dans le terme de poussée d'Archimède, et que la masse volumique ρ ne dépend que de la température, selon l'expression :

$$\rho(T) = \rho_o \left(1 - \alpha(T - T_o) \right) \quad (2.2)$$

où α est le coefficient de dilatation thermique du fluide et ρ_o la densité du fluide à la température de référence T_o . En isolant un volume sphérique de rayon R dans un fluide newtonien de viscosité η , évoluant dans un champ de pesanteur homogène g (e.g., Cserepes et Rabinowicz, 1985), on peut écrire l'équilibre de la poussée d'Archimède et du frottement visqueux. Cette égalité conduit à une vitesse de Stokes (Guyon et al., 2001) et permet d'exprimer le temps de transit de ce volume à travers une couche d'épaisseur d présentant un

saut de température ΔT :

$$t_s \sim \frac{\eta R d}{\rho_0 \alpha T R^3 g} \quad (2.3)$$

En considérant une sphère de l’ordre de grandeur de la couche fluide considérée, le rapport des temps caractéristiques t_d et t_s définit le nombre de Rayleigh Ra , qui quantifie la vigueur de la convection :

$$Ra = \frac{t_d}{t_s} = \frac{\alpha g \Delta T d^3}{\kappa \nu} \quad (2.4)$$

où $\nu = \eta/\rho$ est la diffusivité visqueuse (ou viscosité cinématique) du fluide. On estime en général qu’une convection thermique se met en place dans une couche fluide si ce rapport est supérieur à 10^3 (Chandrasekhar, 1961; Guyon et al., 2001). Les paramètres du manteau moyen présentés dans le Tableau 2.1 donnent Ra entre 3×10^6 et 9×10^6 , ce qui signifie que le manteau est bien un système convectif. Cette estimation est incluse dans la marge d’incertitude généralement admise pour le nombre de Rayleigh du manteau actuel ($10^6 - 10^8$).

TABLE 2.1 – Paramètres physiques du système Terre.

Paramètre	Valeur
α , dilatation thermique	$2,5 \times 10^{-5} K^{-1}$
κ , diffusivité thermique	$8 \times 10^{-7} m^2/s$
ρ , densité moyenne du manteau	$4,5 \times 10^3 kg/m^3$
g , gravité moyenne du manteau	$10 m/s^2$
ΔT , saut de température	$2500 K$
η , viscosité moyenne du manteau	$1 - 3 \times 10^{22} Pa.s$
ν , diffusivité visqueuse du manteau	$2 - 7 \times 10^{18} m^2/s$
d , épaisseur du manteau	$2900 km$
Ra , nombre de Rayleigh	$3 - 9 \times 10^6$
Pr , nombre de Prandtl	$3 - 8 \times 10^{24}$

Ce calcul est aussi cohérent avec les hypothèses que nous avons tirées des études présentées précédemment : un manteau soumis à une convection vigoureuse est effectivement un fluide très visqueux, mais bien mélangé. A titre de comparaison, une lithosphère caractérisée par une densité de $3250 kg/m^3$, une viscosité moyenne de $10^{23} Pa.s$, un saut de température de $1400 K$ et une épaisseur de $100 km$ présente un nombre de Rayleigh $Ra_{litho} \simeq 500$, ce qui correspond bien à un régime conductif. On peut donc considérer pour le reste de cette étude que c’est la lithosphère terrestre qui joue le rôle de couche limite thermique de la convection mantellique. Les mouvements de la lithosphère mesurés en surface impliquent par ailleurs que celle-ci fait partie de la convection, car ces mouvements prennent place sur une surface terrestre constante. Cependant, la faible densité de la croûte continentale ($2,7 kg/m^3$ contre $3,25 kg/m^3$ pour le manteau supérieur et la croûte océanique), ajoutée à la viscosité probablement forte des racines continentales, les contraint à rester en surface.

La somme des informations que nous avons récoltées jusqu'à présent nous permet de réinterpréter le profil thermique du manteau : en effet, le rebond post-glaciaire fournit une certaine valeur de la viscosité moyenne de la lithosphère, tandis que des mesures de viscosité réalisées en laboratoire donnent une loi exponentielle dépendant de la température (Karato et Wu, 1993), ce qui permet d'interpréter la lithosphère comme la couche limite thermique du manteau convectif, qui est un milieu dont la rhéologie dépend fortement de la température. Ce raisonnement explique l'origine du comportement rigide de la lithosphère océanique, qui surplombe les cellules de convection du manteau convectif, à l'image d'un bol de soupe *miso* qui se refroidit en apportant en surface du matériau chaud ascendant, faisant apparaître un pavage de cellules de convection (cf. figure 2.8).



FIGURE 2.8 – Photographie d'une soupe en convection. Des courants ascendants et descendants font apparaître en surface un pavage correspondant aux cellules de convection du fluide.

Historiquement, l'idée d'un lien étroit entre mouvement des fonds océaniques et convection du manteau est attribuée à Harry Hess en 1960, dans un livre intitulé « *History of ocean basins* », qui ne sera publié qu'en 1962. L'idée originale d'un tapis roulant océanique a été proposée par Robert Dietz dans un article de *Nature* de 1961. Il y décrit explicitement le plancher océanique comme la partie visible de la convection mantellique :

« *The oceanic "crust" (the gabbroic layer) is almost wholly coupled with the convective overturn of the mantle creeping at a rate of a few cm/yr. [...] So the sea floor marks the tops of the convection cells and slowly spreads from zones of divergence to those of convergence.* »

Robert Dietz (1961)

Nous pouvons retenir de cette étude de stabilité que le manteau terrestre est un système convectif, surmonté d'une couche limite thermique correspondant à la lithosphère océanique

rigide. Cette dernière est mobile et participe à la convection car elle peut entrer dans le manteau, alors que les continents restent en surface. La dynamique non uniforme d'une surface rigide ne peut s'expliquer que par l'existence de discontinuités spatiales de vitesse ainsi que de zones de création et de disparition de la lithosphère océanique : c'est l'objet de la tectonique des plaques.

2.2.2 Tectonique des plaques

La lithosphère qui surplombe le milieu convectif présente une viscosité au moins 100 fois supérieure à celle du manteau supérieur. Elle est donc considérée comme rigide à l'échelle de temps de la convection mantellique, et ne peut a priori pas être le siège de déformations de grande ampleur. La seule façon de la faire participer à la convection est alors de supposer l'existence de zones de création et de disparition de plancher océanique en surface. Un bon candidat pour remplir ce rôle est le réseau de lignes de forte activité sismique représenté sur la figure 2.9. En effet le plongeon dans le manteau d'une lithosphère d'une centaine de kilomètres d'épaisseur doit donner lieu à des frictions importantes, qui pourraient être à l'origine de tels séismes.

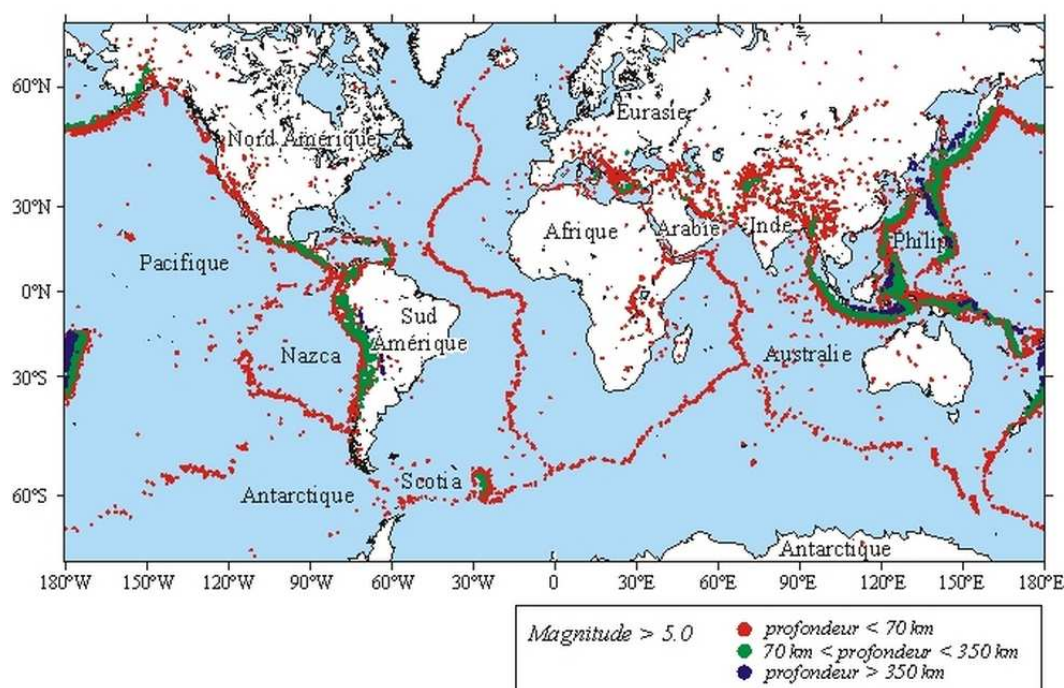


FIGURE 2.9 – Carte mondiale des séismes récents. Source : Institut de Physique du Globe de Paris.

Une avancée capitale dans le débat qui occupe la communauté scientifique des années 1960 est la découverte des bandes alternées d'anomalies magnétiques sur le plancher océanique (Vine et Matthews, 1964; Heirtzler et al., 1966; Morley, 1986). Ces bandes, représentées sur la

figure 2.10 sont symétriques de part et d'autre des lignes de séismes peu profonds répertoriés sur la figure 2.9, confortant ainsi l'idée du *sea floor spreading* de Dietz (1961) et Hess (1962). La datation de ces anomalies par comparaison aux sédiments et aux basaltes océaniques fournit aujourd'hui un outil très puissant pour dater et reconstituer les ouvertures océaniques. Les zones de séismes superficiels de la figure 2.9 (en rouge) correspondent à la création de plancher océanique, comme en atteste la symétrie des anomalies magnétiques de part et d'autre de ces foyers sismiques. Les séismes profonds (points verts et bleus) sont quant à eux répartis linéairement avec la profondeur (Wadati, 1928; Benioff, 1949) : ce profil est la signature d'une plaque plongeante et est appelé plan de Wadati-Benioff.

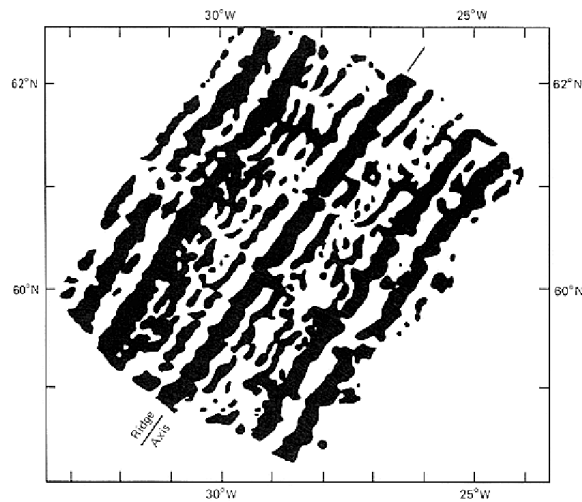


FIGURE 2.10 – Bandes alternées d'anomalies magnétiques parallèles à l'axe de divergence au milieu de l'Atlantique. Source : Heirtzler et al. (1966).

L'existence de zones de convergence et de divergence permet donc de renouveler le plancher océanique, mais pour parler de tectonique des plaques, encore faut-il qu'elles correspondent aux mouvements de la lithosphère. La figure 2.11 superpose le champ de contraintes en compression et le champ de vitesses de la lithosphère, déterminés indépendamment. On observe que le champ de vitesses est fortement corrélé au champ de contraintes, ce qui illustre la très bonne transmission des contraintes dans la lithosphère, preuve de son comportement rigide. Une autre manifestation du déplacement du plancher océanique a été mise en évidence par J. Tuzo Wilson en 1963, lorsqu'il a relié l'alignement des îles volcaniques hawaïennes à l'idée d'un point chaud fixe, engendré par la remontée locale de matériau chaud depuis la base du manteau inférieur, et perçant une plaque en mouvement.

Ces arguments nous permettent désormais de parler de plaques lithosphériques, se déplaçant des zones de création du plancher océanique, appelées dorsales, aux zones de disparition du plancher dans le manteau, appelées zones de subduction. Ces deux types de frontières de plaques sont d'ailleurs aussi visibles sur les données tomographiques et gravimétriques abordées plus haut. La distribution actuelle des plaques et des zones de convergence et de divergence à leurs frontières est présentée sur la figure 2.12. On constate que les zones de plongeon des plaques prennent place préférentiellement près des continents, ce

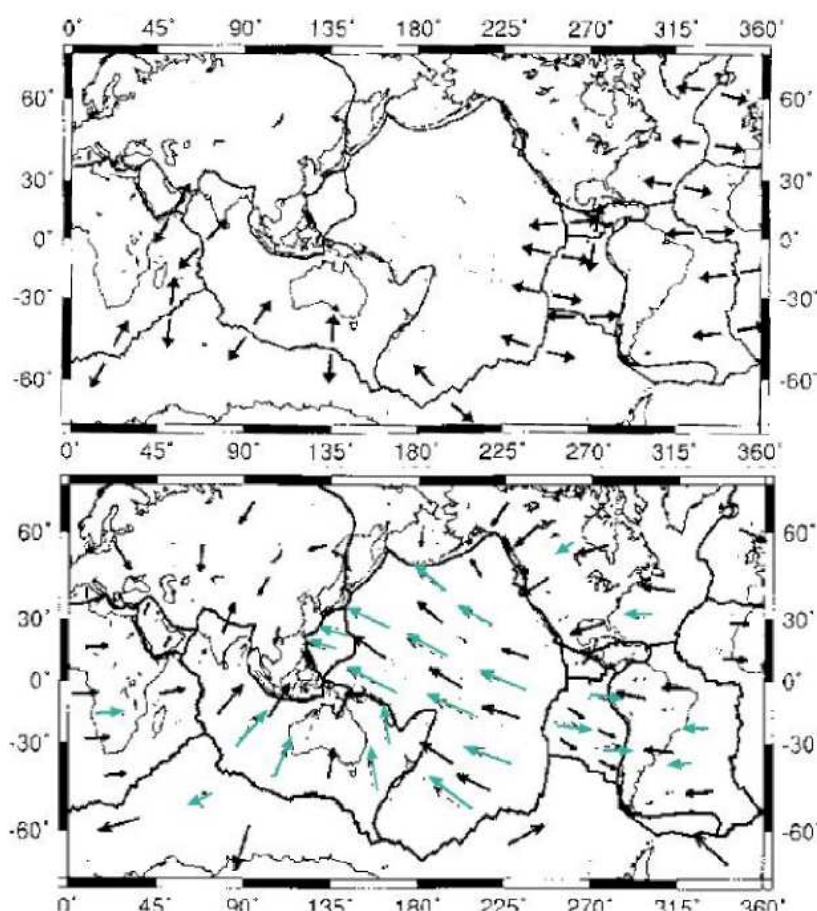


FIGURE 2.11 – Cartographie mondiale des champs de contraintes en compression et de vitesses en surface. Haut : cartographie des limites de plaques et des forces au voisinage des zones de divergence. Bas : superposition des champs de contraintes et de vitesses de la lithosphère. Ces données sont obtenues de façons indépendantes. Source : Richards et Engbreton (1992).

qui suggère que ces derniers jouent sans doute un rôle dans la mise en place des subductions, sans que le mécanisme en soit bien compris à l'heure actuelle (e.g., Nikolaeva et al., 2010; Gerya et Meilick, 2011).

La géométrie des continents est aussi un marqueur de la tectonique de plaques ; c'est même historiquement le premier, au vu des propositions du cartographe hollandais Abraham Ortelius, qui remarque dès 1596 le parallélisme frappant des côtes africaines et sud-américaines dans son ouvrage *Theatrum Orbis Terrarum*. De nombreux scientifiques se pencheront sur ce problème, jusqu'à la proposition par Wilson de l'existence de cycles continentaux au cours de l'histoire de la Terre, conduisant à des ouvertures et des fermetures régulières des océans (Wilson, 1966). La question d'une telle périodicité n'est pas tranchée à l'heure actuelle (e.g., Worku et Schandelmeyer, 1996; Phillips et Bunge, 2007), mais des données géologiques et tomographiques récentes, permettant de reconstruire la tectonique des plaques sur quelques centaines de millions d'années, confirment que des supercontinents

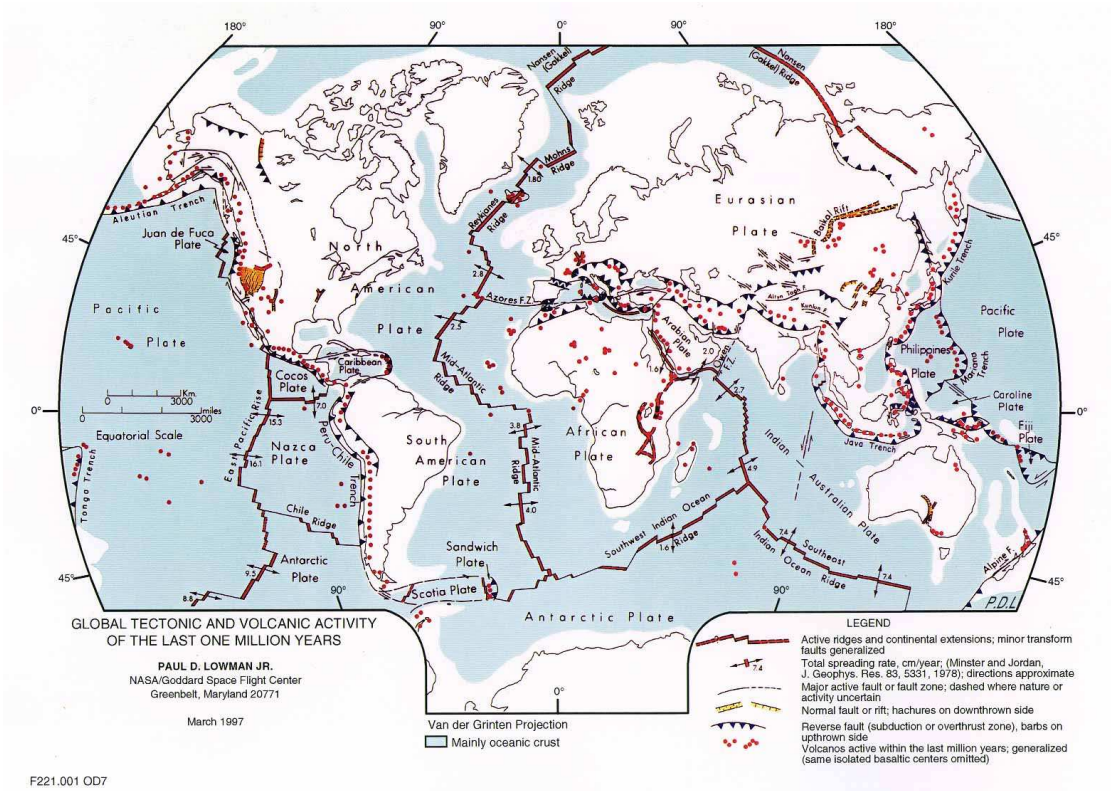


FIGURE 2.12 – Carte des plaques lithosphériques actuelles. Source : NASA, Lowman Jr (1997).

ont bien été assemblés dans le passé (e.g., Torsvik et al., 2008; Li et al., 2008).

Nous avons ici mis en regard la nature convective du manteau et la rigidité de la lithosphère pour montrer que la surface terrestre est pavée de plaques tectoniques, qui sont considérées comme des entités indéformables, se déplaçant des zones de production du plancher océanique (les dorsales) vers les zones de plongeon des plaques dans le manteau (zones de subduction). La figure 2.13 présente un bilan du couplage thermo-mécanique mis en évidence à partir des mesures physiques indirectes dont dispose le géophysicien. Nous avons observé que les contraintes étaient bien transmises dans les plaques et nous allons maintenant nous intéresser à la nature des forces qui mettent en mouvement les plaques lithosphériques.

2.2.3 Forces motrices et forces résistives

La compétition entre les processus de diffusion thermique et de diffusion de quantité de mouvement (frottement visqueux) est décrite par un rapport sans dimension appelé nombre de Prandtl noté Pr , et défini par :

$$Pr = \frac{\nu}{\kappa} \quad (2.5)$$

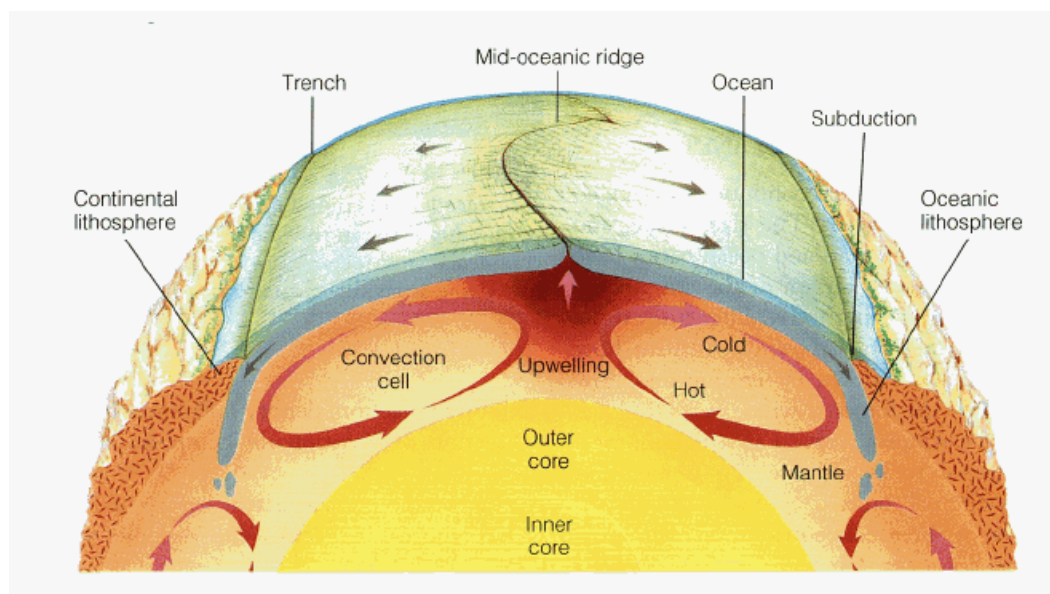


FIGURE 2.13 – Schéma bilan du couplage entre plaques tectoniques et manteau convectif. Les cellules de convection du manteau sont bornées par des courants chauds ascendant à l'aplomb des dorsales, et des courants froids descendant au niveau des zones de subduction.

Le nombre de Prandtl est une caractéristique intrinsèque du matériau qu'il décrit, car contrairement au nombre de Rayleigh, il est indépendant des conditions physiques extérieures et de la géométrie du problème. Les paramètres du tableau 2.1 donnent $Pr \simeq 10^{25}$, ce qui signifie que l'écoulement visqueux contrôle le transfert thermique dans le manteau. Autrement dit, le champ de vitesse s'ajuste à tout instant au champ de température. Il est équivalent de dire que Pr contrôle l'épaisseur relative des couches limites thermiques et visqueuses du manteau : pour un nombre de Prandtl considéré ici comme infini, la quantité de mouvement est diffusée beaucoup plus vite que l'énergie thermique, donc la couche limite thermique, d'une centaine de kilomètres d'épaisseur, est beaucoup plus fine que la couche limite visqueuse, qui s'étend à travers tout le manteau. Par ailleurs, on peut montrer en adimensionnant la conservation de la quantité de mouvement d'une particule fluide (équation de Navier-Stokes), qu'à grand nombre de Prandtl, les termes inertiel et convectif sont négligeables devant les termes diffusifs (e.g., Turcotte et Schubert, 2002; Grigné, 2003). Cela revient à dire que le manteau convectif est en état d'équilibre permanent. À l'échelle d'une plaque lithosphérique, on peut écrire simplement que la somme des forces exercées sur une plaque est nulle à chaque instant.

De nombreuses études se sont attachées à décrire les forces exercées sur une plaque et à évaluer leur intensité relative (e.g., Forsyth et Uyeda, 1975; Carlson, 1983; Conrad et Hager, 1999a; Becker et O'Connell, 2001). Nous en retiendrons les principales, qui sont présentées sur la figure 2.14 : traction gravitaire de la plaque plongeante (*slab pull*), résultante des forces de pression au niveau des dorsales (*ridge push*), frottements visqueux avec le manteau (*drag force*, *slab drag*), force de succion (*suction*) et résistance visqueuse intra-plaque (*bending*, non représenté).

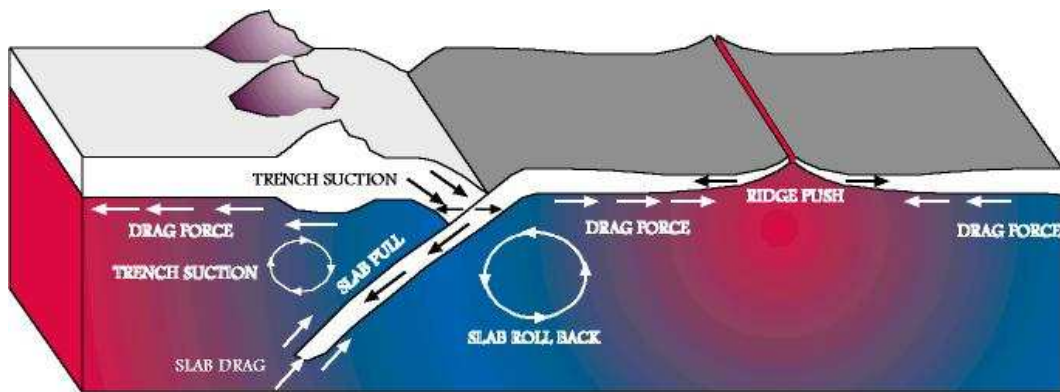


FIGURE 2.14 – Schéma des principales forces exercées sur une plaque. Source : A.B. Weil, *University of Michigan*. Traduction des intitulés dans le texte.

Toutes les études s'accordent à dire que la force motrice la plus importante est la traction gravitaire exercée par la partie de la plaque plongeante « immergée » dans le manteau. Le poids de la plaque plongeante (*slab*) est parfois décomposé en deux contributions. Conrad et Lithgow-Bertelloni (2002) expliquent notamment que l'on retrouve correctement les vitesses des plaques terrestres actuelles si l'on considère que le poids de la partie plongeante située dans le manteau supérieur est supporté par la plaque horizontale en surface, et que le poids du reste de la plaque est supporté par le manteau inférieur, ce qui a pour conséquence d'entraîner la plaque horizontale *via* la circulation résultante du manteau. Cette seconde contribution, explicitée sur le schéma de la figure 2.15, sera appelée force de succion (*suction force*) dans la suite de cette étude. Notons que cette force entraîne la circulation du manteau visqueux dans les deux cellules adjacentes, ce qui peut contribuer significativement au déplacement d'une plaque qui ne dispose pas de traction gravitaire de plaque plongeante.

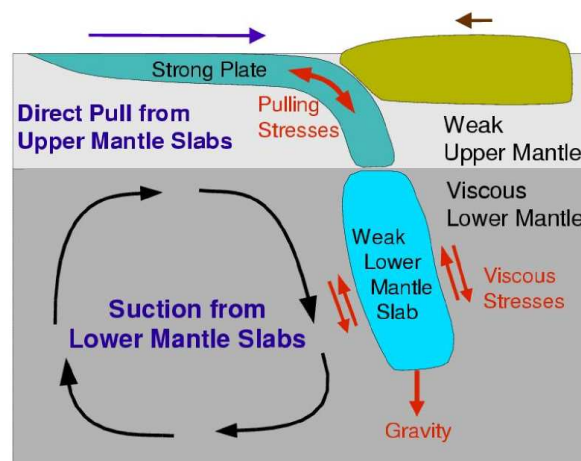


FIGURE 2.15 – Schéma de décomposition du poids de la plaque plongeante en deux contributions : la traction gravitaire dans le manteau supérieur et la force de succion dans le manteau inférieur. Cette dernière entraîne une circulation du manteau dans les deux cellules adjacentes. Source : Conrad et Lithgow-Bertelloni (2002).

La troisième force motrice considérée est la résultante des forces de pression au niveau d'une dorsale. Elle résulte d'un déséquilibre de pression existant à des profondeurs de moins de 100 km, du fait de l'élévation de l'axe de la dorsale jusqu'à 2000 m au dessus des fonds océaniques. En effet, la répartition de masse dans les enveloppes superficielles de la Terre montre que les bosses et les creux de la surface topographique (montagnes, nappes phréatiques, *etc.*) sont pour l'essentiel compensés par des déficits ou des excès de masse, conduisant à un équilibrage des forces de pression sous une ligne imaginaire appelée « niveau de compensation isostatique ». La lithosphère se situant au-dessus de ce niveau, la pression produite à une profondeur donnée par l'excès d'élévation de la ride océanique est plus forte que la pression exercée par la partie plus vieille de la lithosphère (Parsons et Richter, 1980). L'amplitude de cette force est toutefois évaluée à un ordre de grandeur en dessous de la traction gravitaire exercée par une plaque plongeante.

Le frottement visqueux exercé par le manteau sur la plaque horizontale et sur la plaque plongeante est en première approximation considéré comme newtonien, c'est-à-dire que le taux de déformation du manteau est proportionnel à la contrainte appliquée (Turcotte et Schubert, 2002). Cette force étant aussi proportionnelle à la surface de friction, une plaque sera d'autant plus freinée qu'elle sera étendue. Enfin, une dernière force résistive est associée à la déformation visqueuse interne à la plaque, au niveau des zones de subduction. Dans ce contexte, la plaque plie sous son propre poids, et la puissance développée par la traction gravitaire de la partie plongeante est partiellement consommée par la dissipation visqueuse due à la déformation de la lithosphère. On considère, pour exprimer cette force, que la lithosphère est un fluide extrêmement visqueux (Buffet, 2006). La résultante de cette force est connue sous le nom anglais de *bending*, et son intensité varie selon les auteurs, de celle du *ridge push* à celle de la force de succion (jusqu'à 40% de la traction gravitaire).

Nous avons vu ici que la mise en mouvement des plaques lithosphériques pouvait être abordée selon deux points de vue équivalents. D'une part, les plaques lithosphériques peuvent être vues comme la partie supérieure des cellules de convection du manteau. D'autre part, il est possible de considérer les plaques comme des systèmes mécaniques soumis à des forces extérieures et intérieures à somme nulle, les conduisant à un état stationnaire, défini par une vitesse constante pour une configuration donnée. Notons cependant que si certains phénomènes observés peuvent s'expliquer du point de vue de la seule convection mantellique (Bercovici et al., 2000), la variété des vitesses de plaques mesurées actuellement s'explique plus facilement par un bilan de forces appliqué à chaque plaque (e.g., Becker et Faccena, 2009). C'est donc ce point de vue « tectonique » qui sera utilisé dans la présente étude, et le bilan des forces que nous proposerons sera déterminant pour étudier la dynamique de renouvellement de la surface terrestre. La cinématique de ce processus n'est pas équivalente dans tous les référentiels d'étude, et nous verrons que les choix opérés dans le bilan des forces impliqueront des hypothèses implicites sur le référentiel dans lequel on mesure le mouvement des plaques.

2.3 Cinématique du système Terre

2.3.1 La question des référentiels d'étude

Comme toute étude de mouvement, la description cinématique de la surface terrestre est un problème qui dépend largement du choix du référentiel d'étude. Dans toute la suite, on considère les plaques tectoniques comme des portions de calottes sphériques indéformables (à l'exception des zones de subduction), et le mouvement relatif entre deux plaques peut être décrit par la donnée d'une vitesse angulaire et de la position d'un pôle de rotation d'Euler. On dispose alors d'un modèle cinématique relatif. Une présentation détaillée de la cinématique sur une surface sphérique est exposée par exemple dans la thèse de Juliette Legrand, « Propriétés cinématiques de la croûte terrestre et condition de non rotation globale » (Legrand, 2007). Pour disposer ensuite d'un modèle cinématique absolu, il faut se doter d'un repère fixe par rapport à toutes les plaques, c'est-à-dire fixe par rapport au manteau. Nous décrirons en premier lieu le modèle relatif NUVEL-1A, puis nous détaillerons les deux modèles absolus les plus couramment utilisés : NNR-NUVEL-1A, qui considère une rotation globale nulle de la lithosphère, et HS3-NUVEL-1A, dont le repère est lié aux points chauds du Pacifique. Ces trois modèles sont dits « géologiques » car ils sont basés sur des données géologiques, telles que les anomalies magnétiques. Nous verrons qu'il existe aussi depuis quelques années des modèles absolus dits « géodésiques », basés sur des mesures de positionnement très précises (GPS, VLBI) dont la référence est extérieure à la Terre. Ces modèles s'affranchissent des contraintes des modèles géologiques et permettent même d'en détecter les défauts. La présente étude se comparera cependant aux modèles géologiques, auxquels se comparent les bilans de forces classiques.

2.3.1 - A NUVEL-1 et NUVEL-1A

Les modèles NUVEL-1 (DeMets et al., 1990) et NUVEL-1A (DeMets et al., 1994) sont des modèles cinématiques relatifs basés sur des données purement géophysiques. NUVEL-1 est construit à partir des mouvements relatifs de 12 plaques. L'azimut de ces mouvements est donné par l'axe des failles transformantes perpendiculaires aux dorsales, tandis que la vitesse d'ouverture provient des anomalies magnétiques enregistrées par le plancher océanique. Une révision de l'échelle paléomagnétique en 1994 a donné le modèle NUVEL-1A, en intégrant au passage quatre plaques supplémentaires au modèle. NUVEL-1A considère une vitesse d'expansion constante sur les 3,4 derniers millions d'années.

2.3.1 - B Un référentiel sans rotation globale : NNR-NUVEL-1A

Le choix d'un repère absolu basé sur une condition de non rotation globale de la surface terrestre suppose que : (1) le couplage entre la lithosphère et le manteau supérieur est uniforme spatialement, (2) les couples de forces associés aux frontières de plaques s'appliquent de façon symétrique de part et d'autre des frontières. La condition de non-rotation de NNR-NUVEL-1A consiste à dire que la somme des moments cinétiques des plaques est globalement nulle

(DeMets et al., 1994; Gripp et Gordon, 2002). On dit aussi qu'il n'y a pas de rotation nette de la surface (*No Net Rotation*).

2.3.1 - C Un référentiel de points chauds : HS3-NUVEL-1A

Une alternative à la *No Net Rotation* est le référentiel absolu basé sur le repère des points chauds du Pacifique, qui ne présentent pas de mouvement relatif entre eux. Ce modèle suppose que (1) les points chauds sont immobiles par rapport au manteau inférieur, (2) les alignements d'îles volcaniques et la progression de leur âge reflètent le mouvement des plaques par rapport au manteau inférieur (Gripp et Gordon, 2002). Une rotation nette est observée dans HS3, et on considère en général que son moteur d'origine gravitaire est lié à l'existence de variations latérales de viscosité, notamment par le biais des racines continentales et des plaques plongeantes présentes dans le manteau (e.g., Ricard et al., 1991; O'Connell et al., 1991). Il est à noter que Conrad et Behn (2010) suggèrent à partir d'une étude d'anisotropie sismique, que HS3 présente une rotation nette deux fois plus importante que ce qu'indique le cisaillement de l'olivine dans le manteau supérieur. Cela suggère que HS3 pourrait présenter un biais systématique. En effet, la déformation des conduits de points chauds par l'écoulement du manteau supérieur a conduit à l'élaboration d'un référentiel plus récent nommé SB04, présentant une rotation nette correspondant à environ 40% de la valeur mesurée dans HS3 (Steinberger et al., 2004; Becker, 2006).

2.3.1 - D Deux référentiels géodésiques : REVEL et GSRM

Les référentiels géodésiques se basent notamment sur la mesure de position des plaques par les méthodes de la géodésie spatiale. Ces méthodes prennent une référence extérieure à la Terre : le système GPS (*Global Positioning System*) définit sa référence par une constellation de satellites artificiels en orbite autour de la Terre, tandis que la méthode VLBI (*Very Long Base Interferometry*) se base sur la mesure des différences de temps de parcours d'ondes radio émises par des systèmes stellaires tels que les quasars, et réceptionnées sur différentes stations terrestres. La précision de ces mesures et la densification récente du réseau de stations réceptrices ont rendu les référentiels géodésiques actuels tels que ITRF2000 (Altamimi et al., 2002, 2003) totalement indépendants des modèles géologiques.

Le modèle REVEL (Sella et al., 2002) utilise les données GPS de stations permanentes, pour définir le mouvement de 19 plaques et blocs continentaux, avec une incertitude de mesure inférieure à 1,5 mm/an. Il ne traite pas les zones de déformation. Le modèle GSRM (Kreemer et al., 2000, 2003) se base sur des données de géodésie spatiales, combinées aux données sismiques de l'intensité et de la géométrie des séismes du catalogue CMT de l'Université d'Harvard. Il tient compte des zones de déformation, et fournit les taux de déformation horizontale des frontières de plaques.

2.3.2 Impact du référentiel sur les vitesses de plaques

Les vitesses de plaques mesurées dans les référentiels NNR et HS3 sont à première vue très différentes, car la rotation relative des deux repères est décrite par un pôle eulérien à $56^{\circ}S$, $70^{\circ}E$, avec une vitesse de rotation de $0,44 \pm 0,11^{\circ}/Ma$ (Gripp et Gordon, 2002). Par conséquent, les vitesses de plaques dans HS3 ont toutes une composante angulaire supplémentaire vers l'ouest, alors que dans NNR, les plaques ont autant de mouvement vers l'est que vers l'ouest. Autrement dit, le référentiel NNR postule un point de vue plutôt local, en retranchant la rotation nette à la dynamique globale des plaques, pour s'affranchir de l'influence des variations latérales de viscosité sur le mouvement net de la surface. Ceci étant, il n'y a pas *a priori* de référentiel meilleur qu'un autre ; cependant il est important de savoir dans quel référentiel on se place, quand on calcule une vitesse de plaque absolue à partir d'un bilan de forces. En ce qui concerne le bilan de forces proposé dans la section 2.2.3, il faut souligner que nous ne considérons pas de forces interplaques. Or c'est un aspect fondamental du référentiel HS3, car l'ouverture de l'Atlantique, combinée à l'élévation des Andes sur la marge Est-Pacifique, peut être considérée comme responsable d'un cisaillement vers l'ouest du manteau supérieur du Pacifique (Husson et al., 2008). D'un autre côté, il est important de noter que NNR ne correspond pas exactement aux hypothèses du bilan de forces proposé plus haut, car nous supposons un manteau fixe par construction, et non par annulation du moment cinétique intégré sur la surface terrestre. Nous pouvons donc dire que le référentiel dans lequel ce bilan de forces s'applique est proche de NNR, sans être en totale adéquation avec ce dernier.

2.3.3 Vitesses des plaques et de leurs frontières

Sur Terre, la vitesse d'un point sur une plaque, mesurée dans NNR comme dans HS3, s'échelonne entre 1 et 12 cm/an , avec une précision de quelques mm/an . Le tableau 2.2 présente le module de la vitesse moyenne de quelques plaques actuelles, dans les référentiels NNR, SB04 et HS3 (Lallemand et al., 2008; Funiciello et al., 2008). Tous les points d'une calotte sphérique en rotation n'ont pas la même vitesse linéaire, d'où la valeur moyenne présentée. On observe que HS3 présente effectivement une vitesse importante pour les plaques se déplaçant vers l'ouest (Figure 2.11), tandis que NNR met en évidence une vitesse plus faible pour la plaque Pacifique que pour Nazca, en raison du frottement visqueux proportionnel à la taille des plaques. Les vitesses du référentiel SB04 se trouvent dans les quatre cas de figure à mi-chemin entre les vitesses de NNR et de HS3, ce qui traduit la correction par rapport à HS3 de la déformation des conduits de points chauds par l'écoulement du manteau.

La tectonique des plaques est un phénomène complexe à simuler par un simple bilan de forces, car les frontières de plaques sont elles aussi mobiles. La mesure de ces déplacements dans différents référentiels montre d'ailleurs qu'ils sont du même ordre de grandeur que la vitesse des plaques elles-mêmes (e.g., Heuret et Lallemand, 2005; Heuret, 2005; Funiciello et al., 2008). De plus les mécanismes de migration des fosses de subduction restent mal compris à l'heure actuelle, bien que des progrès récents aient été accomplis au moyen d'expériences analogiques sur le retrait (*roll back*) des plaques plongeantes (e.g., Funiciello

TABLE 2.2 – Module de la vitesse moyenne (cm/an) de quelques plaques dans les référentiels NNR, SB04 et HS3. NZ=Nazca, P=Pacifique, SA=Amérique du Sud, A= Afrique. Sources : Lallemand et al. (2008); Funicello et al. (2008); Torsvik et al. (2008).

	NZ	P	SA	A
NNR	8,2	7,1	1,1	3,2
SB04	6,1	7,5	1,5	1,3
HS3	2,9	9,7	4,5	1,0

et al., 2003; Heuret et al., 2007). La figure 2.16 illustre pour le référentiel HS3 la complexité des déplacements des fosses de subduction.

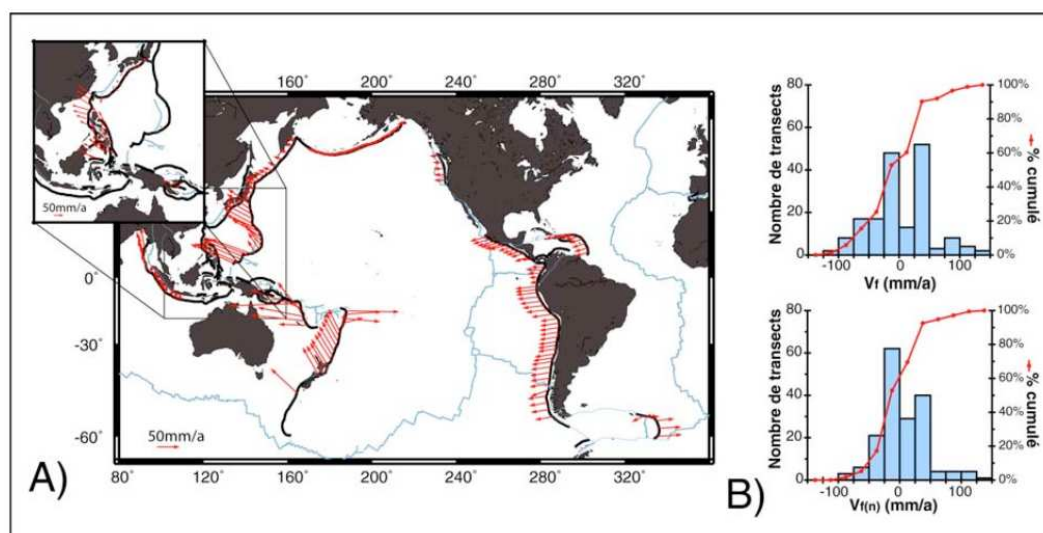


FIGURE 2.16 – Mouvement absolu des fosses de subduction dans HS3.

a) Répartition le long des différentes zones de subduction. b) Distribution des vitesses de fosse (haut) et de leur composante normale (bas). Source : Heuret (2005).

On voit sur cette carte que la fosse peut selon les cas reculer vers la plaque en subduction (*roll back* observé au pieds des Andes), ou avancer vers la plaque supérieure (fosse des Mariannes sur la marge Est du Pacifique). Il faut ajouter à cela qu'aucun lien direct n'a été établi entre le régime de déformation (extensif ou compressif) de la plaque flottante et le sens de migration de la fosse. Une description empirique, basée sur l'existence de zones neutres dans lesquelles aucune déformation n'a lieu, a été proposée par Lallemand et al. (2008), mais le critère cinématique donnant le régime de déformation de chaque zone de subduction n'est fonctionnel que dans HS3.

La dynamique des zones de divergence est aujourd'hui mieux comprise que celle des

zones de convergence. On estime en effet que la production de plancher océanique au niveau des dorsales est dans une large mesure symétrique, même si des asymétries sont observées localement (Müller et al., 2008). L'existence de ces asymétries tient aux écoulements parfois irréguliers du manteau supérieur, qui sont liés à la remontée de panaches dans le manteau, tels que les conduits de points chauds. En surface, cette influence a pour conséquence de faire parfois capturer une dorsale par un panache, comme c'est le cas en Islande. En dehors de ces cas isolés, la symétrie d'accrétion des dorsales implique que la vitesse de leur axe soit simplement égale à la demi-somme algébrique des vitesses des plaques qui les encadrent.

Nous retiendrons ici que l'observation de la cinématique de la surface terrestre est largement dépendante du référentiel dans lequel elle est opérée. Par ailleurs, si le comportement des dorsales est aujourd'hui relativement bien compris, les mécanismes de migration des fosses de subduction restent encore un problème ouvert. Ceci représente un véritable défi scientifique, car la compréhension fine de la dynamique des zones de subduction serait un atout de premier ordre pour simuler adéquatement la tectonique des plaques sur Terre. En effet, le mouvement des frontières de plaques est aussi important que le mouvement des plaques lui-même, ce qui influence significativement les taux de production et de disparition du plancher océanique à l'échelle de la planète. Une cinématique de surface bien comprise permettrait donc de quantifier dans le temps le renouvellement de la surface d'échange thermique du manteau avec l'extérieur. L'efficacité de ce transfert à l'heure actuelle est l'objet de la section suivante.

2.4 Thermodynamique du système Terre

Les descriptions structurelle, mécanique et cinématique que nous avons esquissées vont maintenant nous permettre de comprendre le fonctionnement au premier ordre de la machine thermique qu'est la Terre. Nous nous appuyerons largement sur l'ouvrage « *Heat Generation and Transport in the Earth* » (Jaupart et Mareschal, 2011) pour trier tout d'abord les différentes contributions d'énergie dans l'équation du refroidissement global de la planète. Nous détaillerons ensuite les pertes de chaleur à travers les océans et les continents, puis les sources de chaleur issues du manteau et du noyau. Enfin, nous mettrons en regard l'efficacité actuelle du refroidissement terrestre avec les contraintes géologiques qui bornent son taux de refroidissement séculaire.

2.4.1 Équations fondamentales

La forme intégrale de la conservation de l'énergie mécanique de la planète s'écrit :

$$\frac{d(U + E_c + E_g)}{dt} = - \int_A q \, dA + \int_V H \, dV + \int_V \phi \, dV - P_a \frac{dV}{dt} \quad (2.6)$$

où U , E_c et E_g sont respectivement l'énergie interne, l'énergie cinétique et l'énergie gravitationnelle totales de la Terre de surface A et de volume V . Le flux surfacique q , le taux de chauffage radioactif H , la puissance volumique ϕ développées par les actions extérieures (terme de marées), ainsi que la puissance développée par la pression P_a de l'atmosphère sur la Terre, sont les causes de variation de l'énergie mécanique totale de la planète. La dissipation visqueuse ψ n'apparaît pas dans cette équation car il s'agit du travail de forces intérieures au système, inclus dans l'énergie interne U .

L'énergie cinétique est la somme de trois contributions distinctes :

$$E_c = E_{rot} + E_{contr} + E_{conv} \quad (2.7)$$

où E_{rot} , E_{contr} et E_{conv} sont respectivement les énergies de rotation, de contraction thermique et de convection interne de la Terre. Au vu des vitesses respectives de ces trois phénomènes, les deux derniers termes sont largement négligeables devant le premier. De plus, un calcul rapide montre que l'énergie cinétique de rotation de la Terre (10^{29} J) est deux ordres de grandeur en dessous de l'énergie interne (10^{31} J), ce qui nous permet de la négliger.

En passant à l'échelle microscopique, nous pouvons utiliser les variables d'état locales T , P et V correspondant respectivement à la température, à la pression et au volume d'une particule de fluide, pour écrire la dérivée particulaire de l'énergie interne volumique u . Cette énergie u est par ailleurs la somme d'un terme d'énergie thermique u_T et d'un terme d'énergie de déformation u_D (compressibilité), et s'écrit donc :

$$\frac{Du}{Dt} = \frac{Du_T}{Dt} + \frac{Du_D}{Dt} = -div(\vec{q}) + H + \phi + \psi - P \, div(\vec{v}) \quad (2.8)$$

où $\text{div}(\vec{v})$ est la divergence du champ de vitesse au point considéré. En intégrant sur le volume de la planète, Jaupart et Mareschal (2011) montrent que la variation de E_g est quasiment compensée par la variation d'énergie totale de déformation E_D :

$$\frac{dE_g}{dt} + \frac{dE_D}{dt} = -P_a \frac{dV}{dt} \quad (2.9)$$

avec un terme de droite très petit devant les autres, ce qui revient à dire que la chute d'énergie gravitationnelle due à la contraction thermique de la planète ne génère pas de chaleur. Par ailleurs, la dérivée particulaire de l'énergie thermique peut s'écrire :

$$\frac{Du_T}{Dt} = \rho C_p \frac{DT}{Dt} - \alpha T \frac{DP}{Dt} \quad (2.10)$$

où ρ est la masse volumique, C_p la capacité thermique massique et α le coefficient de dilatation thermique de la particule fluide. Le second terme du côté droit de l'équation représente la puissance développée par la poussée d'Archimède.

En revenant à l'échelle de la planète, si l'on suppose que la surface terrestre ne se déforme pas (lithosphère rigide) et que la vitesse radiale de contraction est faible devant les mouvements convectifs du manteau, la conservation de la quantité de mouvement moyennée radialement peut s'écrire sous la forme :

$$\int_V \langle \alpha T \frac{DP}{Dt} \rangle dV = \int_V \langle \psi \rangle dV \quad (2.11)$$

ce qui revient à dire que la puissance développée par la poussée d'Archimède est totalement compensée par la dissipation visqueuse dans le système convectif considéré (Jaupart et al., 2007). Ce résultat simplifie considérablement l'équation (2.6), et en sachant que 90 à 95% de l'énergie correspondant au terme de marées dans cette équation est dissipée dans les océans, nous pouvons en tirer l'équation du refroidissement séculaire de la Terre :

$$M \langle C_p \rangle \frac{d\langle T \rangle}{dt} = - \int_A \langle q \rangle dA + \int_V H dV \quad (2.12)$$

où M est la masse de la Terre, $\langle C_p \rangle$ sa capacité thermique massique moyenne, $\langle T \rangle$ sa température moyenne, et $\langle q \rangle$ le flux de chaleur moyen. Cette équation indique donc que la variation d'énergie thermique de la Terre est entièrement contrôlée par la compétition entre pertes de chaleur en surface et production interne d'énergie radioactive.

Les mesures de terrain rappelées dans Jaupart et al. (2007) et Jaupart et Mareschal (2011) valident les hypothèses faites dans ce calcul et nous considérerons dans toute la suite que l'équation (2.12) est une approximation réaliste du comportement thermique de la Terre vue dans son ensemble.

2.4.2 Pertes de chaleur

2.4.2 - A Flux géothermique à travers les océans

L'acquisition de mesures de flux géothermique à travers la lithosphère océanique est une opération délicate, en raison des nombreux biais de mesure liés à l'accessibilité du cœur de la

lithosphère. Deux méthodes sont couramment utilisées : le sondage des couches sédimentaires sur les marges passives et la mesure du flux dans des forages en haute mer. Une comparaison de ces méthodes est proposée par Erickson et al. (1975) et conclut à une meilleure fiabilité des acquisitions sédimentaires. Ces mesures nous indiquent notamment que la distribution du flux de chaleur n'est pas uniforme selon l'âge de la lithosphère océanique. La figure 2.17 montre que le flux surfacique q atteint quelques centaines de milliwatts par mètre carré pour une lithosphère très jeune, puis décroît rapidement jusqu'à 30 Ma, avant de stagner à environ 50 mW/m² après 80 Ma.

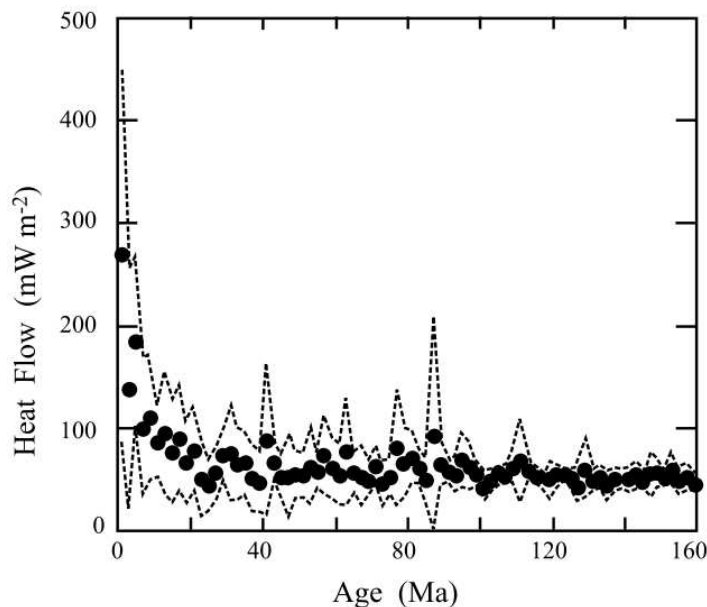


FIGURE 2.17 – Distribution du flux surfacique de chaleur selon l'âge du plancher océanique. Les points représentent la valeur moyenne du flux sur 2 millions d'années. La courbe en pointillés indique l'incertitude des mesures à une déviation standard près. Source : Stein et al. (1992).

Un modèle de conduction thermique dans un demi-espace infini correspondant à la lithosphère (Turcotte et Schubert, 2002), qui sera détaillé dans la section 5.4, montre que cette distribution est très bien exprimée par une loi inversement proportionnelle à la racine carrée de l'âge du plancher océanique jusqu'à 80 Ma. Cette loi est en général prolongée continûment par une constante égale à 48 mW/m² après 80 Ma, et le phénomène supposé à l'origine de cette limitation est décrit quantitativement dans la section 5.4. Le modèle de demi-espace infini est cohérent avec les données de terrain présentée sur les cartes d'âge de la croûte océanique et de distribution du flux de la figure 2.18. La mesure du flux de chaleur au niveau des dorsales est aussi cohérente avec des estimations indépendantes de la température du manteau à environ 1600 K, basées sur des considérations pétrologiques (e.g., Kinzler et Grove, 1992).

Le flux océanique total pour la Terre actuelle est estimé à 32 ± 2 TW, en tenant compte du flux localement plus élevé des points chauds. L'incertitude qui encadre cette mesure est notamment due à l'estimation de la répartition des âges du plancher océanique sur le globe ; il existe en effet une incertitude de mesure sur les marges continentales qui ne peut être réduite.

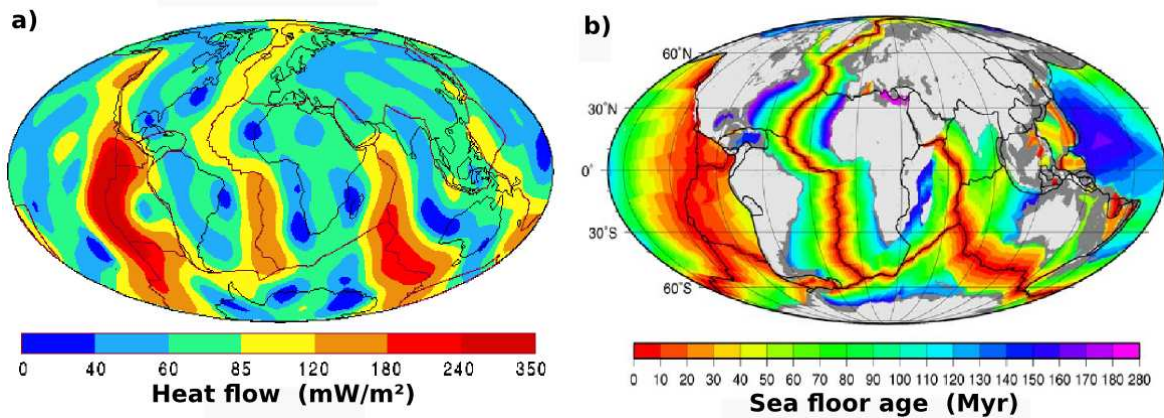


FIGURE 2.18 – Comparaison du flux surfacique et des âges de la lithosphère dans les océans. a) Distribution du flux géothermique sur Terre par interpolation de mesures de terrain (source : Pollack et al. (1993)). b) Distribution des âges du plancher océanique (source : Müller et al. (2008)).

2.4.2 - B Pertes énergétiques à travers les continents

Le flux surfacique moyen mesuré sur les continents vaut 65 mW/m^2 , ce qui représente, pour une surface totale de 210 millions de km^2 , un flux total d'environ 14 TW (Jaupart et al., 2007). Cependant cette valeur est la somme des contributions du manteau et de la croûte continentale, qui concentre une forte proportion des matériaux radioactifs de la planète. Par exemple, Pinet et al. (1991) ont mesuré une production moyenne de chaleur radioactive de $0,65 \mu\text{W/m}^3$ dans la croûte du bouclier canadien, pour un flux surfacique total de 41 mW/m^2 . Un grand nombre d'études similaires sur des zones continentales épaisses et stables a permis d'estimer la contribution issue du manteau à environ 15 mW/m^2 (e.g., Nicolaysen et al., 1981; Roy et Rao, 2000). Cela diffère notablement du flux mantellique mesuré dans les zones continentales en extension ou sur les marges continentales qui furent étirées récemment. Dans ce contexte en effet, le flux total moyen est de 75 mW/m^2 , incluant une contribution radioactive d'environ 30 mW/m^2 , et un flux d'origine mantellique atteignant 45 mW/m^2 . Jaupart et Mareschal (2003) ont estimé que la production moyenne de chaleur radioactive dans la croûte terrestre se situait entre $0,79 \mu\text{W/m}^3$ et $0,95 \mu\text{W/m}^3$, pour un volume de croûte continentale d'environ $0,73 \times 10^{10} \text{ km}^3$. Cette estimation implique un flux mantellique à travers les continents équivalent au flux radioactif de la croûte, atteignant $7 \pm 1 \text{ TW}$.

Le chauffage radioactif issu de la croûte continentale rigide est principalement dissipé dans l'atmosphère, car les continents sont trop légers pour participer à la convection. L'énergie radioactive continentale ne doit donc pas être incluse dans le processus de refroidissement du manteau. Nous retiendrons qu'à l'heure actuelle, les pertes thermiques du manteau passent majoritairement à travers les océans, alors que les continents agissent comme des isolants thermiques.

2.4.3 Sources de chaleur

Les sources d'énergie à l'origine de la convection mantellique sont la radioactivité du manteau et la chaleur issue du noyau. Les éléments radioactifs majoritaires dans le manteau actuel sont l'uranium (^{235}U et ^{238}U), le thorium (^{232}Th) et le potassium (^{40}K). On estime que le manteau a été appauvri au profit de la croûte continentale, par un processus de différenciation chimique accompagnant la cristallisation du manteau. Le tableau 2.4.3 présente deux modèles de distribution des puissances radioactives délivrées dans le manteau. Les modèles de distribution radioactive qui considèrent toute la Terre estiment en général que

TABLE 2.3 – Taux de production radioactive H issus de deux modèles de distribution dans le manteau actuel, basés respectivement sur les chondrites CI (Jochum et al. (1983)) et les chondrites à enstatite (Javoy (1999)). Les constantes de temps sont celles d'une décroissance exponentielle classique : $\tau = t_{1/2}/\ln 2$ avec $t_{1/2}$ la demi-vie de l'élément considéré.

Constante de temps (Ga)		Joch83 (TW)	Javo99 (TW)
$\tau(^{235}\text{U})$	1,02	$H_{235\text{U}}$ 0,21	0.13
$\tau(^{238}\text{U})$	6,45	$H_{238\text{U}}$ 4,84	3.1
$\tau(^{232}\text{Th})$	20,2	$H_{232\text{Th}}$ 5,00	2.5
$\tau(^{40}\text{K})$	1,80	$H_{40\text{K}}$ 2,32	4.23
		Total 12,37	9,96

celle-ci présente une production radioactive totale de 20 TW, avec une incertitude de 15%. En retranchant la contribution de la croûte (6 – 7 TW) et celle de la lithosphère mantellique ($\simeq 1$ TW), la production mantellique est estimée à 13 TW, à 20% près (Jaupart et al., 2007).

L'apport énergétique issu du noyau est mal connu. Nous savons cependant que le noyau externe est composé majoritairement de fer fondu et que sa viscosité est faible devant celle du manteau inférieur. Il s'agit donc d'un fluide bien mélangé, présentant une couche limite thermique supérieure de très faible épaisseur qui n'entre pas dans le budget thermique global, contrairement à celles du manteau (Jaupart et Mareschal, 2011). Un paramètre clé de la thermodynamique du noyau est le taux de croissance de la graine (Braginsky et Roberts, 1995), qui doit être étudié indirectement via la variation de la géodynamo du noyau externe (effets inductifs liés à la convection d'un fluide magnétique, et dissipés entre autres par effet Joule). Diverses théories proposent des estimations du flux de chaleur issu du noyau comprises entre 5 et 10 TW (e.g., Labrosse, 2003; Roberts et al., 2003), ce qui est suffisant pour notre discussion, mais le lecteur intéressé pourra se tourner vers les ouvrages de référence pour plus de précisions (e.g., Braginsky et Roberts, 1995; Lister et Buffett, 1995; Labrosse, 2005).

2.4.4 Refroidissement de la Terre

Le refroidissement actuel du manteau tient au déséquilibre entre les sources d'énergie, provenant du noyau et de la radioactivité à hauteur de 21 ± 6 TW, et les pertes convectives à travers les océans et les continents, estimées pour leur part à 39 ± 4 TW (*cf* compilation réalisée par Jaupart et al. (2007)). Le budget énergétique global de la Terre est exposé en détail dans le tableau 2.4.

TABLE 2.4 – Budget énergétique du manteau. La colonne centrale donne la valeur estimée en TW, la colonne de droite donne la marge d'incertitude en TW. Source : Jaupart et al. (2007).

	(TW)	(TW)
Flux océanique ($300 \times 10^6 \text{ km}^2$)	32	30-34
Flux continental ($210 \times 10^6 \text{ km}^2$)	14	13-15
Flux total de la Terre ($510 \times 10^6 \text{ km}^2$)	46	43-49
Sources radioactives (manteau + croûte)	20	17-23
Sources radioactives de la croûte	7	6-8
Flux total de convection du manteau	39	35-43
Sources radioactives du manteau	13	9-17
Flux issu du noyau	8	5-10
Dissipation marées terrestres	0,1	
Différenciation gravitationnelle de la croûte	0,3	
Total sources	21	14-27
Différence Pertes-Sources	18	8-29
Taux de refroidissement ($K \text{ Ga}^{-1}$)	118	53-190
Rapport d'Urey	0,33	0,21-0,49

Pour étudier la capacité de la Terre à évacuer son énergie radioactive au cours de son histoire thermique, il est pratique de définir le nombre d'Urey Ur comme le rapport de l'énergie radioactive produite dans le manteau sur l'énergie diffusée en surface :

$$Ur = \frac{\int_V H \, dV}{\int_A q \, dA} \quad (2.13)$$

Ce rapport vaut actuellement $0,33 \pm 0,15$, ce qui illustre un régime de refroidissement efficace du manteau. En prenant une capacité thermique massique moyenne $\langle C_p \rangle = 1200 \text{ J kg}^{-1} \text{ K}^{-1}$, le taux de refroidissement du manteau est ainsi actuellement de $118 \pm 70 \text{ K/Ga}$.

Un scénario généralement admis consiste à dire qu'au cours de son histoire thermique, la Terre a d'abord vu son manteau se solidifier sous l'effet de la pression, laissant un océan de magma en surface. La cristallisation progressive de cet océan a conduit à la création de plaques solides qui se déstabilisaient régulièrement pour participer à la convection du système. L'étude des diagrammes de phase du manteau montre qu'à une fraction de cristal seuil d'environ 60% (Abe, 1997), le matériau subit une transition de phase mécanique, passant d'un comportement liquide à un comportement solide (Jaupart et al., 2007). La couche superficielle devient alors fortement couplée avec le manteau de forte viscosité, et le système tout entier entre en convection à l'état *sub-solidus*, c'est-à-dire avec une composition mixte solide-liquide, mais un comportement mécanique de type solide. Cette transition a lieu à une température estimée à environ 1800 K (e.g., Katsura et al., 2004), ce qui implique que le manteau se soit refroidi de seulement 200 K depuis cette époque. Différentes études géologiques indépendantes aboutissent aux mêmes ordres de grandeur. Par exemple, à partir des variations temporelles de la composition des laves basaltiques de dorsales, Abbott et al. (1994) ont montré que la température du manteau a chuté d'environ 150 K durant cette même période.

Ces contraintes géologiques suggèrent donc un taux de refroidissement moyen de la planète d'environ 60 K/Ga sur 3 milliards d'années, ce qui indique que le taux de refroidissement actuel est plus fort que dans le passé. Autrement dit, le nombre d'Urey actuel serait plus faible que sa valeur moyenne au cours des derniers milliards d'années. Ce problème est aussi connu sous le nom de « paradoxe de la chaleur manquante » (e.g., Korenaga, 2003) : en effet, si l'on fixe le taux de refroidissement de la planète à sa valeur issue des contraintes géologiques et que l'on mesure correctement les pertes de chaleur en surface, alors on pourrait conclure à une source de chaleur radioactive (ou nucléique) manquante. La résolution de ce paradoxe est l'un des enjeux de cette thèse.

2.5 Bilan du chapitre et problématique

Nous avons présenté le fonctionnement actuel de la machine thermique terrestre, en montrant que la structure mécanique et thermique de la planète permettait de mettre en évidence la dynamique convective du manteau, qui entraîne dans son mouvement une surface rigide morcelée, servant de couche limite thermique aux cellules de convection. Il semble que le renouvellement de la surface ainsi opéré permette à la Terre de se refroidir d'autant plus efficacement que son plancher océanique est jeune. Le taux de refroidissement du manteau serait alors lié à la production de plancher au niveau des dorsales, depuis l'avènement de la tectonique des plaques.

Afin de se donner des contraintes sur l'évolution thermique de la Terre, Jaupart et al. (2007) rappellent que des études indépendantes de pétrologie et de rhéologie des laves basaltiques ont permis d'estimer que le manteau terrestre avait vu sa température chuter de 200 K en 3 milliards d'années. Dans ces conditions, le taux de refroidissement actuel (~ 120 K/Ga) serait plus fort que sa valeur moyenne dans le passé. Avec une production radioactive d'environ 30 TW il y a 3 milliards d'années, contre 12 TW actuellement (Jochum et al., 1983), cela n'est envisageable que si le flux convectif est resté sensiblement du même ordre de grandeur durant cette période. Cependant, les études classiques de convection mantellique suggèrent que le flux de chaleur total est contrôlé par la vigueur de la convection, autrement dit par le nombre de Rayleigh Ra (e.g., Christensen, 1985; Turcotte et Schubert, 2002). Or le nombre de Rayleigh d'un système fluide est inversement proportionnel à la viscosité de ce fluide, et les modèles classiques de viscosité (e.g., Karato et Wu, 1993) indiquent qu'une température de 1800 K implique un nombre de Rayleigh au moins 100 fois plus fort qu'aujourd'hui. Cela impliquerait un flux convectif très élevé dans le passé et mènerait à une « catastrophe thermique », en remontant le temps à partir de la valeur actuelle des pertes de chaleur en surface (e.g., Christensen, 1985; Labrosse et Jaupart, 2007).

