



HAL
open science

Analyse tectonique de la surface des modèles de convection mantellique

Claire Mallard

► **To cite this version:**

Claire Mallard. Analyse tectonique de la surface des modèles de convection mantellique. Sciences de la Terre. Université de Lyon, 2017. Français. NNT : 2017LYSE1143 . tel-01992851

HAL Id: tel-01992851

<https://theses.hal.science/tel-01992851v1>

Submitted on 24 Jan 2019

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.

Numéro national de thèse : 2017LYSE1143

THESE DE DOCTORAT DE L'UNIVERSITE DE LYON

opérée par

l'Université Claude Bernard Lyon 1

Ecole Doctorale N° 52

Physique et Astrophysique de Lyon

Discipline : Sciences de la Terre et de l'Univers

Claire MALLARD

**Analyse tectonique de la surface
des modèles de convection mantellique**

Jury :

Burg, Jean Pierre	Professor	ETH de Zurich	Rapporteur
Tommasi, Andréa	Directrice de recherche	Université Montpellier II	Rapporteuse
Allemand, Pascal	Professeur	Université de Lyon (LGLTPE)	Président
Gardien, Véronique	Maîtresse de conférences	Université de Lyon (LGLTPE)	Examinatrice
Rey, Patrice	Associate Professor	The University of Sydney	Examineur
Dumoulin, Caroline	Maîtresse de conférences	Université de Nantes	Examinatrice
Farnetani, Cinzia	Maîtresse de conférences	Institut de Physique du Globe Paris	Examinatrice
Coltice, Nicolas	Professeur	Université de Lyon (LGLTPE)	Directeur de thèse

Résumé

La théorie de la tectonique des plaques permet de décrire les mouvements de premier ordre qui opèrent à la surface de la Terre. S'il est acquis que la convection dans le manteau terrestre en est le moteur, les liens entre les phénomènes profonds et les caractéristiques tectoniques de la surface restent largement méconnus. Jusqu'à très récemment, les modèles de convection du manteau terrestre ne produisaient pas de tectonique de surface pouvant être comparée à celle de la Terre. Récemment, des modèles globaux de convection qui reproduisent une tectonique de surface comparable à la Terre au premier ordre ont été mis au point. Ces modèles produisent des courants mantelliques ascendants et descendants de grande échelle et des déformations localisées en surface dans les zones de divergence et les zones de convergence. Ils génèrent une expansion des fonds océaniques de manière auto-cohérente proche de celle reconstruite pour les 200 derniers millions d'années de l'histoire de la Terre et une dérive de continents similaire à celle observée grâce au paléomagnétisme.

Cette thèse s'inscrit parmi les premières tentatives d'utilisation de modèles de convection sphériques auto-organisés à des fins de compréhension de la tectonique de surface. La tectonique produite dans ce type de modèles de convection sera caractérisée finement à travers l'étude des limites de plaques, de leur agencement et de leurs vitesses de déplacement. L'objectif est de pouvoir comparer qualitativement et quantitativement les résultats des calculs de convection avec les reconstructions des mouvements de la surface terrestre grâce à la tectonique des plaques et aux observations de terrain. Dans cette optique, les limites tectoniques ont été définies à la main dans un premier temps afin de comprendre la physique qui gouverne l'agencement caractéristique des plaques tectoniques terrestres. En effet, celle-ci est composée de sept grandes plaques et plusieurs petites dont la répartition statistique indique deux processus de mise en place distincts. Nous avons déterminé les processus responsables de la mise en place de l'agencement caractéristique des plaques tectoniques en surface en faisant varier la résistance de la lithosphère. Plus la lithosphère est résistante, plus la longueur totale et la courbure des zones de subduction diminue à la surface des modèles. Cela

s'accompagne également d'une diminution du nombre de petites plaques. En étudiant la fragmentation au niveau des jonctions triples, nous avons montré que les petites plaques étaient associées aux géométries courbées des fosses océaniques. En revanche, les grandes plaques sont contrôlées par les grandes longueurs d'onde de la convection mantellique. Ces deux processus impliquent deux temps de réorganisation, c'est-à-dire l'apparition et la disparition d'une plaque plongeante dans le manteau terrestre (environ 100 millions d'années) pour les grandes plaques, alors que l'échelle de temps de réorganisation des petites plaques dépend des mouvements des fosses et est ainsi plus rapide d'un ordre de grandeur.

Afin d'effectuer des analyses quantitatives rapides, des méthodes d'analyse automatique de la surface et de l'intérieur des modèles ont été développées. La première technique concerne la détection automatique des plaques tectoniques à la surface des modèles (ADOPT). ADOPT est un outil de détection basé sur une technique de segmentation d'images utilisée pour détecter des bassins versants. Les champs à la surface des modèles sont transformés en reliefs, soit directement, soit après un processus de filtrage. Cette détection permet d'obtenir des polygones de plaques comparable aux analyses réalisées à la main. Une autre technique de détection a été mise au point pour étudier les panaches mantelliennes. Ces analyses ont permis de déterminer les moteurs de l'agencement des plaques tectoniques, de les relier à des temps de réorganisation et d'évaluer l'implication de la rhéologie des modèles dans la répartition des plaques. Ces nouveaux outils d'analyse et l'évolution constante de la qualité des modèles de convection permettent d'améliorer notre compréhension de la connexion entre la dynamique mantellique et la tectonique de surface, mais aussi de cibler des améliorations nécessaires dans les modèles de convection utilisés.

Abstract

Plate tectonics theory describes first order surface motions at the surface of the Earth. Although it is agreed upon that convection in the mantle drives the plates, the relationships between deep dynamics and surface tectonics are still largely unknown. Until recently, mantle convection models could not produce surface tectonics that could be compared to that of the Earth. New global models are able to form large-scale ascending and descending mantle currents, as well as narrow regions of localized deformation at the surface where convergence and divergence occur. These models self-consistently generate an expansion of the oceanic floor similar to that of the last 200 million years on Earth, and continental drift similar to what can be reconstructed with palaeomagnetism.

This Ph.D. thesis constitutes one of the first attempts to use self-organised, spherical convection models in order to better understand surface tectonics. Here, the tectonics produced by the models is finely characterized through the study of plate boundaries, their organisation and their velocities. The goal is to be able to compare qualitatively and quantitatively the results of convection computations with surface motions, as reconstructed using the rules of plate tectonics and field observations. Plate boundaries emerging from the models were first traced and analyzed by hand so as to understand the physics that govern the typical organization of the tectonics plates on Earth. It is characterised by seven large plates and several smaller ones, following a statistical distribution that suggests that two distinct physical processes control the plates' layout. We have determined the processes responsible for this distribution while varying the strength of the lithosphere (the yield stress). In our models, the stronger the lithosphere, the greater the total subduction length and their curvature, and the fewer the small plates. By studying surface fragmentation with triple junctions, we showed that the formation of small plates is associated with oceanic trench curvature. Large plates, however, are controlled by the long wavelengths of the convection cells. These two processes involve two different reorganisation times, controlled either by the accretion and the subduction of the large plates (about 100 Myrs), or by trench motions for the

smaller plates.

In order to improve the efficiency of our analysis, we have developed automated methods to study the surface and the interior of the models. The first technique is about detecting the tectonic plates automatically at the surface of the models. It is called ADOPT. It is a tool based on image segmentation technique to detect the watersheds. The surface fields of the convection models are converted into a relief field, either directly or using a distance method. This automatic detection allows to obtain plates polygons similar to the hand analysis. Another technique of detection has been developed to study mantle plumes. These analyzes were used to determine the driving forces behind the plates layout, to quantify the timing of reorganizations and to evaluate the implication of the models rheology on the surface distribution. These new analytical tools and the constant evolution of the quality of mantle convection models allow us to improve our understanding of the link between mantle dynamics and surface tectonics, but also to target necessary improvements in the convection models used.

Remerciements

Comme il est d'usage, je vais tout d'abord remercier les personnes qui ont participé officiellement à cette thèse puis celles qui ont participé à toute l'aventure. Place au torrent de merci :

Merci aux membres du jury d'avoir pris le temps d'évaluer cette thèse. Je tiens à remercier plus particulièrement les deux rapporteurs de mon manuscrits Jean-Pierre Burg et André Tommasi pour leurs expertises rigoureuses mais aussi pour leur bienveillance scientifique qui est un exemple à suivre. Je voudrais également remercier Pascal Lallemand, Véronique Gardien et Caroline Dumoulin pour ces mêmes raisons. Merci aussi à Patrice Rey pour ses conseils toujours éclairés et sa transmission de connaissances.

Merci à ces enseignants de Nancy et mon responsable de stage de master qui ont marqué mon apprentissage et m'ont donné le goût de la recherche et l'envie de faire une thèse.

Ne soyons pas hypocrite, une thèse s'apparente plus à Alice au Pays des Merveilles qu'à Dora l'exploratrice. C'est une épreuve psychologique autant que scientifique qui fut néanmoins très positive grâce à un entourage des plus atypique et heureux.

Merci à Nico pour cette thèse et cette liberté que tu m'as laissée et pour ton humanité.

Merci à Véro. Parce que tu es un vrai rayon de soleil et que ça compte tellement. Merci pour tes conseils, pour avoir été là tout au long de ma thèse et encore plus à la fin !

Merci aux autres membres de l'équipe Augury, Marie, Maelis et Mélanie. Parce que vous êtes toutes brillantes et vous m'avez beaucoup appris. Marie, au delà de ton talent tu es la gentillesse incarnée mais pas cette gentillesse crédule, celle qui est mesurée et attentive. Maelis, pour ta bonne humeur, ta gentillesse aussi et tous ces rires ;). Cette thèse n'aurait pas eu de fin sans vous. J'espère avoir été à la hauteur de votre amitié. Mélanie, merci pour ces discussions autant scientifiques que personnelles. Merci à toutes d'avoir partagé vos différentes sur le sexisme en sciences.

Merci à mes co-bureaux! Tous les doctorants savent à quel point les liens du bureau de thèse sont importants. Léa merci pour toutes ces danses et karaokés. Donc merci à Vincent et Manu d'avoir supportés nos gémissements. Alexandre, merci parce que tu es un puits de science et qu'en science, ce n'est pas si commun. Lorraine, merci pour ta bienveillance et pour avoir réchauffé le bureau. Merci à Manu pour être tombé dans le panneau à chaque fois. Enfin merci à Maxime parce qu'on a vraiment bien rigolé!

A ce moment là je devrais aussi remercier mes parents de m'avoir mis au monde etc mais je crains que cela devienne trop barbant. Alors seulement merci à la personne qui partage ma vie, pour son soutien et ses cakes évidemment.

Merci à tous ceux qui ont compris que non je ne suis pas archéologue. Merci à tous ceux qui m'ont dit que je n'avais pas le physique de mon métier...

Merci à Claire et à Samuel pour leur efficacité!

Enfin merci à Aurèl, Presci, Manon, Manu, Chloé, Arnaud, Thomas, Marianne, Manu, Clem, Yohan, Mary,... et surtout merci à ceux qui ont assisté à ma soutenance malgré les vacances et la chaleur!

Merci à tous ceux que j'ai oublié de cité de ne pas s'offusquer. Je laisse de la place, n'hésitez pas :

Table des matières

Résumé	iii
Abstract	v
Remerciements	vii
Table des matières	ix
Introduction	1
0.1 Histoire des connaissances géologiques de la Terre	2
0.1.1 Qui étaient nos ancêtres les premiers géologues d'après Deparis & Legros (2000)?	2
0.1.2 D'où viennent nos connaissances sur la structure de la Terre? . . .	3
0.1.3 Les observations de la dynamique terrestre	7
0.1.4 Alfred Wegener et sa théorie de la dérive des continents	9
0.1.5 Après la théorie de Wegener	12
0.1.6 La théorie de la tectonique des plaques	14
0.1.7 Histoire de la convection	16
0.1.8 Vision actuelle de la dynamique terrestre	20

0.2	Problématique	22
1	Comment définir et étudier la dynamique terrestre de surface?	25
1.1	Description de la surface terrestre	28
1.1.1	La croûte continentale	29
1.1.2	La croûte océanique	34
1.1.3	Rhéologie de la lithosphère	35
1.1.4	Le flux de chaleur dans la croûte terrestre	43
1.2	La tectonique globale	46
1.2.1	Les limites des plaques tectoniques	46
1.2.1.1	Les dorsales océaniques	46
1.2.1.2	Les zones de subduction	49
1.2.1.3	Les zones coulissantes	55
1.2.1.4	Les limites diffuses	56
1.2.1.5	Les points triples	63
1.2.2	Les vitesses des plaques tectoniques	64
1.2.3	Les limites de la théorie de la tectonique des plaques	68
2	La dynamique mantellique	73
2.1	Composition du manteau terrestre	73
2.1.1	Discontinuités sismiques et minéralogiques dans le manteau terrestre	73
2.1.2	Rhéologie du manteau terrestre	75
2.1.3	La chaleur dans le manteau terrestre	78
2.1.3.1	La transmission de la chaleur	80
2.1.3.2	les zones de subduction : anomalies thermiques négatives dans le manteau	81
2.1.3.3	Les points chauds reflets des anomalies thermiques positives du manteau	83
2.2	La convection dans le manteau terrestre	88
2.2.1	Les principes de base de la convection mantellique	88

2.2.2	Les équations physiques de la convection	90
2.3	La modélisation de la convection mantellique	92
2.3.1	Les modèles de convection produisant une tectonique en surface	92
2.3.2	Modèles numériques utilisés dans cette thèse	98
2.3.2.1	Le code StagYY	98
2.3.2.2	Les paramètres imposés contrôlant le régime de convec- tion.	99
2.3.2.3	Les rhéologies utilisées dans les modèles	101
2.3.3	Les résultats des calculs de convection	105
2.3.4	Les diagnostics	112
2.3.5	Les limites des modèles de convection	118
3	L'agencement des plaques tectoniques à la surface des modèles	121
3.1	Analyse de la tectonique de surface des modèles	121
3.2	distribution and fragmentation of Earth's tectonic plates	123
3.3	Ce qu'il faut retenir	133
4	ADOPT : une technique de détection automatique des plaques	135
4.1	Introduction	135
4.2	ADOPT	136
4.3	Ce qu'il faut retenir	150
5	Discussion et Conclusion	151
5.1	Discussion	151
5.2	Conclusion	157
5.3	Perspectives	159
A	Annexes	163
	Identifiants des plaques tectoniques, aires et pôles d'Euler selon Bird (2003) .	164
A.1	Identifiants des plaques tectoniques, aires et pôles d'Euler selon Bird (2003)	164

Ophiolites des systèmes orogéniques de la fin du Protérozoïque et du Phanérozoïque par Furnes et al. (2014)	164
A.2 Ophiolites des systèmes orogéniques de la fin du Protérozoïque et du Phanérozoïque par Furnes et al. (2014)	165
Symboles, définitions et valeurs des paramètres dimensionnés utilisés dans les équations de convection d'après Bello et al. (2015)	166
A.3 Symboles, définitions et valeurs des paramètres dimensionnés utilisés dans les équations de convection d'après Bello et al. (2015)	167
Tentative de prévision de la tectonique avec des modèles numériques de convection mantellique	168
A.4 Figure permettant d'évaluer la robustesse des prévisions de la tectonique réalisées avec des modèles numériques de convection mantellique	168
Bibliographie	169

Introduction

La géologie est l'étude des constituants de la Terre afin d'en comprendre sa nature, sa distribution, et élucider son histoire et sa genèse. Cette science est basée sur les observations d'objets géologiques. Comme la plupart de ces objets sont hors de portée de l'oeil humain (roches enfouies, terrains inaccessibles,...), de nombreux modèles et analogies sont développés pour explorer la Terre. Dans ce but, de nombreux consensus sont tolérés puis reniés lorsqu'une preuve scientifique irréfutable à un moment donné, approuve ou réfute l'hypothèse précédente. Celle-ci est valide à son tour jusqu'à ce que de nouvelles découvertes ou technologies apportent de nouvelles "presque-certitudes" toutes aussi inébranlables à un moment donné. Les modèles que nous allons utiliser dans cette thèse ne sont que des approximations de notre compréhension actuelle du globe terrestre et ne sont en aucun cas considérés comme des répliques de la Terre.

Le but de cette thèse est d'utiliser des planètes fictives en 3D réalisées grâce à la résolution de calculs de convection pour comprendre l'interaction entre convection mantellique et dynamique des plaques à la surface de notre planète. Elle s'inscrit dans une démarche d'analyse et de développement de modèles numériques qui ont des paramètres comparables à la Terre tant au niveau de la dynamique interne que de la tectonique de surface. Dans cette introduction, nous allons essayer de proposer un résumé

de l'évolution des connaissances actuelles dans le sillage duquel cette thèse s'inscrit avant d'expliquer la problématique plus en détails.

0.1 Histoire des connaissances géologiques de la Terre

0.1.1 Qui étaient nos ancêtres les premiers géologues d'après Deparis & Legros (2000) ?

Dater l'intérêt des hommes pour l'histoire de la Terre, la distribution des roches (silex pour faire les lances, sols cultivables,...) n'est pas une tâche aisée car la transmission orale se perd autant que les prémices de la transmission écrite laissent peu de traces. Les premiers écrits sur le fonctionnement terrestre nous viennent des philosophes grecs comme Thalès, Aristote, Eratosthène qui voient déjà la Terre comme une sphère. Ils étudient le positionnement de la Terre dans l'Univers mais aussi la répartition des océans, des continents et des zones climatiques. Des cartes voient le jour dont les extensions se développeront avec les campagnes de guerres et d'explorations qui jalonnent l'Histoire. La science est alors très liée à la mythologie même si de nombreux penseurs ne prennent déjà plus les postulats dictés par les religions comme des renseignements plausibles sur le fonctionnement terrestre. Les érudits placent les enfers sous terre et l'Olympe dans les cieux. Cette interprétation mythologique de la structure terrestre se retrouve à travers les siècles et les religions. C'est encore le cas au Moyen-âge : des écrits et frises (de Pontfarcy & Aubert, 2010) montrent aussi le paradis au ciel et l'enfer dans les entrailles de la Terre (Figure 1).

Le développement de la cartographie permet un premier essor des connaissances de l'enveloppe externe de la Terre au 14ème siècle grâce aux grandes explorations. En parallèle, l'astronomie se développe et l'héliocentrisme est accepté grâce à Copernic. Au 16ème siècle, Abraham Ortelius montre déjà une carte (Figure 2) de la surface terrestre avec une idée assez précise de la répartition des continents et océans qui se base sur les connaissances précédentes et la genèse. A la Renaissance on sait donc qu'il



FIGURE 1 – Fresque illustrant la vision du paradis (en haut) et de l'enfer (en bas) dans la cathédrale Vank en Iran datant du Moyen Age.

Il y a plusieurs continents ors la genèse n'en mentionne qu'un à l'origine. Cela induit une séparation des continents entre la genèse et l'observation actuelle de la répartition des continents. De plus il fait déjà le parallèle entre les côtes de l'Afrique et celles de l'Amérique qui s'explique selon lui par le déluge.

0.1.2 D'où viennent nos connaissances sur la structure de la Terre ?

Au 17ème siècle, Descartes énonce sa théorie de la Terre creuse qui serait composée d'un ancien soleil au centre et de différentes couches solides et liquides (Deparis, 2001) et propose sa vision de la genèse. Dix ans plus tard, un homme d'église, Kircher, représente la Terre (Figure 3) avec une boule de feu centrale provenant d'une boule de feu primordiale qui s'est refroidie avec le temps et de laquelle partent des réseaux qui acheminent la chaleur en surface au niveau des volcans. Cette vision d'une structure interne en différentes couches est partagée par différents théologiens et naturalistes qui introduisent déjà les concepts de couches de densités différentes. Ces représentations « géopoétiques » de la terre interne évoluent au 18ème siècle et laissent place à des investigations basées sur des observations de la surface terrestre.



FIGURE 2 – Carte du monde colorée, créée par Abraham Ortelius au Pays-Bas en 1598.

Ainsi en 1778, George Louis Leclerc de Buffon, dans son oeuvre *l'Histoire Naturelle, générale et particulière*, tente lui aussi d'expliquer la formation de la Terre et de l'Univers. Il recule l'âge précédemment estimé (par des textes bibliques) de la Terre de six mille ans à plus de cent mille ans. Il propose aussi que la Terre a été malléable et est issue d'un globe en fusion qui s'est refroidi laissant place à l'océan et des terres émergées. Ces terres se sont disloquées pour atteindre la répartition actuelle. Ces théories sont supportées par des mesures de variations de température entre la surface et les mines montrant que celle-ci augmente en profondeur.

En 1684, Newton développe la loi universelle de la gravité et la constante gravitationnelle est déterminée par Cavendish en 1798. Elle va permettre d'avoir une estimation de la masse volumique de la Terre. La densité moyenne de la Terre déduite est de 5500 kg/m^3 . Partant de ce calcul, les scientifiques sont assurés que, étant donné la masse volumique des roches que l'on trouve en surface, l'intérieur de la Terre est plus dense que les enveloppes superficielles échantillonnables.

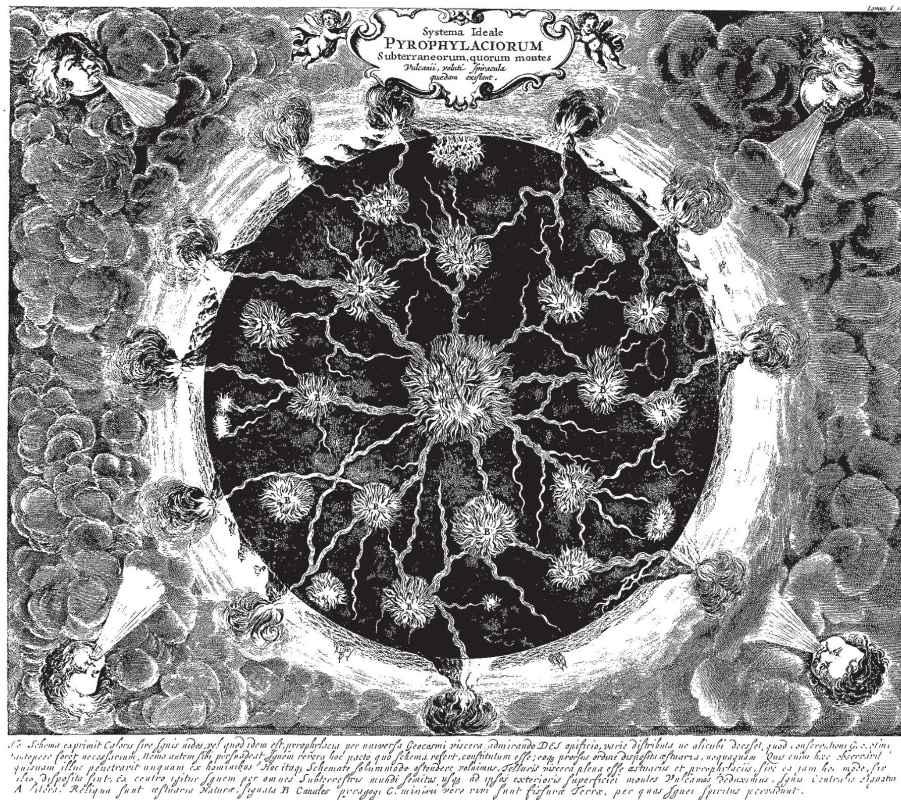


FIGURE 3 – Vision de la structure interne de la Terre proposée par Kircher en 1665.

A la fin du 18^{ème} siècle, début du 19^{ème} siècle, les scientifiques qui étudient la Terre sont plus des géologues de terrains et des physiciens, ils se détachent des philosophes et théologiens tout en se basant sur les observations de Buffon. C'est ainsi que Cordier, en 1827, s'appuyant aussi sur les travaux du mathématicien Fourier, observe que la température dans les mines augmente de 1 degré tous les 25 mètres de profondeur. Il en déduit qu'à 50 km de profondeur les roches sont fondues car la température est de 1600 °C. L'intérieur de la Terre serait donc un corps en fusion recouvert par une fine couche solide définie aujourd'hui comme la croûte continentale et océanique.

Au 19^{ème} siècle, Hopkins montre que les affirmations d'une fusion interne ne sont pas exploitables car la fusion des roches dépend certes de la température, mais aussi de la pression. Lord Kelvin complète ces observations d'une Terre solide en argumentant que si la Terre interne était liquide, elle devrait subir des marées et donc déformer la surface. Pour lui la Terre est solide mais avec les propriétés élastiques de l'acier et contient des parties liquides qui sont les réservoirs de magmas sous les volcans.

Deux écoles s'affrontent et défendent soit une Terre interne solide au comportement élastique, soit une Terre interne liquide.

A la fin du 19^{ème} siècle, Fischer tente de regrouper les deux théories en décrivant une Terre composée d'une fine croûte solide en dessous de laquelle se trouve une fine couche fluide autour d'un noyau solide. Parallèlement, les études sur la densité des roches et des couches internes s'intensifient grâce aux météorites. Edouard Albert Roche présente en 1881, un modèle avec un noyau de densité 7 et une couche pierreuse de densité 3. Mais ces calculs sous-influencent la compressibilité et donnent des valeurs de densité trop faibles en surface et trop fortes pour le noyau. Une Terre avec deux enveloppes majeures est le concept répandu de l'époque. La première est le noyau métallique dense (corrélation avec roches météorites) et la deuxième est un manteau élastique, le "sima" (contraction de Silicium-Magnésium), car il avait déjà repéré que les ondes sismiques se propagent à l'intérieur mettant en évidence un comportement élastique. Le "sima" de l'époque affleure sur les fonds océaniques et les continents sont formés de granites et autres roches appelées le "sial" (contraction de Silicium-Aluminium). Un autre modèle est défendu par Ritter, Gunther et Arrhenius : un noyau composé de gaz et une croûte solide basés sur les observations du dégazage des volcans. Les premiers enregistrements sismiques se font donc pendant cette période. En 1889, un enregistrement d'ondes est réalisé à Potsdam provenant d'un séisme au Japon et donne l'idée d'utiliser des ondes qui proviennent de séismes lointains pour étudier l'intérieur de la Terre.

Au 20^{ème} siècle, l'avènement de la sismologie permet de visualiser des ondes de cisaillement sur 3000 km de profondeur. Ces ondes ne se propagent pas dans le liquide : les roches qu'elles traversent sont donc bien solides. L'explication de la mise en place des chaînes de montagnes par contraction de la Terre et des volcans par alimentation interne est abandonnée progressivement. Les avancées de la sismologie comme les estimations de temps de propagation entre distances et de temps de récupération des ondes permettent la mise en place progressive du modèle de Terre interne que nous utilisons aujourd'hui. A cela, suivent deux grandes dates en sismologie : (1) 1909,

lorsque Mohorovicic observe l'interface entre la croûte continentale et le manteau en Croatie à 54 km, la généralisant à 30/40 km d'épaisseur et (2) 1912 lorsque Beno Gutenberg rectifie l'idée de la profondeur de la limite entre le manteau et le noyau à 2900 km. Quatorze ans plus tard, Jeffreys prouve la fluidité du noyau métallique puis Inge Lehmann (en 1936) montre que le noyau contient une partie centrale : la graine. La même année, Bullen établit le premier profil de densité de la Terre.

Au début du 20ème siècle, les géologues ont déjà une bonne compréhension des enveloppes terrestres. Cela va encore considérablement s'améliorer avec l'estimation de la composition chimique de la Terre proposée par Allègre en 1995 (Allègre et al., 1995).

0.1.3 Les observations de la dynamique terrestre

Parallèlement aux questions sur la structure et la physique interne du globe, les géologues cherchent aussi à comprendre l'agencement de la surface terrestre. Les premiers outils sont la cartographie et l'analyse d'éléments géologiques comme (1) les montagnes, notamment les Alpes où dès la fin du 18ème siècle, Horace Bénédict de Saussure décrit des plis. Mais aussi (2) les fonds océaniques étudiés grâce à des sondages au plomb pour évaluer leur profondeur dès la fin du 19ème siècle. La même année, Snider Pellegrini développe l'idée de séparation des continents grâce au tracé des côtes mais aussi grâce à une ressemblance des niveaux sédimentaires sur les continents africain et américain et cela 60 ans avant Wegener. Dès 1854, Maurits donne une idée de la bathymétrie de l'océan Atlantique grâce à des études par ondes sonores qu'il poursuit en 1912 par une étude des reliefs sous-marins au niveau du Japon. Murray montre des bombements avec des creux centraux dans le plancher océanique que l'on appellera plus tard des dorsales et des fosses océaniques. Des dragages permettent de mettre en évidence des basaltes près de ces "bombements" sous-marins. Les anomalies gravimétriques mesurées par Bouguer au Pérou notamment, sont à l'origine de la découverte de l'isostasie. Le modèle d'Airy en 1855 et celui de Pratt en 1871 permet de développer l'idée d'une croûte continentale de 2700 kg/m^3 qui flotte sur un manteau plus dense. Donc l'isostasie est connue à l'époque de Wegener.

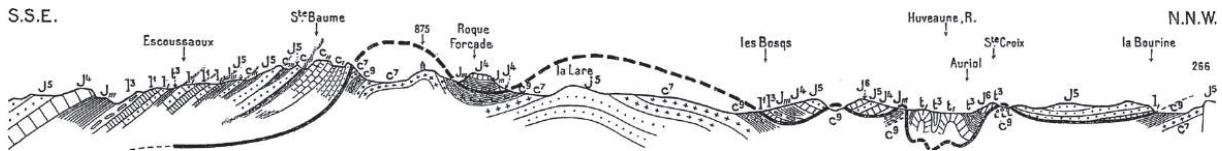


FIGURE 4 – Coupe interprétative de la géologie structurale de la “grande nappe de recouvrement de la Basse-Provence” par Bertrand (1900). La longueur de la coupe est 20 km.

Dès le 19^{ème} siècle, Elie de Beaumont synthétise les données tectoniques globales connues. La dynamique de surface est alors expliquée par une contraction thermique de l’intérieur terrestre. Suess (1905) développe cette idée en étudiant les chaînes de montagnes, notamment la chaîne alpine. Ses études l’amènent à montrer dès 1875, l’existence de mouvements verticaux et de déplacements tangentiels importants en surface. Il introduit le terme “d’avant-pays”. Suess complète cette synthèse des connaissances géologiques mondiales. Il établit des continuités entre les séries stratigraphiques de plusieurs continents séparés par des océans (étudié dès 1864). En se servant du darwinisme, il développe l’idée que lors des affaissements d’un supercontinent appelé Gondwana (regroupant Afrique, Madagascar et l’Inde), des ponts continentaux se sont formés et ont permis le déplacement d’espèces. Il introduit ensuite les termes de transgressions et régressions marines ainsi que l’existence d’une chaîne montagneuse commune entre l’Amérique et l’Europe en utilisant le principe de recouvrement. Cela signifie que l’idée de séparation des continents existait avant 1912. A la même époque, les études sur les mouvements dans la croûte se développent. Marcel Bertrand et Jules Osselet développent l’idée de mouvements tangentiels et de chevauchements. Marcel Bertrand introduit les notions de sutures et de nappes de charriage même si la nature des poussées latérales n’est pas expliquée (Figure 4). Les géologues alpins qui étudient les chevauchements (Ampferer, Kossmat,...) montrent que les mouvements tangentiels qui ont permis leur mise en place sont trop importants pour être expliqués par contraction thermique. Ils introduisent alors les prémices de la subduction.

Le terme de géosynclinaux est introduit par Haug (1900). Il est utilisé pour définir les dépressions qui précèdent les chaînes montagneuses où les déformations tectoniques se font en des endroits très localisés.

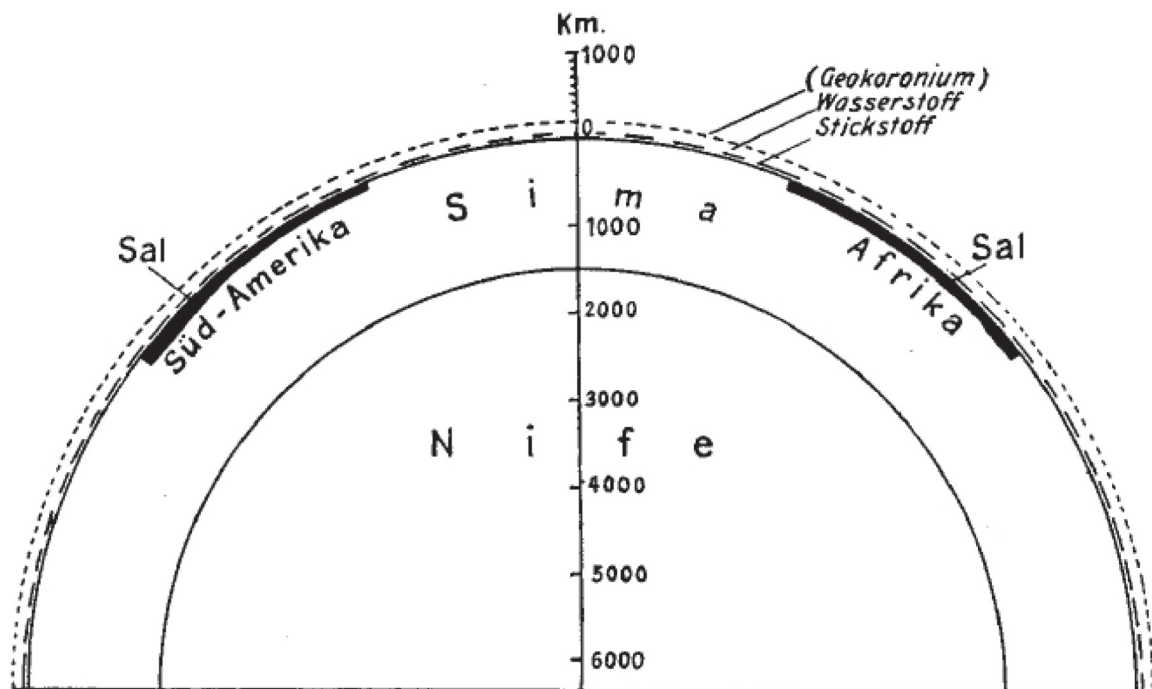


FIGURE 5 – Vision de la structure terrestre de Wegener (1912) qui prend en compte le noyau “nife”, le manteau “sima” et les roches continentales “sal” ou “sial”.

0.1.4 Alfred Wegener et sa théorie de la dérive des continents

C'est dans ce contexte qu'Alfred Wegener, un météorologue, va développer l'idée des “translations continentales” en 1912 et proposer sa théorie de dérive des continents (Wegener, 1912) qu'il fera évoluer jusqu'à sa mort. L'idée de base est que la surface de la Terre est mobile. Des continents (“sial”) dérivent par translation continentale sur le “sima” (Figure 5). Ceux-ci étaient auparavant rassemblés en un supercontinent appelé Pangée puis se sont écartés ou sont entrés en collision. Wegener relie les chaînes montagneuses aux collisions continentales.

Même si l'origine de l'idée provient de la concordance du tracé des côtes de l'Atlantique, Wegener utilise une approche généraliste très intéressante car il considère que toutes les sciences ayant un lien avec des problèmes géologiques doivent être mises à contribution pour réunir des indices. Il regarde la distribution des fossiles, paléoclimats et les concordances paléontologiques de reptiles, fougères et mammifères au

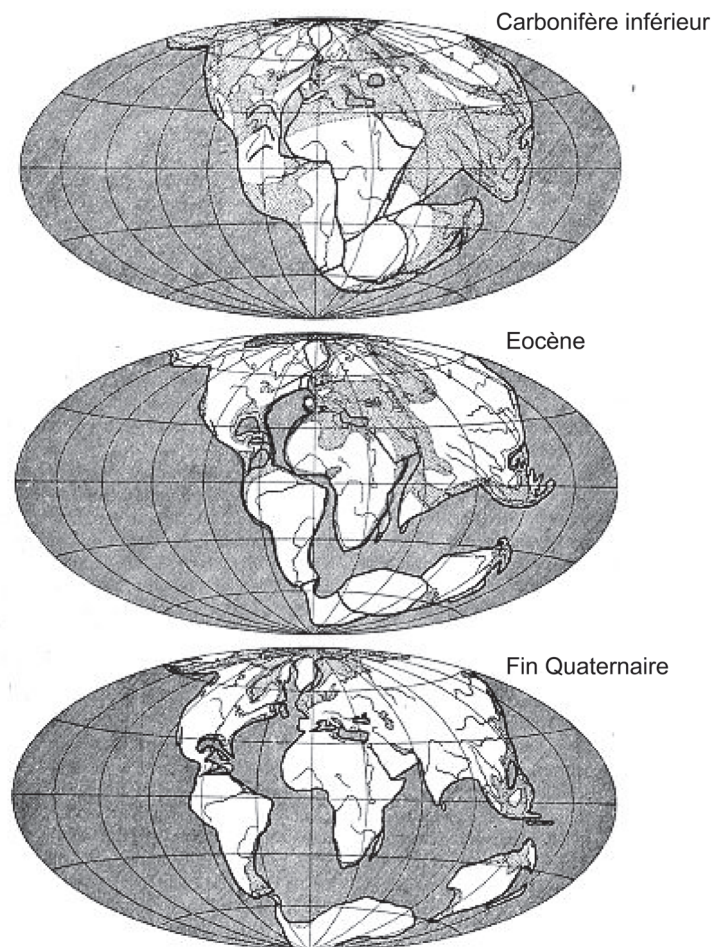


FIGURE 6 – Reconstruction des translations continentales selon la théorie de la dérive pour trois époques : le Carbonifère supérieur en haut, l’Eocène au milieu et le Quaternaire inférieur en bas. Les zones pointillées sur les continents sont des zones où des mers peu profondes existaient pendant ces périodes.

Brésil et en Afrique. Celles-ci indiquent une liaison entre le Brésil et l’Afrique (Wegener, 1924). Ses recherches vont lui permettre de reconstituer l’histoire de la mise en place des continents actuels (Figure 6).

Le problème majeur de cette théorie est que même si les observations naturalistes sont très importantes, aucune explication dynamique n’est proposée pour expliquer les forces qui mettent en mouvement le sial. Néanmoins Wegener est très lucide sur ce point. Pour lui, le sima est très visqueux ce qui permet le déplacement du sial. Il s’interroge sur les forces pouvant générer ces translations. Il propose la force d’Eötvös, les forces des marées exercées par la Lune et le Soleil, qui sont beaucoup trop faibles. Il émet l’idée de courants de matière dans le sima en se basant sur les anomalies du

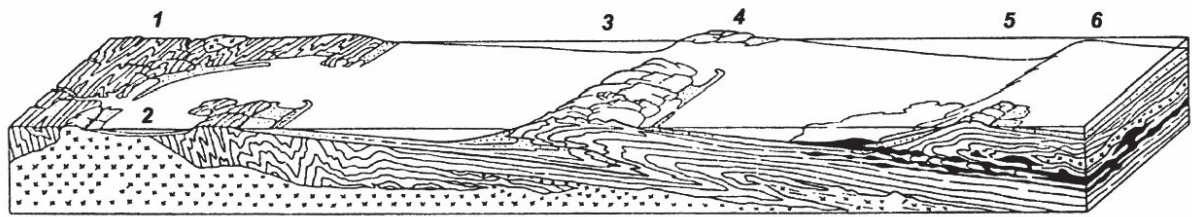


FIGURE 7 – Schéma d'Emile Argand du géosynclinal ouest alpin lors de la contraction initiale. (1) bassin avant-pays, (2) bassin épicontinental, (3) avant-fosse Valais, (4) Cordillère Grand St. Bernard, (5) Bassin du Piémont, (6) Cordillère Dolan-Dent Blanche. Les zones noires représentent les ophiolites du Piémont.

géoïde et des courants de convection. Ces deux dernières propositions sont très intuitives mais Wegener ne les développera pas plus. Cette théorie de dérive des continents suscitera de vives réactions dans le milieu scientifique.

Au début du 20^{ème} siècle, Bernard (1901) introduit l'idée de convection grâce à des expériences sur la stabilité d'une fine couche de fluide en contact avec de l'air soumise à un gradient de température vertical. En 1916, Rayleigh se base sur ces travaux pour établir le paramètre de Rayleigh. Celui-ci est un nombre critique au dessus duquel une convection, c'est à dire la mise en mouvement d'un fluide, se produit par variations de flottabilité interne d'origine thermique et/ou chimique. Cela engendre l'idée d'une convection qui est concomitante à la réflexion de Wegener. Le tout est de savoir s'il peut y avoir convection à l'intérieur de la Terre puisque le manteau est alors considéré comme étant solide. En 1925, Ampferer développe cette idée en proposant une convection avec mouvements ascendants qui arrive au niveau des dorsales. Finalement, à la mort de Wegener en 1930, la théorie est écartée par la majorité des géologues et géophysiciens. Néanmoins des géologues alpins comme Emile Argand, font tout de même des schémas avec des nappes de terrains continentaux sur serpentinites et des gabbros impliquant des mouvements verticaux importants (Figure 7). Ils essayent de reconstituer leur mise en place et démontrent un mouvement tangentiel très important sous les Alpes. Emile Argand décrit des mouvements relatifs que l'on utilise toujours et émet l'idée d'une subduction de l'Inde sous l'Himalaya.

0.1.5 Après la théorie de Wegener

De nouvelles techniques d'analyse, les études paléomagnétiques, permettent de remettre la mobilité des continents sur le devant de la scène. Elles sont basées sur le principe que certains minéraux des roches situées à la surface de la Terre enregistrent, par aimantation, le champ magnétique en vigueur lors de leur mise en place. Les travaux de Brunhes en 1906 sur des terrains volcaniques d'Auvergne, ont permis de montrer que les roches volcaniques cristallisent les champs magnétiques de l'époque grâce à des oxydes de fer comme la magnétite Fe_3O_4 . Les caractéristiques des fossilisations de laves montrent des orientations magnétiques différentes. En 1954, Runcorn et Irving déterminent la position du nord magnétique à partir d'enregistrements de roches variées et essayent de reconstituer la trajectoire des paléopôles et les chemins empruntés par chaque continent. Ces chemins étant différents, cela suppose des déplacements de continents sur plusieurs centaines de millions d'années. Les découvertes de Gutenberg permettent également d'avancer sur les connaissances de la dynamique de surface grâce à une carte de répartition des séismes sur laquelle Richter s'appuie en 1954 pour montrer que les séismes se focalisent au niveau des chaînes de montagnes, fosses et dorsales océaniques ainsi que dans des profondeurs de 700 km. Même si Ampfurer avait introduit le terme de subduction à propos des grands sous-charriages décrits dans les Alpes, ce n'était pas une subduction à l'échelle lithosphérique. L'approche de la sismicité sur ce point montre les grandes ceintures de zones de subduction, les grandes chaînes et les grandes fosses notamment en bordure du Japon. Les travaux de Wadachi en 1930 puis de Benioff en 1949 et 1955, vont permettre de caractériser le plan incliné, des panneaux lithosphériques dans les zones péri-pacifiques.

A la suite de la Seconde Guerre Mondiale, le développement des outils bathymétriques et des sonars va générer un bond dans l'exploration des fonds océaniques puisqu'à cette époque on pensait qu'ils contenaient d'énormes quantités de minerais. La topographie océanique permet la création des cartes bathymétriques et montre la continuité des dorsales : plus de 60 000 km à travers les océans. Cela permet aussi d'effectuer des

mesures du flux thermique qui montrent que les dorsales sont le siège d'un dégagement thermique de plus de 60 mW/m^2 qui décroît avec la distance à l'axe de la dorsale. Cela permet en 1962 à Hess d'avancer l'hypothèse d'une expansion océanique. Celle-ci se met en place par accrétion de matériau montant à l'axe des dorsales qui proviennent d'une convection profonde. Il y a donc des courants ascendants sous les dorsales océaniques et une descente de matériel froid qui permet la mise en place de cellules de convection mantelliques. Cette hypothèse perdure avec la mise en évidence d'anomalies magnétiques sur le plancher océanique. En 1963, Vine et Matthews proposent que la croûte océanique créée au niveau des dorsales acquiert une aimantation propre en se refroidissant. Ils présentent des profils d'anomalies magnétiques faits à travers la dorsale atlantique et de Carlsberg dans l'Océan Indien. La lithosphère océanique s'écarte symétriquement de part et d'autre des dorsales atlantiques lorsque du nouveau matériau, qui s'aimante à son tour, est injecté au centre. Cette alternance leur permet de calculer les vitesses d'expansion. Au niveau de certaines plaques comme Juan de Fuca, la carte est plus complexe, les anomalies sont comme hachées par ce qui était interprété comme des décrochements avant que Wilson introduise le terme de failles transformantes. Celui-ci remarque en 1965 que des décalages se retrouvent dans l'axe de la dorsale. Ceux-ci prennent sens dans le cadre de l'expansion océanique : un plancher océanique, qui croît de manière divergente à l'axe de la dorsale, implique un mouvement relatif presque nul. Sur les failles transformantes, une partie est active entre les segments de dorsales présentant des mécanismes au foyer décrochants (les deux morceaux de croûte, de part et d'autre de la faille, se déplacent en sens opposé). Le reste des failles transformantes, situé là où les deux morceaux de croûte se déplacent dans le même sens, est passif. L'expansion des fonds océaniques implique la formation de lithosphère océanique qui se déplace sur l'asthénosphère, avec épaissement de la lithosphère due à son refroidissement progressif lié à l'éloignement au rift (qu'il n'y a pas partout). Un an plus tard, Fred Vine et Tuzo Wilson estiment les vitesses d'expansion en utilisant la distance entre deux linéations symétriques par rapport à la dorsale. Tous ces éléments sont le ciment de la mise en place de la théorie de la tectonique des plaques.

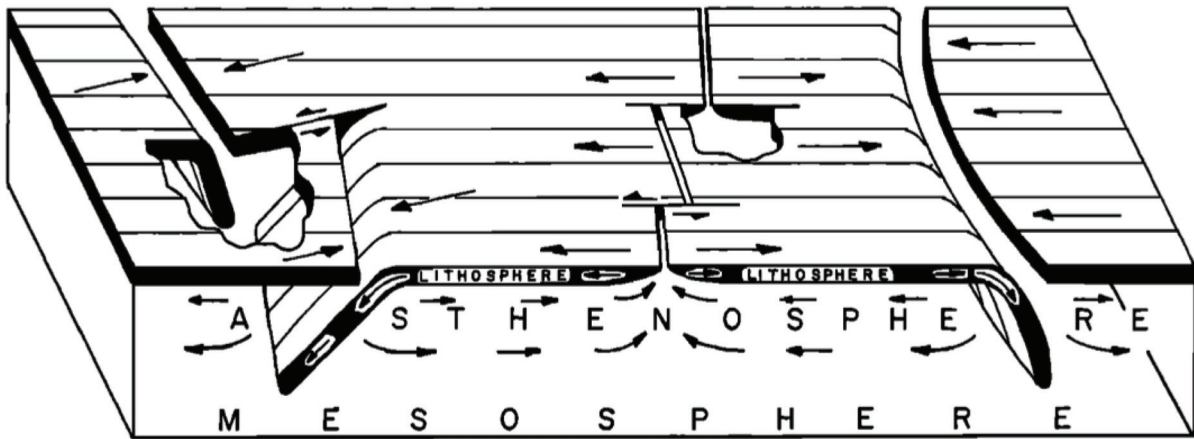


FIGURE 8 – Bloc diagramme illustrant schématiquement les rôles et la configuration de la lithosphère, de l’asthénosphère et de la mésosphère ainsi que la géométrie des dorsales, des zones de subduction et des failles transformantes. Les flèches indiquent les mouvements des blocs en surface et de l’asthénosphère (Isacks et al., 1968).

0.1.6 La théorie de la tectonique des plaques

Dans les années 1960, la tectonique des plaques émerge de toutes les observations précédentes : les zones de subduction plongeant dans la lithosphère, l’expansion des fonds océaniques, le paléomagnétisme,.... Il s’agit de la réunion de la théorie de l’expansion des fonds océaniques et de l’observation de la localisation de l’activité sismique terrestre. En 1967, Morgan propose une lithosphère découpée en blocs rigides qui se déplacent sur l’asthénosphère selon un axe eulérien et une vitesse angulaire. Parallèlement, en 1967, Jack Oliver et Bryan Isacks vont préciser le concept de zones de subduction comme de la lithosphère océanique plongeant dans le manteau au moins jusqu’à 700 km de profondeur (Figure 8). Ces subductions sont généralisées à l’ensemble de la ceinture du Pacifique.

Puis McKenzie & Parker apportent une vision plaquiste et détaillent des géométries de plaques tectoniques rigides indéformables à la surface de la Terre, délimitées par des frontières de plaques minces. Dans ces frontières, la déformation est relative à différents mouvements : divergents (dorsales), décrochants (failles transformantes) et convergents (zones de subduction). Morgan (1968) quant à lui, analyse les mouvements relatifs des plaques rigides par des mouvements de rotation autour d’un axe

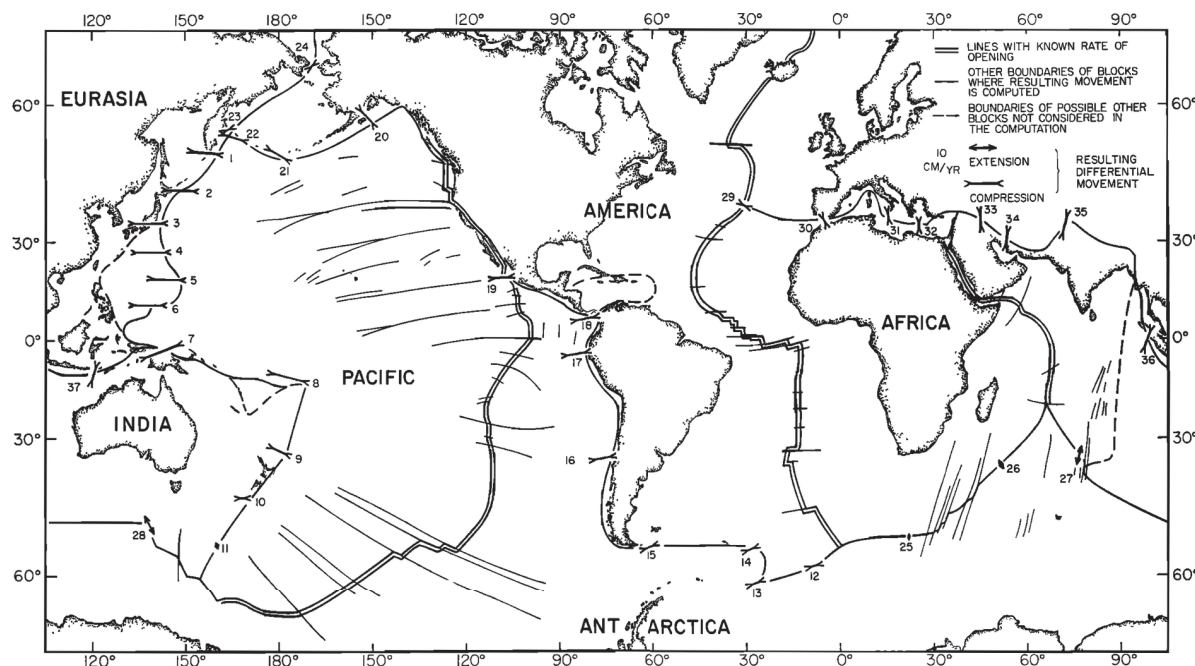


FIGURE 9 – Premier modèle cinématique de la tectonique des plaques terrestre incluant 6 plaques majeures (Le Pichon, 1968). Cette théorie ne permet pas d’expliquer la formation des montagnes, car celles-ci sont des déformations de grande échelle, tout comme elle n’explique pas les limites diffuses. De plus, même si à cette époque les scientifiques voient un moteur de la tectonique dans la convection mantellique, rien n’est alors expliqué clairement et les dorsales océaniques ont un rôle majeur de poussée des plaques. Les travaux de Dewey et de Bird montrent que la tectonique des plaques peut incorporer les études géologiques régionales et leur donner une explication en associant les schémas structuraux à des analyses chimiques et thermiques. Aujourd’hui et grâce à l’avènement de la cartographie, de la sismologie, d’images satellites et des GPS, on sait que la Terre n’est pas aussi inerte que d’autres planètes ou la Lune par exemple. En effet, sa surface est dynamique et l’intérieur aussi. Alors comment expliquer ces mouvements ?

passant par un pôle de rotation et détermine leurs positions avec les failles transformantes. Il déduit des vitesses d’expansion océanique grâce aux pôles de rotation. En 1968, Le Pichon propose de distinguer 6 grandes plaques lithosphériques rigides à partir de cartes d’activités sismiques (Figure 9) et calcule leurs mouvements relatifs depuis 120 Ma. La même année, Isacks, Oliver, & Sykes parlent de « nouvelle tectonique globale » et Vine et Hess utilisent l’expression « tectonique des plaques ».

0.1.7 Histoire de la convection

Comment les géologues se sont-ils mis à penser à la convection ? La première observation est qu'il sort de la chaleur terrestre au niveau des volcans. Ils savaient donc que le centre de la Terre est chaud. Or la chaleur et le mouvement sont très vite assimilés à de la convection pour un physicien.

Le phénomène de convection comme transfert de chaleur a été découvert par Rumford en 1797. Mais en 1839, Hopkins pense que la convection ne peut survenir que dans des milieux fluides. Elle était présente lorsque la Terre était en fusion après sa création. Fischer poursuit cette idée en 1881, il pense qu'il y a des mouvements de matière dans la Terre qui induisent la formation de montagnes quand des courants opposés se rencontrent. C'est dans ce contexte qu'en 1896, Becquerel découvre la radioactivité qui est complétée par des études de Marie et Pierre Curie : la progression de cette recherche induit de nouvelles conceptions sur la thermicité de la Terre qui préfère à l'époque des effets de contractions thermiques à la convection.

Au 20^{ème} siècle, les connaissances sur la structure interne (le manteau est reconnu solide depuis 1881 et le modèle PREM, Dziewoński & Anderson (1981)) et la physique du globe permettent de préciser ces hypothèses. On sait alors que le manteau qui représente 85% du volume terrestre est solide et qu'il répond aux sollicitations sismologiques comme un corps élastique. Néanmoins, dès la fin du 19^{ème} siècle, avec le développement de l'isostasie, la notion de fluage dans l'asthénosphère était déjà introduite. Le manteau s'écoule donc de manière visqueuse sur des échelles de temps importantes.

Les premières applications réelles de la convection au cas terrestre datent des recherches de Bénard en 1900 sur la convection dans des fluides visqueux avec chauffage par le bas. Il montre qu'avant un nombre critique, la conduction permet les transferts de chaleur et qu'après cette valeur, la convection se met en place : la matière chauffée en bas, plus légère forme un courant ascendant, se refroidit en surface, la densité augmente donc et forme un courant descendant, etc. Un an plus tard, Boussinesq propose une

première théorie de la convection. En 1915, Barrell montre une distinction physique entre la lithosphère rigide et élastique et l'asthénosphère ductile et visqueuse. Jeffreys pense quant à lui que l'asthénosphère ne peut se déformer que lorsqu'elle dépasse un seuil de plasticité. En 1916, Rayleigh prend en compte l'effet de la radioactivité dans la chaleur terrestre et rapproche les forces motrices des courants de convection à des forces d'Archimède. Pour que ces forces soient motrices, il faut qu'elles soient supérieures aux forces de frottements dépendant de la viscosité du milieu. C'est le cas autour d'un nombre critique défini comme le nombre de Rayleigh. Parallèlement, Ampferer, en 1906, Schwinner, en 1919, et Bull en 1921 remettent sur le devant de la scène les implications de la convection dans la formation des chaînes de montagnes. En 1927, Bull et Kirsch proposaient déjà les mouvements de convection comme moteur de la dérive des continents. En 1930, un premier calcul de viscosité du manteau de 10^{21} Pa.s est réalisé à partir du rebond post-glaciaire en Scandinavie. Puis des modélisations analytiques et analogiques vont se mettre en place pour expliquer ces mouvements visibles en surface. Même si la convection a déjà été évoquée par d'autres, c'est Holmes (1931) qui va développer le concept le plus loin. Il considère qu'il y a de la conduction dans la croûte terrestre et une convection au centre de la Terre. Il se sert des concepts de convection et de radioactivité comme chauffage différentiel dans le manteau et cherche un mécanisme d'évacuation. Contrairement à Jeffrey, il considère que le seuil de plasticité est très faible dans le manteau, ce qui permet des mouvements convectifs. Il propose un schéma de courants ascendants à l'origine de la dislocation de la croûte continentale et de l'apparition d'un domaine océanique au niveau des dorsales qui matérialisent les courants ascendants (Figure 10) : le bombement reconnu par les travaux de bathymétrie dans l'Océan Atlantique serait un reste du bloc continental initial. Les courants de convection descendants quant à eux se trouvent au niveau des zones de subduction.

Le premier modèle de convection est réalisé sans ordinateur par Pekeris, en 1935. Il décrit les cellules de convection en considérant la Terre comme fluide visqueux. Cette étude est néanmoins trop générale et trop symétrique pour être comparée aux observations des structures tectoniques par les géologues. Dès 1940, une bonne approximation

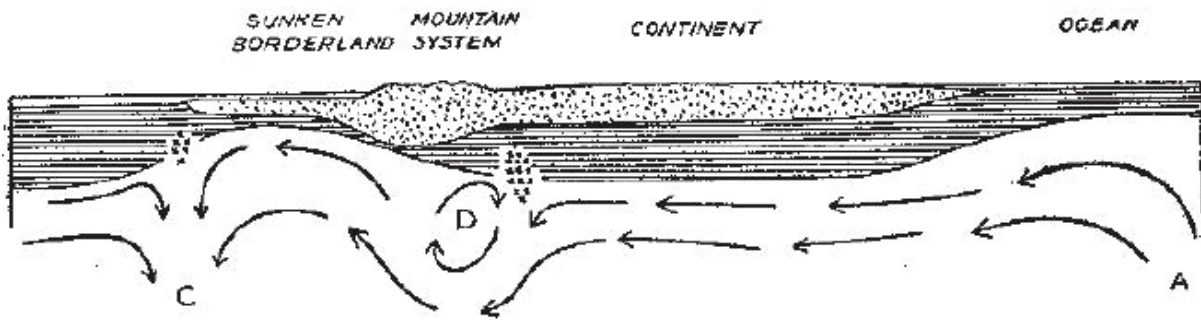


FIGURE 10 – Schéma local illustrant la circulation mantellique sous lithosphérique par Holmes. La croûte continentale est en pointillés, la couche intermédiaire composée de diorites, d'amphibolites, de gabbros et de granulites est striée, le "substratum" péridotitique est blanc et les étoiles représentent des éclogites (Holmes, 1931).

des constantes élastiques du manteau va relancer les discussions sur la convection qui est alors évoquée comme explication à la formation d'orogènes mais pas comme explication à la dérive des continents.

Dans les années 50, l'idée que la Terre solide puisse convecter est répandue. Meinesz (1947) estime qu'il y a deux types de convection : une en surface, responsable du flambage lithosphérique et des chevauchements tectoniques, et une profonde, à grande échelle. Dans les années 1960, la vision de la convection va encore évoluer avec la découverte de l'expansion des fonds océaniques, le calcul du flux de chaleur au niveau des dorsales et une meilleure idée de la densité de la croûte. C'est sur cette base que la théorie de la tectonique des plaques va être développée même si Hess lui-même parlait de son travail comme étant de la « géopoésie ». Pendant cette période, de nombreux modèles voient le jour pour expliquer le couplage entre mouvement des plaques tectoniques et circulation mantellique (Runcorn, 1962, 1965, 1967; Turcotte & Schubert, 1982). Dans les années 70, Morgan décrit des zones anormales de volcanisme en surface comme des points chauds qui ne peuvent pas être associés aux processus de tectonique des plaques. A cette époque, tout volcanisme anormal qui n'est pas associé à une dorsale ou une zone de subduction et qui possède une longue durée est associé à un volcanisme de point chaud. 19 points chauds sont répertoriés initialement (Morgan, 1971, 1972) puis d'autres études contiennent des valeurs plus éparses, de 66 (Wilson, 1973) à plus de cent (Vogt, 1981). Ces points chauds supposés stationnaires induisent

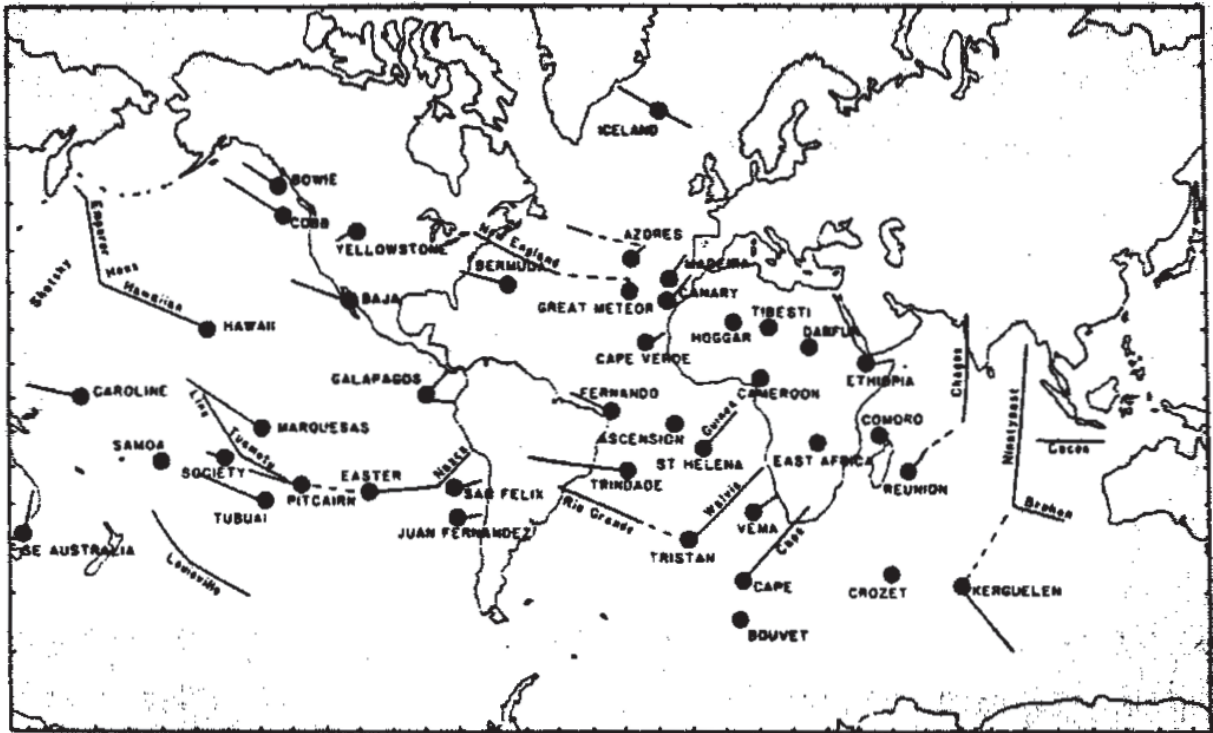


FIGURE 11 – Carte mondiale montrant la distribution globale des points chauds et des lignes de points chauds par Crough (1983b).

des lignes de volcans comme au niveau d’Hawaï, de l’Islande, etc (Figure 11). Wilson (1963) proposait déjà la présence de sources de chaleur stationnaires dans le manteau pour l’explication de la chaîne Hawaïenne. Morgan (1971, 1972) va plus loin en parlant de l’origine profonde de conduits verticaux dans lesquels le matériau chaud du manteau inférieur s’élève jusqu’à la lithosphère à des vitesses de 1 m/an. Les travaux sur les points chauds, malgré les avancées géochimiques, géophysiques, géologiques sont toujours indirects et débattus (Partie 2.1.3.3).