Pour éviter un tel scénario, des modèles paramétriques ont proposé d'ajouter aux lois classiques des phénomènes tectoniques contraignant la divergence du flux de chaleur (e.g., Conrad et Hager, 1999b; Korenaga, 2006; Silver et Behn, 2008). Cependant, nous verrons au chapitre suivant que ces contraintes sont très fortes, voire improbables. Nous proposons dans cette étude une alternative qui consiste à explorer l'impact de la dynamique des plaques sur le refroidissement du manteau. En effet, l'état terrestre actuel semble être un état particulier à plus d'un titre : les plaques plongeantes particulièrement profondes aujourd'hui entraînent une prédominance de la traction gravitaire qui n'a pas forcément toujours existé (Silver et Behn, 2008). De plus, la configuration actuelle des plaques suggère qu'une fraction non négligeable du plancher océanique jeune a disparu depuis 150 Ma (e.g., Loyd et al., 2007; Becker et al., 2009), ce qui ne va pas dans le sens d'un flux de chaleur plus faible au Cénozoïque ! Ce constat indique que l'étude des mécanismes de refroidissement du manteau doit tenir compte des processus à court terme de la tectonique des plaques. Dans cette optique, la présente étude rappellera les principales approches existantes du refroidissement terrestre, puis nous proposerons un nouvel outil, permettant d'expérimenter des mécanismes de couplage entre manteau et surface qui dépendent fortement du temps.

Chapitre 3

Approches usuelles des mécanismes de refroidissement du manteau

Never duplicate an oceanic heat flow measurement for fear that it differs from the first one by two orders of magnitude.

E.C. BULLARD

On peut distinguer dans la littérature trois approches complémentaires du refroidissement de la planète. Une approche semi-empirique, qui consiste à mesurer le flux géothermique à la surface de la Terre, permet de relier l'intensité du flux surfacique à l'épaisseur de la lithosphère océanique. Parallèlement, des approches théoriques de paramétrisation ont été développées pour expliciter analytiquement les mécanismes de la convection mantellique, en respectant les contraintes imposées par les études de terrain. Enfin, les simulations numériques permettent de résoudre sur une grille les équations de la convection et de simuler ainsi l'écoulement du manteau sous certaines hypothèses, ce qui permet d'étudier les variations spatiales et temporelles de la convection mantellique. Nous verrons dans ce chapitre les intérêts de telles approches, pour mettre en relief l'étroite complémentarité dont elles font preuve, sans pour autant décrire l'ensemble des phénomènes que l'on sait liés au refroidissement du manteau. Nous suggérerons alors un nouvel outil qui puisse y remédier.

3.1 Observations de terrain

3.1.1 Mesure du flux de chaleur

La mesure du flux surfacique q n'est jamais opérée directement, elle s'appuie sur la mesure du gradient de température et de la conductivité thermique λ qui composent la loi phénoménologique de Fourier :

$$\vec{q} = \lambda \overrightarrow{\text{grad}}(T) \quad (3.1)$$

La conductivité dépend de la nature chimique de la roche, mais aussi de sa porosité. Les mesures de laboratoire se font donc dans des cuves d'eau pressurisées, afin de conserver les conditions de pression de la roche d'extraction (Simmons et Nur, 1968). Le gradient de température dans la croûte océanique est en général mesuré à l'aide de thermistances calibrées enfouies dans les couches sédimentaires des marges passives, tandis que les mesures continentales précises sont faites au fond des mines, ce qui permet de récolter des échantillons de roche pour la mesure de λ , à la même profondeur que les points de mesure de la température. Cette méthode présente une résolution de 0,005 K. Une autre méthode, plus courante, consiste à opérer ces mesures dans les puits de pétrole. Cependant les prélèvements de roche sont impossibles et la mesure du gradient est entachée d'une incertitude de 10 à 15%, due à la perturbation du milieu par la mesure (Jaupart et Mareschal, 2011).

3.1.2 Mesure des âges et reconstructions tectoniques

Comme nous l'avons vu au chapitre précédent (cf. figure 2.17), la distribution du flux surfacique q dans les océans est fortement corrélée à celle de l'âge du plancher océanique (Stein et al., 1992; Carlson et Johnson, 1994). Des campagnes de mesure de grande ampleur ont été entreprises depuis les années 1960 et une compilation récente des données est proposée par Müller et al. (2008). Cette étude se base sur la détermination des isochrones du plancher océanique à partir des anomalies magnétiques et des zones de fracture identifiées par l'analyse d'anomalies de gravité (Sandwell et Smith, 1997). Elle utilise la technique d'interpolation de Müller et al. (1997) et les échelles de temps de Cande et al. (1995) et Gradstein et al. (1994). La figure 3.1 présente la compilation des âges du plancher océanique opérée par Müller et al. (2008). Ces âges du plancher, couplés à la structure thermique du manteau issue des données de tomographie (cf. figure 2.1), permettent de reconstruire la tectonique des plaques dans le passé, jusqu'à environ 140 Ma (e.g., Heine et al., 2004). La correction de la déformation des conduits de points chauds proposée par Steinberger et al. (2004) a conduit à de nouvelles reconstructions (e.g., O'Neill et al., 2005), mais celles-ci sont toujours limitées dans le temps par manque d'informations sur les plaques qui ont disparu trop profondément dans le manteau. Une solution alternative consiste à utiliser des données paléomagnétiques continentales, qui reflètent le mouvement des continents relativement au dipôle magnétique terrestre depuis presque 3 milliards d'années. Cependant la symétrie de révolution du champ magnétique terrestre autour de son dipôle ne permet pas de contraindre les paléolongitudes, et un couplage avec les données océaniques est obligatoire. Une étude récente proposée par Torsvik et al. (2008) présente des reconstructions tectoniques présentant une incertitude

Age of Oceanic Lithosphere (m.y.)

Data source:

Muller, R.D., M. Sdrolias, C. Gaina, and W.R. Roest 2008. Age, spreading rates and spreading symmetry of the world's ocean crust, *Geochem. Geophys. Geosyst.*, 9, Q04006, doi:10.1029/2007GC001743.

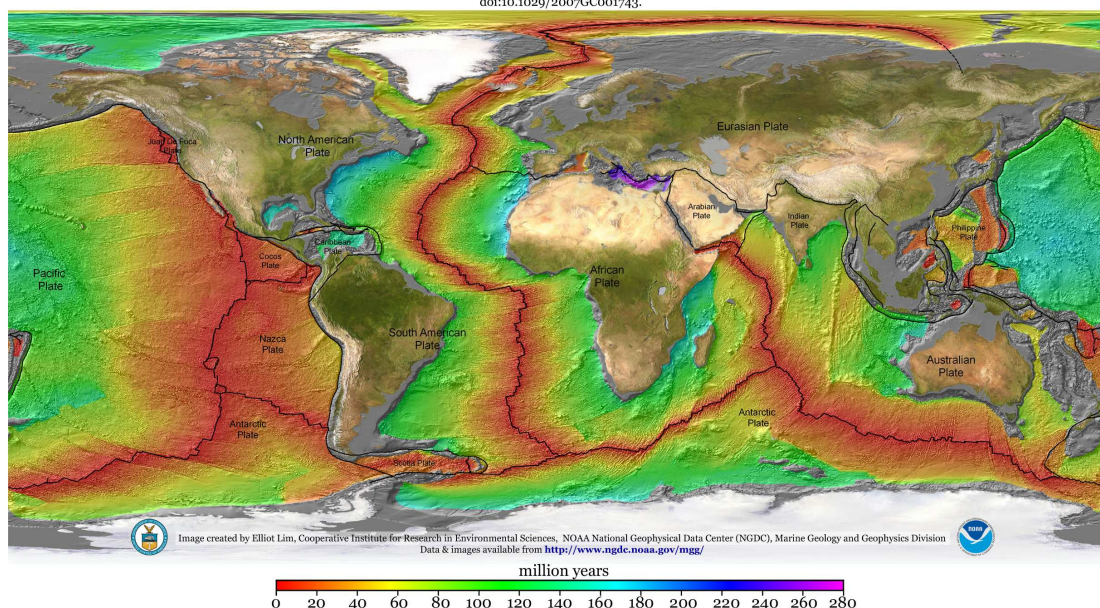


FIGURE 3.1 – Carte des âges du plancher océanique. Source : Müller et al. (2008).

raisonnable en remontant jusqu'à 320 Ma.

3.1.3 Reconstruction de l'histoire thermique récente

Les reconstructions de la tectonique, dont un exemple est présenté sur la figure 3.2, permettent de retrouver l'évolution de flux de chaleur depuis le Cénozoïque (Loyd et al., 2007; Becker et al., 2009). Cette méthode s'appuie sur la relation empirique entre âge du plancher et flux surfacique (e.g., Stein et al., 1992) et sur le modèle de demi-espace infini détaillé dans le chapitre 5 (Turcotte et Schubert, 2002).

Ces études mettent en évidence une chute du flux total d'environ 0,25% par million d'années, sur une période de 140 Ma. Une telle chute serait corrélée à celle du taux de production de plancher océanique, qui pourrait atteindre 25 à 50% (Becker et al., 2009), notamment en raison de la disparition de la dorsale adjacente à la plaque Farallon, dont le plongeon sous l'Amérique du Nord est illustré par la figure 3.2.

Ces reconstructions de l'histoire thermique récente montrent deux choses : tout d'abord, elles mettent en évidence la forte dépendance du flux de chaleur à la tectonique des plaques, ce qui doit être pris en compte lors des estimations de chute de température au cours de l'histoire thermique du manteau. Ensuite, Becker et al. (2009) montrent que le flux de chaleur est plus faible aujourd'hui qu'au début du Cénozoïque, ce qui signifie que l'état actuel de la planète est transitoire et qu'il ne reflète qu'un instantané de son histoire thermique. Remarquons de plus qu'un flux plus fort dans le passé récent ne va pas dans le sens d'une chute de température

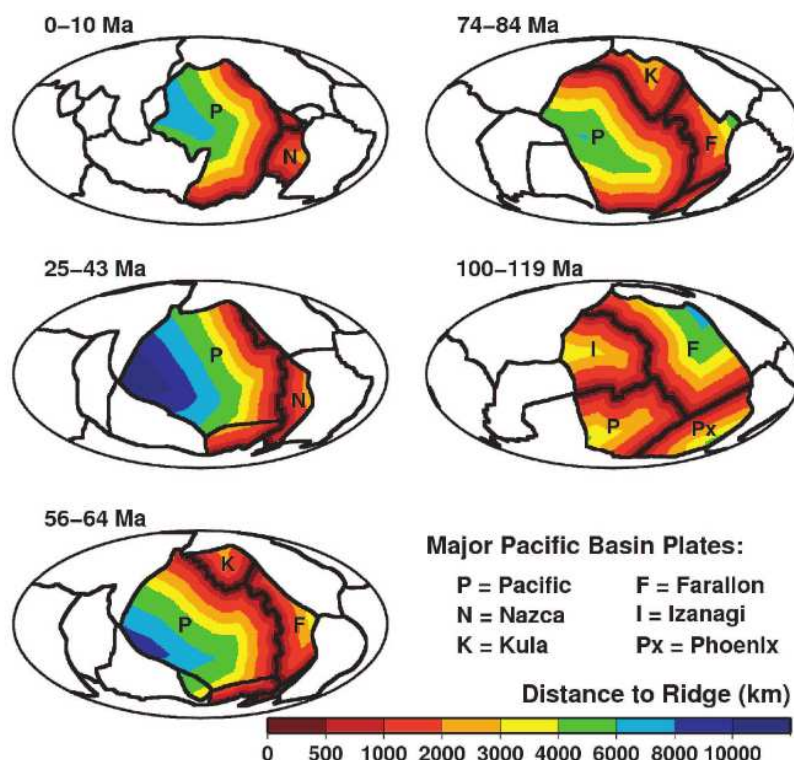


FIGURE 3.2 – Évolution du bassin Pacifique depuis le Mésozoïque, caractérisée par la distance à la dorsale la plus proche. Source : Loyd et al. (2007).

limitée à 200 K sur 3 milliards d'années (cf. section 2.5). Ce résultat laisse donc à penser qu'un processus non déterminé a permis d'avoir un flux plus faible dans le passé.

3.2 Approches paramétriques

3.2.1 Lois d'échelle

Il est possible d'étudier l'évolution des pertes de chaleur en surface en partant des équations qui régissent la convection du manteau. Cela consiste à écrire les équations de conservation de la masse, de la quantité de mouvement et de l'énergie pour un système fermé, avec des grandeurs adimensionnées (Turcotte et Schubert, 2002). L'utilisation de telles grandeurs facilite à la fois l'implémentation numérique et la comparaison de l'importance des phénomènes dans des contextes variés. Ici, nous considérons une particule de fluide en écoulement incompressible dans une couche d'épaisseur d présentant un saut de température vertical ΔT . Le fluide est caractérisé par sa diffusivité thermique κ , sa conductivité thermique k , son coefficient de dilatation thermique α et sa viscosité cinématique ν (aussi appelée diffusivité visqueuse). Nous nous plaçons dans le cadre de l'approximation de Boussinesq : les variations de masse volumique ne sont prises en compte que dans le terme de poussée

d'Archimède. Les valeurs de référence sur lesquelles l'adimensionnement des grandeurs physiques est basé sont répertoriées dans le tableau 3.1. Dans la suite de ce chapitre, nous chercherons donc à établir des équations adimensionnées.

Variable	Grandeur caractéristique
Longueur	d : épaisseur totale de fluide
Température	ΔT_t : saut total de température dans le fluide
Temps	d^2/κ : temps diffusif
Vitesse	κ/d : vitesse prise sur le temps diffusif
Pression	$\kappa\mu/d^2$: pression visqueuse
Chauffage interne	$H = h \frac{d^2}{\kappa\Delta T_t}$: chauffage interne adimensionné
Flux de chaleur	$Q = q \frac{d}{\kappa\Delta T_t}$: flux de chaleur adimensionné

TABLE 3.1 – Grandeurs caractéristiques utilisées pour adimensionner les équations de la convection. Source : Grigné (2003).

Pour un écoulement décrit par un champ de vitesse $\vec{v}$, la conservation de la masse s'écrit :

$$\text{div}(\vec{v}) = 0 \quad (3.2)$$

La conservation de la quantité de mouvement est exprimée par l'équation de Navier-Stokes adimensionnée :

$$\frac{\kappa}{\nu} \left(\frac{\partial \vec{v}}{\partial t} + (\vec{v} \cdot \nabla) \vec{v} \right) = -\nabla p + \nabla^2 \vec{v} - \frac{g\alpha\Delta T_t d^3}{\kappa\nu} \theta \vec{e}_z \quad (3.3)$$

où l'on a introduit la température adimensionnée $\theta = \frac{T - T_o}{\Delta T}$ et la surpression p (aussi appelée « pression dynamique »), le terme de gravité ρg étant compensé par la pression lithostatique.

La conservation de l'énergie s'écrit enfin :

$$\frac{\partial \theta}{\partial t} + \vec{v} \cdot \nabla \theta = \nabla^2 \theta + H \quad (3.4)$$

où H est le taux de chauffage interne d'origine radioactive.

L'équation (3.3) peut être réécrite en utilisant le nombre de Rayleigh Ra et le nombre de Prandtl Pr définis au chapitre 2 :

$$Ra = \frac{\alpha g \Delta T d^3}{\kappa \nu}$$

$$Pr = \frac{\nu}{\kappa}$$

Nous avons vu que dans le manteau, nous pouvions considérer Pr infini et Ra entre 10^6 et 10^8 , ce qui nous permet de négliger les termes inertiels de l'équation (3.3).

Dans la suite de ce chapitre, par souci de simplicité, nous nous intéresserons au cas simple de la convection de Rayleigh-Bénard, caractérisée par des cellules de convection de même taille, avec une surface libre et un chauffage purement basal (Turcotte et Schubert, 2002). Le lecteur intéressé par l'impact de continents imposés en surface pourra se référer à la thèse de Cécile Grigné qui reprend tous les calculs en détail (Grigné, 2003). L'influence de la conductivité finie des continents y est étudiée de façon systématique, pour la distinguer de celle du couplage mécanique des continents avec le fluide mantellique visqueux. La longueur d'onde de la convection induite par l'existence des continents fait aussi l'objet de deux articles (Grigné et al., 2007a,b). Par ailleurs, le lecteur intéressé par le rôle du chauffage interne radioactif peut se référer à l'ouvrage de Turcotte et Schubert (2002) ainsi qu'aux études paramétriques de Sotin et Labrosse (1999) et de Moore (2008).

Dans le cas de Rayleigh-Bénard, pour un nombre de Rayleigh modéré, on peut observer que dans une couche convective deux échelles spatiales sont mises en évidence : l'épaisseur d de la couche et la largeur L des cellules de convection qui apparaissent. Il est alors possible de construire un modèle de boucle pour décrire la dynamique de la couche fluide, et simplifier ainsi à l'échelle de la cellule les équations de la convection (Turcotte et Oxburgh, 1967). Dans cette approche, on se place en régime stationnaire, et les panaches chaud et froid qui définissent les bords d'une cellule ont des positions fixes. On considère la cellule de convection comme un système fermé qui n'échange pas d'énergie latéralement. Un cycle de convection de cette boucle est décomposé en huit étapes, comme indiqué sur la figure 3.3 :

- (a) Le fluide transporté par le panache chaud arrive en surface et s'étale de part et d'autre du panache sous la surface supérieure.
- (b) Ce fluide, juste à proximité du panache et quand il vient de passer le coin de la cellule, est à la température moyenne du fluide, c'est-à-dire à la température du cœur bien mélangé du fluide T_i .
- (c) Au contact de la surface supérieure, qui est à température fixe T_0 , le fluide se refroidit par conduction et la couche limite supérieure s'épaissit lors de son transit en surface à la vitesse u .
- (d) Le fluide plonge dans la cellule à la vitesse w au niveau du panache froid.
- (e) Le panache froid s'étale sur la surface inférieure.
- (f) La température à proximité du panache froid est $T = T_i$.
- (g) La couche limite thermique inférieure s'épaissit au contact de la paroi inférieure qui est à la température $T = T_0 + \Delta T$.
- (h) Le panache chaud est créé.

Nous avons vu dans la section 2.2 que le manteau terrestre actuel était un fluide bien mélangé, ce qui justifie que les couches limites thermiques voient des températures homogènes vers des profondeurs infinies. À l'intérieur de ces couches, le profil de température est donc décrit en fonction de l'âge τ de la lithosphère et de la profondeur z par un modèle de demi-espace infini :

$$T(z, \tau) = T_0 + (T_i - T_0) \operatorname{erf}\left(\frac{z}{2\sqrt{\kappa\tau}}\right) \quad (3.5)$$

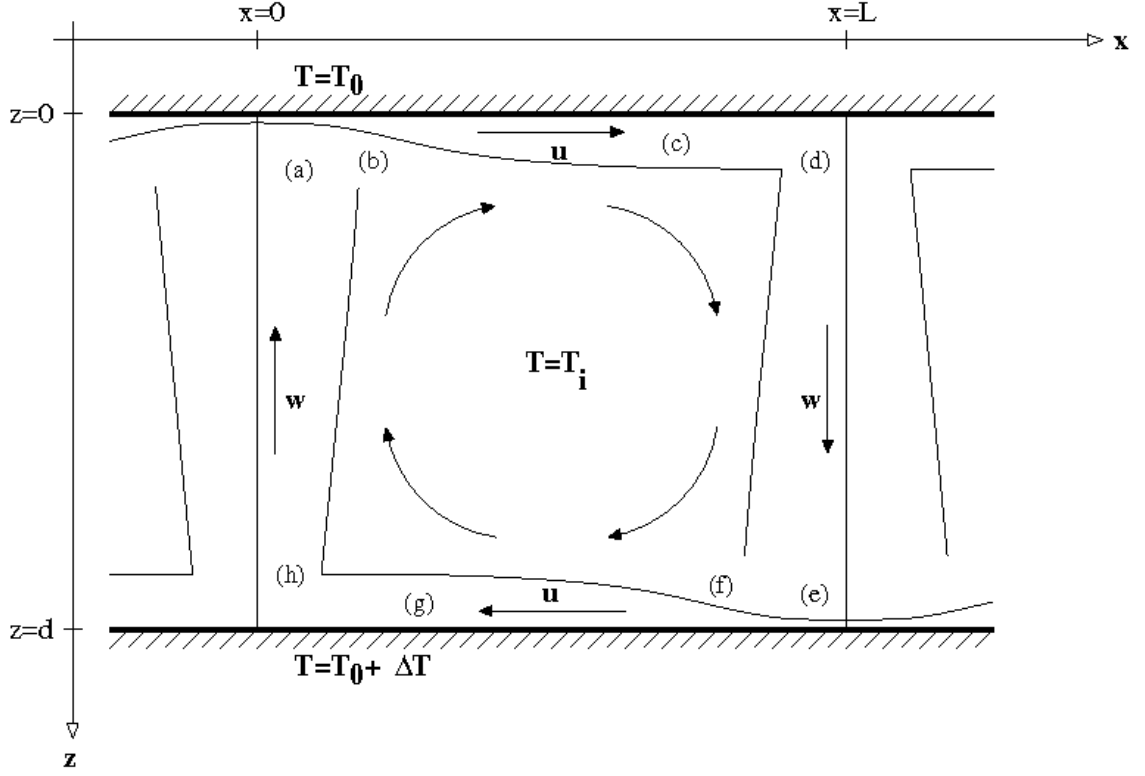


FIGURE 3.3 – Modèle de boucle sur une cellule de convection de largeur L et de hauteur d , d'après Turcotte et Oxburgh (1967) et Grigné (2003).

où erf est la fonction d'erreur de Gauss (Turcotte et Schubert, 2002).

Le flux de chaleur en surface est défini par :

$$q = k \left(\frac{\partial T}{\partial z} \right)_{z=0} \quad (3.6)$$

ce qui donne avec l'expression (3.5) :

$$q = k \frac{T_i - T_0}{\sqrt{\pi \kappa t}} \quad (3.7)$$

Le temps t qui intervient dans (3.7) peut être remplacé par x/u , où x est la position du fluide (définie sur la figure 3.3) et u la vitesse du fluide dans la couche limite, qui est supposée constante en fonction de x . Les couches limites sont minces et cette vitesse u peut être considérée comme homogène en z sur toute l'épaisseur de la couche limite. On obtient donc :

$$q(x) = k (T_i - T_0) \left(\frac{u}{\pi \kappa x} \right)^{1/2} \quad (3.8)$$

et en intégrant sur toute la largeur de la cellule, on obtient le flux surfacique moyen en surface :

$$\bar{q}_t = \frac{1}{L} \int_0^L q(x) dx = 2k (T_i - T_0) \left(\frac{u}{\pi \kappa L} \right)^{1/2} \quad (3.9)$$

Il reste donc à trouver une expression de u pour obtenir le flux de chaleur en fonction du nombre de Rayleigh du fluide et de T_i . Cette vitesse horizontale est obtenue via l'équilibre (2.11) des puissances développées par la poussée d'Archimède et le frottement visqueux :

$$2\rho_0 g \alpha u \Delta T \left(\frac{\kappa L}{\pi u} \right)^{1/2} d = \mu \left[\frac{4u^2 L}{d} + \frac{4w^2 d}{L} \right] \quad (3.10)$$

En ajoutant la conservation de la masse sur la boucle

$$w L = u d \quad (3.11)$$

pour éliminer la vitesse verticale w , on peut écrire la forme dimensionnée de la vitesse horizontale en surface :

$$u = \frac{\kappa}{d} \frac{Ra^{2/3}}{\pi^{1/3}} \left(\frac{\Delta T}{\Delta T_t} \right)^{2/3} \frac{L^{1/3}}{2^{2/3} d^{1/3} \left(\frac{L}{d} + \frac{d^3}{L^3} \right)^{2/3}} \quad (3.12)$$

ainsi que celle du flux surfacique moyen en surface :

$$\overline{q_t} = 2 k \frac{(T_i - T_0)^{4/3}}{\Delta T_t^{1/3}} \frac{Ra^{1/3}}{\pi^{2/3}} \frac{1}{d^{2/3} L^{1/3} \left(\frac{L}{d} + \frac{d^3}{L^3} \right)^{1/3}} \quad (3.13)$$

et après adimensionnalisation complète des grandeurs physiques utilisées :

$$U = \left(\frac{Ra}{\sqrt{\pi}} \right)^{2/3} (T_i - T_0)^{2/3} \frac{L}{(L^2 + L^{-2})^{2/3}} \quad (3.14)$$

$$\overline{Q_t} = Ra^{1/3} (T_i - T_0)^{4/3} \frac{2}{\pi^{2/3} (L^2 + L^{-2})^{1/3}} \quad (3.15)$$

Les lois d'échelle ainsi obtenues décrivent de façon satisfaisante le comportement d'un fluide convectif présentant les caractéristiques physiques et géométriques du manteau terrestre (Turcotte et Schubert, 2002). Des améliorations ont été apportées par Grigné (2003) et Grigné et al. (2005), démontrant un accord probant entre ces lois paramétrées et les simulations numériques de la convection mantellique qui sont présentées dans la section 3.3. Cependant, nous pouvons noter qu'une telle approche, considérant un état stationnaire, propose une vitesse de plaque qui ne dépend que du nombre de Rayleigh Ra et de la taille L de la cellule : elle est indépendante de l'histoire de la subduction. Autrement dit, c'est un système qui n'a pas de mémoire, contrairement à ce qui est observé sur Terre, où les plaques dont la partie plongeante est profonde sont plus rapides (e.g., Gripp et Gordon, 2002).

Plusieurs modèles ont proposé de faire émerger dans les simulations numériques des plaques rigides en surface d'un système convectif, en utilisant une loi de viscosité dépendant de la température (e.g., Moresi et Solomatov, 1998; Tackley, 2000a,b). Cela permet d'avoir une forte viscosité en surface et un fluide moins visqueux dans le manteau bien mélangé. Une loi exponentielle, contrainte par des expériences analogiques, est généralement utilisée pour décrire cette dépendance (Karato et Wu, 1993). Une condition de fluage au-dessus

d'une valeur limite de la contrainte en un point de la surface permet alors d'observer un comportement de plaques rigides surplombant des cellules de convection. C'est aussi ce qui est proposé par Grigné et al. (2005), qui ont ensuite montré que l'expression (3.15) du flux total Q obtenu dans le modèle de Rayleigh-Bénard était encore valable pour un comportement de plaques rigides en surface, avec des tailles de cellules terrestres, c'est-à-dire de rapport d'aspect L/d inférieur à 5. Les modèles de boucle, avec ou sans plaques, proposent donc un flux qui ne dépend que de Ra et de L , mais qui décrit de façon satisfaisante le comportement thermique d'un fluide convectif simulé numériquement, pour différentes valeurs du nombre de Rayleigh et de la largeur des cellules de convection (Grigné et al., 2005). Par contre, on notera que par définition, ces modèles ne permettent pas de décrire le comportement thermique d'une plaque ne possédant pas de partie plongeante, ce qui est un cas relativement courant sur Terre : par exemple pour la plaque africaine bordée de dorsales, ou pour la plaque sud-américaine qui voit Nazca plonger sous elle.

Nous retiendrons des lois d'échelle qu'elles décrivent correctement l'état thermique obtenu par la simulation numérique (e.g., Grigné et al., 2005, 2007a) ou analogique (e.g., Davaille et Jaupart, 1993) d'une couche fluide qui présente les caractéristiques physiques et géométriques de la Terre actuelle. Cependant, les reconstructions tectoniques récentes suggèrent que l'état actuel de la planète est un état transitoire particulier, une photographie à un moment donné de son histoire thermique (Becker et al., 2009). Ces reconstructions mettent en évidence une forte dépendance du flux de chaleur aux fluctuations de la dynamique des plaques. Pour rendre compte de cette dépendance temporelle, les lois paramétriques doivent se doter d'une expression analytique de $L(t)$ (Grigné et al., 2005), mais il est difficile de faire des propositions dans ce sens, car la tectonique des plaques dépend dans une large mesure de processus mal connus, tels que l'initiation de la subduction ou la migration des fosses de subduction (e.g., Nikolaeva et al., 2010; Lallemand et al., 2008). Néanmoins, si nous faisons tout d'abord abstraction des fluctuations tectoniques à court terme, le caractère analytique des lois d'échelle présente un avantage indéniable : celui de pouvoir étudier l'évolution à long terme de la température du manteau. Nous allons donc maintenant nous intéresser aux différentes approches paramétriques du refroidissement du manteau, qui ont été proposées pour respecter les contraintes géologiques bornant la chute de température à 200 K sur 3 Ga (cf. section 2.5).

3.2.2 Application à l'histoire thermique de la Terre

L'efficacité de la convection dans une couche fluide, par rapport à la conduction seule, est quantifiée par le nombre de Nusselt Nu , défini comme le rapport entre les flux de chaleur convectif et conductif à travers une couche fluide d'épaisseur d , présentant un saut de température ΔT :

$$Nu = \frac{\phi_{conv}}{k \Delta T/d} \quad (3.16)$$

où ϕ_{conv} est le flux convectif issu du fluide. Dans le cadre de l'approche paramétrique présentée dans la section précédente, on a $\phi_{conv} = \overline{Q}_t$. Le nombre de Nusselt est donc le flux convectif adimensionné par le flux de référence choisi dans le tableau 3.1. De façon générale, les modèles paramétriques conduisent, comme pour le calcul de Turcotte et Schubert (2002) illustré par

l'équation (3.15), à une loi d'échelle du type :

$$Nu = C Ra^\beta \quad (3.17)$$

avec C une constante qui peut dépendre notamment de la longueur d'onde de la convection (Grigné et al., 2005) et $\beta = 1/3$. Cette valeur de l'exposant β est issue d'un critère de déstabilisation de la couche limite thermique basé sur une valeur critique fixée du nombre de Rayleigh Ra_c (e.g., Schubert et al., 1980; Davies, 1980). Une telle paramétrisation est en bon accord avec des simulations numériques (e.g., Chandrasekhar, 1961; Schubert et al., 2001; Grigné et al., 2005), ainsi qu'avec des expériences analogiques (e.g., Turcotte et Oxburgh, 1967; Davaille et Jaupart, 1993) d'un fluide convectif présentant des caractéristiques proches de celles du manteau terrestre actuel.

Ces lois d'échelle ont alors été utilisées pour tenter de lever le paradoxe de la chaleur manquante (cf. section 2.5) (e.g. Davies, 1980; McKenzie et Richter, 1981; Christensen, 1985), mais pour atteindre une température de 1800 K à l'Archéen (–3 Ga), les modèles paramétriques conduisent à un flux actuel trop faible, avec un nombre d'Urey $Ur \geq 0,7$, alors que le budget thermique actuel donne $0,21 \leq Ur \leq 0,49$ (Jaupart et Mareschal, 2011). Le flux de chaleur et la production d'énergie radioactive étant *a priori* d'intensités décroissantes au cours de l'histoire thermique terrestre, on peut aussi dire que le temps caractéristique de décroissance du flux paramétré est plus court que celui des pertes de chaleur de la Terre (Labrosse et Jaupart, 2007). Les lois d'échelle conduisent donc à des valeurs très élevées du flux et de la température dans le passé, en partant de la valeur actuelle du flux de chaleur (e.g., Schubert et al., 1980; Davies, 1980; McKenzie et Richter, 1981). Ce phénomène, couramment désigné sous le nom de « catastrophe thermique », contredit les données géochimiques dont nous disposons (e.g., Jochum et al., 1983; Allègre et al., 1988).

De nombreuses études ont proposé des moyens de réduire la valeur de β , notamment avec des modèles de viscosité dépendant de la température (e.g., Christensen, 1985), mais il a été démontré que cet effet seul ne pouvait résoudre le problème de la catastrophe thermique, et que le contexte terrestre imposait $\beta \simeq 1/3$ (Gurnis, 1989; Honda, 1997). La figure 3.4 illustre l'influence de la valeur de β sur l'histoire thermique de la planète, en partant des valeurs actuelles de la température, du flux et de la vitesse en surface. Les graphes de la colonne de droite montrent que pour $\beta = 1/3$, les lois d'échelle mènent à une divergence de la température du manteau (Christensen, 1985).

D'autres propositions sont basées sur des phénomènes liés à la dynamique de la tectonique des plaques. On peut citer notamment la proposition de Conrad et Hager (1999b), qui suggèrent que la résistance à la subduction opérée par le *bending* (dissipation visqueuse intraplaque de la puissance motrice de la plaque plongeante) permette de diminuer significativement les pertes de chaleur en surface, en freinant la convection mantellique. On peut aussi citer l'hypothèse de ? reprise par Korenaga (2006), selon laquelle la cristallisation fractionnée pour une température plus élevée du manteau supérieur conduit à une déshydratation du solide résiduel et à une viscosité accrue des plaques océaniques. Dans ce cas, une augmentation de température, et donc du taux de fusion partielle, conduirait à une résistance plus forte des plaques au niveau des zones de subduction. Cependant ces deux propositions se basent sur des hypothèses physiques contraignantes ; ainsi la diminution du flux nécessaire pour éviter la catastrophe thermique ($\beta < 0,1$) n'est accessible qu'avec des plaques singulièrement épaisses. Cela impliquerait un âge moyen de subduction qui resterait élevé sur plusieurs milliards d'années, alors que les reconstructions tectoniques récentes montrent que la distribution des

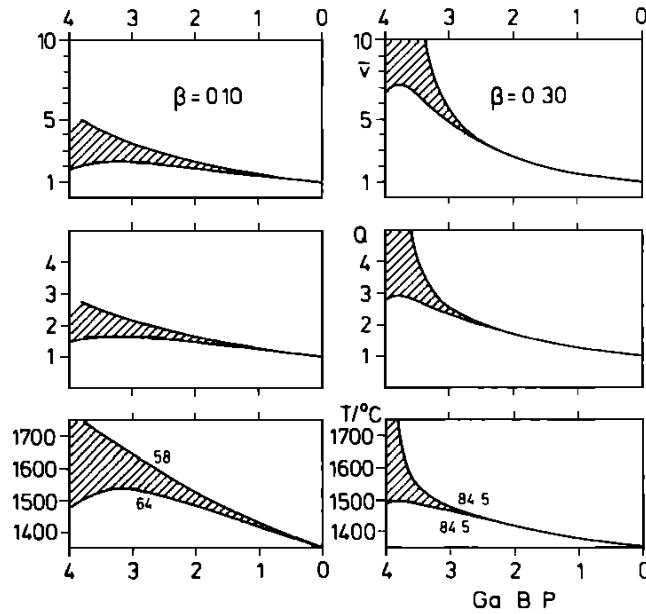


FIGURE 3.4 – Modèle paramétré d'évolution thermique de la Terre. Chaque colonne correspond à une valeur de β (0,10 et 0,30) et présente de haut en bas l'évolution de la vitesse moyenne en surface, du flux moyen en surface et de la température potentielle du manteau au cours de l'histoire thermique. La vitesse et le flux actuels sont fixés à une valeur unité pour rendre compte de l'échelle des variations. Les valeurs de référence sont respectivement 80 mW/m² et 3 cm/an. La zone hachurée est encadrée par des courbes correspondants aux nombres d'Urey actuels exprimés en pourcentage. Dans ce modèle, pour $\beta < 1/3$, la valeur de β est liée à la loi de viscosité dépendant de la température. Source : Christensen (1985).

âges est fluctuante à court terme (Lloyd et al., 2007; Becker et al., 2009), et qu'actuellement sur Terre, la subduction du plancher océanique ne dépend pas de son âge (e.g., Smith et Sandwell, 1997; Müller et al., 2008).

Une proposition alternative est celle d'une tectonique des plaques intermittente, avec des interruptions de la subduction du plancher océanique, sur des durées de plusieurs centaines de millions d'années (e.g., Silver et Behn, 2008). Une telle réduction de l'activité tectonique conduirait à une surface totalement rigide et immobile, avec un flux de chaleur très faible sur des périodes longues. Dans ce modèle, le flux total est le produit du flux (3.17) et d'une fonction d'activité tectonique comprise entre 0 et 1. La figure 3.5 compare les évolutions thermiques proposées par les lois d'échelle classiques et la loi pondérée par une tectonique intermittente, qui permettrait d'éviter la catastrophe thermique. Cependant, un tel processus s'appuie sur l'hypothèse de plaques océaniques froides qui peuvent s'épaissir considérablement (jusqu'à 500 km) sans entrer en subduction. Cette hypothèse est contestée par des études récentes de stabilité des marges passives (e.g., Nikolaeva et al., 2011) et la légitimité de la fonction d'activité tectonique fait l'objet de critiques quant à la validité et la réfutabilité des observables qui ont permis de dessiner l'histoire de la tectonique terrestre (Silver et Behn (2008) et commentaire de Korenaga (2008)).

Nous avons vu jusqu'ici que les modèles paramétriques classiques du flux de chaleur conduisent à une catastrophe thermique inconciliable avec plusieurs contraintes géologiques indépendantes. Les modèles proposés pour éviter ce problème ajoutent aux lois d'échelle des phénomènes physiques dont la validité au cours de l'histoire thermique terrestre est mise en question par des études de déstabilisation des marges passives (e.g., Nikolaeva et al., 2011) et des reconstructions tectoniques récentes (Loyd et al., 2007; Becker et al., 2009), et plus simplement par la distribution triangulaire des âges du plancher océanique actuel (Smith et Sandwell, 1997). En tout état de cause, ces approches sont soumises à de nombreuses hypothèses sur la physique de la convection mantellique. Pour tenter de s'en affranchir, nous allons maintenant nous intéresser à une alternative semi-empirique, qui consiste à ignorer sciemment les mécanismes internes de la convection, considérés comme mal connus, pour proposer une évolution de flux de chaleur basée uniquement sur l'observation du plancher océanique actuel.

3.2.3 Une alternative semi-empirique

Cherchant à s'affranchir des hypothèses très fortes qui sous-tendent la dynamique de la convection mantellique dans les lois d'échelle classiques, l'approche de Labrosse et Jaupart (2007) propose de partir uniquement des observations du comportement thermique actuel de la Terre. Constatant la très bonne correspondance du flux surfacique de chaleur avec l'âge

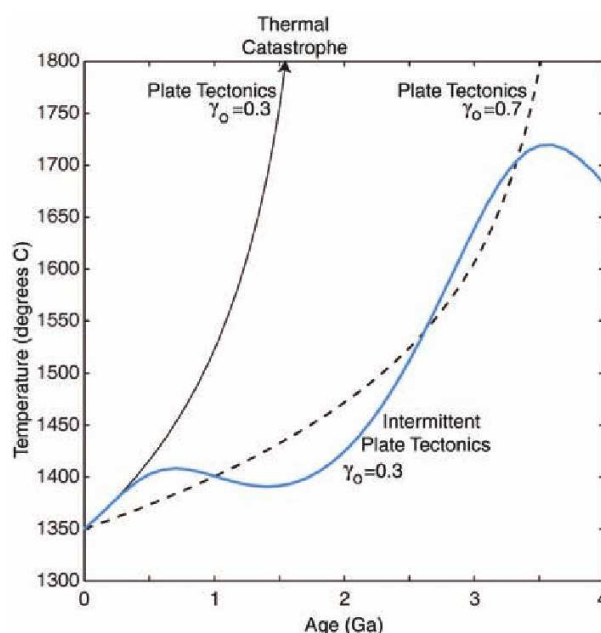


FIGURE 3.5 – Modèle d'évolution thermique de la Terre à tectonique intermittente. Le flux (courbe bleue) est ici le produit du flux paramétré (3.17) et d'une fonction oscillante de l'activité tectonique. Le modèle d'intermittence proposé permet d'éviter la divergence de la température obtenue par les lois d'échelle (courbes noires monotones). Le nombre d'Urey est noté γ_o . Source : Silver et Behn (2008).

du plancher océanique (Stein et al., 1992; Carlson et Johnson, 1994), ces auteurs proposent de calculer le flux surfacique de chaleur en utilisant un modèle de demi-espace infini qui rend compte de la conduction thermique dans la lithosphère (détaillé dans la section 5.4). Le calcul du flux total ne dépend donc que de la distribution des âges du plancher océanique, présentée sur la figure 3.6. Cette distribution est définie par sa forme, qui oscille dans ce modèle entre une

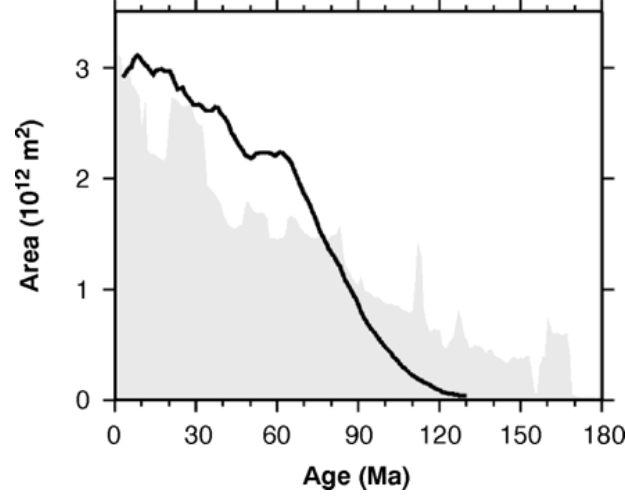


FIGURE 3.6 – Répartition de la surface du plancher océanique actuel, corrigée des données sédimentaires, en fonction de son âge. La zone grisée correspond aux âges tirés de l'étude des anomalies magnétiques du plancher, qui présentent une distribution triangulaire. La courbe noire représente l'âge tiré du modèle de demi-espace infini à partir des données de bathymétrie. Source : Smith et Sandwell (1997).

distribution constante avec l'âge du plancher (distribution rectangulaire, non représentée), et une distribution qui décroît linéairement avec l'âge (distribution triangulaire de la figure 3.6). Ce dernier cas correspond à l'état actuel de la planète, ce qui indique qu'aujourd'hui, l'entrée en subduction d'une section de lithosphère océanique ne dépend pas de son âge. Dans les deux types de distribution évoqués, le flux moyen de chaleur dépend avant tout de l'âge maximal τ_{max} du plancher océanique sur Terre, car l'étude de Labrosse et Jaupart (2007) démontre que l'activité tectonique, impactant directement la forme de la distribution susdite, ne joue que sur la valeur d'un « facteur de distribution d'âge » $\lambda(t)$ compris entre 4/3 et 8/3 :

$$\bar{q}(t) = C \frac{\lambda(t) \delta T}{\sqrt{\tau_{max}}} \quad (3.18)$$

où δT est le saut de température au travers de la lithosphère et C un coefficient dépendant uniquement des caractéristiques physiques de la lithosphère océanique. Ce modèle semi-empirique permet d'étudier l'évolution thermique du manteau, en injectant le flux (3.18) et la production radioactive du tableau ?? dans l'équation globale du refroidissement séculaire de la Terre (2.12). L'expression analytique ainsi obtenue pour la température moyenne du manteau présente une constante de temps d'environ 10 Ga, ce qui met en évidence le fait que la tectonique des plaques n'influence l'évolution du flux et de la température qu'en termes de fluctuations à court terme, au travers du facteur $\lambda(t)$. Le graphe de la figure 3.7 présente le comportement thermique de la planète sur 4, 5 Ga, pour une évolution sinusoïdale du facteur

λ. Dans ce modèle, l'histoire thermique du système est donc fortement liée au choix de τ_{max} , mais cela est aussi vrai pour les approches paramétriques classiques, qui utilisent toutes une relation de fermeture sur l'âge maximal du plancher océanique (Labrosse et Jaupart, 2007).

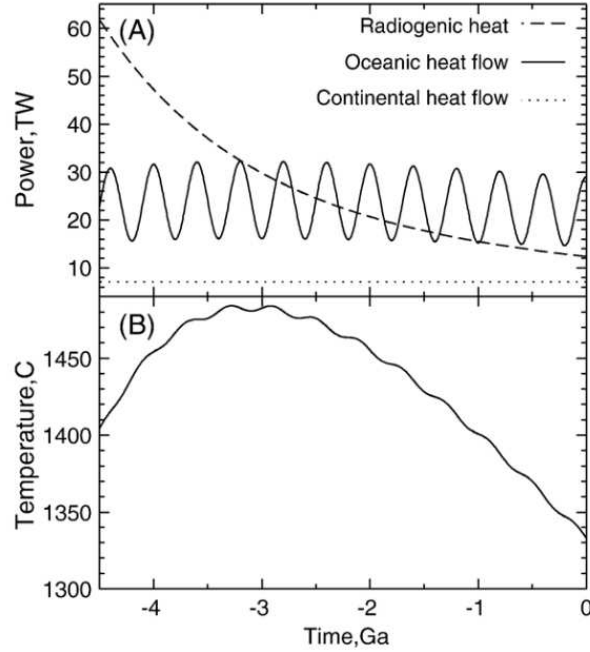


FIGURE 3.7 – Modèle semi-empirique d'évolution thermique de la Terre pour un âge maximal du plancher océanique fixé à $\tau_{max} = 180$ Ma. La dynamique des plaques est prise en compte par un facteur $\lambda(t)$ sinusoïdal. La courbe en tirets représente la décroissance du chauffage radioactif. Source : Labrosse et Jaupart (2007).

La figure 3.7 montre que cette approche permet d'éviter la catastrophe thermique, en remontant à une température inférieure à 1800 K il y a 3 milliards d'années. Ce modèle thermique semi-empirique est donc à la fois cohérent avec les valeurs actuelles du flux et du taux de production d'énergie radioactive (par construction), mais aussi avec les contraintes géologiques de l'histoire thermique depuis l'Archéen. Le choix de l'âge maximal du plancher océanique est fixée empiriquement à sa valeur actuelle : $\tau_{max} = 180$ Ma. Cependant, cet âge devrait évoluer au cours de l'histoire thermique, car le poids apparent de la lithosphère est une fonction croissante de la température du manteau, et un contraste de température trop fort entre le manteau et la lithosphère devrait inciter cette dernière à entrer en convection. Les auteurs de cette étude montrent d'ailleurs que les contraintes géologiques du refroidissement séculaire imposent une valeur minimale pour τ_{max} , de l'ordre de la centaine de millions d'années. Il est alors intéressant de constater que l'utilisation d'un paramétrage de τ_{max} basé sur un critère convectif mène à une expression du flux surfacique en puissance $\beta = 1/3$ du nombre de Rayleigh (Labrosse et Jaupart, 2007). Ce critère aboutit donc, à l'instar des lois d'échelle classiques, à une température divergente du manteau dans le passé, ce qui est illustré par le graphe de la figure 3.8.

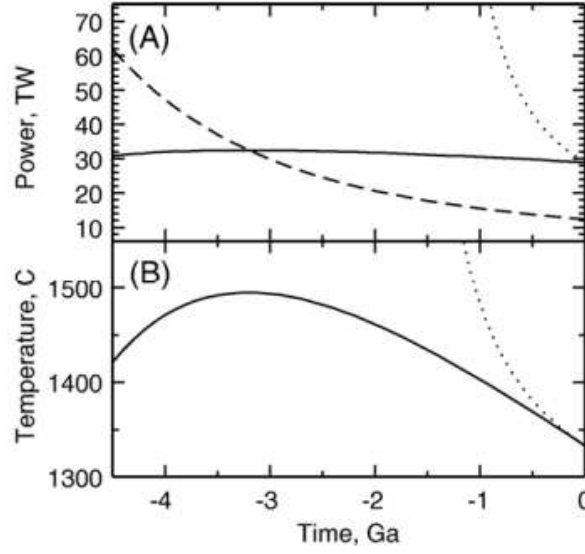


FIGURE 3.8 – Comparaison de l’impact d’un âge maximal τ_{max} fixé ou paramétré par un critère convectif. Les courbes en pointillés correspondent à un âge maximal paramétré par un critère de déstabilisation convective. Les courbes en trait plein correspondent à un âge maximal fixé à 180 Ma. La courbe en tirets représente la décroissance du chauffage radioactif. Source : Labrosse et Jaupart (2007).

De ce tour d’horizon des méthodes de paramétrisation du flux, nous retiendrons que les lois d’échelles classiques seules conduisent à une divergence de la température du manteau dans le passé. Les alternatives qui consistent à ajouter à ces lois d’échelle des contraintes fortes sur la tectonique des plaques permettent d’éviter une catastrophe thermique, mais ce comportement ne s’obtient qu’au prix d’hypothèses difficilement soutenables sur plusieurs milliards d’années. Une alternative semi-empirique permet en revanche de maintenir le flux de chaleur dans des limites géologiquement acceptables, si l’on fixe l’âge maximal du plancher océanique à sa valeur actuelle ($\tau_{max} = 180$ Ma). Néanmoins, afin de tenir compte des variations temporelles de ce paramètre déterminant pour l’histoire thermique de la planète, et sans passer par un critère convectif « catastrophique », il est nécessaire de mieux comprendre le couplage entre la tectonique des plaques et l’évolution du flux de chaleur à la surface de la planète. Une façon d’étudier ce couplage est de simuler l’écoulement du manteau terrestre ainsi que la dynamique des plaques océaniques et continentales à sa surface : c’est l’objet d’un grand nombre de simulations numériques, dont nous allons présenter les résultats les plus significatifs.

3.3 Simulations numériques

Si les observations de terrain sont le socle de nos connaissances en sciences de la Terre, les méthodes numériques leur sont un allié de poids dans la compréhension des phénomènes complexes, et cela pour au moins deux raisons : tout d’abord, la reproductibilité des expériences numériques leur confère un caractère réfutable très utile pour éliminer des hypothèses, quantifier l’impact d’un paramètre, ou encore superposer des phénomènes physiques pour en étudier les couplages. Les approches numériques sont aussi des outils puissants en termes de résolutions spatiale et temporelle des grandeurs physiques calculées, ce qui permet d’aborder un système complexe sous forme de problèmes multi-échelles. Au vu de la complexité des mécanismes de refroidissement du manteau, cette approche est donc justifiée pour étudier le couplage entre convection mantellique et tectonique des plaques, même si comme nous allons le voir, les modèles numériques doivent souvent partir d’un certain nombre d’hypothèses simplificatrices pour aborder la thermodynamique terrestre.

3.3.1 Modèles de convection mantellique

La simulation des écoulements de convection *sub-solidus* du manteau nécessite de résoudre les équations de conservation de la masse, de la quantité de mouvement et de l’énergie d’une particule fluide sur un maillage en deux ou trois dimensions. Ces équilibres sont exprimés respectivement par les équations (3.2), (3.3) et (3.4) de la section précédente. L’originalité de chaque simulation numérique tient dans son modèle rhéologique et sa définition des conditions aux limites (mécaniques ou thermiques) du fluide simulé. Ces choix de modélisation permettent de rendre compte (ou non) de phénomènes tels que l’isolation thermique des continents, le couplage des plaques lithosphériques, les contrastes de viscosité, les transitions de phase, *etc.* La première simulation numérique de la convection mantellique incluant des continents est due à Michael Gurnis (1988), qui mettait déjà en évidence la rétroaction de l’effet isolant des continents sur la dynamique de la convection. L’apparition des modèles en trois dimensions a ensuite été l’occasion de mettre en évidence l’influence de la géométrie du système sur les transferts d’énergie et de quantité de mouvement, dans des phénomènes à grande échelle tels que les transitions de phase du manteau (Tackley, 1993) ou les déformations de la croûte liées à la convection mantellique sous les continents (Moresi et Lenardic, 1997).

La convection d’un fluide isovisqueux étant bien décrite pour un système à surface libre, les simulations numériques se sont vite intéressées à l’impact des continents sur la convection mantellique, en imposant à la surface d’un fluide isovisqueux des couvercles isolants rigides (Lowman et Jarvis, 1993, 1995) ou déformables (Lenardic et Kaula, 1995, 1996; Moresi et Lenardic, 1997). Le lecteur intéressé pourra lire avec grand profit la thèse de Cécile Grigné (2003) pour comprendre les avantages et les inconvénients de ces modèles. L’influence de ces couvercles sur la longueur d’onde de la convection a fait l’objet d’une étude systématique par Grigné et al. (2007a,b) et leur impact sur l’évolution du flux de chaleur correspondant a été étudié entre autres par Lenardic et al. (2005) et Phillips et Bunge (2005). Il est notamment ressorti de ces études que les continents présentaient deux effets isolants sur le manteau : l’un est dû au contraste de conductivité thermique à l’interface manteau/croûte, l’autre au

couplage mécanique des deux couches ; les plaques lithosphériques étant supposées rigides, le manteau visqueux sous-jacent ne permet aucun mélange de fluide dans une fine couche jouxtant les continents, augmentant ainsi l'épaisseur de la couche limite thermique dans laquelle la conduction domine. Ce phénomène est illustré par l'épaisseur du fluide localement plus froid sous le continent de la figure 3.9.

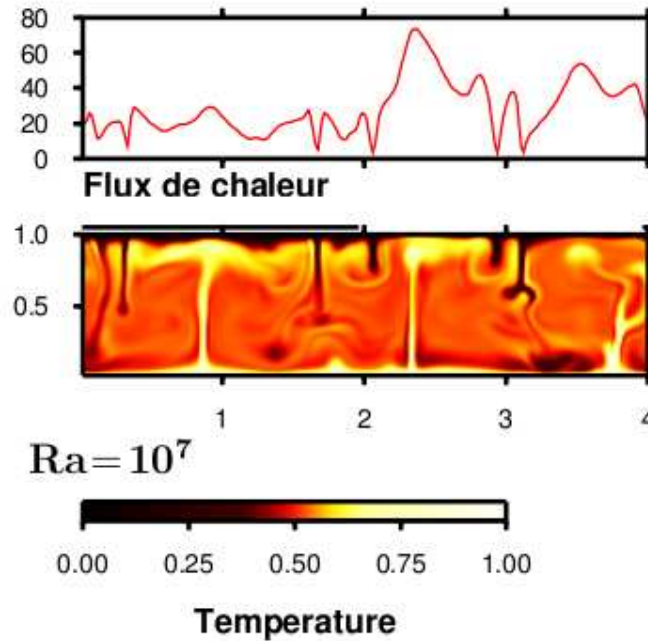


FIGURE 3.9 – Isolation mécanique des continents simulée en différences finies. Le couplage mécanique du fluide visqueux chauffé à sa base avec un couvercle rigide de même conductivité impose la vitesse du continent (éventuellement nulle) à la partie haute du fluide. La convection est donc absente de la couche supérieure du fluide, favorisant ainsi la conduction qui est une façon moins efficace d'évacuer la chaleur. La température est adimensionnée par le saut total de température de la couche fluide, les longueurs par l'épaisseur du manteau et le flux surfacique par le flux conductif (il s'agit donc du nombre de Nusselt Nu). Source : Grigné (2003).

Un troisième effet notable consiste en l'élargissement des cellules de convection dû à l'imposition des couvercles isolants rigides : les échanges thermiques ayant lieu principalement au niveau des courants ascendants des cellules, cet élargissement favorise la conduction aux dépens de la convection, en imposant de larges cellules dont la majeure partie présente un contraste thermique faible avec l'extérieur. Ce phénomène est illustré par la figure 3.10 : la taille des continents isolants et la taille des cellules de convection influent chacune à leur manière sur les pertes de chaleur issues du manteau convectif.

Avec une approche similaire, Phillips et Bunge (2005) ont obtenu une vitesse moyenne des continents trois fois inférieure à celle du plancher océanique, avec une viscosité stratifiée, mais sans imposer de plaques océaniques à proprement parler. Concernant l'évolution thermique du

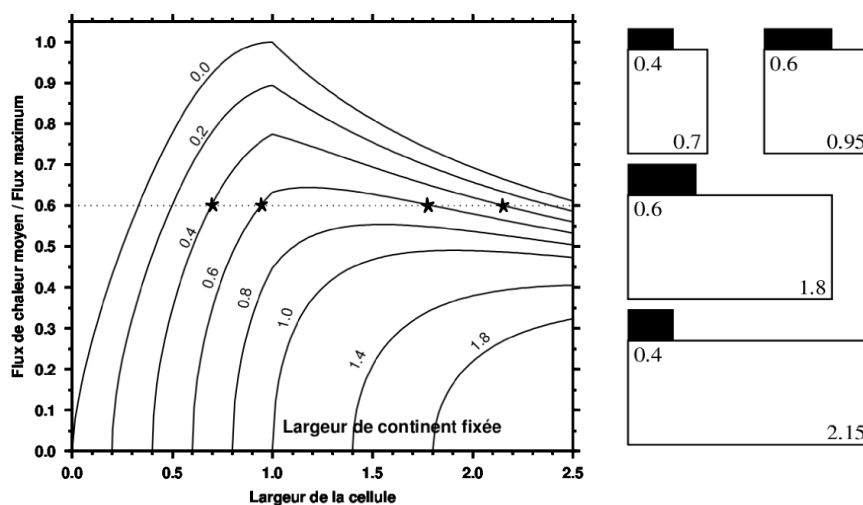


FIGURE 3.10 – Impact de la taille des continents et des cellules sur le flux de chaleur. À gauche : flux de chaleur moyen en fonction de la largeur de la cellule, pour différentes tailles de continent. Les cellules de droite montrent quatre configurations (correspondant aux étoiles de gauche) donnant le même flux de chaleur : la demi-largeur adimensionnée du continent est écrite en haut à gauche des cellules, et la largeur des cellules en bas à droite. Source : Grigné (2003).

manteau, un résultat important consiste en l'élévation de température constatée à l'aplomb d'un supercontinent, avec des modèles incluant du chauffage majoritairement interne d'origine radioactive, à l'image de ce qui est supposé pour le manteau terrestre (figure 3.11). Cette élévation locale de la température est ainsi interprétée comme la cause d'épanchements basaltiques sur le dernier supercontinent en date, la Pangée (Coltice et al., 2007), ou comme le moteur d'épisodes volcaniques au centre des supercontinents (O'Neill et al., 2009). De tels modèles se sont aussi intéressés aux cycles continentaux, ou cycles d'ouverture et de fermeture des océans (Wilson, 1966), qui sont des épisodes relativement bien datés de l'histoire terrestre, grâce notamment à des études géologiques et géochimiques (e.g., Worku et Schandelmeier, 1996; Hong et al., 2004). En utilisant un profil variable de viscosité dans un manteau chauffé par la radioactivité, Phillips et Bunge (2007) ont ainsi montré que les cycles continentaux auraient des difficultés à apparaître en cas de formation de panaches mantelliques conséquents. En comparant le mouvement des continents entraînés par le manteau convectif à des modèles stochastiques, Zhang et al. (2009) ont par ailleurs montré que la longueur d'onde du pavage de la convection en surface influait fortement sur les cycles continentaux. Ainsi, un manteau soumis à une convection dominée par les courtes longueurs d'onde ne permet pas d'obtenir des temps d'assemblage de supercontinents aussi courts que ceux qui ont été déduits des études de paléomagnétisme sur Terre (environ 250 Ma pour Rodinia et la Pangée).

Enfin, on peut citer les simulations de l'écoulement du manteau en trois dimensions, qui étudient son impact sur des observables de surface, telles que la topographie ou le géoïde (e.g., Zhong et al., 2008), dans le but d'identifier des processus indirects accessibles au géophysicien, pour mieux contraindre les caractéristiques de la convection mantellique.

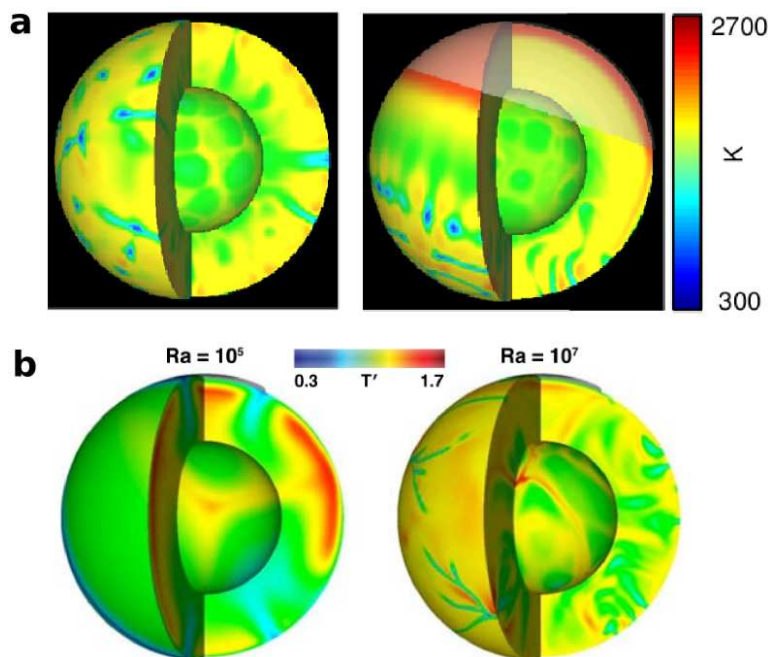


FIGURE 3.11 – Simulation 3D d'un manteau convectif partiellement recouvert de continents mobiles, avec chauffage interne. a) Impact d'un continent isolant en surface, pour $Ra = 10^7$. b) Comparaison du champ de température du manteau avec un continent au pôle Nord, pour $Ra = 10^5$ et $Ra = 10^7$. Source : Phillips et Bunge (2005).

Notons cependant que ces résultats mettent en évidence des phénomènes qui peuvent apparaître sous certaines conditions dans un fluide convectif présentant une isolation thermique partielle, mais que leur application au contexte terrestre demanderait que ces modèles intègrent une tectonique des plaques en surface, car c'est une caractéristique fondamentale de la machine thermique terrestre. Ils sont donc parfois appliqués au cas de planètes ne présentant pas de tectonique, à l'instar de Vénus, qui semble avoir une surface entièrement rigide recouvrant un manteau convectif moins vigoureux (O'Neill et al., 2007).

3.3.2 Ajout de plaques tectoniques

Afin de rendre compte d'une dynamique de surface caractérisée par des vitesses uniformes par morceaux, plusieurs modèles numériques ont cherché à rendre compte d'un comportement de plaques rigides à la surface du manteau. Ces modèles font en général émerger une tectonique des plaques à partir de l'écoulement du manteau, en utilisant une viscosité dépendant de la température et un seuil de contrainte au-dessus duquel la lithosphère voit sa viscosité chuter, permettant ainsi son fluage dans les zones de convergence et de divergence (Moresi et Solomatov, 1998; Tackley, 2000a,b). Dans les zones de subduction, c'est la flottabilité négative du matériau froid en surface qui entraîne des contraintes fortes, alors qu'au niveau des dorsales, c'est la faible épaisseur de la lithosphère qui permet au

matériau rigide de se déformer. Dans ce type de modèle, de grandes longueurs d'onde de convection sont susceptibles de se développer (Grigné et al., 2005), ce qui n'est pas le cas pour un fluide isovisqueux sans seuil de fluage, où la convection de Rayleigh-Bénard prévaut à faible nombre de Rayleigh (Turcotte et Schubert, 2002). La figure 3.12 montre ainsi les cellules larges qui sont obtenues en utilisant une contrainte seuil et une viscosité dépendant exponentiellement de la température. Ces modèles ont été comparés avec succès aux études paramétriques présentées dans la section précédente, montrant ainsi que les lois d'échelle décrivant le flux de chaleur sont aussi valables pour des cellules dont la largeur est similaire à celle des plaques lithosphériques terrestres (Grigné et al., 2005). Néanmoins, la dynamique des plaques ainsi obtenue ne correspond pas complètement aux observations : les marges actives sont ici très larges et les zones de subduction sont symétriques, ce qui n'est pas le cas sur Terre.

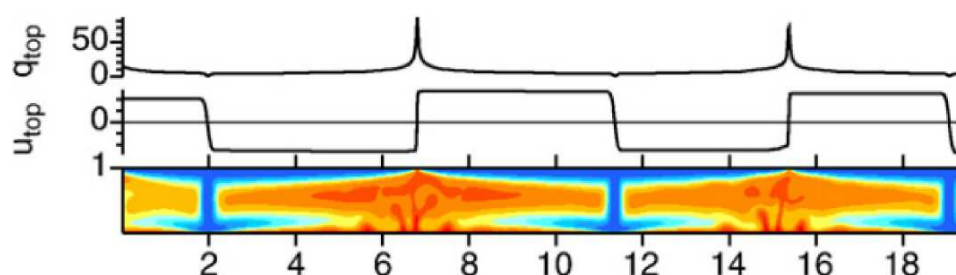


FIGURE 3.12 – Émergence de plaques rigides en surface d'un manteau convectif. L'utilisation d'une viscosité dépendant de la température, couplée à une contrainte seuil pour le fluage de la lithosphère, permet d'observer un comportement de plaques rigides en surface (vitesse uniforme sur toute la plaque), avec des longueurs d'onde de convection similaires à la taille des plaques terrestres. Les distributions de vitesse et de flux surfacique de chaleur sont affichées au-dessus des cellules de convection. Les pertes de chaleur ont majoritairement lieu au niveau des zones de divergence. Source : Grigné et al. (2005).

Il est aussi possible d'imposer directement des plaques à la surface du manteau, afin de tenir compte de l'impact de la tectonique sur l'évolution du flux thermique en surface (Ricard et Vigny, 1989; Vigny et al., 1991). En effet, nous avons vu que la distribution actuelle du flux de chaleur est contrôlée par l'âge du plancher océanique, lui-même découlant de la tectonique des plaques (Labrosse et Jaupart, 2007). Lowman et al. (2001) proposent ainsi de couvrir le manteau de plaques rigides avec des frontières fixes, qui servent de conditions aux limites thermiques et mécaniques au fluide convectif sous-jacent. Les vitesses des plaques sont déterminées par un bilan de forces en deux dimensions, qui annule à chaque instant le cisaillement intégré sur toute la plaque (Gable et al., 1991). Une application en trois dimensions consiste à imposer la géométrie actuelle des plaques terrestres sur un manteau isovisqueux : des phénomènes observés sur Terre apparaissent ainsi dans l'écoulement du fluide mantellique, tels que la répartition équilibrée de dorsales et de zones de subduction, ainsi que des points chauds intraplaques (Monnereau et Quéré, 2001). De plus, cette approche met en évidence le comportement passif des zones de divergence, illustrant ainsi le rôle moteur des plaques plongeantes dans la convection mantellique. Ces modèles font cependant l'hypothèse des frontières de plaques fixes, alors que les mouvements observés des limites de plaques sur Terre font état de vitesses aussi grandes que celles des plaques elles-mêmes (e.g., Heuret,

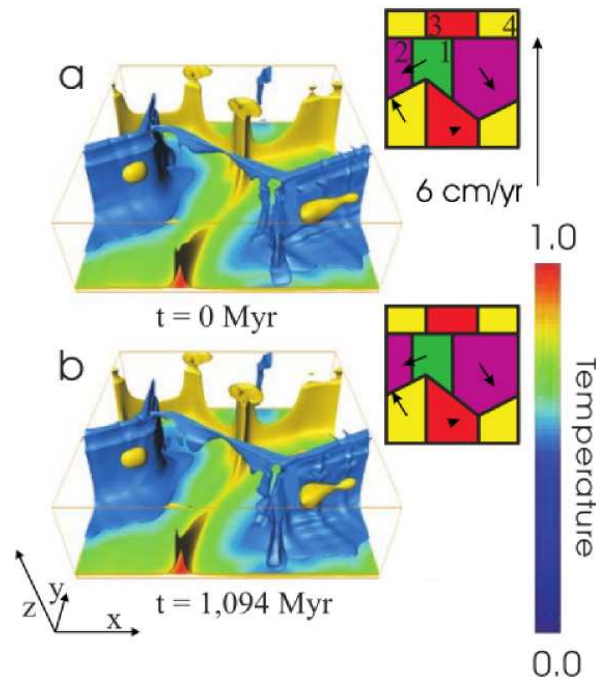


FIGURE 3.13 – Simulation numérique comportant des frontières de plaques mobiles, à deux dates différentes. Gait et al. (2008) obtiennent des vitesses de plaques de l'ordre de grandeur de celles observées sur Terre, avec des cellules qui peuvent disparaître ou être créées. La couleur du fluide simulé correspond à une échelle de température adimensionnée et le cadre en haut à droite indique la géométrie évolutive des plaques en surface.