On parle dans les années 1979 de mouvements convectifs et non plus de cellules de convection comme l’avait défini Hess. La vision d’une convection intermittente est remise en question et les phases tectoniques observées par les géologues sont dissociées des changements dans le régime convectif et associées à des phénomènes de surface.

0.1.8 Vision actuelle de la dynamique terrestre

La tectonique des plaques et la vision de la convection nées dans les années 1960 ont évoluées grâce à la datation des roches océaniques dans un premier temps qui ont permis de confirmer les vitesses prévues par la tectonique des plaques. Ensuite, l'utilisation des techniques de positionnement par satellite (GPS, géodésie spatiale) à la fin du 20ème siècle, a permis d'avoir directement des mesures de vitesses absolues du mouvement des plaques. La découverte des points chauds a permis, grâce aux alignements volcaniques intraplaques, d'avoir une autre trace du déplacement des plaques. Cette théorie purement cinématique induit des échanges de matière avec l'intérieur qui sont associés à la convection mantellique. L'introduction de l'informatique dans le domaine des sciences de la Terre lui aussi permis des avancées majeures. La première est la possibilité de traiter des milliards de données qui ont permis la création des modèles de tomographie. La deuxième est le développement de modèles numériques complexes. En effet, la complexité du manteau induit une puissance de calcul importante permettant de prendre plus de paramètres en compte que dans les modèles analytiques et analogiques des années 1950-1960. Aujourd'hui les progrès dans les sciences de la Terre sont grandement liés à ces deux avancées. Les progrès de la tomographie ont par exemple permis de montrer des anomalies de vitesses correspondant aux zones de subduction dans le manteau alors qu'il n'y en a pas sous les dorsales. Or celles-ci étaient considérées comme moteur à la convection mantellique. À cela s'ajoute la très anecdotique proportion de volcanisme au niveau des dorsales où l'on trouve beaucoup plus de serpentines du manteau et le fait que si les dorsales avaient un rôle moteur actif majeur, alors les plaques entourées de dorsales seraient en compression ce qui n'est pas le cas. Aujourd'hui la vision de la tectonique des plaques incorpore complètement la convection mantellique ce qui n'était pas le cas à la fin des années 1970. Trois forces motrices étaient proposées : une poussée au niveau des dorsales (ridge push), une traction des zones de subduction (slab pull), ou un couplage visqueux (entraînement de la lithosphère par des mouvement asthénosphériques sous-jacents). La vision de la convection actuelle implique un rôle actif des zones de subduction, un chauffage par le bas faible

et une remontée de matériau passive. La théorie de la tectonique des plaques est une très bonne théorie cinématique qui devrait être considérée avec la convection comme une tectonique globale. Néanmoins, son application est difficile en contexte continental puisque les séismes se localisent sur des bandes épaisses, surtout dans les orogènes et les zones de déformations diffuses océaniques.

0.2 Problématique

Nous avons vu que c'est l'ensemble du système terrestre qui est impliqué dans la dynamique et non une dynamique de surface qui entraîne une dynamique mantellique ou inversement. Alors comment relier dynamique interne et tectonique de surface? Jusqu'à très récemment, les modèles de convection du manteau terrestre ne généraient pas de tectonique en surface pouvant être comparée à la Terre. Ainsi, le lien entre les observations sur ces modèles et les observations terrestres était difficilement applicable. Récemment, des modèles globaux de convection qui reproduisent une tectonique de surface comparable à la Terre au premier ordre ont été mis au point (Tackley, 2000a). Ces modèles produisent en profondeur des courants à grande échelle, des déformations localisées en surface dans les zones de divergence et les zones de convergence. Ils génèrent de manière auto-cohérente une expansion des fonds océaniques proche de celle reconstruite pour les 200 derniers millions d'années de l'histoire de la Terre, et des déplacements de continents, similaire à ceux déduits des analyses paléomagnétiques. Ces progrès permettent d'envisager un lien nouveau entre convection du manteau et tectonique globale et une comparaison possible avec les données terrestres. Cette thèse propose de caractériser finement la tectonique produite dans ce type de modèles de convection. L'objectif est de pouvoir comparer qualitativement et quantitativement les résultats de calculs de convection avec les reconstructions de la tectonique terrestre réalisées grâce à la tectonique des plaques et aux observations de terrain. Il faudra donc trouver une manière de comparer les modèles à la Terre avant de pouvoir faire des parallèles entre leurs dynamiques. Ces comparaisons permettront de cibler les améliorations à faire dans les modèles et de prédire des comportements tectoniques sur des échelles de temps plus longues que celles auxquelles nous avons accès pour la Terre aujourd'hui (200 millions d'années au maximum).

Une première partie est consacrée aux connaissances terrestres actuelles sur lesquelles vont se baser l'étude de la dynamique des modèles c'est-à-dire (1) la description de la surface terrestre et (2) de la dynamique mantellique utilisées pour la création des

modèles et leur compréhension. La deuxième partie concerne l'étude de l'agencement des plaques tectoniques à la surface des modèles et les connexions que nous pouvons faire avec le système terrestre. La troisième partie présente une nouvelle technique de détection automatique des plaques tectoniques à la surface des modèles de convection. Enfin, une partie discussion permettra de faire un point sur les objectifs évoqués précédemment avant de conclure et de présenter les perspectives à ce travail.

CHAPITRE 1

Comment définir et étudier la dynamique terrestre de surface ?

Dans cette partie, nous nous attacherons à décrire en détails la surface de la Terre afin de définir au mieux les caractéristiques qui seront modélisables et d'être pleinement conscient des lacunes des modèles numériques de convection que nous utiliserons.

La Terre est composée de plusieurs couches concentriques de composition et de propriétés physiques différentes. Elles sont initialement définies par le modèle PREM (Primary Reference Earth Model, Dziewoński & Anderson 1981; Figure 1.1). La surface terrestre est constituée de 58 % de croûte océanique et de 42 % de croûte continentale (Figure 1.2). Néanmoins ces valeurs tendent à changer grâce aux nouvelles techniques d'étude des fonds océaniques, par exemple de nouvelles données gravitaires, qui ont permis de mettre en évidence un nouveau continent, Zealandia, à l'Est du continent australien (de $4,9 \times 10^6$ km², Mortimer et al. 2017).

La croûte océanique fait en moyenne 7 km d'épaisseur (White et al., 1992) et a une masse volumique moyenne de 3200 kg/m³. La croûte continentale possède une masse

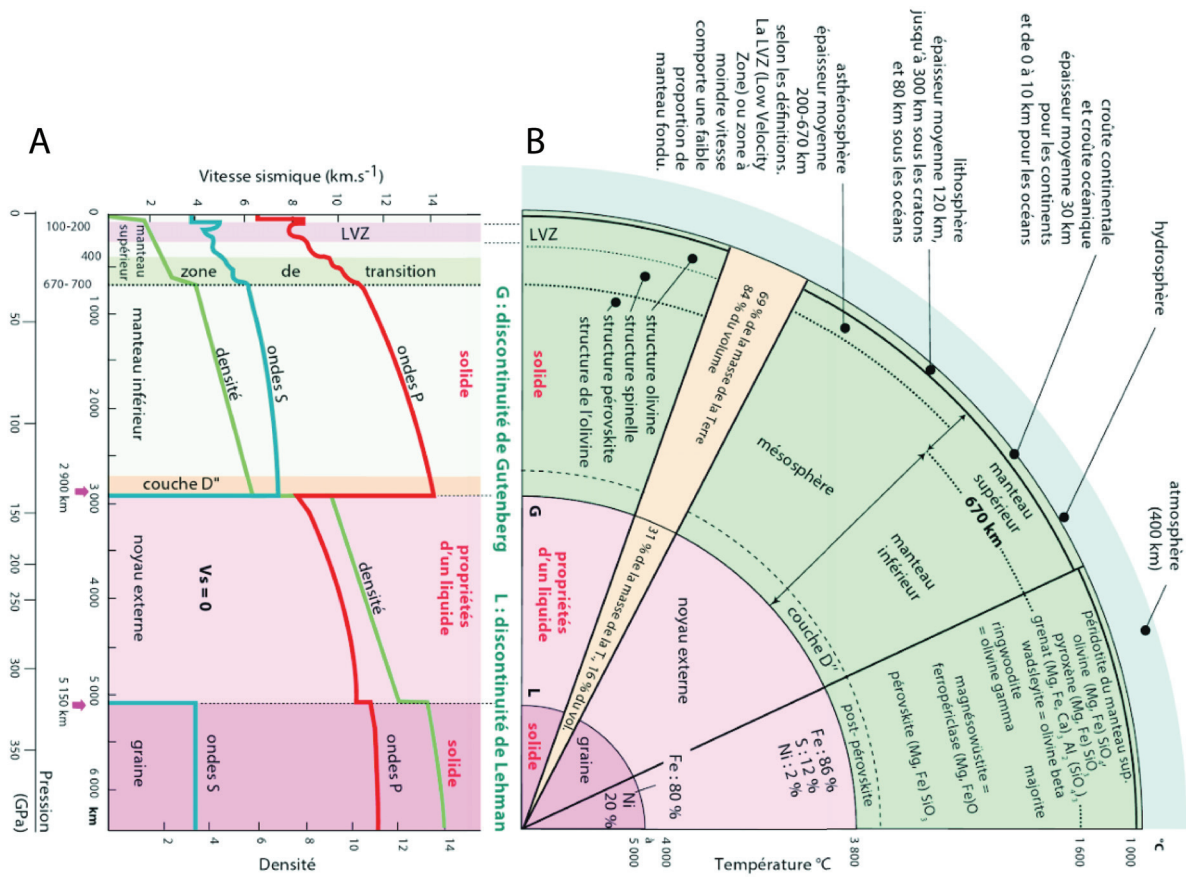


FIGURE 1.1 – (A) Structure sphérique sismique de la Terre déduite de l'évolution des ondes sismiques du modèle PREM. (B) représente une coupe schématique de l'intérieur du globe basé sur des données minéralogiques, de densité, de température. D'après Pomerol et al. (2011).

volumique moyenne de 2800 kg/m^3 . Son épaisseur varie en fonction du temps. Elle est estimée à 200–220 km pour la lithosphère continentale archéenne et à 300–350 km pour la lithosphère du début du Protérozoïque (Rudnick, 1998) (en général les racines fines sont retrouvées dans l’Hémisphère Sud et inversement). L’épaisseur de la lithosphère âgée de moins de 1,8 Ga est estimée entre 60 km à 100 km. En moyenne, la croûte continentale actuelle a une épaisseur de 39 km (Christensen & Mooney, 1995). Par exemple, celle du plateau du Tibet a une épaisseur estimée à 60 km (Ritsema & van Heijst, 2000; Artemieva & Mooney, 2001; Artemieva et al., 2004; Artemieva, 2006). Cette première enveloppe hétérogène est séparée de la lithosphère mantellique sous-jacente, respectivement lithosphère océanique et lithosphère continentale, par la discontinuité de Mohorovicic.

La limite entre l’asthénosphère et la lithosphère peut être définie thermiquement, mécaniquement, chimiquement. Dans cette thèse, nous utiliserons des modèles thermo-mécaniques; la lithosphère sera donc définie en fonction de ces deux termes. D’un point de vue thermique, la lithosphère est la couche limite thermique supérieure de la convection mantellique. D’un point de vue mécanique, elle représente la partie supérieure quasi-rigide du globe. Celle-ci est capable de subir des déplacements horizontaux importants par rapport au manteau terrestre et avec un taux de déformation de 10×10^3 inférieur à l’asthénosphère sous jacente : le découplage résulte de cette différence. La lithosphère et l’asthénosphère sous jacente forment à elles deux le manteau supérieur. Celui-ci est délimité du manteau inférieur par une discontinuité à 700 km (Figure 1.1). Le manteau dont la masse volumique varie du sommet à 3300 kg/m^3 à la base à 5500 kg/m^3 , à une profondeur de 2885 km et est séparé du noyau par la discontinuité de Gutenberg.

Les enveloppes mantelliennes ont toutes des compositions et des propriétés physiques qu’il est nécessaire d’aborder pour comprendre la dynamique terrestre. La première sous-partie résume les connaissances actuelles de la surface du globe à travers la description des objets présents dans la croûte et la lithosphère. La deuxième sous-partie sera centrée sur l’intérieur de la Terre : la composition et la dynamique mantellique.

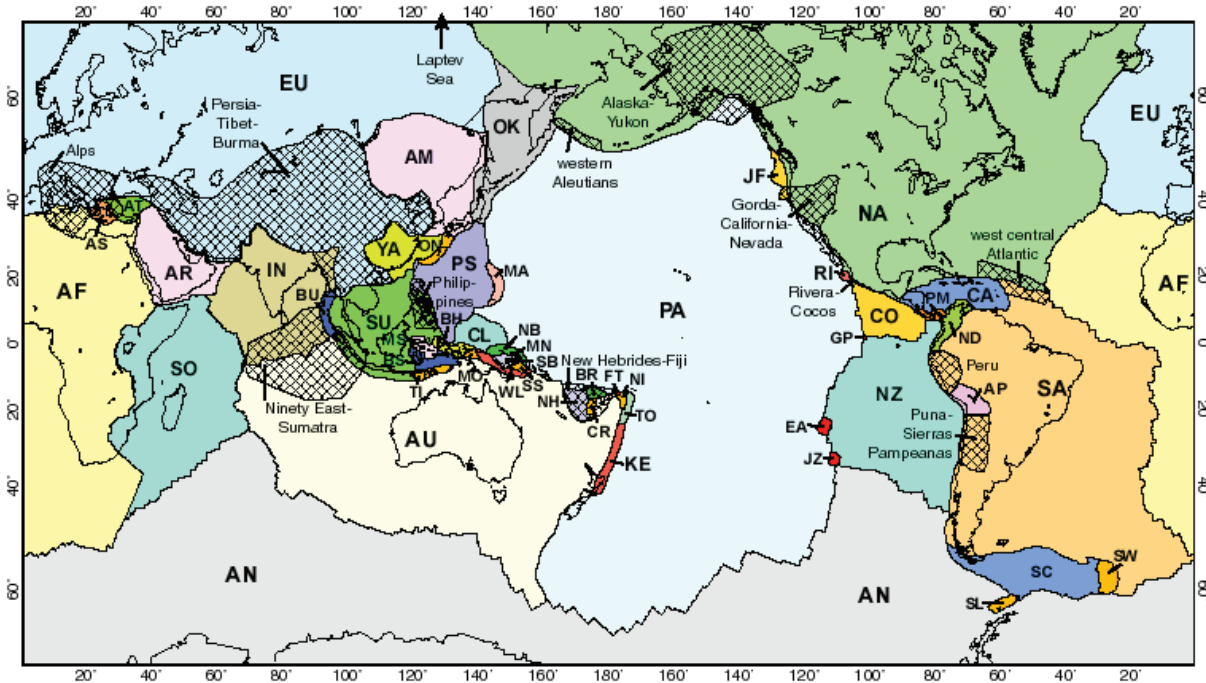


FIGURE 1.2 – Carte montrant les délimitations des 52 plaques tectoniques. Les deux lettres correspondent au nom de la plaque tectonique et sont détaillées dans l'annexe A.1. Les zones hachurées regroupent les orogènes et les zones dans lesquelles le modèle de plaque eulérienne ne fonctionne pas (Bird, 2003).

Même si la lithosphère et le manteau inférieur sont traités dans deux parties distinctes, nous gardons à l'esprit la continuité entre ces enveloppes puisque l'un des objectifs de cette thèse et de relier la tectonique de surface à la dynamique mantellique.

1.1 Description de la surface terrestre

La surface terrestre est donc composée d'une lithosphère scindée en deux parties par la discontinuité sismique dite de Mohorovicic : la croûte continentale ou océanique et la lithosphère mantellique associée forment les plaques tectoniques océaniques, continentales ou les deux. Il est plus difficile de trouver une limite claire entre la lithosphère mantellique et le manteau asthénosphérique qui était au départ considérée comme une limite mécanique (Barrell, 1914). Un ralentissement des vitesses sismiques dans une zone appelée LVZ (Low Velocity Zone) est visible ponctuellement entre ces deux couches mais uniquement dans la lithosphère océanique. La délimitation de la limite lithosphère-asthénosphère (LAB) sous les continents est quant à elle déterminée grâce

à l'anisotropie. Les directions anisotropiques dans la partie supérieure sont héritées de la formation continentale et tranchent avec les directions anisotropiques dans la couche inférieure. Ces dernières sont relatives à un cisaillement associé à la vitesse absolue des mouvements des plaques tectoniques. Ainsi en dessous du craton Nord américain, Yuan & Romanowicz (2010) parviennent à détecter une limite relativement plate entre 180 km à 240 km de profondeur grâce à des changements de direction de l'anisotropie azimutale dans le manteau (Figure 1.3). L'alignement des axes d'anisotropie de la couche chimique avec des anciennes sutures géologiques indique des processus actifs à la fin de l'Archéen, notamment une collision continent-continent. Dans cette même étude, la couche thermique s'oriente vers le Nord sur l'Ouest des États Unis. Cette direction parallèle aux fosses des zones de subductions actuelles, suggère que cette couche a été formée dans un contexte tectonique prédominant de compression Est-Ouest. Le changement de la direction de l'axe d'anisotropie avec la profondeur est donc un outil puissant pour la détection de la stratification lithosphérique sous les continents (Yuan & Romanowicz, 2010).

1.1.1 La croûte continentale

Formation de la croûte continentale. La croûte continentale andésitique actuelle représente 42 % de la surface terrestre (Cogley, 1984) pour un volume de $(27,8 \pm 7,0) \times 10^9 \text{ km}^3$ (Artemieva, 2006). Aujourd'hui, elle est fabriquée majoritairement au niveau des zones de subduction (marginale au niveau de collisions) (Drummond & Defant, 1990; Kay & Mahlburg-Kay, 1991). Une telle croûte continentale n'est pas modélisable dans les modèles numériques de convection utilisés dans cette thèse (Figure 1.4). Il est néanmoins judicieux d'en connaître les caractéristiques principales afin d'être conscient des limites auxquelles nous faisons face.

Dans la croûte océanique, les gabbros mis en place (contenant des plagioclases et pyroxène en majorité) subissent une hydratation (Hirose & Kushiro, 1993) qui augmente

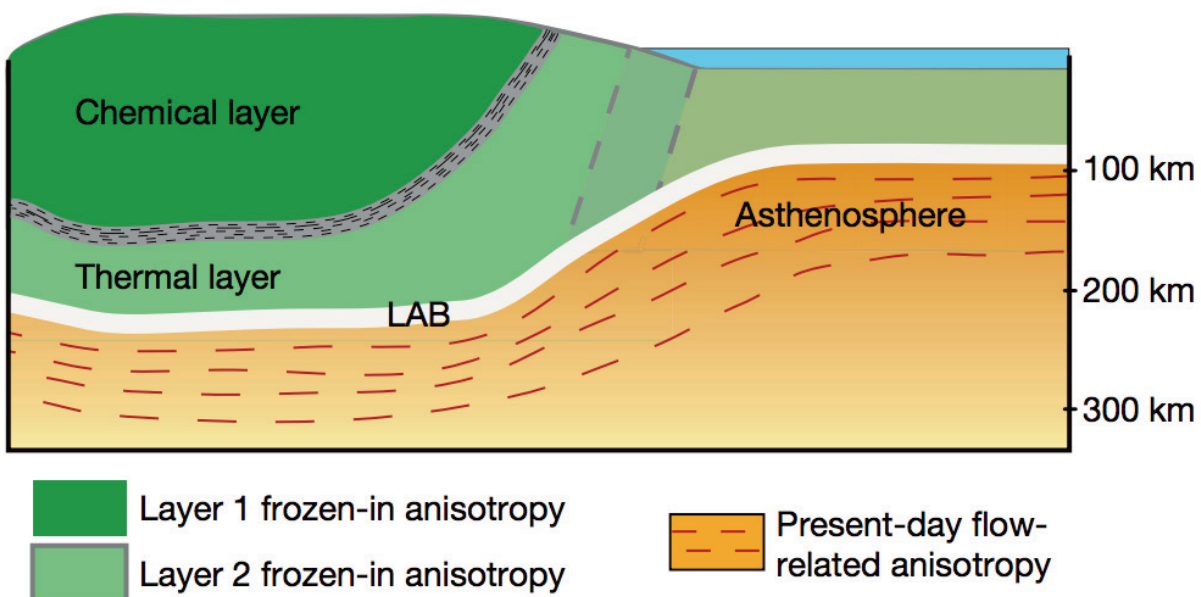


FIGURE 1.3 – Figure illustrant les stratifications de la lithosphère obtenue grâce aux changements de direction de l’anisotropie dans le manteau. Trois couches d’anisotropie sont présentes : deux dans la lithosphère (couches 1 et 2) et une dans l’asthénosphère. La couche 1 correspond à la lithosphère archéenne isolée chimiquement, la couche 2 est la lithosphère thermique, séparée de l’asthénosphère par la LAB (lithosphere-asthenosphere boundary), qui est à une profondeur relativement constante sous la partie stable du continent, mais devient rapidement moins profonde entre la partie tectonique du continent (dans l’ouest des États-Unis) et les océans. La limite entre les couches 1 et 2 est sismiquement nette. La profondeur de la couche 3 c’est à dire de la zone de l’anisotropie actuelle n’est pas contrainte (Yuan & Romanowicz, 2010).

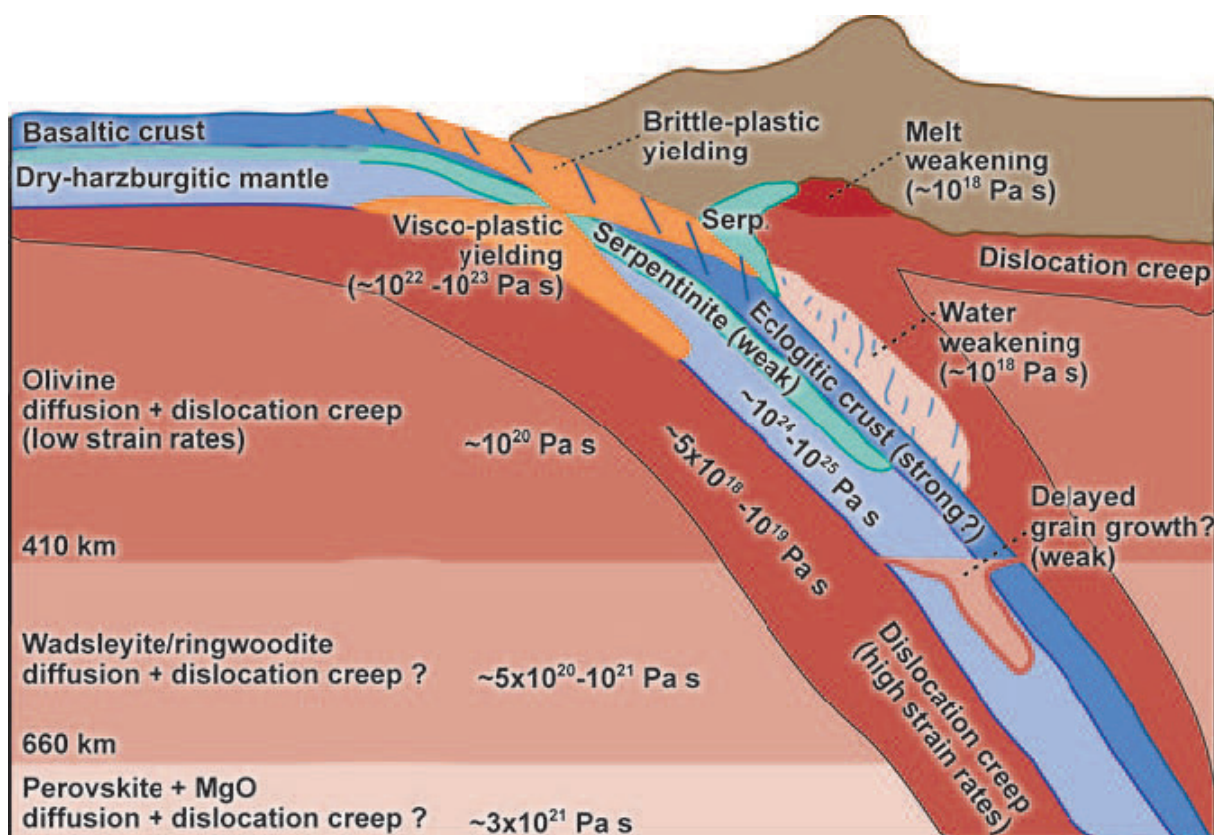


FIGURE 1.4 – Schéma synthétisant la composition, les mécanismes de déformation et les processus affectant la rhéologie de la plaque plongeante et du manteau au niveau d'une zone de subduction (Billen, 2008).

avec l'éloignement à la dorsale et le rapprochement de la zone de subduction. Les gabbros subissent un métamorphisme hydrothermal en métagabbro à hornblende (plagioclases + pyroxène + eau = amphibole) puis en schistes verts, c'est à dire en métagabbro à chlorite et actinote (amphibole + plagioclase + eau = actinote et chlorite). Lorsque la plaque océanique plonge dans le manteau, vers 20 km de profondeur (Drummond & Defant, 1990), la température et la pression permettent une déshydratation partielle des schistes verts en schistes bleus (métagabbro à glaucophane) puis à 80 km une déshydratation des schistes bleus qui donne des éclogites à grenats et jadéites (Figure 1.4) qui entraîne une augmentation de densité et une inversion de densité entre la croûte et le manteau (Kay & Mahlburg-Kay, 1991). L'eau libérée par cette déshydratation migre dans le coin du manteau de la lithosphère mantellique sous-continentale (Figure 1.4).

La croûte océanique avec 20 % à 80 % des sédiments accrétés (Huene & Scholl, 1991) ainsi que le manteau hydraté dense s'enfoncent donc le long de la plaque subductée jusqu'à 80 km environ où le géotherme recoupe le solidus des péridotites hydratées. La subduction de ces sédiments contrôle la croissance crustale (Andersen et al., 1991; Plank & Langmuir, 1998) et la fusion partielle de 10 % à 15 % des péridotites mantelliques du coin de manteau qui va engendrer un magma hydraté (Kay & Mahlburg-Kay, 1991).

L'épaisseur de la croûte continentale varie énormément (de 15 km à 90 km) en raison de l'accroissement possible de la racine crustale par sous-placage des magmas (Rudnick & Gao, 2003).

Actuellement, on observe une très faible croissance crustale (Andersen et al., 1991). Selon les études, entre 35 % à 80 % de la croûte continentale actuelle s'est formée à l'Archéen avant 1,8 Ga (Rudnick & Fountain, 1995; Artemieva, 2006). Cette époque est assez mal connue. La lithosphère des cratons archéens a une épaisseur estimée de 200 km à 350 km. Plus les cratons sont larges, plus la lithosphère est épaisse (Artemieva & Mooney, 2002).

La composition crustale des cratons archéens (TTG (tonalite - trondhémite - granodiorite) et granites riches en potassium, De Wit et al. 1992; López et al. 2005) est différente

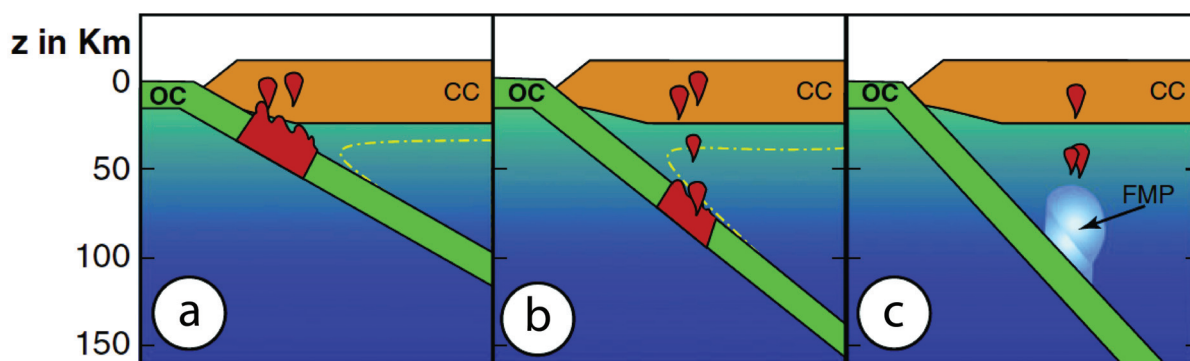


FIGURE 1.5 – Modèle de subduction chaude proposé pour la mise en place des TTG (tonalite - trondhémite - granodiorite) pendant a. le début de l'Archéen, b. la fin de l'Archéen et c. la mise en place actuelle. Ce schéma très simplifié indique que pendant l'Archéen, la plaque plongeante pouvait fondre (Martin & Moyen, 2002).

de la composition andésitique actuelle (Taylor & McLennan, 1985; Smithies et al., 2003). La mise en place de cette croûte continentale à l'Archéen est donc différente de la mise en place actuelle (Martin & Moyen 2002; Figure 1.5) Comme cette thèse ne traite que de la tectonique actuelle, seule la formation de la croûte actuelle sera détaillée.

Destruction de la croûte continentale. La croûte continentale est détruite par l'altération de surface (climats, eau), par l'érosion subcrustale abrasive des plaques plongeantes (Huene & Scholl, 1991) et par délamination (détachement du manteau lithosphérique, Bird 1978) à la base de la croûte lors de collisions (Kay & Mahlburg-Kay, 1991; Rudnick & Fountain, 1995). Cette érosion tectonique se produit au niveau des zones de subduction lorsque la convergence est importante.

Le matériel crustal qui retourne dans le manteau est estimé entre $1,3 \text{ km}^3/\text{an}$ et $1,8 \text{ km}^3/\text{an}$ (Huene & Scholl, 1991) alors que la production est estimée à $1,65 \text{ km}^3/\text{an}$ (Reymer & Schubert, 1987). La moitié de ce matériel retournant dans le manteau est associé à l'érosion mécanique des zones de subduction. Par exemple au large du Japon, la fosse s'est avancée vers le continent de 60 km depuis 25 ans. Une autre érosion est associée à ces zones de subduction : les mouvements mantelliques sous-crustaux permettent des échanges thermiques et de matières qui entraînent une érosion thermique qui produit des différences d'épaisseur de croûte (Artemieva & Mooney, 2002).

L'érosion de surface, quant à elle, abrase les roches et les transporte : les sédiments

continentaux se retrouvent soit sur le plateau continental soit sur les fonds océaniques ou sur le prisme d'accrétion (Huene & Scholl, 1991). En fonction de leur proximité avec les fosses océaniques, les sédiments sont soit subductés, dès lors ils libèrent les fluides qu'ils renferment, soit pris dans le prisme d'accrétion (Huene & Scholl, 1991). Lorsque les sédiments sont subductés ($0,7 \text{ km}^3/\text{an}$ pour Huene & Scholl 1991 ou $0,73 \text{ km}^3/\text{an}$ pour Plank & Langmuir 1998), ils contribuent donc au magmatisme d'arc (White & Dupré, 1986) qui est alors enrichi en isotopes cosmogéniques comme le ^{10}Be par exemple (Plank & Langmuir, 1998). Quant aux sédiments qui sont sur le plateau continental, ils peuvent être métamorphisés dans les zones de collision.

Il est important de garder à l'esprit qu'une telle érosion de surface n'est pas modélisable dans les modèles de convection utilisés dans cette thèse.

1.1.2 La croûte océanique

Création de la croûte océanique. La croûte océanique représente environ 60 % de la surface terrestre (Cogley, 1984). Elle est fabriquée au niveau des dorsales océaniques (Hess, 1962) avec un taux d'accrétion global toujours débattu de $3,4 \text{ km}^2/\text{an}$ (Rowley 2002; Müller et al. 2008; Figure 1.6). Lorsqu'il y a une divergence entre deux plaques tectoniques, cela entraîne la fonte des péridotites sous-jacentes. La fusion partielle induite par cette décompression adiabatique se produit lorsque la péridotite franchit le solidus sec de 30 km à 100 km entre $1200 \text{ }^\circ\text{C}$ et $1500 \text{ }^\circ\text{C}$ et permet l'expansion océanique (Figure 1.6).

On peut résumer la recristallisation de ce magma par une composition basaltique en surface (coussins de laves et filons verticaux) sur une couche de gabbros grenus, toutes deux reposant sur de la péridotite appauvrie (White & Klein, 2014; Figure 1.7). Cette structure est typique de la lithosphère océanique. Elle a une masse volumique moyenne de 2800 kg/m^3 à 3000 kg/m^3 et une épaisseur quasi nulle au niveau de l'axe de la dorsale qui augmente sur les bords jusqu'à 7 km en moyenne et peut atteindre 100 km (White et al., 1992). Plus la distance à l'axe de la dorsale augmente et plus la

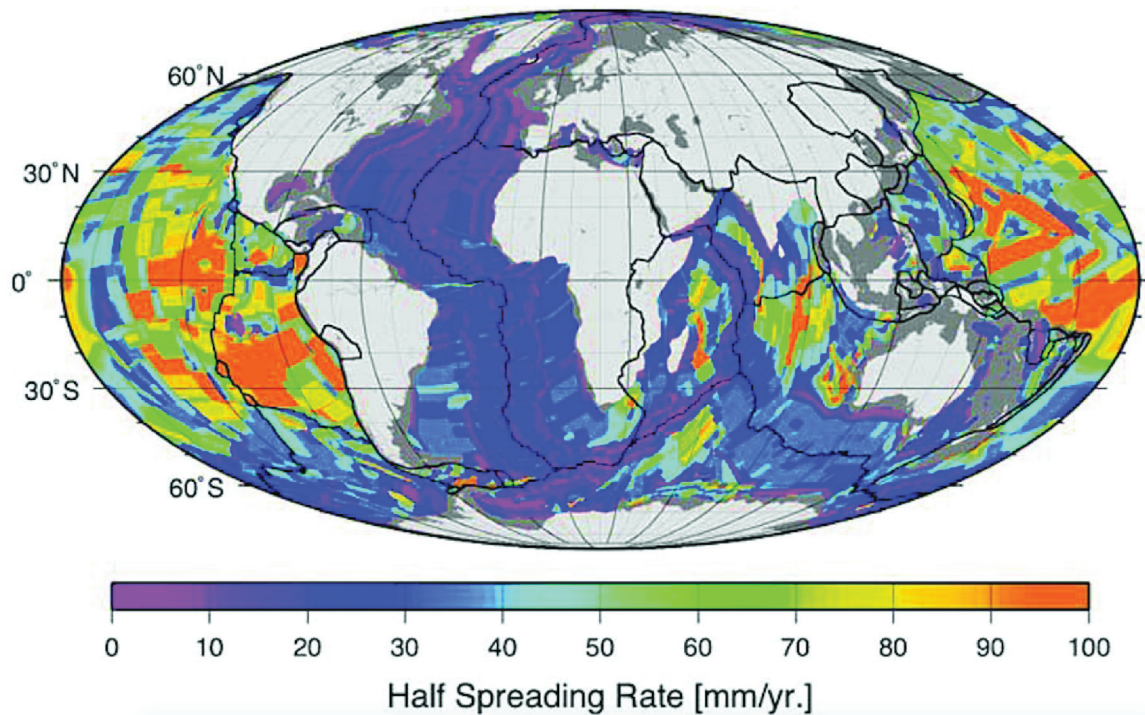


FIGURE 1.6 – Carte en projection Mollweide montrant les demi-taux d'accrétion des dorsales océaniques. Les continents en gris proviennent de Bird (2003) (Müller et al., 2008).

lithosphère océanique se refroidit et sa masse volumique augmente. Lorsque la densité est trop forte, elle subducte en proportion égale à sa production dans le manteau terrestre.

50 % de la lithosphère océanique de 55,7 Ma a déjà été recyclée à l'heure actuelle. C'est aussi le cas pour 70 % de la lithosphère plus jeune que 89 Ma et 85 % de celle plus jeune que 120 Ma (Rowley, 2008). Ce recyclage rapide de la lithosphère explique les méconnaissances actuelles sur l'épaisseur de la croûte océanique, sa composition minéralogique et sa température. Il est donc très difficile de généraliser les interprétations d'études locales sur les ophiolites qui ont des diversités stratigraphiques très différentes (Furnes et al. 2014; Annexe A.2), pour proposer un modèle global simple (Figure 1.7).

1.1.3 Rhéologie de la lithosphère

La rhéologie (rheo = couler et logie = étude) est la science de l'écoulement ciblée sur la déformation d'un corps soumis à des contraintes. En géologie, il s'agit donc d'établir

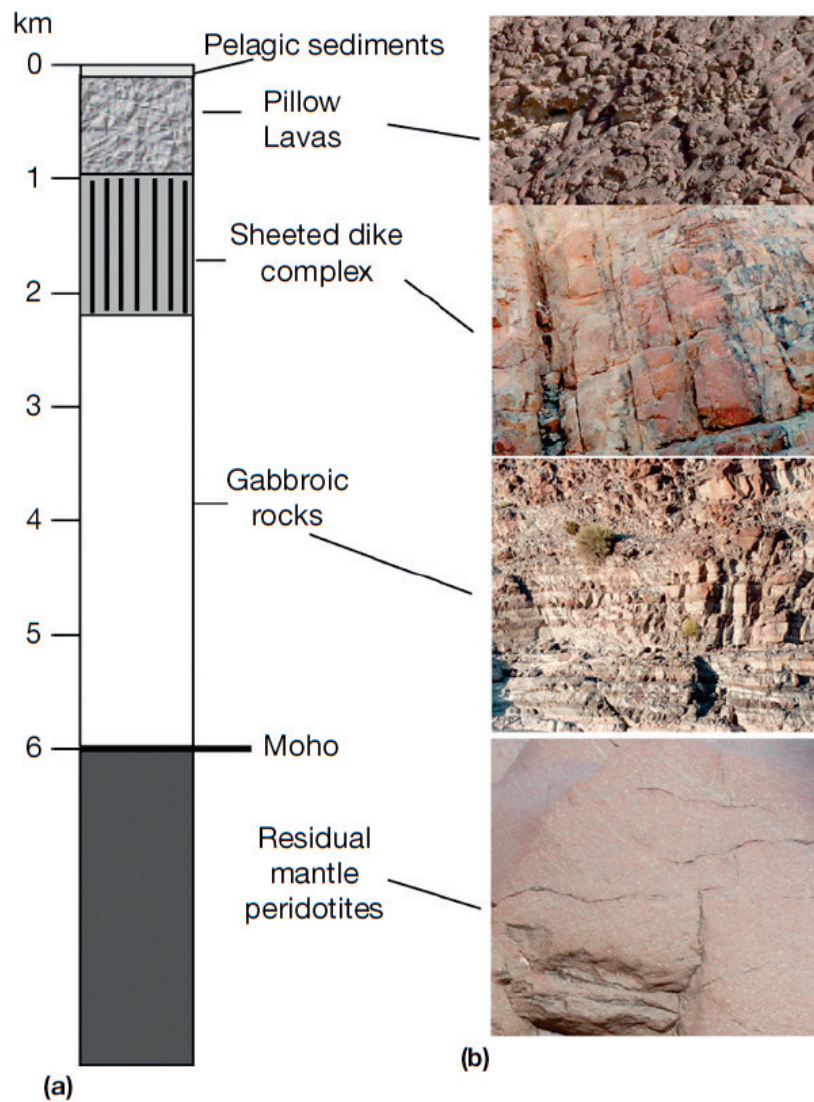


FIGURE 1.7 – Explication simplifiée de la structure de la croûte océanique. A. Structure interne généralisée et interprétation de la croûte océanique à partir d'études de complexes ophiolitiques et d'interprétations de données de sismique marine. B. Photographies d'affleurement d'ophiolites de Semail, Oman White & Klein 2014.

la relation entre une contrainte, la déformation qu'elle induit et en combien de temps elle intervient (taux de déformation) sur une roche donnée. La lithosphère contient une partie crustale de 10 % à 30 % et une partie du manteau supérieur qui représente 70 % à 90 % du volume total qui sont hétérogènes d'un point de vue constitutif et rhéologique. Le but de cette partie est donc de distinguer les caractéristiques rhéologiques globales de la lithosphère afin de la modéliser au mieux.

La limite inférieure de la lithosphère. La lithosphère a une profondeur de 75 km sous les océans. Elle peut atteindre 110 km sous les continents (Walcott, 1970) et plus encore sous les cratons (par exemple 240 km sous l'Amérique du Nord (Yuan & Romanowicz, 2010)). La fusion partielle des roches permet la mise en place de «micro-poches» de magma dans le manteau solide (1 % de fusion partielle). Ce contraste rhéologique est dû aux conditions de pression et de température qui favorisent la fusion partielle car la pression de confinement est trop élevée et s'oppose à la déformabilité induite par la température. Ce sont d'ailleurs ces propriétés mécaniques qui ont permis de définir préliminairement la lithosphère "mécanique". Celle-ci est caractérisée par une relaxation lente visco-élastique contrairement à l'asthénosphère sous jacente de faible viscosité (Barrell, 1914; Burov, 2011). Comme nous l'avons vu précédemment, il est également possible de caractériser la lithosphère par ses propriétés thermiques. En effet, la limite inférieure de la lithosphère sous les océans correspond à un isotherme de 500 °C à 600 °C et un isotherme de 700 °C à 800 °C sous les continents (Burov, 2011). La lithosphère et l'asthénosphère sont ainsi délimitées par l'isotherme 1300 °C (Artemieva & Mooney, 2001).

Le comportement visco-élasto-plastique de la lithosphère. La Terre est visco-élasto-plastique. Néanmoins, ces trois rhéologies interviennent et interagissent dans les même temps caractéristiques seulement dans la lithosphère. Sur des échelles de temps sismique courtes, les différentes enveloppes de la Terre, tout comme la lithosphère, répondent de manière élastique. Dans cette thèse, nous travaillons sur des temps allant de 5 Ma à plusieurs milliards d'années. Sur les échelles de temps géologiques qui nous intéressent, les roches lithosphériques se déforment donc suivant trois comportements

majeurs différents. Il s'agit (1) du comportement élastique (réversible). Il se produit principalement lors de la déformation en flexure des plaques lithosphériques (relaxation, zones de subduction) dans des échelles de temps géologiques ; (2) le comportement fragile et (3) le comportement ductile typique de la convection mantellique (Popov & Sobolev, 2008; Burov, 2011).

Chacun de ces comportements dépend de nombreux paramètres dont les principaux sont la température et la contrainte. Par exemple, à des températures élevées, la roche peut supporter des taux de déformation élevés grâce au comportement visqueux sans accumulation de contraintes. C'est une manifestation du régime d'écoulement ductile (Popov & Sobolev, 2008). La lithosphère est élastique et plastique. Les pressions et températures dans la partie supérieure sont faibles par rapport à l'asthénosphère sous-jacente ductile. C'est un milieu viscoélastique. La lithosphère a donc un comportement élastique à courte période à l'inverse d'un comportement visqueux à plus longue période. Ces propriétés permettent, malgré la rigidité des plaques, des mouvements verticaux de flexure élastique régionale. Ces flexures sont soit dues à des forces verticales comme des rebonds post-glaciaires qui permettent des déformations non permanentes sur 10 000 ans (Rubincam, 1984; Mitrovica & Forte, 1997; Schubert et al., 2001), soit à des forces horizontales de décompression aux abords des zones de subduction. Elles permettent alors la mise en place de bombement avant-fosse avec des élévations de l'ordre de 500 m (Courtney & Beaumont, 1983) ou des bombements induits par des volcans (Walcott, 1972; Lambeck, 1981). La lithosphère à grande échelle est donc élastique (Choudhuri & Nemčok, 2017) jusqu'à des longueurs d'onde de 1000 km (McKenzie, 2010) et se déforme de façon visqueuse à plus grande échelle.

La lithosphère possède donc une grande hétérogénéité rhéologique et est soumise à de fortes variations de température à l'inverse de l'asthénosphère. Il est donc nécessaire de modéliser de manière appropriée la transition entre les domaines fragile et ductile. C'est une tâche complexe en raison des différents processus métamorphiques qui dépendent de la pression, de la température, des processus d'érosion et sédimentation, etc.... Avant de tenter de la modéliser, il faut donc comprendre sa morphologie

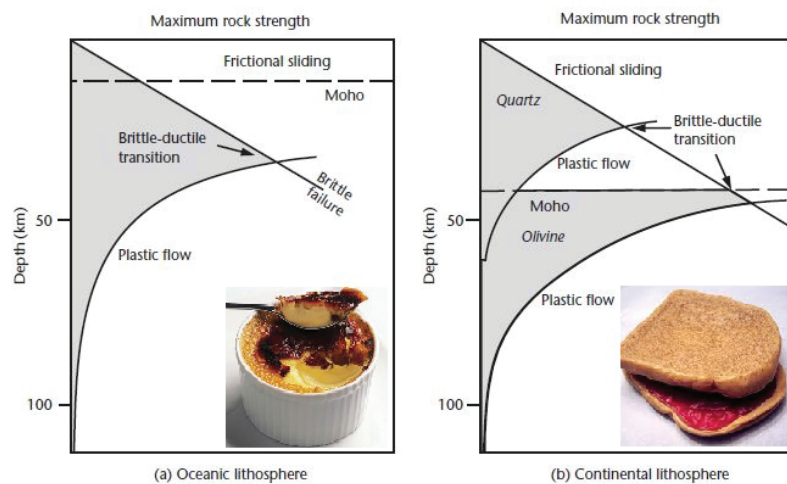


FIGURE 1.8 – Schéma simplifié représentant les différents domaines de déformation des roches en fonction de l'évolution de la contrainte déviatorique et de la profondeur dans la croûte (a) océanique et (b) continentale.

générale.

Le profil rhéologique de la lithosphère. La délimitation des domaines de déformation de l'enveloppe terrestre (Figure 1.8) a été réalisée à partir d'observations ou d'expérimentations (Goetze & Evans, 1979) sur la résistance des matériaux caractéristiques de la lithosphère comme le quartz, les feldspaths pour le granite et les quartzites, et sur les olivines qui sont majoritaires dans le manteau lithosphérique. Plusieurs modèles sont proposés dans lesquels la résistance est faible dans le manteau et les contraintes fortes sont limitées à la croûte supérieure (concept de "crème brûlée", Mackwell et al. 1998; Figure 1.9). Un autre modèle de rhéologie continentale cette fois, est appelé "jelly sandwich". Il s'agit d'un sandwich américain qui contient une tranche de pain, du beurre de cacahuète, de la confiture, à nouveau du beurre de cacahuète et une nouvelle tranche de pain. Cette structure anecdotique permet de résumer une vision rhéologique d'une résistance principalement dans la croûte et le manteau (Burov, 2015; Figure 1.9).

D'après Burov (2015), la lithosphère peut donc être résumée à une première couche résistante et fragile identifiable par des séismes ne dépassant pas 30 km de profondeur en milieu continental et 10 km en milieu océanique (sauf pour les zones de subduction). Une deuxième couche résistante est identifiée à partir des séismes dans le manteau, cette fois-ci entre 50 et 120 km sous les chaînes de montagnes. La lithosphère contient

donc 3 couches (Figure 1.9) : (1) une couche cassante dans la croûte supérieure, (2) une couche ductile au niveau de la croûte continentale inférieure caractérisée par l'absence de séismes et (3) une couche à nouveau cassante caractérisée par la réapparition de foyers sismiques dans le manteau lithosphérique supérieur. La croûte est cassante en surface puis ductile jusqu'à 40 km à cause de l'augmentation de température et de transitions minéralogiques. La croûte inférieure qui est globalement moins résistante que la croûte supérieure, tend à localiser la déformation (Burov & Diament, 1995).

Si on détaille ces trois domaines :

- Au dessus de 20 km, la plupart des roches sont résistantes ce qui induit qu'elles ne se déforment que si les contraintes dépassent une valeur seuil le long du plan de faille (Jackson et al., 2004). La résistance à la rupture dépend quant à elle de la pression de confinement qui augmente avec la profondeur de la croûte. Donc à profondeur croissante, la contrainte augmente, cette relation est régie par une loi de type Byerlee (Byerlee, 1978). Cette loi a été déterminée expérimentalement. Elle définit le comportement cassant de la lithosphère. Elle détermine les glissements entre deux compartiments séparés par une fracture préexistante et est quasiment indépendante de la lithologie (Burov, 2011). A l'inverse, le comportement ductile dépend fortement du type de roche. Si on utilise la notion de résistance pour décrire la rhéologie de lithosphère, les profils vont dépendre des phénomènes géologiques considérés (Jackson et al., 2002; Burov, 2011).
- On entre dans le domaine ductile entre 20 et 80 km (Jackson et al., 2004). Les roches se déforment de façon élastique jusqu'à atteindre le "yield stress". Ce terme peut être traduit par "contrainte d'écoulement". Il s'agit d'un seuil de déformation plastique au delà duquel le matériau s'écoule (déformation ductile). Ce comportement est décrit par des lois de fluages non linéaires complexes. Par exemple, le fluage dépend de la taille de grain qui dépend des contraintes.
- En dessous du Moho, la lithosphère mantellique peut entrer à nouveau dans le domaine cassant (cela dépend du contexte tectonique) (Jackson et al., 2002) mais ces interprétations sont sujettes à débat (Monsalve et al., 2006).

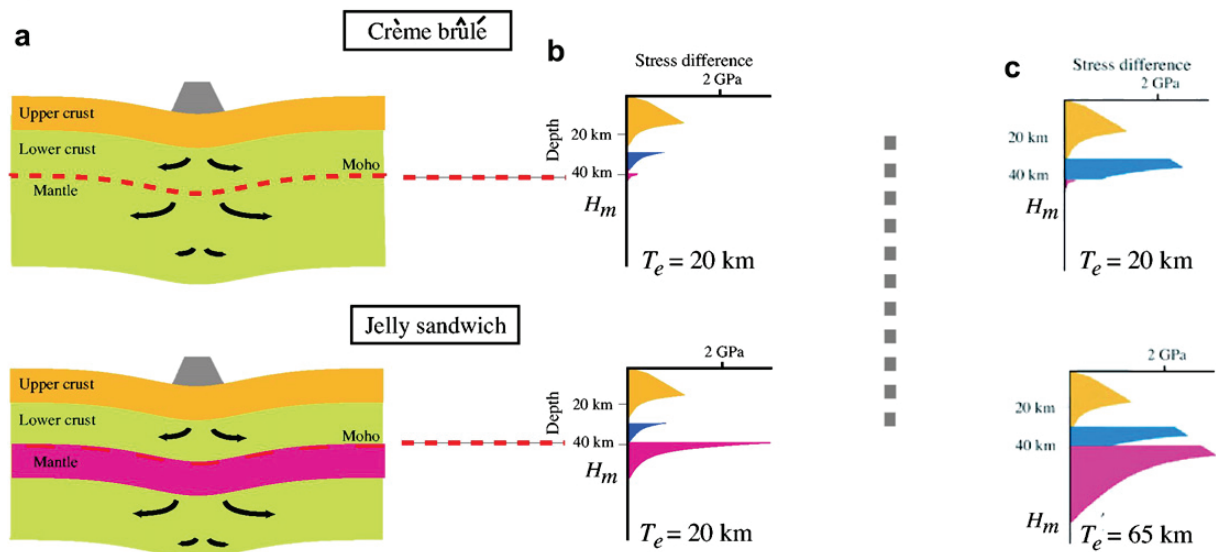


FIGURE 1.9 – Modèles montrant deux visions de la résistance de la croûte continentale (Burov & Watts, 2006). Dans le modèle crème-brûlée, la résistance est confinée principalement dans la couche fragile de la croûte et la compensation est principalement réalisée par écoulement dans le manteau supérieur faible. Dans le modèle du sandwich à la gelée, le manteau est fort et la compensation des charges de surface se produit principalement dans l’asthénosphère sous-jacente. A. Modèles de déformation de la lithosphère. B. enveloppes pour un âge thermo-chimique de 150 Ma, une faible croûte granulitique et soit un manteau olivineux sec (pour le sandwich à la gelée) soit humide (pour la crème-brûlée). H_m est l’épaisseur mécanique de la lithosphère à court terme et T_e l’épaisseur élastique à long terme. C. représente la même chose mais pour un âge thermo-mécanique de 500 Ma (Burov, 2011).

- Des études sur les péridotites mantelliques ont permis de définir des caractéristiques de déformation ductile dans le manteau inférieur. En effet, à la base de la lithosphère la limite est thermo-mécanique car la température à $1300\text{ }^\circ\text{C}$ est proche de la température de fusion de l’olivine.

Les mécanismes de déformation. En dessous de $300\text{ }^\circ\text{C}$, le quartz, granite, gneiss,... se déforment par fracturation des grains le long de failles. Donc jusqu’à $350\text{ }^\circ\text{C}$ environ, la croûte est dans le domaine cassant et suit la loi de Byerlee (Figure 1.10) dans laquelle la relation qui lie la résistance au glissement et la contrainte déviatorique est linéaire et ne dépend pas du matériau.

Au dessus de $300\text{ }^\circ\text{C}$, le quartz est ductile et soumis à deux mécanismes : le glissement intercrystallin le long des discontinuités du réseau par dislocation et la pression dissolution. Donc au delà de $350\text{ }^\circ\text{C}$ dans la croûte, le seuil de plasticité est atteint ; La croûte

est dans le domaine ductile et suit une loi de fluage (Figure 1.10). Dans cette loi, l'évolution n'est plus linéaire. Les roches ductiles ont un comportement non-newtonien (dans le manteau supérieur, le taux de déformation est proportionnel à la contrainte à la puissance 3) :

$$\dot{\epsilon} \propto \sigma^n \quad (1.1)$$

Avec $\dot{\epsilon}$ le taux de déformation et σ la viscosité.

Lorsqu'un cisaillement est initié, la plasticité permet de concentrer la déformation (Bercovici, 2003). Selon la composition minéralogique du milieu, les profils rhéologiques vont changer : par exemple la croûte inférieure est basique sans minéraux de quartz ce qui induit une résistance plus importante. Sous la discontinuité de Mohorovicic, la température varie énormément en fonction des contextes géodynamiques (Burov, 2011). On peut considérer une moyenne aux alentours de 700 °C dans un manteau péridotitique donc plus résistant que la croûte continentale. Lorsque la température atteint environ 1200 °C, les péridotites deviennent très ductiles et fluent avec des contraintes très faibles. La fusion aux joints notamment entraîne une diminution des vitesses sismiques qui est le reflet du découplage mécanique lithosphère/asthénosphère. Cette forte résistance du manteau n'est valable que pour des conditions anhydres qui varient en fonction du contexte géologique.

Le modèle de la croûte océanique obéit à la même logique mais est beaucoup plus simple et connu (Burov, 2011; Kohlstedt et al., 1995); Figure 1.10) puisque cette croûte est composée de roches basiques et ultrabasiqes donc de deux couches fragile et ductile.

La rhéologie et la résistance de la lithosphère sont toujours débattues depuis Barrell (1914) et de ces concepts, dépend entièrement la théorie de la tectonique des plaques (Le Pichon et al., 1973; Turcotte & Schubert, 2002). La résistance des plaques lithosphériques dépend de leurs structures et de leurs propriétés rhéologiques. Pour une roche

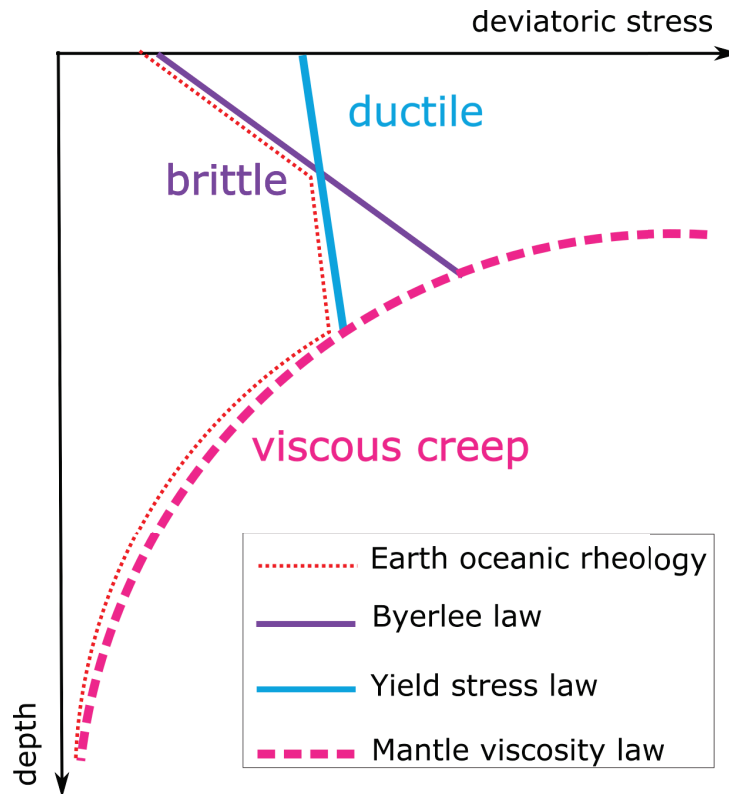


FIGURE 1.10 – Différences entre les lois rhéologiques utilisées pour modéliser la rhéologie de la lithosphère océanique (Kohlstedt et al., 1995).

de composition minéralogique et de microstructure donnée, les paramètres les plus importants sont la pression, la température, la contrainte, le taux de déformation, l'histoire de la déformation, la teneur en fluides, la pression en fluides, la taille des grains, la fugacité des volatiles, les interactions chimiques des minéraux (Evans & Kohlstedt, 1995). Il est donc très difficile de prendre tous ces paramètres en compte et d'extrapoler des valeurs expérimentales locales à des temps et surfaces géologiques comme l'ont fait Goetze & Evans (1979). Ils ont pourtant introduit le concept d'enveloppe de résistance qui est un profil vertical prédisant la contrainte maximale que peut endurer une roche en fonction de la profondeur (Burov, 2011). Ce concept permet d'expliquer le comportement mécanique des plaques lithosphériques.

1.1.4 Le flux de chaleur dans la croûte terrestre

Quand la température augmente, la plasticité est plus importante et la rupture intervient pour des taux de déformation plus grands. Il est donc important de connaître le

	<i>Continental</i> ($mW m^{-2}$)	<i>Oceanic</i> ($mW m^{-2}$)	<i>Total (TW)</i>
Williams and von Herzen (1974)	61	93	43
Davies (1980a,b)	55	95	41
Sclater et al. (1980)	57	99	42
Pollack et al. (1993)	65	101	44
Davies and Davies (2010)	71	105	47
This study ^a	65	94	46

^aThe average oceanic heat flux does not include the contribution of hot spots. The total heat loss estimate does include 3 TW from oceanic hot spots.

FIGURE 1.11 – Estimations du flux de chaleur dans les continents, les océans et du flux de chaleur global par Jaupart et al. (2007).

flux de chaleur dans la croûte terrestre car c'est là que le gradient thermique est le plus fort. En effet, l'essentiel de l'évacuation de la chaleur se fait dans la croûte. La température en surface peut être arrondie à $0^{\circ}C$ et elle augmente de $1300^{\circ}C$ en 100 km à la limite avec l'asthénosphère. Dans la croûte, la chaleur se transmet majoritairement par conduction c'est-à-dire par vibration des atomes du réseau cristallin autour d'une position d'équilibre (et minoritairement par rayonnement électromagnétique). La lithosphère océanique a un flux thermique moyen d'environ $100 mW/m^2$ dans lequel la production de chaleur radiogénique est négligeable. Le flux de chaleur dans cette croûte est très variable et dépend de son âge et donc de son épaisseur : ($100 - 350 mW/m^2$) de la dorsale aux plaines abyssales ($40 - 80 mW/m^2$) (Figure 1.11 ; Figure 1.12).

Les continents plus épais ont un flux de chaleur entre 12 et $65 mW/m^2$ qui est complété par la production de chaleur due aux éléments radiogéniques qui s'y trouvent (cf. Partie 1.1.1 ; Figure 1.11 ; Figure 1.12). En effet, dans une croûte continentale avec une épaisseur moyenne de 40 km, la contribution de la croûte est au moins de $4 mW/m^2$ (Jaupart et al., 2016). Les continents agissent comme des couvercles isolants partiels à la convection mantellique ce qui implique des températures plus élevées sous-jacentes. Le flux de chaleur à travers les roches de la lithosphère se fait donc par conduction à travers la matrice solide mais aussi grâce à l'écoulement d'eau dans les fractures et les pores en domaine marin proche de la surface (Jaupart et al., 2007).

Le flux thermique à la surface de la Terre estimé par Pollack et al. (1993) est de $87 mW/m^2$

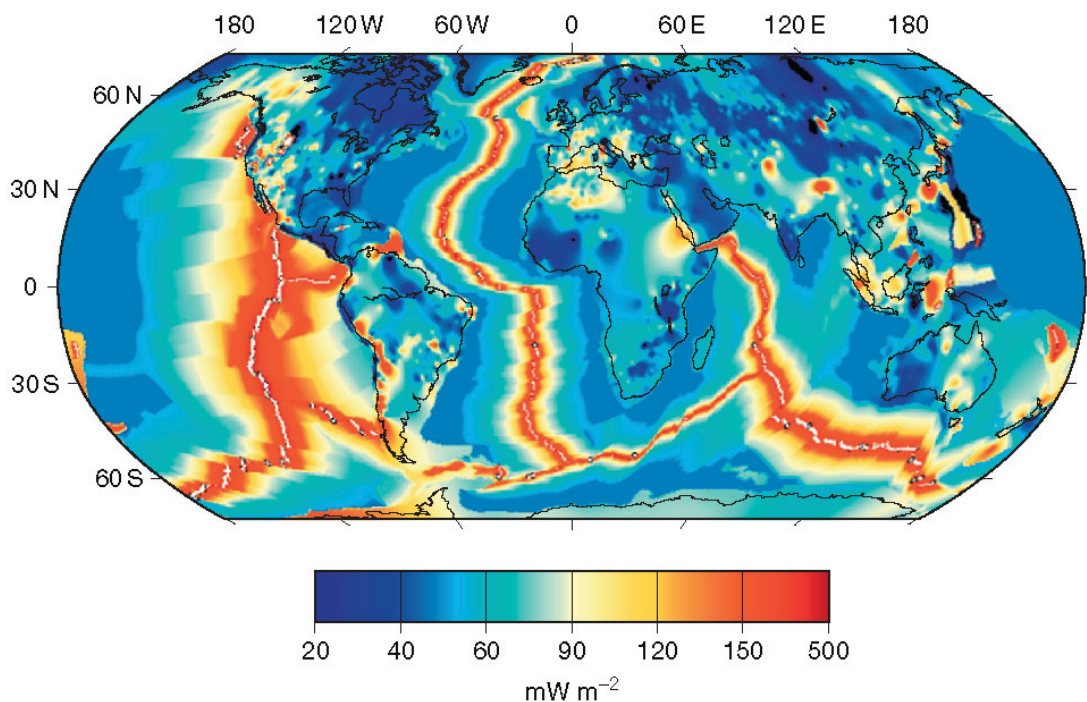


FIGURE 1.12 – Flux de chaleur global à la surface de la Terre combinant les mesures de flux de chaleur sur les continents et marges continentales avec un modèle thermique de refroidissement de la lithosphère océanique par Jaupart et al. (2007).

et n'est pas uniforme, il augmente considérablement au niveau des limites de plaques en extension (Shapiro & Ritzwoller, 2004 ; Figure 1.12).