2005; Lallemand et al., 2008).

Un modèle récent, basé sur l'approche de Gable et al. (1991) et de Lowman et al. (2001), permet de simuler le déplacement des frontières de plaques (Gait et Lowman, 2007). Cette amélioration est décisive pour le problème qui nous intéresse, car cela signifie que la distribution des âges de la lithosphère émerge dans ce modèle d'un bilan de forces qui est l'image de la convection mantellique. La figure 3.13 montre le champ de température du manteau en trois dimensions, avec une géométrie évolutive des plaques, à deux dates proches. Les vitesses de plaques ainsi obtenues sont plus élevées que pour des frontières fixes, et la variabilité des vitesses de plaques, en termes de fréquence et d'amplitude, est aussi accrue. Cette dynamique de la surface permet d'observer la création et la disparition de plaques, autrement dit le nombre de plaques n'est plus fixé à la surface du manteau. Une telle tectonique est alors susceptible de rendre compte des fluctuations du flux déduites des reconstructions tectoniques récentes de la Terre (Lloyd et al., 2007; Becker et al., 2009). De cette façon, Gait et al. (2008) observent que le flux de chaleur présente des variations jusqu'à 75% de sa valeur moyenne. Les applications d'une telle approche sont nombreuses : on peut citer l'étude de la stabilité des panaches chauds sous des plaques en mouvement (Lowman et al., 2008), celle du devenir des plaques plongeantes à l'interface manteau supérieur/manteau inférieur (Stein et Lowman, 2010), ou encore les variations latérales de température qui émergent aussi bien sous les plaques continentales thermiquement isolantes, que sous des plaques océaniques de

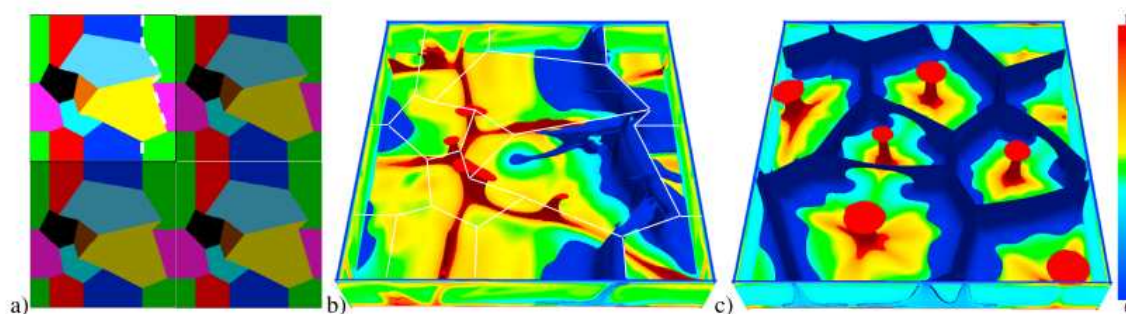


FIGURE 3.14 – Impact des conditions aux limites : tectonique des plaques ou surface libre (*free slip*). a) Pavage des plaques imposées en surface. b) Écoulement du manteau pour des conditions de plaques rigides (vitesse uniforme sur chaque plaque). c) Écoulement du manteau pour des conditions de surface libre. Les couleurs rouge et bleue correspondent respectivement à 75% et 35% du saut total de température à travers le manteau. Source : Stein et Lowman (2010).

taille suffisante (Heron et Lowman, 2010).

La figure 3.14 illustre une application très didactique des simulations numériques, permettant de comprendre les conséquences physiques des hypothèses contenues dans les modèles de convection mantellique. Les auteurs comparent ici deux modèles de couplage entre le manteau convectif et la surface. L'image de gauche présente le pavage des plaques imposées en surface pour les deux cas étudiés. La vignette centrale montre une image de l'écoulement du manteau pour des conditions aux limites mécaniques de plaques rigides en surface, ce qui signifie que la vitesse uniforme d'une plaque est déterminée par annulation de la contrainte cisailante intégrée sur toute la plaque. Enfin, la vignette de droite montre l'écoulement qui est obtenu si des conditions aux limites de surface libre (*free slip*) sont imposées au dessus du manteau. Nous constatons que la distribution de température, et par conséquent celle du flux de chaleur, dépendent fortement des conditions aux limites imposées en surface. En particulier, le renouvellement de la couche limite thermique supérieure est très différent sur ces deux exemples, ce qui implique que les simulations numériques qui n'incluent pas de plaques lithosphériques ne peuvent rendre compte du comportement thermique de la Terre, qui dépend de la distribution des âges de la lithosphère océanique (Stein et al., 1992; Labrosse et Jaupart, 2007).

L'un des modèles numériques les plus riches est celui de Yoshida (2010), qui incorpore à la fois un comportement de plaques basé sur un seuil de fluage (Tackley, 2000b) et des continents mobiles à marges souples, qui permettent d'observer des cycles de collisions et de brisures continentales. D'après l'auteur, ces marges souples permettraient notamment de préserver les cratons d'une déformation due à l'écoulement du manteau sous les continents. Cependant, en termes de comportement thermique, ce modèle n'impose pas de véritables plaques océaniques, ni de plaques comportant à la fois des parties continentales et océaniques, ce qui ne permet pas de rendre compte de la dynamique de distribution des âges sur Terre.

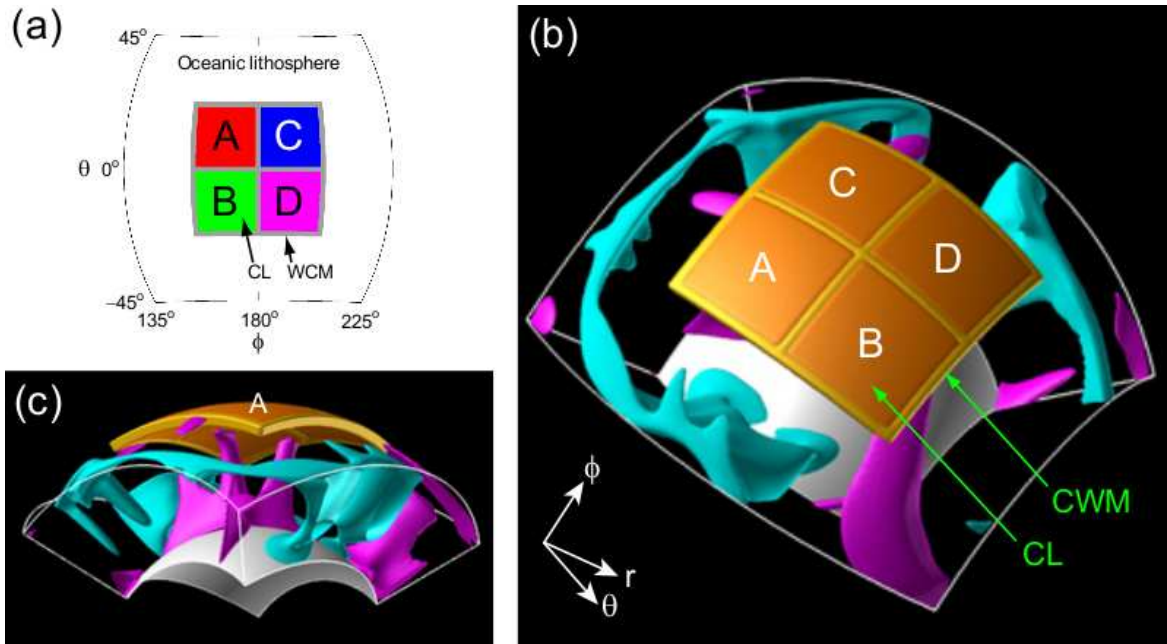


FIGURE 3.15 – Simulation de l’interaction de continents à marges souples. Dans ce modèle numérique, la lithosphère océanique présente un seuil de fluage, contrairement à la lithosphère continentale peu dense (*cratonic lithosphere* CL) qui présente des marges souples (*weak continental margins* CWM). Les panaches froids et chauds correspondent aux nappes bleues et violettes respectivement, présentant entre eux des écarts moyens de température de 500 K. Source : Yoshida (2010).

Il n’existe pas encore de simulation couplant des plaques rigides, des frontières évolutives et une distinction océan/continent indépendante des frontières de plaques ; cependant tous les éléments sont réunis pour étudier désormais un système de plaques tectoniques similaire à celui observé sur Terre. Il est pour cela nécessaire d’ajouter des continents dans les approches incluant des frontières mobiles (e.g., Gait et al., 2008; Stein et Lowman, 2010), car il semble que ces derniers jouent un rôle important dans la tectonique des plaques : les zones de subduction sont majoritairement alignées sur des contours continentaux, et celles qui ne le sont pas semblent avoir pris naissance sur les marges passives continentales (e.g., Müller et al., 2008; Torsvik et al., 2008). Les continents semblent aussi influencer sur le mouvement des zones de subduction, qui reste cependant mal compris à l’heure actuelle (Heuret et Lallemand, 2005; Lallemand et al., 2008). Enfin, le caractère isolant de la lithosphère continentale (Jaupart et al., 2007) implique un réchauffement du manteau sous-jacent qui est probablement lié aux mécanismes d’ouverture des océans et de dispersion des continents (e.g., Li et al., 2008; Torsvik et al., 2008). Afin de tenir compte, dans les simulations numériques, du rôle des continents sur la tectonique des plaques et sur le comportement thermique de la planète, il est donc nécessaire d’intégrer des descriptions de l’interaction complexe entre plaques continentales, plaques océaniques et manteau convectif. Ces interactions étant mal comprises à l’heure actuelle, le géophysicien n’a pas de lois analytiques robustes à intégrer aux modèles numériques. Nous proposons alors d’utiliser la connaissance phénoménologique exposée dans la littérature géodynamique, pour décrire un certain nombre d’interactions physiques entre les différents acteurs du refroidissement de la planète. Une telle approche nécessite donc de

se doter d'un outil qui puisse concilier des informations de natures variées, et nous proposons à cet effet un nouveau paradigme de simulation.

3.4 Bilan du chapitre et proposition d'un nouvel outil

Nous avons présenté dans ce chapitre trois approches complémentaires des mécanismes de refroidissement du manteau : (1) les modèles empiriques de reconstruction tectonique, qui se basent sur l'observation de la Terre actuelle pour étudier l'évolution du flux de chaleur sur plusieurs centaines de millions d'années, (2) les modèles paramétriques, qui s'appuient sur des équations de conservation fournissant des lois d'échelle sur le flux, pour étudier l'histoire thermique terrestre à long terme, et (3) les simulations numériques, qui résolvent les équations aux dérivées partielles sur un maillage 3D, pour décrire sous certaines hypothèses le comportement d'un fluide visqueux avec des conditions aux limites terrestres telles que la tectonique des plaques. Ces trois approches présentent chacune des avantages, car si les simulations numériques permettent de tester des hypothèses physiques avec une grande résolution spatiale et temporelle, les paramétriques permettent pour leur part d'ouvrir la « boîte noire » des calculs, pour décrire l'articulation des mécanismes à l'œuvre dans la machine thermique terrestre, tandis que les mesures de terrain sont indispensables pour comparer les résultats de ces modèles simplifiés à la réalité de la planète Terre.

Ceci étant, ces approches ne tiennent pas compte d'un certain nombre de phénomènes : suture de plaques, collisions continentales en régime tectonique, subduction d'une dorsale, ou encore plongeon spontané (et asymétrique) d'une plaque dans le manteau. Pourtant, on sait que ces phénomènes existent et qu'ils peuvent jouer un rôle fondamental sur l'évolution thermique de la planète, puisqu'ils influent tous de près ou de loin sur la distribution des âges du plancher océanique. Notre incapacité à inclure ces processus dans les simulations numériques tient au fait qu'ils ne correspondent pas à des termes analytiques d'une équation différentielle. Dans ce contexte, afin de décrire ces articulations incontournables de la dynamique des plaques, nous proposons d'en donner une description phénoménologique. Il s'agit donc de proposer un outil qui puisse superposer des lois analytiques et des lois phénoménologiques. Une façon opportune d'utiliser ces différents modèles consiste à choisir à chaque instant le modèle qui sera utile pour déterminer le comportement du système à différentes échelles. Le paradigme des systèmes multi-agents est utilisé dans cette optique en biologie et en dynamique moléculaire depuis les années 1990, et nous allons maintenant proposer d'adapter ce point de vue à l'étude des mécanismes de refroidissement du manteau.

Chapitre 4

Simulation multi-agents des systèmes physiques complexes

Il est urgent d'abandonner la vision naïve qui consiste à penser qu'un modèle est objectif.

PIERRE BOMMEL

Ce chapitre a pour but de présenter un paradigme de simulation qui concilie les avantages des simulations numériques (reproductibilité, résolutions spatiale et temporelle) et ceux des sciences expérimentales, qui permettent de tenir compte des connaissances phénoménologiques que le modélisateur a de son objet d'étude. Les systèmes multi-agents correspondent à ce cahier des charges, car ils permettent de simuler un système complexe par superposition d'interactions entre différents acteurs, dont le rôle est défini par un modèle indépendant de l'implémentation informatique des simulations. Une telle approche permet d'étudier un système physique complexe en expérimentant des modèles dans un laboratoire virtuel, dans lequel le modélisateur peut choisir à la fois ses instruments et les lois physiques qui les régissent. Pour présenter en détail l'approche multi-agents, nous expliciterons tout d'abord les concepts qui sous-tendent la simulation dite « individu-centrée » d'un système macroscopique, en définissant les types d'agent auxquels nous ferons appel. Ces concepts seront ensuite illustrés par un état de l'art des simulations multi-agents utilisées notamment en biologie, en mécanique des fluides et en dynamique moléculaire. Cette dernière thématique a fait l'objet d'une étude préliminaire d'un an et demi au cours de cette thèse, et sera donc prise comme exemple pour illustrer la mise en œuvre détaillée de la modélisation d'un système physique complexe, adaptée à la simulation multi-agents. L'explicitation de notre approche, ainsi que les enseignements tirés de cette première étude, nous conduiront alors à proposer la structure globale d'un outil qui permettra d'étudier les mécanismes de refroidissement du manteau, en superposant des modèles de différentes natures.

4.1 Définitions

Un agent est une entité informatique autonome, qui se base sur la perception qu'il a de son environnement à chaque instant, pour prendre des décisions sur son comportement. Ces décisions sont régies par un ensemble de règles analytiques ou empiriques, qui définissent le modèle (physique, biologique, écologique, social, etc.) utilisé pour décrire adéquatement le fonctionnement d'un système complexe. La simulation numérique d'un tel système résulte de la superposition d'entités autonomes en interaction, d'où l'appellation d'approche individu-centrée. Cette superposition permet de décrire facilement un système dont les conditions aux limites sont variables dans le temps et dans l'espace, si celles-ci peuvent être prises en charge individuellement par les agents : un processus complexe, difficile à appréhender de façon globale, devient alors descriptible par la superposition des comportements de ses éléments constitutifs.

Les agents sont définis non seulement par des caractéristiques propres (par exemple, des paramètres physiques), mais aussi par des moyens de communication et d'interaction avec les autres agents. C'est le principe de base des systèmes multi-agents (SMA) sur lesquels s'appuie cette thèse. Le lecteur intéressé par ce sujet en particulier pourra se tourner vers les ouvrages de référence sur la question : Weiss (1999), Ferber (1999), ou encore Wooldridge (2002). Ce point de vue des SMA est très bien illustré par la simulation d'un gaz de molécules A, qui serait subitement mélangé à un gaz de molécules B : il serait informatiquement coûteux de calculer à chaque pas de temps la position de toutes les molécules, en fonction de toutes les interactions mécaniques et électromagnétiques comptabilisées dans ce mélange gazeux. En revanche, il est plus aisé de décrire ce processus en laissant à chaque molécule le soin de décider de son comportement, en fonction du champ électrique local, de sa propre vitesse et de celles de ses voisins. Les agents peuvent être de natures différentes (molécule, parois d'une enceinte, capteur de vitesse, etc.) et peuvent interagir selon des modes variés (choc, attraction, mesure...). Pour ce faire, il est nécessaire de munir chaque agent d'une autonomie de temps et d'espace (Tisseau, 2001; Parenthoën et al., 2004). Précisons que dans toute l'étude qui suit, nous nous restreindrons à des agents de type réactif (par opposition à des agents cognitifs) pour simuler des systèmes physiques. Les agents réactifs répondent à un stimulus extérieur en se basant sur des règles de comportement définies par le modèle physique de la simulation, alors que les agents cognitifs ont des comportements guidés par un but, et qui sont le fruit d'une analyse des situations incluant une capacité de mémoire de leur part. Signalons qu'une description globale de la diversité des simulations multi-agents est proposée dans l'habilitation à diriger des recherches de Jacques Tisseau (2001) et dans la thèse de John Tranier (2007). De plus, notons que l'attribution d'une autonomie spatiale et temporelle ne concerne pas toutes les simulations multi-agents ; cependant nous insistons ici sur ce point, car nous allons détailler une démarche de modélisation d'un processus physique par des agents, à partir d'un exemple de dynamique moléculaire qui utilise ces comportements autonomes.

L'autonomie temporelle d'un agent consiste simplement à attribuer à chaque entité une horloge interne, ce qui donne une certaine flexibilité à la simulation, et permet de réduire le temps de calcul si certaines entités sont appelées à modifier leur dynamique fréquemment, alors que la majorité pourrait se contenter d'une mise à jour moins fréquente. D'autre part,

l'autonomie spatiale d'un agent consiste à lui faire construire l'espace dans lequel il interagit : sa zone de perception et d'interaction est définie par des balises disséminées autour de chaque agent. Une balise peut être vue comme un satellite associé à une position et une date dans la simulation, et qui pose une question précise à tous les agents qui le détectent dans leur propre zone d'interaction. Tous les agents capables de répondre à cette question le font, ce qui permet au propriétaire de cette balise de définir localement son environnement dans le temps et dans l'espace. Autrement dit, une balise est un capteur qui permet à chaque agent de communiquer avec l'environnement de simulation. Chaque agent a donc une connaissance partielle de l'univers simulé, ce qui simplifie les calculs, mais la superposition des interactions entre agents permet tout de même de décrire la totalité d'un système complexe, éventuellement macroscopique, et cela à différentes échelles de temps et d'espace (Sycara, 1998; Tisseau, 2004).

Une vision intuitive des SMA consiste à dire que chaque agent peut être assimilé à un moteur décrivant perpétuellement un cycle à trois temps perception/décision/action :

- 1- Perception : il perçoit son environnement à l'aide de capteurs spécialisés (balises),
- 2- Décision : il décide de ce qu'il doit faire compte tenu de son état interne, des valeurs de ses capteurs et des lois de comportement qui lui sont attribuées,
- 3- Action : il agit en modifiant son état interne et/ou son environnement immédiat.

Ainsi, le caractère autonome de l'agent réside moins dans son comportement, puisqu'il représente des entités *a priori* mues par des lois déterministes, que dans sa capacité à observer sa propre dynamique et celles de ses voisins. L'intérêt d'une approche multi-agents est donc double : elle permet de superposer les comportements de différentes entités qui prennent en charge des conditions aux limites complexes, mais elle offre aussi la possibilité au modélisateur de superposer des modèles : chaque agent dépend de lois qui peuvent être analytiques, empiriques, stochastiques ou encore calculées numériquement. Si l'exemple de la dynamique moléculaire tire avantage d'une telle gestion des conditions aux limites, l'étude des mécanismes de refroidissement du manteau profitera plutôt de l'opportunité de superposer des approches analytiques et phénoménologiques. Dans les deux cas cependant, le système peut être décrit avec un nombre restreint d'agents, et le faible temps de calcul des simulations nous permet de les mettre en œuvre avec des outils informatiques ordinaires, pour réaliser des expériences de (géo)physique en quelques minutes seulement. Cette flexibilité nous rapproche singulièrement des sciences expérimentales, car le modélisateur, comme l'utilisateur, peut tester des hypothèses de physique ou de codage, en un temps très court. Par ailleurs, l'accès immédiat aux méthodes numériques permet à tout utilisateur de faire de l'archivage et du traitement de données performant, avec des expériences absolument reproductibles. Ces caractéristiques des simulations multi-agents permettent de mettre en place des expériences *in virtuo* (Tisseau, 2004; Desmeulles et al., 2009).

4.2 État de l'art

Les systèmes multi-agents sont utilisés dans des domaines extrêmement variés, et font pour cette raison l'objet de débats poussés sur la méthodologie et la mise en œuvre des

agents dans les simulations numériques. Ces débats dépassent largement le cadre de notre étude, mais le lecteur qui s'intéresse davantage à l'implémentation des systèmes multi-agents pour la simulation physique, qu'au refroidissement du manteau terrestre, pourra lire avec profit les exposés de Sycara (1998) et de Moreau (2005) sur l'orchestration des interactions entre agents. Des études plus détaillées sont aussi proposées dans les manuscrits de thèse de John Tranier (2007) et de Pierre Bommel (2009), ce dernier insistant sur les pièges de conceptualisation dans lesquels un modélisateur peut tomber, en voulant simuler un phénomène complexe à partir de systèmes multi-agents. L'auteur insiste notamment sur la question de la validation des modèles, car de nombreuses études prêtent plus de qualités et de propriétés à certains systèmes multi-agents qu'ils n'en comportent en réalité, mettant en cause la rigueur et la lisibilité des modèles : « Il s'agit moins d'erreurs de codage que de problèmes de gestion approximative des interactions ou d'activation des agents qui peuvent remettre en cause leur fiabilité. Souvent sous-estimées, ces approximations produisent des artéfacts et on risque d'attribuer par erreur des propriétés à un modèle. » Nous souscrivons à la conclusion de cette étude comparative, qui préconise d'explicitier au mieux toutes les articulations d'un modèle, pour permettre sa critique fine et la réplication des expériences *in virtuo* qu'il propose. Il en va des systèmes multi-agents comme des démonstrations en sciences physiques : leur réfutabilité conditionne leur fiabilité, et par là même, leur intérêt.

Les SMA étant un paradigme de simulation, les domaines dans lesquels ils sont appliqués sont nombreux et leurs objets d'étude diffèrent beaucoup d'un modèle à l'autre. Pour cette raison, de nombreuses tentatives d'élaborer des plates-formes génériques de simulation ont été publiées depuis les années 1990 (e.g., Minar et al., 1996; Ferber et Gutknecht, 1998; Marcenac et Giroux, 1998; Obst et Rollmann, 2005; Desmeulles et al., 2009), sans que leur généricité ait permis à un modèle particulier de sortir du lot. Dans la présente étude, nous nous intéressons plutôt à des modèles qui ont adapté leur implémentation à la nature (continue, discrète, analytique, empirique, stochastique...) du phénomène étudié et à la connaissance qu'en ont les experts du domaine d'application. Des études de ce type ont été menées en biologie sur la coagulation du sang (Kerdelo et al., 2002; Kerdelo, 2006) ou sur sa circulation dans le corps humain (Buti et al., 2010). La mécanique des fluides étant typiquement un domaine dans lequel la gestion des conditions aux limites est primordiale, les SMA ont aussi été développés pour l'étude des processus de ruissellement et d'érosion (Servat, 2000), ainsi que pour la simulation interactive d'écoulements réalistes sur des obstacles mobiles (Müller et al., 2003). Cet exemple illustre une gestion efficace des conditions aux limites, puisque les particules de fluide « agentifiées » détectent en temps réel la force exercée sur un verre d'eau par l'utilisateur de la simulation. Cette simulation interactive est illustrée sur la figure 4.1 dont les images vidéo défilent à raison de 5 à 25 images par seconde, selon la résolution désirée. Une application des SMA à la simulation des états de mer (Parenthoën et al., 2004; Parenthoën et Tisseau, 2005) utilise quant à elle la superposition de modèles analytiques et phénoménologiques pour simuler l'interaction de plusieurs trains d'ondes dans des conditions de vent et de courants variées. La superposition de ces modèles de natures différentes permet de décrire une mer agitée de façon crédible et en temps réel (figure 4.2), ce qui n'est pas accessible par les simulations numériques classiques. Il y a bien sûr une contrepartie à cela : la simulation multi-agents ne consiste pas à résoudre sur un maillage volumique les équations de la dynamique des fluides, donc la vitesse et l'énergie d'une particule fluide ne sont pas recalculées indépendamment à chaque pas de temps. Dans cette approche heuristique, le volume du fluide est décrit continument par des fonctions descriptives donnant la vitesse de

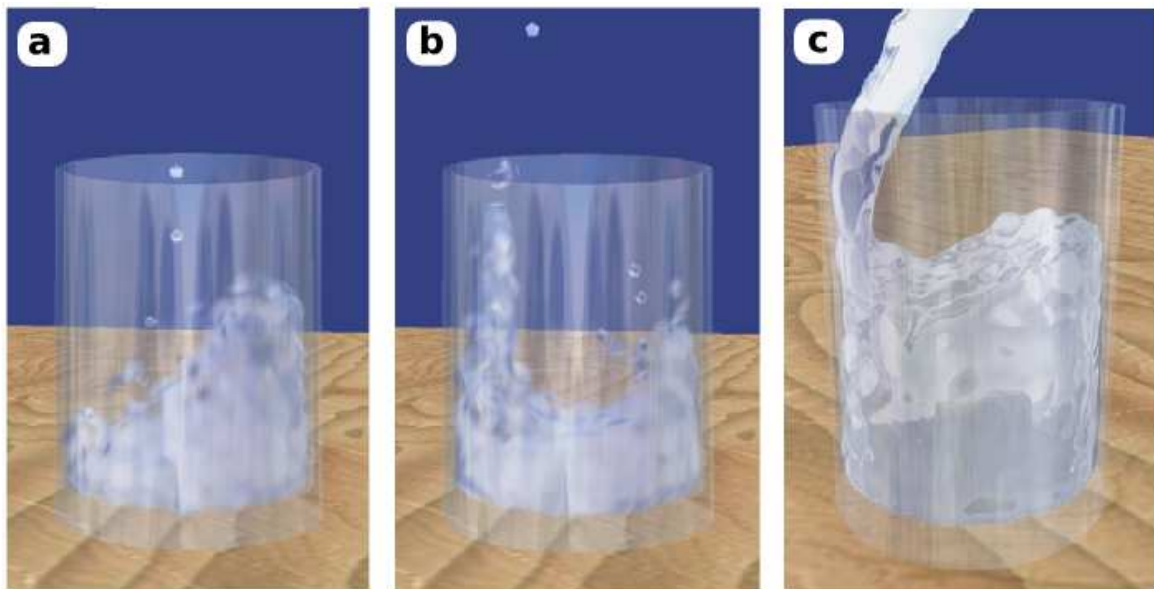


FIGURE 4.1 – Simulation multi-agents interactive en mécanique des fluides. a,b) La simulation de ce verre d'eau soumis à une force appliquée en temps réel par l'utilisateur *via* sa souris, est basée sur l'interaction de 1300 particules seulement, permettant d'afficher 25 images par seconde. c) La même simulation, utilisant 3000 particules de fluide et un algorithme de triangulation des effets de surface, affiche 5 images par seconde. Source : Müller et al. (2003).

l'écoulement. Le principe de superposition qui caractérise les SMA permet par ailleurs le couplage de ce modèle d'états de mer à un modèle multi-agents de pilote automatique de voilier (Guillou, 2007, 2011).

Le principe des SMA est aussi utilisé de longue date dans les simulations de dynamique moléculaire, qui consistent à décrire l'évolution d'un système de particules à partir de leurs comportements individuels (e.g., Alder et Wainwright, 1959; Allen et Tideslay, 1989; Frenkel et Smit, 2001). Les développements récents de ce domaine, dont nous allons détailler un exemple, permettent de réduire les temps de calcul en mettant à profit l'autonomie des entités simulées (e.g., Coulon et al., 2008; Combes et al., 2010a). Enfin, l'approche multi-agents commence à être utilisée dans le domaine des ondes électromagnétiques pour quantifier la propagation, l'absorption et la réflexion d'ondes radar ou de micro-ondes dans un milieu complexe (Chenu et al., 2009, 2010; Chenu, 2011). Ce domaine se prête particulièrement bien à la superposition d'agents en interaction, puisque la linéarité des équations de Maxwell permet de décrire des phénomènes complexes en superposant directement des champs électromagnétiques. Des applications aux processus de diffraction, d'interférences et de filtrage sont donc tout-à-fait envisageables à court terme.

Nous limitons cet état de l'art à la simulation de processus physiques, cependant il faut signaler que l'approche multi-agents a aussi remporté un franc succès dans des domaines apparemment éloignés tels que l'économie (e.g., Lux, 1998; Lux et Marchesi, 1999; Tesfatsion, 2002; Preis et al., 2006) ou l'écologie (e.g., Persson et Diehl, 1990; Parker et al.,



FIGURE 4.2 – Simulation multi-agents d'états de mer. La propagation des trains d'onde et la circulation du vent sont décrits dans le modèle IPAS par des sous-modèles océanographiques. Les courants marins et l'impact de la bathymétrie sur la propagation de la houle sont décrits empiriquement. Source : Parenthoën et al. (2004).

2004). En revanche, nous n'avons quasiment pas répertorié de simulations multi-agents appliquées à un système géophysique, en dehors d'un outil d'aide à la prédiction d'éruptions volcaniques (Marcenac et Giroux, 1998). Un modèle individu-centré basé sur des automates cellulaires a cependant été proposé pour décrire le comportement des failles de décrochement (Narteau, 2007) et la dynamique des dunes de sable (Narteau et al., 2009; Zhang et al., 2010).

Le lecteur sera peut-être surpris de voir que les études citées ici regroupent des modèles qui utilisent des agents « individu physique » (Coulon et al., 2008; Combes et al., 2010a), des agents « interaction » (e.g., Desmeulles et al., 2009), des agents « phénomène » (e.g., Parenthoën et al., 2004; Kerdelo, 2006), ou encore des agents « interface » (e.g., Combes et al., 2010a). Certains ouvrages distinguent clairement ces entités, d'autres affirment qu'il est impropre de parler d'agents dans tous les cas de figure. Qu'il soit cependant permis de penser que ces distinctions ne modifient en rien le principe de superposition sur lequel nous basons la modélisation des systèmes complexes. Nous considérerons donc dans tout le reste de cette étude qu'un agent peut désigner indifféremment un objet physique, une interaction, une interface, ou un phénomène. Nous illustrerons ce point de vue par la mise en œuvre d'agents de natures variées en interaction, pour l'expérimentation *in virtuo* de la thermodynamique des gaz et du refroidissement du manteau terrestre.

4.3 Application des SMA à un exemple académique : la Dynamique Moléculaire

Nous présentons ici un exemple de SMA appliqué à un domaine dont les résultats théoriques sont d'ores et déjà bien connus : la thermodynamique des gaz. Le choix de cette première application tient au fait que les molécules d'un gaz sont des systèmes bien décrits, et que les résultats théoriques et expérimentaux dont nous disposons sur ce domaine sont nombreux. Cet exemple d'application nous permettra de faire passer au banc d'essai les concepts de superposition des modèles et d'autonomie des agents décrits plus haut. Les résultats de nos expériences *in virtuo* (Combes et al., 2010a) sont donc comparables à la fois aux simulations numériques classiques, aux mesures de laboratoire et aux résultats de la théorie cinétique des gaz. L'ensemble de ces informations est décrit en détail dans l'excellent ouvrage de thermodynamique de José-Philippe Pérez (2001a).

4.3.1 Mise en œuvre

Une conséquence regrettable de la très grande variété d'application des SMA est le manque de cohérence entre ces études spécifiques, et une charte de présentation de ces modèles a été proposée par Grimm et al. (2006), dans un souci de lisibilité et de clarté des approches basées sur les systèmes multi-agents. Ce protocole se décompose en neuf étapes : après avoir énoncé clairement l'objectif de l'approche multi-agents, ce protocole propose de définir avant toute chose les variables d'état des agents sur lesquels se base la simulation, ainsi que les échelles de temps et d'espace qui la caractérisent. Ce cadre générique étant précisé, une vue d'ensemble du modèle peut décrire le détail du phénomène simulé, avant d'explicitier l'ordonnancement des itérations de calcul. Ensuite, les concepts de *design* du système multi-agents sont exposés de façon à éclairer la structure du modèle, la nature et le support des informations échangées entre agents, ainsi que les hypothèses théoriques qui sous-tendent le modèle. Enfin, l'initialisation des simulations, ainsi que leurs entrées et sorties sont décrites, afin de pouvoir détailler les sous-modèles de la simulation. Nous présenterons donc notre modèle de dynamique moléculaire suivant ce protocole.

4.3.1 - A Objectif

Le but de ces expérimentations *in virtuo* de thermodynamique est de vérifier que l'architecture multi-agents que nous proposons est fiable, et conduit aux mêmes résultats que les approches numériques classiques. Nous faisons subir des transformations thermodynamiques à différents gaz de molécules virtuelles, et mesurons l'évolution de leurs variables d'état pour quantifier ces transformations. Les résultats détaillés de ces expériences sont fournis et discutés dans l'annexe A de ce manuscrit.

4.3.1 - B Variables d'état de l'agent de base

Dans ces simulations, chaque molécule est un agent. Nous simulons entre 1000 et 10000 molécules par expérience, et chacune est caractérisée par sa masse, son rayon, son vecteur vitesse et sa position. La nature du gaz simulé est aussi une caractéristique de chaque molécule : il peut s'agir d'un gaz parfait (pas de chocs entre molécules), d'un gaz de sphères dures (chocs élastiques entre molécules) ou d'un gaz de Van der Waals (accélération des molécules due aux interactions électromagnétiques entre elles). La simulation comporte aussi des agents qui définissent la structure matérielle de l'univers de simulation : des enceintes, des portes et des capteurs, tous définis par leur forme, leur taille et leur position. Les capteurs sont en plus caractérisés par la mesure qu'ils peuvent opérer : comptage de molécules, moyennage, opérations mathématiques. Enfin, tous les agents sont caractérisés par leur horloge interne et leurs balises, ainsi que par la taille de leur zone de perception et d'interaction.

4.3.1 - C Echelles

Les molécules ont un rayon d'environ 0,2 nm et se déplacent dans des enceintes de plusieurs dizaines de nanomètres de côté. Les capteurs sont d'une taille similaire aux enceintes pour optimiser la précision des mesures. Le temps de réponse des capteurs a été fixé à 10^{-10} s, et la durée (temps simulé) des expériences réalisées est d'environ 10^{-7} s. Le pas de temps des simulations a été fixé à 10^{-13} s.

4.3.1 - D Vue d'ensemble du processus

Les processus simulés sont les déplacements des molécules, les interactions inter-moléculaires (chocs et/ou attraction à distance), ainsi que leurs interactions avec les parois des enceintes (chocs élastiques) et les capteurs (échanges d'information pour l'intégration d'une mesure sur un pas de temps). Les différentes expériences réalisées consistent à fixer un état initial hors d'équilibre, ou bien en équilibre dynamique, et à mesurer en continu des grandeurs macroscopiques telles que la température et la pression du gaz, lors de l'évolution du système. L'affichage de ces variations sur des graphes permet de discuter la nature des processus physiques simulés et la validité de l'architecture multi-agents mise en œuvre pour y parvenir.

4.3.1 - E Ordonnancement

Le calcul des états successifs de ces simulations de dynamique moléculaire est basé sur des itérations asynchrones (chaque agent possède sa propre horloge interne) et chaotiques : quand plusieurs actions doivent avoir lieu à la même date, l'ordre dans lequel elles sont calculées est tiré au hasard (Harrouet et al., 2006).

L'autonomie spatiale des agents les conduit à détecter eux-mêmes leurs voisins (molécules, capteurs ou parois). Ce processus est décrit sur la figure 4.3 : chaque agent

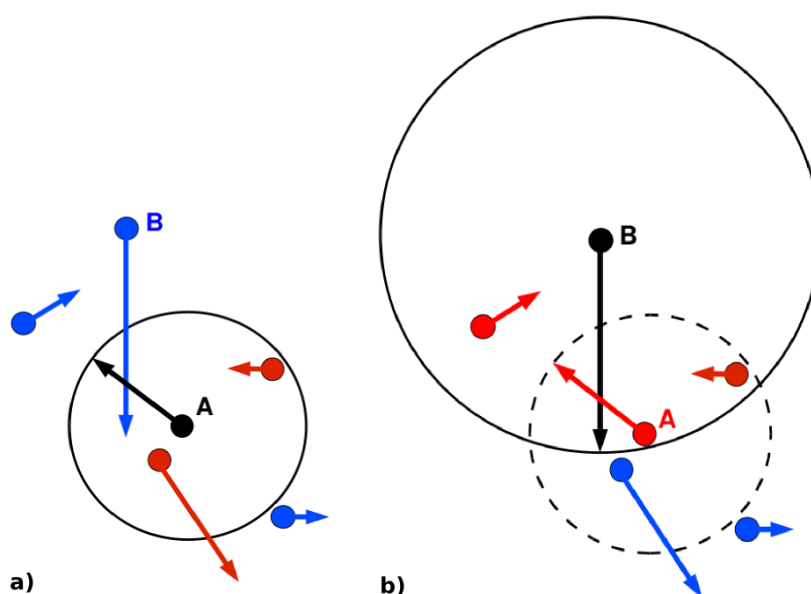


FIGURE 4.3 – Autonomie spatiale et détection des voisins.

a) La molécule A détecte des voisins dans sa zone de perception qui ne peuvent entrer en collision avec elle au pas de temps suivant, mais ne détecte pas la molécule B, trop éloignée. b) La molécule B détecte la molécule A car la taille de sa zone de perception est proportionnelle à sa vitesse. De cette façon, toutes les collisions possibles sont comptabilisées et classées chronologiquement afin de ne tenir compte que des interactions qui auront effectivement lieu. Source : Combes et al. (2010a).

détecte les voisins présents dans sa zone de détection à l'instant t . La taille de cette zone est définie par la distance *a priori* parcourue par la molécule pendant le pas de temps en cours : il s'agit donc du produit de sa vitesse instantanée par la durée du pas de temps propre de la molécule. La distance qui la sépare de chaque voisin détecté est évaluée, cet échange d'information se faisant par l'intermédiaire de la balise qui a détecté le voisin. Cette distance est comparée à la valeur obtenue au pas de temps précédent. Si cette molécule est détectée pour la première fois, cet écart est archivé. Si la distance est plus grande qu'au pas de temps précédent, les molécules s'écartent et il n'y a pas de collision. Si au contraire cet écart est plus faible qu'au pas de temps précédent, le pas de temps propre de la molécule est réduit, de proche en proche, jusqu'à la collision, ou l'éloignement mutuel. Pour ne pas faire ce calcul deux fois, l'agent qui détecte l'autre en premier prend les commandes et indique simplement au voisin détecté l'évolution de la situation. Il calculera aussi les modifications des vecteurs vitesse en cas de choc. De cette façon, nous pouvons nous assurer qu'aucune collision n'est oubliée, et les collisions éventuelles sont classées chronologiquement dans le temps courant de la simulation, afin de ne tenir compte que des interactions qui auront vraiment lieu.

4.3.1 - F Design de la simulation

Nos simulations de dynamique moléculaire utilisent les éléments géométriques et conversationnels (balises) disponibles dans une boîte à outils développée au Centre Européen de Réalité Virtuelle (CERV) : il s'agit de l'Atelier de Réalité Virtuelle (ARéVi) (Harrouet

et al., 2006). Cette bibliothèque fournit aussi le générateur de particules et les caméras 3D des simulations.

Les lois de comportement qui composent le modèle physique régissant les agents sont toutes déterministes et analytiques. Entre deux chocs, les molécules respectent le principe d’inertie et sont en mouvement rectiligne uniforme car l’action de la pesanteur sur le trajet court qui sépare deux collisions (libre parcours moyen) est négligée. Le calcul des nouveaux vecteurs vitesse après collision conserve la quantité de mouvement du système des deux molécules et le choc étant élastique, son énergie cinétique est aussi conservée. Le résultat de ce calcul est explicité dans Pérez (2001a).

4.3.1 - G Initialisation

L’état initial consiste en une répartition aléatoire des molécules dans une enceinte, conformément au protocole expérimental choisi. La distribution des vitesses affectées aux molécules doit être fixée initialement. Classiquement, pour un gaz parfait, il s’agit d’une distribution maxwellienne (Pérez, 2001a). L’initialisation consiste aussi à définir l’état interne des agents de structure (e.g., porte ouverte ou fermée) et des capteurs (taille, position, temps de réponse), ainsi que la nature des gaz simulés et le nombre initial de particules pour chaque gaz. Enfin, l’utilisateur peut choisir quels sont les graphes à afficher pendant la simulation.

4.3.1 - H Entrées et sorties du modèle

Le modèle utilise à chaque pas de temps la distribution des positions et des vecteurs vitesse des agents. Celle-ci est mise à jour au fil de la simulation en fonction des interactions entre agents. Le nombre d’agents peut bien sûr évoluer, l’univers de simulation est un système ouvert. Les sorties du modèle sont la répartition des molécules et l’état des capteurs, qui produisent des graphes d’évolution de la température, de la pression, du libre parcours moyen du gaz ainsi que la distribution des vitesses des molécules.

4.3.1 - I Sous-modèles

Les sous-modèles de cet outil de simulation sont les capteurs. Nous avons construit pour les besoins de l’expérimentation *in virtuo* un thermomètre, un manomètre (capteur de pression) et un balistomètre (néologisme décrivant un capteur omniscient qui collecte les vitesses et les temps de parcours des molécules entre deux collisions). Ce capteur calcule le libre parcours moyen des molécules avec un temps d’intégration de 10^{-10} s, en distinguant les chocs molécule/molécule et molécule/paroi. Le thermomètre se base sur la théorie cinétique des gaz pour calculer la température du gaz à chaque instant : il s’agit, à une constante près, de la moyenne statistique des énergies cinétiques des molécules. Ce capteur est donc volumique : il détecte à l’instant t les molécules présentes dans son volume et en tire une température cinétique. *A contrario*, la pression est définie comme un flux de quantité de mouvement (Pérez, 2001a), donc le manomètre est un instrument surfacique qui mesure localement la pression du gaz en sommant les quantités de mouvement des molécules le traversant durant

son temps d'intégration. Ces deux instruments virtuels peuvent être déplacés en temps réel dans la simulation, et sont présentés sur la figure 4.4.

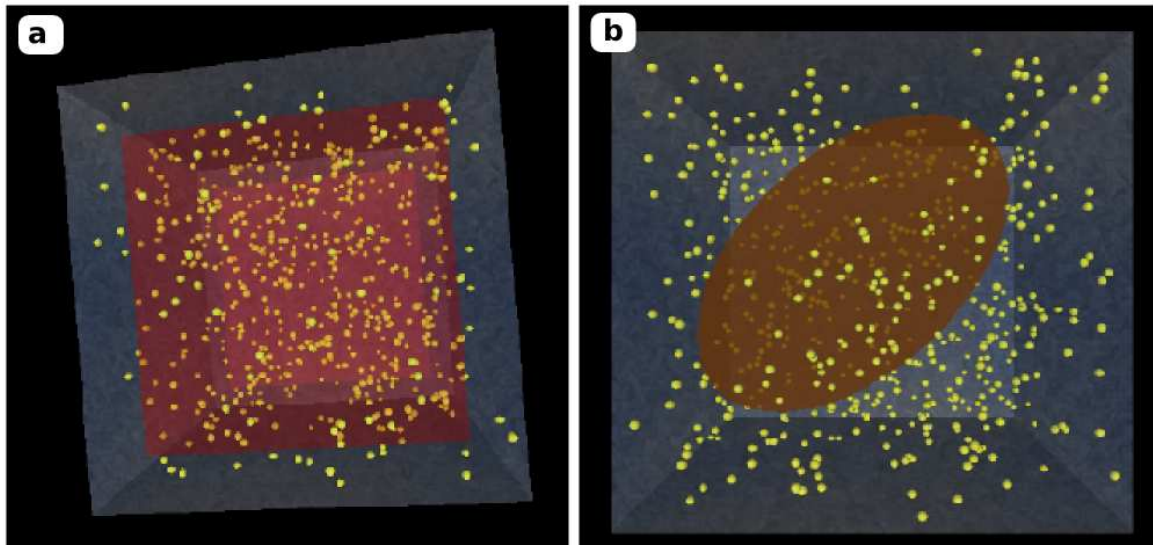


FIGURE 4.4 – Agents capteurs. a) Thermomètre volumique (rouge) placé dans une enceinte (grise) contenant des molécules (jaunes). b) Manomètre surfacique (brun). Source : Combes et al. (2010a).

4.3.2 Validation des méthodes

Les expériences *in virtuo* menées pour valider la pertinence de notre architecture multi-agents sont axées sur l'évaluation de l'autonomie temporelle et de l'autonomie spatiale des agents, ainsi que sur la capacité d'une superposition d'agents à simuler un phénomène macroscopique complexe. Dans ce cadre, une première expérience simple consiste à vérifier que le gaz virtuel vérifie la loi des gaz parfaits issue de la théorie cinétique des gaz :

$$PV = Nk_B T \quad (4.1)$$

où P est la pression, V le volume, et T la température du gaz à l'équilibre thermodynamique. N est le nombre de molécules du gaz, et k_B est la constante de Boltzmann. La mesure des variables d'état opérée par les capteurs virtuels sur le gaz parfait en équilibre donne des résultats très satisfaisants, les termes de l'équation (4.1) étant égaux jusqu'au troisième chiffre significatif (Combes et al., 2010a).

Cette validation est renforcée par une expérience de relaxation maxwellienne, qui consiste à attribuer la même vitesse à toutes les molécules dans l'état initial, pour étudier l'évolution d'un gaz de sphères dures hors d'équilibre. La théorie prédit qu'un tel gaz doit retrouver une distribution maxwellienne des vitesses par le biais de la répartition de l'énergie opérée par les chocs élastiques entre sphères dures (Pérez, 2001a). La figure 4.5 illustre le résultat obtenu : la distribution maxwellienne prédite par la théorie est retrouvée après un temps d'interaction

de $4,2 \cdot 10^{-8}$ s. Cette expérience illustre la capacité du modèle multi-agents à faire émerger d'interactions individuelles un comportement macroscopique correspondant aux résultats théoriques des gaz de sphères dures.

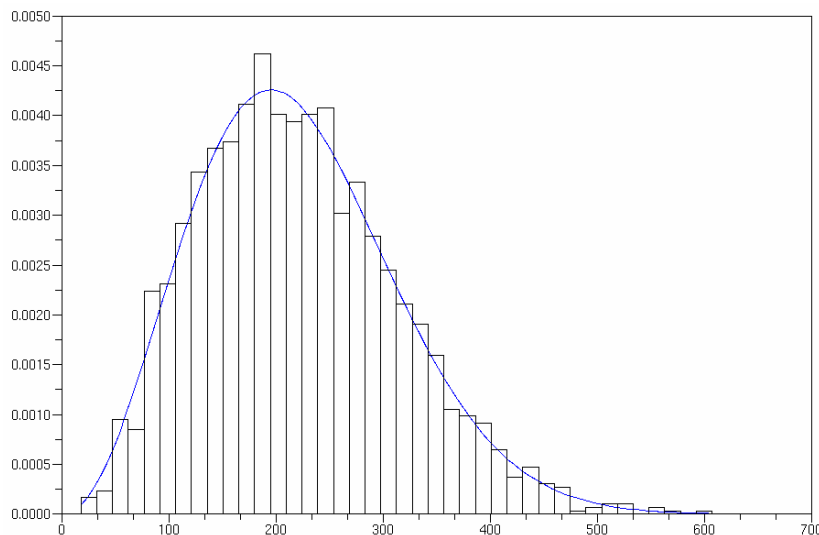


FIGURE 4.5 – Distribution des vitesses des molécules (en m/s), initialement toutes à la même vitesse, après un temps d'interaction de $4,2 \cdot 10^{-8}$ s. Ce résultat témoigne d'une relaxation maxwellienne opérée par la superposition des collisions moléculaires. Source : Combes et al. (2010a).

L'autonomie temporelle des agents peut être évaluée par des expériences mettant en scène des gaz parfaits, car ceux-ci sont composés de molécules « aveugles », dans la mesure où elles ne se voient pas entre elles : elles n'ont pas d'étendue géométrique et ne peuvent donc pas entrer en collision. Pour un gaz parfait, les seules interactions possibles sont les chocs molécule/paroi et l'échange d'informations opéré avec les capteurs. Il n'y a donc pas de détection des voisins entre molécules. La détente de Joule-Gay Lussac d'un gaz parfait consiste à libérer un gaz parfait, initialement en équilibre thermodynamique (T_o , P_o) dans une enceinte calorifugée de volume V_o , à travers un volume plus grand V_f , sans apport d'énergie mécanique ou thermique. Le Premier Principe de la thermodynamique implique que l'énergie interne de tout gaz est conservée lors de cette transformation, et la température finale est même identique à la température initiale s'il s'agit d'un gaz parfait.

La figure 4.6 montre la détente de Joule-Gay Lussac virtuelle que nous avons réalisée. Les résultats de cette expérience, affichés sur la figure 4.7, sont probants : la température d'équilibre finale est bien égale à la température initiale. Précisons que le pic de température observé correspond à l'élévation de la moyenne des vitesses des particules du thermomètre dans leur référentiel barycentrique, c'est-à-dire retranchée de leur mouvement d'ensemble. De plus nous pouvons remarquer que durant la période transitoire, la croissance brutale de la température dans l'enceinte de droite est accompagnée par une chute (de plus faible amplitude) de la température dans l'enceinte de gauche. Ce phénomène émerge de la simulation multi-agents, mais illustre un principe fondamental de la thermodynamique : il

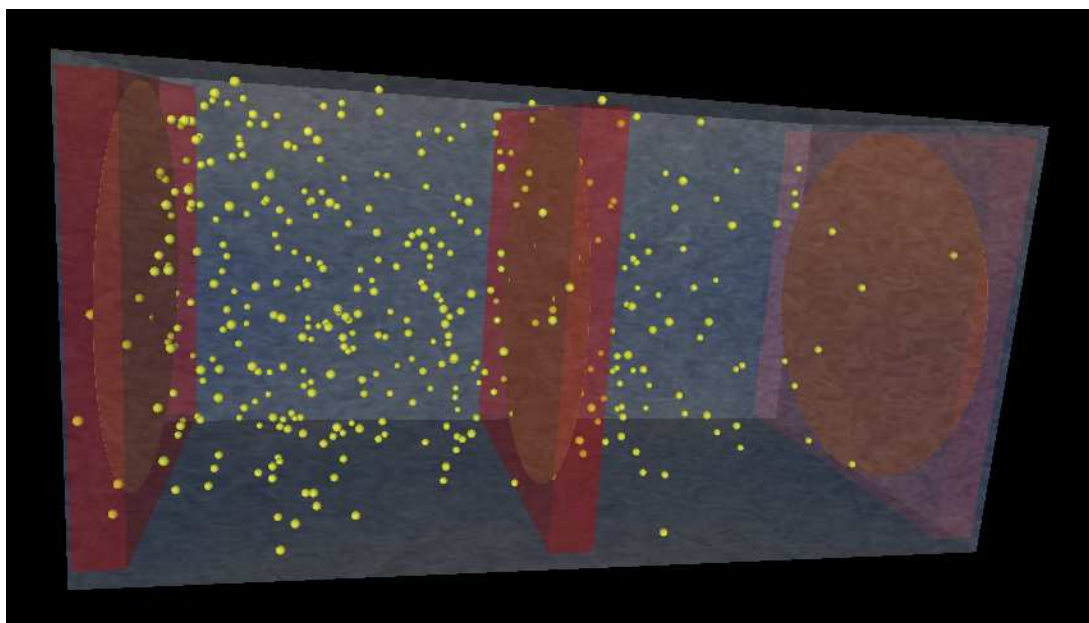


FIGURE 4.6 – Détente de Joule-Gay Lussac. Un gaz initialement à l'équilibre thermodynamique est détendu adiabatiquement dans une enceinte vide de volume double. L'enceinte comprend trois thermomètres (rouges) et trois manomètres (bruns) pour mesurer la valeur des variables d'état au cours de la détente. Source : Combes et al. (2010a).

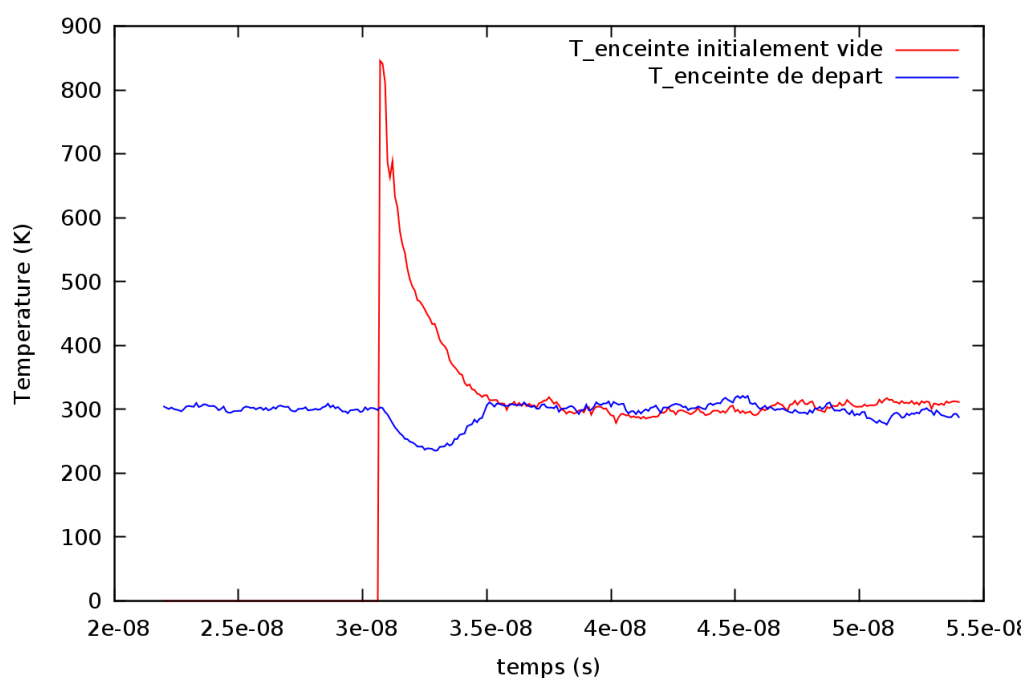


FIGURE 4.7 – Évolution de la température en différents points de l'enceinte, durant une détente de Joule-Gay Lussac. Source : Combes et al. (2010a).

s'agit de la conservation de l'énergie d'un système isolé. En effet, lors de la libération du gaz, les premières molécules à quitter l'enceinte de gauche pour entrer dans le volume du thermomètre de droite sont statistiquement les plus rapides, donc les plus énergétiques, et finalement les plus « chaudes » : les meilleurs partent en premier ! Ce départ est ressenti dans le groupe de molécules de gauche par une chute relative de la température, mais cette chute est d'amplitude plus faible que la hausse brutale mesurée par le thermomètre de droite, car la proportion de molécules concernée est beaucoup plus faible. L'autonomie temporelle des agents remplit donc bien son rôle dans cette expérience, puisque les processus dynamiques de la détente sont correctement simulés par la superposition des entités autonomes.

L'autonomie spatiale des agents peut quant à elle être mise à l'épreuve par des expériences impliquant des sphères dures. Nous avons pour cela réalisé des mesures *in virtuo* du libre parcours moyen et du covolume de deux gaz rares, le Néon et le Xénon. Le choix de ces gaz monoatomiques tient à la très faible interaction électromagnétique entre leurs molécules, du fait de leur couche électronique de valence pleine, et donc stable. Les résultats de ces expériences sont détaillés et discutés dans l'annexe A. Nous obtenons des résultats globalement satisfaisants, mais les mesures impliquant la détection des voisins ne donnent pas mieux que l'ordre de grandeur des valeurs théoriques attendues (Combes et al., 2010a). Nous supposons que cette détection n'est pas optimale, et il est possible que les collisions entre molécules ne soient pas toutes comptabilisées par le balistomètre, ou que toutes les collisions qui devraient avoir lieu ne soient pas détectées par les agents, ce qui joue sur la mesure de la pression par le manomètre virtuel. Quoi qu'il en soit, cela ne remet pas en cause l'architecture multi-agents de notre modèle, mais une étude approfondie de ce problème de détection des voisins est nécessaire pour appliquer notre approche à l'étude des gaz de Van der Waals. En effet, de tels gaz mettent en jeu des interactions électrostatiques dipolaires, qui requièrent que l'accélération des molécules soit intégrée à chaque pas de temps. Une mauvaise gestion des balises pour la détection des collisions pourrait de ce fait conduire à une divergence rapide des mesures de pression vers des valeurs incohérentes.

Nous retiendrons de cette étude préliminaire que les informations tirées des observables macroscopiques de la simulation multi-agents sont riches d'enseignement sur le processus physique simulé, et que la superposition des comportements individuels des agents conduit effectivement à l'émergence d'un comportement macroscopique propre à cette échelle. De plus, l'impact des règles de comportement assignées aux agents peut être étudié de façon indépendante, à l'image des différents types de gaz et de molécules simulés au cours de cette étude. Pour ces trois raisons, nous proposons d'appliquer une approche multi-agents à l'étude des mécanismes de refroidissement du manteau. Il s'agit pour cela de définir clairement la nature et le nombre des agents qui doivent composer ce modèle de la machine thermique terrestre. Notons que le choix de ces agents est déjà en soi une description phénoménologique du système complexe étudié. Dans un second temps, il nous faudra expliciter l'ensemble des lois de comportement des agents choisis, ainsi que les interactions qui doivent lier ces entités, pour simuler à la fois une tectonique des plaques crédible à la surface du manteau, et un comportement thermique global qui respecte les contraintes géologiques indépendantes dont nous disposons sur le refroidissement séculaire de la planète.

4.4 Proposition d'un cahier des charges

Dans le but de rendre compte du mouvement relatif des plaques et de leurs frontières à la surface du manteau, ainsi que de l'évolution de l'âge maximal du plancher océanique τ_{max} au cours de l'histoire thermique de la planète, nous proposons de décrire le système Terre par la superposition de différents agents en interaction.

Le cahier des charges d'un tel outil est le suivant :

- (a) La description du système complexe par des agents doit consister en une décomposition spatiale et fonctionnelle : la superposition des entités autonomes choisies doit rendre compte du fonctionnement global du système Terre.
- (b) Le niveau de complexité de la description doit pouvoir être choisi. L'utilisateur doit pouvoir décider si oui ou non, il inclut tel ou tel phénomène, tel ou tel élément, dans la simulation qu'il va lancer.
- (c) Les plaques tectoniques doivent être mobiles, leurs vitesses doivent dépendre à la fois de leurs caractéristiques propres (taille, âge, viscosité, ...) et de leurs conditions aux limites (nature de leurs frontières, état thermique du manteau). Une expression analytique des vitesses de plaques permettra de comparer le poids de ces paramètres dans chaque contexte.
- (d) Les frontières de plaques doivent être mobiles. Leur mouvement doit assurer la continuité du plancher océanique, conserver le périmètre de la planète, et dépendre uniquement des vitesses des plaques adjacentes.
- (e) L'outil de simulation doit permettre à certains contextes géophysiques d'entraîner la création ou la suppression de dorsales.
- (f) De même, l'outil doit permettre la création ou la suppression de zones de subduction dans certaines situations spécifiques.
- (g) La température moyenne du manteau doit être mise à jour en fonction de la production radioactive et des pertes de chaleur en surface à chaque pas de temps.
- (h) Le flux de chaleur en surface doit dépendre de la distribution des âges du plancher océanique.
- (i) La tectonique des plaques simulée à chaque pas de temps à la surface du manteau doit permettre la mise à jour de l'âge de la lithosphère sur tout le plancher océanique.
- (j) Dans le but d'obtenir une évolution raisonnable de τ_{max} au cours de l'histoire thermique terrestre, qui soit donc cohérente avec les contraintes géologiques du taux de refroidissement du manteau, notre modèle multi-agents doit pouvoir décrire certains processus mal connus à l'heure actuelle, en proposant des mécanismes phénoménologiques pour ces phénomènes. Parmi eux, nous trouverons notamment l'asymétrie des zones de subduction, l'initiation des subductions, la migration des fosses de subduction, la brisure de la lithosphère continentale qui conduit à l'ouverture de nouveaux océans, ainsi que la gestion des collisions continentales, des processus de subduction de dorsale, ou encore l'arrivée d'un continent en butée de plaque lithosphérique.
- (k) Enfin, les simulations de ce système multi-agents doivent être reproductibles et réfutables. Pour cette raison, le modèle géophysique sur lequel se basent les simulations

doit décrire explicitement l'ensemble des comportements des agents et de leurs interactions. Ces règles peuvent être analytiques, empiriques ou phénoménologiques, mais doivent toutes énoncer clairement le mécanisme mis en jeu dans chaque comportement, ainsi que les hypothèses qui sous-tendent chaque mécanisme.

À ce cahier des charges de modélisation, nous pouvons ajouter des contraintes concernant l'outil de simulation. Afin de conserver les avantages des sciences expérimentales, cet outil doit notamment permettre de simuler l'évolution du système en des temps courts, avec un ordinateur classique. De plus, l'interface de simulation doit être à la fois simple à manipuler et flexible en termes de superposition de modèles. De plus, les résultats de simulation doivent être faciles à afficher et à traiter numériquement. Le simulateur doit donc intégrer un module de choix des modèles, des mesures à effectuer et des courbes à tracer, ainsi qu'une option de capture vidéo des simulations.

Dans ces conditions, les agents que nous retenons pour un tel modèle sont les suivants : des plaques lithosphériques rigides, des cellules de convection, des dorsales, des zones de subduction, des continents et des zones d'advection thermique sous-continentale. Nous ajoutons à cette liste un agent décrivant le comportement du manteau global, et des agents « agrafes » qui permettent la suture entre plaques et qui seront présentés en détail dans le chapitre suivant. Notons que cette palette d'agents comporte des entités de natures différentes : des agents individus, des agents interfaces (sans étendue géométrique) et des agents phénomènes, tels que les zones d'advection sous-continentale.

Les interactions entre agents sont elles aussi de natures variées. Par exemple, les plaques et leurs frontières (dorsales, zones de subduction) sont en interaction purement cinématique, alors que les plaques et le manteau sont en interaction mécanique et thermique. Nous verrons enfin que l'interaction entre les continents et les zones de subduction est basée sur un critère qui peut être au choix cinématique ou structural. La description de l'ensemble de ces mécanismes et de leur articulation est l'objet du chapitre suivant, qui présente le modèle MACMA (MultiAgent Convective MAntle).

Chapitre 5

Le modèle MACMA : MAnteau Convectif Multi-Agents

Un enfant de cinq ans comprendrait ça.
Allez me chercher un enfant de cinq ans!

GROUCHO MARX

5.1 Objectifs

Le modèle que nous allons présenter ici repose sur le principe de superposition d'agents en interaction pour décrire la dynamique d'un système complexe (Tisseau, 2004). Les objectifs du modèle MACMA (*MultiAgent Convective Mantle*) sont au nombre de trois : (1) étudier le couplage entre tectonique des plaques et convection mantellique, à partir de mécanismes explicites qui peuvent être examinés indépendamment, (2) simuler une tectonique à la surface du manteau avec des frontières de plaques mobiles, et par conséquent, un nombre de plaques qui n'est pas fixé *a priori*, (3) superposer des lois analytiques, empiriques et phénoménologiques pour décrire la dynamique terrestre en tenant compte des phénomènes observés qui restent pour l'heure mal compris.

Cette approche multi-agents est un outil puissant pour déterminer dans quelle mesure un simple changement de comportement à un endroit du système (par exemple, l'initiation d'une subduction ou l'apparition d'une dorsale) peut affecter la dynamique terrestre à grande échelle (e.g., Husson et al., 2008). Nous utiliserons donc les systèmes multi-agents (SMA) pour expérimenter des modèles, et construire un laboratoire virtuel de géophysique qui puisse rendre compte de tels processus.

Dans ce chapitre, nous proposerons tout d'abord une vue d'ensemble du modèle, avant de détailler le bilan des forces à l'origine du mouvement des plaques, suivi du modèle thermique de la planète. Ensuite, nous expliciterons les lois empiriques qui ont été incorporées au modèle pour décrire l'évolution géométrique de la surface, et le rôle qu'y jouent les continents. Enfin,

nous expliciterons le fonctionnement algorithmique du modèle et l'utilisation de l'interface de simulation que nous proposons.