La lithosphère est la couche limite thermique en surface du manteau convectif. Elle est comme un couvercle froid, lourd et rigide sur l'asthénosphère ductile, chaude et légère. Cette variation de densité très rapide au niveau de la lithosphère joue sur les forces gravitationnelles qui engendrent le mouvement des plaques. C'est la dissipation de la chaleur interne de la Terre qui impacte la lithosphère et induit le mouvement des plaques. Les panaches mantelliques et les zones de subduction sont le reflet des écoulements de matière ascendants, horizontaux et descendants dans le manteau. Nous allons donc étudier à présent la tectonique globale terrestre.

1.2 La tectonique globale

Le terme de tectonique globale a été introduit par (Isacks et al., 1968). Ils tentaient de synthétiser les observations géologiques de l'époque en une même dynamique globale et cohérente. La lithosphère a un comportement élasto-plastique duquel résulte 52 plaques tectoniques (Bird 2003; Figure 1.2) supposées sans déformations internes (Morgan, 1968). Chacune de ces plaques possède un mouvement prédit par la théorie géométrique de la tectonique des plaques. Ces plaques sont séparées de leurs voisines par 3 grands types de limites de plaques étroites : les limites en convergence, les limites en divergence et les limites coulissantes ainsi que par des limites plus larges de déformation anélastique (Gordon, 1995).

1.2.1 Les limites des plaques tectoniques

Les limites étroites des plaques tectoniques représentent 15 % de la surface terrestre et les limites diffuses sont plus éparses (Gordon, 2000; Figure 1.2). Les 3 cinématiques des limites étroites, divergentes, convergentes ou coulissantes, sont visibles sur la Figure 1.13 et sont toujours discutées aujourd'hui.

1.2.1.1 Les dorsales océaniques

Les dorsales océaniques sont des limites de plaques en extension. Ce sont des reliefs de fonds océaniques larges de 2000 km à 3000 km, profonds de -5000 m à -2500 m et de 67 000 km de long (Bird, 2003). Leur partie centrale concentre l'activité sismique divergente qui donne une vitesse d'expansion moyenne de 46,6 mm/an. Elles sont le lieu de création de la croûte océanique (Partie 1.1.2, Davies 1984) et permettent la mise en place de $21 \text{ km}^3/\text{an}$ ou $0,0095 \text{ m}^2/\text{s}$ de roches volcaniques et plutoniques soit 88 % de la production de matière en surface alors que les des rifts continentaux en produisent 11 % et 1 % au niveau des failles transformantes (Bird, 2003).

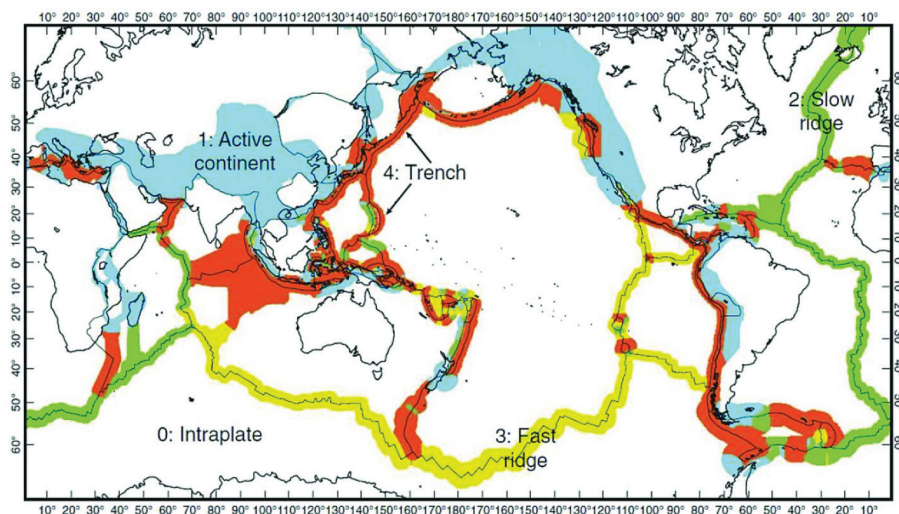


FIGURE 1.13 – Zones tectoniques présentées par Kagan et al. (2010). Les zones bleues (1) sont les continents. Les zones vertes (2) sont des dorsales lentes. Les zones jaunes (3) sont des dorsales rapides. Les failles transformantes ne sont pas détaillées en raison de la résolution spatiale trop faible. Les zones oranges (4) incluent les fosses océaniques et toutes les zones océaniques avec une déformation compressive, pas seulement les zones de subduction matures (Bird & Kreemer, 2015).

Les forces exercées par les dorsales. Le rôle des dorsales, qualifié primièrement de moteur majeur des mouvements de plaques lithosphériques (Morgan, 1968), a été réfuté car : (1) si les dorsales exerçaient une réelle poussée sur les lithosphères voisines alors les plaques entourées de dorsales, comme la plaque africaine, seraient soumises à une compression or la présence du rift africain invalide cette théorie et (2) les cartes tomographiques (Figure 1.14) ne montrent pas de structures enracinées sous les dorsales dans le manteau terrestre. De plus, les mécanismes au foyer dans les zones de subduction montrent une extension en dessous de 100 km de profondeur. Si la dorsale exerçait une poussée responsable du plongement des plaques dans les zones de subduction, les mécanismes au foyer seraient compressifs. Le rôle des dorsales est donc passif dans la convection mantellique. La poussée à la dorsale est le résultat de la poussée appliquée sur la pente de la lithosphère aux abords de l'axe de la dorsale qui est de $25 \times 10^6 \text{ N/m}^2$, ce qui est dix fois moins important qu'au niveau d'une zone de subduction (Hager & O'Connell, 1981; Lithgow-Bertelloni & Silver, 1998).

Les différents types de dorsales. Elles sont généralement différenciées par leurs vitesses d'expansion. Les différents types sont en proportions équivalentes sur Terre.

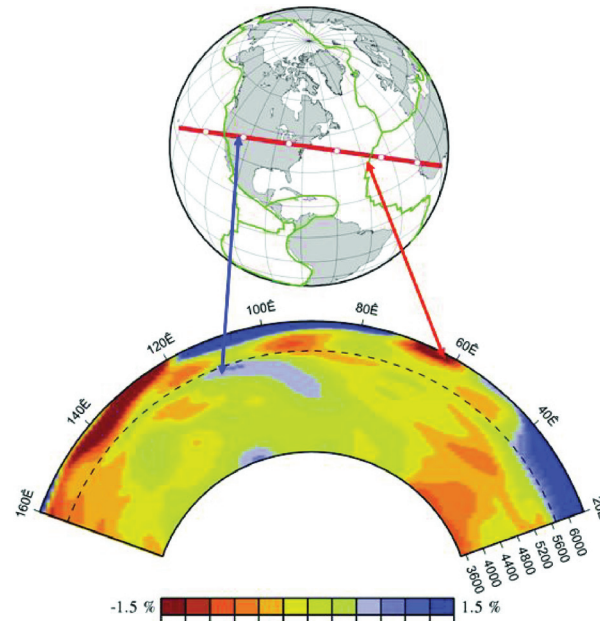


FIGURE 1.14 – Profil tomographique entre l’Amérique du Nord et l’Afrique montrant des anomalies négatives rouges en surface en dessous des dorsales et des anomalies positives bleues dans le manteau indiquant la présence d’une plaque plongeante par Ritsema et al. (1999a).

Elles peuvent être subdivisées en 2 à 4 catégories. Dans un souci de simplification, nous n’en détaillerons que 2 types (Figure 1.13) : les dorsales lentes et rapides.

- Les dorsales lentes ont un rift central large (Courtillet, 1982) de 10 km à 20 km et profond de 1 km à 2 km comme les dorsales atlantique et ouest indienne. Elles ont une croûte quasiment inexistante et à la place, un manteau serpentinisé avec des péridotites et/ou des gabbros. Les plaques bordées par des dorsales lentes sont très peu bordées par des zones de subduction. Les taux d’ouverture associés à ces dorsales sont compris entre 5 et 0,5 cm/an (Louchet, 2014).
- Les dorsales rapides comme la dorsale pacifique ou est-indienne évacuent 3/4 de la chaleur interne. Elles sont le siège d’une activité magmatique importante reconnaissable par une forme en dôme au dessus de la colonne montante. Le volcanisme y est courant et permet la mise en place d’une croûte océanique épaisse (5 km à 10 km). Ces dorsales n’ont pas de rift même si des grabens sont observés à 2 ou 3 km de l’axe de la dorsale (Louchet, 2014). Elles séparent des plaques qui sont bordées par des zones de subduction. Elles sont plus chaudes et la lithosphère axiale est 10 fois moins épaisses les dorsales lentes.

Si les paramètres rhéologiques évoqués plus haut ne sont pas observables dans les modèles que nous allons utiliser, les paramètres cinétiques et les rapports de forces devront être conservés.

1.2.1.2 Les zones de subduction

Les zones de subduction sont les zones où la lithosphère océanique coule dans le manteau terrestre (Figure 1.4). Elles sont associées à des fosses océaniques dont la profondeur varie en fonction de la courbure et de l'angle de plongement de la plaque (Barazangi & Isacks, 1979). Les zones de subduction ont une longueur totale estimée entre 81 000 km (Barazangi & Isacks, 1979) et 51 000 km (Bird, 2003) et permettent la mise en place de $5,6 \text{ km}^3$ de roches volcaniques calco-alcalines et plutoniques par an. Même si elles sont moteurs dans la création de croûte continentale, elles sont responsables de la disparition de 80 % de la surface terrestre à une vitesse de $0,086 \text{ m}^2/\text{s}$ (Bird, 2003).

Les différents types de zones de subduction. On observe 2 types de subductions majeures. Les subductions océan/continents sont les majoritaires à l'heure actuelle (Andes, Japon, Rocheuses,...). Le relief associé à la collision est important comme en témoigne la chaîne Andine. Les roches magmatiques sont plus différenciées lors d'une subduction continent/océan (andésites à rhyolites dans les Andes) que dans les arcs insulaires (basaltes, andésites basiques). Alors qu'au niveau des subductions océan/océan (Figure 1.15), les subductions sont plus simples, en convergence pure avec des taux de convergences entre 5 cm/an à 13 cm/an (Gerya, 2011). Ces subductions sont associées à des ouvertures de bassins arrière-arc comme au niveau de la fosse des Mariannes (Leat & Larter, 2003). Elles représentent 40 % des subductions totales et 17 000 km de longueur (Leat & Larter, 2003) et sont moins étudiées que les autres subductions en raison de leur accessibilité. Leurs reliefs sont peu importants et présentent des arcs insulaires qui ont une forme concave (Figure 1.15) (Gerya, 2011). Ces arcs peuvent ensuite entrer en collision avec des marges continentales créant des enregistrements structurels et de compositions discernables dans les orogènes continentaux comme en Himalaya (Burg, 2011).

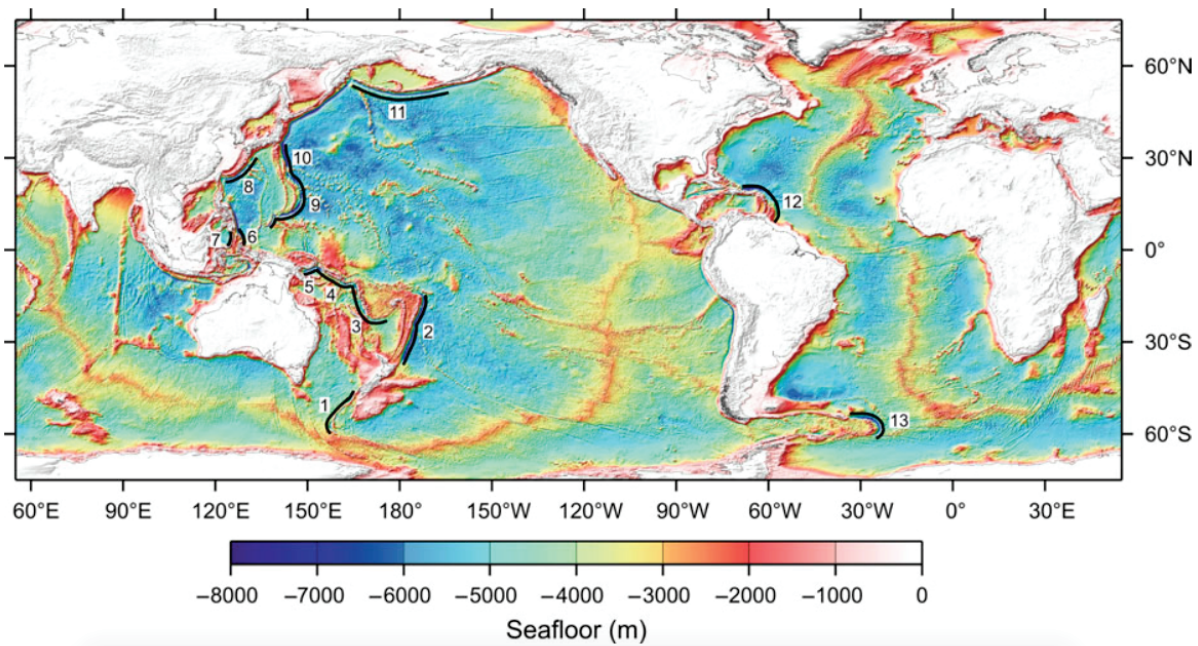


FIGURE 1.15 – Localisation des zones de subduction intra-océaniques actuelles. Les fosses de ces systèmes en subduction sont indiquées par des lignes noires et un numéro correspondant à la classification de Leat & Larter (2003). 1. MacQuarie, 2. Tonga-Kermadec, 3. Vanuatu, 4. Solomon, 5. New Britain, 6. Halmahara, 7. Sangihe, 8. Ryuku, 9. Mariane, 10. Izu-Bonin, 11. Aleutian, 12. Lesser Antilles, 13. South Sandwich par Gerya (2011)

Si le relief observé au niveau des ces limites ne pourra pas être retrouvé dans les modèles de convection, leur géométries et la mise en place des bassin arrière arc demeure un élément observable.

Les forces exercées au niveau des zones de subduction. Le plan de plongement d'une plaque dans le manteau est décrit par l'observation des foyers sismiques sur un plan de Wadati-Benioff jusqu'à 700 km de profondeur (Isacks et al., 1968; Rees & Okal, 1987) voir plus (van der Hilst et al., 1997; Grand, 2002). Au delà de cette profondeur, il n'y a quasiment plus de séismes. A l'inverse des dorsales, la tomographie sismique a cette fois-ci permis de montrer la continuité et le rôle actif des zones de subduction dans la dynamique terrestre (Figure 1.14). En effet, la plaque plongeante ne s'arrête pas à 700 km (Grand et al., 1997) : la tomographie sismique met en évidence des anomalies de vitesses dans le manteau qui peuvent être interprétées comme des variations de température puisqu'une augmentation de température induit une diminution des

vitesse et inversement. Ces ralentissements ont permis d'identifier différentes morphologies de plaques plongeantes qui franchissent le manteau : par exemple, 10 % de subductions plates sont observées (Gutscher et al., 2000), certaines stagnent à la zone de transition à environ 670 km, certaines sont très verticales (Figure 1.16). D'un point de vue dynamique, la diversité est aussi importante avec des plaques plongeantes en "rollback" c'est-à-dire en retrait : la plaque plongeante recule, d'autres avancent ou stagnent (Heuret & Lallemand, 2005).

La dynamique des plaques plongeantes est évaluée par le rapport entre les forces résistantes qui agissent sur la plaque plongeante et les forces de mise en mouvement qui dépendent de la profondeur, du taux de subduction et de son évolution à long terme (Billen, 2008) et qui sont résumées dans la Figure 1.17 ci-dessous.

Comment se met en place une zone de subduction? Il n'est pas facile de donner un mécanisme clair de mise en place d'une zone de subduction et en particulier une zone de subduction intra-océanique. Une instabilité gravitationnelle d'ancienne plaque est toujours considérée comme la raison principale à une initiation de subduction (Davies, 1999). Néanmoins, en considérant une instabilité gravitationnelle favorable et une poussée de la dorsale, la flexure de la lithosphère empêche la subduction d'apparaître spontanément (McKenzie, 1977). Il est intéressant de se demander quelles forces et instabilités peuvent générer une subduction. Sur ce point, de nombreuses hypothèses sont proposées : la rupture d'une plaque au niveau de la marge passive (Mueller & Phillips, 1991), la transformation d'une faille transformante en fosse (Casey & Dewey, 1984), la surcharge topographique (Erickson, 1993), la convergence forcée (Gurnis et al., 2004), la convection à petite échelle (Solomatov, 2004), les interactions des panaches avec la lithosphère (Ueda et al., 2008), la présence d'eau dans la lithosphère (van der Lee et al., 2008), la pré-existence de zones fragilisées (Toth & Gurnis, 1998), etc ... De plus, la subduction est complètement dépendante de la composition et de la géométrie des plaques tectoniques, des couches visqueuses, des variations de densité et de la rhéologie du manteau et de la plaque plongeante ainsi que des courants voisins ascendants et descendants (Billen 2008 ; Figure 1.18). De nombreux paramètres viennent

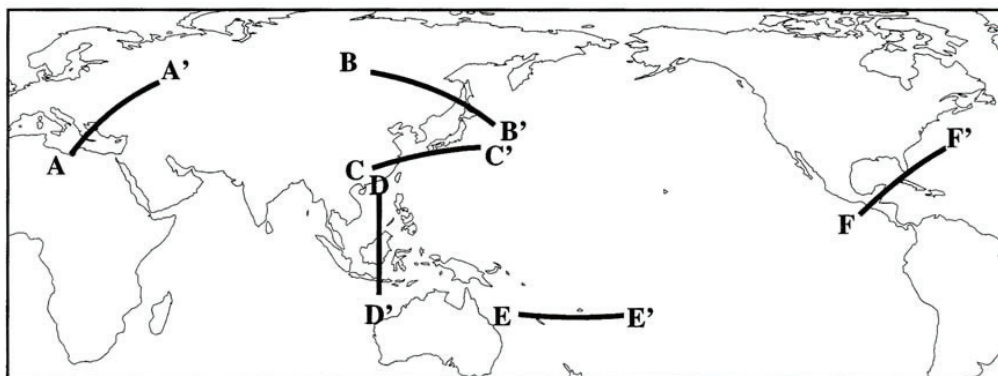
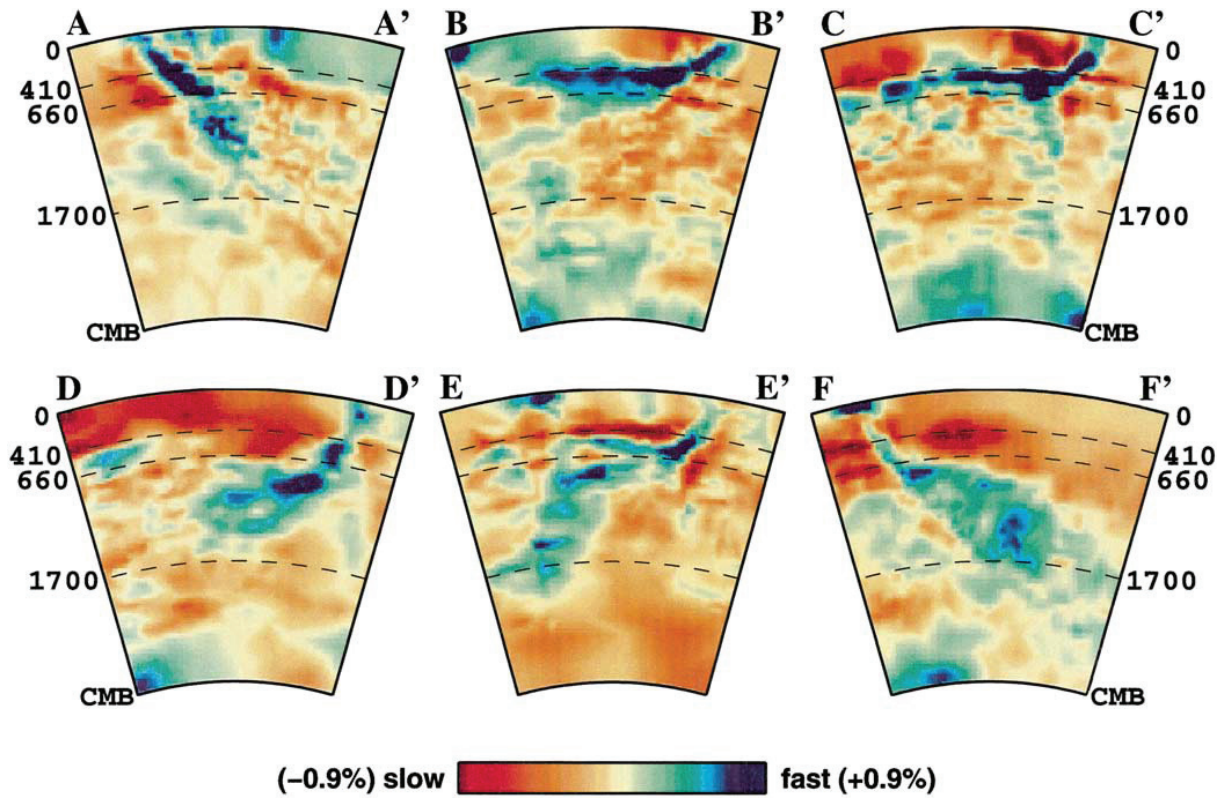


FIGURE 1.16 – Différentes structures de plaques plongeantes par sections mantelliques verticales au niveau de a. l'arc hellénique, b. Sud Kurile, c. Izu Bonin, d. Sunda (Java), e. le nord des îles Tonga et f. l'Amérique Centrale par Kárasón & van der Hilst (2000).

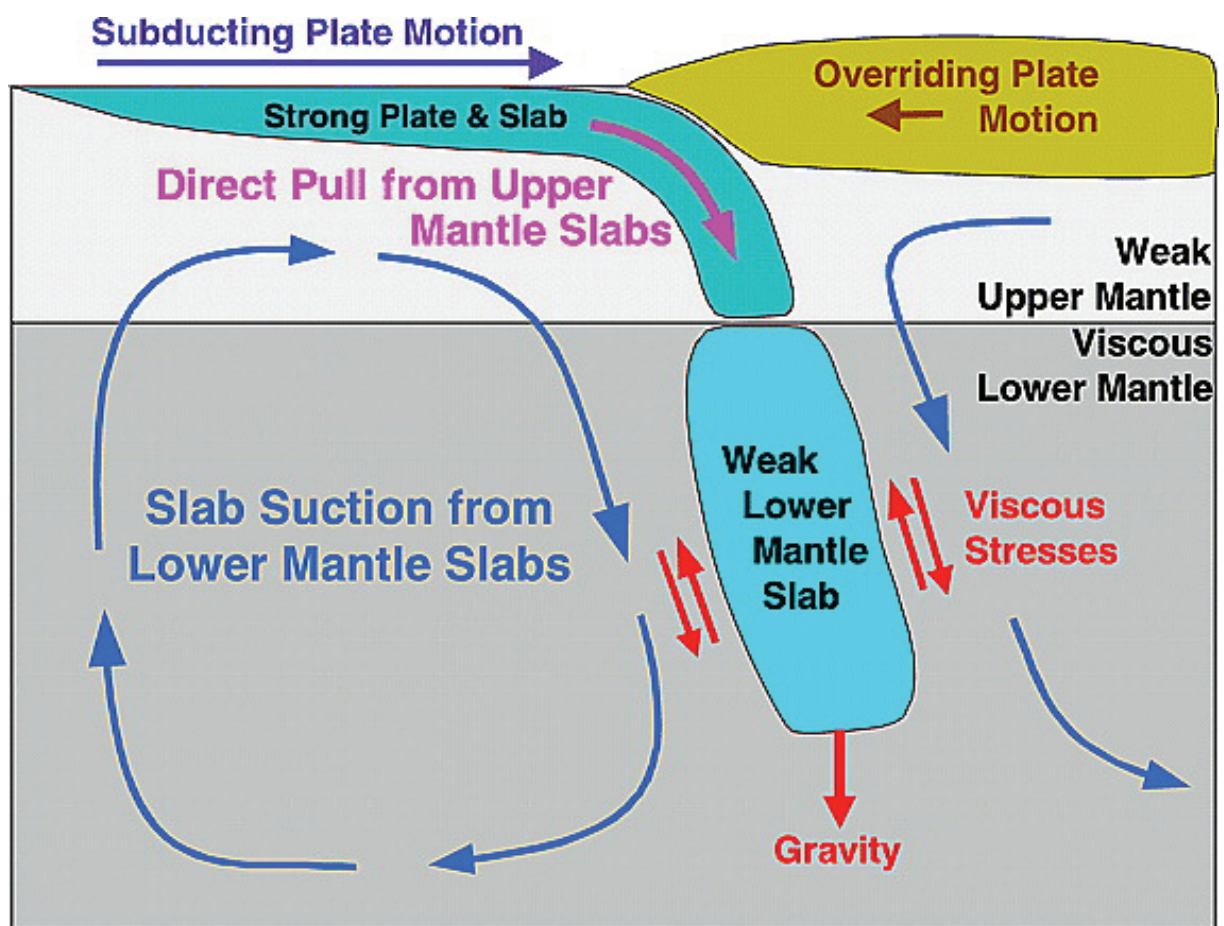


FIGURE 1.17 – Schéma résumant les forces engendrées par la subduction. Les plaques subductantes sont tirées vers les zones de subduction avec une force équivalente à l'excès de poids de la partie supérieure la partie mantellique de la plaque. Cela suggère que les plaques plongeantes doivent rester physiquement intactes dans le manteau supérieur et qu'elles se détachent dans le manteau inférieur. Leur excès de poids est supporté par le manteau visqueux qui se déforme et s'écoule en réponse à ce poids. Le flux mantellique induit par la plaque plongeante exerce des tractions en base des plaques qui les entraînent vers les zones de subduction Conrad & Lithgow-Bertelloni (2004).

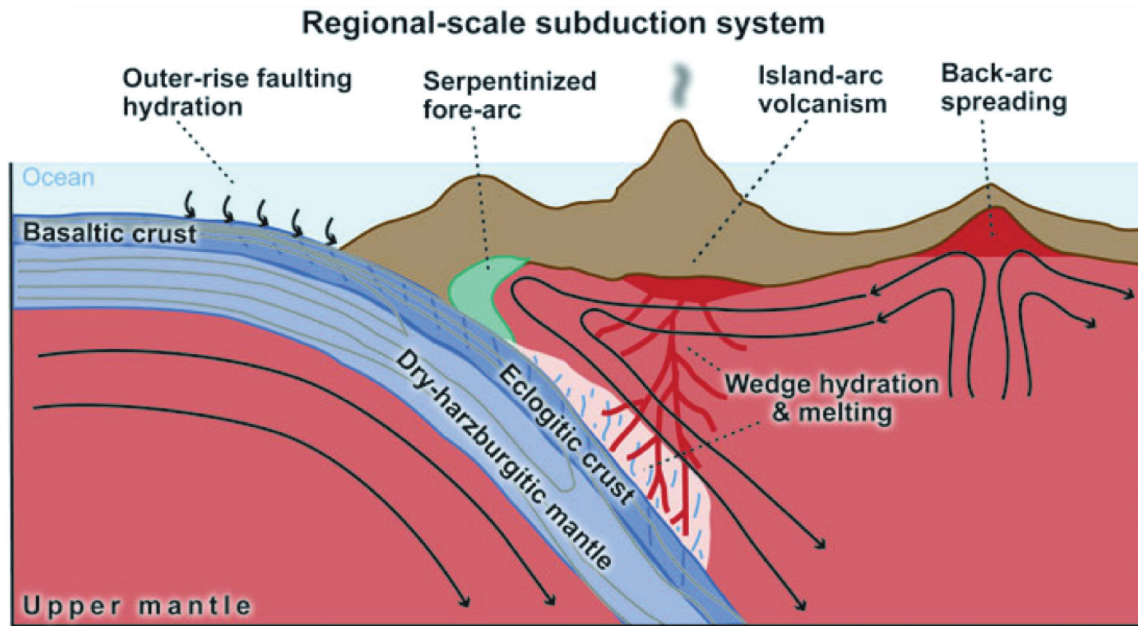


FIGURE 1.18 – Schéma des processus impliqués dans un système de subduction par Billen (2008).

donc complexifier la vision simpliste de ce début de paragraphe.

D'un point de vue rhéologique, la masse volumique moyenne de la lithosphère océanique est de 2900 kg/m^3 pour la croûte et 3300 kg/m^3 pour la partie mantellique et la masse volumique de l'asthénosphère sous-jacente est de 3300 kg/m^3 . Une vision imagée permet de voir la lithosphère comme un flotteur sur le manteau. Pour initier un mouvement descendant, elle doit donc avoir une masse volumique supérieure à l'asthénosphère. Cela se produit au niveau de la dorsale. En effet, nous avons vu précédemment que la lithosphère océanique se refroidit et atteint 9 fois l'épaisseur de la croûte lorsqu'elle s'éloigne de la dorsale. Sa masse volumique devient supérieure à la masse volumique de l'asthénosphère donc elle s'enfonce alors dans le manteau. Pour une croûte de 7 km par exemple, cela implique 70 km d'épaisseur de lithosphère océanique, ce qui est généralement observé pour des lithosphères de 100 Ma.