5.2 Vue d'ensemble

5.2.1 Structure générale du modèle

L'environnement de simulation de notre modèle est une vue en coupe d'une planète tellurique de mêmes dimensions que la Terre (figure 5.1). Nous proposons une simulation en deux dimensions afin d'étudier au mieux les interactions constitutives de la dynamique des plaques et de leurs frontières, en s'affranchissant des effets géométriques touchant à la forme des plaques en surface. Nous verrons que le passage à trois dimensions ajouterait un niveau de complexité très conséquent en termes de gestion des mouvements de frontières

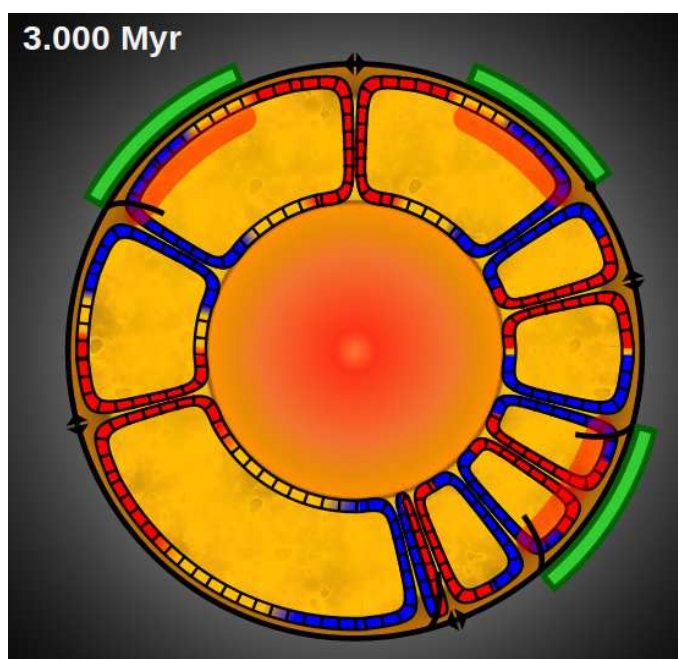


FIGURE 5.1 – Vue d'ensemble de l'environnement de simulation. Ce modèle 2D présente un manteau pavé des cellules de convection (courants chauds ascendants en rouge, courants froids descendants en bleu). La surface du manteau est recouverte de plaques tectoniques (en noir), dont les sections continentales sont parfaitement isolantes et indéformables (en vert). Les frontières de plaques sont des dorsales océaniques (triangles noirs) ou des zones de subduction (plaques plongeantes noires). Les sutures de plaques sont représentées par des agrafes (pastilles noires), dont un exemple est visible à l'extrémité d'un continent situé en haut à droite de l'image. Des zones sous-continentales (en orange) indiquent une élévation superficielle de la température (cf section 5.5). Le temps écoulé depuis le départ de la simulation est indiqué en haut à gauche de l'écran. Source : Combes et al. (2011).

de plaques, et ce travail mérite une étude approfondie dédiée à cette question. Le noyau de la planète est considéré comme un ensemble de conditions aux limites thermiques et mécaniques pour le manteau convectif. La surface de ce manteau est pavée de plaques lithosphériques rigides en mouvement. Le système peut être simulé avec ou sans continents légers et rigides. Les continents sont fixés sur les plaques, et cette superposition permet de décrire des plaques comportant à la fois des sections océaniques et des sections continentales, à l'instar des plaques africaine, sud-américaine, ou encore australienne. Dans ce modèle, les plaques sont considérées comme les couches limites thermiques des cellules de convection du manteau, comme le montre la vue en coupe de la figure 5.1. Une plaque peut être composée de plusieurs sections qui sont parfois séparées par une suture symbolisant une discontinuité d'âge du plancher océanique ou un lien nouvellement créé entre une lithosphère océanique et une lithosphère continentale. Cette suture est gérée par un agent agrafe, représenté par une pastille ronde noire sur la figure 5.1. La mise en place des agrafes peut intervenir dans trois contextes tectoniques précis, qui sont décrits dans les sections 5.5 et 5.6 de ce chapitre.

Le principe de fonctionnement de ce modèle bidimensionnel est le suivant : chaque plaque est un agent qui calcule sa vitesse à partir du bilan des forces qui lui sont appliquées. Les vitesses de plaques sont ensuite utilisées pour déterminer le mouvement des frontières de plaques, afin de calculer leur nouvelle position à chaque pas de temps. Cette nouvelle géométrie permet de mettre à jour la distribution des âges du plancher océanique, qui sera utilisée pour calculer le flux de chaleur en surface. Enfin, l'équation (2.12) du refroidissement séculaire du manteau permet de mettre à jour la température du manteau. Cette température sera utilisée au pas de temps suivant pour déterminer les nouvelles viscosités du manteau supérieur et du manteau inférieur, qui sont des paramètres influents dans le bilan des forces appliquées à chaque plaque. L'évolution quasi-statique du système tient aussi compte de modifications structurelles telles que l'initiation d'une subduction, ou la création d'une dorsale. Ces transformations de la structure de la planète sont régies par des lois analytiques ou empiriques, et interviennent toujours au début de chaque pas de temps. La simulation du système est donc basée sur une alternance structure/dynamique : la structure est mise à jour tant qu'il y a des lois de transformation à appliquer (par exemple, en cas de coïncidence de deux frontières de plaques sur la même position), puis les vitesses des agents mobiles sont calculées, avant de boucler le cycle par un bilan thermique du système. Précisons enfin que la simulation est basée sur des itérations synchrones : les agents ne disposent pas ici d'autonomie temporelle. De plus, les calculs sont séquentiels (i.e. les uns après les autres, en série) dans un même pas de temps. Le cycle perception/décision/action des agents vu au chapitre 4 s'opère toujours dans le sens trigonométrique à partir de l'origine, sur la vue en coupe de la figure 5.1.

L'état initial de la simulation peut être choisi en détail par l'utilisateur. Il est en effet possible de choisir la valeur de tous les paramètres physiques du modèle, ainsi que la position et l'âge de chaque frontière de plaque et de chaque extrémité de continent. La distribution des âges dans l'état initial est ensuite calculée selon une progression linéaire des âges entre ces extrémités (Combes et al., 2011). La résolution spatiale de la distribution des âges est de 110 km, correspondant à 360 points sur l'équateur terrestre.

5.2.2 Organisation du manteau convectif

Nous considérons dans ce modèle que le manteau est divisé en deux enveloppes concentriques (manteau supérieur et manteau inférieur) présentant une rhéologie newtonienne. La viscosité du manteau dépend fortement de la température (Weertman, 1970), et nous considérons ici un mécanisme de fluage diffusif (Karato et Wu, 1993) conduisant à une loi de viscosité en fonction de la température similaire à la loi d'Arrhenius :

$$\eta(T) = \eta^p \exp \left[\frac{E}{R} \left(\frac{1}{T} - \frac{1}{T^p} \right) \right] \quad (5.1)$$

où η^p et T^p sont respectivement la viscosité et la température actuelles du manteau, choisies comme valeurs de référence. E est l'énergie d'activation et R la constante des gaz parfaits. On retiendra cependant que cette loi n'a rien à voir avec le comportement d'un gaz parfait, R est simplement le produit de la constante de Boltzmann k_B et du nombre d'Avogadro N_A , donc le facteur exponentiel de l'équation (5.1) est simplement le facteur de Boltzmann qui illustre la compétition entre énergie d'activation et agitation thermique (Pérez, 2001b).

Dans notre modèle, les plaques plongeantes (*slabs*) peuvent atteindre l'interface entre le noyau et le manteau, en traversant successivement le manteau supérieur et le manteau inférieur. La répartition des efforts au long des plaques plongeantes suit la proposition de Conrad et Lithgow-Bertelloni (2002) : le poids du *slab* dans le manteau supérieur exerce une traction sur la plaque horizontale, alors que le poids du *slab* dans le manteau inférieur est pris en charge par le fluide environnant, qui est ainsi mis en mouvement. Il en résulte que la traction gravitaire d'une plaque plongeante et le frottement qui lui est associé ne sont prises en compte que dans le manteau supérieur. La contribution du manteau inférieur est une force dite de succion, qui est un entraînement visqueux du manteau mis en mouvement par la partie basse du *slab*.

Nous avons vu au chapitre 2 que le nombre de Rayleigh Ra du manteau était compris entre 10^6 et 10^8 , en utilisant les valeurs actuelles des paramètres mécaniques du manteau global (cf tableau 5.1). Cela correspond à une vitesse horizontale en surface d'environ 3 cm/an dans un contexte de convection de Rayleigh-Bénard (Turcotte et Schubert, 2002) décrit par les lois d'échelle classiques vues au chapitre 3. Afin de rendre compte des disparités de vitesse observées parmi les plaques tectoniques terrestres, nous proposons de calculer la vitesse de chaque plaque à partir d'un bilan des forces qui lui sont appliquées à chaque pas de temps. Ces vitesses permettront ensuite de calculer le mouvement des frontières de plaques.

5.3 Bilan des forces

5.3.1 Forces motrices et forces résistives

Dans le manteau terrestre, le champ de vitesse s'ajuste à tout instant au champ de température, puisque nous avons vu au chapitre 2 que le nombre de Prandtl Pr du manteau est considéré comme infini. L'application de ce résultat à l'équation de Navier-Stokes (3.3)

nous montre que l'ensemble du système convectif est en évolution quasi-statique, et que par conséquent, la somme des forces appliquées à chaque plaque lithosphérique est nulle à tout instant.

Nous nous proposons de déterminer la vitesse d'une plaque en tenant compte des forces présentées au chapitre 2. Les forces motrices sont : la résultante des forces de pression au niveau d'une dorsale (*ridge push RP*), la traction gravitaire de la partie plongeante d'une plaque (*slab pull SP*, dans le manteau supérieur uniquement), et la force de succion dérivant du poids de la plaque plongeante dans le manteau inférieur (*slab suction SS*). Les forces résistives sont : le frottement fluide dérivant du couplage mécanique entre le manteau et la plaque horizontale (*mantle drag MD*), le couplage entre le manteau et la plaque plongeante VS (pour sa partie supérieure uniquement), et la force illustrant la dissipation visqueuse à l'intérieur de la plaque, lors de son pliage au niveau des zones de subduction (*bending force B*). L'équilibre de ces forces projeté horizontalement pour chaque plaque s'écrit :

$$RP + SP + B + MD + VS + SS = 0 \quad (5.2)$$

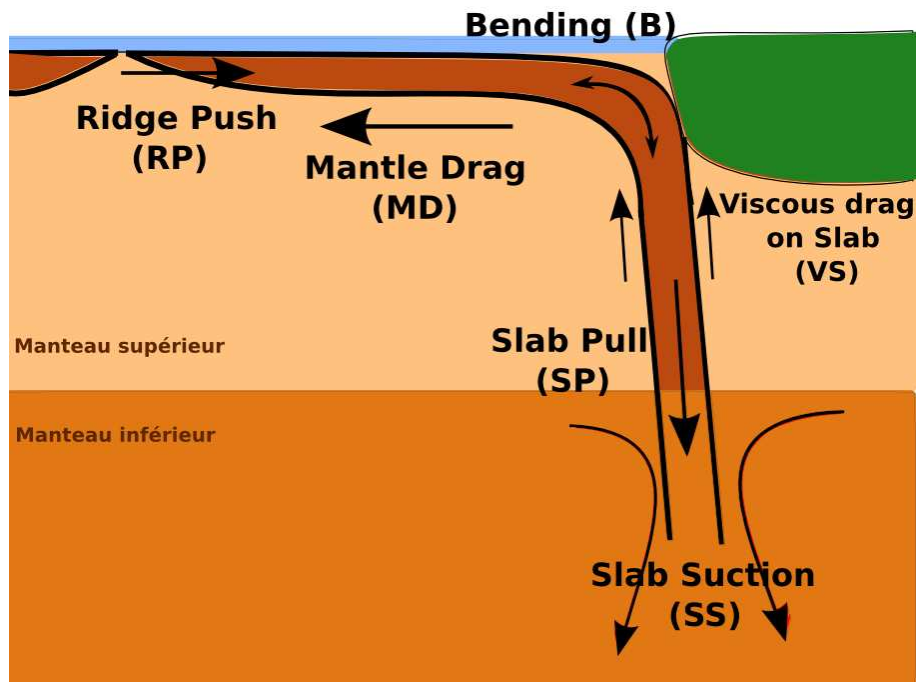


FIGURE 5.2 – Bilan des forces exercées sur une plaque tectonique dans le modèle MACMA.

Le *ridge push* résulte d'un déséquilibre de pression existant au-dessus du niveau de compensation isostatique : la pression produite à une profondeur donnée par l'excès d'élévation de la ride océanique est plus forte que la pression exercée par la partie plus vieille de la lithosphère. En supposant qu'il n'y a pas de réorientation majeure de la direction d'accrétion,

et en négligeant les variations non-hydrostatiques de pression, Parsons et Richter (1980) obtiennent une expression simple de cette force, dont les paramètres physiques sont rappelés dans le tableau 5.1 :

$$RP = \alpha \kappa g \rho_m T_m \tau_s \quad (5.3)$$

TABLE 5.1 – Paramètres du modèle.

Paramètre	Valeur
α , dilatation thermique	$2,5 \times 10^{-5} K^{-1}$
κ , diffusivité thermique	$8 \times 10^{-7} m^2/s$
C_p , capacité thermique	$1200 J/kg/K$
H_{radio} , taux de chauffage interne	$3 \times 10^{-12} W/kg$
ρ_m , densité moyenne du manteau	$4,5 \times 10^3 kg/m^3$
ρ_{um} , densité du manteau supérieur	$3,25 \times 10^3 kg/m^3$
$\rho_{pl} - \rho_{um}$, excès de densité d'un <i>slab</i>	$65 kg/m^3$
g , accélération de la pesanteur	$10 m/s^2$
M , masse de la Terre	$6 \times 10^{24} kg$
ΔT , saut de température à travers le manteau actuel	$2000 K$
η_{pl} , viscosité de la lithosphère océanique	$10^{23} Pa.s$
η_m^p , viscosité moyenne du manteau	$3 \times 10^{22} Pa.s$
η_{um}^p , viscosité du manteau supérieur	$3 \times 10^{21} Pa.s$
d , épaisseur du manteau	$2900 km$
D , épaisseur du manteau supérieur	$670 km$
S_{oc} , surface totale des océans	$300 \times 10^6 km^2$
R_{min} , rayon de courbure moyen	$390 km$
τ_{subd}^p , âge critique de subduction	$180 Ma$
E , énergie d'activation	$100 - 500 kJ/mol$
F_{lim} , contrainte seuil de rupture continentale	$10^{12} - 10^{14} N/m$
τ , âge de la lithosphère	
τ_s , âge maximal d'une section océanique	
τ_{max} , âge maximal du plancher océanique	
H , épaisseur de plaque	
L , longueur de plaque	
a , largeur adimensionnée d'un continent	
h , épaisseur d'advection	

Une expression du *bending* a été proposée par Buffet (2006) en imposant le rayon de courbure de la plaque R_{min} , à partir de la distribution de sismicité intraplaque. Cette description cinématique est utilisée dans les équations d'équilibre d'une plaque visqueuse

en deux dimensions pour obtenir une expression analytique de la composante horizontale de la force de *bending*. Ce calcul fait l'hypothèse d'un rayon de courbure qui décroît continuellement de l'infini pour la plaque horizontale, à la valeur R_{min} atteinte au niveau de la fosse (Buffet, 2006). Nous considérons de plus que l'impact mécanique des discontinuités chimiques à 410 et 670 km de profondeur est négligeable devant le *bending* (Billen, 2008). Si l'on considère pour la lithosphère océanique un modèle de demi-espace infini (Parsons et Sclater, 1977b), l'épaisseur de la lithosphère en un point donné ne dépend que de son âge τ (cf section suivante) :

$$H(\tau) = A\sqrt{\kappa\tau} \quad (5.4)$$

avec A une constante dépendant de la définition de la lithosphère thermique, qui sera abordée dans la section suivante.

Dans le but de simuler une tectonique évolutive, la vitesse d'une plaque et son taux de subduction doivent dépendre du temps écoulé depuis l'entrée en subduction de la plaque. Notre modèle utilise donc les expressions du *slab pull* et du *bending* de Buffet (2006), en remplaçant l'épaisseur D du manteau supérieur par la profondeur Z atteinte par la plaque plongeante à chaque instant :

$$SP = (\rho_{pl} - \rho_{um})gH(\tau_s)Z \quad (5.5)$$

en limitant (dans cette expression uniquement) la profondeur atteinte Z à l'épaisseur D du manteau supérieur. L'expression du *bending* dépend fortement de l'épaisseur de la plaque :

$$B = -\frac{2}{3}\eta_{pl}U \left(\frac{H(\tau_s)}{R_{min}} \right)^3 \quad (5.6)$$

Rappelons que cette dépendance est invoquée par Conrad et Hager (1999b) pour suggérer que le bending peut fortement freiner la tectonique des plaques dans le passé, si des plaques suffisamment âgées et épaisses ont perduré au cours de l'histoire thermique terrestre. La valeur $R_{min} = 390$ km est tirée de l'étude statistique de la Terre actuelle réalisée par Heuret (2005), mais il est probable que cette valeur ait varié au cours de l'histoire de la planète.

Le frottement visqueux qui s'exerce sur les deux faces de la plaque plongeante de longueur Z s'écrit en fonction de la viscosité η_{um} donnée par l'équation (5.1) :

$$VS = -2\eta_{um}\frac{U}{d/2}Z \quad (5.7)$$

Le couplage mécanique entre la plaque horizontale et le manteau est aussi exprimé par un cisaillement sur la demi-épaisseur du manteau :

$$MD = -\epsilon \eta_m \frac{U}{d/2}L \quad (5.8)$$

où $\epsilon \eta_m$ est la viscosité équivalente calculée pour le cisaillement d'une double couche de viscosité η_{um} dans le manteau supérieur et η_m dans le manteau inférieur. Pour justifier cet emploi, nous allons calculer les profils de vitesses dans chaque couche. La figure 5.3 présente deux couches visqueuses d'épaisseur $Z_1 = d/2 - D$ et $Z_2 - Z_1 = D$, et de viscosité $\eta_1 = \eta_m$

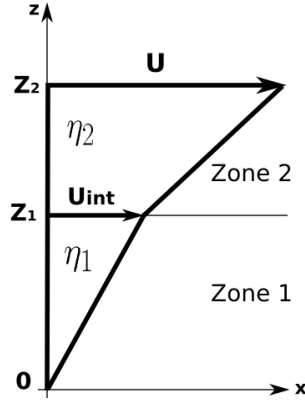


FIGURE 5.3 – Double couche visqueuse sous une plaque lithosphérique rigide se déplaçant à la vitesse U .

et $\eta_2 = \eta_{um}$ respectivement, sous une plaque lithosphérique rigide se déplaçant à la vitesse U .

En isolant une particule de fluide mésoscopique, la conservation de sa quantité de mouvement projetée horizontalement s'écrit :

$$V_x(z) = \frac{U - U_{int}}{Z_2 - Z_1}(z - Z_2) + U \quad (5.9)$$

dans le manteau inférieur (zone 1), et

$$V_x(z) = \frac{U_{int}}{Z_1}z \quad (5.10)$$

dans le manteau supérieur (zone 2). En application du principe des actions réciproques de Newton, la continuité de la contrainte cisailante en $z = Z_1$ permet d'obtenir la vitesse U_{int} de l'écoulement à l'interface :

$$U_{int} = \frac{\eta_2 U}{(Z_2 - Z_1) \left(\frac{\eta_1}{Z_1} + \frac{\eta_2}{Z_2 - Z_1} \right)} \quad (5.11)$$

ainsi que la contrainte cisailante exercée sur toute la plaque :

$$\eta_2 \left(\frac{\partial V_x}{\partial z} \right)_{z=Z_2} = \frac{\eta_1 \eta_2 U}{Z_1 (Z_2 - Z_1) \left(\frac{\eta_1}{Z_1} + \frac{\eta_2}{Z_2 - Z_1} \right)} \quad (5.12)$$

Afin de définir la viscosité équivalente d'une double couche visqueuse, le facteur correctif ϵ utilisé dans l'équation (5.8) est défini par :

$$\eta_2 \left(\frac{\partial V_x}{\partial z} \right)_{z=Z_2} = \epsilon \eta_m \frac{U}{d/2} \quad (5.13)$$

et les paramètres du tableau 2.1 nous donnent $\epsilon = 0, 2$.

Enfin, la force de succion SS rend compte du poids de la partie basse de la plaque plongeante, transmis aux plaques en surface par l'écoulement visqueux du fluide mantellique, dans le cas où le *slab* a atteint le manteau inférieur (Conrad et Lithgow-Bertelloni, 2002) :

$$SS = \eta_m \frac{V_{sink}}{d/2} (Z - D) \quad (5.14)$$

où V_{sink} est la vitesse verticale des *slabs* dans le manteau inférieur. Considérant que le poids de cette partie de la plaque plongeante est totalement supporté par le manteau visqueux, nous pouvons décrire V_{sink} comme une vitesse de Stokes (e.g., Guillou-Frottier et al., 1995; Griffiths et al., 1995; Goes et al., 2011). Notre modèle utilise donc la même valeur de V_{sink} pour tous les *slabs*, inversement proportionnelle à la viscosité du milieu :

$$V_{sink} = V_{sink}^p \frac{\eta_m^p}{\eta_m(T_m)} \quad (5.15)$$

avec $V_{sink}^p = 12 \text{ mm/an}$ la vitesse actuelle des plaques plongeantes dans le manteau inférieur (van der Meer et al., 2010). Notons que cette vitesse est sensiblement plus faible que les vitesses d'entrée en subduction en surface, ce qui signifie que les plaques plongeantes qui arrivent à cette profondeur sont déformées (par conservation du débit de lithosphère subduite). L'équation (5.15) est applicable tout au long de l'histoire thermique de la planète, car elle dépend de la température à travers la loi de viscosité (5.1) obtenue en laboratoire (Karato et Wu, 1993), ce qui implique que dans notre modèle, la force de succion ne dépend que de la profondeur atteinte par le *slab*. Par ailleurs, il est important de noter qu'un tel entraînement visqueux mobilise le fluide des deux côtés de la plaque plongeante, créant une force de succion à la fois pour la plaque qui plonge et pour la plaque qui reste en surface, de l'autre côté de la zone de subduction.

Dans le modèle ainsi établi, nous négligeons les forces interplaques qui pourraient avoir un rôle important quant à la dynamique des zones de subduction. En effet, la création des chaînes de montagnes sur les continents en régime compressif (forte convergence de plaques voisines, de part et d'autre d'une zone de subduction) n'est pas prise en compte dans notre modèle, alors qu'un tel processus implique une force de pression horizontale qui pourrait modifier l'équilibre des plaques. La résultante d'une telle force serait comparable à celle du *ridge push* (Husson et al., 2008; Meade et Conrad, 2008).

5.3.2 Influence des caractéristiques individuelles des plaques

Pour se forger une intuition sur la description dynamique que ce modèle peut donner de la tectonique des plaques, nous pouvons considérer la vitesse d'une plaque en cours de subduction, avec un *slab* ayant atteint une profondeur Z dans le manteau inférieur :

$$U = \frac{\alpha \kappa g \rho_m T_m \tau_s + (\rho_{pl} - \rho_m) g H Z + \eta_m \frac{V_{sink}}{d/2} (Z - D)}{\frac{2}{3} \eta_{pl} \left(\frac{H}{R_{min}} \right)^3 + \epsilon \eta_m \frac{L}{d/2} + 2 \eta_{um} \frac{Z}{d/2}} \quad (5.16)$$

Cette vitesse dépend notamment de l'âge de la plaque, de sa taille, de la nature de ses frontières, du contexte thermique et de l'histoire de la subduction. La comparaison des forces appliquées à la plaque est présentée dans le tableau 5.2 en prenant les caractéristiques de la plaque Nazca (Conrad et Hager, 1999a). L'application de notre bilan des forces à la plaque

	NZ
L (km)	3900
τ (Ma)	51
Z (km)	1200
RP (10^{12} N/m)	1,7
SP (10^{12} N/m)	32
B (10^{12} N/m)	0,9
MD (10^{12} N/m)	36
VS (10^{12} N/m)	1,0
SS (10^{12} N/m)	4,2
U (cm/an)	7,0
NNR (cm/an)	7,4

TABLE 5.2 – Comparaison des différentes forces appliquées à la plaque Nazca. La vitesse obtenue U est comparée à la vitesse moyenne mesurée dans le référentiel NNR (DeMets et al., 1994). Se référer au texte pour les forces, et au tableau 5.1 pour les paramètres.

Nazca montre que ce modèle rend correctement compte de la mécanique et de la cinématique de cette plaque. En effet, le poids relatif des forces obtenu ici est très similaire aux propositions de Forsyth et Uyeda (1975) et Carlson (1981, 1983), qui montrent, à partir des mesures de vitesse observées, que la force motrice majoritaire est la traction gravitaire (contribution totale : *slab pull* SP + *slab suction* SS), et que celle-ci est compensée au premier ordre par le frottement visqueux (résistance totale : *mantle drag* MD + freinage du slab VS). De plus, la vitesse obtenue est en très bon accord avec la vitesse moyenne de la plaque mesurée dans le référentiel NNR (DeMets et al., 1994).

Il est important de noter que l'équation (5.16) ne joue pas le rôle d'une « usine à gaz » dont on tourne les boutons pour obtenir les valeurs attendues de la vitesse d'une plaque : l'objectif de cette modélisation est de décrire les effets dynamiques observés dans la tectonique terrestre, ou supposés à travers les reconstructions tectoniques récentes (e.g., Loyd et al., 2007; O'Neill et al., 2009; Becker et al., 2009), et non d'obtenir des vitesses identiques à celles mesurées sur Terre avec deux chiffres significatifs. Notre bilan des forces permet par exemple d'étudier l'impact du *slab pull* ou du *bending* sur la dynamique d'une tectonique : une plaque sans zone de subduction présente ainsi une vitesse plus faible, du fait d'un moteur réduit à la seule pression exercée par l'élévation de la dorsale. De même, nous pouvons étudier l'impact d'une force de succion en comparant la vitesse de deux plaques qui ne présentent pas de plaque plongeante, mais dont l'une est accolée à une zone de subduction. Un autre exemple consisterait à étudier l'évolution de la vitesse d'une plaque au cours de sa subduction dans le manteau supérieur, puis dans le manteau inférieur. Ces études seront menées pour évaluer la validité du bilan des forces proposé ; nous les décrirons dans le chapitre suivant.

Il est aussi tout à fait envisageable qu'il manque à ce jour une ou plusieurs forces dans ce modèle (par exemple, les forces interplaques), pour décrire les processus en compétition et les couplages thermo-mécaniques à l'œuvre dans un système de plaques tectoniques. Néanmoins, l'ajout d'interactions supplémentaires est facile à mettre en œuvre dans un modèle multi-agents : il suffit d'ajouter une loi et un critère d'utilisation dans la palette des forces disponibles dans le modèle géophysique. Il est aussi possible de comparer différentes lois décrivant un même processus, par exemple il est envisageable de découper autrement le poids de la plaque plongeante. L'ensemble de ces bras de levier constitue une illustration claire de l'utilisation du laboratoire virtuel de géophysique mis en place avec notre approche multi-agents.

5.4 Modèle thermique

Le modèle thermique de la planète permet de mettre à jour à chaque pas de temps la température moyenne du manteau, à partir de l'évolution de la tectonique des plaques. Il inclut notamment le calcul du flux de chaleur à la surface de la planète et la dynamique de la lithosphère thermique, dont l'impact sera discuté en détail au chapitre suivant.

5.4.1 Modèle conductif de demi-espace infini

Afin de déterminer la quantité de chaleur diffusée en surface, la lithosphère océanique est modélisée comme un demi-espace infini de conductivité k , de masse volumique ρ et de capacité thermique moyenne C_p . Ce demi-espace est initialement à la température T_m , et il est mis en contact avec un thermostat à T_0 en surface, à la date $t = 0$. Cette hypothèse est adaptée à notre problème, car nous avons vu au chapitre 2 que le manteau est un fluide bien mélangé, qui présente une température quasiment constante en dehors de sa couche limite thermique (CLT). Cette dernière concentre la quasi-totalité du gradient de température dans un profil thermique conductif, passant de la température interne du manteau T_m à la température du thermostat extérieur T_0 . Ainsi, la lithosphère océanique rigide, qui est la CLT du manteau convectif, se comporte thermiquement comme un tronçon purement conductif qui vieillit à mesure qu'il s'écarte de la dorsale où il a été créé.

La conduction de la chaleur dans ce tronçon est contrôlée par l'équation de diffusion :

$$\rho C_p \frac{\partial T}{\partial t} = k \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} \quad (5.17)$$

La résolution de cette équation, avec les conditions aux limites énoncées plus haut, est détaillée dans le chapitre 4 de l'ouvrage de Schubert et al. (2001) et fait intervenir les variables couplées τ et z :

$$T(z, \tau) = T_0 + (T_m - T_0) \operatorname{erf}\left(\frac{z}{2\sqrt{\kappa\tau}}\right) \quad (5.18)$$

Ce profil permet ensuite d'exprimer le flux de chaleur q à la surface de la lithosphère, en se

basant sur la loi de Fourier de la conduction thermique :

$$q = k \left(\frac{\partial T}{\partial z} \right)_{z=0} = \frac{k (T_m - T_0)}{\sqrt{\pi \kappa t}} \quad (5.19)$$

Le flux de chaleur décroît donc comme l'inverse de la racine carrée de l'âge de la lithosphère, donc l'intégration du flux surfacique sur toute la surface d'un océan est bien intégrable. Ce modèle a été comparé avec succès à des mesures de terrain dans les zones où la circulation hydrothermale peut être évaluée et prise en compte. Il est aussi cohérent avec des mesures de la température du manteau sous les dorsales océaniques issues d'études pétrologiques indépendantes (Jaupart et al., 2007).

5.4.2 Épaississement de la lithosphère océanique

L'équation (5.18) montre que la lithosphère se refroidit avec l'âge, et que la partie froide du demi-espace infini s'épaissit aussi au fur et à mesure que le temps passe. Le comportement asymptotique du profil thermique ainsi obtenu implique que l'on doive choisir une définition arbitraire de la CLT, fixant par exemple la température ou la valeur du gradient atteinte en bas de la lithosphère thermique. Ce phénomène mérite qu'on s'y arrête un instant : le coefficient de dilatation thermique α étant faible, le refroidissement de la CLT implique une contraction faible, par contre la CLT s'épaissit au cours du refroidissement car sa limite basse est définie par une isotherme (Schubert et al., 2001). Retenons donc qu'il n'est pas incohérent que le matériau se contracte alors que la lithosphère thermique s'épaissit.

L'équilibre isostatique de la lithosphère se met en place en quelques milliers d'années (e.g., McConnell, 1965; Mitrovica et Forte, 2004; James et al., 2009) et entraîne la subsidence du plancher océanique : l'épaississement de la zone froide et dense implique son enfoncement relatif dans le manteau, conduisant à une profondeur accrue des océans au niveau des planchers anciens (e.g., Carlson et Johnson, 1994; Müller et al., 2008). Nous constatons notamment sur la figure 5.4, qui présente la bathymétrie des océans en fonction de l'âge du plancher océanique, que le modèle de demi-espace infini est aussi cohérent avec les mesures de bathymétrie sur le terrain, pour les planchers océaniques d'âge inférieur à 80 Ma. Au-delà de cet âge critique, les mesures de bathymétrie et de flux de chaleur semblent stagner à la valeur atteinte à 80 Ma (e.g., Stein et al., 1992; Carlson et Johnson, 1994). Pour expliquer ce phénomène, une hypothèse récente a été avancée par Adam et Vidal (2010) : au lieu de considérer la subsidence en fonction de l'âge du plancher, ces auteurs montrent qu'aucune stagnation du flux ou de la bathymétrie n'est observée si l'on suit les lignes de courant de l'écoulement mantellique. Cependant une hypothèse plus classique consiste à invoquer une déstabilisation convective de la couche de fluide qui se refroidit sous la lithosphère, conduisant à un rabotage thermique de celle-ci. On parle dans ce cas de convection de petite échelle (*small scale convection* : SSC). Cette hypothèse est en accord avec des expériences analogiques (e.g., Davaille et Jaupart, 1994) et permet d'expliquer le volcanisme intraplaque qui n'est pas dû à l'existence d'un point chaud : par exemple les alignements volcaniques d'âge uniforme dans l'ouest et le sud du Pacifique (e.g., Ballmer et al., 2007, 2010). Nous nous proposons ici de déterminer une expression analytique de cet âge critique de SSC. Afin de l'utiliser pour simuler la tectonique sur plusieurs milliards d'années, cette expression doit

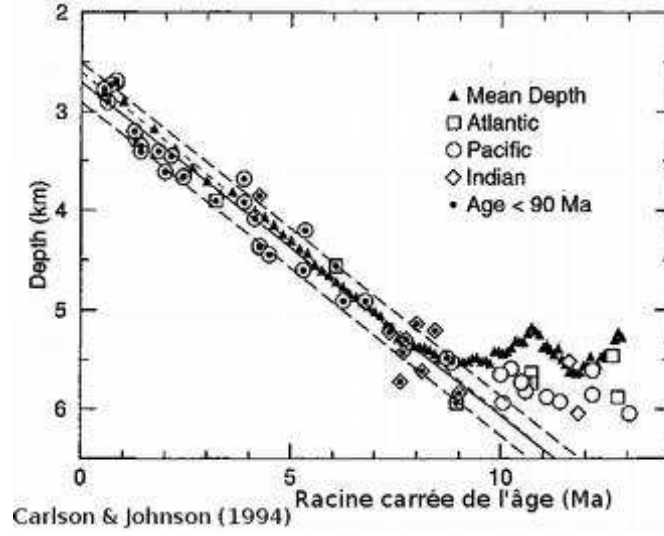


FIGURE 5.4 – Distribution de la profondeur du plancher océanique en fonction de son âge. Source : Carlson et Johnson (1994).

dépendre de la température moyenne du manteau.

Dans notre modèle, le bas de la lithosphère thermique est défini à tout âge par la profondeur z_x , à laquelle le gradient de température est x fois plus petit qu'en surface. En partant de l'équation (5.19), l'épaisseur de la lithosphère ainsi définie s'écrit donc :

$$z_x = 2\sqrt{\ln x \kappa \tau} . \quad (5.20)$$

En injectant cette expression dans l'équation (5.18), la température à la profondeur z_x s'écrit :

$$T(z_x) = T_0 + (T_m - T_0) \operatorname{erf}\left(\sqrt{\ln x}\right) \quad (5.21)$$

et ne dépend donc pas de son âge τ . Il est donc équivalent de définir l'épaisseur de la lithosphère en fixant la valeur du gradient ou de la température à sa base. En utilisant la température communément admise à la base de la lithosphère rigide $T(z_x) = T_L = 1400$ K (Davaille et Jaupart, 1994), on obtient :

$$\sqrt{\ln x} = \operatorname{erf}^{-1}\left[\frac{T_L - T_0}{T_m - T_0}\right] \quad (5.22)$$

ce qui correspond à $x \simeq 2,8$ pour un manteau profond à la température $T_m = 1600$ K. Cette valeur de x est celle que nous retiendrons pour définir l'épaisseur $H(\tau)$ de la lithosphère dans le bilan des forces proposé plus haut :

$$H(\tau) \simeq 2,03\sqrt{\kappa \tau}.$$

Afin de tenir compte de la convection de petite échelle à la base de la lithosphère, nous définissons une couche de fluide d'épaisseur $\delta z = z_{x_2} - z_{x_1}$ sous la lithosphère rigide, avec x_1

et x_2 les facteurs utilisés pour définir la base de la lithosphère rigide et de la couche thermique instable respectivement. L'épaisseur δz de cette couche active et le saut de température δT correspondant s'écrivent donc :

$$\delta z = 2 \left(\sqrt{\ln x_2} - \sqrt{\ln x_1} \right) \sqrt{\kappa \tau} \quad (5.23)$$

et

$$\delta T = (T_m - T_0) \left(\operatorname{erf}(\sqrt{\ln x_2}) - \operatorname{erf}(\sqrt{\ln x_1}) \right). \quad (5.24)$$

Pour une température donnée du manteau T_m , le saut de température δT ne dépend pas de l'âge du plancher, alors que l'épaisseur δz de la couche active croît en racine carrée de l'âge du plancher, tout comme l'épaisseur $H(\tau)$ de la lithosphère rigide. Le profil thermique retenu pour ce modèle, ainsi que le gradient correspondant, sont présentés sur la figure 5.5 pour définir la lithosphère rigide et la couche thermique instable responsable du rabotage thermique de la lithosphère océanique.

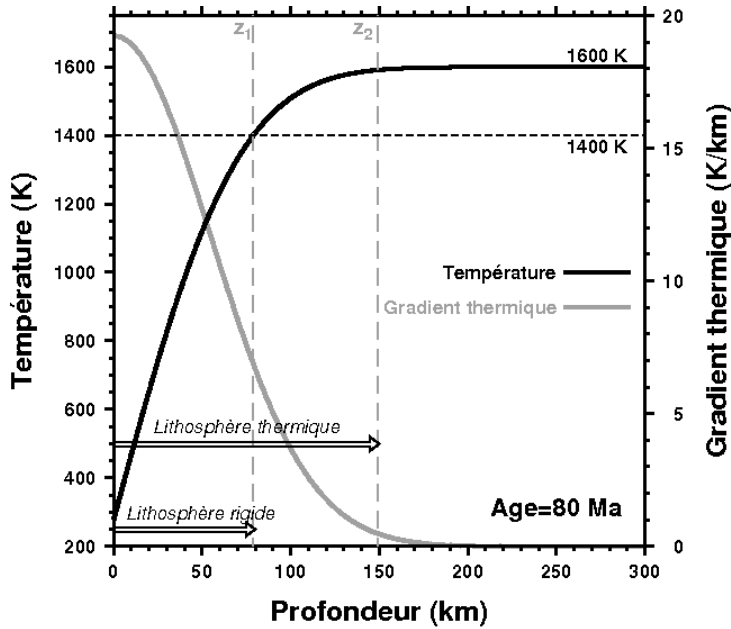


FIGURE 5.5 – Température et gradient thermique définissant la lithosphère rigide et la convection de petite échelle pour $T_m = 1600$ K, d'après l'équation (5.18). Pour un âge critique actuel $\tau_c = 80$ Ma, la base de la lithosphère rigide se situe à la profondeur $z_1 = 79$ km, tandis que la couche thermique instable est située entre z_1 et $z_2 = 150$ km (pour $x_1 = 2,8$ et $x_2 = 40$).

Le nombre de Rayleigh Ra_δ correspondant à la couche instable s'écrit :

$$Ra_\delta(\tau) = \frac{\alpha \rho_{um} g \delta T \delta z^3(\tau)}{\kappa \eta_{um}}. \quad (5.25)$$

Pour une température T_m donnée du manteau, la SSC et l'érosion thermique sous la lithosphère débutent pour $Ra_\delta(\tau_c) \geq Ra_c$. Cette valeur critique du nombre de Rayleigh

est constante et indépendante de T_m . Nous pouvons l'exprimer en fonction de la température actuelle du manteau T_m^p et de l'âge critique actuel de mise en place de la convection de petite échelle τ_c^p :

$$Ra_c = C(x_1, x_2) \left(\kappa \tau_c^p \right)^{3/2} \left(\frac{T_m^p - T_0}{\eta_{um}(T_m^p)} \right) \quad (5.26)$$

où $C(x_1, x_2)$ est une constante qui ne dépend que du critère utilisé pour définir la base de la lithosphère océanique et de la couche thermique active. Pour la Terre actuelle, notre modèle utilise $T(z_1) = T_L = 1400$ K sous la lithosphère rigide, et $T(z_2) = 1590$ K sous la couche instable, ce qui correspond à $x_1 = 2,8$ et $x_2 = 40$. Pour un âge critique de SSC qui vaut actuellement $\tau_c^p = 80$ Ma (Davaille et Jaupart, 1994; Dumoulin et al., 2005), ce choix correspond à une lithosphère rigide d'épaisseur $H(80 \text{ Ma}) = z_1 = 79$ km et une couche instable de SSC d'épaisseur $\delta z = z_2 - z_1 = 70$ km pour un saut de température de 190 K dans cette couche. Ces estimations sont en bon accord avec les résultats de Davaille et Jaupart (1994).

Pour une température du manteau T_m différente de la valeur actuelle T_m^p , la valeur critique Ra_c du nombre de Rayleigh de la couche instable est atteinte pour un âge τ_c tel que :

$$\left(\kappa \tau_c \right)^{3/2} \left(\frac{T_m - T_0}{\eta_{um}(T_m)} \right) = \left(\kappa \tau_c^p \right)^{3/2} \left(\frac{T_m^p - T_0}{\eta_{um}(T_m^p)} \right). \quad (5.27)$$

En utilisant la loi de viscosité (5.1), nous obtenons donc un âge critique de SSC dépendant de la température moyenne du manteau :

$$\tau_c = \tau_c^p \left(\frac{T_m^p - T_0}{T_m - T_0} \right)^{2/3} \exp \left(\frac{2E}{3R} \left(\frac{1}{T_m} - \frac{1}{T_m^p} \right) \right). \quad (5.28)$$

Notons que cet âge est indépendant du choix de x_1 et x_2 . Ce résultat est en accord avec les paramétrisations classiques basées sur des simulations numériques ou des expériences de laboratoire, qui obtiennent aussi un âge critique de déstabilisation τ_c proportionnel à $Ra^{-2/3}$ (Davaille et Jaupart, 1994; Korenaga et Jordan, 2003; Huang et al., 2003; Dumoulin et al., 2005). Cependant, contrairement à ces études, notre approche tient explicitement compte de l'âge critique actuel τ_c^p . L'évolution de l'âge critique τ_c est représentée sur la figure 5.6 en fonction de T_m , pour différentes valeurs de l'énergie d'activation E .

5.4.3 Initiation de la subduction

Le plongeon spontané d'une plaque océanique au niveau d'une marge passive n'a pas été observé dans les reconstructions récentes de la tectonique des plaques (Loyd et al., 2007; Becker et al., 2009), et si ce processus reste mal compris, il semble néanmoins qu'une contrainte verticale suffisamment forte puisse initier la subduction (Nikolaeva et al., 2010, 2011). Par ailleurs, Labrosse et Jaupart (2007) ont montré que toutes les études de paramétrisation du flux de chaleur se basaient sur l'âge maximal τ_{max} du plancher océanique. Il est donc nécessaire d'ajouter à notre modèle un processus d'initiation de la subduction : nous proposons ici un mécanisme simple qui dépend à la fois de la température du manteau et de

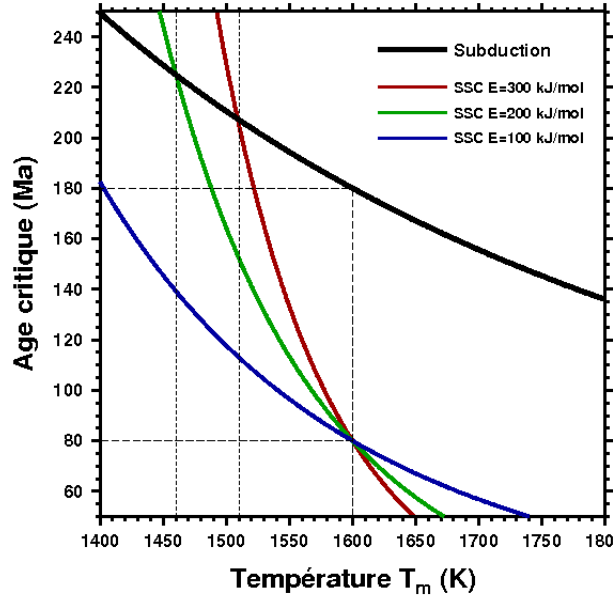


FIGURE 5.6 – Âges critiques de mise en place de la convection de petite échelle (SSC) et d’initiation de la subduction dans MACMA, en fonction de la température du manteau. Les courbes sont tracées pour plusieurs valeurs de E , en considérant la température actuelle du manteau $T_m^p = 1600$ K.

l’âge actuel supposé du plongeon spontané de la lithosphère océanique.

Nous considérons ici qu’au niveau des marges passives, la lithosphère océanique peut continuer de s’épaissir, en supposant que la présence d’un continent épais et rigide empêche la convection de petite échelle de se développer. Sous cette hypothèse forte, la lithosphère océanique peut atteindre sa valeur critique de déstabilisation, en atteignant une flottabilité négative de la lithosphère qui dépasse le seuil de contrainte critique nécessaire pour déstabiliser l’interface entre lithosphères océanique et continentale. En fonction du critère x choisi pour définir la base de la lithosphère, nous pouvons écrire la contrainte pesante appliquée par la plaque au niveau de la marge passive :

$$\sigma_H = \rho_{um} g \alpha (T_m - T_0) H(\tau) \quad (5.29)$$

avec $H(\tau) = 2\sqrt{\ln x \kappa \tau}$ l’épaisseur de la lithosphère.

A l’heure actuelle, le plancher océanique le plus vieux observé sur Terre atteint 180 Ma, et nous pouvons le trouver à la fois au niveau des fosses de subduction du Pacifique Nord, et sur la marge passive canadienne. Ce constat nous permet de supposer que l’âge critique de plongeon spontané est actuellement proche de 180 Ma (Jaupart et al., 2007; Nikolaeva et al., 2011), ce qui nous donne l’expression de la contrainte seuil actuelle $\sigma_{\text{subd},c}$ à atteindre pour initier la subduction :

$$\sigma_{\text{subd},c} = 2 \rho_{um} g \alpha (T_m^p - T_0) \sqrt{\ln x \kappa \tau_{\text{subd}}^p} \quad (5.30)$$

Notons qu’une telle contrainte n’est pas accessible s’il existe une convection de petite échelle qui limite l’épaisseur de la plaque entre 80 et 100 km. En considérant par ailleurs que la principale résistance à vaincre pour initier une subduction est la résistance cassante de la marge passive continentale, nous supposons que cette contrainte seuil ne dépend pas de la température du manteau T_m , en nous basant sur la loi cassante de Byerlee (1968). Sous cette seconde hypothèse, la contrainte seuil est donc constante tout au long de la phase tectonique de l’histoire thermique terrestre. Dans ces conditions, l’âge critique de plongeon spontané τ_{subd} auquel une marge passive se transforme en zone de subduction peut s’écrire :

$$\tau_{subd} = \tau_{subd}^p \left(\frac{T_m^p - T_0}{T_m - T_0} \right)^2 \quad (5.31)$$

qui est une expression indépendante de x .

La figure 5.6 présente sur le même graphe l’âge critique d’initiation de la subduction utilisant ce mécanisme et l’âge critique d’érosion thermique (SSC) qui dépend de l’énergie d’activation E , pour une température actuelle du manteau fixée à $T_m^p = 1600$ K. Nous pouvons voir que dans ce modèle, pour un manteau plus froid et de fortes valeurs de E , la subduction spontanée peut avoir lieu avant la mise en place de la convection de petite échelle.

Il faut ajouter que notre modèle interdit toute initiation d’une subduction avec une plaque supérieure océanique, car dans ce cas la convection de petite échelle empêcherait la lithosphère océanique de s’épaissir et d’atteindre son épaisseur critique. Or nous souhaitons que le flux émergeant de la tectonique simulée soit limité à sa valeur mesurée sur Terre à 80 Ma ($\simeq 48$ mW/m²). La cohérence du modèle nécessite donc cette restriction explicite. Nous insistons cependant sur le fait que cette restriction n’est pas obligatoire dans l’absolu : elle pourrait facilement être ôtée du modèle, mais cela modifierait la tectonique des plaques simulée, qui s’écarterait très significativement du comportement observé sur Terre. Par ailleurs, la flexibilité de notre simulateur nous permettra de comparer dans le chapitre 6 ce mécanisme à un mécanisme concurrent via des expérimentations *in virtuo*.

De nombreuses études ont été proposées pour déterminer le mécanisme d’initiation des subductions (e.g., McKenzie, 1977; Mueller et Phillips, 1991; Nikolaeva et al., 2010, 2011), et il en ressort clairement que le processus que nous proposons ici est trop simple, et ne peut pas être le seul déclencheur de l’initiation des subductions au niveau des marges passives continentales (McKenzie, 1977). Par ailleurs, Gerya (2010) recense 14 mécanismes qui ont été proposés pour la création d’une nouvelle zone de subduction, mettant ainsi en évidence le dynamisme de ce domaine de recherche, mais aussi l’incapacité actuelle de la communauté géophysique à expliquer ce phénomène. Bien que cette méthode ne décrive pas le mécanisme réel d’initiation de la subduction, nous pensons que cette paramétrisation rend compte d’une évolution raisonnable de l’âge de plongeon spontané en fonction de la température moyenne du manteau. Un tel mécanisme propose une alternative à la valeur constante de τ_{max} utilisée par Labrosse et Jaupart (2007), et nous évaluerons sa pertinence en étudiant son impact sur l’histoire thermique de la planète ainsi modélisée.

5.4.4 Bilan thermique

Nous avons vu au chapitre 2 que la conservation de l'énergie dans la planète pouvait s'écrire en termes de variation de la température moyenne du système, et que cette variation était due au déséquilibre entre les pertes de chaleur en surface et la production de chaleur d'origine radioactive dans le volume du manteau (e.g., Labrosse et Jaupart, 2007; Jaupart et Mareschal, 2011). L'équation (2.12) s'écrit donc :

$$M C_p \frac{dT_m}{dt} = - \langle q \rangle S_{oc} + \sum_i H_i e^{-t/\tau_i} \quad (5.32)$$

avec M la masse de la Terre et S_{oc} la surface des océans. Les continents sont ici considérés comme parfaitement isolants, car le flux thermique issu du manteau convectif est de l'ordre de 15 mW/m^2 à travers les continents, contre 100 mW/m^2 en moyenne à travers la lithosphère océanique (Jaupart et al., 2007). L'impact de cette approximation sur la température moyenne de la Terre est partiellement compensé par le fait que l'on considère ici un noyau sans production radioactive. C_p est la capacité calorifique moyenne de la Terre, qui tient compte du gradient thermique isentropique et du couplage thermique avec le noyau. C_p fait donc le lien entre la température du manteau et la température moyenne de la Terre : dans l'équation (5.32) T_m est la température à la base du profil isentropique, juste en dessous de la lithosphère. Ce bilan thermique considère la masse totale M de la planète, ce qui revient à supposer que le manteau et le noyau se refroidissent à la même vitesse. Cette hypothèse est plutôt grossière, et un modèle plus rigoureux consisterait à coupler une paramétrisation du manteau avec un modèle d'évolution thermique du noyau (e.g., Sotin et Labrosse, 1999; Grigné et Labrosse, 2001). Ces considérations dépassent le cadre de la présente étude, et nous nous restreindrons ici à une planète présentant la même échelle de temps pour le refroidissement du noyau et du manteau. Le flux surfacique moyen $\langle q \rangle$ est calculé en moyennant les valeurs de flux obtenues pour chaque tronçon de lithosphère océanique d'âge τ . Le dernier terme à droite de l'équation (5.32) correspond au chauffage interne du manteau, dont les taux de production sont répertoriés dans le tableau 2.4.3, en partant d'un manteau appauvri à l'heure actuelle (Jochum et al., 1983).

Le modèle thermique que nous venons de présenter permet de rendre compte de variations spatiales et temporelles du flux de chaleur à la surface du manteau, et de l'évolution de la température moyenne de la Terre sous des hypothèses parfois fortes touchant aux mécanismes d'érosion thermique de la lithosphère océanique, et d'initiation des subductions. Le flux de chaleur en surface étant étroitement lié à la distribution des âges du plancher océanique, il est nécessaire d'intégrer à notre modèle une description de la tectonique des plaques qui rende compte des observations faites sur Terre. Nous avons décrit jusqu'ici le calcul de la vitesse de chaque plaque, de telle sorte que pour déterminer maintenant le taux de renouvellement du plancher pour chaque section de plancher océanique, il nous reste à détailler les lois régissant le mouvement des frontières de plaques dans le modèle MACMA. Ces mouvements demeurent actuellement mal compris, et l'absence d'expression analytique pour les décrire empêche de les inclure adéquatement dans les approches numériques classiques. Dans le présent modèle, ces mouvements sont donc décrits par des lois empiriques ou semi-empiriques que nous allons maintenant détailler.

5.5 Lois empiriques et semi-empiriques

5.5.1 Subduction asymétrique

Comme nous venons de le voir, le mécanisme d'initiation de la subduction reste mal compris, même si des avancées récentes ont permis de préciser l'impact de la rigidité des plaques et de l'hydratation du manteau lithosphérique au-dessus de la plaque plongeante (e.g., Gerya et al., 2008; Gerya et Meilick, 2011). Nous avons donc choisi d'imposer que les zones de subduction soient asymétriques dans notre modèle, à l'image de celles observées sur Terre (e.g., van der Hilst, 1995; Ricard et al., 2005). La plaque qui entre en subduction est initialement la plus vieille des deux, puisqu'il s'agit de la première à atteindre l'âge critique τ_{subd} , mais il est possible que la plaque « supérieure » ou plaque « flottante » devienne plus âgée que la plaque plongeante, selon l'évolution du système dans le temps. La subduction asymétrique a donc un fort impact sur la distribution des âges du plancher océanique, car contrairement à une subduction à double sens, ce mécanisme implique que du plancher devienne épais donc lourd, sans pouvoir être directement subduit.

5.5.2 Accrétion au niveau des dorsales

Nous avons vu au chapitre 2 que l'accrétion de plancher océanique au niveau des dorsales était supposée symétrique (Müller et al., 2008), car l'influence des panaches liés aux points chauds du manteau est négligée dans ce modèle. Si l'on considère la dorsale océanique séparant les plaques A et B de vitesses respectives U_A et U_B dans un référentiel absolu, alors le taux de production de plancher océanique total s'écrit simplement pour cette dorsale $U_B - U_A$, en comptant positivement les mouvements dans le sens de déplacement de B. L'hypothèse d'accrétion asymétrique implique que le taux de production pour chaque plaque s'écrit en fonction de la vitesse V_r de l'axe de la dorsale :

$$\frac{U_B - U_A}{2} = V_r - U_A = U_B - V_r \quad (5.33)$$

ce qui conduit à une expression simple de la vitesse de migration de la ride océanique :

$$V_r = \frac{U_A + U_B}{2} \quad (5.34)$$

5.5.3 Continents « insubmersibles »

Du fait de leur faible densité, les continents sont astreints à se déplacer en surface à la vitesse de la plaque dont ils font partie, mais sans jamais plonger dans le manteau. Par conséquent, leur migration les mène toujours à l'extrémité de la plaque sur laquelle ils sont fixés : le *slab* correspondant plonge dans le manteau, et quand le continent arrive en butée de plaque, le *slab* se détache et le bord du continent coïncide alors avec la frontière de la plaque, comme l'illustre la figure 5.7. Si le plancher de la plaque adjacente est plus vieux que l'âge de

plongeon spontané τ_{subd} , cette section océanique entre en subduction. Dans le cas contraire, les deux plaques sont suturées sans modifier la distribution des âges du plancher.

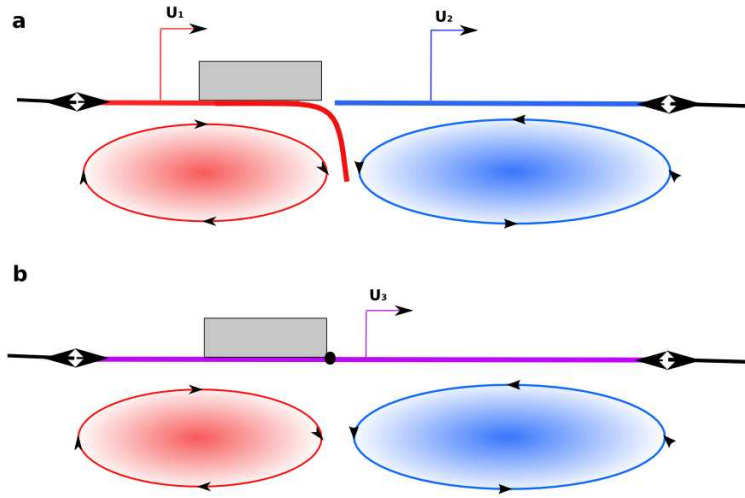


FIGURE 5.7 – Arrivée d'un continent en butée de plaque. (a) Quand la totalité de la section océanique précédant un continent a été subduite, le *slab* se détache sous l'action de son propre poids, et la traction gravitaire associée disparaît. (b) Ensuite, soit la plaque adjacente est suffisamment épaisse pour plonger (non représenté), soit les plaques sont suturées (cas illustré).

5.5.4 Suture de plaques

Il existe plusieurs contextes tectoniques qui débouchent sur une impossibilité de créer une zone de convergence entre deux plaques. Dans ce cas, le mouvement relatif des deux plaques est nul, ce que nous nommerons une « suture » de plaques. Le premier cas est celui de l'arrivée d'un continent en butée de plaque, avec un plancher de la plaque opposée trop jeune pour entrer en subduction spontanément (figure 5.7). Un autre cas relativement courant est celui de la subduction d'une dorsale (à l'image de la disparition du plancher jeune de la plaque Farallon sous l'Amérique du Nord) : les frontières de plaques étant mobiles, il arrive que l'axe d'une dorsale migre vers une zone de subduction, et quand la plaque plongeante est totalement passée dans le manteau, le *slab pull* et le *ridge push* disparaissent. Dans ce cas, la plaque supérieure se retrouve accolée au plancher très jeune qui bordait la ride océanique, et si aucune des deux sections n'est assez épaisse pour entrer en subduction, elle restent en surface sans qu'aucune force ne puisse les faire converger ou diverger : elle ont donc même vitesse. C'est ce que nous illustrons par une agrafe entre deux plaques qui deviennent solidaires (cf pastille noire sur les figures 5.7 et 5.8), mais présentent une discontinuité d'âge du plancher océanique qui pourra donner lieu à un plongeon spontané quand l'une des sections océaniques aura atteint l'âge critique τ_{subd} . Il y a aussi suture entre deux plaques lors d'une collision continentale : la plaque plongeante séparant les deux plaques se détache immédiatement après la collision, et puisqu'une lithosphère continentale est trop légère pour entrer dans le manteau, et que nous négligeons dans le modèle actuel la formation

des chaînes de montagnes, les deux continents restent en surface sans s'interpénétrer. Le supercontinent ainsi formé est donc bordé de deux dorsales océaniques, et le nouveau bilan des forces comptera deux actions de *ridge push*, et aucune traction gravitaire. Un dernier cas d'agrafage entre plaques est possible : il intervient lors de la création d'un bassin d'arrière-arc, qui s'inscrit dans le processus de migration des fosses de subduction. Notons ici que dans un modèle tridimensionnel, une suture devient une ligne, au même titre que les frontières de plaques, et que cette ligne peut être définie à certains endroits comme la juxtaposition d'une suture avec une zone convergente ou divergente. C'est un des aspects complexes du passage à un modèle 3D : ce travail nécessite une étude spécifique, qui pourra largement s'appuyer sur la gestion des agents de notre modèle.

5.5.5 Migration de la fosse de subduction

Le déplacement des zones de subduction est un problème qui résiste depuis longtemps aux tentatives de modélisation de la tectonique des plaques, et il reste difficile de rendre compte de la diversité des comportements observés sur Terre (e.g., Heuret, 2005). La dynamique des fosses de subduction a été notamment étudiée par des expériences analogiques (e.g., Griffiths et al., 1995; Guillou-Frottier et al., 1995; Funiciello et al., 2003; Heuret et al., 2007; Funiciello et al., 2008), des études statistiques basées sur des observations de terrain (e.g., Heuret et Lallemand, 2005; Heuret, 2005), ou encore des études de modélisation analytique (e.g., Lallemand et al., 2008; Goes et al., 2011). La relation entre le mouvement de la fosse et le régime compressif ou extensif de la plaque supérieure n'est pas explicite à l'heure actuelle, et nous proposons donc dans ce modèle d'utiliser un mécanisme simple qui rend compte de la plupart des phénomènes observés, en se basant sur un critère structural pour déterminer le mouvement de la fosse de subduction.

Dans notre modèle, à l'initiation d'une subduction, la fosse se déplace à une vitesse V_t égale à la vitesse de la plaque supérieure V_{up} , et cela reste vrai de manière générale pour

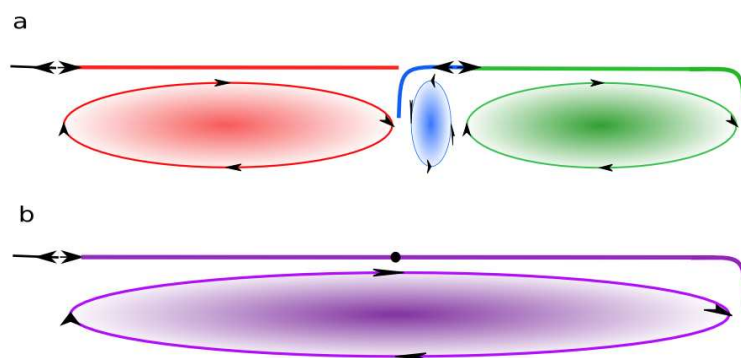


FIGURE 5.8 – Suture de plaques due à la subduction d'une dorsale. (a) L'axe de la dorsale migre vers la fosse de subduction à la vitesse V_r , égale à la demi-somme des vitesses des plaques verte et bleue. (b) Si aucune ne peut plonger, les deux plaques deviennent solidaires, et une agrafe vient marquer la discontinuité d'âge du plancher océanique.

la suite, comme cela est suggéré par Heuret et al. (2007). Un tel régime est dit compressif ou neutre (Lallemand et al., 2008) car la plaque plongeante reste au contact de la plaque supérieure. Ce comportement n'est modifié qu'en cas d'apparition d'un régime clairement extensif, c'est-à-dire quand la plaque supérieure présente une vitesse qui l'éloigne rapidement de la zone de subduction concernée. Nous avons choisi pour cela de nous appuyer sur un critère structural présenté sur la figure 5.9. Ce critère conduit à l'apparition d'une dorsale océanique devant la fosse de subduction, et par conséquent à la création d'un bassin d'arrière-arc, quand l'entrée en subduction d'une plaque implique que deux fosses se succèdent (figure 5.9b et 5.9c). La dorsale qui est alors créée se comporte selon les lois de comportement précédemment définies, et si la section océanique nouvellement accolée à la fosse joue dorénavant le rôle de la plaque supérieure, l'autre section océanique est suturée à l'ancienne plaque supérieure (en général, un continent), jusqu'à ce qu'elle atteigne l'âge critique de déstabilisation τ_{subd} . Notons que dans le cas de la figure 5.9b, la formation de l'arrière-arc commence dès l'initiation de la subduction.

Il est clair que ce processus ne décrit ni la réalité physique du mécanisme à l'œuvre sur Terre, ni la diversité des phénomènes observés : par exemple, ce modèle ne peut rendre compte d'une avancée de la fosse, qui est pourtant observée dans NNR pour la fosse des Mariannes et celle de Java (Heuret, 2005). Néanmoins ce critère rend compte du retrait de la fosse *-roll back-* observé à la fois en régime compressif pour la fosse d'Atacama et celle des Kouriles, et en régime extensif pour la fosse des Tonga et celle de la plaque Scotia (Heuret, 2005; Lallemand et al., 2008). Il a de plus le mérite d'être simple, cohérent avec le reste du modèle, et robuste dans le temps. En effet, la simulation de la tectonique à partir de ce critère structural donne des résultats crédibles sur le long terme, car il tient notamment compte de la création des bassins d'arrière-arc, qui compensent partiellement la perte de zones d'accrétion entraînée par la subduction des rides océaniques. Par ailleurs, l'importance donnée aux bassins d'arrière-arc dans ce modèle reflète le cas de la Terre actuelle, car ces zones de plancher jeune jouent un rôle majeur sur la façade ouest de l'océan Pacifique.

Par définition, ce critère structural ne dépend pas du référentiel d'étude, contrairement aux modélisations basées sur des critères dynamiques (e.g., Lallemand et al., 2008; Goes et al., 2011). C'est à la fois un avantage et un inconvénient : il permet d'évaluer la pertinence du mécanisme en s'affranchissant du problème du référentiel abordé au chapitre 2, mais ne tient pas compte de l'équilibre mécanique de marge active : un mécanisme complet exigerait que l'on tienne compte de la formation de chaînes de montagnes en régime compressif, et des forces pressantes qui en découlent. Pour ces raisons, nous reviendrons sur le critère proposé ici dans le chapitre suivant, en étudiant un mécanisme concurrent, basé sur un critère cinématique.

5.5.6 Brisure de la lithosphère continentale

Nous avons décrit jusqu'à présent des mécanismes de renouvellement du plancher océanique qui tiennent compte d'une partie de la complexité observée de la tectonique des plaques. En particulier, notre modèle doit comporter des mécanismes de création et de suppression des frontières de plaques. À cet égard, le modèle MACMA combine jusqu'ici des processus de subduction des dorsales, de suppression des zones de convergence (suture de plaques), et de création de fosses de subduction (plongeon spontané à l'initiation d'une

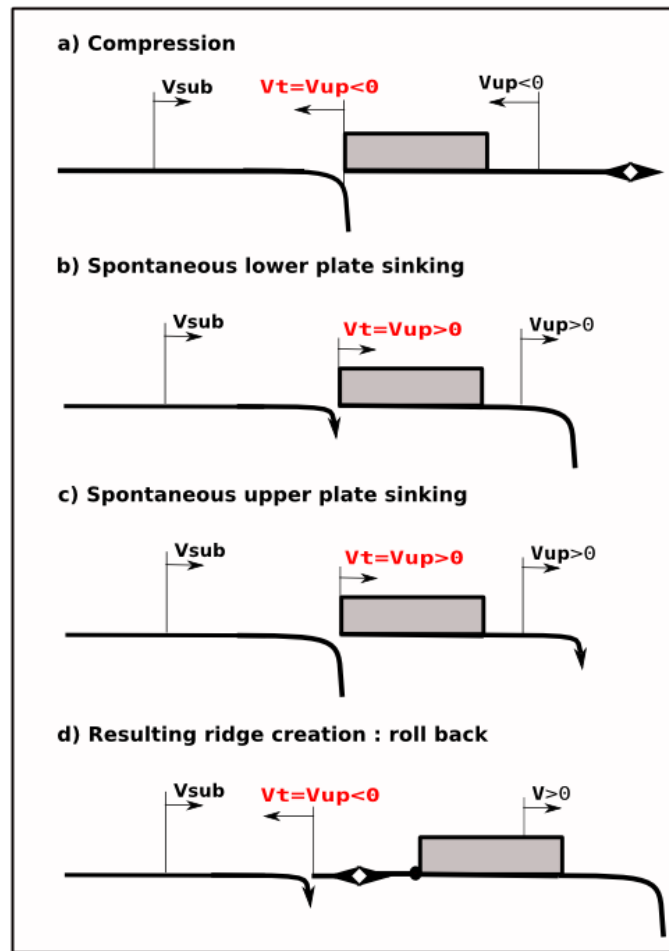


FIGURE 5.9 – Comportement des fosses de subduction basé sur un critère structural. Les vitesses sont comptées positivement dans le sens de déplacement de la plaque plongeante. a) Si la plaque supérieure ne possède pas de *slab*, le régime est considéré comme compressif, et la migration de la fosse est prescrite par le mouvement de la plaque supérieure : $V_t = V_{up}$. Si au contraire la plaque supérieure est entraînée par un *slab pull*, elle s'éloigne rapidement de la fosse et le régime est considéré comme extensif. Cela a lieu en cas d'initiation d'une subduction (b) pour la plaque inférieure ou (c) pour la plaque supérieure. Dans les deux cas, une dorsale océanique est créée devant la fosse qui sépare les deux plaques, et le plancher nouvellement formé est suturé sur l'ancienne plaque supérieure, tandis que de l'autre côté, la plaque plongeante part en *roll-back* suivant $V_t = V_{up}$ (d).

subduction). Il faut donc ajouter à cette liste un processus de création de rides océaniques, pour que le système présente une activité tectonique sur le long terme. Un tel processus est déjà présent sous certaines conditions dans le mécanisme proposé pour la migration des zones de subduction. Cependant, nous avons vu que ce mécanisme correspondait sans doute moins à la dynamique terrestre que le reste du modèle. Ainsi, afin de rendre compte des cycles continentaux (Wilson, 1966), nous allons maintenant proposer un mécanisme semi-empirique d'océanisation. Le principe en est le suivant : les continents étant considérés comme des isolants thermiques du fait notamment de leur forte production d'énergie radioactive

(e.g., Jaupart et al., 2007), une couche superficielle sous-continentale est réchauffée par la production d'énergie radioactive *in situ* qui ne peut être évacuée par le haut. Il s'ensuit une advection latérale de part et d'autre du continent isolant, créant ainsi un cisaillement à la base de la lithosphère qui augmente avec l'élévation progressive de la température. Quand ce cisaillement atteint la valeur critique de rupture de la lithosphère continentale, le continent se brise en deux pour laisser une nouvelle dorsale se mettre en place. Les deux plaques ainsi créées sont alors régies par les mêmes lois que les autres plaques du modèle.

Des études récentes basées sur des simulations numériques en trois dimensions montrent que l'effet isolant des continents en surface peut se traduire par une élévation de la température dans une couche sous-continentale superficielle (e.g., Coltice et al., 2007; Phillips et Coltice, 2010). Cependant, cet échauffement semble être de moindre amplitude si les continents sont mobiles, car la zone réchauffée n'est pas advectée par le continent (e.g., O'Neill et al., 2009). Nous proposons ici une formulation analytique pour décrire ce processus. Nous avons vu que la tectonique de notre modèle conduit les continents vers les extrémités de plaques en quelques millions d'années. Ces couvercles isolants se retrouvent donc majoritairement au-dessus de zones de convergence froides. Cela empêche la création de grands panaches chauds à l'aplomb des continents, mais permet le réchauffage d'une couche superficielle de largeur a et d'épaisseur h , en raison de l'impossibilité d'évacuer par la lithosphère continentale l'énergie radioactive produite sur place. La figure 5.10 illustre la paramétrisation du schéma d'advection sous le couvercle isolant.

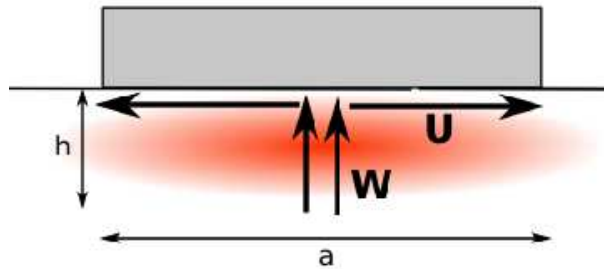


FIGURE 5.10 – Paramétrisation du schéma d'advection sous un continent isolant. Le fluide chauffé de l'intérieur par la désintégration radioactive sous un continent isolant de largeur a est advecté vers le haut à la vitesse W_h à travers l'épaisseur h de la couche, puis il est évacué latéralement à la vitesse U_h .

Les calculs qui suivent considèrent des vitesses moyennes de transport vertical et horizontal du fluide, et ne sauraient décrire le détail de l'écoulement dans la couche réchauffée. Notre démarche vise à trouver un moyen simple de déterminer l'ordre de grandeur du temps d'isolation et d'advection nécessaire pour atteindre un cisaillement sous-continentale suffisant pour vaincre la force de cohésion F_{lim} de la lithosphère continentale. Nous disposons d'ordres de grandeurs sur le temps de vie des supercontinents qui ont existé dans l'histoire de la tectonique des plaques (entre 100 et 200 Ma selon Li et al. (2008)), ce qui nous permettra de contraindre la valeur des paramètres *a priori* libres du modèle : la résistance des continents F_{lim} et l'épaisseur h de la couche d'advection. La largeur a des continents est comprise entre la taille de l'Australie et celle de la Pangée.

En considérant les vitesses moyennes verticale W_h et horizontale U_h du fluide dans une couche de largeur a et d'épaisseur h , la conservation de la masse s'écrit :

$$W_h \cdot \frac{a}{2} = U_h \cdot h, \quad (5.35)$$

La couche de fluide considérée étant un système ouvert, cette équation et les suivantes font l'hypothèse que le réchauffement est confiné à cette couche, et que les flux entrant et sortant de masse, de quantité de mouvement et d'énergie se compensent à tout instant. Sous cette hypothèse, la conservation de la quantité de mouvement se traduit, comme nous l'avons vu au chapitre 3, par l'équilibre entre la puissance développée par la poussée d'Archimède et la dissipation visqueuse dans la couche fluide (e.g., Turcotte et Schubert, 2002; Grigné et al., 2005; Jaupart et al., 2007) :

$$\rho_{um} \alpha g (T_h - T_h^o) a h W_h = 2 \eta_{um} \left(\frac{h W_h^2}{a/2} + \frac{U_h^2 a/2}{h} \right) \quad (5.36)$$

où T_h et T_h^o sont respectivement la température moyenne et la température initiale (avant agrégation continentale) de la couche fluide. La conservation de l'énergie d'une particule de fluide fait apparaître un terme d'advection, et en intégrant sur toute la couche, nous obtenons :

$$C_p \left(\frac{dT_h}{dt} + (\vec{U} \cdot \vec{\nabla}) T_h \right) = H_{radio} \quad (5.37)$$

avec H_{radio} le taux de production d'énergie radioactive par unité de masse dans le manteau supérieur appauvri (Jochum et al., 1983). Le terme diffusif est négligé dans l'équation (5.37) car il représente la conduction thermique lente issue du fluide mantellique situé sous la couche considérée. En effet, le temps caractéristique de la diffusion thermique à travers une couche de diffusivité $\kappa = 8.10^{-7} m^2/s$ et d'épaisseur $h = 350$ km vaut $t \sim h^2/\kappa = 4,6$ Ga, ce qui est 10 à 50 fois plus long que le temps de vie moyen d'un supercontinent (Li et al., 2008). Par ailleurs, le terme d'advection de l'équation (5.37) peut être approximé en 2D dans le rectangle (a, h) (Fig. 5.10) par :

$$(\vec{U} \cdot \vec{\nabla}) T_h \simeq 2 U_h \frac{T_h - T_h^o}{a/2} \quad (5.38)$$

Les équations (5.35) et (5.36) fournissent une relation linéaire entre U_h et T_h , en considérant que le fluide est isovisqueux pendant le processus d'advection :

$$U_h = \frac{a h \alpha \rho_{um} g}{2 \eta_{um}} \frac{T_h - T_h^o}{\left(\frac{a}{2h}\right)^{-2} + \left(\frac{a}{2h}\right)^2} \quad (5.39)$$

Cette expression peut être ainsi réinjectée dans l'équation (5.37) pour obtenir une forme classique d'équation de Ricatti :

$$\frac{dT_h}{dt} + \frac{2 h \alpha \rho_{um} g}{\eta_{um}} \frac{(T_h - T_h^o)^2}{\left(\frac{a}{2h}\right)^{-2} + \left(\frac{a}{2h}\right)^2} = \frac{H_{radio}}{C_p} \quad (5.40)$$

Dans le cadre des approximations faites dans cette paramétrisation, en considérant que dans l'état initial la température est homogène et égale à la température du manteau avant

l'agrégation du supercontinent ($T_h(t=0) = T_h^o$), la solution analytique de l'équation (5.40) est :

$$T_h(t) = T_h^o + T_c \left(1 - \frac{2}{1 + \exp(2T_c \gamma \cdot t)} \right) \quad (5.41)$$

où T_c est l'élévation maximale de température qui peut être atteinte sous le continent isolant. T_c est une fonction du taux de chauffage interne H_{radio} , de la densité du manteau supérieur ρ_{um} , de sa capacité thermique C_p , et de la grandeur γ exprimée en $K^{-1}s^{-1}$, qui rend compte de l'impact de la géométrie du système sur la compétition entre la flottabilité et le frottement visqueux dans la couche fluide :

$$T_c = \sqrt{\frac{H_{radio}}{\rho_{um} C_p \gamma}} \quad (5.42)$$

$$\gamma = \frac{2h\alpha\rho_{um}g}{\eta_{um} \left(\left(\frac{a}{2h} \right)^{-2} + \left(\frac{a}{2h} \right)^2 \right)} \quad (5.43)$$

Si l'on considère une rhéologie cassante pour la lithosphère continentale, avec un seuil de rupture F_{lim} , le cisaillement l'emporte sur la résistance du continent quand la vitesse d'advection sous-continentale U_h atteint la valeur critique $U_{lim} = h F_{lim}/(a \eta_{um})$. Dans ce cas, une dorsale est créée au milieu du supercontinent, ouvrant ainsi un nouvel océan, et les deux nouvelles plaques océaniques sont soumises au bilan des forces défini dans la section 5.3 de ce chapitre. Nous faisons de plus l'hypothèse que cette océanisation ne peut avoir lieu que si le supercontinent est bordé de zones de subduction de chaque côté, car dans le cas contraire, l'action d'un *ridge push* supplémentaire (si le continent était bordé par au moins une dorsale) augmenterait le seuil de contrainte à dépasser de telle façon que la rupture continentale serait inaccessible par ce mécanisme dans des temps acceptables géologiquement (Li et al., 2008). Notons cependant qu'en général, le temps nécessaire à la marge passive pour se déstabiliser est inférieur au temps de réchauffage qui conduit à une océanisation dans notre modèle. La figure 5.11 présente une collision continentale suivie d'une élévation superficielle de la température, et d'une océanisation par rupture de la lithosphère continentale.

Notre mécanisme d'advection conduit à des temps d'advection avant ouverture t_{op} qui sont de l'ordre de grandeur des temps de vie des supercontinents terrestres, qui ont été estimés par des études géologiques et paléomagnétiques (Li et al., 2008). La figure 5.12 présente l'évolution de la vitesse d'advection en fonction du temps, comparée à la valeur critique U_{lim} correspondant à la rupture de la lithosphère continentale. L'océanisation a lieu si U_h atteint U_{lim} , et la figure 5.12 illustre bien que la date t_{op} de l'ouverture dépend à la fois de la largeur du couvercle isolant a , du seuil de rupture continentale F_{lim} et de l'épaisseur h de la couche fluide considérée. Si l'on considère une couche fluide de 350 km d'épaisseur, des valeurs faibles de F_{lim} conduisent à une océanisation rapide, avec des durées d'advection sous-continentale inférieures à 100 Ma, y compris pour des continents de faible étendue (Fig 5.12a), ce qui n'a pas été identifié au cours de l'histoire de la tectonique des plaques (Li et al., 2008). Par contre, pour des valeurs plus élevées de la contrainte seuil, la rupture de la lithosphère est impossible pour les petits continents (Fig 5.12b). De façon générale, le temps d'ouverture t_{op} semble être une fonction croissante de F_{lim} , et décroissante de la

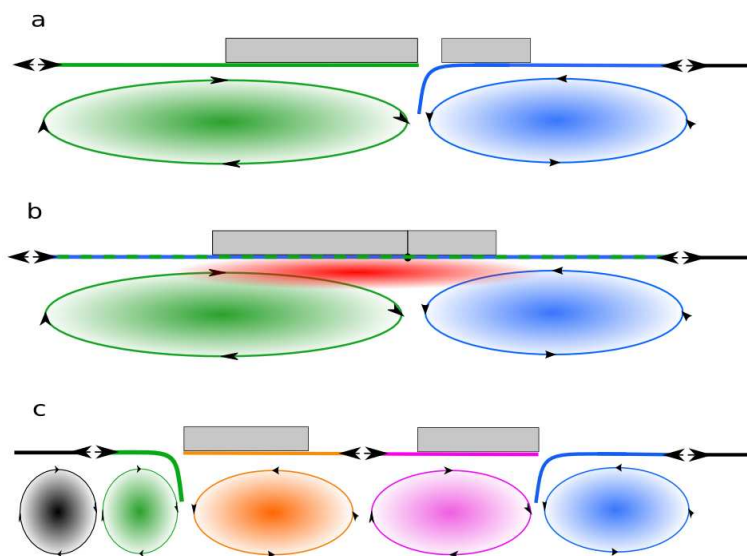


FIGURE 5.11 – Formation d'un supercontinent suivi d'un processus d'océanisation. (a) La traction gravitaire exercée par une plaque plongeante fait converger les deux continents qui l'entourent. (b) La collision continentale s'accompagne de la suture des deux plaques, et si le nouveau continent formé est de taille suffisante, une zone d'advection divergente est créée sous ce dernier. (c) La contrainte cisailante créée sous la plaque peut dépasser la valeur critique de rupture de la lithosphère continentale, menant à l'ouverture d'un nouvel océan.

largeur a du continent. Pour une couche d'advection étendue à tout le manteau supérieur ($h = 670$ km), la température T_h et la vitesse U_h augmentent plus rapidement. Cela entraîne des temps d'ouverture déraisonnablement faibles : $t_{op} \leq 15$ Ma pour $a = d$ avec une lithosphère peu résistante, et $t_{op} \leq 50$ Ma pour $a = 2d$ avec une résistance continentale accrue ($F_{lim} = 6.10^{12}$ N/m). Une couche de 670 km d'épaisseur ne correspond donc pas aux comportements des cycles continentaux répertoriés sur Terre, et il est peu probable qu'une couche plus épaisse permette d'advecter du fluide vers la surface continentale, car ce dernier subirait par surcroît la résistance mécanique due à la transition de phase qui a lieu à 670 km de profondeur (Billen, 2008).

La figure 5.13 présente une étude systématique du processus d'océanisation, en parcourant l'espace des paramètres du mécanisme, afin de borner leur domaine de validité à partir de données géologiques (sédimentaires ou orogéniques) et paléomagnétiques. Une synthèse de ces données est proposée par Li et al. (2008), qui conclut notamment que le temps de vie des supercontinents tels que Rodinia ou la Pangée (de rapport d'aspect $a/d \simeq 4$) doit être de l'ordre de $t_{op} = 150 \pm 50$ Ma, et que les continents plus petits ($a/d \leq 3$) ont dû présenter des temps d'ouverture sensiblement plus longs. À partir de ces hypothèses minimales, nous pouvons contraindre le domaine de validité de F_{lim} et h . Notre modèle simplifié ne devant pas permettre d'océanisation pour des continents de faible étendue, d'après la figure 5.13 pour $a/d = 2$, cela se traduit par une contrainte seuil que ne peut être inférieure à 5.10^{12} N/m. De plus, afin d'interdire toute dispersion continentale avant $t_{op} = 100$ Ma ou après $t_{op} = 250$ Ma pour un continent de rapport d'aspect $a/d = 3$, l'épaisseur de la couche d'advection h doit être choisie entre 300 et 450 km. Pour la Pangée, le temps d'advection avant ouverture n'a

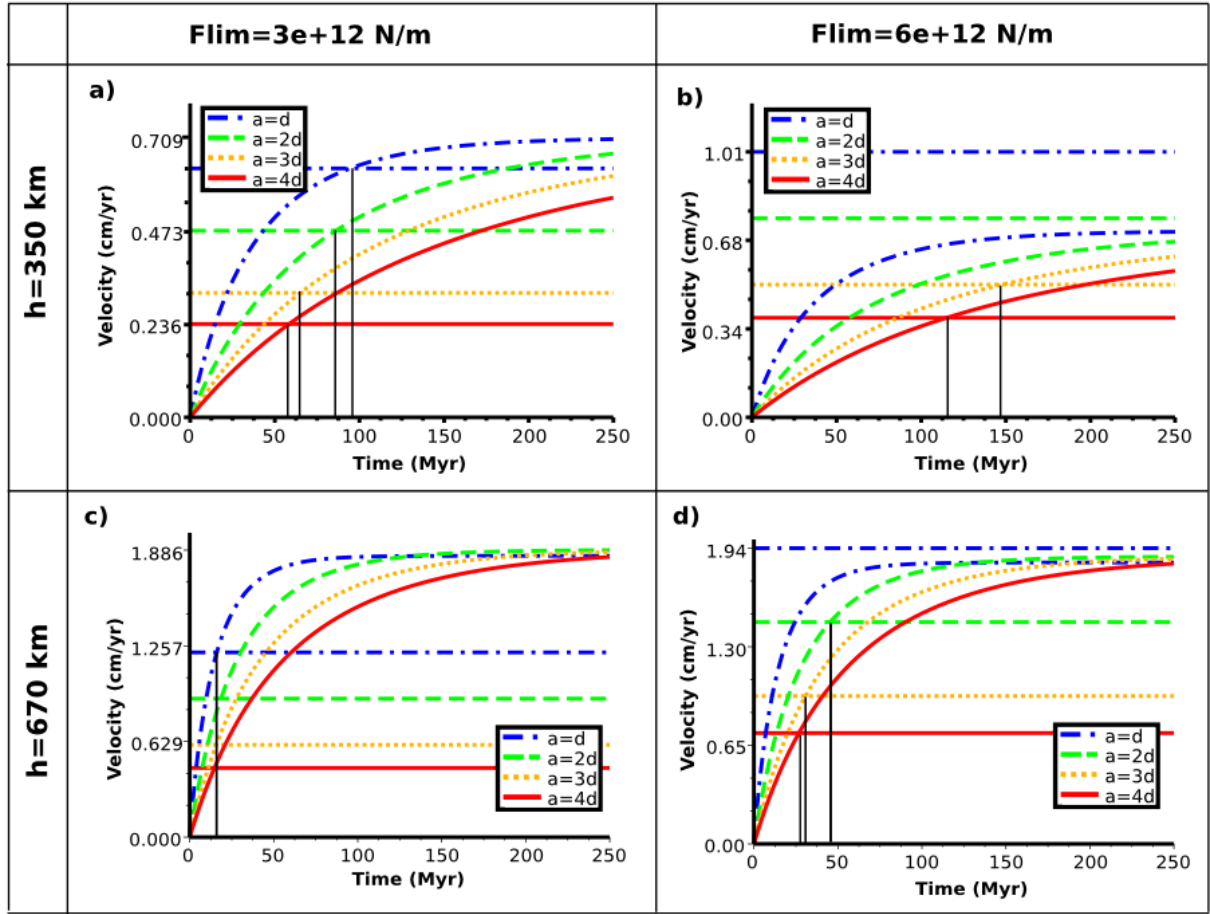


FIGURE 5.12 – Évolution de la vitesse d'advection U_h comparée à la vitesse critique U_{lim} de rupture continentale, en fonction de la largeur a du continent, de l'épaisseur h de la couche fluide et de la contrainte seuil F_{lim} de la lithosphère. Pour une même couleur correspondant à une valeur de la largeur a du continent, la courbe variable représente l'évolution de la vitesse moyenne U_h sous le continent, et la courbe constante la vitesse critique U_{lim} . Les temps d'advection avant ouverture sont repérés par des traits verticaux noirs. a) La contrainte seuil F_{lim} est fixée à 3.10^{12} N/m , équivalent à une pression de 50 MPa, ce qui correspond à une lithosphère relativement peu résistante. Par conséquent, la rupture continentale est accessible même pour des petits continents ($a = d$). b) Pour une contrainte seuil plus forte, seuls les supercontinents peuvent aboutir à une océanisation, et pour des temps d'ouverture plus longs. c) Si la couche considérée occupe tout le manteau supérieur ($h = 670 \text{ km}$), une résistance continentale faible implique des temps d'ouverture inférieurs à 15 Ma. d) Pour une couche épaisse, l'augmentation de F_{lim} permet encore aux continents de faible étendue d'ouvrir un océan en moins de 50 Ma.

pas pu excéder 200 Ma pour une couche épaisse ($h = 400 \text{ km}$) de fluide réchauffé, ce qui correspondrait à une contrainte seuil de 10.10^{12} N/m . Cette valeur est par conséquent la borne supérieure de F_{lim} (figure 5.13, pour $a/d = 4$). Ces considérations fournissent donc une délimitation claire du domaine de validité des paramètres de notre mécanisme simplifié

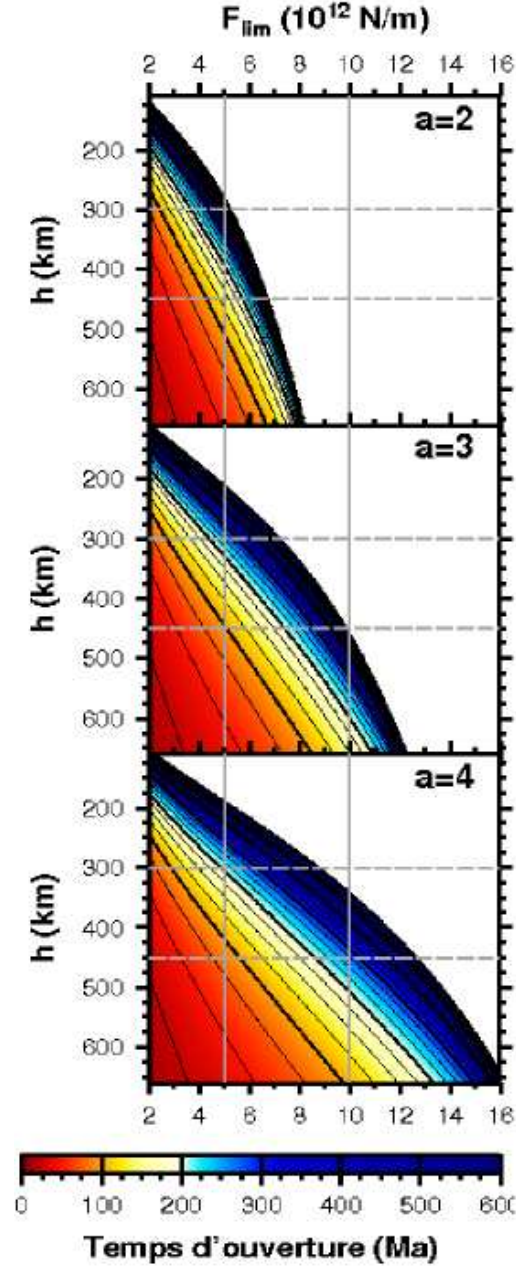


FIGURE 5.13 – Temps d'ouverture d'un océan par advection sous-continentale, en fonction de l'épaisseur h de la couche réchauffée, de la largeur a du continent, et de la contrainte seuil F_{lim} de la lithosphère. La couleur jaune de l'échelle de temps correspond aux temps de vie des supercontinents répertoriés au cours de l'histoire thermique de la Terre ($100 < t_{op} < 200 Ma$ selon Li et al. (2008)). Les lignes grises verticales représentent les valeurs retenues pour borner la valeur de la contrainte seuil F_{lim} dans le modèle, et les lignes grises horizontales bornent les valeurs retenues pour l'épaisseur de la couche d'advection. Les zones blanches indiquent l'absence d'océanisation.

d'océanisation :

$$300 < h < 450 \text{ km}$$

$$5.10^{12} < F_{lim} < 10.10^{12} \text{ N/m}$$

Ces valeurs correspondent aussi aux estimations de la résistance de la lithosphère continentale obtenues par des considérations géophysiques utilisant un modèle de croûte et un modèle thermique issu de données tomographiques (e.g., Tesauro et al., 2009).

5.5.7 Bilan du modèle géophysique

Nous avons présenté dans ce chapitre un modèle géophysique de refroidissement du manteau terrestre, basé sur des systèmes multi-agents. La superposition des comportements de ces entités permet de décrire le couplage entre convection mantellique et tectonique des plaques, en tenant compte d'une grande partie de sa complexité, même si notre modèle est restreint à deux dimensions. En effet, le modèle MACMA calcule le mouvement de chaque plaque en fonction de ses caractéristiques individuelles (âge, taille, histoire de la subduction) mais aussi des caractéristiques de son environnement immédiat (viscosité du manteau, nature des frontières de plaques). Ces vitesses sont utilisées pour déterminer le mouvement des limites de plaques : la tectonique qui émerge des processus locaux de notre modèle présente donc un nombre de plaques qui n'est pas fixé à l'avance. D'autre part, notre approche permet de créer ou de supprimer des frontières de plaque, en s'appuyant sur des lois semi-empiriques qui rendent compte d'un certain nombre de phénomènes observés sur Terre, ce qui n'est pas réalisable pour des simulations numériques classiques. Les processus semi-empiriques proposés permettent de décrire notamment l'initiation des subductions, la migration des fosses de subduction, la création de bassins d'arrière-arc, et l'ouverture de nouveaux océans par rupture de la lithosphère continentale sous certaines conditions. Si ces lois sont parfois basées sur des hypothèses fortes, et si elles ne décrivent pas la totalité des phénomènes observés sur Terre, elles ont néanmoins l'avantage d'être cohérentes avec les échelles de temps caractéristiques des mécanismes observés à la surface de la planète. De plus, la structure individu-centrée du modèle permet de modifier aisément les lois empiriques que nous venons de citer. Cette flexibilité fait de notre outil multi-agents un laboratoire de géophysique permettant d'expérimenter des modèles de phénomènes, ainsi que le couplage entre différents processus parfois mal compris, mais décrits de façon explicite.

Il nous semble enfin important d'insister sur le rôle que les continents jouent dans notre modèle : ils ne sont pas obligatoires pour que le modèle soit cohérent et que les simulations fonctionnent, mais leur présence à la surface du manteau gratifie la tectonique simulée de nombreuses caractéristiques propres à la tectonique terrestre. En effet, les continents de notre modèle étant amenés à converger vers les extrémités de plaques lithosphériques, comme c'est actuellement le cas sur Terre, ils sont impliqués à la fois dans la création des bassins d'arrière-arc, dans la disparition et dans la création des dorsales, ainsi que dans la disparition et la création des zones de subduction. Précisons à ce sujet que si le mécanisme d'initiation des subductions proposé dans ce chapitre ne peut être le seul déclencheur du plongeon de la lithosphère océanique (McKenzie, 1977), des études récentes montrent que les marges continentales sont un lieu privilégié réunissant les conditions favorables à l'initiation des subductions (e.g., Mart et al., 2005; Goren et al., 2008; Nikolaeva et al., 2011). Notons enfin que la flottabilité des continents implique une segmentation de la lithosphère océanique qui permet d'observer une subduction du plancher à tout âge. Cet effet a un impact notable sur le comportement thermique du système, et l'expérimentation de notre modèle sur des échelles de temps variées devra nous permettre de distinguer les différentes implications des continents dans les mécanismes de refroidissement du manteau.

Afin de permettre à l'utilisateur d'expérimenter par lui-même le modèle MACMA, nous allons maintenant décrire l'algorithme qui sous-tend nos simulations, puis nous détaillerons le fonctionnement du simulateur, avant de présenter des expérimentations *in virtuo* du modèle

au chapitre suivant. Le code source du modèle MACMA est disponible sur le site du Centre Européen de Réalité Virtuelle (www.cerv.fr).

5.6 Algorithme du modèle

L'algorithme du modèle MACMA est codé en langage C++. Il est basé sur une alternance entre le calcul de la dynamique et la mise à jour de la structure. Cette alternance est présentée sur la figure 5.14 : les cellules vertes et jaunes décrivent respectivement la mise à jour de la structure et de la dynamique. À chaque pas de temps, l'algorithme commence par mettre à jour la position des frontières de plaques et des extrémités de continents. Ensuite, il va vérifier si la structure spatiale du système multi-agents est viable, en parcourant le système dans le sens trigonométrique à partir de l'origine. Les causes possibles d'une modification de la structure sont les suivantes :

- (a) si deux frontières de plaques (une dorsale et une zone de subduction) coïncident à la même position,
- (b) si le bord d'un continent se retrouve à la même position qu'une zone de subduction,
- (c) si une agrafe se retrouve à la même position qu'une zone de subduction,
- (d) si une agrafe ou une extrémité de section océanique atteint l'âge critique τ_{subd} ,
- (e) si une vitesse d'advection sous-continentale atteint sa valeur critique U_{lim} .

Dans chaque cas, l'algorithme applique une ou plusieurs lois incluses dans le modèle géophysique, afin que le système retrouve un état viable avec un pavage en surface bien délimité. Après l'application d'une règle, l'algorithme recommence une nouvelle passe en partant de l'origine, et ainsi de suite tant qu'il y a des règles à appliquer. Les règles exercées dans chacun des cas cités plus haut sont les suivantes :

- (a) la dorsale est subduite, et la plaque plongeante se détache : ces deux frontières sont éliminées et remplacées par une agrafe. Cette dernière pourra éventuellement entrer en subduction à la passe suivante.
- (b) la plaque plongeante se détache, et le continent est astreint à rester en surface. Il est instantanément suturé à la plaque qui lui fait face. Cette dernière pourra éventuellement entrer en subduction à la passe suivante.
- (c) l'agrafe est subduite, et la discontinuité d'âge du plancher océanique disparaît avec elle.
- (d) la plaque entre en subduction. Dans la phase dynamique de ce même pas de temps, cette plaque verra apparaître des termes supplémentaires dans son bilan de forces (*slab pull*, *bending*, frottement visqueux sur la plaque plongeante). Lors de l'initiation d'une subduction, le critère structurel de migration de la fosse de subduction est activé, et une dorsale supplémentaire peut être créée. La profondeur Z atteinte par le *slab* est initialisée à une valeur nulle.
- (e) le continent se sépare en deux parties de tailles égales, et une dorsale est créée à l'emplacement de cette ouverture. Deux nouvelles plaques sont donc créées de part et d'autre de la ride océanique : pour ce faire, le continent est raboté d'une infime fraction de sa longueur, de sorte que les agents soient correctement ordonnés dans l'espace.

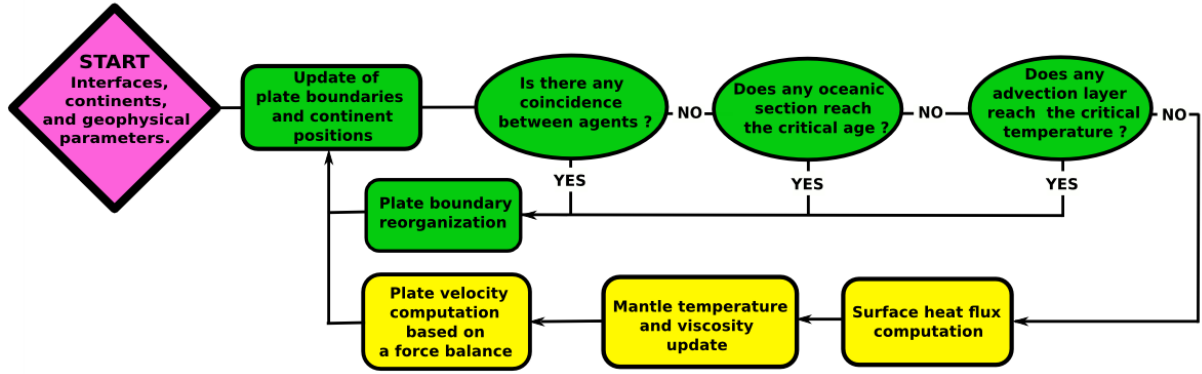


FIGURE 5.14 – Diagramme logique de l’algorithme du modèle MACMA. À chaque pas de temps, la structure globale est mise à jour tant qu’il y a des règles semi-empiriques à appliquer (cellules vertes) : suture de plaques, initiation d’une subduction, ou encore rupture continentale. Ensuite, l’évolution cinématique et thermique du système est calculée à partir de lois analytiques (cellules jaunes) : le flux de chaleur en surface est calculé pour mettre à jour la température moyenne du manteau et la viscosité correspondante. Finalement, un bilan de forces individuel permet de calculer la vitesse de chaque plaque. Ces vitesses seront utilisées au pas de temps suivant pour mettre à jour la position des frontières de plaques.

Quand l’ensemble de la structure du système est à jour, le calcul de la dynamique peut commencer. La résolution spatiale de la distribution des âges du plancher océanique est de 1° (~ 110 km à l’équateur), et la mise à jour de la géométrie du système permet de calculer le flux de chaleur en surface sur toute la planète. En tenant compte de la production radioactive à la date courante, la température moyenne du manteau peut alors être calculée, ce qui permet aussi de déterminer la viscosité du manteau supérieur et celle du manteau inférieur à cette date. La viscosité aura un impact sur l’intensité du frottement visqueux (Eq. (5.7) et (5.8)), sur la vitesse des *slabs* dans le manteau inférieur (Eq. (5.15)), et sur la valeur de l’âge critique τ_c (Eq. (5.28)) de mise en place de la convection de petite échelle. Finalement, la vitesse de chaque plaque sera calculée par un bilan de forces tenant compte des caractéristiques individuelles de la plaque et de son environnement immédiat. Ces vitesses seront utilisées au pas de temps suivant pour mettre à jour la position des agrafes et des frontières de plaques.

Précisons enfin que le mouvement des agents est basé sur des itérations synchrones et séquentielles : la mise à jour des vitesses se fait à la même fréquence pour toutes les plaques. Cependant chaque transformation structurale est prise en compte dans tout le système dès l’instant où elle est accomplie. Le pas de temps est fixé par défaut à $dt = 10000$ ans, ce qui limite les déplacements d’une plaque rapide à environ 1 km entre deux pas de temps.

5.7 Interface du simulateur

L'interface du simulateur de MACMA a été élaborée de façon à pouvoir être utilisée par une personne qui ne connaîtrait pas le modèle ou l'algorithme que nous venons d'exposer. Cette interface se compose de deux parties visibles sur la figure 5.15 : à gauche, un ensemble de volets permet de procéder à l'initialisation des simulations dans les moindres détails, et à droite, un écran affiche en temps réel les modifications du système en cours d'élaboration ou de simulation.

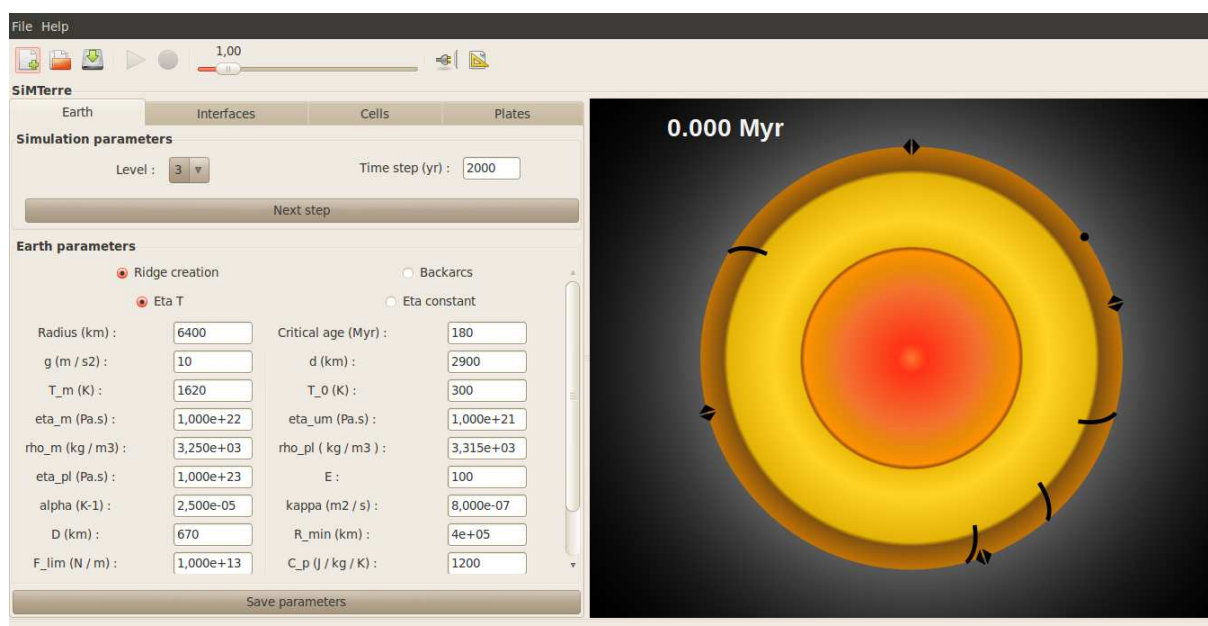


FIGURE 5.15 – Interface Homme Machine (IHM) : initialisation d'une simulation. Le panneau de gauche permet de choisir dans le détail les valeurs des paramètres physiques du modèle, ainsi que la nature et la position des frontières de plaques, tandis que le panneau de droite donne l'évolution du système en temps réel.

L'utilisateur peut choisir l'état initial d'une simulation dans le détail, en fixant la valeur des paramètres physiques du modèle (figure 5.15), la position et la taille des plaques et des continents, ainsi que la distribution des âges correspondante (figure 5.16). Il peut aussi décider de la date de l'histoire terrestre à laquelle il souhaite faire démarrer la simulation. Il suffit pour cela de fixer une température adéquate et de mettre à jour la valeur initiale des taux de production d'énergie radioactive (modification manuelle très simple d'un des fichiers de configuration écrits en langage C++ : *earth.cpp*). Après avoir décidé de la position des frontières de plaques et des continents, un garde-fou est prévu, pour éviter de lancer des simulations trop incohérentes (par exemple, la juxtaposition de deux dorsales doit inclure une agrafe entre elles deux, car l'âge du plancher ne peut varier continument entre ces deux frontières d'une même plaque). Enfin, et c'est peut-être le plus important, l'utilisateur peut choisir les lois empiriques qui seront utilisées pour simuler l'évolution de la planète. La figure 5.15 montre par exemple que l'on peut choisir de faire dépendre ou non la viscosité de la température (cases à cocher, *Eta T* ou *Eta constant*) et que l'on peut choisir deux

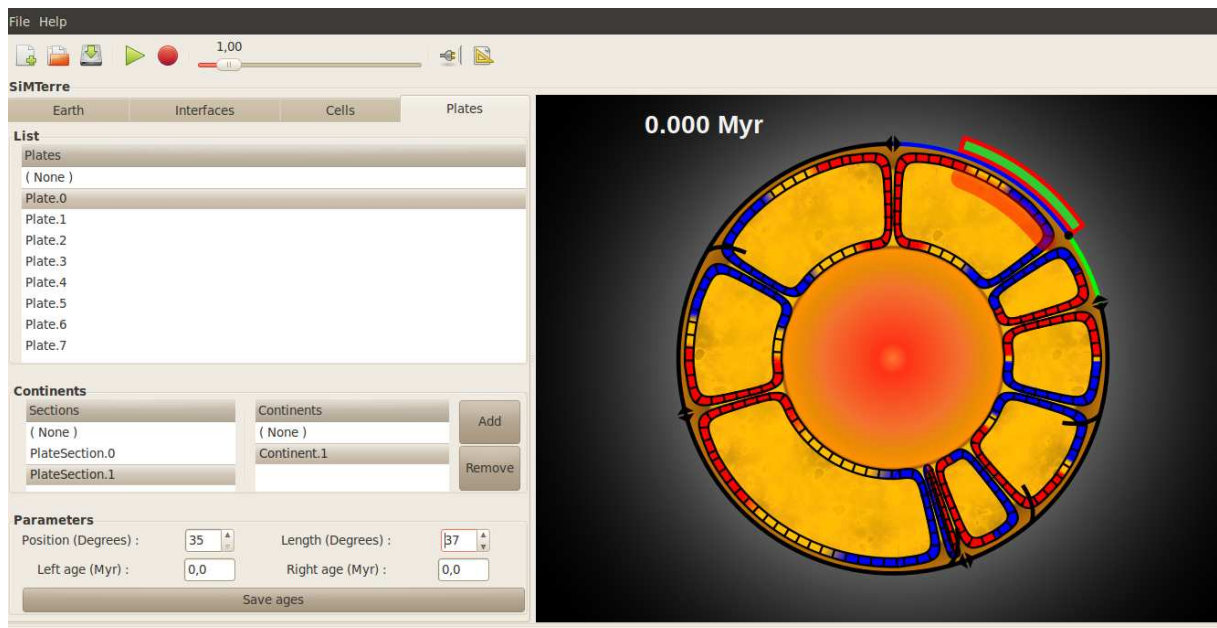


FIGURE 5.16 – Interface Homme Machine (IHM) : ajout des continents et distribution des âges. La position des extrémités de continents et la distribution des âges sont fixées dans un deuxième temps, après validation de la cohérence des frontières de plaque par le garde-fou.

mécanismes différents pour la migration des zones de subduction (*Ridge creation* ou *Back-arc*). Cette flexibilité de simulation permet non seulement d'explorer le domaine de validité des paramètres du modèle, mais aussi d'expérimenter des modèles de phénomènes : l'outil MACMA est un laboratoire virtuel de refroidissement du manteau terrestre.

Signalons à ce stade que le simulateur de notre modèle présente un intérêt pédagogique que l'on ne trouve pas dans les simulateurs numériques classiques. En effet, le fait de devoir disposer pas à pas les frontières de plaques et de continents en bonne cohérence avec la distribution des âges du plancher océanique est un exercice auquel il faut bien réfléchir, pour se poser les bonnes questions avant de se lancer dans la simulation du comportement thermique du système. Par exemple, un continent accolé à des marges passives d'âge très faibles de chaque côté, ou bien un continent placé en butée de plaque du mauvais côté de la zone de subduction n'ont rien de terrestre ; par conséquent la dynamique des plaques qui en découlerait produirait des effets thermiques incohérents avec les phénomènes observés sur Terre. La construction et le test d'un état initial crédible d'un point de vue tectonique est donc un excellent exercice en soi, et peut faire l'objet de séances de travaux pratiques, au même titre que l'expérimentation *in virtuo* de l'impact des lois empiriques et des paramètres physiques du modèle.

L'utilisateur peut bien entendu enregistrer et utiliser des configurations préétablies, et cela à différents niveaux de l'élaboration de l'état initial de la simulation. Il est de plus possible de faire un enregistrement vidéo de la simulation (bouton *record* rouge en haut à gauche). Enfin, un certain nombre d'observables peut être sélectionné en cours de simulation

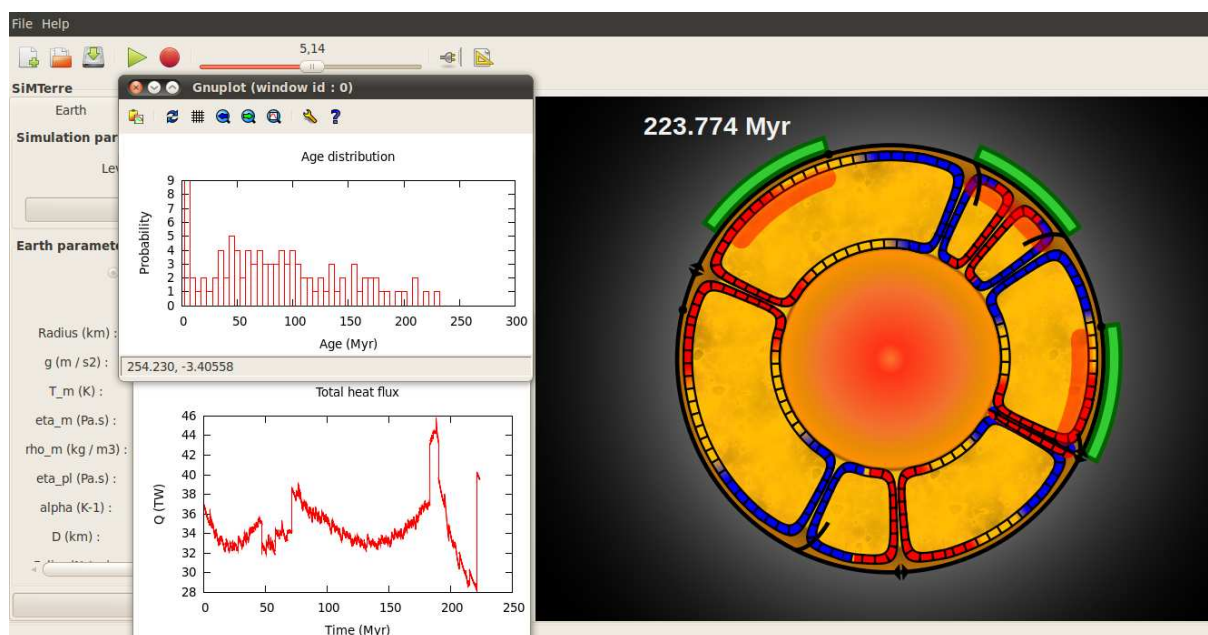


FIGURE 5.17 – Interface Homme Machine (IHM) : simulation et mesure des observables. Le panneau de droite affiche l'évolution du système avec une vitesse de rafraîchissement que l'on peut modifier à tout instant, de même que l'affichage des mesures des observables sélectionnées.

pour tracer leur évolution temporelle (symbole d'équerre à droite de la barre d'outils, cf figure 5.17). Enfin, il est possible de choisir le pas de temps des simulations, ainsi que la vitesse de défilement de l'animation temps réel du simulateur (curseur de la barre d'outils). Les grandeurs qui peuvent être ainsi mesurées, traitées et archivées par le simulateur sont :

- ▷ la distribution des âges,
- ▷ le flux de chaleur surfacique moyen q et le flux total Q_{tot} qui en découlent,
- ▷ la puissance délivrée par la désintégration radioactive H_{tot} ,
- ▷ le nombre d'Urey Ur et la température moyenne du manteau T_m qui en découlent,
- ▷ la viscosité du manteau supérieur η_m et du manteau inférieur η_{um} ,
- ▷ la taille moyenne des plaques et des continents,
- ▷ la vitesse de chaque plaque et la vitesse moyenne des plaques.

Chapitre 6

Expérimentation in virtuo

L'expérience est une observation provoquée dans le but de faire naître une idée.

CLAUDE BERNARD,
*Introduction à l'étude de la médecine
expérimentale.*

L'application de MACMA à des problèmes de géodynamique nécessite une étude préliminaire de validation des différents volets du modèle. Nous proposons donc dans ce chapitre de soumettre l'outil qui vient d'être présenté à une série d'expérimentations *in virtuo* touchant d'une part le bilan des forces et le calcul des vitesses de plaques, et d'autre part le calcul du flux de chaleur et son lien avec la tectonique. Les résultats de ces expériences seront comparés quantitativement aux données de terrain (vitesses et flux instantanés), puis aux résultats des simulations numériques classiques sur ces mêmes thèmes, sur une période de 300 millions d'années.

À la suite de ces étapes de validation du modèle, nous étudierons spécifiquement l'histoire thermique de la Terre depuis l'avènement de la tectonique des plaques. Nous tenterons ainsi de lever le paradoxe de la chaleur manquante évoqué au chapitre 2, et nous discuterons le problème de la catastrophe thermique obtenue avec les approches classiques que nous avons abordées au chapitre 3. Une solution physique sera proposée pour résoudre ces questions, et nous verrons que l'explicitation des processus tectoniques joue un rôle fondamental dans le cheminement qui a mené à cette réflexion.

Nous proposerons enfin une étude spécifique de la capacité du modèle à servir de laboratoire virtuel d'étude des mécanismes de refroidissement du manteau. Pour ce faire, nous étudierons l'impact de différentes lois empiriques décrivant un même phénomène. Nous avons choisi pour cela deux processus qui restent actuellement mal compris : la déstabilisation des marges passives et la migration des fosses de subduction. Nous terminerons cette étude en examinant de façon systématique l'influence des paramètres physiques du modèle sur l'évolution mécanique et thermique de la planète. Ayant ainsi évalué l'impact et le domaine de validité des différents leviers de notre laboratoire de simulation, nous proposerons des

perspectives pour le développement futur de cet outil et de ses applications.

6.1 Imiter la tectonique terrestre actuelle

Notre objectif est de simuler une tectonique des plaques qui rende compte de la variété des phénomènes bidimensionnels observés sur Terre, tels que la mobilité des frontières de plaque, la variabilité de la vitesse des plaques, ou l'influence de l'histoire de la subduction d'une plaque sur sa vitesse. Dans notre modèle, la vitesse d'une plaque est calculée à chaque instant par le bilan de forces de l'équation (5.2). Les vitesses de plaques sont très variables dans le temps, car ce bilan de forces est fortement dépendant des caractéristiques individuelles des plaques telles que leur âge, leur taille, la nature de leurs frontières et l'histoire éventuelle de leur subduction. Le tableau 6.1 présente les vitesses calculées de quatre plaques similaires à des plaques terrestres actuelles (Nazca, Pacifique, Amérique du Sud et Afrique), ainsi que les composantes du bilan de forces individuel de ces plaques. Les vitesses ainsi obtenues sont comparées aux vitesses mesurées sur Terre dans le référentiel NNR (DeMets et al., 1994), qui est le référentiel absolu le plus proche de notre modèle. À titre d'exemple, le référentiel HS3 diffère notablement de celui qui est considéré dans MACMA, car notre modèle ne tient pas compte des forces interplaques et des variations latérales de viscosité dans le manteau supérieur, qui sont à l'origine de la Rotation Nette mesurée dans HS3 notamment (Ricard et al., 1991; O'Connell et al., 1991).

	NZ	P	SA	A
L (km)	3900	8000	6000	7700
τ (Myr)	51	≥ 80	≥ 80	≥ 80
Z (km)	1200	1200	1200	1600
RP (10^{12} N/m)	1.7	2.7	2.7	2.7
SP (10^{12} N/m)	32	40	0	0
B (10^{12} N/m)	0.9	1.1	0	0
MD (10^{12} N/m)	36	45	6.8	14.7
VS (10^{12} N/m)	1.0	0.6	0	0
SS (10^{12} N/m)	4.2	4.2	4.2	12
U (cm/yr)	7.0	4.3	0.9	1.5
NNR (cm/yr)	7.4	6.3	1.1	2.8

TABLE 6.1 – Comparaison des vitesses U (cm/an) calculées par MACMA avec celles mesurées dans NNR (DeMets et al., 1994), pour quatre plaques terrestres actuelles. Chaque plaque est caractérisée par sa taille L , l'âge maximal de sa section océanique τ_s (Forsyth et Uyeda, 1975; Conrad et Hager, 1999a), la profondeur Z de son *slab* éventuel (e.g., Replumaz et al., 2004) et la nature de ses frontières. Les quatre bilans de forces sont détaillés : *ridge push* (RP), *slab pull* (SP), *bending* (B), *mantle drag* (MD), frottement visqueux sur le *slab* (VS) et force de succion (SS). NZ : Nazca, P : Pacifique, SA : Amérique du Sud, A : Afrique.

Nos résultats sont en bon accord avec les vitesses des plaques actuelles dans NNR : nous constatons notamment que la traction gravitaire (contribution totale $SP+SS$) contrôle le mouvement des plaques, et est principalement compensée par le frottement visqueux (MD), comme cela a été suggéré par Carlson (1983). Notons par ailleurs que la taille des plaques joue un rôle déterminant pour des plaques présentant le même type de frontières : le frottement

visqueux horizontal MD implique une vitesse plus faible pour la plaque Pacifique (4,3 cm/an) que pour la plaque Nazca (7,0 cm/an), car la première est plus grande, ce qui implique un freinage plus important. Le tableau 6.1 montre aussi que dans notre modèle, la force de succion, qui correspond à la traction gravitaire de la plaque plongeante dans le manteau inférieur, est le moteur principal de l'Amérique du Sud (0,9 cm/an) et l'Afrique (1,5 cm/an). En effet, la force de succion correspondant à la plaque plongeante de Nazca entraîne les plaques de part et d'autre de la zone de subduction, selon l'hypothèse formulée par Conrad et Lithgow-Bertelloni (2002).

Nous pouvons aussi examiner l'impact de transformations structurales sur l'évolution de la vitesse d'une plaque, comme cela est illustré sur la figure 6.1 présentant le comportement cinématique d'une plaque similaire à la plaque sud-américaine actuelle. Nous constatons dans cette expérience que le mouvement de cette plaque présente une évolution crédible sur 60 Ma, à travers plusieurs changements structuraux de l'écoulement mantellique. Cette évolution des plaques en surface est un exemple clair des calculs effectués par le modèle MACMA, alternant la mise à jour structurale du système et le calcul de sa dynamique. L'évolution de la vitesse présentée sur la figure 6.1 correspond à la plaque directement accolée à la dorsale sur la droite des images. Elle peut se décomposer en trois étapes :

- ▷ Initialement, la plaque considérée est continentale. Elle est notamment entraînée par la force de succion de la plaque plongeante voisine, qui joue le rôle de la plaque Nazca actuelle. Le plongeon spontané de la lithosphère océanique dans le manteau à 31 Ma est équivalent à l'initiation d'une subduction sur la marge passive brésilienne suggérée par Nikolaeva et al. (2011). Cette transformation implique une redéfinition des plaques, et une suppression du terme de succion dans le bilan de forces de la plaque considérée. Cette modification du bilan de forces est illustrée par la chute de la vitesse de la plaque à $t = 31$ Ma.

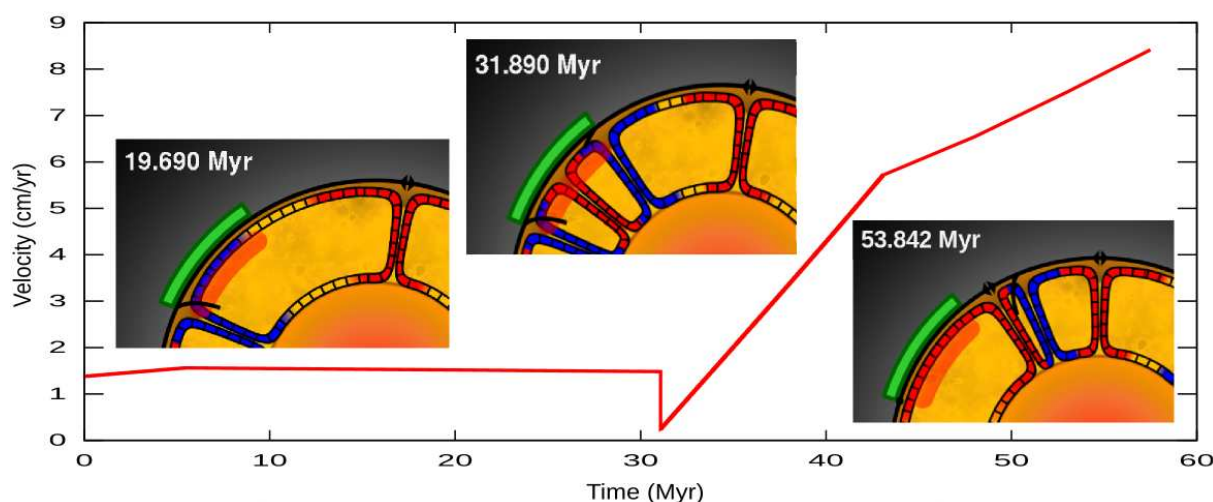


FIGURE 6.1 – Évolution de la vitesse d'une plaque sur 60 Ma, à travers des changements structuraux de l'écoulement mantellique. La vitesse affichée est celle de la plaque majoritairement océanique accolée à gauche de la dorsale du côté droit des images.

- ▷ Par la suite, la subduction de la nouvelle plaque plongeante se traduit par la progression linéaire du *slab pull* et de la vitesse de la plaque jusqu'à $t = 43$ Ma. Au début de cette seconde phase, la traction gravitaire est nulle et la seule force motrice à l'œuvre est le *ridge push*, donc la vitesse de la plaque est faible.
- ▷ À partir de $t = 43$ Ma, un nouveau changement apparaît dans l'écoulement mantellique : la plaque plongeante atteint le manteau inférieur et le couplage avec ce dernier se traduit par un *slab pull* qui reste constant et une force de succion croissante : la vitesse du plancher océanique continue de croître, mais avec une pente différente.

Ces deux expériences montrent que notre bilan de forces permet de rendre compte de la variété des vitesses mesurées dans NNR et des effets de la structure des plaques sur leur mouvement. En particulier, nous avons montré que notre modèle rendait compte d'une tectonique des plaques évolutive, qui dépend fortement de l'histoire récente des subductions.

6.2 Évolution thermique à court terme

Les premières expériences que nous venons de mener illustrent la capacité du modèle à rendre compte de la tectonique des plaques et de l'évolution mécanique instantanée du système. Afin d'évaluer à présent la validité du couplage thermo-mécanique de la lithosphère océanique, les expériences qui suivent vont examiner le comportement thermique du système sur plusieurs centaines de millions d'années.

6.2.1 Distribution des âges et flux de chaleur

L'évolution des vitesses de plaques sur Terre implique des fluctuations notables dans la distribution des âges du plancher océanique et dans l'évolution du flux de chaleur en surface (e.g., Labrosse et Jaupart, 2007; Becker et al., 2009). Cet effet a été peu abordé jusqu'ici par les simulations numériques du manteau terrestre, car la mobilité des frontières de plaques tectoniques n'est pas prise en compte en général, et les modèles récents qui simulent le mouvement des limites de plaques ne considèrent pas de géométrie terrestre ni de distinction entre plaques océaniques et plaques continentales (Gait et Lowman, 2007; Gait et al., 2008; Lowman et al., 2008; Stein et Lowman, 2010).

La figure 6.2 montre la distribution des âges du plancher océanique à deux dates différentes (79 Ma et 287 Ma), pour une simulation dont l'état initial imite l'état thermique, le profil de viscosité et la distribution des continents de la Terre actuelle. La première configuration présente une distribution triangulaire, ce qui signifie que la subduction a lieu à tout âge avec la même probabilité, comme c'est actuellement le cas sur Terre (Parsons, 1982; Rowley, 2002). Labrosse et Jaupart (2007) montrent qu'une distribution triangulaire peut être obtenue si les axes de dorsales ne sont pas parallèles aux fosses de subduction - effet tridimensionnel qui ne peut être pris en compte dans notre modèle - mais ils insistent

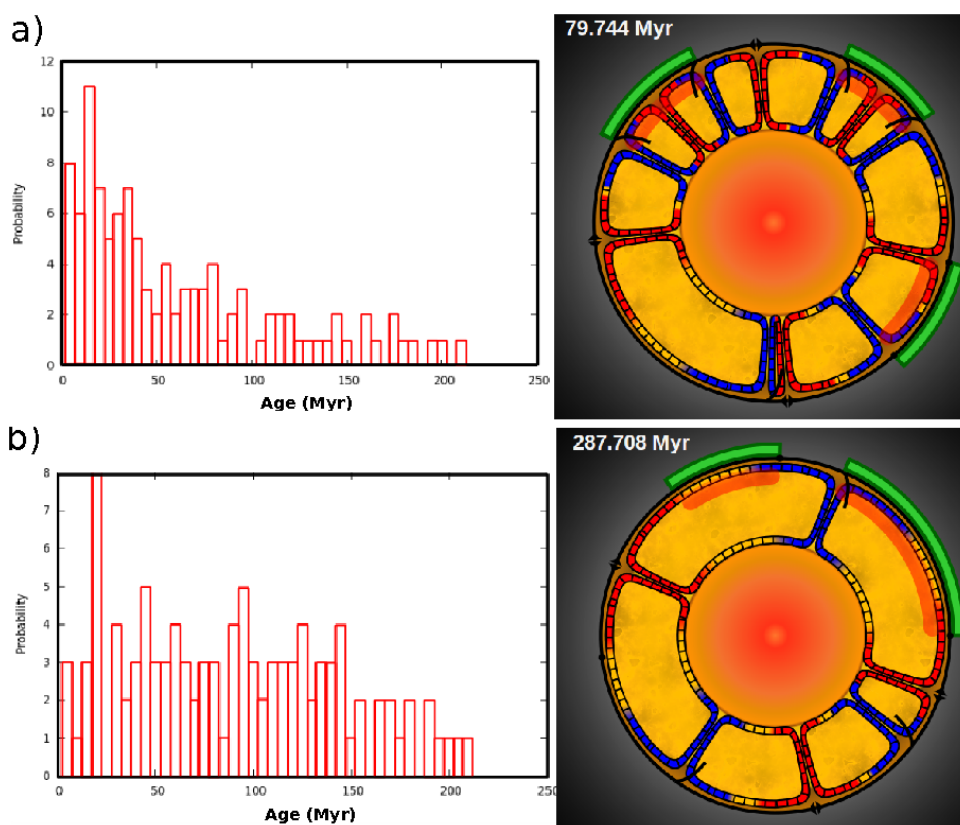


FIGURE 6.2 – Distribution des âges du plancher océanique à deux dates différentes pour un même état initial. a) Distribution triangulaire (plaques de tailles variées). b) Distribution rectangulaire (plaques de tailles similaires).

aussi sur le fait qu'une telle distribution des âges peut être obtenue quand « plusieurs systèmes d'accrétion deviennent actifs à des dates différentes et entrent en compétition pour se développer spatialement », ce qui signifie qu'il peut suffire que les dorsales n'aient pas le même taux d'accrétion pour obtenir une subduction indépendante de l'âge du plancher océanique : c'est bien notre cas en deux dimensions, car l'activité des dorsales est définie par les vitesses de plaques, qui sont à la fois variées et variables. D'autre part, la distribution quasi-rectangulaire obtenue à 287 Ma illustre un contexte dans lequel les subductions ont lieu préférentiellement à des âges avancés (Fig.6.2b). Ces fluctuations dans la distribution des âges émergent dans nos simulations parce que les zones d'accrétion présentent des dynamiques différentes, et que par conséquent, le système alterne entre des plaques de tailles hétérogènes (Fig.6.2a) et homogènes (Fig.6.2b). De telles fluctuations dans l'organisation des plaques et dans la distribution des âges du plancher océanique se retrouvent dans les reconstructions du Cénozoïque (e.g., O'Neill et al., 2005; Becker et al., 2009), ce qui suggère que la configuration actuelle de la Terre n'est que la photographie instantanée d'un état transitoire.

L'évolution du flux de chaleur océanique correspondant à la figure 6.2 est présentée sur la figure 6.3. Ce graphe des pertes de chaleur à la surface des océans correspond à un manteau appauvri en éléments radioactifs au profit de la croûte continentale (Jochum et al., 1983), et il est important de noter qu'une évolution du flux total de la planète inclurait 14 TW

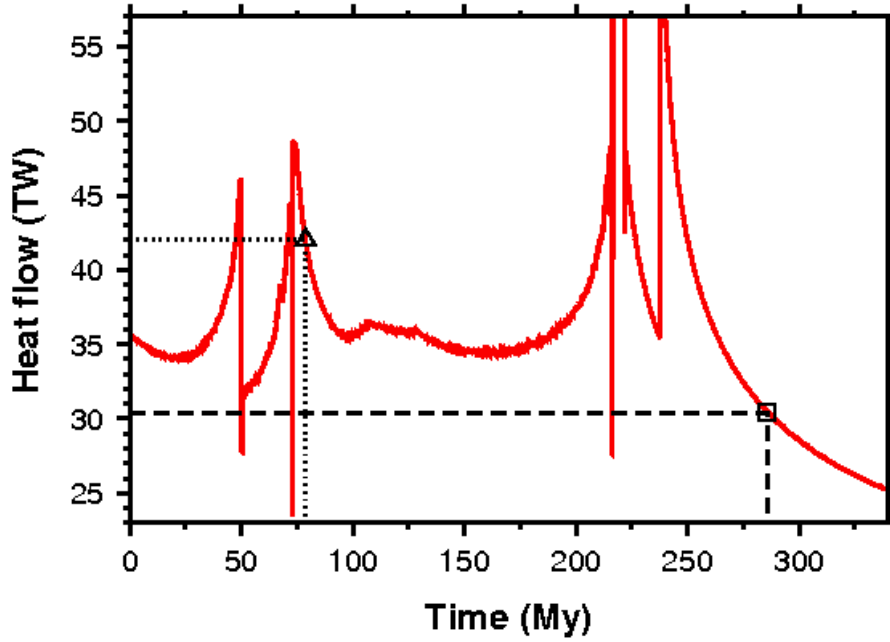


FIGURE 6.3 – Évolution du flux de chaleur océanique sur 340 Ma, partant d'un état initial imitant la Terre actuelle, et présenté sur la figure 5.1. Le profil de viscosité est défini en deux couches : $\eta_{um} = 10^{21}$ Pa.s et $\eta_m = 10^{22}$ Pa.s. Les distributions triangulaire (79 Ma) et rectangulaire (287 Ma) correspondent à des flux de 42,0 TW et 30,4 TW respectivement.

supplémentaires issus des continents (Jaupart et al., 2007). La figure 6.3 montre qu'une distribution triangulaire des âges du plancher océanique correspond à un flux de chaleur plus fort (42,0 TW) que celui correspondant à une distribution rectangulaire (30,4 TW). Ceci est une conséquence de la proportion plus grande de plancher jeune, donc peu épais et peu isolant de la première configuration, qui voit le plancher océanique entrer en subduction avec la même probabilité à tout âge. Comme nous l'avons vu au chapitre 3, Labrosse et Jaupart (2007) proposent une paramétrisation simple du flux de chaleur, basée sur l'observation de la distribution des âges du plancher océanique, de surface totale S_{oc} :

$$Q_{LJ07}(t) = \frac{\lambda(t) S_{oc} k T_m(t)}{\sqrt{\pi \kappa \tau_{max}(t)}} \quad (6.1)$$

où τ_{max} est l'âge maximum du plancher océanique à la date t , et λ est le facteur de distribution d'âge, égal à $8/3$ pour une distribution triangulaire et à 2 pour une distribution rectangulaire. Les flux océaniques correspondants valent respectivement 45,4 TW et 34,0 TW, ce qui correspond à un écart de 8 % et 11 % avec les mesures du flux présenté sur la figure 6.3. Cet écart a pour origine l'approximation faite en supposant des distributions parfaitement triangulaire et rectangulaire pour les configurations de la figure 6.2. Ces résultats renforcent l'idée selon laquelle il faut tenir compte de l'évolution des configurations tectoniques et des fluctuations de la distribution des âges du plancher, quand on étudie l'évolution thermique

du manteau (Labrosse et Jaupart, 2007). En particulier, le couplage entre tectonique et fluctuations thermiques est important à prendre en compte quand on souhaite contraindre l'évolution thermique de la planète en partant des estimations du flux de chaleur actuel. L'étude menée par Grigné et al. (2005) montre clairement que même une petite variation de la distribution actuelle des âges du plancher océanique peut avoir un fort impact sur les pertes de chaleur au cours de l'histoire thermique terrestre.

Nous venons de voir que l'évolution à court terme du flux de chaleur océanique découle de l'évolution de la distribution des âges de la lithosphère, donc de la tectonique globale et de l'histoire des subductions. La figure 6.3 suggère que l'organisation actuelle des plaques sur Terre ($t \simeq 0$ Ma) satisfait une dynamique qui correspond à une décroissance du flux de chaleur en surface, comme cela est observé dans les reconstructions tectoniques récentes de Loyd et al. (2007) et de Becker et al. (2009). Ce constat est un élément de validation en faveur de la cohérence thermo-mécanique de notre modèle. Grigné et al. (2005) et Labrosse et Jaupart (2007) tiennent compte des réarrangements tectoniques dans leurs modèles en assignant des comportements périodiques respectivement à la longueur d'onde $L(t)$ de la convection et au facteur de distribution d'âges $\lambda(t)$. L'avantage dont nous bénéficions avec notre approche est que cette dépendance n'est pas imposée dans MACMA : elle émerge directement de la compétition à l'échelle globale des dorsales et des zones de subduction, en termes de taux d'accrétion et de subduction du plancher océanique, qui dépendent à leur tour de processus tectoniques locaux.