Néanmoins, lorsque la subduction commence à s'initier, la lithosphère se réchauffe ce qui peut amener à une diminution de densité et un arrêt de la subduction (Doin & Henry, 2001). Cependant, lorsque la croûte s'éloigne de la dorsale et est entraînée dans le manteau, le basalte (2800 kg/m^3) et le gabbro initial est métamorphisé à basse température et haute pression (impliquant des réactions entre minéraux contenant au

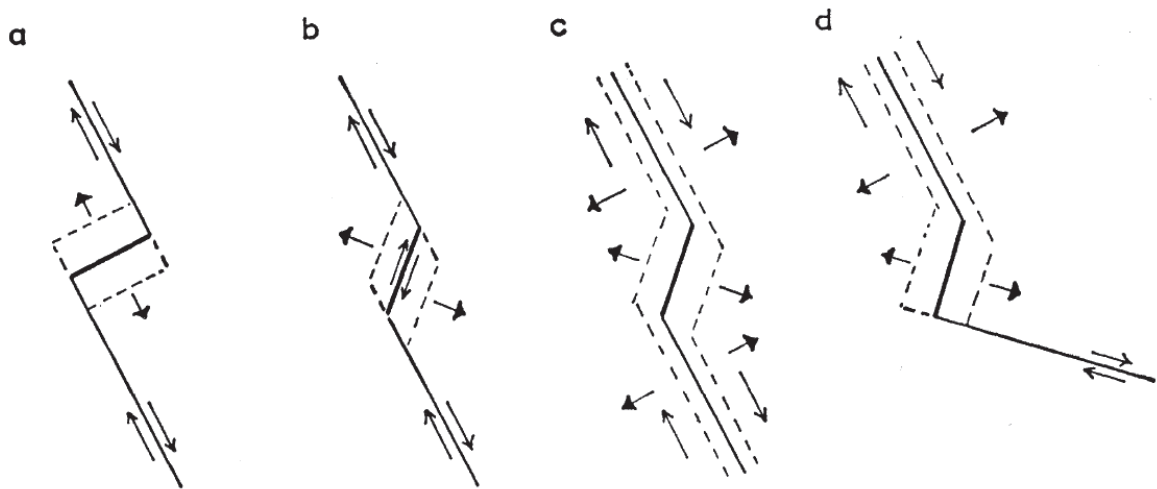


FIGURE 1.19 – Schémas illustrant les géométries variables des failles transformantes entre les segments de dorsale qui dépendent des angles de friction entre les limites et de la direction du mouvement par Wilson (1965).

préalable de l'eau, car hydratés par le contact avec l'eau de mer avant subduction) en schistes verts, schistes bleus puis en éclogite (3400 kg/m^3). Cette dernière transformation permet de libérer de l'eau dans la lithosphère dont la densité devient encore supérieure à la densité du manteau. Cela permet une traction de la subduction avec une augmentation de la vitesse d'environ 10 %. La croûte subductée ne se mélange pas avec le manteau, cette force de traction perdure et permet d'expliquer l'entraînement de croûte continentale peu dense (2700 kg/m^3) en subduction à plus de 150 km de profondeur (Chemenda et al., 1996). La traction au niveau d'une zone de subduction est environ de $25\,000 \text{ N/cm}$ ce qui est dix fois plus important que la poussée d'une dorsale et permet de tracter environ 60 kg/m^3 en moyenne.

1.2.1.3 Les zones coulissantes

Ces frontières de plaques ont un mouvement horizontal décrochant (San Andreas, Wilson 1965) avec un plan de faille quasiment vertical. Les deux blocs coulissent l'un par rapport à l'autre (Figure 1.19). Ces zones coulissantes constituent 31 % des marges océaniques et 16 % des marges continentales (de Lépinay et al., 2016).

Ces zones coulissantes sont en majorité des failles transformantes océaniques qui représentent 18 % des limites de plaques et 47 800 km de longueur totale. Ce sont principalement des segments de coulissage perpendiculaires à l'axe de la dorsale entre des plaques divergentes (Figure 1.19) où la sismicité forte montre des mécanismes au foyer décrochants (Wilson, 1965; Vanney, 2005) alors que les séismes en faille normale sont rares et de faible magnitude au niveau des dorsales.

Ces segments sont utilisés pour déterminer les vitesses de déplacement des plaques tectoniques (Morgan, 1968; Le Pichon, 1968). En effet, la Terre est une sphère donc le mouvement de translation de toute plaque à sa surface est équivalent à une rotation. Cette rotation se fait autour d'un axe vertical de rotation qui passe par le centre de la Terre. L'intersection de cet axe de rotation avec la surface de la Terre est appelé pôle de rotation ou pôle d'Euler (Figure 1.20). Les plaques se déplacent donc autour des pôles eulériens et les failles transformantes sont des portions de petits cercles centrés sur l'axe eulérien (Morgan 1968; en rouge sur la Figure 1.20) qui caractérisent le mouvement de divergence des plaques qu'ils séparent. Ces petits cercles permettent donc de retrouver le pôle d'Euler et de déduire les rotations des plaques (Morgan, 1968). La vitesse V de chaque plaque est donc définie par une vitesse de rotation qui dépend de la distance au pôle pour chaque point de la plaque (Figure 1.20). Donc cette vitesse est nulle au pôle alors qu'elle sera maximum à l'équateur eulérien. La présence de telles limites de plaques n'est pas anecdotiques dans les modèles de convections. Cela implique une prise en compte du rapport toroïdal/poloïdal terrestre ainsi que l'application des principes géométriques de bases de la théorie de la tectonique des plaques aux modèles numériques.

1.2.1.4 Les limites diffuses

De nombreuses zones de déformation sont visibles sur la surface terrestre (Figure 1.2). Pourtant la théorie de la tectonique des plaques implique des déformations étroites (de quelques kilomètres). Or les continents ne sont pas indéformables ce qui est particulièrement visible au niveau des montagnes (Gordon, 1995) grâce aux roches déformées,

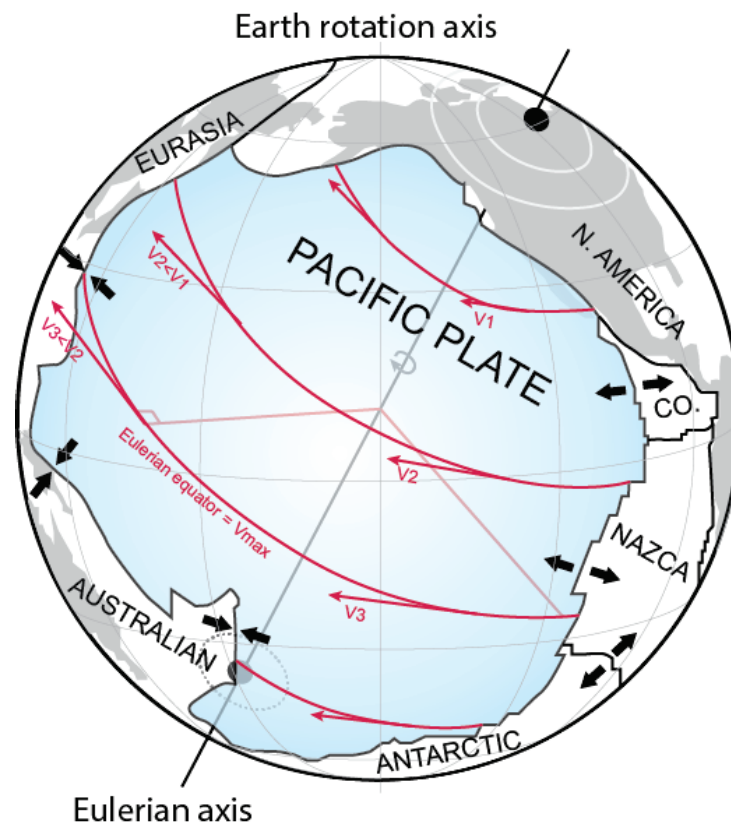


FIGURE 1.20 – Description géométrique de la rotation de la plaque pacifique (bleue). Les flèches noires indiquent les mouvements divergents et convergents. Les continents sont en gris. Les petits cercles de rotation en rouge sont déduits des mouvements des failles transformantes. Modified from Boulvain (2013).

souvent plissées, aux nappes de charriages,.... De même, les plaques ne sont pas rigides (Müller & Smith, 1993) car les forces qui entraînent les plaques permettent aussi leurs déformations. Ces déformations sont aussi visibles grâce aux localisations des séismes dans des zones intraplaques censées être rigides ou dans des modèles du champ actuel de déformation (Figure 1.21 ; Kreemer et al. 2014).

Les limites diffuses ont été décrites par Wiens et al. (1985) puis par Gordon (1998, 2000), comme des limites dans lesquelles le mouvement entre deux plaques est accommodé par une zone de déformation de centaines voire de milliers de kilomètres (Gordon & Stein, 1992). Les limites diffuses continentales, qui représentent 9 % des limites de plaques et 23 000 km cumulés, sont plus importantes que les limites diffuses océaniques qui n'en représentent que 6 % (Bird, 2003). Ces limites ont des vitesses de déformation de deux ordres de magnitude plus petite que celles enregistrées le long des failles transformantes par exemple (Figure 1.21). Les limites diffuses continentales sont majoritairement des zones montagneuses et les limites diffuses océaniques sont des zones océaniques très étendues et concentrent le plus de déformations (Bird & Kreemer, 2015; Kreemer et al., 2014).

Les limites diffuses océaniques. Ces zones sont négligées dans les plaques tectoniques banales appelées "composite plates" c'est-à-dire plaques composées. Donc une plaque composée est bordée par 3 limites où la déformation est localisée (dorsales, failles transformantes ou zones de subduction) et peut contenir 2 ou 3 blocs rigides appelés « component plates » c'est-à-dire plaques composantes. Ces plaques composantes sont séparées les unes des autres par des limites diffuses (Royer & Gordon, 1997). Par exemple, la plaque indo-australienne est une plaque composée de trois plaques composantes : la plaque indienne, la plaque capricorne et la plaque australienne (Royer & Gordon, 1997; Gordon, 2000 ; Figure 1.22).

La zone de déformation diffuse entre l'Inde et l'Australie est d'ailleurs la plus étendue. Ces limites diffuses n'ont pas un taux de déformation constant et ne se terminent pas forcément des deux côtés par un point triple mais potentiellement par une zone triple diffuse (Zatman et al. 2001 ; Figure 1.23).

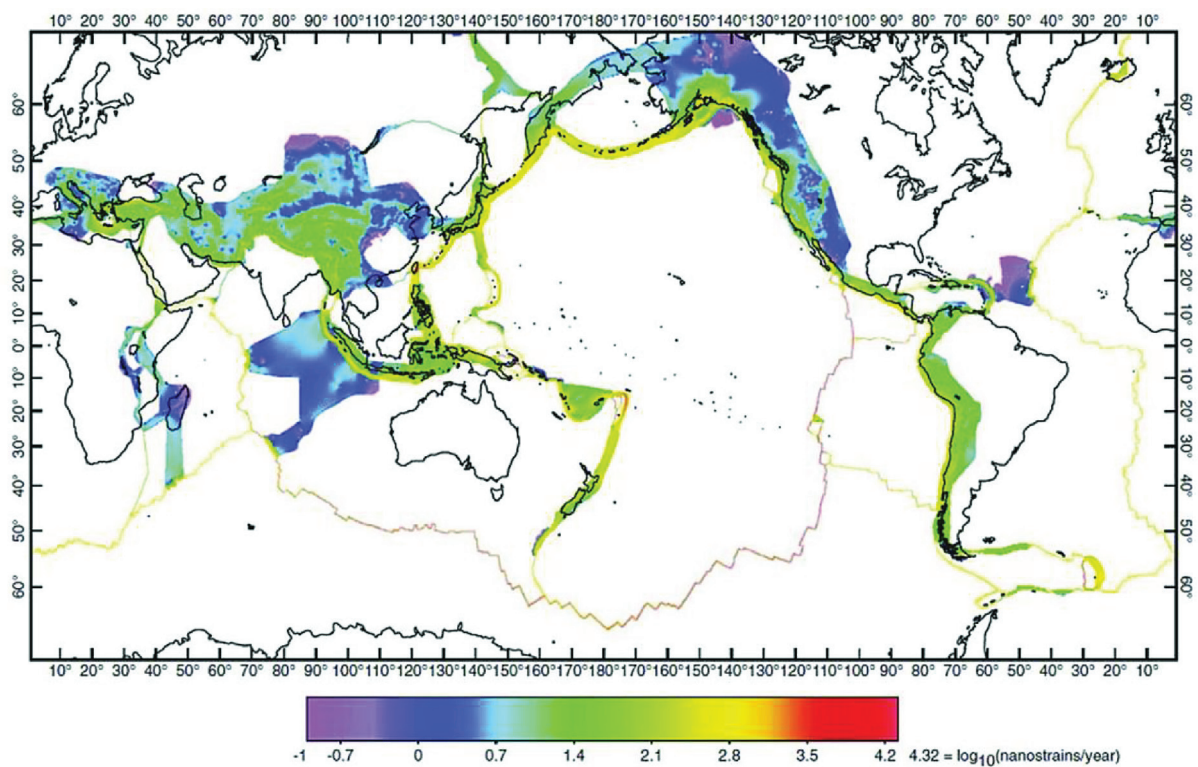


FIGURE 1.21 – Projection Mercator montrant le second invariant du taux de déformation 2D de la surface. Une échelle de couleur logarithmique est utilisée et permet une variation de 5 ordres de grandeur. Les zones blanches sont modélisées comme des régions internes des plaques de taux de déformation nul (Bird & Kreemer, 2015)

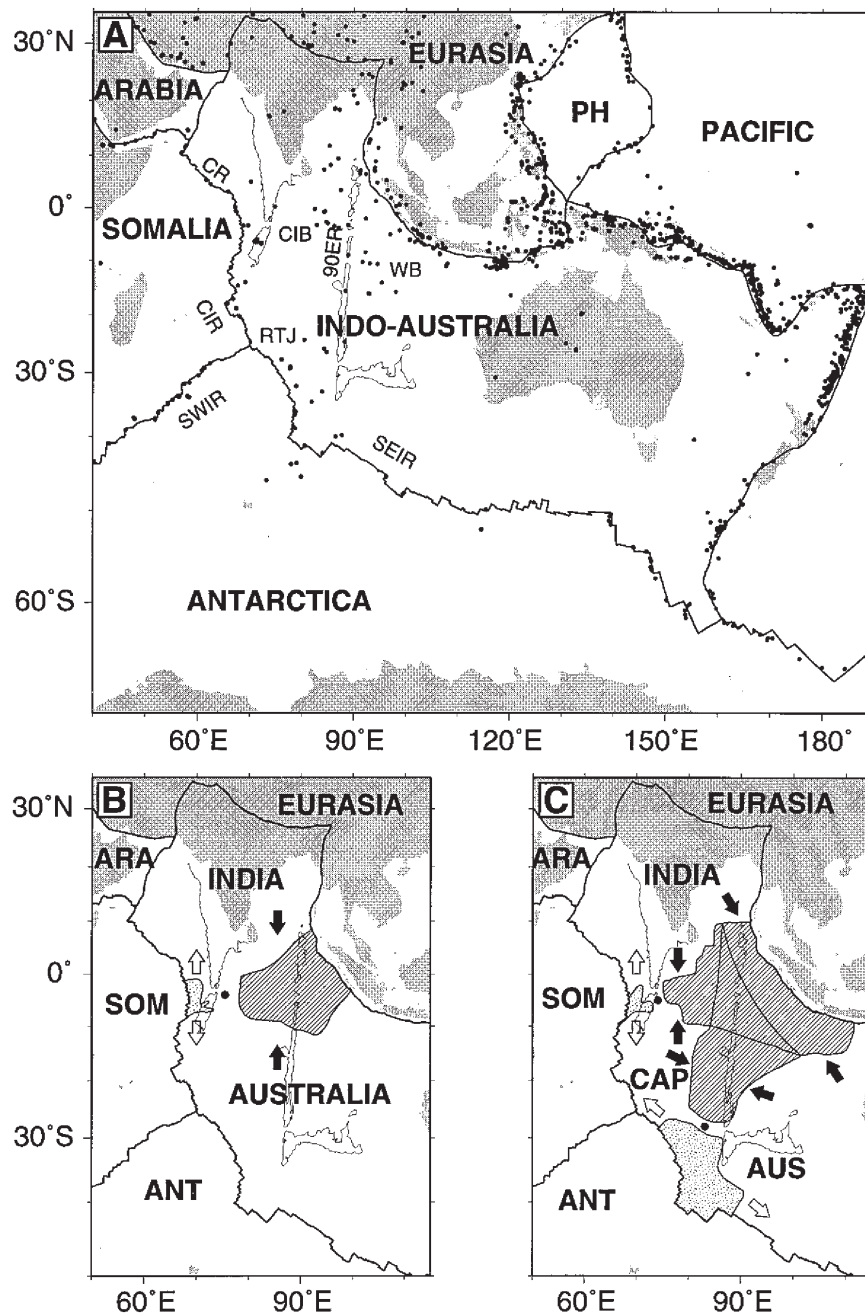


FIGURE 1.22 – Cartes montrant les différentes délimitations de la plaque indo-australienne. A. Les limites traditionnelles de la plaque composée indo-australienne. Les emplacements de séismes de magnitudes supérieures à 5,5 sont matérialisés par des cercles noirs. RTJ : jonction triple de Rodrigues; CR : dorsale de Carlsberg; CIR : ride indienne central; SWIR : ride sud-ouest de l'Inde; SEIR : ride sud-est de l'Inde; 90ER : ride est 90; CIB : bassin de l'Inde centrale; WB : bassin de Wharton; Et PH : plaque de la mer Philippine. (B) Limites de la plaque comme proposé par DeMets et al. (1994). (C) Nouvelle géométrie de plaque avec la plaque australienne composée de la plaque capricorne, australienne et indienne. CAP : plaque capricorne; AUS : plaque australienne redéfinie. Les zones en pointillé désignent les limites diffuses qui accommodent la divergence horizontale, tandis que les zones hachurées désignent des limites diffuses qui accumulent la convergence horizontale (Royer & Gordon, 1997).

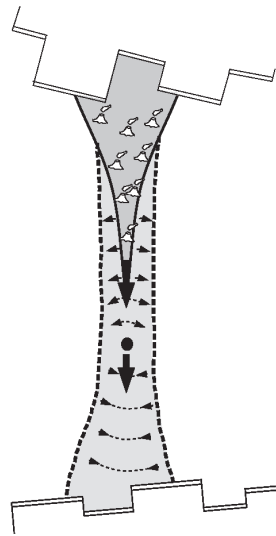


FIGURE 1.23 – Evolution d’une limite de plaque diffuse si l’extension est plus rapide que la compression. L’affaiblissement produit par l’extension est montré par le volcanisme à l’extrémité supérieure de la limite (situation entre les plaques somaliennes et nubienne). Pour préserver l’équilibre, le pôle de rotation (en noir) se déplace vers le bas, augmentant la proportion de limites en extension et le taux de déformation (Zatman et al., 2001).

La vitesse associée au mouvement de ces limites, entre des plaques composantes donc, est de 2 mm/an à 16 mm/an, ce qui est bien inférieur aux mouvements des plaques composées. Par exemple, les taux d’expansion océanique sont de 12 mm/an à 160 mm/an avec une moyenne à 40 mm/an (Gordon, 2000) et les taux de convergence vont de 20 mm/an le long de la fosse du Chili à 110 mm/an au niveau de la limite Australie/Pacifique avec une moyenne de 70 mm/an. Les failles transformantes, elles, ont des vitesses de 12 mm/an à 160 mm/an. Les limites diffuses sont présentes lorsque la contrainte déviatorique est importante et excède un certain seuil. Comme le montrent les cartes de taux de déformation (Figure 1.21), celui-ci est au moins de 2 ordres de grandeur plus petit que pour les limites étroites (Gordon, 1998, 2000). Pourtant la mise en place de ces déformation n’est pas encore déterminée. Elle peut être due à de vieilles faiblesses dans la lithosphère qui accumule la déformation, à des limites qui sont en train de se mettre en place (rifting,...), à une surrection du manteau,... La spécificité de ces zones diffuses est aussi géométrique car elles fonctionnent comme des fermetures éclair (Figure 1.23) pour accumuler la déformation. Quand un côté est en divergence, l’autre est en convergence et le pôle de rotation entre deux plaques composantes est

généralement dans la limite diffuse (Zatman et al., 2005).

Les limites diffuses continentales. De nombreuses zones de sismicité diffuses sont également observables en milieu continental (Molnar, 1988; Figure 1.21, Figure 1.13). Ces zones peuvent provenir de collision, cisaillement ou initiation de rift. Elles peuvent contenir des systèmes interconnectés de failles (et de zones de cisaillement), de blocs ou d'écailles qui partitionnent les contraintes en régions de déplacements complexes, en distorsion interne et rotation à différentes échelles (Tommasi et al., 1995). Leur origine est mal connue même si Holdsworth et al. (2001) supposent qu'elles sont dues à des réactivations de zones de cisaillement ductile profondes, comme au niveau de la faille nord anatolienne (Dilek, 1994). Les chaînes montagneuses sont aussi des zones de déformation diffuse qui résultent de la collision de deux blocs continentaux. 33 orogènes ont été cartographiés par Bird (2003) et sont de différents types : prismes, plateaux, collapses orogéniques (Vanderhaeghe et al., 2003; Vanderhaeghe, 2009). Ces orogènes ont des taux de déformation très variables comme par exemple de 39 mm/an au niveau de la Sierra Nevada (Oldow, 2003). Le Tibet par exemple est la zone de déformation la plus grande sur Terre (Figure 1.21). La collision Inde-Asie a donné lieu à un raccourcissement continental de 2500 km à 3000 km. Les déformations cassantes transparaissent sur de grandes failles décrochantes ou normales qui montrent un déplacement vertical et horizontal responsable de l'extrusion et de l'épaississement crustal. D'autres déformations peuvent provenir de relaxations au niveau de la croûte, comme lorsque la force de traction de la subduction n'agit plus après décrochement de la plaque plongeante. Les forces tectoniques varient beaucoup dans ces zones mais sont du même ordre que le "slab pull" (Wilson, 1993). Par exemple au niveau des Andes, elles sont de 10^{13} N/m (Husson, 2006). Déterminer le degré de déformation moyen des ces limites continentales est très difficile car les déformations adviennent dans des zones larges (jusqu'à des centaines de kilomètres; Figure 1.21) et les techniques de calcul des vitesses de déformation vont dépendre du nombre de stations (Jackson et al., 2005).

Ces limites très présentes sur Terre mais en définitive peu étudiée par rapport aux limites étroites, sont pourtant le reflet d'une tectonique plus complexe que celle décrite

pas la tectonique des plaques. L'absence de telles limites à la surface de modèles numériques de convection les rendra donc potentiellement comparable à la théorie de la tectonique des plaques mais dynamiquement peut comparable à la tectonique globale terrestre.

1.2.1.5 Les points triples

Les points triples sont l'intersection de trois limites de plaques tectoniques étroites, les limites diffuses n'ayant jamais été décrites dans ce type de configuration. Quatre plaques tectoniques ne se réunissent jamais en un seul endroit car cette configuration est instable dynamiquement (McKenzie & Morgan, 1969). Au vu des trois types de limites tectoniques étroites, cela implique de nombreux types de triples jonctions qui ne prennent pas en compte les déformations diffuses. Ces jonctions doivent être stables pour perdurer dans le temps et migrer le long des limites de plaques. Par exemple les points triples de Mendocino, qui connecte deux failles transformantes et une zone de subduction, et Rivera qui connecte une faille transformante, une dorsale et une zone de subduction, sont stables car les limites subductions-décrochements et décrochements-transformantes sont colinéaires. Les jonctions instables peuvent s'imposer temporairement seulement mais ne peuvent perdurer dans le temps (Dickinson & Snyder, 1979). Les jonctions triples donnent une idée de la fragmentation des plaques. Donc si on observe plus de jonctions triples associées à des dorsales, la fragmentation des plaques se fera préférentiellement au niveau des dorsales. Dans cette thèse, on distingue deux types de points triples associés aux dorsales : ceux associés à une extension et ceux associés à une compression. Ceux-ci se forment dans les bassins arrière-arc à cause de la courbure des zones de subduction. Sur Terre, la plupart des jonctions triples, 131, sont associées à des zones de subduction, contre 76 associées à des dorsales (comptage réalisé à partir des données de Bird (2003)). Donc à priori, c'est la subduction qui contrôle la fragmentation des plaques tectoniques.

1.2.2 Les vitesses des plaques tectoniques

La théorie de la tectonique des plaques décrit les mouvements relatifs de blocs rigides les uns par rapport aux autres (McKenzie & Parker, 1967; Morgan, 1968) grâce au théorème d'Euler (Partie 1.2.1.3). Le Pichon (1968) a été l'un des premiers à décrire la géométrie globale des plaques tectoniques et à déterminer leurs pôles de rotation grâce aux taux d'ouverture des dorsales et aux failles transformantes. Ce modèle a ensuite été développé plus précisément en prenant en compte plus de plaques et de limites (Chase, 1978; Minster & Jordan, 1978; DeMets et al., 1990). L'utilisation de cette technique nécessitait des mesures sur des périodes de 10 ans à 20 ans (Gordon & Stein, 1992). Les résultats de ces modèles de blocs en mouvements donnent des déformations continues, or elles ne le sont pas puisque les failles peuvent se bloquer, se réactiver,... (Meade & Hager, 2005; Titus et al., 2005).

Les modèles de mouvements relatifs des plaques. Les modèles largement utilisés de mouvement relatif sont le modèle NUVEL1 (DeMets et al., 1990; Argus & Gordon, 1991), le modèle NUVEL-1A (DeMets et al., 1994) et le modèle MORVEL (DeMets et al., 2010). Ces modèles de déplacement ont été réalisés avec des formulations mathématiques complexes qui prennent en compte les vitesses d'ouvertures aux dorsales, les orientations des zones de fractures, les vecteurs de glissement des zones de subduction, etc (DeMets et al., 1994). Ils permettent d'estimer les mouvements de plaques en suivant le postulat que les vitesses de plaques sont constantes sur des périodes de temps de plusieurs millions d'années (Wilson, 1993) donc qu'un pôle entre deux plaques est le même sur ces périodes.

- Les modèles NUVEL-1 et NUVEL-1A prennent en compte 12 plaques rigides dont le déplacement à la surface de la Terre est décrit par un pôle de rotation et une vitesse angulaire calculée sur 3 Ma. Ces plaques peuvent être subdivisées, dans ce cas les petites plaques ont, entre elles, des mouvements relatifs plus petits. Les plaques rigides ont une géométrie stable compensée par un rapport nul de création au niveau des dorsales et d'enfouissement au niveau des zones de subduction. Les données utilisées pour estimer le déplacement des

plaques sont les azimuts des failles transformantes, les vitesses d'expansion sur 277 points répartis sur 16 dorsales, les mécanismes au foyer (vecteur glissement) de 724 séismes majeurs de frontières convergentes et les données paléomagnétiques (DeMets et al., 1990, 1994; Argus & Gordon, 1991).

- Le modèle MORVEL (DeMets et al., 2010) prend en compte 25 puis 56 plaques (Bird, 2003). Ces plaques occupent 97 % de la surface terrestre et imposent 3/4 des contraintes sur les anomalies magnétiques. Ce calcul permet de décrire les mouvements de 97 % de la surface terrestre. Le reste est calculé grâce aux données GPS. Les mouvements des plaques décrits par ce modèle sont très proches des données GPS ce qui signifie pour les auteurs que la vision des plaques rigides est adaptée pour décrire la surface terrestre.

Les mouvements absolus des plaques. Les modèles précédents permettent de quantifier les mouvements relatifs des plaques. Pour obtenir un modèle de mouvements absolus, il faut avoir un point d'ancrage à la surface de la Terre. Grâce à l'utilisation du repère des points chauds (Figure 11), les mouvements absolus des plaques peuvent être calculés. Le repère des points chauds se base sur l'observation des volcans de points chauds stables qui enregistrent les mouvements de plaques. Deux hypothèses sont nécessaires : (1) la lithosphère a un mouvement d'ensemble négligeable par rapport au mouvement du manteau et (2) les points chauds ont des mouvements négligeables par rapport au manteau (Holt, 2000).

- Il existe aussi le référentiel NNR (No Net Rotation) dans lequel les mouvements relatifs à partir d'une plaque rapide sont calculés (car les contraintes sur les autres plaques sont plus importantes) puis le mouvement en bloc de l'ensemble de la surface est minimisé (la moyenne est environ égale à 0) pour atteindre l'énergie minimale de l'ensemble.

Il existe aussi des modèles comme REVEL-2000 (Sella et al., 2002) qui est basé sur des données géodésiques; Le système GPS permet de donner la position absolue d'un point grâce à un processus de triangulation effectué sur 24 satellites. Ce modèle montre les mobilités importantes des zones de frontières de plaques où la tectonique des plaques ne s'applique pas (par exemple au nord de la fosse des Tonga où le déplacement est

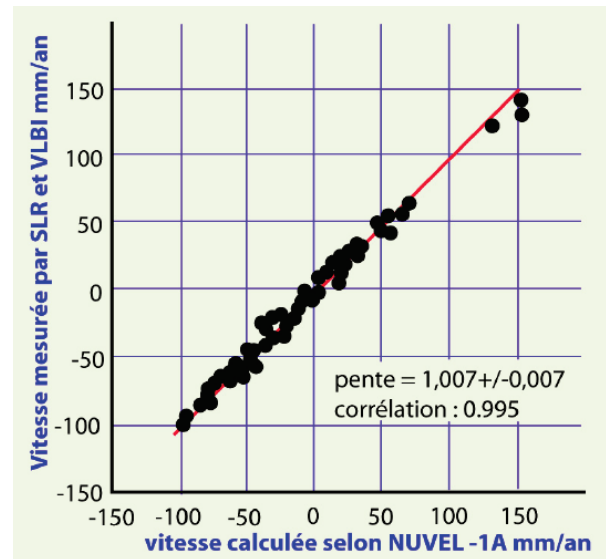


FIGURE 1.24 – Rapport entre la vitesse estimée par les données GPS SLR (Satellites Doris) et VLBI (données d’interférométries à longue base) par rapport aux vitesses calculées selon NUVEL-1A DeMets et al., 1994 par Renard et al. (2015).

de 24 cm/an). Globalement les données géologiques des modèles relatifs et les données géodésiques donnent des mouvements de grandes plaques quasiment similaires qui correspondent donc bien à des enveloppes rigides mais seulement lorsqu’elles sont loin des limites de plaques (DeMets et al., 1994; Figure 1.24).

Deux catégories de plaques tectoniques. Deux types de plaques sont identifiables grâce à leurs vitesses. Les plaques rapides ont des vitesses de déplacement supérieures à 6 cm/an, comme la plaque de Papouasie-Nouvelle Guinée qui atteint jusqu’à 20 cm/an. Les plaques lentes ont des vitesses inférieures à 4 cm/an. Les plaques rapides ont une proportion de limites de plaques subductantes très importante (par exemple au niveau de la plaque pacifique; Figure 1.25) à l’inverse des plaques lentes comme la plaque eurasienne (Forsyth & Uyeda, 1975b; Bercovici et al., 2000; Davies & Richards, 1992). Bercovici et al. (2000) donnent une vitesse caractéristique de 10 cm/an lorsque les plaques sont associées à des zones de subduction.

D’autres comme Hager & O’Connell (1981) et Lithgow-Bertelloni & Silver (1998) montrent que la force de poussée des dorsales est bien une force secondaire dans les mouvements des plaques malgré des frottements plus importants au niveau des zones de

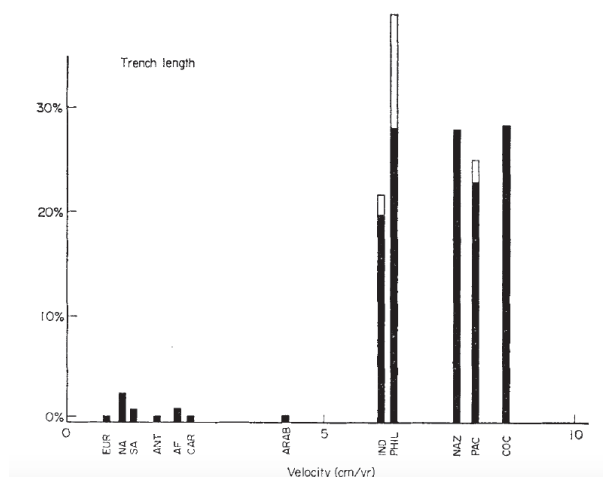


FIGURE 1.25 – Pourcentage de la circonférence des plaques connectées à des plaques plongeantes en fonction de leur vitesses. Les barres pleines représentent la longueur totale et les barres non pleines, la longueur effective (Forsyth & Uyeda, 1975b).

subduction. Ainsi Lithgow-Bertelloni & Silver (1998) estime le bilan des forces qui s'appliquent à une plaque océanique : 5 % à 10 % de poussée issue de l'élévation des rifts au niveau des dorsales et 90 % à 95 % de la force motrice due à la traction de la plaque en subduction dans un manteau avec une viscosité de 10^{22} Pa.s. Si l'influence des zones de subduction n'est plus à discuter aujourd'hui, l'aire des continents a aussi un effet sur les mouvements des plaques : plus l'aire du continent est importante, moins la plaque est rapide. Ainsi les plaques qui ne possèdent pas de continents ont une vitesse moyenne (V_{rms}) de 5,8 cm/an alors que celles avec un continent sur 25 % de la plaque, ont une vitesse moyenne de 2,8 cm/an (Forsyth & Uyeda, 1975a; Zahirovic et al., 2015; Matthews et al., 2016, Figure 1.26). Il sera donc intéressant de retrouver ces singularité de vitesse par rapport à la composition des plaques tectoniques dans les modèles numériques développés dans cette thèse.