6.2.2 Profil de viscosité et flux de chaleur

Dans une seconde expérience, nous nous intéressons à l'impact de la viscosité sur la vitesse moyenne des plaques et sur le flux de chaleur océanique. Nous comparons les résultats précédents aux mesures correspondant à des viscosités initiales choisies plus faibles : $\eta_m = 10^{21}$ Pa.s dans le manteau inférieur, et $\eta_{um} = 10^{20}$ Pa.s dans le manteau supérieur. La figure 6.4 présente l'évolution du flux de chaleur et de la vitesse moyenne des plaques sur 340 Ma, en partant du même état initial que précédemment.

Nous constatons ainsi que des viscosités plus faibles impliquent des variations de la vitesse moyenne et du flux de chaleur plus fréquentes et plus fortes (jusqu'à 100% en valeur relative). Nous savons que le frottement visqueux MD compense une traction gravitaire $SP+SS$ identique au cas précédent, et que celle-ci ne dépend pas de la viscosité, mais de la valeur initiale qui est imposée. Dans ce cas, l'équation (5.8) montre qu'à *Mantle Drag* constant, une viscosité moindre implique un taux de déformation plus élevé. La vitesse moyenne des plaques est donc affectée, en termes de fréquence et d'amplitude des variations, mais aussi en termes de vitesse moyenne des plaques sur le long terme : celle-ci est environ 3 fois plus élevée dans le cas de viscosités initiales plus faibles, passant de 2,7 à 9,2 cm/an. Les conséquences sont notamment visibles sur le plan thermique : avec des viscosités plus faibles, le mouvement relatif des plaques est modifié, de telle sorte que la distribution des âges n'évolue plus dans le même sens à court terme. Cela explique notamment qu'à l'instant initial, qui représente la configuration actuelle de la Terre, le flux de chaleur soit en phase croissante pour la courbe bleue, contrairement à ce qui est suggéré par les reconstructions tectoniques de Loyd et al. (2007) et de Becker et al. (2009).

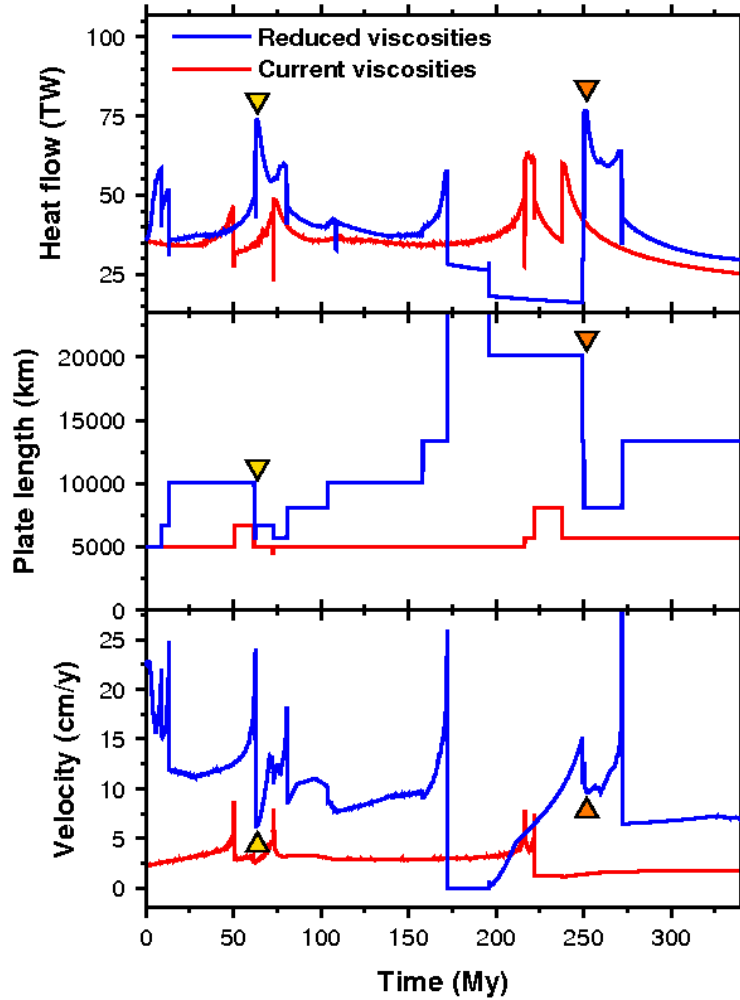


FIGURE 6.4 – Évolutions comparées du flux de chaleur et de la vitesse moyenne des plaques sur 340 Ma, pour deux profils de viscosité différents. L'état initial prescrit est similaire à la configuration actuelle de la Terre. Les courbes bleues correspondent à des viscosités initiales de $\eta_{um} = 10^{20}$ Pa.s et $\eta_m = 10^{21}$ Pa.s, alors que les courbes rouges correspondent à $\eta_{um} = 10^{21}$ Pa.s et $\eta_m = 10^{22}$ Pa.s (*cf.* Fig. 6.2 et 6.3). Les triangles jaunes et oranges indiquent des créations de dorsales, correspondant à la fois à des pics de flux de chaleur, des chutes de vitesse moyenne et des chutes de taille moyenne de plaques.

Notons par ailleurs que la vitesse d'une plaque (Eq. (5.16)) augmente brutalement quand la taille de la plaque tend vers zéro, c'est-à-dire juste avant sa disparition dans le manteau (*cf.* figure 6.4). Cela tient à la conservation de la quantité de mouvement du système : le frottement visqueux sous une plaque ne peut compenser ses forces motrices gravitaires que si la vitesse de la plaque augmente quand sa taille diminue (Eq. (5.8)). Les pics de vitesse visibles sur la figure 6.4 caractérisent donc les disparitions de plaques, et leur impact éphémère sur les valeurs moyennes de la vitesse des plaques et du flux en surface reste limité.

Cette seconde expérimentation montre que le choix du profil de viscosité influence fortement la tectonique ainsi que l'évolution de la vitesse moyenne et du flux de chaleur à court terme, mais qu'elle n'affecte pas significativement le taux de refroidissement moyen sur 340 Ma. En effet, quand la vitesse est multipliée par 3, le flux de chaleur moyen ne varie quasiment pas (de 37,1 à 37,9 TW). Cette observation contredit le comportement thermique déduit des lois d'échelle classiques, qui prédisent un flux de chaleur décroissant quand la viscosité augmente (e.g., Christensen, 1985; Grigné et al., 2005; Phillips et Coltice, 2010). Dans notre approche tectonique, ce paradoxe trouve son explication dans l'évolution de la taille des plaques : la figure 6.4 montre qu'un fluide de faible viscosité a du mal à produire un cisaillement suffisant pour rompre la lithosphère continentale et ouvrir un nouvel océan. Autrement dit, les plaques sont d'autant plus grandes que la viscosité est faible. Dans ce contexte, une viscosité faible donne bien une vitesse moyenne élevée, et donc une convection vigoureuse, mais les pertes de chaleur n'augmentent quasiment pas, car le renouvellement du plancher océanique ne peut être assuré si le cisaillement sous-continentale reste faible. Une telle décorrélation entre les valeurs moyennes de vitesse et de flux en surface peut avoir un impact important sur le comportement thermique à long terme de la planète, et ce point fera l'objet d'une étude spécifique dans la section suivante.

6.2.3 Discussion

Notre modèle permet de simuler une tectonique des plaques fortement dépendante du temps. Il est donc pertinent de comparer cette approche avec des modèles qui incorporent des frontières de plaques évolutives, tels que ceux proposés par Gait et Lowman (2007), Gait et al. (2008), Lowman et al. (2008) ou encore Stein et Lowman (2010). Ces études sont basées sur un modèle qui calcule la vitesse des plaques en annulant le cisaillement en surface, intégré sur toute la plaque. Au niveau des zones de subduction asymétriques, c'est la plaque la plus jeune qui plonge dans le manteau, et la vitesse de la fosse est simplement celle de la plaque supérieure à chaque instant. Une valeur critique du cisaillement sous la lithosphère permet de casser une plaque en deux, selon la méthode proposée par Moresi et Solomatov (1998) et utilisée notamment par Tackley (2000a) et Tackley (2000b). Enfin, une différence notable avec notre approche réside dans le fait que ces modèles considèrent des plaques d'épaisseur uniforme. Le principal point commun est que dans ces modèles comme dans le nôtre, le nombre de plaques n'est pas fixé à l'avance : il évolue en fonction de la dynamique des frontières de plaques. Certains résultats issus de ces modèles sont similaires à ceux que nous obtenons, concernant notamment la relation qui lie la géométrie des plaques et les pertes de chaleur. Par exemple Stein et Lowman (2010) montrent que le flux de chaleur décroît avec la taille des plaques. Dans notre modèle, nous mesurons un flux de chaleur plus faible pour des distributions des âges rectangulaires, qui correspondent à des plaques présentant une forte proportion de lithosphère ancienne, c'est-à-dire à des plaques plus larges en moyenne. Ce phénomène est aussi décrit par le modèle semi-empirique de Labrosse et Jaupart (2007). De plus, nous venons de voir que pour des viscosités plus faibles, l'élévation de la vitesse moyenne est compensée, en termes d'efficacité du refroidissement, par l'apparition de plaques plus grandes, freinant ainsi la production de plancher jeune. Un autre point commun entre les résultats de ces deux types de modèle concerne la dépendance temporelle de la vitesse moyenne et du flux à la viscosité : plus la géométrie des plaques varie (à faible viscosité), et

plus les fluctuations de vitesse moyenne et de flux de chaleur sont aigües et fréquentes. Cette observation est cohérente avec les résultats de Gait et Lowman (2007), qui montrent que la mobilité des frontières de plaques implique une variabilité accrue du flux de chaleur.

Néanmoins, il est important de noter que les mécanismes responsables de ces variations ne sont pas les mêmes dans notre modèle et dans celui utilisé par les études citées plus haut. En effet, dans les simulations présentées par Gait et Lowman (2007) et Gait et al. (2008), l'épaisseur de chaque plaque est uniforme et égale pour toutes les plaques. Le flux est donc calculé avec la loi de Fourier (3.1), sans tenir compte du modèle de refroidissement de demi-espace infini (*cf.* chapitre 5). Dans ce cas, la mobilité des frontières de plaques engendre des variations du flux qui sont dues aux fluctuations du gradient thermique local. Il en va autrement dans notre approche, où la variation du flux de chaleur émerge de la distribution évolutive des âges du plancher océanique, elle-même contrôlée par l'hétérogénéité des taux de production et de disparition du plancher aux frontières de plaques. En effet, nous considérons dans ce modèle un manteau bien mélangé, donc de température uniforme, et les variations du flux sont d'origine purement tectonique. Cette différence explique notamment pourquoi ces fluctuations sont plus vigoureuses dans le modèle MACMA que dans les modèles qui considèrent des plaques d'épaisseur uniforme.

D'autre part, les expériences *in virtuo* présentées ci-dessus mettent en évidence un couplage entre la tectonique et l'évolution du flux de chaleur qui diffère notablement des modèles classiques de convection mantellique. En effet, dans les simulations numériques classiques (e.g., Phillips et Bunge, 2005; Gait et Lowman, 2007) comme dans les études paramétriques utilisant les lois d'échelle vues au chapitre 3 (e.g., Christensen, 1985; Turcotte et Schubert, 2002), la vitesse moyenne de la lithosphère et le flux de chaleur en surface sont fortement corrélés : un flux fort va de pair avec une vitesse moyenne élevée, ce qui correspond à une température élevée et une viscosité faible. En réalité, cela revient à considérer un nombre fixé de plaques au cours de l'évolution du système. Si au contraire nous tenons compte de l'évolution des âges du plancher océanique, notre modèle montre que le flux de chaleur dépend avant tout des processus tectoniques de surface, alors que la vitesse reste contrôlée par la viscosité – et de façon transitoire par l'histoire des subductions. La figure 6.4 en donne un exemple probant : les sauts de flux et de vitesse sur 340 Ma ont bien lieu aux mêmes dates, mais la plupart des pics de flux thermique correspondent à des chutes de vitesse, car la distribution des âges du plancher océanique est modifiée par un changement structural du système (*cf.* triangles jaunes et oranges de la figure 6.4). Une production soudaine de lithosphère jeune renforce le flux de chaleur, mais comme cela est généralement dû à une rupture de continent ou une formation de bassin d'arrière-arc, l'accrétion de plancher jeune est un processus intrinsèquement lent, puisque les plaques nouvellement créées ne sont pas entraînées par une traction gravitaire de type *slab pull*. Par conséquent, un pic du flux de chaleur en surface correspond à une chute de la vitesse moyenne des plaques. À l'heure actuelle, les modèles numériques de convection mantellique ne peuvent pas rendre compte de ces transformations structurales, car ils ne considèrent pas de continents sur les plaques à frontières mobiles, bien que les cycles continentaux soient souvent considérés comme ayant un rôle significatif sur l'évolution du flux de chaleur en surface (e.g., Gurnis, 1988; Bercovici et al., 2000; Phillips et Bunge, 2007; Labrosse et Jaupart, 2007).

Nous pouvons conclure de ces premières expériences que le modèle MACMA est un outil capable de rendre compte d'une large palette de vitesses de plaques, pour des contextes

tectoniques variés. En particulier, le bilan des forces que nous proposons permet de décrire correctement le comportement dynamique d'un certain nombre de plaques terrestres. Par ailleurs, ce modèle définit un couplage entre la tectonique et le comportement thermique du système qui permet de rendre compte de la chute du flux de chaleur depuis le Cénozoïque suggérée par les reconstructions tectoniques récentes. De plus, nous avons vu que cette approche permettait de mieux comprendre le couplage à court terme entre la dynamique des plaques et le flux de chaleur en surface, en rendant compte notamment de l'impact thermique de phénomènes structuraux tels que la création d'un bassin d'arrière-arc ou l'ouverture d'un océan, qui sont ici décrits par des lois explicites. Rappelons néanmoins que notre modèle contient un grand nombre de simplifications des phénomènes étudiés, et que c'est précisément pour cette raison qu'il est possible de simuler 340 Ma en quelques minutes sur un ordinateur personnel classique. Il ne faut donc pas voir MACMA comme un outil prédictif, mais comme un laboratoire virtuel de tectonique, qui permet de tester des hypothèses et d'expérimenter aisément des modèles géophysiques tels que l'expression des forces appliquées aux plaques, le modèle de demi-espace infini de la lithosphère océanique, ou encore la convection de petite échelle. Les lois analytiques et empiriques qui sont superposées dans ce modèle peuvent être individuellement testées, comparées et modifiées en cas de besoin. La validité du modèle testé ci-dessus étant raisonnablement éprouvée, nous allons maintenant l'utiliser pour examiner certains concepts classiques liés à l'histoire thermique de la planète.

6.3 Histoire de la Terre : la catastrophe thermique n'aura pas lieu

6.3.1 Paramétrisation de l'évolution thermique du système

Nous avons vu au chapitre 2 que des contraintes géologiques indépendantes permettaient de borner le refroidissement de la Terre à 200 K au cours des 3 derniers milliards d'années. En faisant l'hypothèse d'un tel taux de refroidissement (~ 65 K/Ga) pour la configuration actuelle de la Terre, et en considérant les estimations récentes du flux de chaleur à la surface du manteau (Jaupart et al., 2007), nous constatons que les estimations actuelles du chauffage radioactif terrestre ne permettent pas de compenser les pertes en surface, violant ainsi l'équation du refroidissement séculaire (Eq. (2.12)) redonnée ci-dessous : c'est le paradoxe de la chaleur manquante.

$$MC_p \frac{dT}{dt} = -Q + H_{tot}$$

où Q est le flux de chaleur en surface et H_{tot} la production totale d'énergie radioactive dans le manteau. Rappelons que si les estimations actuelles de Q et de H_{tot} sont bonnes, le taux de refroidissement de la Terre est aujourd'hui de 120 K/Ga.

Une façon de lever ce paradoxe est de supposer que le taux de refroidissement de la planète est plus fort aujourd'hui que dans le passé, car le chauffage radioactif diminue avec l'âge de la planète, tandis la tectonique des plaques assure un flux de chaleur dont la valeur moyenne varie peu, car ses fluctuations d'origine tectonique sont bornées (Labrosse et Jaupart,

2007). En effet, aujourd'hui les pertes d'énergie issues du manteau convectif (39 TW d'après la compilation des données réalisée par Jaupart et al. (2007)) sont bien supérieures au chauffage radioactif communément admis (~ 13 TW d'après Jochum et al. (1983)); cependant il y a 3 milliards d'années, le chauffage interne s'élevait à 30 TW (évolution exponentielle), donc le taux de refroidissement moyen sur cette période ne peut être inférieur à 65 K/Ga qu'à condition que le flux de chaleur soit resté inférieur à 50 – 60 TW à cette époque. Cependant les études paramétriques du refroidissement terrestre ne peuvent rendre compte d'un flux stable dans le passé. En effet, nous avons vu au chapitre 3 que les approches classiques, qui consistent à paramétrer le flux à partir d'une déstabilisation convective de la lithosphère, conduisaient toutes à une explosion thermique du manteau, si l'on part de la valeur actuelle du flux de chaleur pour remonter l'histoire thermique de la planète (e.g., Davies, 1980; McKenzie et Richter, 1981; Christensen, 1985).

Des solutions alternatives ont été proposées, incluant des mécanismes supplémentaires destinés à justifier un ralentissement de la tectonique dans le passé (e.g., Conrad et Hager, 1999b; Korenaga, 2006). Cependant nous avons vu au chapitre 3 que ces propositions comportaient des hypothèses très fortes sur les mécanismes de contrôle de la tectonique, et qu'elles supposaient de plus une prédominance des plaques de grande épaisseur (> 100 km) à la surface de la Terre, alors même que la configuration actuelle de la planète présente des subductions à tous les âges avec la même probabilité (Smith et Sandwell, 1997). Une hypothèse de tectonique intermittente a aussi été proposée par Silver et Behn (2008), mais celle-ci supposait qu'une lithosphère océanique ne plonge pas avant d'avoir atteint 500 km d'épaisseur, ce qui est en désaccord avec les études récentes de stabilité des marges passives continentales (Nikolaeva et al., 2011).

Afin de lever le paradoxe de la chaleur manquante, il est possible de suivre la proposition de Labrosse et Jaupart (2007), qui montrent que le flux de chaleur ne dépend que de l'âge maximal du plancher océanique sur Terre. Nous proposons donc une paramétrisation du flux de chaleur qui repose sur un mécanisme indépendant de la viscosité du manteau $\eta(T_m)$, car c'est leur forte dépendance en température qui conduit les paramétrisations classiques à la catastrophe thermique. L'ensemble de cette démarche fait l'objet d'un article en cours de soumission à l'heure de la rédaction (Combes et Grigné, 2011) et cet article est joint en fin de manuscrit. Nous donnons ci-dessous les grandes lignes de notre raisonnement.

Dans le cadre de l'élaboration du modèle MACMA, nous avons cherché une expression analytique de l'âge d'initiation des subductions qui dépende de la température du manteau, car un manteau plus chaud, donc moins visqueux, aurait plus de difficulté à supporter une lithosphère qui s'épaissit avec l'âge. Sachant que nous voulions aussi tenir compte du phénomène d'érosion thermique dû à la mise en place d'une convection de petite échelle (SSC) sous la lithosphère rigide (e.g., Davaille et Jaupart, 1994; Ballmer et al., 2010), nous avons estimé qu'il n'était pas cohérent d'invoquer une déstabilisation convective de la lithosphère épaissie aux marges continentales, si cet épaississement requérait une absence de SSC à ce niveau. Afin d'éviter une dépendance « catastrophique » en température, nous avons proposé différents mécanismes de surface pour l'initiation des subductions, qui sont indépendants de la viscosité du manteau.

Notre étude se base sur l'expression du flux océanique moyen $\bar{q}$ proposée par Labrosse

et Jaupart (2007) :

$$\bar{q} = \frac{2k \delta T}{\sqrt{\pi \kappa \tau_{max}}} \quad (6.2)$$

où τ_{max} est l'âge maximal du plancher océanique sur la planète. Il faut donc trouver une expression analytique pour l'âge maximal du plancher océanique τ_{max} en fonction de la température du manteau, afin d'obtenir une expression du flux de chaleur variable au cours de l'histoire thermique de la planète. Les plaques en subduction étant plus rapides pour un régime thermique plus chaud (ce qui correspond à des âges d'entrée en subduction plus faibles), nous estimons que l'âge maximal τ_{max} doit se trouver en général sur une marge passive, juste avant son entrée en subduction. Sous cette hypothèse, l'âge τ_{max} est donc aussi l'âge critique d'initiation des subductions τ_{subd} . Nous présentons ici le mécanisme qui a été utilisé dans le modèle MACMA ; la discussion concernant les autres mécanismes que nous avons proposés se trouve dans l'article joint en fin de manuscrit.

Afin de tenir compte de l'effet maximal de la température du manteau dans un processus de surface, nous proposons de considérer que la principale force à vaincre pour faire entrer une lithosphère océanique dans le manteau, au niveau d'une marge continentale, est la résistance cassante du couplage entre la lithosphère océanique et la lithosphère continentale. Dans ces conditions, l'âge critique d'initiation de la subduction est l'âge τ_{subd} défini dans la section 5.4.3 du chapitre précédent (équation (5.31)) :

$$\tau_{max} = \tau_{subd} = \tau_{max}^p \left(\frac{T_m^p - T_0}{T_m - T_0} \right)^2$$

où $\tau_{subd}^p = 180$ Ma est l'âge maximal du plancher actuel, avec T_0 , T_m^p et T_m , respectivement les températures de la surface, du manteau actuel et du manteau à l'instant t .

À titre de comparaison, l'âge critique de déstabilisation de la lithosphère basé sur le critère convectif des études paramétriques classiques s'écrit :

$$\tau_{max} = \tau_{max}^p \left(\frac{\eta(T_m)}{\eta_p} \right)^{2/3} \left(\frac{T_m^p - T_0}{T_m - T_0} \right)^{2/3} \quad (6.3)$$

où $\eta(T_m)$ et η_p sont la viscosité à la température T_m et la viscosité actuelle du manteau supérieur. La forte dépendance de cette loi en température est à l'origine de la catastrophe thermique.

La figure 6.5 présente les évolutions couplées de l'âge maximal critique τ_{max} , du flux total Q et de la température moyenne de la Terre T_m , pour trois mécanismes différents : l'âge critique constant de Labrosse et Jaupart (2007), le critère cassant de notre modèle et le critère convectif des paramétrisations classiques. Ce dernier conduit comme nous le savons à une explosion thermique dans le passé, tandis que les autres l'évitent, car ils sont indépendants de la rhéologie du manteau qui dépend fortement de la température. Pour les modèles qui ne conduisent pas à une explosion thermique, la température moyenne du manteau continue d'augmenter dans les premiers millions d'années tant que la production radioactive est supérieure au flux de chaleur en surface. Notons cependant que le mécanisme cassant n'est pas valide pour expliquer la déstabilisation de la lithosphère océanique, car le

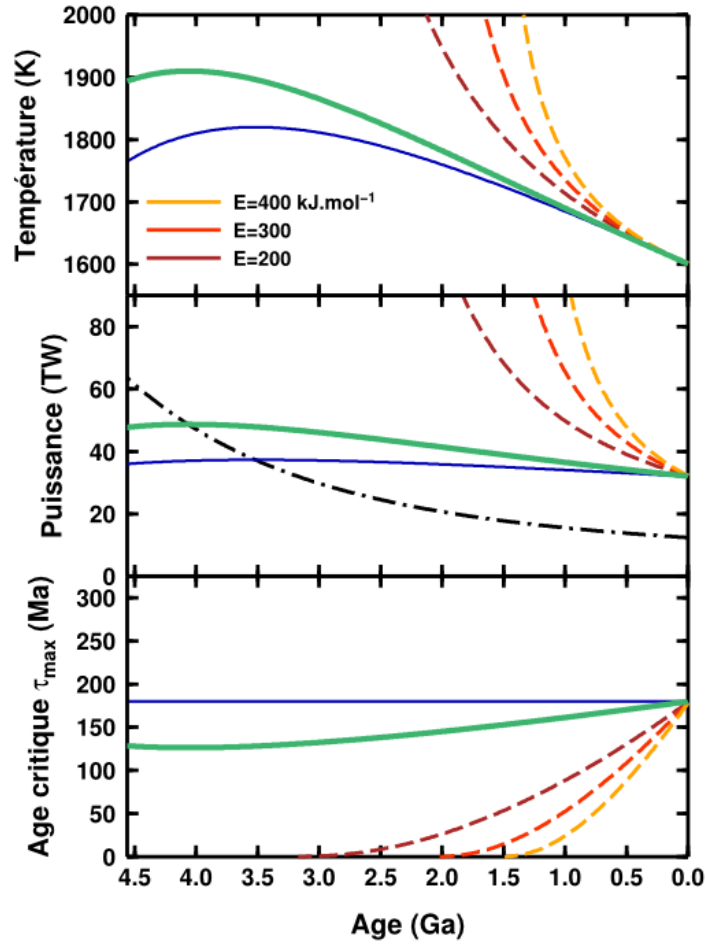


FIGURE 6.5 – Évolution de l'âge critique de subduction τ_{max} , du flux de chaleur Q_{oc} et de la température moyenne de la Terre T_m au cours de son histoire thermique, pour trois mécanismes d'initiation des subductions. La courbe noire représente la décroissance du taux de chauffage radioactif. Pour les trois modèles, l'âge critique actuel, le flux actuel et la température actuelle sont pris égaux à 180 Ma, 1600 K et 32 TW respectivement. Le critère convectif (courbes en tirets jaunes à bruns) conduit à la catastrophe thermique pour une énergie d'activation E entre 200 et 400 kJ/mol, tandis que le modèle d'âge critique constant de Labrosse et Jaupart (2007) (courbe bleu foncé) est cohérent avec les contraintes géologiques du refroidissement séculaire. Le modèle cassant (courbe verte) évite la catastrophe thermique sans respecter strictement les contraintes géologiques.

seul poids du plancher ne peut vaincre la rigidité de la plaque, comme l'a montré McKenzie (1977). D'ailleurs nous pouvons observer que ce mécanisme ne respecte pas strictement les contraintes géologiques imposées sur le refroidissement du manteau, car la température moyenne est supérieure à 1800 K il y a 3 milliards d'années. Cependant, un tel mécanisme nous permet de placer une borne supérieure à l'effet de la température sur un processus de surface qui décrirait l'initiation des subductions. Notre étude montre donc qu'un processus de surface indépendant de la rhéologie du manteau permet de lever le paradoxe de la chaleur manquante sans conduire à la catastrophe thermique. Dans ce contexte, les travaux actuels

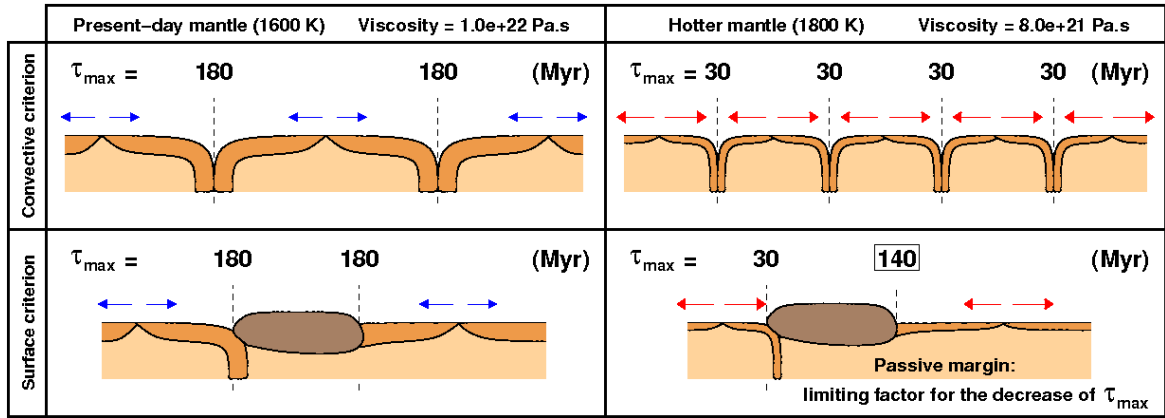


FIGURE 6.6 – Effet d’une viscosité moindre sur l’âge de déstabilisation de la lithosphère, avec ou sans continent en surface couplé à la lithosphère océanique. En haut : en l’absence de continents, $\tau_{\max}$ décroît de façon homogène pour toutes les plaques dans un contexte plus chaud, conduisant à un flux de chaleur plus élevé. En bas : avec un critère cassant, $\tau_{\max}$ reste relativement élevé au niveau des marges passives, évitant ainsi une divergence du flux de chaleur et de la température dans le passé. La viscosité dépend exponentiellement de T_m (Karato et Wu, 1993), avec $E = 300$ kJ/mol. Le critère convectif correspond à l’âge critique (Eq. (6.3)) et le critère cassant à l’âge critique (Eq. (5.31)). Les flèches bleues et rouges correspondent respectivement au présent et au passé.

sur la déstabilisation de la lithosphère océanique au niveau des marges passives (e.g., Gerya, 2010; Nikolaeva et al., 2011) devraient permettre de mieux comprendre l’évolution thermique de la Terre.

Notons enfin qu’il n’est pas nécessaire d’invoquer des mécanismes qui ralentiraient l’activité tectonique dans le passé, pour éviter la catastrophe thermique. En effet, pour un contexte plus chaud dans le passé, la viscosité du manteau supérieur est moindre, ainsi la vitesse des plaques et le taux d’accrétion sont plus élevés que dans le contexte actuel, ce qui crée davantage de plancher jeune et une augmentation du flux de chaleur en conséquence dans le passé. Cependant, dans ces conditions, seules les plaques présentant une zone de subduction verraient leur âge maximal diminuer en remontant dans le passé, car si l’on considère un processus de surface pour initier les subductions, τ_{subd} reste borné quelle que soit la température T_m du manteau. Les marges passives sont donc le facteur limitant de l’augmentation du flux dans le passé. La figure 6.6 illustre ce facteur limitant en comparant un critère convectif et un critère cassant dans une configuration actuelle et dans un contexte plus chaud du passé.

Nous retiendrons de cette étude que la catastrophe thermique obtenue par les lois d’échelle classiques est due à l’utilisation d’un critère convectif inadapté au contexte terrestre. En effet, sur Terre, la lithosphère océanique est couplée à une lithosphère continentale rigide et épaisse qui ne peut entrer en subduction. Si le mécanisme d’initiation des subductions reste mal compris à l’heure actuelle, notamment en ce qui concerne le rôle de bouée et/ou d’initiateur joué par la lithosphère continentale (e.g., Gerya, 2010; Nikolaeva et al., 2011), il

n'en demeure pas moins que seuls les mécanismes de surface peuvent concilier la dynamique actuelle des plaques tectoniques et les contraintes géologiques du refroidissement séculaire de la planète. Retenons enfin qu'un tel mécanisme n'a pas besoin d'invoquer de ralentissement de la tectonique dans le passé pour éviter la catastrophe thermique (e.g., Korenaga, 2006), car contrairement aux modèles classiques, les processus de surface proposés ici ne dépendent pas de la rhéologie du manteau.

6.3.2 Simulation multi-agents de l'histoire thermique terrestre

Le modèle MACMA permet d'étudier l'évolution thermique de la planète en simulant une tectonique des plaques à la surface du manteau à partir de mécanismes explicites. Cet outil nous permet donc de faire émerger le comportement thermique du système à partir de l'interaction des plaques tectoniques : nous passons ainsi d'une paramétrisation qui ne s'occupe pas des articulations de la tectonique ou de la convection (e.g., Labrosse et Jaupart, 2007) à une simulation qui calcule explicitement ces articulations, et qui permet ainsi de tester l'influence de chaque paramètre et de chaque loi empirique sur le comportement thermo-mécanique du système Terre. L'évolution géométrique, cinématique et thermique de la planète sur 4,5 Ga a ainsi été simulée par MACMA pour une température initiale de 1770 K, une énergie d'activation $E = 200$ kJ/mol, une contrainte seuil $F_{lim} = 9 \times 10^{12}$ N/m, une épaisseur d'advection sous-continentale $h = 350$ km et une proportion de continents correspondant à la configuration actuelle. Les résultats de cette première simulation sur le long terme sont présentés sur la figure 6.7.

Nous pouvons observer sur la figure 6.7 que l'évolution moyenne du flux total Q est lentement décroissante depuis 3 Ga, alors que ses fluctuations sont plus importantes que la chute totale sur 3 Ga, comme le suggéraient Labrosse et Jaupart (2007). De plus, nous constatons que notre modèle respecte les contraintes géologiques sur le taux de refroidissement séculaire, avec une chute de température de 190 K sur 3 Ga. Nous notons aussi que les fluctuations d'origine tectonique n'ont quasiment pas d'impact sur l'évolution de la température, et que par conséquent la température n'est pas une observable pertinente pour étudier l'histoire tectonique de la Terre : elle ne renseigne en rien sur les variations du flux ou sur l'évolution géométrique de la planète (Labrosse et Jaupart, 2007). Parallèlement, la vitesse moyenne des plaques apparaît plus élevée dans le passé, mais là aussi les fluctuations à court terme sont plus importantes que l'évolution moyennée sur toute cette période. D'autre part, nous observons l'apparition de cycles continentaux : la durée de vie des supercontinents simulés est comprise entre 60 et 200 Ma, et ces agrégations sont relativement peu fréquentes, ce qui correspond aux éléments dont nous disposons concernant l'histoire de la Terre (Li et al., 2008). Nous observons enfin que la tectonique terrestre est encore assez dynamique après 3 Ga de refroidissement en régime sub-solidus, pour provoquer des variations du flux de chaleur en surface de plus de 40% en 150 Ma, ce qui est cohérent avec les reconstructions tectoniques récentes (Lloyd et al., 2007; Becker et al., 2009).

Enfin, il faut avoir à l'esprit que nous partons d'une configuration de la surface qui ne peut correspondre à la Terre il y a 4,5 Ga : on estime en effet que la surface était recouverte

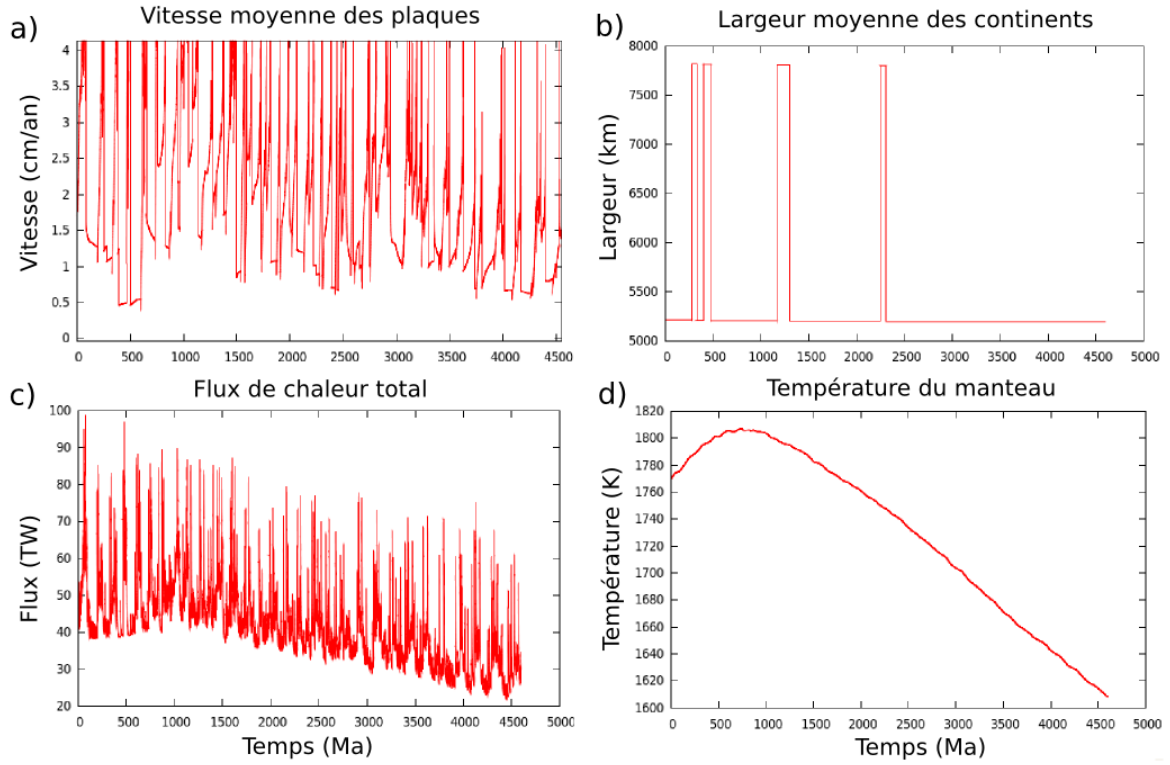


FIGURE 6.7 – Evolution d’une histoire thermique terrestre avec MACMA. L’âge critique de subduction actuel τ_{max}^p , l’énergie d’activation E , la contrainte seuil de rupture des continents F_{lim} et l’épaisseur de la couche d’advection h valent respectivement 180 Ma, 200 kJ/mol, 9×10^{12} N/m et 350 km. a) Vitesse moyenne des plaques $\bar{U}$ (cm/an). b) Largeur moyenne des continents $\bar{a}$ (km). c) Flux de chaleur total Q (TW). d) Température moyenne du manteau T_m (K).

d’une océan de magma jusqu’à environ -3 Ga (Jaupart et al., 2007). Cependant nous avons choisi de démarrer à cet âge reculé de façon à laisser le système atteindre une température d’équilibre à -3 Ga, sans imposer l’état thermique de la planète à cette date. Soulignons ici que les résultats de la figure 6.7 sont le fruit de la longue liste d’approximations qui ont été décrites dans le chapitre 5, et que par conséquent, il est légitime de questionner l’impact des lois empiriques et des valeurs de paramètres choisies pour obtenir ces résultats. La section qui suit s’attèle donc à quantifier cet impact, afin de déterminer quels sont les éléments du modèle MACMA qui influencent le plus le comportement thermique de la planète simulée.

6.4 Le modèle MACMA au banc d'essai

L'élaboration du modèle thermique de MACMA nous a conduits à décrire explicitement les mécanismes d'érosion thermique et d'initiation des subductions. Cette démarche nous a amenés à réfléchir à l'impact de ces phénomènes sur le long terme, pour examiner sous un jour nouveau la question de la « catastrophe thermique ». Notons cependant que l'explicitation des phénomènes ne permet pas seulement de discuter la cohérence des modèles, mais qu'elle est aussi et surtout un moyen d'expérimenter l'impact des lois d'un modèle de façon ciblée. Nous allons donc montrer dans quelle mesure notre outil peut être utilisé comme un laboratoire virtuel de géophysique, en comparant l'influence de différentes lois empiriques et de certains paramètres physiques sur le comportement global du système.

6.4.1 Influence des lois empiriques du modèle

6.4.1 - A Loi de migration des fosses de subduction

Deux lois empiriques décrivant le mouvement des zones de convergence du plancher océanique ont été testées : la première repose sur un critère structural et a été présentée au chapitre 5, tandis que la seconde repose sur un critère cinématique. Pour décrire ce dernier, nous nous basons sur la paramétrisation des zones de subduction proposée par Lallemand et al. (2008), qui compte positivement les vitesses de plaques allant dans le sens de la subduction (figure 6.8).

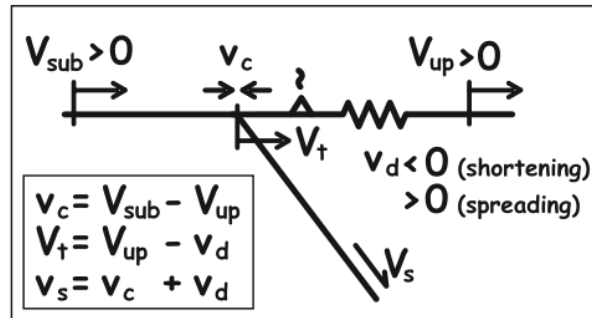


FIGURE 6.8 – Paramétrisation du mouvement des fosses de subduction : critère cinématique. V_{sub} et V_{up} sont les vitesses des plaques, tandis que V_t et V_s sont la vitesse de la fosse et la vitesse d'entrée en subduction respectivement. V_c et V_d sont le taux de convergence des plaques et le taux de déformation de la plaque supérieure. Source : Lallemand et al. (2008).

Le critère cinématique repose sur le calcul des vitesses de plaques V_{sub} et V_{up} basé sur le bilan de forces explicité au chapitre 5. À partir de ces valeurs, le calcul du taux de déformation de la plaque supérieure $V_d = V_{up} + V_s - V_{sub}$ permet d'estimer si cette plaque subit une compression ou une extension mécanique. La vitesse d'entrée en subduction V_s est

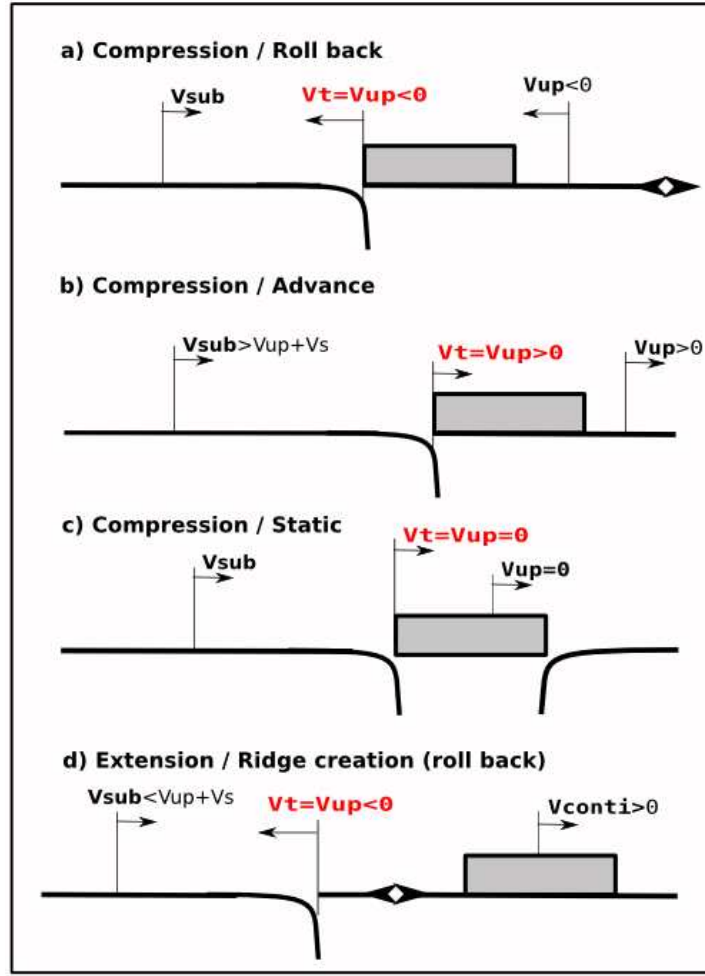


FIGURE 6.9 – Comportement des fosses de subduction basé sur un critère cinématique. Les vitesses sont comptées positivement dans le sens des subductions. Pour un taux de déformation négatif ($V_d < 0$), le régime est compressif et la fosse peut être soit en retrait (*roll back*, a), soit en avance ($V_{sub} > V_{up} + V_s$, b), soit en position statique (continent bordé de zones de subduction, c). Pour $V_d > 0$, le régime est extensif et une dorsale est créée entre la fosse et la plaque supérieure (d). Cette dernière se déplace alors vers la fosse de subduction, qui recule en état de *roll back* ($V_t = V_{up}$).

définie par :

$$V_s = V_s^p \frac{\eta_m^p}{\eta_m(T_m)} \quad (6.4)$$

avec $V_s^p = 55$ mm/an la vitesse actuelle d'entrée en subduction. En cas de compression (i.e. $V_d < 0$), le mouvement de la fosse est égal à celui de la plaque supérieure ($V_t = V_{up}$), et en cas d'extension ($V_d > 0$), une dorsale océanique est créée, de la même façon que nous l'avons présenté dans la section 5.5.5. Ce critère permet de rendre compte à la fois de l'avancée ou du retrait d'une fosse. La figure 6.9 illustre les quatre configurations possibles du critère cinématique.

Le tableau 6.2 présente quatre exemples typiques de la dynamique des zones de subduction dont ce critère cinématique peut rendre compte. Ceux-ci correspondent aux quatre configurations explicitées sur la figure 6.9. L'exemple 1 illustre la subduction de la plaque Nazca sous la plaque sud-américaine : le fort taux de convergence V_c dépassant le taux de subduction V_s , le contexte est compressif. L'exemple 2 représente une plaque rapide en subduction sous une plaque qui se déplace dans le même sens. Si la première est suffisamment rapide, le régime est compressif. L'exemple 3 montre une plaque supérieure statique, qui illustre le cas d'un continent bordé par deux zones de subduction. Enfin l'exemple 4 représente un contexte extensif, où les plaques de part et d'autre de la zone de subduction ont des vitesses proches, souvent faibles. Dans ce cas une dorsale est créée, débouchant par conséquent sur le recul de la fosse à la vitesse $V_t = V_{up}$ (*roll back*). Notons que ce critère cinématique est physiquement plus légitime que le critère structural : il tient notamment compte du taux de subduction pour déterminer le régime de déformation. Par ailleurs, il correspond davantage aux relations cinématiques proposées à partir d'études statistiques (e.g., Lallemand et al., 2008) ou d'expériences analogues en laboratoire (e.g., Funiciello et al., 2003, 2008).

Exemple	V_{sub}	V_{up}	$V_d = V_{up} + V_s - V_{sub}$	Mouvement fosse	sur Terre...
1	+70	-5	$V_d = -20 < 0$ Compression	$V_t = V_{up} < 0$ Roll back	Nz - SAm
2	+80	+15	$V_d = -10 < 0$ Compression	$V_t = V_{up} > 0$ Avance	-
3	+60	0	$V_d = -5 < 0$ Compression	$V_t = V_{up} = 0$ Statique	-
4	+5	0	$V_d = 50 > 0$ Extension	$V_t = V_{up}^{new} < 0$ Dorsale créée donc, Roll back	Scotia

TABLE 6.2 – Critère cinématique : quelques exemples du mouvement de la fosse en fonction des vitesses de plaques V_{sub} et V_{up} , et du taux d'entrée en subduction V_s .

La figure 6.10 illustre l'impact des deux lois que nous avons proposées pour rendre compte du mouvement des fosses de subduction. Les deux lois fonctionnent à court terme, mais au bout de quelques centaines de millions d'années, le critère cinématique débouche sur une interruption de l'activité tectonique, due à la disparition de toutes les dorsales, sans que ces dernières soient remplacées. Ce résultat pose le problème du mouvement des frontières de plaques à l'échelle globale : pour que la tectonique reste active au cours de l'histoire thermique, il doit exister suffisamment de créations de zones d'accrétion pour compenser les disparitions de dorsales, sans quoi le système convergerait vers une tectonique intermittente suivant l'hypothèse de Silver et Behn (2008), mais cela impliquerait qu'un plancher océanique de plus de 500 km d'épaisseur puisse demeurer en surface sans entrer en subduction. Pour éviter cela, les mécanismes qui peuvent créer des dorsales sont la rupture de lithosphère

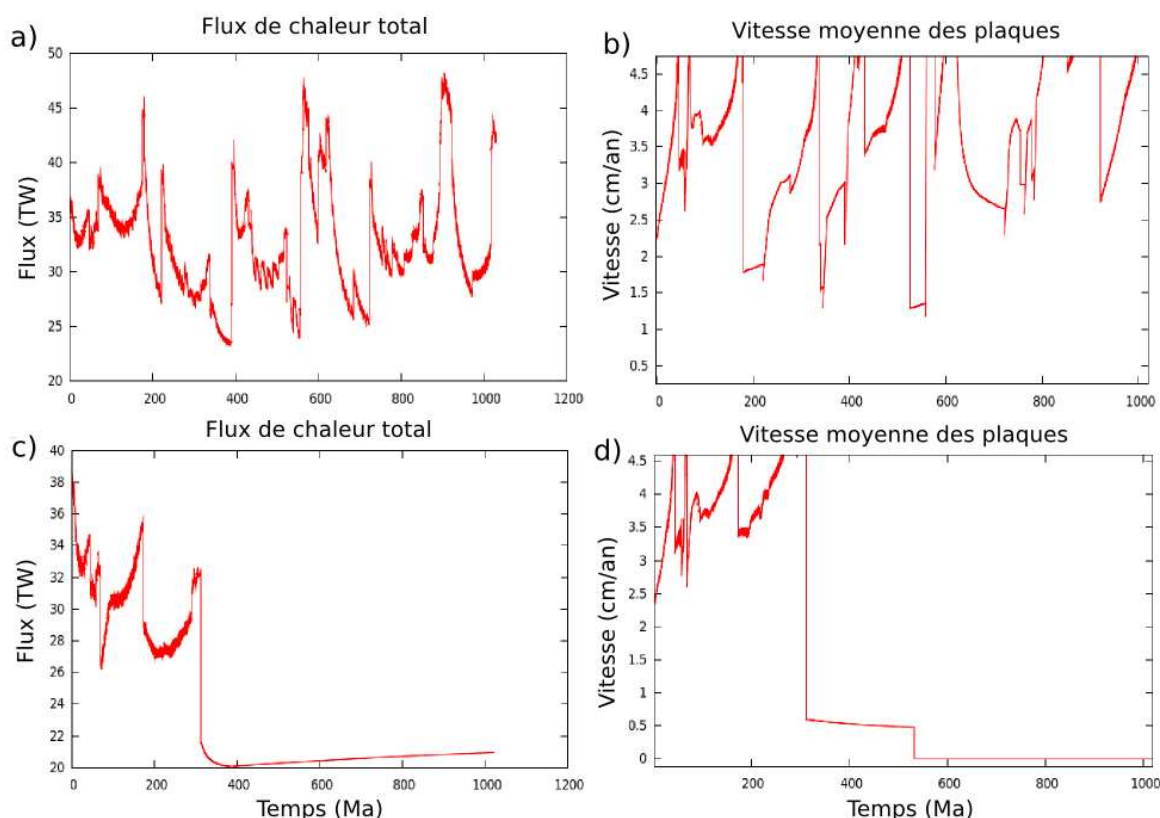


FIGURE 6.10 – Comparaison de l’impact des lois de migration des fosses de subduction. a) Évolution du flux de chaleur pour un critère structural. b) Évolution correspondante de la vitesse moyenne des plaques. c) Évolution du flux de chaleur pour un critère cinématique. d) Évolution correspondante de la vitesse moyenne des plaques, illustrant une interruption manifeste de l’activité tectonique. Les courbes de vitesse sont tronquées car les pics de vitesse n’ont pas de réalité physique.

continentale (mais l’océanisation n’est pas forcément possible si les continents sont dispersés) et la rupture de lithosphère océanique. Cette dernière n’est envisageable dans notre modèle que par la création de bassins d’arrière-arc, ce qui n’est pas exceptionnel sur Terre, dans la mesure où la façade Ouest du Pacifique est bordée de bassins d’arrière-arc. Cependant, si la dernière dorsale disparaît dans une configuration qui ne permet pas de rompre un continent, les subductions sont stoppées car la surface terrestre doit rester constante. De plus une rupture de la lithosphère océanique due à la traction des plaques plongeantes n’est pas envisagée dans notre modèle, car ce phénomène n’est pas observé sur Terre, et nous nous voyons dans l’impossibilité de fournir une localisation et une expression analytique à un tel processus.

À ce stade, nous ne pouvons donc opter pour un mécanisme de migration des fosses de subduction pleinement satisfaisant. Estimant qu’une tectonique stable doit pouvoir compenser les subductions de dorsales, nous pensons que le critère cinématique en l’état doit être écarté. Il serait cependant intéressant de revenir sur ce point, en considérant la dynamique des zones de subduction de façon plus complète, en tenant compte notamment des forces interplaques exercées par les chaînes de montagnes sur les plaques en subduction.

6.4.1 - B Loi d'initiation des subductions

Nous comparons ici trois modèles d'initiation des subductions : le modèle de lithosphère cassante (Eq. (5.31)) décrit dans le chapitre 5, le modèle convectif classique (Eq. (6.3)) introduit dans le chapitre 3 (e.g., Christensen, 1985; Turcotte et Schubert, 2002) et éprouvé dans le présent chapitre au regard de la « catastrophe thermique », et un modèle simple imposant un âge fixe d'initiation des subductions $\tau_{subd} = \tau_{subd}^p$.

Dans les trois modèles étudiés, l'histoire thermique est simulée sur 3 milliards d'années jusqu'à la date d'aujourd'hui. La température initiale du manteau $T_m(t=0)$ est choisie par essai-erreur de façon à obtenir une température actuelle $T_m^p = 1600 \pm 10$ K. Cette valeur est choisie comme température de référence pour une viscosité $\eta_m = 3 \times 10^{22}$ Pa.s du manteau inférieur, ce qui implique que les viscosités initiales sont déterminées par le choix de l'énergie d'activation E selon l'équation 5.1. Cette étude considère une énergie d'activation

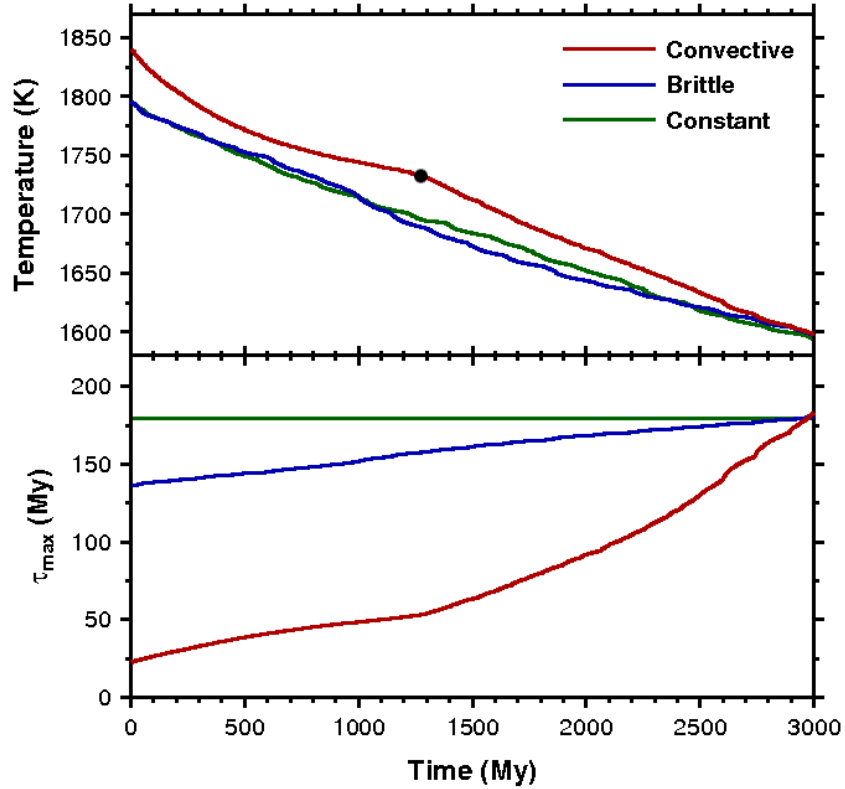


FIGURE 6.11 – Évolution de l'âge d'initiation des subductions et de la température du manteau en fonction du modèle d'initiation des subductions. Les courbes rouge, bleue et verte correspondent respectivement à un critère convectif, un critère cassant et un âge constant d'initiation des subductions. La température initiale est choisie de façon à obtenir dans chaque cas $T_m^p = 1600$ K. On prend de plus $E = 300$ kJ/mol et $F_{lim} = 9 \times 10^{12}$ N/m.

$E = 300$ kJ/mol et un seuil de rupture continentale $F_{lim} = 9 \times 10^{12}$ N/m. Une valeur maximale du flux $q_{max} = 600$ mW.m⁻² est imposée ici pour limiter les pertes de chaleur au niveau des dorsales, de façon à correspondre aux mesures de terrain (Louden et Wright, 1989; Davis, 1989). Une étude spécifique montrera dans la section suivante que cette valeur maximale peut être choisie indifféremment entre 400 et 1200 mW.m⁻² sans modifier les résultats ; il est donc raisonnable d'utiliser une valeur constante de q_{max} . Rappelons cependant que ce bornage n'est pas nécessaire dans l'absolu, puisque l'intégrale du flux de chaleur converge (cf chapitre 5).

La figure 6.11 présente l'évolution de l'âge d'initiation des subductions τ_{subd} et de la température du manteau T_m pour les trois modèles considérés. Le modèle cassant et le modèle d'âge fixe donnent quasiment la même évolution thermique, tandis que le modèle convectif requiert une température initiale supérieure de 40 K. Cela est dû au fait que le critère convectif (Eq. (6.3)) conduise à un âge critique τ_{subd} très faible à haute température (25 Ma pour $T_m = 1840$ K), impliquant une réorganisation fréquente de la géométrie des plaques et une disparition rapide du plancher d'âge supérieur à 25 Ma. De son côté, le critère cassant donne un âge critique (Eq. (5.31)) qui reste relativement élevé (≥ 135 Ma) au cours des 3 milliards d'années.

La figure 6.12 présente l'évolution de la taille moyenne des plaques et du flux de chaleur sur 3 milliards d'années, en fonction des trois modèles étudiés. Nous observons, comme dans l'étude à court terme de la section 6.2.2, que dans les trois cas, les pics de flux de chaleur correspondent à des chutes de la taille moyenne des plaques : en effet les créations de dorsales et de bassins d'arrière-arc sont la cause d'une production soudainement accrue de plancher océanique jeune. Comme pour la température mantellique, le modèle cassant et le modèle d'âge fixe donnent approximativement la même évolution du flux de chaleur, alors que le modèle convectif implique à haute température une fréquence élevée des réarrangements tectoniques qui correspond à une forte production de plancher jeune. Par conséquent, le refroidissement est très efficace au cours du premier milliard d'années, ce qui explique que l'on doive partir d'une température initiale plus élevée pour atteindre 1600 K aujourd'hui.

Il est important de noter ici que l'âge critique τ_{subd} n'est pas l'âge du plancher océanique le plus vieux présent à la surface de la planète simulée à un instant donné : puisque la subduction ne peut débuter que sur les marges passives, il est possible qu'un plancher océanique d'âge $\tau \geq \tau_{subd}$ soit observé sur la plaque supérieure d'une zone de subduction. Cela signifie que le flux de chaleur peut rester limité même quand l'âge critique atteint des valeurs très faibles pour le critère convectif, évitant ainsi toute catastrophe thermique.

Nous avons aussi simulé des évolutions thermiques utilisant le critère cassant pour des valeurs de l'âge actuel d'initiation des subductions compris entre 100 et 260 Ma. Nous observons alors que les réarrangements tectoniques sont stimulés pour des valeurs faibles de τ_{subd}^p . Le taux de refroidissement est alors plus élevé, et pour une température actuelle de 1600 K, la température initiale $T_m(t = 0)$ doit être respectivement choisie à 1840 K, 1800 K et 1780 K pour des âges critiques actuels choisis à $\tau_{subd}^p = 70, 135$ et 200 Ma.

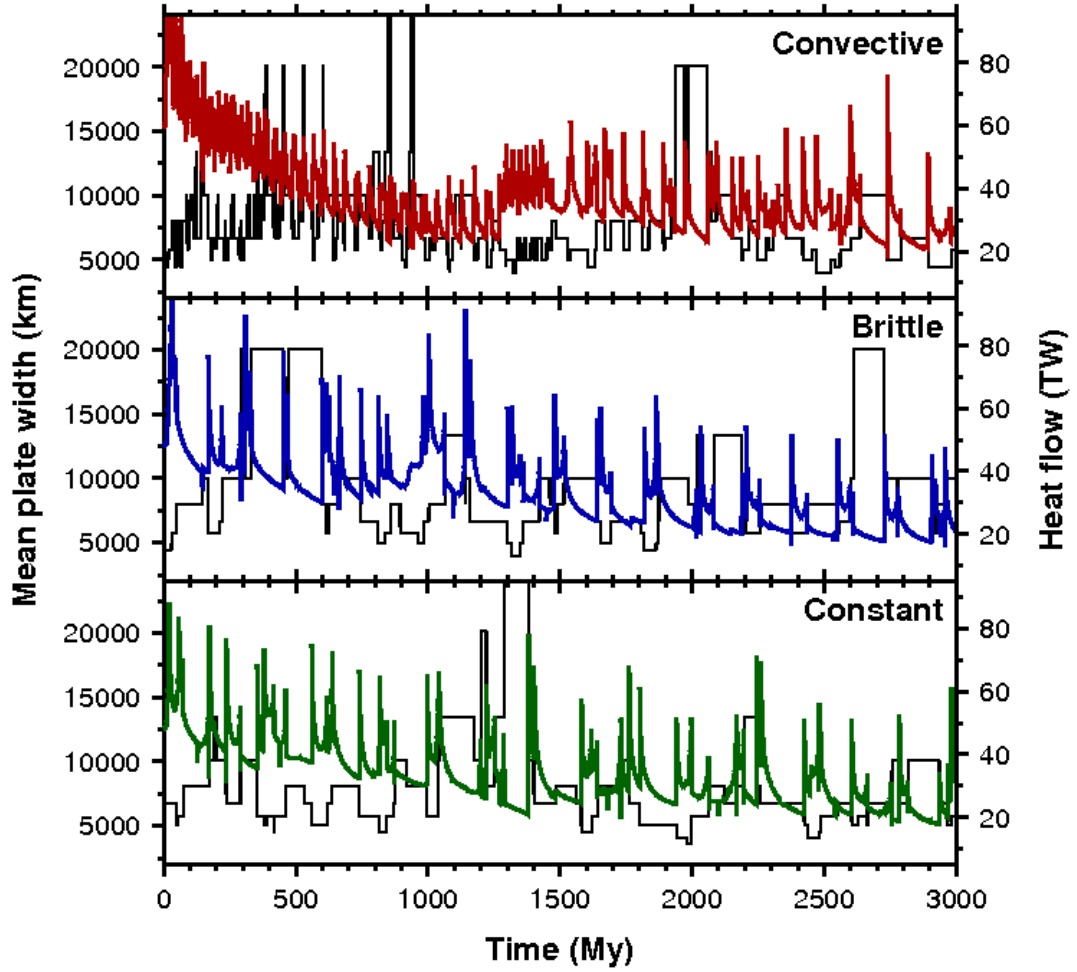


FIGURE 6.12 – Évolution de la taille moyenne des plaques (courbes noires) et du flux de chaleur (courbes colorées) sur 3 Ga, en fonction des modèles d'initiation des subductions présentés sur la figure 6.11.

Nous déduisons de cet ensemble d'expérimentations que le choix du modèle d'initiation des subductions n'a d'influence notable sur l'histoire thermique de la planète que si τ_{subd} varie de plus de 50 Ma par rapport à sa valeur actuelle, ce qui est le cas du critère convectif classiquement utilisé dans les lois d'échelle du flux de chaleur. D'autre part, bien que nous ne considérons pas que la loi utilisée dans MACMA (Eq. (5.31)) décrive de façon satisfaisante le processus d'initiation des subductions, nous pensons que nos résultats sur l'histoire thermique de la planète ne seraient pas modifiés en utilisant une loi plus proche du mécanisme réel d'entrée en subduction. Nous retiendrons enfin de cette étude que la loi empirique du modèle qui empêche la catastrophe thermique même pour le modèle convectif est celle qui oblige la lithosphère océanique à entrer en subduction au niveau des marges passives uniquement.

6.4.2 Influence des paramètres physiques du modèle

Au cours de cette étude systématique du modèle MACMA, nous avons testé l'impact de quatre paramètres physiques sur le comportement de la machine terrestre : le rayon de courbure R_{min} , l'âge actuel d'initiation des subductions τ_{subd}^p , l'énergie d'activation E et la contrainte seuil de rupture des continents F_{lim} .

6.4.2 - A Rayon de courbure

La figure 6.13 présente l'évolution de la vitesse de deux plaques présentant les mêmes caractéristiques que la plaque Nazca (en rouge) et la plaque Pacifique (en bleu) dans leur configuration actuelle, en fonction de la valeur du rayon de courbure R_{min} au niveau de leur fosse de subduction. Elle présente aussi l'évolution du rapport du *bending* sur le *slab pull* en fonction de R_{min} . Nous constatons que la vitesse de la plaque croît avec le rayon de courbure, comme cela était annoncé par l'équation (5.16), et cela s'interprète comme la conséquence

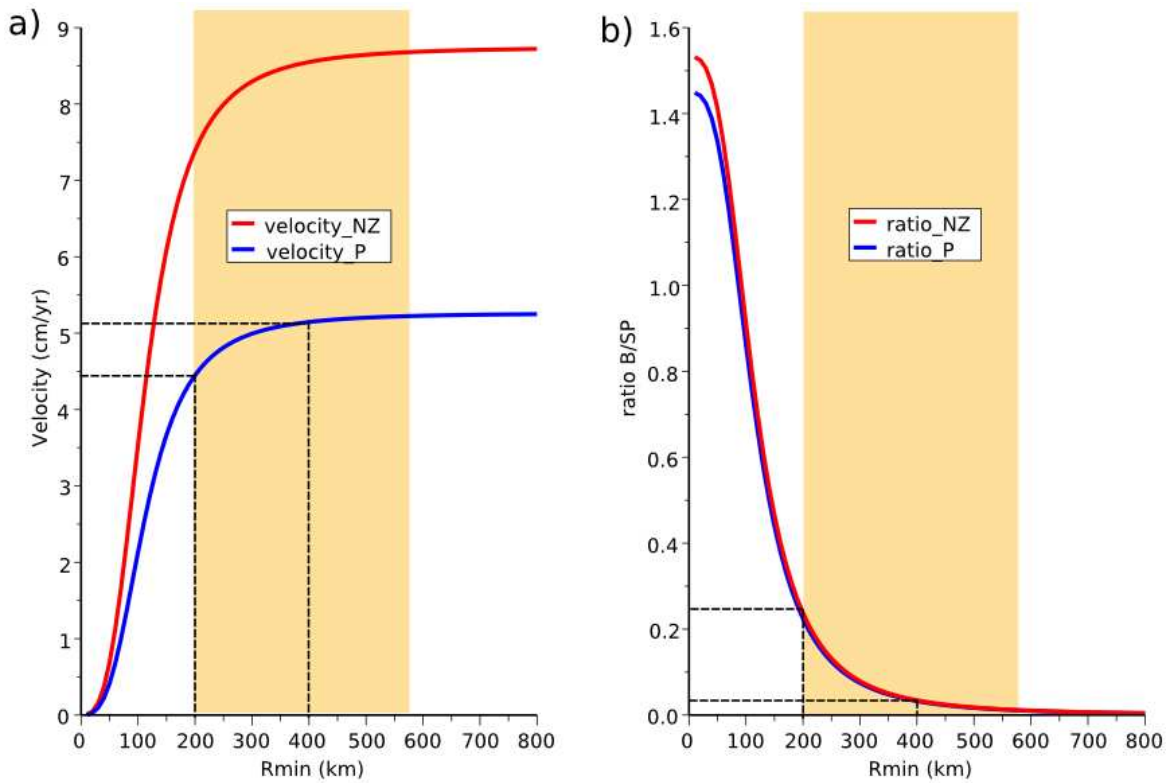


FIGURE 6.13 – Impact du rayon de courbure sur la vitesse de plaque (a) et le poids du *bending* (b). La courbe rouge représente la vitesse d'une plaque similaire à la plaque Nazca actuelle, et la courbe bleue le rapport du *bending* B sur le *slab pull* SP , en fonction du rayon de courbure R_{min} de la plaque au niveau de la zone de subduction. La zone colorée correspond aux valeurs de R_{min} évaluées sur Terre par Heuret (2005).

d'une dissipation accrue de l'énergie des plaques fortement déformées au niveau des zones de subduction. Nous pouvons aussi voir que le poids du *bending* B devient négligeable devant la traction gravitaire SP pour $R_{min} \geq 300$ km, ce qui correspond aussi à un plafonnement de la vitesse de la plaque. La force de *bending* utilisée dans le modèle MACMA provient du modèle de Buffet (2006), pour lequel cet auteur utilise en application numérique une vitesse de 10 cm/an, qui conduit à un *bending* équivalent à 37% du *slab pull* en prenant $H = 100$ km, $R_{min} = 200$ km et $\eta_{pl} = 6 \times 10^{22}$ Pa.s. Cependant en considérant notre bilan de forces, qui a été comparé avec succès à la dynamique actuelle des plaques Pacifique et Nazca dans la section 6.1, nous obtenons dans les mêmes conditions un rapport B/SP de 23% et 24% respectivement. Le freinage opéré par le *bending* sur Terre est donc possiblement plus faible que ce que suggérait l'application numérique de Buffet (2006).

Par ailleurs, l'étude statistique de Heuret (2005) considère que la valeur moyenne du rayon de courbure sur Terre, tirée de profils sismiques des zones de subduction, est de 390 ± 190 km. Cela réduirait le rapport B/SP à moins de 1% pour une plaque du type Nazca ou Pacifique. Cependant la figure 6.13 montre que la différence de vitesse correspondant à un *bending* passant de 24% à 3% de la traction gravitaire (respectivement $R_{min} = 200$ km et $R_{min} = 400$ km) n'est pas très importante. En effet, le freinage visqueux $MD+VS$ prend de toute façon le relais quand le *bending* devient négligeable, car une vitesse accrue en l'absence de *bending* favorise un frottement visqueux important. Cette rétroaction implique que l'impact du *bending* sur la vitesse d'une plaque est inférieur à 15% : la vitesse de la plaque Pacifique passe de 5,2 à 4,4 cm/an quand le rayon de courbure passe de 400 à 200 km. De ce fait, l'impact de R_{min} sur le comportement thermique de la planète n'est pas conséquent : la chute maximale de température obtenue sur 4,5 Ga est de 190 K pour $R_{min} = 200$ km et de 200 K pour $R_{min} = 600$ km.

6.4.2 - B Age actuel d'initiation des subductions

Nous considérons dans cette étude que l'initiation des subductions est contrôlée par un processus de surface, pour les raisons que nous avons exposées dans la section 6.3. Le modèle MACMA utilise en l'occurrence le critère cassant présenté dans la section 5.4.3, même s'il s'agit d'une description très approximative du phénomène. Nous considérons de plus que l'âge actuel d'initiation des subductions est de 180 Ma, car c'est l'âge maximal du plancher océanique qui est observé sur Terre dans différents contextes tectoniques. Néanmoins, cela pourrait être une coïncidence, auquel cas l'âge maximal du plancher océanique se trouverait en général au niveau des marges passives juste avant leur déstabilisation. Afin d'évaluer l'impact de cette valeur de l'âge actuel d'initiation des subductions, la figure 6.14 présente la chute de température du manteau obtenue sur cette période, pour des valeurs de τ_{subd}^p allant de 90 à 400 Ma.

Nous constatons que l'amplitude du refroidissement augmente quand l'âge critique actuel τ_{subd}^p diminue, ce qui est un résultat attendu, dans la mesure où le flux de chaleur moyen (Eq. (6.2)) est une fonction décroissante de $\tau_{max} = \tau_{subd}$. Notons cependant que pour $\tau_{subd}^p = 90$ Ma, un événement tectonique entraîne un ralentissement du refroidissement dans le dernier milliard d'années. Il s'agit d'une période montrant peu de créations de dorsale, en raison d'un supercontinent se reformant rapidement de façon cyclique, ce qui implique une quasi-absence de création de plancher océanique jeune à la surface du manteau. La valeur

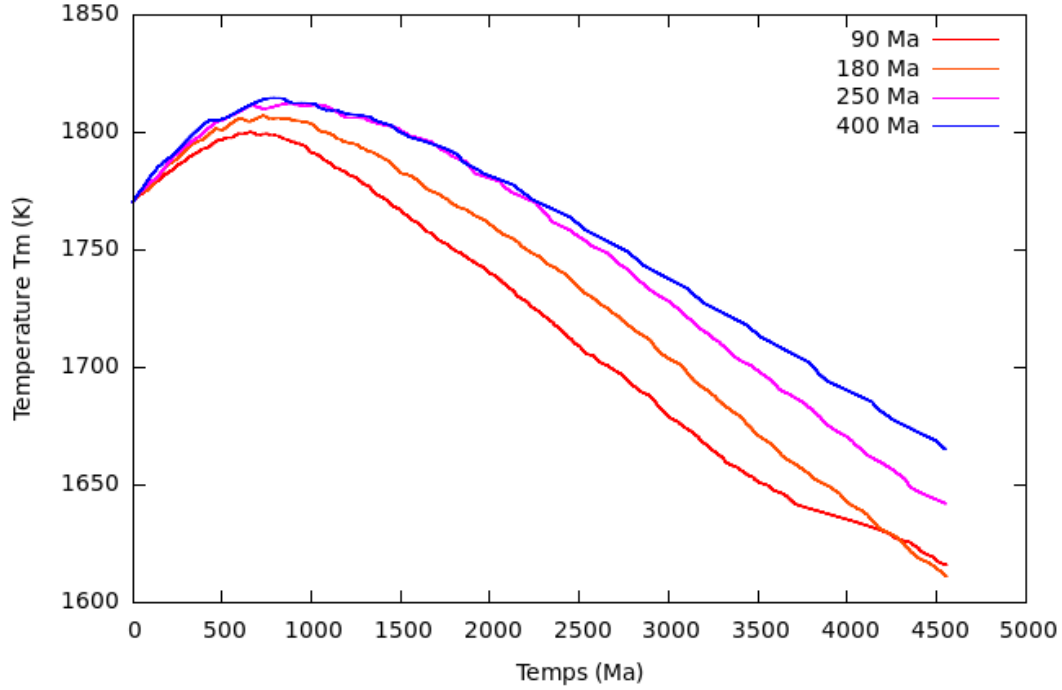


FIGURE 6.14 – Évolution de la température du manteau T_m (K) sur 4,5 Ga, pour différentes valeurs de τ_{max}^p : 90, 180, 250 et 400 Ma, respectivement en rouge, en orange, en rose et en bleu. Le croisement des courbes rouge et orange résulte d'une situation cyclique d'ouverture/fermeture d'un océan en présence d'un unique supercontinent, entraînant un ralentissement du refroidissement dans le dernier milliard d'années.

choisie pour l'âge actuel d'initiation des subductions a donc un impact non négligeable sur l'évolution thermique du système, et les résultats d'une simulation sur le long terme doivent être discutés en tenant compte de l'incertitude liée au choix de τ_{sub}^p .

6.4.2 - C Limitation du flux de chaleur au niveau des dorsales

Le modèle thermique de demi-espace infini est utilisé dans MACMA pour calculer à chaque pas de temps le flux de chaleur surfacique (5.19) de la lithosphère océanique. Ce modèle donne un flux infini pour un point de la lithosphère d'âge nul, ce qui est une singularité mathématique qui n'est bien sûr pas observée sur Terre : le flux mesuré au-dessus des dorsales a une valeur finie, comprise entre 400 mW/m² et 600 mW/m² (Davis, 1989; Loudon et Wright, 1989; Davies et al., 1999). Notre modèle thermique impose donc une valeur maximale q_{max} du flux émis par un point d'âge τ et calculé avec le modèle de demi-espace infini :

$$q(t, \tau) = \min \left(q_{max}, \frac{k (T_m(t) - T_0)}{\sqrt{\pi \kappa \tau}} \right) \quad (6.5)$$

Nous étudions ici l'effet de cette limitation sur l'évolution thermique du manteau, pour des valeurs de q_{max} allant de 400 à 1200 mW.m⁻². L'âge actuel d'initiation des subductions est

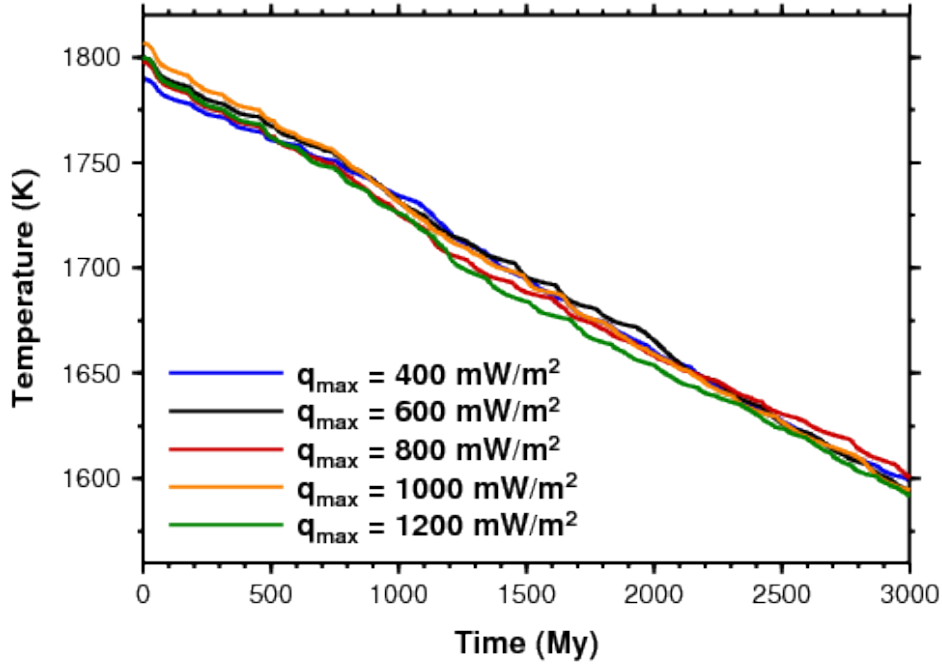


FIGURE 6.15 – Évolution thermique du manteau sur 3 Ga, pour un flux de chaleur maximum q_{max} compris entre 400 et 1200 mW/m² au niveau des dorsales. Les cinq expériences utilisent une énergie d'activation $E = 200$ kJ/mol et un seuil de rupture $F_{lim} = 8.10^{12}$ N/m.

ici fixé à 180 Ma, et la température correspondante est toujours $T_m^p = 1600$ K. Les résultats présentés sur la figure 6.15 sont probants : les taux de refroidissement obtenus sur 3 Ga sont très similaires, et nous en déduisons que le choix de q_{max} n'a pas d'influence sur le fonctionnement de la machine thermique du modèle MACMA. Nous choisissons alors pour les expériences qui suivent $q_{max} = 600$ mW.m⁻².

6.4.2 - D Énergie d'activation et seuil de rupture continentale

La dynamique des plaques et des dorsales, qui contrôle dans notre modèle le taux de renouvellement du plancher océanique, dépend fortement de la rhéologie du manteau, à travers le bilan de forces, et des forçages opérés par les continents, tels que la création de bassins d'arrière-arc et l'ouverture de nouveaux océans. Afin d'évaluer leur impact respectif sur la dynamique de la machine thermique terrestre, nous avons procédé à une étude systématique des deux paramètres qui caractérisent ces processus : l'énergie d'activation E qui contrôle la rhéologie du manteau, et le seuil de rupture continentale F_{lim} . Nous présentons ici les résultats comparés de 36 simulations de l'évolution du système Terre sur 3 Ga, en partant d'une température initiale $T_m^{init} = 1770$ K, pour différentes valeurs de E et de F_{lim} . La configuration actuelle de la viscosité a été choisie comme état de référence pour toutes les simulations ; cela nous a conduits à initialiser différemment les viscosités du manteau selon

la valeur de l'énergie d'activation E , pour obtenir à la date actuelle $T_m = T_m^p = 1600$ K et $\eta_m = 3 \times 10^{22}$ Pa.s dans le manteau inférieur.

La figure 6.16 présente l'évolution de la taille moyenne des continents $\bar{a}$, du flux de chaleur océanique Q et de la température moyenne du manteau T_m , pour $E = 200$ kJ/mol

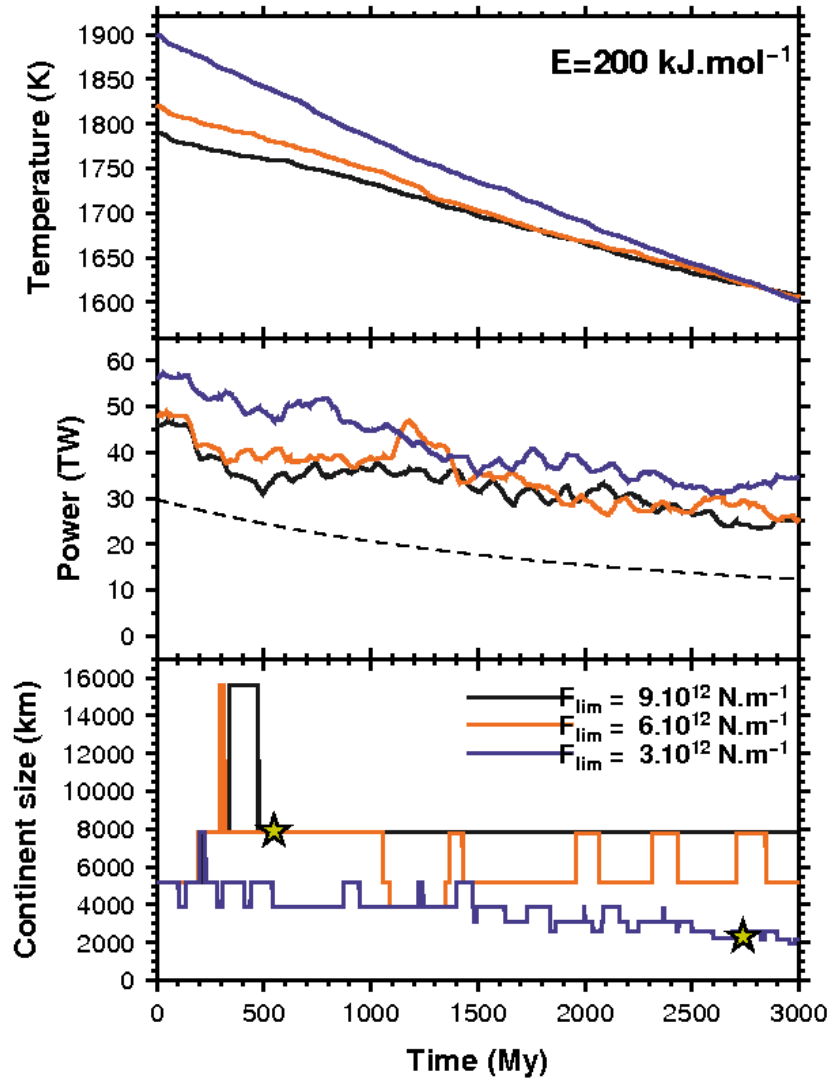


FIGURE 6.16 – Évolution de la taille moyenne des continents, du flux de chaleur et de la température du manteau en fonction du seuil de rupture continentale F_{lim} , pour une énergie d'activation $E = 200$ kJ/mol. La courbe en pointillés représente le chauffage radioactif interne. La courbe de flux est présentée ici après calcul d'une moyenne glissante opérée sur une période de 250 Ma. Les étoiles placées sur les courbes orange et bleue correspondent aux deux configurations de la figure 6.17.

et F_{lim} compris entre 3×10^{12} N/m et 9×10^{12} N/m. L'étude de ces résultats permet tout d'abord d'évaluer l'influence du seuil de rupture continentale F_{lim} sur l'efficacité du refroidissement. Pour une valeur de E fixée, une diminution de F_{lim} rend la rupture de la lithosphère continentale plus aisée, ce qui est clairement observé dans l'évolution de la taille moyenne des continents de la figure 6.16. En effet, la moyenne temporelle de la taille moyenne des continents est respectivement de 3730, 6260 et 7980 km pour $F_{lim} = 3 \times 10^{12}$, 6×10^{12} et 9×10^{12} N/m. Ainsi, une valeur faible du seuil de rupture F_{lim} correspond à un renouvellement fréquent du plancher océanique, et le flux de chaleur qui en résulte est par conséquent plus intense (cf panneau central de la figure 6.16), ce qui explique que l'on doive partir d'une température initiale plus élevée pour atteindre 1600 K à l'heure actuelle.

Une attention particulière portée à la figure 6.16 montre que la taille moyenne des continents décroît et fluctue davantage au cours du temps, notamment de faibles valeurs du seuil de rupture continentale. Ce phénomène s'explique par la chute progressive de la température, qui implique une augmentation de la viscosité au cours de l'histoire thermique : les forces de cisaillement sous-continentales deviennent importantes et dépassent le seuil de rupture F_{lim} , produisant ainsi des continents plus petits qui s'agrègent et se dispersent plus souvent. Un exemple clair de cet effet de seuil est visible sur la courbe rouge de la figure 6.12 : jusqu'à 1300 Ma, la pente de la courbe (qui représente le flux de chaleur moyen) décroît parce que l'augmentation continue de la viscosité implique un taux d'accrétion réduit au niveau des dorsales, sans que le cisaillement sous-continentale puisse atteindre la valeur seuil F_{lim} . À 1300 Ma, la limite est franchie : la viscosité est devenue suffisante pour rompre la lithosphère continentale et créer de plus petits continents, augmentant à partir de cette date la production de plancher jeune dans la simulation, et donc le flux de chaleur moyen en surface.

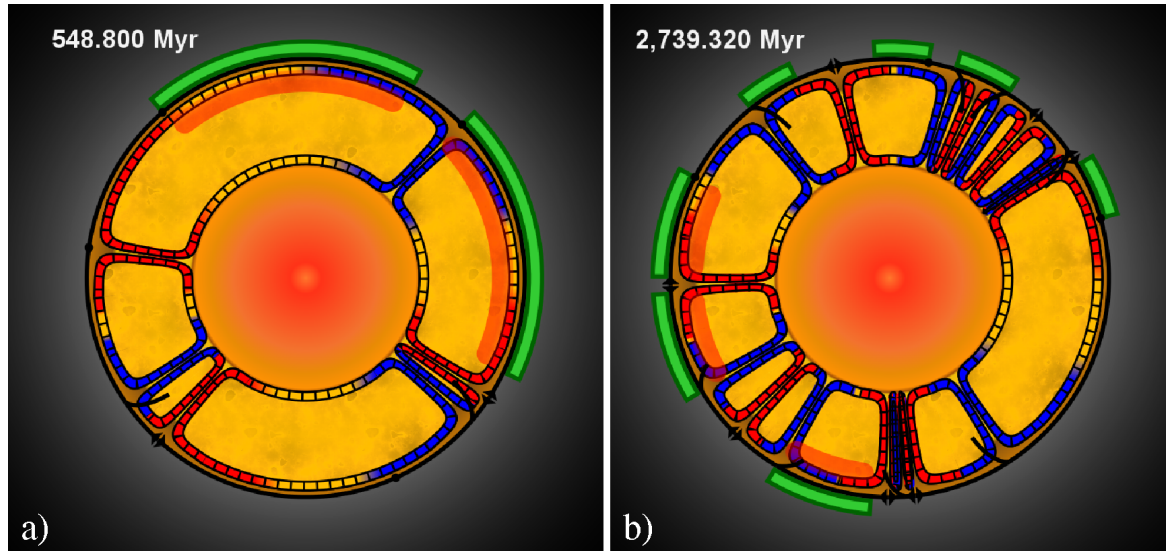


FIGURE 6.17 – Deux configurations continentales possibles à la surface du manteau : (a) un régime de continents larges pour une viscosité faible et un seuil F_{lim} élevé (courbe orange de la figure 6.16), et (b) un régime de continents étroits pour une viscosité élevée et un seuil F_{lim} faible (courbe bleue de la figure 6.16).

L'effet combiné de la viscosité et du seuil de rupture sur la tectonique des plaques est illustré par la comparaison des clichés de la figure 6.17, illustrant la différence entre un régime de continents larges à faible viscosité (pour $T_m = 1780$ K) et à seuil de rupture élevé ($F_{lim} = 6 \times 10^{12}$ N/m), et un régime de continents étroits à forte viscosité (pour $T_m = 1620$ K) et à seuil de rupture faible ($F_{lim} = 3 \times 10^{12}$ N/m).

L'impact de l'énergie d'activation E est évalué sur la figure 6.18, qui présente l'évolution thermique du manteau sur 3 Ga, à seuil de rupture F_{lim} fixé, pour E variant de 0 (viscosité constante dans le temps) à 300 kJ/mol. Plus l'énergie d'activation est grande, plus la viscosité varie au cours du temps. Puisque nous prenons la configuration thermique actuelle comme état de référence ($\eta_m^p(T_m^p) = 3 \times 10^{22}$ Pa.s), les valeurs élevées de E correspondent dans cette étude à des viscosités faibles au début de la simulation. Sur la figure 6.18, la viscosité initiale varie entre 8×10^{20} et 3×10^{22} Pa.s. Nous constatons que l'énergie d'activation E a peu d'influence sur le taux de refroidissement, car à seuil de rupture fixé, les courbes de température du manteau sont très similaires. Il est alors nécessaire de s'interroger sur la raison d'un impact si faible de la viscosité sur l'efficacité du refroidissement mantellique, puisqu'il est légitime de penser qu'un manteau peu visqueux conduit à une vitesse moyenne des plaques élevée. Cette question est examinée grâce à la figure 6.19 qui présente l'évolution de la taille

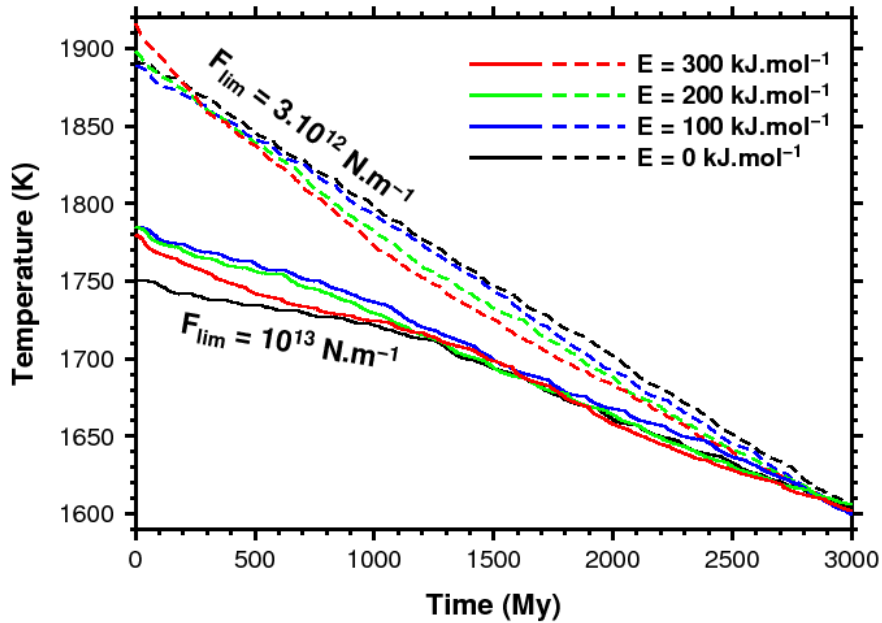


FIGURE 6.18 – Évolution thermique du manteau sur 3 Ga, pour une énergie d'activation E variant de 0 à 300 kJ/mol, pour une lithosphère continentale à seuil de rupture élevé ($F_{lim} = 1 \times 10^{13}$ N/m) ou faible ($F_{lim} = 3 \times 10^{12}$ N/m).

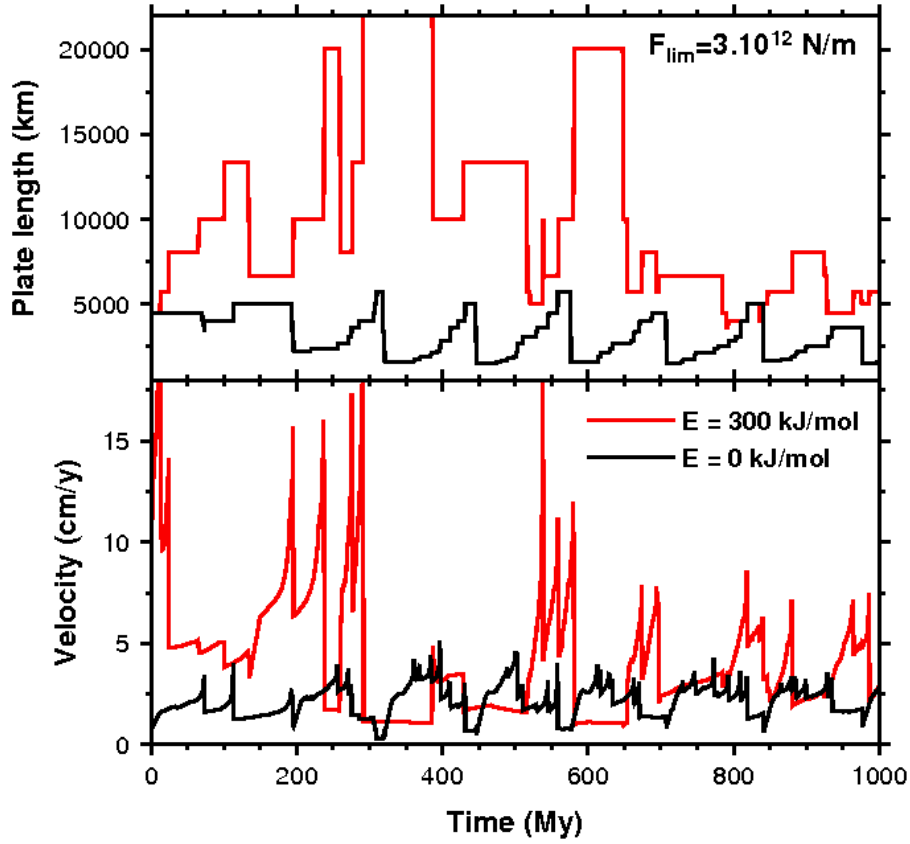


FIGURE 6.19 – Comparaison de l'évolution de la taille moyenne et de la vitesse moyenne des plaques sur 3 Ga, pour une énergie d'activation $E = 0$ kJ/mol et $E = 300$ kJ/mol, correspondant à une viscosité initiale de 8×10^{20} et 3×10^{22} Pa.s respectivement. Dans les deux cas, le seuil de rupture continentale vaut $F_{lim} = 3 \times 10^{12}$ N/m.

moyenne et de la vitesse moyenne des plaques sur 3 Ga, en fonction de l'énergie d'activation E . Nous constatons comme prévu qu'une viscosité faible conduit à une vitesse moyenne des plaques élevée, illustrant une convection plus vigoureuse pour $E = 300$ kJ/mol (courbe rouge de la figure 6.19) que pour une viscosité constante dans le temps (courbe noire). Ceci étant, nous voyons aussi qu'une viscosité initiale faible correspond à des plaques de grande taille. Cela s'explique par la difficulté, pour un manteau de faible viscosité, d'ouvrir des océans et donc de renouveler efficacement la surface des océans. L'augmentation de la vitesse moyenne est donc compensée par le faible nombre de dorsales présentes dans un contexte de faible viscosité, ce qui explique que l'énergie d'activation ne soit pas un paramètre déterminant du refroidissement de manteau terrestre.

Une synthèse de cette étude systématique est présentée sur la figure 6.20, qui donne le taux de refroidissement moyenné sur 2,5 Ma en fonction de E et de F_{lim} . Le seuil de rupture

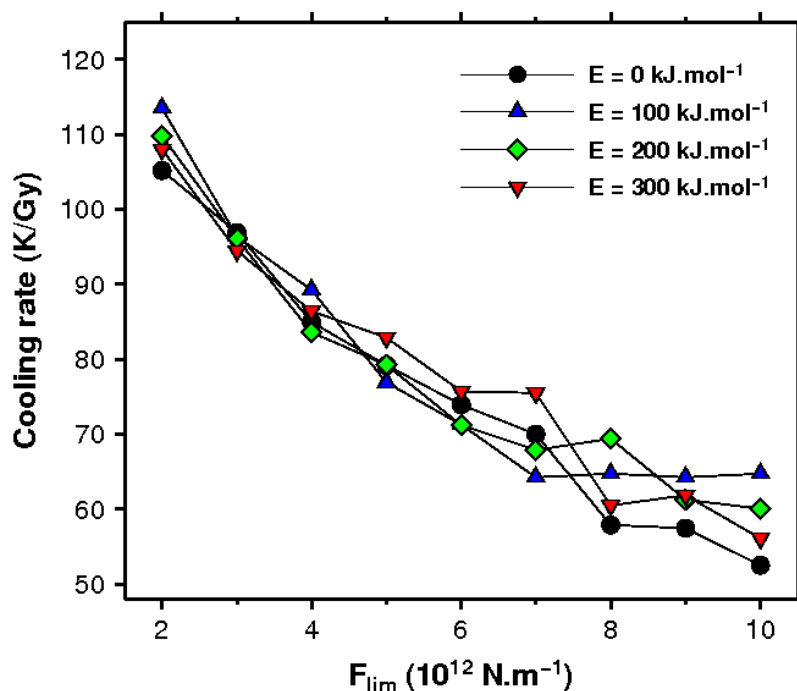


FIGURE 6.20 – Évolution du taux de refroidissement moyenné sur 2,5 Ga, en fonction de l'énergie d'activation E et du seuil de rupture F_{lim} .

continentale a un impact évident sur l'évolution thermique du manteau : une forte résistance de la lithosphère continentale implique un taux de refroidissement faible. Par contre, aucune différence notable n'apparaît entre les courbes colorées correspondant aux différentes valeurs de l'énergie d'activation, illustrant le faible impact de la rhéologie mantellique sur l'histoire thermique de la planète. Notons cependant que pour de fortes valeurs de F_{lim} , le taux de refroidissement semble atteindre une asymptote, illustrant alors l'impossibilité d'ouvrir des océans si la lithosphère est trop résistante. Dans ce cas, la valeur du taux de refroidissement dépend avant tout de l'histoire tectonique du système.

Il faut garder à l'esprit que la présente étude paramétrique n'est valable que dans le cadre de notre modèle, car elle dépend dans une large mesure des lois empiriques utilisées pour décrire les processus d'océanisation et de déstabilisation de la lithosphère océanique. Cependant, les résultats de cette étude vont dans le sens de l'hypothèse que nous avons proposée dans la section 6.3 au sujet de la catastrophe thermique : le refroidissement de la planète ne semble pas être contrôlé par la rhéologie du manteau, mais par des processus tectoniques tels que l'ouverture des océans et l'initiation des subductions, qui déterminent la capacité de la machine thermique terrestre à renouveler sa surface d'échange avec l'extérieur.

6.4.3 Influence de la proportion de lithosphère continentale

Le faible temps de calcul requis par le modèle MACMA nous a permis de réaliser un grand nombre d'expérimentations *in virtuo* afin de tester l'impact de la configuration géométrique initiale sur le comportement du système. Nous entendons par là l'agencement des continents et des frontières de plaques entre eux. Nous n'avons pas noté d'influence de l'arrangement initial des plaques sur le refroidissement à long terme du manteau, bien que son évolution géométrique et le scénario de son histoire thermique diffèrent pour chaque état initial. Nous allons donc présenter ici le seul paramètre géométrique de configuration initiale qui nous soit apparu comme ayant un impact sur le refroidissement du manteau : la proportion de lithosphère continentale. Dans notre modèle, celle-ci est fixée initialement par l'utilisateur et reste constante pendant toute la simulation.

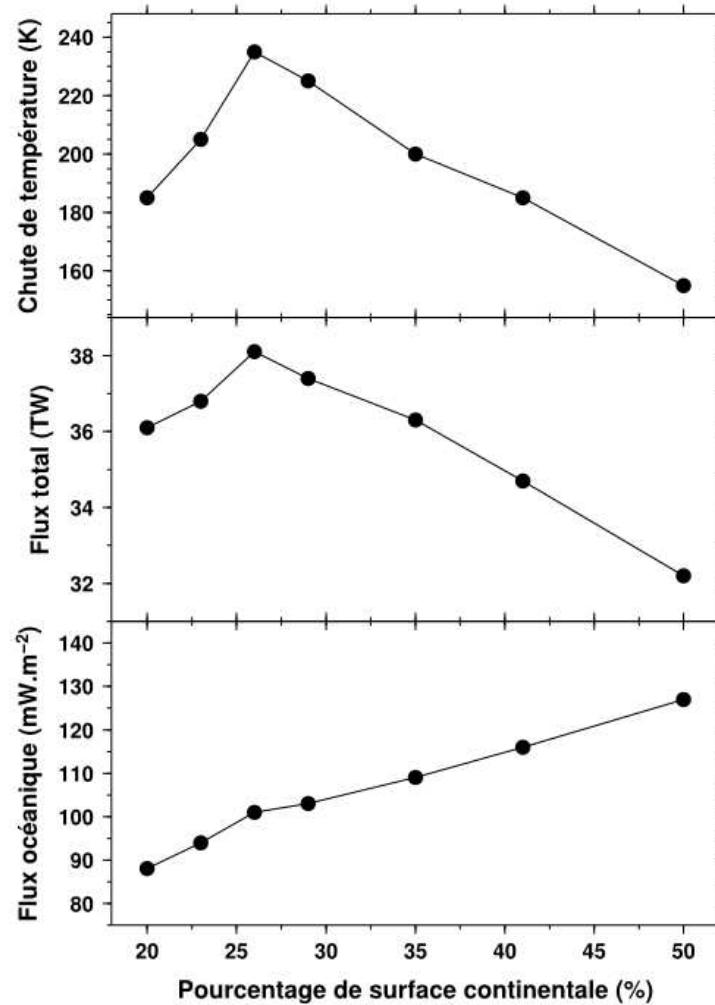


FIGURE 6.21 – Évolution du flux surfacique moyen, du flux de chaleur total et de la chute de température totale en fonction de la proportion de surface continentale, pour $E = 200$ kJ/mol et $F_{lim} = 9 \times 10^{12}$ N/m.

La figure 6.21 présente l'évolution du flux surfacique q , du flux total Q et de la chute totale de température sur 4, 5 Ga, en fonction de la proportion de lithosphère continentale imposée à la surface du manteau. Ces trois grandeurs sont moyennées sur le temps de la simulation. Les résultats de cette étude mettent en évidence la compétition de deux phénomènes : l'isolation thermique imposée par les couvercles isolants et la stimulation de la tectonique des plaques provoquée par l'implication des continents dans les mécanismes de renouvellement du plancher océanique. En effet, la proportion actuelle de lithosphère continentale est d'environ 40% (Jaupart et al., 2007), et d'après les mesures de la figure 6.21, augmenter cette proportion revient à freiner le refroidissement de la planète, en réduisant la surface qui permettrait au manteau d'évacuer son énergie interne. Le flux total Q et la chute totale de température affichent donc une décroissance très nette pour une fraction de surface continentale supérieure à 30%. La linéarité de cette décroissance semble indiquer que l'activité tectonique et la distribution des âges ne sont pas modifiées en moyenne quand on augmente la proportion de continents au-dessus de 30%. D'un autre côté, nous voyons que le flux de chaleur Q et la chute totale de température augmentent significativement si la fraction de surface continentale augmente entre 20% et 26%. Nous interprétons cette augmentation comme la conséquence d'une création de plancher océanique jeune qui s'accélère, quand l'augmentation de surface totale des continents permet au processus d'océanisation de notre modèle de créer davantage de dorsales et davantage de zones de subduction, qui sont autant de moyens de remplacer du plancher vieux et épais par du plancher jeune et mince, donc peu isolant. L'évolution du flux surfacique q en fonction de la proportion de lithosphère continentale illustre clairement ce rôle dynamisant des continents sur l'activité tectonique et l'efficacité du refroidissement de la planète : la quantité d'énergie thermique évacuée sur 1 m^2 de surface océanique croît avec la proportion de surface continentale imposée à la surface du manteau.

Cette dernière expérience met à jour un résultat important, en quantifiant la compétition qui existe entre les effets isolant et dynamisant des continents dans notre modèle. Cette compétition conduit à une configuration optimale (en termes d'efficacité du refroidissement de la planète) qui correspond à une fraction continentale d'environ 26% (pour $E = 200 \text{ kJ/mol}$ et $F_{lim} = 9 \times 10^{12} \text{ N/m}$). Nous pouvons supposer que cette valeur dépend sensiblement de F_{lim} , dont nous avons étudié l'impact thermique au paragraphe précédent : un seuil de rupture plus élevé devrait nécessiter une taille moyenne des continents plus grande, afin d'ouvrir des océans suffisamment fréquemment pour compenser le caractère isolant des continents. La proportion optimale de lithosphère continentale serait donc sensiblement plus grande. La valeur de l'énergie d'activation E devrait avoir quant à elle peu d'impact sur la proportion de surface continentale qui optimise le refroidissement du manteau, car nous avons montré que l'évolution de la viscosité mantellique n'est pas un paramètre de contrôle majeur de l'efficacité de la machine thermique terrestre.

6.5 Bilan du chapitre

Dans ce chapitre, nous avons soumis notre modèle géophysique multi-agents à un grand nombre d'expériences *in virtuo*, dans le but d'évaluer sa pertinence et sa validité d'une part, puis d'examiner différents problèmes couplant tectonique des plaques et refroidissement du manteau d'autre part. La phase de validation du modèle a permis de démontrer la capacité de notre bilan des forces à reproduire la dynamique actuelle de différentes plaques tectoniques.

Elle a aussi permis de mettre en évidence le lien entre distribution des âges du plancher océanique et comportement thermique du système. De plus, il a été montré que dans le cadre du bilan des forces que nous avons validé, la géométrie actuelle des plaques conduisait à une décroissance du flux de chaleur, qui se situe dans les proportions obtenues par les reconstructions tectoniques récentes de Becker et al. (2009).

Dans un deuxième temps, l'explicitation des processus physiques et des descriptions phénoménologiques développés pour les besoins du modèle a été utilisée pour apporter des éléments de réponse au paradoxe de la chaleur manquante. Dans le cadre des modèles paramétriques de refroidissement du manteau, nous avons ainsi montré que l'initiation des subductions devait être paramétrée comme un mécanisme de surface pour éviter la catastrophe thermique, car c'est la dépendance des modèles convectifs classiques à la rhéologie du manteau qui les conduit à une explosion thermique dans le passé. Nous avons cependant vu que cela était aussi conditionné par l'hypothèse faite par les lois d'échelle classiques qui consiste à dire que le plancher océanique le plus vieux se trouve toujours au niveau des marges en instance de déstabilisation gravitaire. En effet, les modèles convectifs considèrent des zones de subduction symétriques et négligent le rôle des continents, alors que sur Terre, les subductions sont asymétriques et le plancher océanique le plus vieux peut se trouver sur les plaques supérieures des zones de convergence.

Enfin, nous avons montré dans quelle mesure notre modèle multi-agents pouvait être considéré comme un laboratoire virtuel d'étude des mécanismes de refroidissement de la planète. Pour ce faire, nous avons tout d'abord comparé différentes lois empiriques utilisées pour décrire la migration des fosses de subduction et la déstabilisation de la lithosphère océanique au niveau des marges passives. Ensuite, nous avons évalué et discuté l'impact de six paramètres physiques du modèle sur le comportement mécanique et thermique du système Terre. Un bilan de cette étude est présenté dans le tableau 6.3, qui présente les chutes maximales de température sur 3 Ga qui ont été mesurées sur les plages de valeurs testées pour chaque paramètre.

Paramètre physique	R_{min} (km)	τ_{subd}^p (Ma)	q_{max} (mW/m ²)	E (kJ/mol)	F_{lim} ($\times 10^{12}$ N/m)	% S_{conti} (%)
Plage de test	200–600	90–400	400–1200	0–300	2–10	20–50
Chute de T_m sur 3 Ga	190–200	145–200	200–205	150–180	150–315	155–235

TABLE 6.3 – Bilan de l'impact des paramètres du modèle sur la chute de température sur 3 milliards d'années. La plage des valeurs de test correspond aux valeurs extrêmes de chute de température mesurées. L'étude de τ_{subd}^p a été réalisée à $q_{max} = 400$ mW/m² et celle de q_{max} à $\tau_{subd}^p = 180$ Ma. L'étude de E correspond à celle qui donne le plus grand écart mesuré (pour $F_{lim} = 1 \times 10^{13}$ N/m), celle de F_{lim} à $E = 300$ kJ/mol et celle du pourcentage de S_{conti} à $E = 200$ kJ/mol et $F_{lim} = 9 \times 10^{12}$ N/m.

Cette étude nous a permis de conclure que si le rayon de courbure R_{min} , le flux surfacique

maximal q_{max} et l'énergie d'activation E ne sont pas des paramètres clés du refroidissement de la planète, il est par contre nécessaire de bien discuter la valeur attribuée initialement aux paramètres tels que l'âge actuel d'initiation des subductions τ_{subd}^p , le seuil de rupture continentale F_{lim} , ou encore la proportion initiale de lithosphère continentale. Ces résultats confortent l'idée que nous avons défendue dans la section 6.3 : le refroidissement de la planète ne semble pas contrôlé par la rhéologie du manteau, mais par des mécanismes tectoniques de surface, tels que l'ouverture des océans et l'initiation des subductions sur les marges passives continentales.

Chapitre 7

Conclusion

Nous sommes comme des nains juchés sur des épaules de géants, de telle sorte que nous puissions voir plus de choses et de plus éloignées que n'en voyaient ces derniers. Et cela, non point parce que notre vue serait puissante ou notre taille avantageuse, mais parce que nous sommes portés et exhaussés par la haute stature des géants.

ATTRIBUÉ À BERNARD DE CHARTRES,
CITÉ DANS LE LIVRE III DU
Metalogicon DE JEAN DE SALISBURY.

La présente étude a été initiée à partir du constat suivant : nous ne savons pas tout écrire sous forme mathématique. En effet, la simulation des mécanismes de refroidissement du manteau terrestre se heurte actuellement à notre incapacité d'inclure, dans les équations de la convection, des termes qui rendraient compte des événements tectoniques tels que la création et la disparition des dorsales et des zones de subduction.

Pour tenter de contourner cet obstacle, nous avons proposé une approche originale de la modélisation physique du système Terre, en ajoutant aux équations de conservation de la masse, de la quantité de mouvement et de l'énergie, des lois de comportement qui permettent de décrire un certain nombre de processus tectoniques qui restent aujourd'hui mal compris. Cette approche présentait trois objectifs principaux :

- ▷ modéliser le couplage entre tectonique des plaques et refroidissement mantellique à partir de mécanismes explicites qui peuvent être étudiés indépendamment,
- ▷ simuler une tectonique des plaques pour laquelle le nombre de plaques n'est pas fixé, afin de rendre compte des événements tectoniques majeurs tels que la subduction de la plaque Farallon sous l'Amérique du Nord,

- ▷ proposer un outil de simulation suffisamment flexible et performant pour en faire un laboratoire virtuel d'étude des mécanismes de refroidissement du manteau terrestre.

La méthode de simulation que nous avons mise en œuvre se base sur les systèmes multi-agents, qui permettent de simuler des phénomènes physiques complexes en superposant des modèles analytiques et empiriques. Nous avons élaboré dans ce paradigme un modèle bidimensionnel de tectonique des plaques à la surface d'un manteau convectif. Dans ce modèle, l'évolution thermique de la planète émerge de l'interaction d'agents tels que des plaques, des dorsales, des zones de subduction ou des continents, qui sont soumis à des lois de comportement explicites. Ces lois décrivent aussi bien les forces motrices et résistives exercées sur la lithosphère que les relations cinématiques régissant la dynamique des frontières de plaques, ou encore l'articulation des processus de *rifting* et d'initiation des subductions. L'ordonnancement des calculs est basé sur une alternance entre la mise à jour de la structure du système (création/disparition de frontières de plaques) et le calcul du bilan thermique qui en découle, *via* la distribution des âges du plancher océanique. La température moyenne de la planète, qui résulte de la compétition entre production d'énergie radioactive et flux de chaleur en surface, est alors utilisée pour calculer la viscosité du manteau, afin de déterminer le mouvement de chaque plaque tectonique à partir d'un bilan des forces individuel. Le calcul des vitesses de plaques permet enfin de remettre à jour l'agencement des agents à la surface du manteau.

La pertinence du modèle MACMA (MAnteau Convectif Multi-Agents) a été éprouvée à travers différentes expériences de validation *in virtuo*. Il en est ressorti que le bilan des forces utilisé dans notre modèle permettait de rendre compte des vitesses actuelles des plaques Nazca, Pacifique, Amérique du Sud et Afrique. Il tient aussi compte de l'histoire de la subduction d'une plaque et des changements structuraux dont elle peut faire l'objet (entrée en subduction, suture de plaques, *etc.*). De plus, ce modèle rend compte du lien étroit qui lie la distribution des âges du plancher océanique au flux de chaleur mesuré en surface. Enfin, le comportement thermique obtenu à partir d'une configuration proche de la Terre actuelle met en évidence une chute du flux de chaleur similaire à ce qui est obtenu par les reconstructions tectoniques récentes (Lloyd et al., 2007; Becker et al., 2009).

Dans un deuxième temps, ayant eu à écrire des lois explicites pour notre modèle multi-agents, nous avons examiné le lien habituellement invoqué entre la convection mantellique et le refroidissement du manteau terrestre. Nous avons ainsi montré que si l'initiation des subductions était due à un processus de surface indépendant de la rhéologie du manteau, alors même pour une production d'énergie radioactive deux fois plus élevée qu'aujourd'hui, le flux de chaleur dans le passé reste limité. Ce résultat permet de lever le paradoxe de la chaleur manquante en tenant compte des fluctuations du flux de chaleur d'origine tectonique. En effet, notre étude a montré que si le mécanisme de déstabilisation de la lithosphère océanique est basé sur son couplage avec la lithosphère continentale (e.g., Gerya et Meilick, 2011), alors le refroidissement à long terme du système Terre s'avère indépendant des variations du flux de chaleur en surface qui peuvent être fortes (Becker et al., 2009), mais dont l'amplitude reste bornée au cours de l'histoire thermique de la planète, comme l'ont proposé Labrosse et Jaupart (2007). L'avantage d'une telle approche est qu'elle ne conduit pas à une explosion thermique dans le passé en partant du flux de chaleur actuel, contrairement aux modèles de refroidissement classiques basés sur un critère convectif de déstabilisation de la lithosphère (e.g., Davies, 1980; McKenzie et Richter, 1981; Christensen, 1985). En effet ces modèles

présentent deux défauts principaux : d’une part ils supposent que l’initiation des subductions fait intervenir la viscosité du manteau, qui dépend fortement de la température, et d’autre part ils considèrent des zones de subduction symétriques en négligeant le rôle des continents, ce qui force le taux de refroidissement à dépendre exclusivement de l’initiation des subductions, alors que l’histoire thermique terrestre dépend très sensiblement de l’asymétrie des subductions et du processus de création de dorsales lié à la dynamique des continents. Nous insistons de plus sur le fait que le mécanisme proposé ici, comme tout mécanisme d’initiation des subductions indépendant de la rhéologie du manteau, permet d’éviter la catastrophe thermique sans invoquer de ralentissement de l’activité tectonique dans le passé, comme cela avait été proposé par exemple par Conrad et Hager (1999b) et Korenaga (2006).

Enfin, nous avons procédé à une étude systématique des lois empiriques et des paramètres physiques du modèle, en examinant leur impact et leur domaine de validité vis-à-vis du comportement thermique de la planète. Cette étude nous a permis de conclure que dans ce modèle, certains paramètres ont une influence majeure sur l’évolution thermique du système : c’est le cas de l’âge actuel d’initiation des subductions τ_{subd}^p , du seuil de rupture continentale F_{lim} , ou encore de la proportion initiale de lithosphère continentale. Au contraire, le flux surfacique maximal q_{max} imposé au niveau des dorsales, le rayon de courbure R_{min} et surtout l’énergie d’activation E ne montrent pas d’influence notable sur le refroidissement de la planète ainsi modélisée. Par ailleurs, nous avons montré que les lois empiriques décrivant la migration des fosses de subduction ou l’ouverture des océans pouvaient exercer un fort contrôle sur l’évolution de l’organisation des plaques, ce qui impacte directement la distribution des âges du plancher et peut par conséquent modifier le comportement thermique de la planète sur le long terme. Cependant il faut avoir à l’esprit que ces lois sont des approximations plutôt grossières et que la pertinence du modèle profitera certainement d’une meilleure connaissance des mécanismes qui modifient la structure de la tectonique. Dans son état actuel, le modèle MACMA vise davantage à étudier la dynamique des mécanismes de refroidissement qu’à obtenir des valeurs précises du flux de chaleur et de la température de la Terre à un instant donné de son histoire thermique.

Pour conclure, nous insistons sur le fait que les résultats obtenus dans cette étude sont notamment dus au rôle majeur attribué aux continents dans ce modèle tectonique, ce qui n’est pas fait habituellement dans les modèles de refroidissement de la Terre. Les perspectives de développement de ce travail vont s’axer sur les processus qui influencent l’évolution de la distribution des âges du plancher océanique et qui restent mal compris à l’heure actuelle. L’approche multi-agents développée dans cette thèse devrait permettre d’explicitier leur articulation avec les mécanismes de refroidissement connus, afin de mieux comprendre leur rôle dans le système Terre. Les thèmes qui devraient être abordés par la suite sont les suivants :

Forces des montagnes

Nous avons vu qu’en l’état actuel, le modèle MACMA ne permettait pas de simuler un mouvement des fosses de subduction qui soit à la fois robuste dans le temps et cohérent en termes d’interaction mécanique des plaques. Il semble donc qu’il soit nécessaire d’ajouter à notre bilan des forces une interaction entre les deux plaques qui bordent la zone de subduction. Nous proposons de baser cette interaction sur la formation d’une chaîne de montagnes en cas

de régime compressif de la plaque supérieure. Il faudra alors paramétrer le problème de façon à ce que l’orogène ainsi formé exerce une force horizontale d’origine gravitaire sur la plaque en subduction. Une expression analytique de cette force doit pouvoir être tirée de la littérature qui s’intéresse à la dynamique des orogènes dans un contexte de subduction (e.g., Husson et Conrad, 2006; Meade et Conrad, 2008). Il s’agira ensuite d’examiner la rétroaction qui émergerait au niveau de la fosse, car un régime compressif créant une chaîne de montagnes se verrait ensuite tempéré par les forces interplaques qui en découlent. Enfin, le modèle devra tenir compte du phénomène d’érosion, qui semble présenter un temps caractéristique d’évolution similaire à celui de la formation d’un orogène.

Rôle des continents

Les expériences *in virtuo* menées au cours de cette étude ont mis en évidence le rôle de premier plan joué par les continents dans la dynamique de l’activité tectonique. Ce rôle dépend avant tout des lois empiriques que nous avons retenues pour décrire la création de zones d’accrétion (océanisation, formation de bassins d’arrière-arc) et de zones de subduction (déstabilisation de la lithosphère océanique). Or, ces mécanismes sont basés sur une description phénoménologique des processus tectoniques observés sur Terre, car il n’existe pas pour l’heure de modèle analytique qui en rende compte adéquatement. Un travail futur consistera donc à réexaminer ces mécanismes, à la lumière des travaux actuels de modélisation des marges passives (e.g., Gerya, 2010; Nikolaeva et al., 2011) et des processus de *rifting* continental (e.g., White et McKenzie, 1989). Il serait aussi intéressant d’incorporer à notre modèle un processus de croissance continentale, car pour l’instant la proportion de lithosphère continentale est fixée pour chaque simulation. Ce processus pourra être mis en œuvre *via* un mécanisme de production de lithosphère continentale au niveau des zones de subduction, entraînant un appauvrissement du manteau en éléments radioactifs.

Le passage à un modèle 3D

Dans une perspective de développement à plus long terme, il serait bien sûr très intéressant d’orienter cette étude vers un modèle tectonique en trois dimensions. Cependant, une telle entreprise nécessite de notre point de vue une profonde remise en question de certaines parties du modèle. En effet, en trois dimensions, le mouvement des plaques serait calculé à partir d’un équilibre des moments de forces appliqués aux plaques rigides, afin de déterminer la position des pôles de rotation et la norme des vecteurs rotation, ce calcul étant relativement classique dans les modèles cinématiques terrestres. Un travail plus ardu et novateur consistera ensuite à établir et à expérimenter des lois de déplacement des frontières de plaques, car en trois dimensions ces interfaces ne sont plus ponctuelles, mais linéiques. De plus, la déformation de ces lignes passent par la gestion de portions de calottes sphériques rigides, mettant sans doute en jeu des failles transformantes, ce qui n’est pas pris en compte dans le modèle actuel.

Épilogue

Cette thèse a trouvé un sujet d'application passionnant dans l'étude des mécanismes du refroidissement de la Terre, mais elle s'inscrit dans le cadre plus large de la simulation des systèmes complexes à partir des systèmes multi-agents (SMA). Je propose donc pour clore ce manuscrit, de tirer profit de l'expérience de modélisation physique acquise au cours de cette thèse et de suggérer un protocole générique de modélisation des systèmes physiques complexes à partir des SMA.

La première recommandation que je ferais est qu'il est absolument nécessaire de travailler en équipe, car les SMA sont un outil qui offre une opportunité rare : celle de faire collaborer sans difficultés exagérées des chercheurs de domaines très différents (informaticien, géologue, physicien, *etc.*). En effet, l'intérêt principal des simulations multi-agents est de permettre la superposition de modèles de natures variées, et cette caractéristique a permis dans notre cas de discuter la pertinence d'un sous-modèle thermique sans remettre en question le bilan des forces appliqué aux plaques, le code sous-jacent, ou encore la structure des interactions entre agents. Autrement dit, chaque thématicien peut contribuer à la modélisation d'un phénomène sans connaître les détails du modèle complet. La cohérence globale doit cependant être prise en charge par un modélisateur unique. À titre personnel, j'ai notamment eu la chance de collaborer avec des spécialistes de domaines variés (dynamique moléculaire, programmation orientée objet, tectonique des plaques, thermodynamique terrestre) en un temps étonnamment court, alors que ceux-ci ne connaissaient pas l'approche multi-agents et menaient en parallèle leurs propres travaux de recherche. Cette préconisation d'un travail en équipe peut paraître évidente ou superflue, mais ma courte expérience dans ce domaine m'incite à penser que la mise en commun des compétences relève plus de l'exception que de la règle. Pour profiter au mieux de cette opportunité des systèmes multi-agents, la distribution des rôles des spécialistes ne doit pas être négligée, car il est dangereux de modéliser un système complexe avec un outil performant, sans bénéficier d'un regard critique expérimenté du domaine d'application. Cette expertise du phénomène simulé peut orienter très favorablement l'élaboration des interactions entre agents, pour ne pas attribuer au modèle plus de qualités et de propriétés qu'il n'en comporte en réalité.

Concernant le protocole de modélisation proprement dit, nous avons testé différentes méthodes en aveugle pour mettre en place les simulations multi-agents de dynamique moléculaire et de refroidissement du manteau terrestre, en pensant que la principale différence résiderait dans le caractère respectivement discret et continu de ces deux applications. Trois ans de travaux et quelques impasses techniques m'incitent aujourd'hui à penser qu'il n'en est rien. Je propose donc ci-dessous un protocole de mise en œuvre des SMA pour modéliser puis simuler des systèmes physiques complexes, indépendamment de leur nature discrète ou continue. Les étapes que je suggère de suivre sont présentées ci-dessous en s'appuyant à chaque fois sur l'exemple du modèle MACMA :

(a) **Décomposer le système complexe en phénomènes.**

Il s'agit d'identifier finement les articulations du phénomène physique à modéliser, qu'elles soient ou non descriptibles par des équations. L'objectif est de découper le fonctionnement du système en étapes récursives présentant entre elles un lien de causalité.

▷ MACMA - Le refroidissement de la Terre se décompose en deux macro-phénomènes : la tectonique des plaques (mouvement des « tapis roulants » et de leurs frontières) et l'équilibrage thermique du manteau (compétition radioactivité/flux de chaleur dépendant de la distribution des âges du plancher). Un exemple de processus décrit de façon empirique est le mouvement des fosses de subduction, qui reste aujourd'hui mal compris, mais c'est un processus central de la tectonique au même titre que le mouvement des plaques ou la migration des dorsales océaniques.

(b) **Choisir les agents du modèle.**

La décomposition phénoménologique de la première étape doit permettre d'identifier les besoins de la simulation en agents, pour décider de leur nombre, de leur nature et de leurs fonctions, de telle sorte que l'interaction de ces agents rende compte de tous les phénomènes que l'on souhaite simuler.

▷ MACMA - Nous avons déduit de la première étape qu'il fallait au moins définir des agents « plaques », « continents » et « manteau total » pour décrire tout le volume du système, mais qu'il fallait y ajouter des agents « dorsales » et « zones de subduction » pour rendre compte de sa dynamique.

(c) **Schématiser l'ordonnancement des calculs par des étapes physiques.**

Les agents et leurs fonctions étant clairement définis, il est nécessaire d'établir les grandes lignes du modèle en décrivant l'enchaînement des calculs à accomplir dans un pas de temps donné. Pour ce faire, il faut décider des entrées et sorties des agents individuels, mais aussi des phénomènes issus de la décomposition initiale : de quoi a-t-on besoin à chaque étape pour passer à la suivante ?

▷ MACMA - Un pas de temps se divise dans notre modèle géophysique en deux étapes : la mise à jour de la structure en surface et la mise à jour de l'état thermique de la planète. On ne peut passer à la seconde si la première n'est pas terminée : on applique

des règles structurelles tant qu'il y a des règles à appliquer. Les agents commencent par vérifier s'il y a des coïncidences de position entre eux, afin de remettre si nécessaire la structure dans un état physiquement stable. C'est à ce niveau de modélisation que nous nous sommes rendu compte qu'il était nécessaire d'ajouter un nouveau type d'agent au modèle : les « agrafes ». Quand le système présente une distribution des plaques stable, le calcul du flux peut être opéré, afin de mettre à jour la température, puis la viscosité. Enfin, les nouvelles vitesses de plaques peuvent être calculées pour déterminer les nouvelles positions des agents dans le pas de temps suivant.

(d) **Choisir les lois de comportements.**

Le choix des lois de comportement est une étape délicate, car il faut s'assurer que l'ensemble du modèle reste cohérent quand on ajoute une hypothèse simplificatrice. Ces lois peuvent être analytiques ou non, et peuvent découler d'équations de conservation ou d'études empiriques.

▷ MACMA - Les efforts de paramétrisation des processus tectoniques qui ont été engagés depuis les années 1960 nous ont permis d'utiliser des lois analytiques pour le bilan des forces, la loi de viscosité, la déstabilisation convective de la lithosphère (SSC) et le flux de chaleur en surface. Certains processus mal compris sont ici décrits par des lois analytiques que nous avons établies en première approximation pour expliciter la dépendance d'un phénomène en fonction des paramètres physiques du modèle (e.g., initiation de la subduction, océanisation). Les règles de modification structurelle sont empiriques pour les processus qui ne disposent pas de formulation mathématique à l'heure actuelle, à l'image de la migration des fosses de subduction et de la suture de plaques.

(e) **Implémenter une première version du code.**

Afin d'éprouver la cohérence des lois de comportement choisies et d'avancer dans la modélisation du système complexe, il apparaît inévitable à ce stade de transposer le modèle « papier » vers un outil informatique. Il est donc nécessaire de passer au codage du modèle multi-agents. En général, à la vue des premières simulations du système, de nombreux problèmes apparaissent ; cette étape clé de la construction du simulateur est le point de départ d'un grand nombre d'allers-retours entre le modélisateur, les spécialistes et le codeur.

▷ MACMA - Dans le cas du modèle MACMA, la première modélisation a pris environ 4 mois, pour déboucher sur un document de travail qui donnait au codeur le cahier des charges du modèle. Ce dernier décrivait le détail des étapes que nous venons de décrire, en insistant sur l'enchaînement des calculs à réaliser dans un pas de temps et sur les entrées et sorties du simulateur. Le premier codage a pris quelques semaines et les allers-retours qui s'en sont suivis ont fait l'objet de fructueuses réunions pendant environ 6 mois. Durant cette période, le modèle a changé de fond et de forme régulièrement, au fur et à mesure que les problèmes apparaissaient et que les améliorations adéquates émergeaient de la collaboration entre spécialistes du domaine.

(f) **Éprouver ce premier modèle et faire des choix.**

Les premières simulations font émerger des problèmes de toutes sortes. Les solutions qui doivent y être apportées modifient parfois les hypothèses de base du modèle. Une attention particulière doit donc être portée à cette étape, car elle occasionne de nombreuses incohérences de fond ou de forme.

▷ MACMA - Nous avons constaté à ce stade que les dorsales mobiles pouvaient elles aussi entrer en subduction, et il a fallu concevoir un moyen de compenser leur disparition : un processus simplifié d'océanisation a été mis en place. De même, plusieurs modèles de migration des fosses de subduction ont été testés afin de choisir celui qui rendait compte d'un comportement proche des observations (cf chapitre 6). Enfin, cette étape a donné lieu à la description des processus de déstabilisation de la lithosphère, de façon à distinguer la convection de petite échelle et l'initiation des subductions. Ce point est à l'origine d'un résultat fondamental de cette thèse.

(g) **Enrichir le modèle en le rendant flexible.**

L'un des avantages des systèmes multi-agents est que les modèles de phénomènes sont superposés et que chaque processus peut être étudié indépendamment. Il est donc possible d'incorporer au modèle plusieurs lois de comportement pour un même phénomène, y compris pour ceux qui restent mal compris et ne disposent pas d'expression analytique. L'utilisateur choisit alors, avant chaque simulation, les lois qui seront utilisées. Les SMA permettent donc de construire des simulateurs qui présentent un caractère expérimental qui n'existe pas dans les simulations numériques classiques.

▷ MACMA - Les processus de migration des fosses de subduction, de déstabilisation de la lithosphère océanique et d'ouverture des océans ont fait l'objet de débats très poussés avec les spécialistes du domaine. Ces débats ont articulé les allers-retours avec le codeur durant 6 mois et ont permis de comparer différents modèles empiriques sur le long terme, ce qui n'est réalisable qu'avec des SMA.

(h) **Optimiser l'interface du simulateur.**

La dernière étape de ce protocole est à réaliser avec soin, car c'est sans doute celle qui fera la différence avec un outil classique de simulation, du moins pour un utilisateur qui découvre l'outil des SMA. Il s'agit de configurer l'Interface Homme-Machine de façon à mettre en évidence les attributs spécifiques aux SMA : choix du niveau de description, des lois de comportements, des entrées et des sorties du modèle.

▷ MACMA - L'interface du simulateur permet de choisir notamment la loi de comportement des fosses de subduction et de déstabilisation de la lithosphère océanique. Notre outil est peu coûteux en temps de calcul et permet de tester une idée en quelques minutes, en visualisant directement les conséquences de sa mise en œuvre sur l'écran du simulateur. Cet atout permet aussi d'explorer de façon exhaustive l'impact des

paramètres physiques et des lois du modèle sur le comportement à long terme du système.

La dernière suggestion que je ferai sur la modélisation multi-agents des systèmes physiques complexes concerne le choix du domaine d'application. Les simulations que j'ai eu l'occasion d'étudier au cours de cette thèse m'ont mené à la conclusion suivante : la pertinence de l'approche multi-agents sera davantage mise à profit pour des systèmes complexes continus que pour des ensembles discrets (molécules, population, particules fluides). Cela tient notamment au fait que les méthodes numériques classiques utilisent pour les systèmes discrets des lois similaires à celles utilisées par les SMA, tout en disposant de 50 ans d'avance sur les méthodes d'optimisation des calculs (c'est par exemple le cas de la dynamique moléculaire). Au contraire, les systèmes continus sont généralement étudiés par des méthodes d'éléments finis ou assimilées, qui ne peuvent décrire le système qu'en ajoutant des termes analytiques dans les équations de base du phénomène, sans tenir compte parfois de processus essentiels mais mal compris. La simulation de la tectonique des plaques en est un exemple probant.

La modélisation d'un phénomène physique complexe par des systèmes multi-agents est donc plus efficace si elle se base sur la décomposition phénoménologique des systèmes continus.

Glossaire

Le glossaire qui suit a vocation à faciliter la lecture du manuscrit. Il fournit donc des descriptions volontairement simples des termes techniques employés dans cet ouvrage.

Accrétion : production de plancher océanique au niveau des dorsales. La remontée en surface de matériau mantellique permet de former la lithosphère océanique correspondant aux deux plaques divergentes qui bordent une dorsale.

Advection : transport d'une quantité additive (énergie thermique, élément chimique, charges électriques, *etc.*) par le mouvement du milieu, quelle que soit l'origine de ce mouvement (instabilité gravitaire ou entraînement forcé).

Agent : entité informatique douée *a priori* d'autonomie spatiale et temporelle (cf chapitre 4). Un agent collecte des informations dans son environnement, pour prendre des décisions sur son comportement. Ces décisions sont régies par un ensemble de règles qui définissent le modèle (physique, biologique, écologique, social, *etc.*) de l'agent.

Anisotropie sismique : propriété d'un milieu présentant des vitesses d'ondes sismiques dépendant de leur direction de propagation. En particulier, le plancher océanique peut présenter une anisotropie favorisant une vitesse plus élevée dans la direction parallèle à la direction fossile d'expansion océanique.

Anomalies de vitesse : variation positive ou négative de vitesse sismique (en m/s) par rapport à la moyenne des vitesses sismiques du milieu ambiant. Une anomalie positive de vitesse correspond à une zone dans laquelle les ondes sismiques sont plus rapides que la moyenne, ce qui est interprété comme une zone plus dense, donc localement plus froide, pour une composition chimique homogène du milieu.

Anomalies magnétiques : bandes parallèles successives d'aimantation des roches (cf figure 2.10), alternant entre des écarts positifs et négatifs par rapport au champ magnétique moyen de la région (en mGal). Ces bandes fossilisent le champ magnétique qui existait lorsque le magma s'est figé en plancher océanique. Les anomalies magnétiques ont notamment permis de démontrer que du plancher océanique est produit au niveau des dorsales, mettant ainsi en évidence la tectonique des plaques.

Anomalies thermiques : variation positive ou négative de température (en K) par rapport à la moyenne du milieu ambiant. Les cartes d'anomalies thermiques sont déduites des cartes d'anomalies de vitesse sismique.