Le développement de ces modèles de vitesses de plaques a permis la mise en place de reconstructions tectoniques globales (Seton et al., 2012; Torsvik et al., 2010) avec des blocs à géométries non figées. C'est à dire la géométrie des plaques évolue en fonction du mouvement des limites tectonique et respecte les règles de la tectonique des plaques (Gurnis et al., 2012).

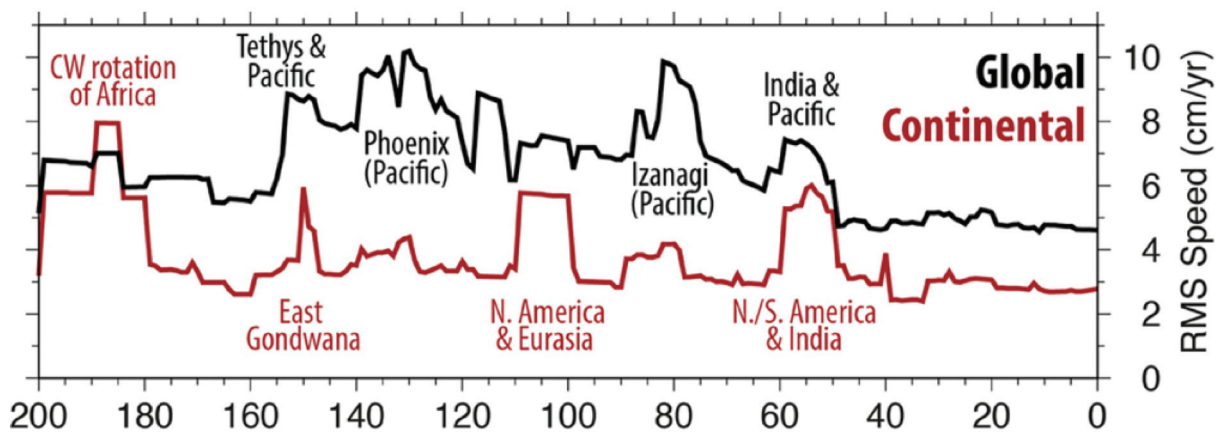


FIGURE 1.26 – Evolution des vitesses moyenne (V_{rms}) globale (en noir) et des continents seuls (en rouge) sur les 200 derniers millions d'années. La courbe brune représente donc les continents sans la partie océanique de la plaque.

1.2.3 Les limites de la théorie de la tectonique des plaques

La première limite à l'application de la tectonique des plaques est une limite temporelle. En effet, les premiers micro-cratons de croûte continentale sont datés de 3,96 Ga (Canada, Bowring et al., 1989). A l'Archéen, les conditions thermiques et chimiques n'étaient pas les mêmes qu'à l'actuelle et de nombreuses études tentent de comprendre la géodynamique à cette période (Rollinson, 2007; Rey et al., 2014). Les mouvements des plaques peuvent être reconstitués avec suffisamment de données seulement sur les 200 derniers millions d'années à peu près. Dans cette étude, nous nous focaliserons sur l'étude de la tectonique actuelle. La tectonique archéenne ne sera pas abordée.

Une théorie limitée. La théorie de la tectonique des plaques est une théorie cinématique. Elle est basée sur le postulat que les plaques sont rigides et sont délimitées par des zones de déformation localisée. Cependant, les observations structurales et l'activité sismique actuelle montrent des déformations de grandes échelles en dehors des limites étroites (Figure 1.2; Figure 1.21). Cette théorie permet de prédire les mouvements de blocs rigides mais néglige les limites diffuses. Les continents ne sont pas indéformables et les plaques ne sont pas rigides (Müller & Smith, 1993). La théorie de la tectonique des plaques n'explique pas non plus la mise en place des reliefs majeurs comme les montagnes, les LIPs (Large Igneous Provinces) ou le volcanisme de points

chauds. Elle ne permet pas non plus d'expliquer ni de modéliser les forces responsables des mouvements de plaques car elle est cantonnée aux observations de surface. La cinématique ne considère pas les forces qui engendrent le mouvement alors que la dynamique s'intéresse à la fois au mouvement et aux forces qui le produisent. C'est sous ce prisme que dès les années 70, des modèles convectifs émergent (Introduction). Aujourd'hui de nombreuses études montrent que la tectonique des plaques et la dynamique mantellique sont reliées (Bunge & Richards, 1996; Bercovici et al., 2000).

La dynamique terrestre

Même si Griggs (1939) proposait déjà un modèle de convection mantellique pour construire des montagnes, deux écoles s'affrontent toujours. La première pour qui les forces dans la lithosphère sont dé-corrélables du manteau, et la deuxième école pour qui le manteau est responsable des mouvements de la lithosphère. On peut trouver des oppositions à ces deux écoles. Par exemple dans le cas de la collision Inde-Eurasie, la vitesse de la plaque indienne a diminué après collision avec la plaque eurasiennne mais la vitesse de la plaque indienne est toujours importante à l'heure actuelle. D'où vient la poussée exercée par la plaque indienne? La majorité des modèles suggèrent que les forces proviennent de l'attraction exercée par l'enfoncement de plaque océanique dans le manteau ou par le manteau délaminé de la lithosphère continentale (Capitanio et al., 2010). La traction entraînée par la plaque plongeante est la force dominante pour les mouvements de plaque mais ne favorise pas la collision car la traction de la plaque plongeante devrait favoriser le retrait de la fosse et empêcher la mise en place de larges zones de compression (Garfunkel et al., 1986). De plus, dans les zones de collision telles que L'Inde ou l'Arabie, la force d'entraînement de la plaque plongeante devrait être réduite à son minimum étant donné les épisodes répétés de rupture de la plaque plongeante (Faccenna et al., 2013) De plus, la force d'entraînement de la plaque plongeante (slab pull) est donc souvent surestimée lors d'une collision puisque beaucoup de plaques en subduction sont en retrait (rollback).

Si nous faisons un bilan des forces appliquées et/ou engendrée par la lithosphère, la

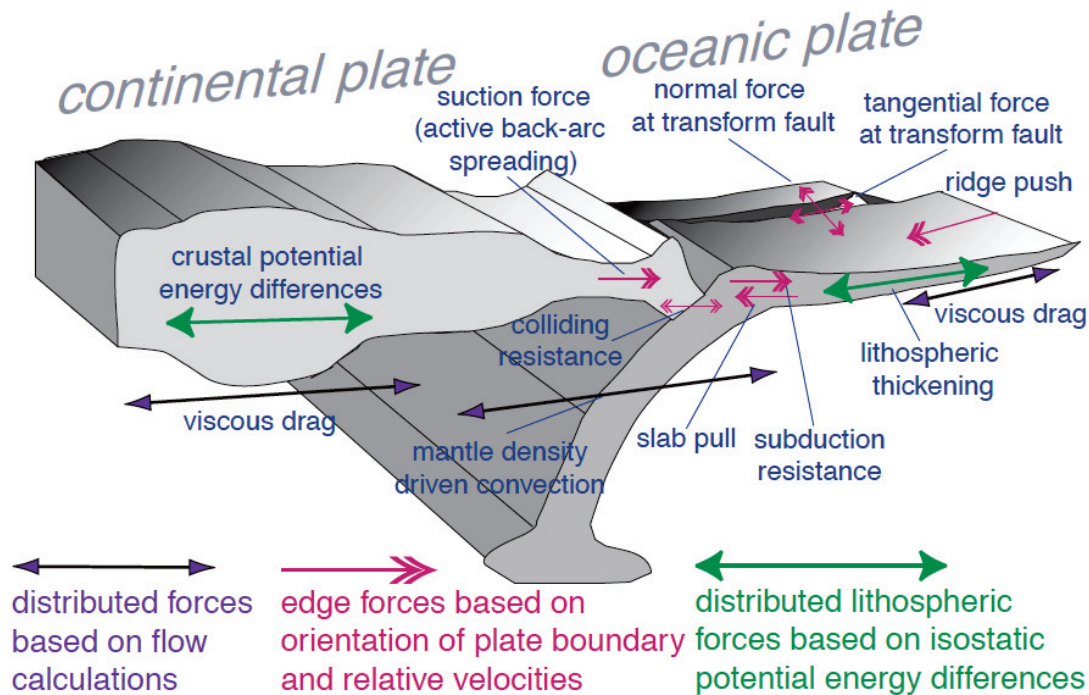


FIGURE 1.27 – Synthèse des forces agissant sur les plaques tectoniques (Becker & O'Connell, 2001a)

force d'entraînement par la plaque plongeante est considérée comme la force de dragage la plus importante (Becker & O'Connell, 2001b; Figure 1.27). La plaque plongeante rencontre aussi une force de résistance lorsqu'elle plonge dans le manteau visqueux. La collision entre les deux plaques engendre quant à elle, une force résistante de collision (Figure 1.27). Au niveau des dorsales, les plaques sont poussées de part et d'autre de l'axe par un glissement gravitationnel qui induit une poussée faible (le "ridge push", cf. Partie 1.2.1.1; Jacoby, 1970; Artyushkov, 1973). Les failles transformantes ont aussi une force résistante (Figure 1.27). Une dernière force a été décrite par Elsasser (1971) comme la force de suction imposée par la subduction sur le manteau ambiant. Les forces agissant sur la lithosphère ont été étudiées depuis longtemps (Forsyth & Uyeda, 1975b) et se concentrent majoritairement sur la poussée des dorsales, la traction et la suction des plaques plongeantes et le couplage entre la lithosphère et le manteau (mantle drag force).

Il y a donc deux types de forces, celles qui agissent à la base des plaques et celles qui agissent aux limites des plaques. Donc soit la force de dragage du manteau est une force motrice (Runcorn, 1962; Morgan, 1972; Turcotte & Oxburgh, 1972) soit c'est

une force résistante. Cette force est différente en fonction des propriétés rhéologiques. Elle est variée donc en dessous d'une lithosphère océanique ou continentale. Les forces décrites plus haut (Figure 1.27), agissent dans un système global comprenant la lithosphère et le manteau et sont régies par la poussée d'Archimède (McKenzie, 1969; Forsyth & Uyeda, 1975b; Backus et al., 1981). Elles dépendent donc du nombre de Rayleigh, la viscosité du manteau, la chaleur interne, les changements de phases et le gradient horizontal de température (Turcotte & Oxburgh, 1972; McKenzie et al., 1974) tout comme la taille des plaques, leur rhéologie, la longueur des limites qui les entourent. Tout cela implique que le mouvement des plaques en surface est l'expression de la convection mantellique et inversement.

L'énergie nécessaire à la tectonique des plaques provient du fait que la chaleur, produite essentiellement par la radioactivité des roches de l'intérieur de la Terre, est plus importante que celle que peut évacuer la conductivité thermique. Il s'ensuit un déplacement des roches froides vers l'intérieur et des roches chaudes vers la surface ce qui permet une évacuation plus rapide et plus efficace de la chaleur. Ces mouvements entraînent une distribution inégale des températures, qui induit des densités inégales à l'origine des forces mécaniques. Il n'y a donc pas un "moteur" qui serait localisé dans les zones de subduction ou sur les dorsales : c'est toute la Terre qui est impliquée.

Comme cette étude est basée sur le lien entre tectonique de surface et dynamique interne, nous allons à présent nous attarder sur la dynamique du manteau terrestre. Sur sa structure dans un premier temps puis sur les forces qui permettent sa mise en mouvement afin de créer des modèles de convection qu'il est possible de comparer à la Terre. Pour cela, les observations de la surface seront indispensables, notamment pour quantifier et évaluer la qualité des modèles qu'il est possible de réaliser à partir de toutes ces données.

CHAPITRE 2

La dynamique mantellique

2.1 Composition du manteau terrestre

2.1.1 Discontinuités sismiques et minéralogiques dans le manteau terrestre

Le manteau terrestre est dissocié de la croûte par la discontinuité de Mohorovicic et séparé en 3 sous-ensembles (Chapitre 1, Figure 1.1). Depuis les années 1980, les géologues tendent à coupler le modèle PREM (Figure 1.1) avec les compositions minéralogiques du manteau (Green & Ringwood, 1963). Les minéraux principaux du manteau supérieur sont : 30 % de grenat, 20 % de pyroxène (orthopyroxènes Opx et clinopyroxènes Cpx) et 50 % d'olivine. La roche formée par ces minéraux est de la péridotite. L'olivine va subir des changements de phase en fonction de la profondeur. Après 410 km, le premier changement de phase donne de la wadsleyite puis de la ringwoodite. Dans le manteau inférieur, la composition est majoritaire en pérovskite et magnésio-wustite (aussi appelée ferro-périclase) (Kaminsky, 2012; Figure 2.1).

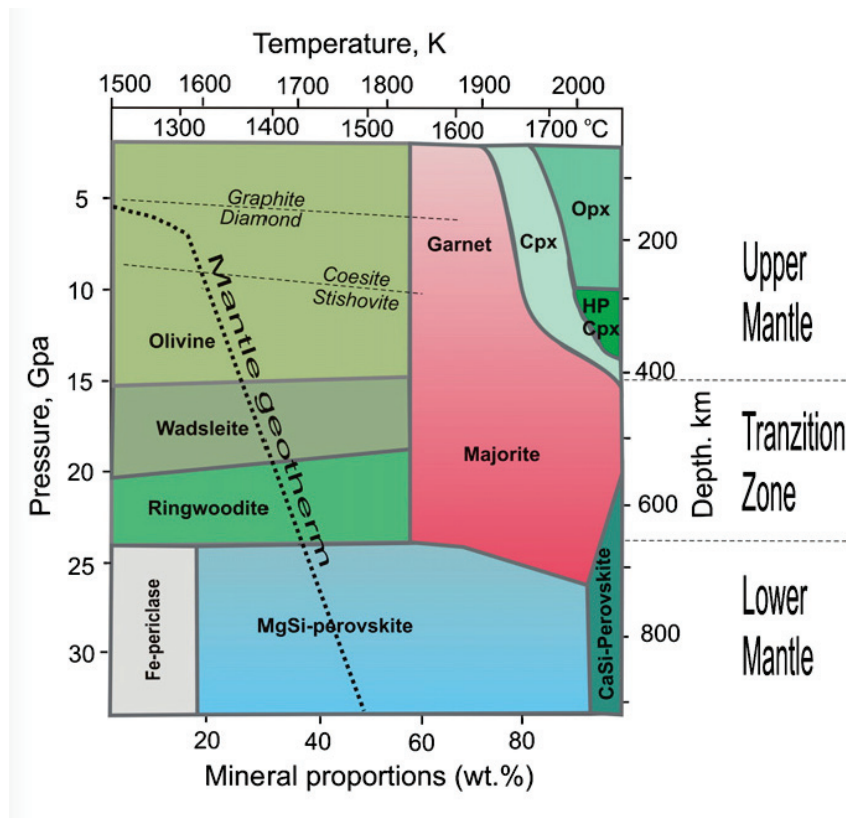


FIGURE 2.1 – Données expérimentales sur la composition minéralogique et les transitions de phase dans le manteau pour des pressions de 3 GPa à 35 GPa (Kaminsky, 2012).

Ces changements de phases entre la base de la croûte et les 700 premiers kilomètres est due aux réajustements cristallins de l'olivine, des pyroxènes et des grenats. Ils induisent une augmentation de vitesse des ondes sismiques. Entre la base de la croûte et 410 km, l'olivine dans le manteau péridotitique a une forme cristalline d'olivine alpha (Mg_2SiO_4). A partir de 410 km, les atomes Si, O, Fe, Mg de l'olivine forment une structure plus dense de type spinelle (olivine 'beta') sous la pression. Sa structure cristalline présente des distances inter-atomiques réduites et change pour l'olivine gamma à 520 km (ringwoodite). Ces changements de phases sont exothermiques. Cette structure minéralogique change encore de phase endothermiquement cette fois à 650/760 km pour une structure encore plus dense, la pérovskite ($MgSiO_3$) et la magnésio-wustite (Mw, MgO) (Murakami et al., 2004; Oganov & Ono, 2004).

2.1.2 Rhéologie du manteau terrestre

Les mécanismes de déformation du manteau. Les trois types de comportement des matériaux que nous avons détaillés sont le comportement élastique, le comportement plastique et le comportement visqueux (Partie 1.1.3). Les propriétés rhéologiques du manteau lithosphérique et du manteau dans son ensemble sont encore peu contraintes. Malgré cela, des études portent sur la déformation d'ophiolites, de xénolites mantelliques (Polynésie française, Tommasi et al., 2004), sur des expériences de déformations à des températures et pressions variées (Zhang & Karato, 1995). Ces expérimentations ont permis de mettre en évidence la déformation visco-plastique du manteau sous-crustal. Nous considérerons donc le manteau comme un solide visco-plastique dans nos modèles numériques. Un tel solide présente des déformations permanentes après cessation des sollicitations et un écoulement de fluage fonction du temps sous sollicitation. Les limites de déformation de la lithosphère terrestre sont étudiées au travers de déformations des roches (Brace & Kohlstedt, 1980; Kohlstedt & Weathers, 1980) (Demouchy et al., 2013) ou de modèles de déformation plus globaux (Flesch & Bendick, 2012). La mémoire rhéologique des roches est aussi très utile pour comprendre les limites de déformation : par exemple, la propagation d'un rift a tendance à suivre un tissu orogénique préexistant, réactivant des structures lithosphériques anciennes. De plus, la conservation d'orientations préférentielles de cristaux d'olivine dans le manteau peut induire une anisotropie mécanique à grande échelle du manteau lithosphérique (Tommasi & Vauchez, 2001). Ces études nous apportent des données avec des incertitudes plus ou moins importantes sur les paramètres qui seront nécessaires à la convection dans les modèles (cf. Partie 1.2 modèles).

La rhéologie du manteau est très complexe. Elle est toujours étudiée car les différents mécanismes de déformation dépendent du temps, de la température, de la vitesse de déformation, de la pression et de la taille des grains (Frost & Ashby, 1982; Linckens et al., 2011). Or ni ces propriétés, ni la structure du manteau sont connues (Figure 2.2). De nombreuses approximations seront donc nécessaires afin de modéliser la composition et la dynamique mantellique. Dans cette étude, nous considérons le manteau de

manière globale sur des échelles de temps correspondant à des réarrangements tectoniques. Cette précision est importante car le manteau a une rhéologie viscoplastique (son seuil de plasticité est faible) c'est à dire que la déformation dépend du temps d'application des contraintes. Les ondes sismiques, par exemple, se propagent grâce à la réponse élastique de la roche alors que la convection et les mouvements des plaques induisent une déformation plastique. Ces deux régimes ont des échelles de temps différentes défini par le temps de Maxwell (Peltier, 1974).

$$T_m = \frac{\eta}{\mu} \quad (2.1)$$

Avec η la déformation visqueuse et μ la déformation élastique. Le temps de Maxwell est de 300 ans pour un manteau de 10^{21} Pa s et une rigidité de 100 GPa alors qu'il est de 30 millions d'années pour la lithosphère. Dans cette thèse, nous traitons de phénomènes induits par la tectonique des plaques pour lesquels les échelles de temps sont au minimum du million d'années.

Le profil de viscosité du manteau terrestre. Le profil de viscosité de la Terre a été déduit de deux manières différentes. Tout d'abord grâce à l'étude du rebond isostatique post-glaciaire (Rubincam, 1984; Mitrovica & Forte, 1997, 2004; Schubert et al., 2001; Figure 2.2). La fonte des glaces entraîne une décharge de la lithosphère et permet sa relaxation. De ce fait, il y a un retour à l'équilibre isostatique de la lithosphère par fluage visqueux du manteau supérieur sous jacent. En effet, l'impact du manteau inférieur entre peut en compte dans ce calcul. La vitesse de retour à l'équilibre isostatique permet une estimation du profil de viscosité. La deuxième technique se fait par modélisation du géoïde (Hager & Clayton, 1989; Ricard et al., 1993; Figure 2.2) qui est la surface équipotentielle de gravité correspondant au niveau des océans. Les anomalies gravitationnelles déduites du Géoïde sont corrélées avec (1) la topographie et densités de la croute et (2) les mouvements de densité dans le manteau inférieur.

Ces techniques ont permis d'estimer des viscosités mantelliques entre 2×10^{20} Pa s à

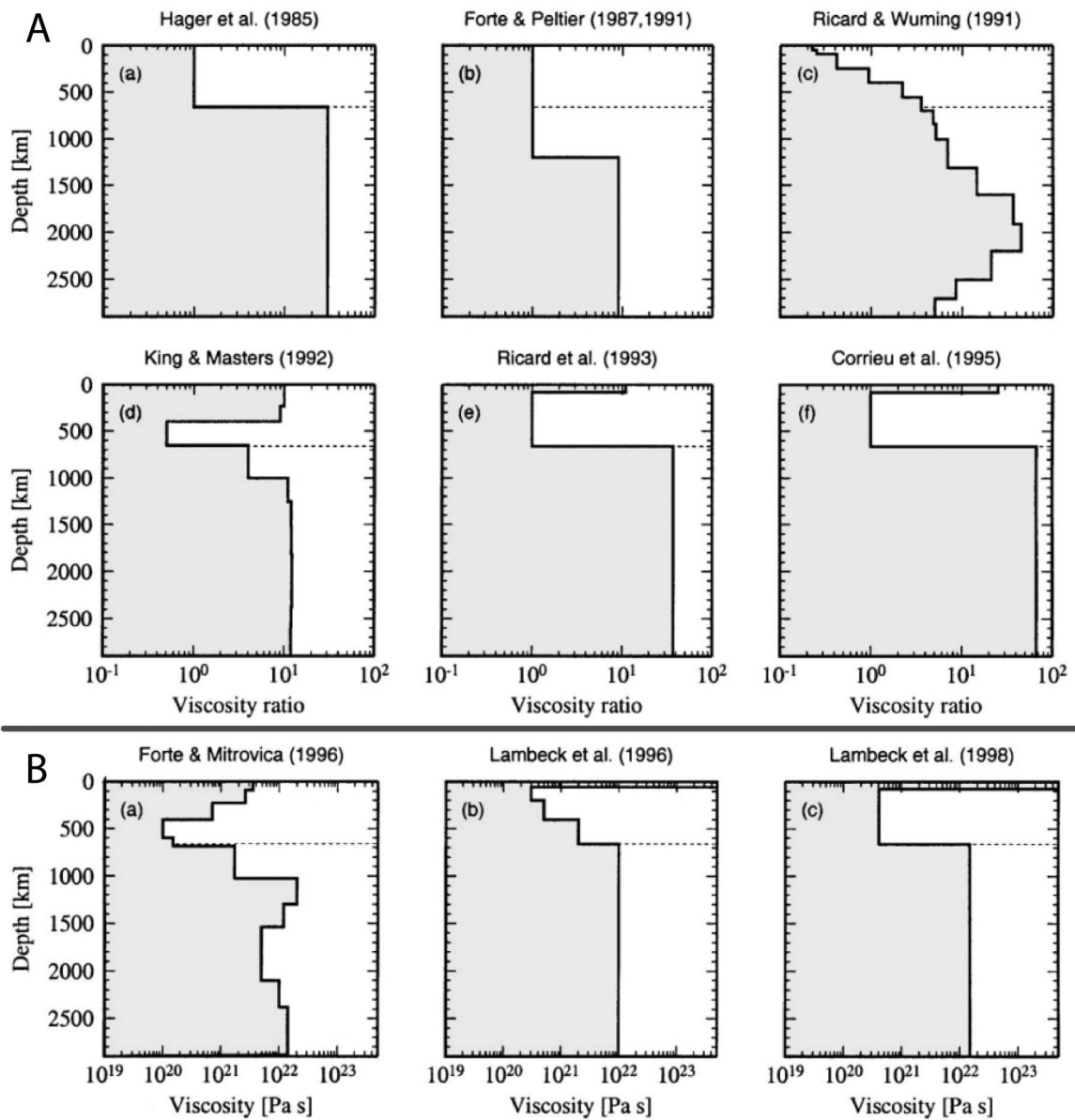


FIGURE 2.2 – Estimations de la viscosité du manteau grâce aux A. prédictions du géoïde et B. à des signatures du rebond post-glaciaire (Kaufmann & Lambeck, 2000).

5×10^{20} Pa s dans le manteau supérieur et 1×10^{22} Pa s à 3×10^{22} Pa s dans le manteau inférieur (Kaufmann & Lambeck, 2000 ; Figure 2.2). Ce manteau terrestre est plus dense que la lithosphère (3250 kg/m^3). En effet, la masse volumique mantellique varie de 3000 kg/m^3 à 6000 kg/m^3 avec la profondeur et la pression qui varie de 1 GPa à 130 GPa. Les études rhéologiques expérimentales couplées aux précédentes observations géophysiques (Peltier 1998, Figure 2.2) ont ensuite permis de préciser la viscosité de l'asthénosphère entre 10^{19} Pa s à 10^{21} Pa s et celle du manteau inférieur de 10^{22} Pa s à 10^{24} Pa s (valeurs tirées de la revue de King 2016). En effet, la viscosité peut être estimée simplement grâce à :

$$\eta = \frac{\sigma}{2\dot{\varepsilon}} \quad (2.2)$$

Avec η la viscosité, $\dot{\varepsilon}$ le taux de déformation et σ la contrainte.

Le profil de viscosité de la Terre est toujours débattu et ne cesse d'être amélioré. Il est dépendant de la structure de la lithosphère qui est très hétérogène sur Terre (Figure 2.3).

Le régime de convection du manteau terrestre devrait être un couvercle stagnant en surface si sa viscosité dépendait uniquement de la température et de la pression et n'était pas régi en surface par un comportement plastique. Il est donc impossible de découpler la rhéologie du manteau de celle de la lithosphère. Preuve en est que la déformation de surface permet d'estimer la viscosité du manteau profond (Ricard et al., 1984; Hager, 1984; Ricard et al., 1993 ; Figure 2.2).

2.1.3 La chaleur dans le manteau terrestre

La Terre est une planète active dont l'activité est liée à la libération de son énergie interne en surface (Pollack et al., 1993). Le flux de chaleur qui y est observé (une énergie de $4,2 \times 10^{13} \text{ mW/m}^2$; Figure 1.12) est le reflet du refroidissement séculaire de la

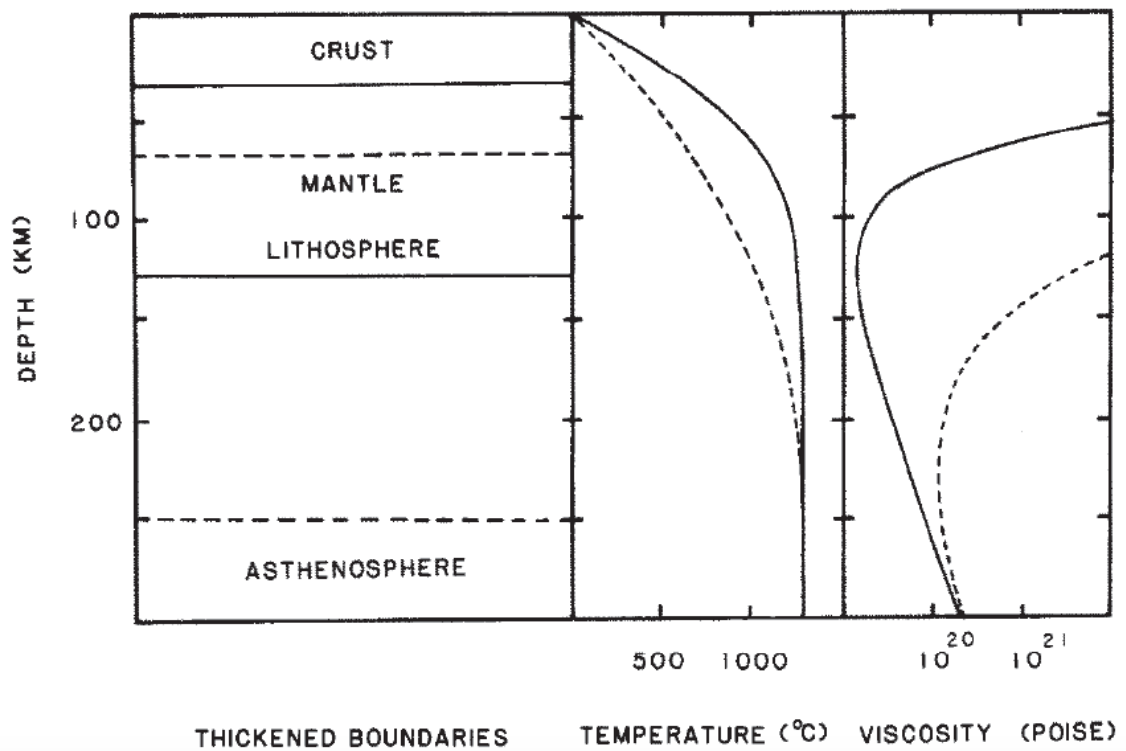


FIGURE 2.3 – Effet d'un doublement de la lithosphère sur les profils de température et de viscosité. Les lignes pleines montrent l'épaisseur originale de la croûte à l'asthénosphère alors que les lignes en pointillés montrent les profils après épaissement de la lithosphère. Le profil de température est pour un refroidissement conductif de 40 Ma d'une croûte isotherme et d'un manteau utilisant la diffusivité et l'échelle de température de l'annexe A.3 (Buck & Toksöz, 1983).

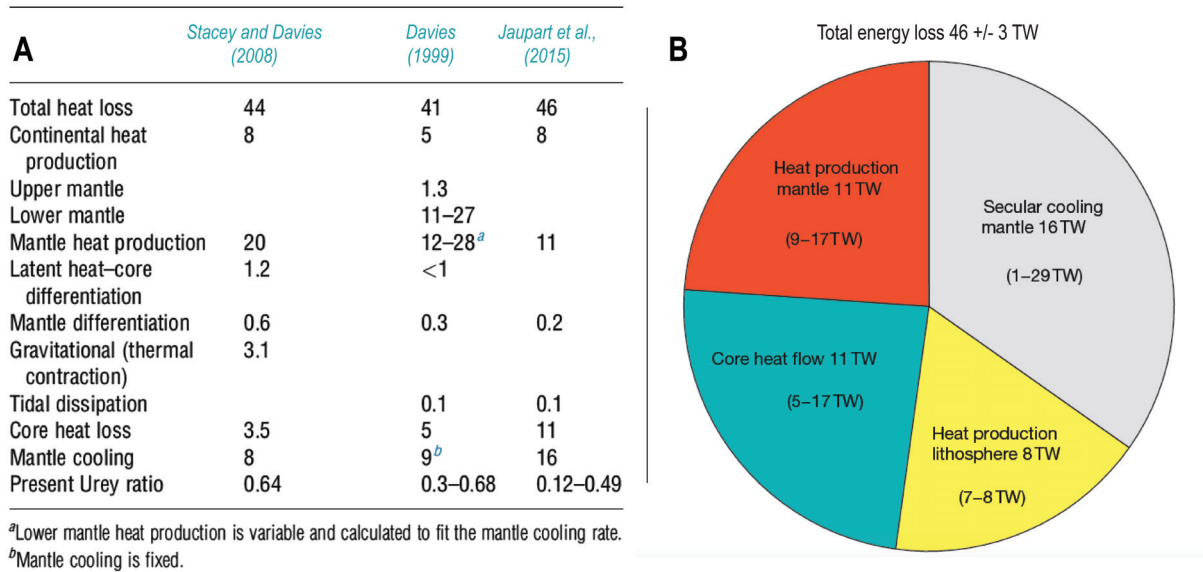


FIGURE 2.4 – Estimations du budget thermique total de la Terre. A. Tableau contenant les estimations de Jaupart et al. (2007), Stacey & Davis (2008) et Davies (1999), B. Proposition de la répartition du budget énergétique de la Terre (Jaupart et al., 2007).