Asynchrone (itération) : un schéma de calcul asynchrone est un schéma dans lequel chaque entité simulée réalise ses calculs selon sa propre horloge interne, sans se soucier

du rythme de calcul des autres entités de la simulation. Cela signifie notamment que la mise à jour de chaque entité est réalisée à tour de rôle : tout calcul modifie instantanément l'état du monde simulé.

Balise : entité informatique liée à un agent et associée à une position et une date dans une simulation multi-agents ; une balise pose une question précise à tous les agents qui la détectent dans leur propre zone d'interaction. Tous les agents capables de répondre à cette question le font, ce qui permet au propriétaire de cette balise de définir localement son environnement dans le temps et dans l'espace. Autrement dit, une balise est un capteur qui permet à chaque agent de communiquer avec l'environnement de simulation.

Chaleur : énergie thermique échangée entre deux systèmes, la chaleur ne peut être stockée. Elle s'exprime en Joule (J).

Chaotique (itération) : Les itérations d'une simulation numérique sont dites chaotiques si l'ordonnancement est asynchrone et que les différents calculs qui doivent être réalisés à la même date le sont dans un ordre aléatoire.

Conduction thermique : Mode de transfert thermique qui n'inclut aucun déplacement de matière, donc aucun mélange. La chaleur échangée par conduction correspond à l'énergie thermique transmise de proche en proche par l'agitation thermique des molécules. La conduction est un processus diffusif, au même titre que la diffusion de particules (par exemple, la diffusion d'un parfum dans une pièce sans courant d'air). Le transfert thermique conductif est beaucoup moins efficace que le transfert convectif, qui inclut un déplacement de matière.

Contraintes (champ de) : champ de forces (ou de moments de force) surfaciques réparti à l'intérieur d'un fluide ou d'un solide.

Convection thermique : mouvement de mélange d'un fluide déclenché par les contrastes de densité de ce dernier. Le moteur de la convection est d'origine gravitaire : un courant chaud est ascendant et un courant froid est descendant, car la densité d'un fluide diminue avec la température. Un exemple simple de convection est le mouvement de l'eau dans une casserole sur le feu. Le transfert thermique opéré par la convection est efficace car il s'accompagne d'un transport de matière : il permet d'échanger beaucoup de chaleur en peu de temps.

Couche limite mécanique : couche de fluide dans laquelle le frottement fluide est de l'ordre de grandeur des forces motrices du mouvement. La couche limite est définie par une viscosité non nulle du fluide en son sein. Hors de la couche limite mécanique, les effets visqueux sont considérés comme négligeables devant les effets inertiels. Dans le cas de la Terre, la couche limite mécanique englobe la totalité du manteau.

Couche limite thermique : couche de transition entre un milieu convectif et un isotherme, la couche limite thermique est le siège d'une forte variation de température à travers son épaisseur, illustrant sa capacité à conduire la chaleur par diffusion thermique, c'est-à-dire sans transport de matière. Ce comportement thermique peut être relié à son comportement mécanique rigide. Un exemple de couche limite thermique sur Terre est celui de la lithosphère, qui opère l'échange de chaleur entre le manteau convectif bien mélangé et l'atmosphère isotherme.

Croûte terrestre : partie superficielle solide du globe terrestre. La croûte est la partie supérieure de la lithosphère ; elle peut être océanique ou continentale et n'atteint que quelques kilomètres de profondeur.

Dorsale : chaîne de montagnes sous-marines située à l'interface de deux plaques lithosphériques divergentes. Les dorsales sont les lieux de production du plancher océanique.

Équation d'état : équation plus ou moins complexe reliant les grandeurs macroscopiques qui caractérisent l'état d'équilibre thermodynamique d'un système. Un exemple classique est celui de la loi des gaz parfaits (équation 4.1).

Failles transformantes : frontière entre deux plaques lithosphériques ne présentant ni création ni destruction de croûte océanique. Une faille transformante agit selon un mouvement de coulissage entre deux plaques : c'est notamment le cas au niveau des dorsales, qui sont découpées en segments séparés par des failles transformantes perpendiculaires à l'axe d'accrétion. Ces zones de frottement très sismogènes permettent à des plaques rigides de paver une calotte sphérique en étant produites sur des segments de droite.

Flux de chaleur : quantité d'énergie thermique transmise par unité de temps à travers une surface donnée. Dans le cadre de cette thèse, ce terme correspond au flux existant à la surface de la planète, et son ordre de grandeur est le TW (10^{12} W).

Géoïde : surface équipotentielle du champ de pesanteur, choisie pour correspondre à la surface moyenne des océans. Le géoïde est une surface ondulée (cf figure 2.2) dont l'altitude, exprimée en mètres, est définie à une constante près. Les ondulations du géoïde sont dues à la répartition inhomogène des masses à l'intérieur de la Terre.

Isostasie : équilibrage de masses entre 0 et 100 km de profondeur, en fonction de leur répartition spatiale et de leur densité. Cet équilibrage est mis en oeuvre par la poussée d'Archimède appliquée à des solides plastiques et aboutit à une pression uniforme à une profondeur appelée profondeur de compensation, indépendamment des irrégularités topographiques en surface. Par exemple, une chaîne de montagnes étant plus lourde que l'atmosphère qu'elle remplace au dessus du niveau des océans, une zone de moindre densité est placée par isostasie sous les montagnes. La compensation isostatique contrecarre aussi l'érosion ou la fonte d'un glacier (rebond isostatique), tout comme le tirant d'eau d'un bateau varie avec son chargement.

Liquidus : pour un liquide composé de différents constituants (par opposition à un corps pur), la température de liquidus est la température pour laquelle les premiers cristaux apparaissent dans un tel mélange qui se refroidit. Le liquidus correspond aussi aux conditions de pression et de température auxquelles ce mélange devient totalement liquide quand on le chauffe.

Lithosphère (mécanique et thermique) : Partie superficielle et rigide du matériau dont sont faits les astres telluriques. Dans le cas particulier de la Terre actuelle, la lithosphère se divise en plaques lithosphériques mobiles, dont l'épaisseur varie entre 80 km (lithosphère océanique) et 250 km (lithosphère continentale). La lithosphère thermique est définie par son profil de température conductif, dans le cadre d'un modèle de refroidissement d'un espace semi-infini (section 5.4.1). En termes d'ordre de grandeur, cette définition correspond relativement bien à la lithosphère mécanique. À courte échelle de temps, la lithosphère est considérée comme un système fermé pour calculer des bilans de forces. Sur le long terme, à l'échelle de la création et de la disparition d'une plaque tectonique, la lithosphère est en réalité un système ouvert, dont l'épaisseur croît au cours de son refroidissement.

Mantle drag : force résistive limitant la vitesse des plaque tectoniques rigides par le frottement de ces dernières sur le manteau sous-jacent, considéré comme un fluide visqueux.

Marge continentale, active ou passive : Une marge passive forme le bord d'un continent après l'ouverture d'un océan. Le terme « passive » indique que cette zone n'évolue plus : les mouvements tectoniques se concentrent au niveau de la dorsale médio-océanique. Une marge active forme le bord d'un continent sous lequel plonge une plaque en subduction. Elle est affectée par une forte déformation accompagnée de séismes très forts et d'un important volcanisme.

Nusselt (nombre de) : nombre sans dimension quantifiant l'efficacité de la convection dans une couche fluide, en comparaison avec le transfert thermique conductif. Le nombre de Nusselt Nu est défini comme le rapport entre le flux convectif et le flux conductif (ou diffusif) d'une couche fluide d'épaisseur d et de saut de température ΔT (cf équation 3.16).

Onde sismique : vibration mécanique initiée par un tremblement de terre et se propageant de proche en proche à l'intérieur de la planète. Les ondes sismiques peuvent parcourir des dizaines de milliers de kilomètres sous forme d'ondes longitudinales de compression ou d'ondes transversales de cisaillement. Ces dernières correspondent au frottement de couches de roche s'entraînant successivement en vibration ; elles ne se propagent pas dans les liquides, car ils présentent une viscosité quasi-nulle.

Orientée objet (programmation) : type de programmation dont les éléments de base sont des entités possédant une bibliothèque propre d'opérations génériques (classement de données, opérations mathématiques, *etc.*) qui sont mises en œuvre pour calculer l'état du système, en évitant de réécrire les méthodes appelées par ces entités à chaque fois qu'elles sont utilisées. La programmation orientée objet est typiquement utilisée en dynamique moléculaire car chaque molécule détecte ses collisions et calcule son déplacement avec des fonctions génériques auxquelles elles font appel quand elles en ont besoin.

Plaques tectoniques (ou lithosphériques) : fragments de la lithosphère qui résultent de son découpage à la manière d'un puzzle par un système de dorsales, de fosses de subduction et de failles transformantes. Les plaques lithosphériques sont mises en mouvement par les courants de convection qui animent le manteau. Elles se déplacent ainsi de quelques centimètres par an dans des directions différentes, ce qui entraîne la formation de zones de divergence, de subduction et de collision.

Poussée d'Archimède : force volumique correspondant à la résultante des forces de pression d'un fluide sur un corps immergé. La poussée d'Archimède est égale et opposée au poids apparent du fluide déplacé par l'immersion du corps auquel s'applique cette force. De façon générale, cela implique que l'on tienne compte des forces d'inertie d'entraînement et de Coriolis dans ce calcul.

Prandtl (nombre de) : nombre sans dimension quantifiant la compétition entre les processus de diffusion thermique et de diffusion de quantité de mouvement (frottement visqueux). Le nombre de Prandtl Pr est défini comme le rapport de la diffusivité visqueuse ν sur la diffusivité thermique κ du fluide considéré. Un nombre de Prandtl fort signifie que le champ de vitesse s'ajuste à tout instant au champ de température (c'est le cas du manteau terrestre). Un nombre de Prandtl faible indique que la conduc-

tion thermique est tellement rapide que le profil de vitesse a peu d'effet sur le profil de température (c'est le cas des métaux liquides).

Pression d'un fluide : variable d'état macroscopique d'un fluide quantifiant le flux de quantité de mouvement $\vec{p} = m\vec{v}$ qui traverse une surface élémentaire du fluide en équilibre thermodynamique local (chapitre 4). Plus simplement, la pression peut être vue comme la force surfacique résultant des collisions du capteur qui la mesure avec les molécules du fluide considéré. La pression s'exprime en Pascal (Pa) et correspond à des N/m^2 .

Puissance : débit (dérivée temporelle) d'énergie délivrée par un système à un autre système, la puissance d'une action mécanique est aussi définie comme le produit scalaire de la vitesse $\vec{V}$ d'un système par la force $\vec{F}$ qui lui est appliquée, et s'exprime en Watt ($1\text{ W} = 1\text{ J/s}$). Deux systèmes de puissances différentes pourront fournir la même énergie, mais le système le plus puissant sera le plus rapide. La puissance développée par un système réel ne pouvant être infinie, l'énergie de ce système ne peut présenter de discontinuité temporelle.

Racines continentales : partie basse de la lithosphère continentale, qui peut atteindre 200 km d'épaisseur. La lithosphère continentale présente une densité faible qui maintient les continents à la surface du manteau. Sa viscosité moyenne est d'autant plus élevée que sa température moyenne est faible, ce qui est le cas pour une lithosphère continentale épaisse. Le couplage mécanique des lithosphères océanique et continentale au niveau des marges passives dépend dans une large mesure de l'épaisseur des lithosphères concernées.

Rayleigh (nombre de) : nombre sans dimension quantifiant la capacité d'une couche de fluide à entrer en convection, le nombre de Rayleigh est défini comme le rapport des temps caractéristiques de diffusion et de transport gravitaire d'un fluide donné, présentant un saut de température ΔT sur une épaisseur d (cf équation 2.4). Le nombre de Rayleigh mesure aussi la vigueur de la convection : si le système est dit convectif pour $Ra \geq 10^3$, une convection caractérisée par $Ra \leq 10^6$ est lente et ordonnée (convection de Rayleigh-Bénard), tandis qu'un système présentant un nombre de Rayleigh supérieur à 10^7 est très vigoureux voire turbulent (cf figures 3.9 et 3.11).

Rebond post-glaciaire : remontée de lithosphère continentale engendrée par la fonte d'une calotte glaciaire. L'équilibrage isostatique régional d'une colonne de matériau fluide fait suite à la relaxation de la contrainte pesante de la glace en surface, de façon à ce que cette colonne ait le même poids que celles qui n'ont pas supporté de calotte glaciaire. À titre d'exemple, le rebond isostatique scandinave présente une échelle de temps de quelques milliers d'années.

Rhéologie : Branche de la mécanique qui étudie les déformations et l'écoulement de la matière. La rhéologie étudie notamment les rapports entre la viscosité, la plasticité et l'élasticité des matériaux, ainsi que le comportement de ceux-ci sous l'influence des pressions, afin d'établir des lois de comportement des substances déformables.

Ridge push : force motrice de la tectonique des plaques, le *ridge push* correspond à la résultante des forces de pression du manteau et des océans sur la lithosphère rigide, au-dessus du niveau de compensation isostatique. La lithosphère se situant au-dessus de ce niveau, la pression produite à une profondeur donnée par l'excès d'élévation de la ride océanique est plus forte que la pression exercée par la partie plus vieille de la

lithosphère. Cette force est environ dix fois plus faible que la traction gravitaire (*slab pull*) exercée par une plaque plongeante.

Séculaire (refroidissement) : refroidissement du manteau considéré sur le long terme, c'est-à-dire en s'affranchissant des fluctuations rapides du flux de chaleur au cours de son histoire thermique.

Slab pull : force motrice du mouvement d'une plaque lithosphérique, le *slab pull* correspond à la composante horizontale de la traction gravitaire exercée par la partie plongeante d'une plaque quand elle s'enfonce sous l'action de son propre poids dans le manteau. Le *slab pull* est le principal moteur de la tectonique des plaques.

Slab suction : composante de la traction gravitaire d'une plaque correspondant à l'entraînement visqueux du manteau par la partie du *slab* plongeant dans le manteau inférieur. Le poids de ce panneau inférieur est supporté par le manteau, contrairement au poids du panneau supérieur, directement transmis à la plaque horizontale. L'existence de la force ainsi décrite est propre au modèle développé dans cette thèse et ne revêt pas de caractère général en géodynamique terrestre.

Solidus : pour un matériau composé de différents constituants (par opposition à un corps pur), la température de solidus est la température pour laquelle les premières gouttes de liquide apparaissent dans un tel solide que l'on chauffe. Le solidus correspond aussi aux conditions de pression et de température auxquelles ce mélange devient totalement solide quand on le refroidit.

Subduction : processus d'enfoncement gravitaire d'une plaque tectonique sous une autre plaque, en général une plaque océanique sous une plaque continentale, de densité moindre.

Sub-solidus : terme qualifiant la convection d'un mélange présentant une composition mixte solide-liquide, mais avec un comportement mécanique de type solide. La convection mantellique actuelle est de ce type : le manteau est très majoritairement solide, mais sur des échelles de temps suffisamment longues (plusieurs centaines de millions d'années), sa viscosité finie permet au manteau de se déformer selon un schéma de cycles de convection.

Synchrone (itération) : un schéma de calcul synchrone est un schéma dans lequel les calculs sont tous réalisés avec la même fréquence et pour lequel l'état du monde est constant pendant un pas de temps : la mise à jour de chaque entité à la date t n'est effective qu'à la date $t + 1$. C'est notamment le cas des méthodes numériques classiques de résolution d'équations aux dérivées partielles sur un maillage du domaine de simulation (différences finies, éléments finis, *etc.*).

Systèmes multi-agents : ensemble ordonné d'entités informatiques autonomes (agents) dont les interactions sont contrôlées par des lois de comportement de natures variées. Le fonctionnement des systèmes multi-agents est basé sur la superposition des modèles de phénomènes et d'interactions entre agents, ce qui permet de décrire un processus complexe en disposant d'une grande flexibilité de simulation, en termes d'ordonnancement et de nature des modèles de comportement des agents.

Température : variable d'état macroscopique quantifiant l'énergie cinétique moyenne du volume élémentaire d'un fluide en équilibre thermodynamique local (chapitre 4). Plus simplement, la température peut être vue, à une constante multiplicative près, comme le réservoir énergétique d'agitation thermique d'un fluide. Il ne faut pas confondre chaleur

et température : la chaleur est une somme d'énergie échangée entre deux systèmes (grandeur additive) alors que la température est définie en chaque point d'un fluide (on parle de champ de température). Cependant, la chaleur échangée entre deux systèmes respectivement aux températures T_1 et T_2 peut dans certains cas s'écrire sous une forme proportionnelle à la différence de température $T_1 - T_2$.

Tomographie : technique de reconstruction des anomalies de vitesse d'ondes sismiques, calculées en inversant les temps de parcours des ondes entre plusieurs stations sismiques terrestres. Ces anomalies sont interprétées comme des hétérogénéités de température dans le manteau, qui est ainsi cartographié en trois dimensions à partir d'hypothèses plus ou moins contraintes sur sa composition chimique.

Urey (nombre d') : nombre sans dimension quantifiant la capacité d'une planète à évacuer son énergie radioactive, le nombre d'Urey est défini comme le rapport du taux d'énergie radioactive produite par un astre sur la puissance thermique diffusée à sa surface. Pour la Terre actuelle, le nombre d'Urey est inférieur à 1 ($0,2 \leq Ur \leq 0,5$ selon les estimations), ce qui signifie que la Terre se refroidit.

Viscosité : La viscosité d'un fluide quantifie sa capacité à induire un frottement entre des couches voisines à l'intérieur du fluide : la couche la plus lente tend à freiner la couche la plus rapide qui, en retour, tend à l'accélérer. La viscosité est à l'origine d'une dissipation de l'énergie cinétique d'un système fluide qui se déforme. Pour une température et une pression données, la viscosité d'un fluide est d'autant plus forte que celui-ci est rigide et peu déformable. Par exemple, un dentifrice est moins visqueux qu'une pâte à modeler, qui est elle-même moins visqueuse qu'un morceau de verre.

Publications

Cette section énumère les articles écrits pendant cette thèse. Les versions provisoires de ces articles sont fournies en fin de manuscrit.

Combes, M., Buin, B., Parenthoën, M., et Tisseau, J. (2010). Multiscale multiagent architecture validation by virtual instruments in molecular dynamics experiments. Dans *Simulation of Multiphysics Multiscale Systems, International Conference on Computational Science*.

Combes, M. et Grigné, C. (2011). Earth's cooling history and the thermal catastrophe paradox : surface is the key. Submitted.

Combes, M., Grigné, C., Husson, L., Conrad, C., Le Yaouanq, S., Parenthoën, M., Tisseau, C., et Tisseau, J. (2011). Multiagent simulation of evolutive plate tectonics applied to the thermal evolution of the Earth. Submitted to *Geochemistry, Geophysics, Geosystems*.

Références bibliographiques

- Abbott, D., Burgess, L., et Longhi, J. (1994). An empirical thermal history of the Earth's upper mantle. *Journal of Geophysical Research*, 99 :13825–13850.
- Abe, Y. (1997). Thermal and chemical evolution of the terrestrial magma ocean. *Physics of the Earth and Planetary Interiors*, 100 :27–39.
- Adam, C. et Vidal, V. (2010). Mantle flow drives the subsidence of oceanic plates. *Science*, 328(83) :83–85. doi :10.1126/science.1185906.
- Alder, B. et Wainwright, T. (1959). Studies in molecular dynamics. I. General method. *Journal of Chemical Physics*.
- Allègre, C., Lewin, E., et Dupre, B. (1988). A coherent crust mantle model for the uranium thorium lead isotopic system. *Chem. Geol.*, 70 :211–234.
- Allen, M. et Tideslay, D. (1989). *Computer simulation of liquids*. Clarendon Press.
- Altamimi, Z., Sillard, P., et Boucher, C. (2002). ITRF2000 : a new release of international terrestrial reference frame for Earth science applications. *Journal of Geophysical Research Solid Earth*, 107(B10-2214).
- Altamimi, Z., Sillard, P., et Boucher, C. (2003). The impact of a no-net-rotation condition on itr2000. *Geophysical Research Letters*, 30.
- Ballmer, M. and. Ito, G., van Hunen, J., et Tackley, P. (2010). Small-scale sublithospheric convection reconciles geochemistry and geochronology of 'superplume' volcanism in the western and south pacific. *Earth Planet. Sci. Lett.*, 290 :224–232. doi :10.1016/j.epsl.2009.12.025.
- Ballmer, M., van Hunen, J., Ito, G., Tackley, P., et Bianco, T. (2007). Non-hotspot volcano chains originating from small-scale sublithospheric convection. *Geophysical Research Letters*, 34. doi :10.1029/2007GL031636.
- Becker, T. (2006). On the effect of temperature and strain-rate dependent viscosity on global mantle flow, net rotation, and plate-driving forces. *Geophys. J. Int.*, 167 :943–957.

- Becker, T., Conrad, C., Buffett, B., et Müller, R. (2009). Past and present seafloor age distributions and the temporal evolution of plate tectonic heat transport. *Earth and Planetary Science Letters*, 278 :233–242.
- Becker, T. et Faccena, C. (2009). *Subduction Zone Geodynamics.*, chapitre A Review of the Role of Subduction Dynamics for Regional and Global Plate Motions. SpringerVerlag.
- Becker, T. et O’Connell, R. (2001). Predicting plate velocities with mantle circulation models. *Geochem. Geophys. Geosyst.*, 2.
- Benioff, V. (1949). Seismic evidence for the fault origin of oceanic deeps. *GSA Bulletin*, 60 :1837–1856.
- Bercovici, D., Ricard, Y., et Richards, M. (2000). *The History and Dynamics of Global Plate Motions.*, volume 121, chapitre The Relation Between Mantle Dynamics and Plate Tectonics : A Primer., page 546. AGU.
- Billen, M. (2008). Modeling the dynamics of subducting slabs. *Annual Review of Earth and Planetary Sciences*, 36 :325–356.
- Bommel, P. (2009). *Définition d’un cadre méthodologique pour la conception de modèles multi-agents adaptée à la gestion des ressources renouvelables.* Thèse de doctorat, Université de Montpellier 2.
- Braginsky, S. et Roberts, P. (1995). Equations governing convection in the Earth’s core and the geodynamo. *Geophysical and Astrophysical Fluid Dynamics*, 79 :1–97.
- Buffet, B. (2006). Plate force due to bending at subduction zones. *Journal of Geophysical Research*, 111(B09405).
- Buti, F., Cacciagrano, D., Corradini, F., E., M., et Tesei, L. (2010). Bioshape : a spatial shapebased scale independent simulation environment for biological systems. Dans *Simulation of Multiphysics Multiscale Systems, International Conference on Computational Science*.
- Byerlee, J. (1968). Brittle-ductile transition in rocks. *Journal of Geophysical Research*, 73(14) :4741–4750.
- Cande, S. C., Raymond, C. A., Stock, J., et Haxby, W. (1995). Geophysics of the pitman fracture zone and pacific-antarctic plate motions during the cenozoic. *Science*, 270 :947–953.
- Carlson, R. (1981). Boundary forces and plate velocities. *Geophysical Research Letters*, 8(9) :958–961.
- Carlson, R. (1983). Plate motions, boundary forces, and horizontal temperature gradients : Implications for the driving mechanism. *Tectonophysics*, 99 :149–164.
- Carlson, R. et Johnson, H. (1994). On modeling the thermal evolution of the oceanic upper mantle : An assessment of the cooling plate model. *Journal of Geophysical Research*, 99(B2) :3201–3214.

- Chandrasekhar, S. (1961). *Hydrodynamic and hydromagnetic stability*. Oxford University Press.
- Chenu, S. (2011). *Modélisation électromagnétique in virtuo. Application aux problèmes de propagation en milieux complexes pour les systèmes de télécommunication*. Thèse de doctorat, Université de Bretagne Occidentale.
- Chenu, S., Le Maguer, S., Ney, M., et Parenthoën, M. (2009). Une nouvelle méthode de modélisation électromagnétique : la méthode énaactive. Dans *16^e Journées Nationales Microondes*, Grenoble, France.
- Chenu, S., Ney, M., et Parenthoën, M. (2010). Modélisation électromagnétique in virtuo. Application aux problèmes de propagation en milieux complexes pour les systèmes de télécommunication. Dans *Journées de l'Aber Wrac'h LISyC*.
- Christensen, U. R. (1985). Thermal evolution models for the Earth. *Journal of Geophysical Research*, 90 :2995–3007.
- Coltice, N., Phillips, B., Bertrand, H., Ricard, Y., et Rey, P. (2007). Global warming of the mantle at the origin of flood basalts over supercontinents. *Geology*, 35 :391–394.
- Combes, M., Buin, B., Parenthoën, M., et Tisseau, J. (2010a). Multiscale multiagent architecture validation by virtual instruments in molecular dynamics experiments. Dans *Simulation of Multiphysics Multiscale Systems, International Conference on Computational Science*.
- Combes, M. et Grigné, C. (2011). Earth's cooling history and the thermal catastrophe paradox : surface is the key. Submitted.
- Combes, M., Grigné, C., Husson, L., Conrad, C., Le Yaouanq, S., Parenthoën, M., Tisseau, C., et Tisseau, J. (2011). Multiagent simulation of evolutive plate tectonics applied to the thermal evolution of the Earth. Submitted to *Geochemistry, Geophysics, Geosystems*.
- Conrad, C. et Behn, M. (2010). Constraints on lithosphere net rotation and asthenospheric viscosity from global mantle flow models and seismic anisotropy. *Geochemistry Geophysics Geosystems*, 11(5).
- Conrad, C. et Hager, B. (1999a). Effects of plate bending and fault strength at subduction zones on plate dynamics. *Journal of Geophysical Research*, 104.
- Conrad, C. et Hager, B. (1999b). The thermal evolution of an Earth with strong subduction zones. *Geophysical Research Letters*, 26(19).
- Conrad, C. et Lithgow-Bertelloni, C. (2002). How mantle slabs drive plate tectonics. *Science*, 298 :207–209.
- Coulon, A., Beslon, G., et Gandrillon, O. (2008). *Methods in Molecular Biology*, volume 484, chapitre Large Multiprotein Structures modelling and Simulation : The Need for Mesoscopic Models. Humana Press.
- Cserepes, L. et Rabinowicz, M. (1985). Gravity and convection in a two-layer mantle. *Earth Planet. Sci. Lett.*, 76 :193–207.

- Davaille, A. et Jaupart, C. (1993). Transient high-rayleigh-number thermal convection with large viscosity variations. *J. Fluid Mech.*, 253 :141–166.
- Davaille, A. et Jaupart, C. (1994). Onset of thermal convection in fluids with temperature dependent viscosity. Application to the oceanic mantle. *Journal of Geophysical Research*, 99.
- Davies, E., Chapman, D., Wang, K., Villinger, H., Fisher, A., Robinson, S., Grigel, J., Pridnow, D., Stein, J., et Becker, K. (1999). Regional heat flow variations across the sedimented Juan de Fuca ridge eastern flank : Constraints on lithospheric cooling and lateral hydrothermal heat transport. *Journal of Geophysical Research*, 104(B8) :17,675–17,688.
- Davies, G. (1980). Thermal histories of convective Earth models and constraints on radiogenic heat production in the Earth. *Journal of Geophysical Research*, 85 :2517–2530.
- Davis, E. (1989). *Handbook of seafloor heat flow*, chapitre Thermal aging of oceanic lithosphere, pages 145–167. Wright and Loudon.
- DeMets, C., Gordon, R., Angus, D., et Stein, S. (1990). Current plate motions. *Geophys. J. Int.*, 101 :425–478.
- DeMets, C., Gordon, R., Angus, D., et Stein, S. (1994). Effect of recent revisions to the geomagnetic reversal time scale on estimates of current plate motions. *Geophysical Research Letters*, 21(20) :2191–2194.
- Desmeulles, G., Bonneaud, S., Redou, P., Rodin, V., et Tisseau, J. (2009). In vitro experiments based on the multiinteraction system framework : the Reiscop metamodel. *Computer Modeling in Engineering and Sciences*, 47(3) :299–330.
- Dietz, R. (1961). Continent and ocean basin evolution by spreading of the sea floor. *Nature*, 190 :854–857.
- Dumoulin, C., Doin, M.-P., Arcay, D., et Fleitout, L. (2005). Onset of small-scale instabilities at the base of the lithosphere : scaling laws and role of preexisting lithospheric structures. *Geophys. J. Int.*, 160 :344–356.
- Dziewonski, A. et Anderson, D. (1981). Preliminary reference Earth model. *Physics of the Earth and Planetary Interiors*, 25 :297–356.
- Erickson, A., Von Herzen, R., Sclater, J., Girdler, R., Marshall, B., et Hyndman, R. (1975). Geothermal measurements in deep-sea drill holes. *Journal of Geophysical Research*, 80 :2515–2528.
- Ferber, J. (1999). *Multi Agent Systems : an introduction to distributed artificial intelligence*. Addison Wesley, Harlow.
- Ferber, J. et Gutknecht, O. (1998). A meta-model for the analysis and design of organizations in multi-agent systems. Dans *Proc. of Int. Conf. on Multiagent Systems*.
- Forsyth, D. et Uyeda, S. (1975). On the relative importance of the driving forces on plate motion. *Geophysical Journal*, 43.

- Frenkel, D. et Smit, B. (2001). *Understanding Molecular Simulation : From Algorithms to Applications*. Academic Press Inc.
- Funiciello, F., Faccenna, C., Giardini, D., et Regenauer-Lieb, K. (2003). Dynamics of retreating slabs : 2. Insights from three-dimensional laboratory experiments. *Journal of Geophysical Research*, 108(B4).
- Funiciello, F., Faccenna, C., Heuret, A., Lallemand, S., Di Giuseppe, E., et Becker, T. (2008). Trench migration, net rotation and slab mantle coupling. *Earth and Planetary Science Letters*, 271 :233–240.
- Gable, C., O’Connell, R., et Travis, B. (1991). Convection in three dimensions with surface plates : generation of toroidal flow. *Journal of Geophysical Research*, 96 :8391–8405.
- Gait, A. et Lowman, J. (2007). Time-dependence in mantle convection models featuring dynamically evolving plates. *Geophys. J. Int.*, 171.
- Gait, A., Lowman, J., et Gable, C. (2008). Time dependence in 3d mantle convection models featuring evolving plates : Effect of lower mantle viscosity. *Journal of Geophysical Research*, 113.
- Gerya, T. (2010). *Introduction of numerical geodynamic modelling*. Cambridge University Press.
- Gerya, T., Connolly, J., et Yuen, D. (2008). Why is terrestrial subduction one sided ? *Geology*, 36(1) :43–46.
- Gerya, T. et Meilick, F. (2011). Geodynamic regimes of subduction under an active margin : effects of rheological weakening by fluids and melts. *J. Metamorphic Geol.*, 29 :7–31.
- Goes, S., Capitanio, F., Morra, G., Seton, M., et Giardini, D. (2011). Signatures of downgoing plate-buoyancy driven subduction in cenozoic plate motions. *Physics of the Earth and Planetary Interiors*, 184 :1–13.
- Goes, S., Spakman, W., et Bijwaard, H. (1999). A lower mantle source for central european volcanism. *Science*, 286(5446) :1928–1931.
- Goren, L., Aharonov, E., Mulugeta, G., Koyi, H., et Mart, Y. (2008). Ductile deformation of passive margins : A new mechanism for subduction initiation. *Journal of Geophysical Research*, 113(B08411).
- Gradstein, F. M., Agterberg, F., Ogg, J., Hardenbol, J., van Veen, P., Thierry, J., et Huang, Z. (1994). A mesozoic time scale. *Journal of Geophysical Research*, 99 :24051–24074.
- Griffiths, R., Hackney, R., et van der Hilst, R. (1995). A laboratory investigation of effects of trench migration on the descent of subducted slabs. *Earth and Planetary Science Letters*, 133 :1–17.
- Grigné, C. (2003). *Etude de l’effet des continents sur la convection du manteau*. Thèse de doctorat, Institut de Physique du Globe de Paris.
- Grigné, C. et Labrosse, S. (2001). Effects of continents on Earth cooling : thermal blanketing and depletion in radioactive elements. *Geophysical Research Letters*, 28 :2707–2710.

- Grigné, C., Labrosse, S., et Tackley, P. (2005). Convective heat transfer as a function of wavelength : Implications for the cooling of the Earth. *Journal of Geophysical Research*, 110(B03409).
- Grigné, C., Labrosse, S., et Tackley, P. (2007a). Convection under a lid of finite conductivity : heat flux scaling and application to continents. *Journal of Geophysical Research*, 112(B08402).
- Grigné, C., Labrosse, S., et Tackley, P. (2007b). Convection under a lid of finite conductivity in wide aspect ratio models : effect of continents on the wavelength of mantle flow. *Journal of Geophysical Research*, 112(B08403).
- Grimm, V., Berger, U., Bastiansen, F., Eliassen, S., Ginot, V., Giske, J., GossCustard, J., Grand, T., Heinz, S., Huse, G., Huth, A., Jepsen, J., Jorgensen, C., Mooij, W., Muller, B., Pe'er, G., Piou, C., Railsback, S., Robbins, A., Robbins, M., Rossmanith, E., Ruger, N., Strand, E., Souissi, S., Stillman, R., Vabo, R., Visser, U., et DeAngelis, D. (2006). A standard protocol for describing individual-based and agent-based models. *Ecological modelling*, 198 :115–126.
- Gripp, A. et Gordon, R. (2002). Young tracks of hotspots and current plate velocities. *Geophysical Journal International*, 150 :321–361.
- Guillou, G. (2011). *Architecture multi-agents pour le pilotage automatique des voiliers en compétition et Extensions algébriques des Réseaux de Petri*. Thèse de doctorat, Université de Bretagne Occidentale.
- Guillou, G. et Parenthoën, M. (2007). Modèle multi-agents pour le pilotage temps réel d'un voilier. Dans *6ème Colloque Francophone sur la Modélisation des Systèmes Réactifs*, pages 145–157.
- Guillou-Frottier, L., Buttles, J., et Olson, P. (1995). Laboratory experiments on the structure of subducted lithosphere. *Earth and Planetary Science Letters*, 133 :19–34.
- Gurnis, M. (1988). Large scale mantle convection and the aggregation and dispersal of supercontinents. *Nature*, 332 :695–699.
- Gurnis, M. (1989). A reassessment of the heat transport by variable viscosity convection with plates and lids. *Geophysical Research Letters*, 16 :179–182.
- Guyon, E., Hulin, J.-P., et Petit, L. (2001). *Hydrodynamique physique*. CNRS Editions.
- Harrouet, F., Cazeaux, E., et Jourdan, T. (2006). *ARéVi : Atelier de Réalité Virtuelle*, chapitre Le traité de la Réalité Virtuelle. Presses de l'École des Mines.
- Haskell, N. (1935). The motion of a viscous fluid under a surface load. *J. App. Phys.*, 6 :265–269.
- Heine, C., Müller, R., et Gaina, C. (2004). Reconstructing the lost eastern tethys ocean basin : Convergence history of the se asian margin and marine gateways. *Geophysical monograph AGU*, 149 :37–54.
- Heirtzler, J., Le Pichon, X., et Baron, J. (1966). Magnetic anomalies over the reykjanes ridge. *Deep Sea Research and Oceanographic Abstracts*, 13 :427–443.

- Heron, P. et Lowman, J. (2010). Thermal response of the mantle following the formation of a super plate. *Geophysical Research Letters*, 37.
- Hess, H. (1962). History of ocean basins. Dans Engeln, A., James, H., et Leonard, B., éditeurs, *Petrologic studies - A volume in honor of A.F. Buddington*, pages 599–620. Geol. Soc. America, New York.
- Heuret, A. (2005). *Dynamique des zones de subduction : étude statistique globale et approche analogique*. Thèse de doctorat, Université de Montpellier 2.
- Heuret, A., F. Funiciello, F., C. Faccenna, C., et Lallemand, S. (2007). Plate kinematics, slab shape and back-arc stress : A comparison between laboratory models and current subduction zones. *Earth and Planetary Science Letters*, 256 :473–483.
- Heuret, A. et Lallemand, S. (2005). Plate motions, slab dynamics and back-arc deformation. *Physics of the Earth and Planetary Interiors*, 149 :31–51.
- Honda, S. (1997). A possible role of weak zone at plate margin on secular mantle cooling. *Geophysical Research Letters*, 24 :2861–2864.
- Hong, D., Zhang, J., Wang, T., Wang, S., et Xilin, X. (2004). Continental crustal growth and the supercontinental cycle : evidence from the central asian orogenic belt. *Journal of Asian Earth Sciences*, 23(5) :799–813.
- Huang, J., Zhong, S., et van Hunen, J. (2003). Controls on sublithospheric small-scale convection. *Journal of Geophysical Research*, 108(B82405).
- Husson, L. et Conrad, C. (2006). Tectonic velocities, dynamic topography, and relative sea level. *Journal of Geophysical Research*, 33(L18303).
- Husson, L., Conrad, C., et Faccenna, C. (2008). Tethyan closure, andean orogeny, and westward drift of the pacific basin. *Earth and Planetary Science Letters*, 271 :303–310.
- James, T., Gowan, E., Wada, I., et Wang, K. (2009). Viscosity of the asthenosphere from glacial isostatic adjustment and subduction dynamics at the northern cascadia subduction zone, british columbia, canada. *Journal of Geophysical Research*, 114(B04405).
- Jaupart, C., Labrosse, S., et Mareschal, J. (2007). *Treatise on Geophysics*, volume 7, chapitre Temperatures, heat and energy in the mantle of the Earth, pages 253–304. Elsevier Ltd.
- Jaupart, C. et Mareschal, J.-C. (2003). *Treatise on Geochemistry, The Crust*, volume 3, chapitre Constraints on crustal heat production from heat flow data, pages 65–84. Pergamon.
- Jaupart, C. et Mareschal, J.-C. (2011). *Heat generation and transport in the Earth*. Cambridge University Press.
- Javoy, M. (1999). Chemical Earth models. Dans *C.R. Acad. Sci. Paris*, volume 329, pages 537–555.
- Jochum, K., Hoffmann, A., E., I., Seufert, H., et White, W. (1983). K, U and Th in midocean ridge basalt glasses and heat production. k/u and k/rb in the mantle. *Nature*, 306 :431–436.

- Karato, S. et Wu, P. (1993). Rheology of the upper mantle : a synthesis. *Science*, 260 :771–778.
- Katsura, T., Yamada, H., Nishikawa, O., Song, M., Kubo, A., Shinmei, T., Yokoshi, S., Aizawa, Y., Walter, M., Ito, E., et Funakoshi, K. (2004). Olivine wadsleyite transition in the system (mg,fe)₂siO₄. *Journal of Geophysical Research*, 109(B02209).
- Kerdelo, S. (2006). *Méthodes informatiques pour l'expérimentation in virtuo de la cinétique biochimique. Application à la coagulation du sang*. Thèse de doctorat, Université de Bretagne Occidentale, Brest, France.
- Kerdelo, S., Abgrall, J., Parenthoën, M., et Tisseau, J. (2002). *In vitro* blood coagulation versus *in silico* blood coagulation : an individual-centered approach. Dans *IEEE International Conference on Systems, Man and Cybernetics*.
- Kinzler, R. et Grove, T. (1992). Primary magmas of mid-ocean ridge basalts. Part 2 : Applications. *Journal of Geophysical Research*, 97 :6907–6926.
- Korenaga, J. (2003). Energetics of mantle convection and the fate of fossil heat. *Geophysical Research Letters*, 30 :1437–1440.
- Korenaga, J. (2006). *Geophysical Monograph Series*, volume 164, chapitre Archean geodynamics and the thermal evolution of the Earth, pages 7–32. AGU.
- Korenaga, J. (2008). Comment on "intermittent plate tectonics" by Silver and Behn. *Science*, 320.
- Korenaga, J. et Jordan, T. (2003). Physics of multiscale convection in Earth's mantle : Onset of sublithospheric convection. *Journal of Geophysical Research*, 108(B72333).
- Kreemer, C., Haines, A., et Holt, W. (2003). An integrated global model of present-day plate motions and plate boundary deformation. *Geophys. J. Int.*, 154 :8–30.
- Kreemer, C., Haines, A., Holt, W., Blewitt, G., et Lavallée, D. (2000). On the determination of a global strain rate model. *Earth Planets Space*, 52 :765–770.
- Labrosse, S. (2003). Thermal and magnetic evolution of the Earth's core. *Physics of the Earth and Planetary Interiors*, 140 :127–143.
- Labrosse, S. (2005). *Encyclopedia of Geomagnetism and Paleomagnetism.*, chapitre Heat flow across the core-mantle boundary. Springer, New York.
- Labrosse, S. et Jaupart, C. (2007). Thermal evolution of the Earth : secular changes and fluctuations of plate characteristics. *Earth and Planetary Science Letters*, 260.
- Lallemand, S., Heuret, A., Faccenna, C., et Funiciello, F. (2008). Subduction dynamics as revealed by trench migration. *Tectonics*, 27(TC3014).
- Legrand, J. (2007). *Propriétés cinématiques de la croûte terrestre et condition de non rotation globale*. Thèse de doctorat, Observatoire de Paris.
- Lenardic, A. et Kaula, W. (1995). Mantle dynamics and the heat flow into the Earth's continents. *Nature*, 378 :709–711.

- Lenardic, A. et Kaula, W. (1996). Nearsurface thermal/chemical boundary layer convection at finite prandtl number : twodimensional numerical experiments. *Geophys. J. Int.*, 126 :689–711.
- Lenardic, A., Moresi, L., Jellinek, A., et Manga, M. (2005). Continental insulation, mantle cooling, and the surface area of oceans and continents. *Earth and Planetary Science Letters*, 234 :317–333.
- Li, Z., Bogdanova, S., Collins, A., Davidson, A., De Waele, B., Ernst, R., Fitzsimons, I., Fuck, R., Gladkochub, D., Jacobs, J., Karlstrom, K., Lu, S., Natapov, L., Pease, V., Pisarevsky, S., Thrane, K., et Vernikovsky, V. (2008). Assembly, configuration, and break-up history of rodinia : A synthesis. *Precambrian Research*, 160 :179–210.
- Lister, J. et Buffett, B. (1995). The strength and efficiency of thermal and compositional convection in the geodynamo. *Physics of the Earth and Planetary Interiors*, 91 :17–30.
- Litasov, K. et Ohtani, E. (2002). Phase relations and melt compositions in CMAS-pyrolite- H_2O system up to 25 GPa. *Physics of the Earth and Planetary Interiors*, 134 :105–127.
- Louden, K. et Wright, J. (1989). *Handbook of seafloor heat flow*, chapitre Marine heat flow data : a new compilation of observations and brief review of its analysis, pages 3–67. Wright and Louden.
- Lowman, J., Gait, A., Gable, C., et Kukreja, H. (2008). Plumes anchored by a high viscosity lower mantle in a 3d mantle convection model featuring dynamically evolving plates. *Journal of Geophysical Research*, 35.
- Lowman, J. et Jarvis, G. (1993). Mantle convection flow reversals due to continental collisions. *Geophysical Research Letters*, 20 :2087–2090.
- Lowman, J. et Jarvis, G. (1995). Mantle convection models of continental collision and breakup incorporating finite thickness plates. *Phys. Earth. Planet. Sci.*, 88 :53–68.
- Lowman, J., King, S., et Gable, C. (2001). The influence of tectonic plates on mantle convection patterns, temperature and heat flow. *Geophys. J. Int.*, 146 :619–636.
- Lowman Jr, P. (1997). Global tectonic and volcanic activity of the last one million years. Rapport technique, NASA.
- Loyd, S., Becker, T., Conrad, C., Lithgow-Bertelloni, C., et Corsetti, F. (2007). Time variability in cenozoic reconstructions of mantle heat flow : Plate tectonic cycles and implications for Earth thermal evolution. *Proceedings of the National Academy of Science of the USA*, 104.
- Lux, T. (1998). The socio-economic dynamics of speculative markets : interacting agents, chaos, and the fat tails of return distributions. *J. Econ. Behav. Organizat.*
- Lux, T. et Marchesi, M. (1999). Scaling and criticality in a stochastic multi-agent model of a financial market. *Nature*, 397 :498–500.
- Marcenac, P. et Giroux, S. (1998). GEAMAS : A generic architecture for agent-oriented simulations of complex processes. *Applied Intelligence*, 8 :247–267.

- Mart, Y., Aharonov, E., Mulugeta, G., Ryan, W., Tentler, T., et Goren, L. (2005). Analogue modelling of the initiation of subduction. *Geophys. J. Int.*, 160 :1081–1091.
- McConnell, R. (1965). Isostatic adjustment in a layered Earth. *Journal of Geophysical Research*, 70 :5171–5188.
- McKenzie, D. (1977). The initiation of trenches : A finite amplitude instability. Dans Talwani, M. et Pittman, W., éditeurs, *Island arcs, deep sea trenches, and back-arc basins*, volume 1, pages 57–61. AGU, Washington D.C.
- McKenzie, D. et Richter, F. (1981). Parameterized thermal convection in a layered region and the thermal history of the Earth. *Journal of Geophysical Research*, 86 :11667–11680.
- Meade, B. et Conrad, C. (2008). Andean growth and the deceleration of south american subduction : Time evolution of a coupled orogen-subduction system. *Earth and Planetary Science Letters*, 275 :93–101.
- Minar, N., Burkhart, R., Langton, C., et Askenazi, M. (1996). The Swarm simulation system : A toolkit for building multi-agent simulations. Rapport technique, Santa Fe Institute.
- Mitrovica, J. et Forte, A. (1997). Radial profile of mantle viscosity : Results from the joint inversion of convection and postglacial rebound observables. *Journal of Geophysical Research*, 102 :2751–2770.
- Mitrovica, J. et Forte, A. (2004). A new inference of mantle viscosity based upon joint inversion of convection and glacial isostatic adjustment data. *Earth and Planetary Science Letters*, 225 :177–189.
- Monnereau, M. et Quéré, S. (2001). Spherical shell models of mantle convection with tectonic plates. *Earth and Planetary Science Letters*, 184 :575–587.
- Moore, W. (2008). Heat transport in a convecting layer heated from within and below. *Journal of Geophysical Research*, 113(11407).
- Moreau, L. (2005). Stability of multiagent systems with time-dependent communication links. *IEEE Transactions on Automatic Control*, 50(2).
- Moresi, L. et Lenardic, A. (1997). Threedimensional numerical simulations of crustal deformation and subcontinental mantle convection. *Earth Planet. Sci. Lett.*, 150 :233243.
- Moresi, L. et Solomatov, V. (1998). Mantle convection with a brittle lithosphere : thoughts on the global tectonic styles of the Earth and Venus. *Geophys. J. Int.*, 133 :669–682.
- Morley, L. (1986). Early working leading to the explanation of the banded geomagnetic imprinting of the ocean floor. *EOS*, 67 :665–666.
- Mueller, S. et Phillips, R. (1991). On the initiation of subduction. *Journal of Geophysical Research*, 96(B1) :651–665.
- Müller, M., Charypar, D., et Gross, M. (2003). Particle based fluid simulation for interactive applications. Dans *Eurographics/SIGGRAPH Symposium on Computer Animation*.
- Müller, R., Goest, W., Royer, J., Gahagan, L., et Sclater, J. (1997). Digital isochrons of the world’s ocean floor. *Journal of Geophysical Research*, 102(B2).

- Müller, R., Sdrolias, M., Gaina, C., et Roest, W. (2008). Age, spreading rates, and spreading asymmetry of the world's ocean crust. *Geochem. Geophys. Geosyst.*, 9(4).
- Narteau, C. (2007). Formation and evolution of a population of strike slip faults in a multiscale cellular automaton model. *Geophys. J. Int.*, 168 :723–744.
- Narteau, C., Zhang, D., Rozier, O., et Claudin, P. (2009). Setting the length and time scales of a cellular automaton dune model from the analysis of superimposed bed forms. *Journal of Geophysical Research*, 114.
- Nicolaysen, L., Hart, R., et gale, N. (1981). The vredefort radioelement profile extended to suprastructural orcks at carletonville, with implications to continental heat flow. *Journal of Geophysical Research*, 86 :10653–10661.
- Nikolaeva, K., Gerya, T., et Marques, F. (2010). Subduction initiation at passive margins : Numerical modeling. *Journal of Geophysical Research*, 115(B03406).
- Nikolaeva, K., Gerya, T., et Marques, F. (2011). Numerical analysis of subduction initiation risk along the atlantic american passive margins. *Geology*, 39(5) :463–466.
- Obst, O. et Rollmann, M. (2005). Spark : A generic simulator for physical multi-agent simulations. *Computer Systems Science and Engineering*, 3187 :153–159.
- O'Connell, R., Gable, C., et Hager, B. (1991). *Glacial isostasy, sea level and mantle rheology.*, chapitre Toroidal-poloidal partitioning of lithospheric plate motions. Kluwer Academic Publishers.
- O'Neill, C., Jellinek, A., et Lenardic, A. (2007). Conditions for the onset of plate tectonics on terrestrial planets and moons. *Earth and Planetary Science Letters*, 261 :2032.
- O'Neill, C., Lenardic, A., Jellinek, A., et Moresi, L. (2009). Influence of supercontinents on deep mantle flow. *Gondwana Research*, 15 :276–287.
- ONeill, C., Müller, R., et Steinberger, B. (2005). On the uncertainties in hot spot reconstructions and the significance of moving hot spot reference frames. *Geochem. Geophys. Geosyst.*, 6(4).
- Parenthoën, M., Jourdan, T., et Tisseau, J. (2004). IPAS : Interactive phenomenological animation of the sea. Dans *Proceedings of the 14th International Offshore and polar engineering Conference*. International Society of Offshore and Polar Engineering.
- Parenthoën, M. et Tisseau, J. (2005). *Tutorial book of virtual concept. Enactive modelling*. ENSIAME/LIPSIESTIA, France.
- Parker, D., Manson, S., Janssen, M., Hoffmann, M., et Deadman, P. (2004). Multi-agent systems for the simulation of land-use and land-cover change : A review. Dans *Annals of the Association of American Geographers*, volume 93, pages 314–337.
- Parsons, B. (1982). Causes and consequences of the relation between area and age of the ocean floor. *Journal of Geophysical Research*, 87 :289–302.
- Parsons, B. et Richter, F. (1980). A relation between the driving force and geoid anomaly associated with midocean ridges. *Earth and Planetary Science Letters*, 51 :445–450.

- Parsons, B. et Sclater, J. (1977b). An analysis of the variation of ocean floor bathymetry and heat flow with age. *Journal of Geophysical Research*, 82 :803–827.
- Peltier, W. (1998). Postglacial variations in the level of the sea : Implications for climate dynamics and solid-Earth geophysics. *Rev. Geophys.*, 36 :603–689.
- Pérez, J. (2001a). *Thermodynamique. Fondements et applications*. 3e édition, DUNOD.
- Pérez, J.-P. (2001b). *Mécanique. Fondements et applications*. 6e édition, Dunod.
- Persson, L. et Diehl, S. (1990). Mechanistic individualbased approaches in the population/community ecology of fish. *Ann. Zool. Fennici*, 27 :165–182.
- Phillips, B. et Bunge, H. (2005). Heterogeneity and time dependence in 3d spherical mantle convection models with continental drift. *Earth and Planetary Science Letters*, 233 :121–135.
- Phillips, B. et Bunge, H. (2007). Supercontinent cycles disrupted by strong mantle plumes. *Geology*, 35(9) :847–850.
- Phillips, B. et Coltice, N. (2010). Temperature beneath continents as a function of continental cover and convective wavelength. *Journal of Geophysical Research*, 115(B04408).
- Pinet, C., Jaupart, C., Mareschal, J.-C., Gariépy, C., Bienfait, G., et Lapointe, R. (1991). Heat flow and structure in the lithosphere in the eastern canadian shield. *Journal of Geophysical Research*, 96 :19941–19963.
- Pollack, H., Hurter, S., et Johnson, J. (1993). Heat flow from the Earth’s interior : analysis of the global data set. *Reviews of Geophysics*, 31(3) :267–280.
- Preis, T., Golke, S., Paul, W., et Schneide, J. (2006). Multi-agent-based order book model of financial markets. *Europhysics Letter*, 75(3).
- Replumaz, A., Karason, H., van der Hilst, R., Besse, J., et Tapponnier, P. (2004). 4-D evolution of SE Asia’s mantle from geological reconstructions and seismic tomography. *Earth Planet. Sci. Lett.* doi : 10.1016/s0012-821x(04)00070-6.
- Ricard, Y., Doglioni, C., et Sabadini, R. (1991). Differential rotation between lithosphere and mantle : A consequence of lateral mantle viscosity variations. *Journal of Geophysical Research*, 96 :8407–8415.
- Ricard, Y., Mattern, E., et Matas, J. (2005). Synthetic tomographic images of slabs from mineral physics. Dans van der Hilst, R., Bass, J., Matas, J., et Trampert, J., éditeurs, *Changing Views on the Structure, Composition, and Evolution of Earth’s Deep*, pages 285–302.
- Ricard, Y. et Vigny, C. (1989). Mantle dynamics with induced plate tectonics. *Journal of Geophysical Research*, 94 :17543–17559.
- Richards, M. et Engebretson, D. (1992). Large-scale mantle convection and the history of subduction. *Nature*, 355 :437–440.

- Roberts, P., Jones, C., et Calderwood, A. (2003). Energy fluxes and ohmic dissipation in the Earth's core. Dans Jones, C., Soward, A., et Zhang, K., éditeurs, *Earth's core and lower mantle.*, pages 100–129. London.
- Rowley, D. (2002). Rate of plate creation and destruction : 180 ma to present. *GSA Bulletin*, 114(8) :927–933.
- Roy, S. et Rao, R. (2000). Heat flow in the indian shield. *Journal of Geophysical Research*, 105 :25587–25604.
- Sandwell, D. T. et Smith, W. H. F. (1997). Marine gravity anomaly from ers-1, geosat and satellite altimetry. *Journal of Geophysical Research*, 102 :10039–10045.
- Schubert, G., Stevenson, D., et Cassen, P. (1980). Whole planet cooling and the radiogenic heat source contents of the Earth and the Moon. *Journal of Geophysical Research*, 85 :2531–2538.
- Schubert, G., Turcotte, D., et Olson, P. (2001). *Mantle convection in the Earth and Planets*. Cambridge University Press.
- Sella, G., Dixon, T., et Mao, A. (2002). Revel : A model for recent plates velocities from space geodesy. *Journal of Geophysical Research*, 10(4) :437–439.
- Servat, D. (2000). *Modélisation de dynamiques de flux par agents. Application aux processus de ruissellement d'infiltration et d'érosion*. Thèse de doctorat, Université de Paris 6, France.
- Silver, P. et Behn, M. (2008). Intermittent plate tectonics? *Science*, 319 :85–88.
- Simmons, G. et Nur, A. (1968). Granites : a relation of properties in situ to laboratory measurements. *Science*, 162 :789–791.
- Smith, W. H. F. et Sandwell, D. T. (1997). Global sea floor topography from satellite altimetry and ship depth soundings. *Science*, 277 :1956–1962.
- Sotin, C., Grasset, O., et Tobie, G. (2009). *Planétologie : Géologie des planètes et des satellites*. Dunod.
- Sotin, J. et Labrosse, S. (1999). Threedimensional thermal convection in an isoviscous, infinite prandtl number fluid heated from within and from below : applications to the transfer of heat through planetary mantles. *Physics of the Earth and Planetary Interiors*, 112 :171–190.
- Stein, C., , et Stein, S. (1992). A model for the global variation in oceanic depth and heat flow with lithospheric age. *Nature*, 359 :123–129.
- Stein, C. et Lowman, J. (2010). Response of mantle heat flux to plate evolution. *Geophysical Research Letters*, 37.
- Steinberger, B., Sutherland, R., et O'Connell, R. (2004). Prediction of emperor-hawaii seamount locations from a revised model of global motion and mantle flow. *Nature*, 430 :167–173.
- Sycara, K. (1998). Multiagent systems. *Artificial Intelligence Magazine*.

- Tackley, P. (1993). Effects of an endothermic transition at 670 *km* depth in a spherical model of convection in the Earth's mantle. *Nature*, 361 :699–704.
- Tackley, P. (2000a). Mantle convection and plate tectonics : Toward an integrated physical and chemical theory. *Science*, 288.
- Tackley, P. (2000b). Self-consistent generation of tectonic plates in time-dependent, three-dimensional mantle convection simulations. *Geochem. Geophys. Geosyst.*, I(8) :10–26.
- Tesauro, M., Kaban, M., et Cloetingh, S. (2009). A new thermal and rheological model of the european lithosphere. *Tectonophysics*, 476 :478–495.
- Tesfatsion, L. (2002). Agent-based computational economics : Growing economies from the bottom up. *Artificial Life*, 8(1) :55–82.
- Tisseau, J. (2001). Réalité virtuelle : autonomie *in virtuo*. Habilitation à Diriger des Recherches, Université de Rennes 1.
- Tisseau, J. (2004). Réalité virtuelle et complexité. Expérimentation *in virtuo* des systèmes complexes. Manifeste scientifique du Centre Européen de Réalité Virtuelle, France.
- Torsvik, T., Müller, R., Van der Voo, R., Steinberger, B., et Gaina, C. (2008). Global plate motion frames : toward a unified model. *Reviews of Geophysics*, 46.
- Tranier, J. (2007). *Vers une vision intégrale des systèmes multi-agents. Contribution à l'intégration des concepts d'agent, d'environnement, d'organisation et d'institution*. Thèse de doctorat, Université de Montpellier 2.
- Turcotte, D. et Oxburgh, E. (1967). Finite amplitude convection cells and continental drift. *J. Fluid Mech.*, 28 :29–42.
- Turcotte, D. et Schubert, G. (2002). *Geodynamics*. Cambridge Univ. Press, U.K.
- van der Hilst (1995). Complex morphology of subducted lithosphere in the mantle beneath the tonga trench. *Nature*, 374.
- van der Meer, D., Spakman, W., van Hinsbergen, D., Amaru, M., et Torsvik, T. (2010). Towards absolute plate motions constrained by lower-mantle slab remnants. *Nature*, 3 :36–40.
- Vigny, C., Ricard, Y., et Froidevaux, C. (1991). The driving mechanism of plate tectonics. *Tectonophysics*.
- Vine, F. et Matthews, D. (1964). Magnetic anomalies over oceanic ridges. *Nature*, 199 :947–949.
- Wadati, K. (1928). Shallow and deep earthquakes. *Geophys. Mag.*, 1 :161–202.
- Weertman, J. (1970). The creep strength of the Earth's mantle. *Rev. Geophys. Space Phys.*, 8 :146–168.
- Weiss, G. (1999). *Multiagent Systems : A Modern Approach to Distributed Artificial Intelligence*. MIT Press Cambridge.

- White, R. et McKenzie, D. (1989). Magmatism at rift zones : The generation of volcanic continental margins and flood basalts. *Journal of Geophysical Research*, 94(B6) :7685–7729.
- Wilson, J. (1966). Did the atlantique close and then re-open ? *Nature*, 211 :676–681.
- Wooldridge, M. (2002). *An Introduction to Multiagent Systems*. John Wiley and Sons.
- Worku, H. et Schandelmeier, H. (1996). Tectonic evolution of the neoproterozoic adola belt of southern ethiopia : evidence for a wilson cycle process and implications for oblique plate collision. *Precambrian research*, 77 :179–210.
- Yoshida, M. (2010). Preliminary three-dimensional model of mantle convection with deformable, mobile continental lithosphere. *Earth Planet. Sci. Lett.*, 295 :205–218.
- Zerr, A., Diegeler, A., et Boehler, R. (1998). Solidus of Earth’s deep mantle. *Nature*, 281 :243–246.
- Zhang, D., Narteau, C., et Rozier, O. (2010). Morphodynamics of barchan and transverse dunes using a cellular automaton model. *Journal of Geophysical Research*, 115(F03041).
- Zhang, N., Zhong, S., et McNamara, A. (2009). Supercontinent formation from stochastic collision and mantle convection models. *Gondwana Research*, 15 :267–275. doi :10.1016/j.gr.2008.10.002.
- Zhong, S., McNamara, A., Tan, E., Moresi, L., et Gurnis, M. (2008). A benchmark study on mantle convection in a 3-d spherical shell using citcoms. *Geochemistry, Geophysics, Geosystems*, 9(Q10017).
- Zwirn, H. (2003). La complexité, science du 21e siècle ? *Pour la Science*.

**Étude des mécanismes de refroidissement du manteau terrestre
simulés par des systèmes multi-agents**

Le couplage entre la tectonique des plaques et la convection mantellique est généralement étudié avec des modèles numériques dans lesquels le nombre de plaques est fixé *a priori*. Nous présentons ici un nouvel outil : le modèle MACMA (MAnteau Convectif Multi-Agents) simule une tectonique variable dans le temps, avec des frontières de plaques mobiles dans une géométrie cylindrique 2D. Les vitesses de plaques sont calculées à partir d'un bilan de forces individuel et des mécanismes explicites sont utilisés pour simuler la dynamique des frontières de plaques, décrivant en particulier l'initiation des subductions, la migration des fosses de subduction, la rupture de lithosphère continentale (ouverture d'un océan) et la suture de plaques. La géométrie et l'état thermique du système sont ainsi mis à jour à chaque pas de temps. Dans notre modèle, le nombre de plaques tectoniques émerge donc naturellement de leur interaction. Cette approche est basée sur des systèmes multi-agents en interaction thermique et mécanique. Notre modèle met en jeu quatre types d'agents : cellules de convection, plaques lithosphériques, continents et frontières de plaques. Ces agents collectent des informations dans leur environnement pour prendre des décisions en fonction de règles de comportement incorporées dans le modèle géophysique. Le développement de cette méthode présente deux objectifs : (1) examiner dans quelle mesure des lois de comportement analytiques et empiriques peuvent affecter la dynamique des plaques, et (2) évaluer l'impact des mécanismes de surface de la tectonique des plaques sur l'évolution thermique du manteau.

Nous obtenons des prédictions des forces motrices et des vitesses de plaques de la tectonique qui sont en bon accord avec les observations. De plus, notre modèle met en évidence le rôle clé joué par la distribution des âges du plancher océanique sur les fluctuations de flux de chaleur à la surface du manteau, soulignant ainsi l'importance des changements structuraux à l'échelle locale (par exemple, la création d'une nouvelle dorsale océanique). D'autre part, en utilisant dans nos simulations les estimations courantes de la température et de la viscosité du manteau, la configuration actuelle des plaques correspond à une phase de décroissance du flux de chaleur, corroborant ainsi le comportement thermique déduit des reconstructions tectoniques récentes.

Sur le long terme, l'histoire thermique terrestre est généralement étudiée à partir de lois d'échelle reliant le flux de chaleur surfacique à la température et à la viscosité du manteau convectif. Cependant, une telle paramétrisation du flux conduit à une divergence de la température dans le passé, quand elle est utilisée dans le bilan thermique global de la planète pour calculer l'état thermique de la Terre en remontant le temps à partir de

la valeur actuelle de flux de surface. Afin d'étudier le taux de refroidissement de la Terre en utilisant des processus tectoniques explicites, nous avons mis à profit le faible temps de calcul du modèle MACMA pour étudier l'effet d'un large panel de paramètres physiques sur l'évolution thermique à long terme du système. Pour des paramètres terrestres, un taux de refroidissement moyen de 60 K par milliard d'années est obtenu sur 3 Ga, ce qui respecte les contraintes pétrologiques et rhéologiques dont disposent les géologues, sans pour autant invoquer une tectonique plus lente dans le passé, comme cela est souvent fait pour éviter la catastrophe thermique obtenue par les méthodes classiques de paramétrisation.

Deux échelles de temps apparaissent donc dans l'évolution du flux de chaleur : une décroissance monotone sur le long terme (plusieurs milliards d'années) et des fluctuations de forte amplitude à court terme dues aux réarrangements structuraux de la tectonique des plaques. Nous montrons que la viscosité du manteau n'est pas un paramètre clé de l'évolution thermique du système. Le taux de refroidissement de la planète dépend principalement de sa capacité à remplacer du plancher océanique vieux et isolant par une lithosphère jeune donc fine. Ainsi, les principaux paramètres de contrôle sont liés aux processus de surface, tels que le seuil de rupture continentale et l'âge critique d'initiation des subductions. Nous déduisons de cette étude que la convection mantellique seule ne peut rendre compte de la complexité du refroidissement du manteau à différentes échelles de temps, et que ce sont les processus tectoniques de surface qui contrôlent l'évolution thermique de la Terre.

Mots clefs : tectonique des plaques, convection mantellique, bilan de forces, frontières mobiles, catastrophe thermique, systèmes multi-agents.

Mantle cooling mechanisms simulated by multiagent systems

The coupling between plate tectonics and mantle convection is generally investigated with numerical resolution methods that prescribe the number of plates *a priori*. We have designed a new MACMA model (MultiAgent Convecting MAntle) that simulates time-dependent plate tectonics in a 2D cylindrical geometry with evolutive plate boundaries. Plate velocities are computed using a local force balance and explicit parameterizations are used to treat plate boundary processes such as trench migration, subduction initiation, continental breakup and plate suturing. The system's geometry and thermal state are subsequently updated at all times. In our model, the number of plates is not imposed but emerges naturally. This approach is based on multiagent systems in thermal and mechanical interaction. Our model involves four types of agents (convection cells, lithospheric plates, continents and plate boundaries) that collect information from their environment in order to make decisions controlled by behavior laws. Our approach has two goals : (1) to test how empirically- and analytically-determined rules for a specific agent's behavior affect plate dynamics as a whole, and (2) to investigate how mantle temperature evolution is influenced by evolving surface plate tectonics.

We obtain predictions for driving forces and corresponding plate velocities that are in good agreement with observations. Our model highlights the key role played by the sea floor age distribution, and thus by local structure changes (e.g., creation of a new spreading ridge), on the short-term heat flux evolution. Moreover, the present-day thermal and geometrical state of the planet corresponds to a decreasing heat flow, as suggested by recent seafloor age reconstructions.

In the long term, Earth's thermal history is classically studied using scaling laws that link surface heat loss to the temperature and viscosity of the convecting mantle. When such a parameterization is used in the global heat budget of the Earth to integrate the mantle temperature backwards in time, a runaway increase of temperature is obtained, leading to the so-called "thermal catastrophe". When investigating Earth's cooling rate using explicit tectonic mechanisms, the very low computational cost of our model allows us to study the effect of a wide range of input parameters on the long-term thermal evolution of the system. For Earth-like parameters, an average cooling rate of 60 K per billion years is obtained, which is consistent with petrological and rheological constraints. Two time scales arise in the evolution of the heat flux : a linear long-term decrease and high-amplitude short-term fluctuations due to tectonic rearrangements. We show that the viscosity of the mantle is not a key parameter in the thermal evolution of the system. The cooling rate of the Earth depends mainly on its ability to replace old insulating seafloor by young thin oceanic lithosphere. Therefore, the main controlling factors are parameters such as the resistance of continental lithosphere to breakup or the critical age for subduction initiation. We infer that simple convective considerations alone cannot account for the complex nature of mantle heat loss and that tectonic processes dictate the thermal evolution of the Earth.

Key words : plate motions, mantle convection, driving forces, mobile plate boundaries, thermal catastrophe, multiagent systems.