Terre (25 %) estimé à 1×10^{13} mW/m² et de la décroissance des éléments radioactifs Potassium ⁴⁰K, Thorium ²³²Th et Uranium ²³⁵U, ²³⁸U (Figure 2.4; 9 TW à 17 TW; Jaupart et al., 2007). Celle-ci a été estimée à $0,8 \times 10^{13}$ mW/m² dans la croûte et à $2,4 \times 10^{13}$ mW/m² dans le manteau (Fowler, 1990; Poirier, 1991). Ces valeurs sont en accord avec les dernières estimations (Stacey & Davis, 2008; Jaupart et al., 2007, Figure 2.4).

Seulement 20 % à 25 % de la chaleur provient du refroidissement du noyau (5 TW à 17 TW, Jaupart et al., 2007) ce qui permet la mise en place de remontées actives des panaches mantelliques chauds. Le refroidissement séculaire est donc dominé par le déséquilibre entre la production de chaleur radiogénique et la perte de chaleur à la surface. Or une des clés dans la compréhension de la dynamique mantellique est de comprendre comment ce refroidissement s'opère.

2.1.3.1 La transmission de la chaleur

Même si la délimitation entre l'asthénosphère et la lithosphère a d'abord été mécanique (Barrell, 1914; Partie 1.1.3), il existe une autre définition thermique. En effet, l'isotherme

1300 °C délimite la lithosphère (Artemieva & Mooney, 2001), dans laquelle la transmission de la chaleur est essentiellement conductive, de l'asthénosphère dans laquelle le transfert de chaleur est convectif. Ainsi, la couche froide lithosphérique en surface est considérée comme la couche limite thermique de la convection mantellique.

Dans le manteau, la chaleur se transmet donc par convection. Le flux convectif est estimé à quelques centimètres à une dizaine de centimètres par an (Ogawa, 2008) mais il varie en fonction de la profondeur. En effet, les plaques plongeantes ont une vitesse qui diminue d'un facteur 2 à 5 lorsqu'elles entrent dans le manteau profond. Butterworth et al. (2014) estiment des vitesses d'enfouissement des plaques plongeantes de 15 mm/an à 20 mm/an en moyenne. Des vitesses plus rapides, de 52 mm/an, sont caractéristiques du manteau supérieur et des vitesses plus faibles, de 13 mm/an, sont retrouvées dans le manteau profond (Lithgow-Bertelloni & Richards, 1998; Schellart et al., 2009). La vitesse de remontée des panaches mantelliennes est quant à elle estimée à 50 cm/an pour le point chaud d'Hawaï par exemple (Ribe & Christensen, 1999). Au vu des estimations des forces agissant sur la lithosphère (Partie 1.2.3), Les plaques plongeantes fortement visqueuses et froides organisent le flux thermique mantellique en courants de convection. Cette géométrie descendante n'est pas visible symétriquement sous forme de flux ascendants. Il y a une très faible et hétérogène couche limite thermique basale car la convection est principalement induite par le chauffage du manteau dans sa masse et le flux descendant apporté par les zones de subduction (Figure 2.4). Les flux ascendants passifs sont induits par la conservation de la masse des zones de subduction et les points chauds sont le reflet du chauffage par le bas.

2.1.3.2 les zones de subduction : anomalies thermiques négatives dans le manteau

Les zones de subduction sont visibles en surface par les fosses qu'elles induisent lors de leur plongement dans le manteau terrestre. Même s'il s'agit de plaques lithosphériques, nous les traitons à nouveau dans cette partie car elles constituent des anomalies thermiques négatives dans le manteau terrestre et sont une part active de sa

dynamique. Il est donc essentiel de comprendre leurs mouvements au sein du manteau. Ces zones de subduction avancent ou reculent en fonction leurs propriétés et des contraintes imposées sur les plaques adjacentes. Le retrait des plaques plongeantes est aussi dû à leur morphologie et à la présence de structures de haute densité dans le manteau inférieur (Alisic et al., 2012). Par exemple, la vitesse de convergence diminue lorsque le continent entre en subduction. Cela implique une courbure marquée de la fosse associée. Le détachement de la plaque plongeante quant à lui induit des contraintes dans la plaque supérieure (Capitania, 2013). De même, les lithosphères plongeantes anciennes et épaisses avancent préférentiellement alors que les plaques plongeantes plus jeunes et plus minces reculent (Di Giuseppe et al., 2009). Les ouvertures dans les plaques plongeantes dues à l'érosion mécanique et thermique par le manteau convectif chaud provoquent des réorganisations de la convection mantellique (Faccenna et al., 2007). Le plongement de ces plaques visqueuses et froides joue sur les écoulements mantelliques mais aussi sur des mouvements de micro-plaques en surface. La thermicité négative de ces zones les rend facilement identifiables avec les outils sismiques ou tomographiques (Lay, 1994; Romanowicz, 2003; Grand et al., 1997, Figure 1.16). Malheureusement cela n'apporte qu'une vision statique qui ne permet pas de résoudre les problèmes fondamentaux dans la compréhension des interactions entre les plaques et le manteau. C'est pour cela que de nombreuses études analogiques ou modèles numériques sont utilisés afin d'étudier le couplage entre les plaques, les plaques plongeantes et le manteau.

Ces études se focalisent souvent sur des échelles régionales (Christensen, 1996; Zhong & Gurnis, 1995b; Poli & Schmidt, 2002) car les forces induites par les zones de subduction impactent fortement la lithosphère à cette échelle (Stadler et al., 2010; Alisic et al., 2012). Par exemple, le mouvement des plaques océaniques est bien corrélé à la direction du flux mantellique loin des zones de subduction, mais cette corrélation n'est pas possible près des zones de subduction où la vitesse induite par les mouvements descendants est de 10 cm/an (Jadamec and Billen, 2012). Ces nombreuses études analogiques (Bellahsen et al., 2003; Meyer & Schellart, 2013) ou numériques (Čížková &

Bina, 2015; Holt et al., 2015; Ribe, 2010; Sharples et al., 2014; Stegman et al., 2010) reproduisent des géométries de plaques subduites comparables à celles observées en sismique (Billen, 2008, Figure 2.5).

Dans cette thèse, nous étudierons les zones de subduction dans des modèles globaux. Cela signifie que l'on néglige les endommagements naturels des roches dus aux variations de contraintes ainsi que les hydratations et déshydratations qui ont lieu dans la croûte océanique et qui impliquent des changements de phase (Partie 1.2.1.2; Čížková et al. 2002; Billen & Hirth 2007). D'autres paramètres, non imposés, comme la cinématique de la zone de subduction sont pris en compte. Or comme elle dépend de l'angle de plongement, de l'âge de la plaque et la circulation mantellique (Lallemand et al., 2005; Hager et al., 1983; Faccenna et al., 2013), toutes ces caractéristiques pourront être étudiées. Cela signifie qu'il est possible d'étudier l'équilibre physique entre les forces de traction et de résistance qui jouent un rôle dans l'évolution à long terme des plaques plongeantes, dans la déformation régionale, notamment l'ouverture des bassins arrière-arc. Nous tenterons aussi d'étudier la courbure des fosses dans les modèles numériques de convection car les caractéristiques géométriques des slabs jouent sur la lithosphère voisine. Par exemple, les plaques chevauchant des slabs verticaux ont une plus grande proportion d'extension arrière-arc alors que les slabs moins courbés ont une plaque chevauchante en compression (Lallemand et al., 2005, Figure 2.6).

2.1.3.3 Les points chauds reflets des anomalies thermiques positives du manteau

Dès 1971, Morgan interprète des chaînes volcaniques intraplaques comme des manifestations de courants ascendants provenant du manteau inférieur. Il introduit le terme de 'plumes' mantelliques toujours utilisé aujourd'hui (Richards et al., 1989). Comprendre le comportement de ces panaches permet de mieux apprécier le flux de chaleur qui provient de l'intérieur de la Terre (Lay et al., 2008) car, comme nous l'avons vu précédemment, 20 % à 25 % de la chaleur de la Terre provient du noyau. Or à la base du manteau, deux zones thermo-chimiques appelées LLSVPs (Large Low Shear Velocity Provinces) ont été identifiées sous l'Afrique et le Pacifique (Karato et al., 2001; Garnero

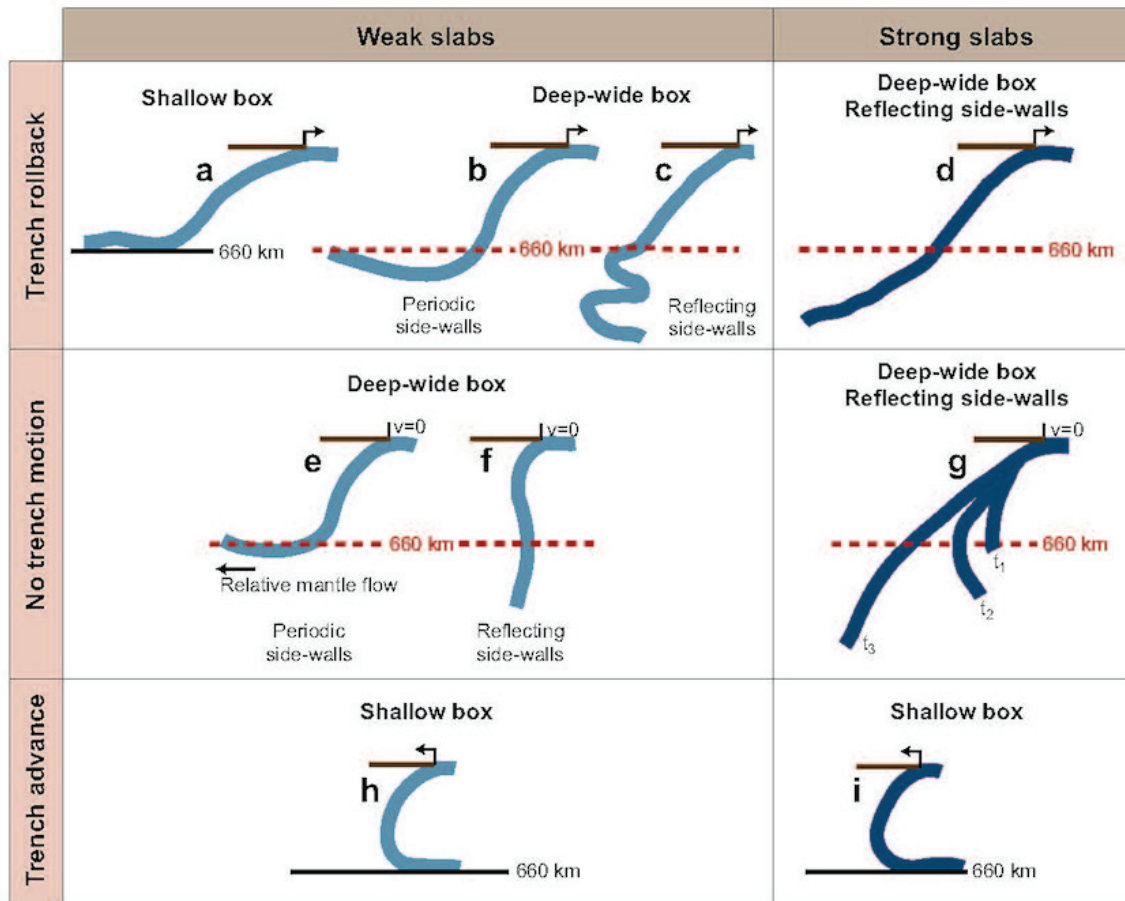


FIGURE 2.5 – Morphologie des plaques plongeantes obtenues avec des modèles analogiques ou numériques. Illustration schématique des forces induites par la plaque plongeante, du mouvement de la fosse, des conditions aux limites et de la taille de la plaque. a. Funicello et al. (2003), Schellart (2004), Bellahsen et al. (2005); b. Han & Gurnis (1999); c. Enns et al. (2005); d. Čížková et al. (2002); e. Enns et al. (2005); f. Han & Gurnis (1999); g. Billen & Hirth (2007); h. Bellahsen et al. (2005); i. Faccenna et al. (2007). La ligne noire à 660 km de profondeur indique la limite inférieure du domaine des modèles. La ligne en pointillés rouge à 660 km de profondeur indique une modification de la viscosité et/ou de la densité (Billen, 2008).

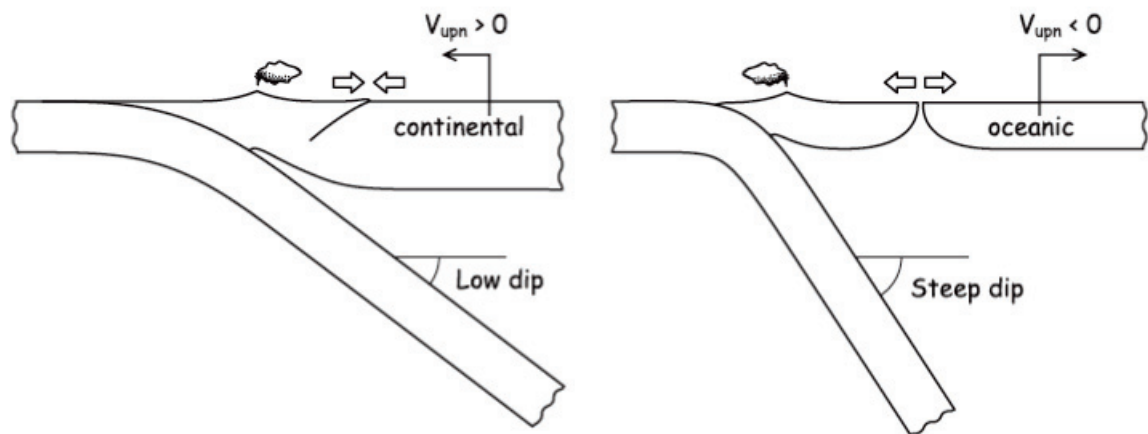


FIGURE 2.6 – Schéma de zones de subduction avec des angles faibles et forts qui induisent respectivement une compression ou une extension arrière-arc. (Lallemand et al., 2005)

& McNamara, 2008). Ces anomalies recouvrent 20 % de la limite manteau-noyau et ont une structure thermique et chimique différente du reste du manteau (Trampert et al., 2004; Šrámek et al., 2013; Tackley, 2012; Figure 2.7). En réalité, la base du manteau est bien plus complexe (Figure 2.7) mais on peut simplifier cette vision avec soit des anomalies thermiques négatives dues aux plaques froides subductantes (Christensen & Hofmann, 1994; van der Hilst et al., 1997), soit des anomalies positives qui émergent des structures thermo-chimiques (Garnero et al., 1998; Garnero & McNamara, 2008; Lay & Garnero, 2011; Ritsema et al., 1999b) desquels dérivent des panaches thermiques (Figure 2.7).

Ces panaches sont visibles car une anomalie lente de vitesses sismiques (cisaillement) indique la queue d'un panache chaud dans le manteau (Wolfe et al., 1997) sous forme d'un conduit quasi-cylindrique d'une centaine de kilomètres de diamètre. Néanmoins French & Romanowicz (2015) apportent une vision plus nuancée sur la morphologie de ces panaches qui sont certainement plus larges et diffus et donc invisibles en tomographie lorsque le conduit est petit en raison de la résolution. Entre 10 et 15 panaches sont actuellement identifiables sur Terre comme provenant du manteau inférieur (McNamara & Zhong, 2005; Boschi et al., 2007). Bien que de multiples sources puissent être à l'origine de la formation de ces panaches (Courtilot et al., 2003) comme des sources asthénosphériques (Anderson & King, 2014), Sleep (2006) montre que c'est

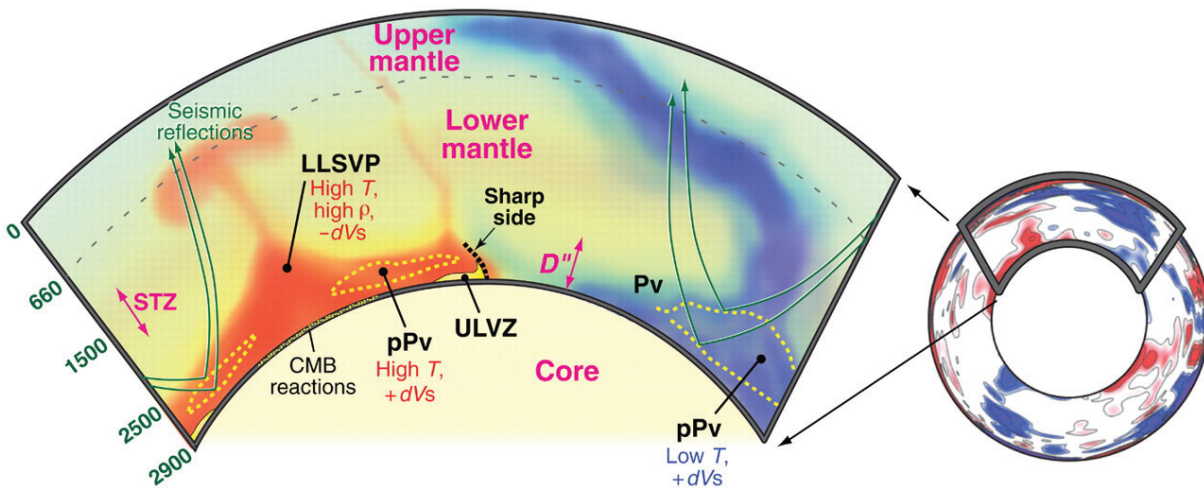


FIGURE 2.7 – Variations des vitesses sismiques des ondes de cisaillement du manteau terrestre (Ritsema et al., 2004) représentées sur une coupe équatoriale (à droite) avec un panneau agrandi (à gauche) représentant plusieurs résultats sismiques dans la région D". Une large province à faible vitesse de cisaillement (LLSVP) se trouve sous l'Océan Pacifique et une autre se situe sous l'Afrique et a une densité ρ et une température T élevées, avec des limites franches entre les vitesses des LLSVPs ($-dVs$) et le manteau adjacent. Des réflecteurs sismiques en dessous de la zone de subduction et de la LLSVP sont cohérents avec une double traversée de la zone de transition de phase perovskite (Pv) à post-perovskite (pPv), en pointillés jaunes, qui élimine localement la vitesse de cisaillement ($+dVs$). Le matériau de la zone de vitesses ultra-lentes (ULVZ, en jaune) se trouve juste sur la CMB et peut être balayé par des courants latéraux, éventuellement liés aux réactions chimiques entre le manteau et le noyau. La zone de transition de spin (STZ) environ à 1500 km de profondeur représente la variation de spin de Fe^{2+} à Fe^{3+} et peut affecter les densités et vitesses des couches inférieures (Lin et al., 2007). Les vitesses élevées sont bleues et les vitesses faibles sont rouges. (Garnero & McNamara, 2008).

la limite noyau-manteau qui induit les instabilités thermiques qui remontent (Schubert et al., 2001). Dès 2004, Montelli et al puis Dahlen & Nolet (2005) montrent que les panaches mantelliques s'enracinent à la base du manteau en utilisant des analyses tomographiques alors même que ceux-ci sont difficilement identifiables dans de tels modèles en raisons de leur résolution. En surface, la tête des panaches chauds a une forme de champignon (Figure 2.7) mais des études récentes montrent que leur diversité morphologique est grande. Ils peuvent aussi ne pas avoir de tête et leurs conduits très hétérogènes (Farnetani & Samuel, 2005) permettent la production de laves basaltiques alimentées par fusion partielle du matériel mantellique (environ aux alentours de 100 km) remonté au niveau de la queue des panaches. Cela permet la mise en place de chaînes volcaniques de points chauds intra-plaques (Richards et al., 1989; Campbell & Griffiths, 1990; Campbell, 2007) dont les lignes volcaniques, comme la chaîne Hawaii-Empereur, enregistrent les mouvements des plaques (Crough, 1983a; Hassan et al., 2016). Les panaches sont souvent associés à des LIPs (Large Igneous Provinces) dont la corrélation est plus difficile à faire à l'heure actuelle en raison du mouvement des plaques (Ernst & Buchan, 2002). Ces panaches mantelliques sont censés être stationnaires (Duncan, 1981; Morgan, 1983), c'est pour cela que des systèmes de référence de vitesses de plaques se basent sur leurs positions pour fixer un point dans leur référentiel (Morgan, 1971, 1972, 1983; Müller et al., 1993, Partie 1.2.2). Mais de plus en plus d'études montrent qu'ils peuvent advecter (Steinberger & O'Connell, 1998; Steinberger, 2000) et avoir un mouvement relatif (1 cm/an à 2 cm/an sous la plaque pacifique; Molnar & Stock, 1987) qui dépend de la rotation attribuée à la lithosphère. Celle-ci à était estimée à $0,7^\circ/\text{Myr}$ (Seton et al., 2012; Rudolph & Zhong, 2014; Doubrovine et al., 2012) $0,26^\circ/\text{Myr}$ (Conrad & Behn, 2010) ou encore $0,22^\circ/\text{Myr}$ (Gripp & Gordon, 2002; Becker, 2008). Certains points chauds sont ancrés au dessus de la limite noyau-manteau (CMB) (Davaille et al., 2002) quand d'autres seraient mis en mouvement par les flux relayés par les subductions (Davaille et al., 2013). Leur composition chimique n'a que peu d'importance sur leur fixité (McNamara & Zhong, 2004b), ce qui les rend facilement étudiables dans les modèles de convection dans lesquels ils sont néanmoins difficilement traçables.

2.2 La convection dans le manteau terrestre

2.2.1 Les principes de base de la convection mantellique

Si on résume les connaissances accumulées à ce stade, l'activité tectonique observée à la surface de la Terre (Chapitre 1) est le reflet de la convection mantellique (Bercovici et al., 2000). Contrairement à la tectonique des plaques qui est une théorie descriptive et cinématique, la théorie de la convection mantellique est basée sur des observations physiques de dynamique des fluides. Même si le manteau terrestre est composé d'un matériau polycristallin de déformation fragile en surface et élastique sur des périodes inférieures à 300 ans, il peut être considéré comme fluide sur des millions d'années (Griggs, 1939, Partie 2.1.2). La convection mantellique permet d'évacuer la chaleur de la Terre interne et nécessite des instabilités thermiques qui proviennent de la couche limite thermique supérieure froide et inférieure chaude (Turcotte & Oxburgh, 1972).

La convection provient d'une instabilité de seuil appelée l'instabilité de Rayleigh-Bénard. Quand le nombre de Rayleigh Ra est supérieur à un nombre de Rayleigh critique voisin de 10^3 , il y a mouvement du fluide : la convection se met en place. Lorsque les plaques de la couche limite thermique plongent par effet de densité (Partie 1.2.1.2) au niveau des zones de subduction jusqu'au manteau inférieur (Grand et al., 1997), ces plaques sont froides et leur température ne varie pratiquement pas pendant leur descente. Elles se font remplacer par du nouveau matériel : la descente de matériel est donc active et la remontée est passive (Figure 2.8).

La dynamique terrestre peut être décomposée en deux champs visibles dans les modèles de convection : (1) le champ poloidal (visible par la divergence et la convergence en surface) c'est-à-dire globalement les mouvements convectifs et (2) le champ toroïdal (cisailant en surface) qui représente une rotation par rapport à un axe vertical qui n'est possible qu'avec des variations latérales de viscosité (Bercovici et al., 1989). L'énergie cinétique de la lithosphère est considérée à 25 % à 50 % provenant du champ toroïdal (Hager & O'Connell, 1978, 1979, 1981; O'Connell et al., 1991; Lithgow-Bertelloni et al.,

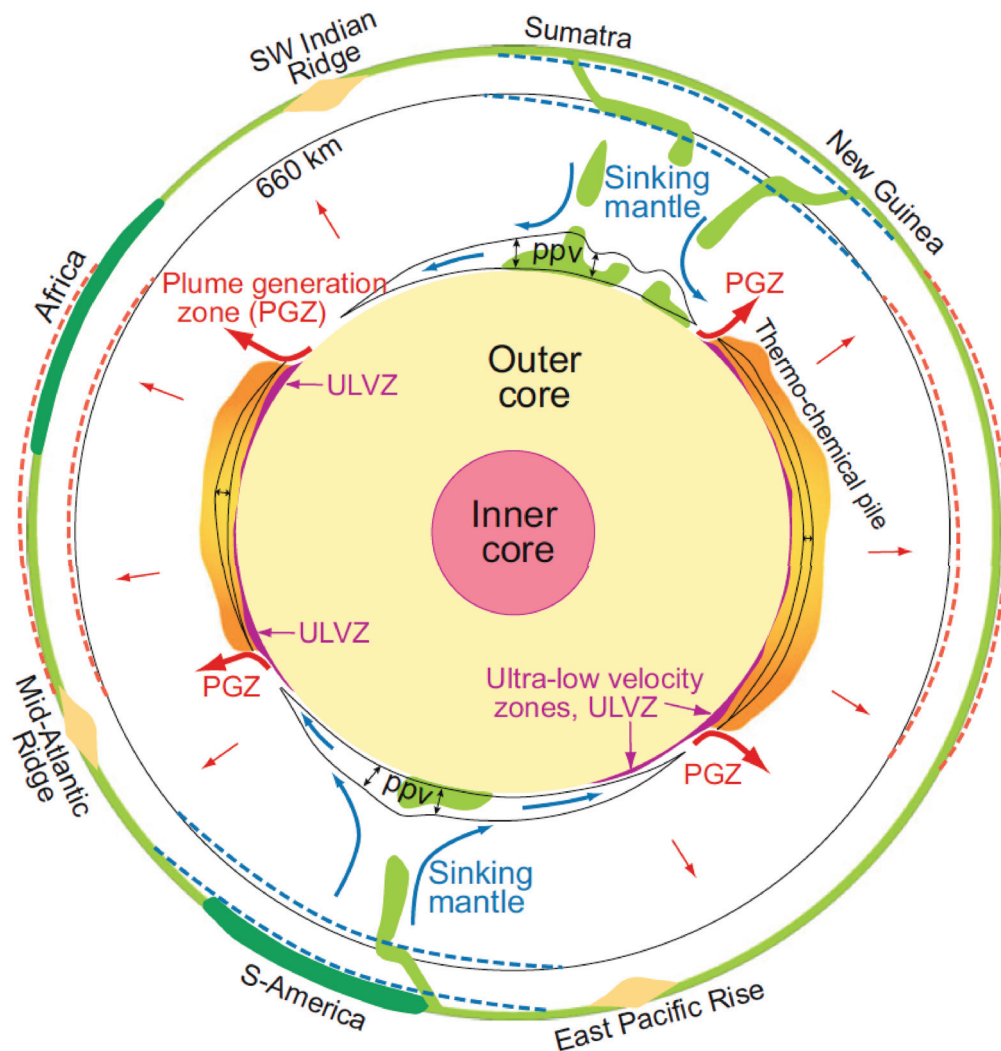


FIGURE 2.8 – Schéma d'une coupe équatoriale de la Terre. Les lignes en pointillés montrent les zones où le géoïde est haut ou bas. Les hauts du géoïde peuvent refléter la densité excessive des piles thermochimiques sous-jacentes. La discontinuité à 660 km et la zone de stabilité de la post-pérovskite sont matérialisées par des lignes noires. Les continents sont en vert. Les piles thermochimiques (LLSVPs) sous le Pacifique et l'Afrique sont des zones favorables à l'initiation de large panaches mantelliques. La circulation majeure dans le manteau est visible au niveau des zones de subduction couplées aux courants de retour au-dessus des LLSVPs. La figure n'est pas à l'échelle et l'épaisseur des ULVZs (Ultra-Low Velocity Zones) en particulier, est exagérée.

1993; Bercovici & Wessel, 1994; Bercovici, 1995; Bercovici et al., 2000; Dumoulin et al., 1998) et à 75 % à 50 % pour le champ poloïdal. Cette convection est régie par des lois dynamiques non linéaires qui nécessitent des simplifications afin d'être modélisées (McKenzie et al., 1974) et qui vont être détaillées ci-après.

2.2.2 Les équations physiques de la convection

La conservation de la masse. Cette équation indique que la variation de densité ρ d'un fluide contenu dans un certain volume v correspond à la perte d'un flux de matière au travers de la surface qui limite le volume dans un temps t . L'équation de conservation de la masse dans le cas incompressible est :

$$\nabla \cdot \mathbf{v} = 0 \tag{2.3}$$

Avec v le volume. Cette équation est nulle car on néglige l'inertie du système en raison de la diffusion de la température qui est très lente. On prend en compte l'énergie thermique mais pas l'énergie mécanique. Un argument simple permet de justifier cela : au niveau de la chaîne Empereur-Hawaï, l'angle franc formé par le volcanisme de point chaud montre un mouvement sans inertie. Le manteau n'est pas incompressible, la masse volumique varie avec la pression et avec les variations de température qui permettent les mouvements convectifs. Néanmoins, l'approximation de Boussinesq permet de prendre en compte les variations de densité. Le matériau dépend alors majoritairement de la température (et peu de la chimie). On suppose donc que le manteau est un fluide incompressible donc la masse volumique reste constante dans l'équation précédente. D'autres approximations peuvent être utilisées pour modéliser les mouvements dans le manteau comme l'approximation anélastique par exemple qui prend en compte la compressibilité contrairement à l'approximation de Boussinesq (Bercovici et al., 1992; Tackley, 1996).

La conservation de la quantité de mouvement. La conservation de la quantité de mouvement est une notion phare de la physique dynamique qui décrit le fait que l'action d'une force extérieure sur un système induit une variation de sa quantité de mouvement. C'est-à-dire que l'accélération d'une particule de fluide visqueux est égale à la somme des forces extérieures qui s'appliquent sur cette particule. Cette équation est comme le principe d'inertie mais prend en compte la masse des corps dans le manteau. Celui-ci est considéré comme un matériau visqueux (par approximation), d'autres approximations utilisées donnent lieu à l'équation ci-dessous :

$$0 = -\nabla p + \nabla \cdot \left\{ \eta \left(\nabla \mathbf{v} + [\nabla \mathbf{v}]^T \right) \right\} + \rho g \alpha (T - T_s) \mathbf{e}_r \quad (2.4)$$

Avec ρ la densité, \mathbf{v} le volume, g est la constante d'accélération gravitationnelle, α est l'expansivité thermique, T la température et T_s la température de surface et η_0 est la viscosité au milieu du manteau pour une température de 1300 K. Cette équation est nulle car l'inertie est négligeable pour la convection dans le manteau car il n'y a pas d'accélération. Dans notre système, la réponse visqueuse est extrêmement plus rapide que la réponse thermique donc un changement de force est immédiatement équilibré. En effet, si on utilise encore l'exemple de la chaîne Empereur-Hawaï, l'inflexion est due aux changement des forces sur la plaque, le changement est absorbé dans le temps de réponse.

La conservation de l'énergie thermique. Le bilan thermodynamique se résume au transport de chaleur. Or le flux de chaleur dans les modèles est régi par la loi de diffusion de Fourier $q = -k \Delta T$ qui devient l'équation ci dessous :

$$\rho c_p \left(\frac{\partial T}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \nabla T \right) = k \nabla^2 T + \rho H \quad (2.5)$$

avec H le taux de production de chaleur dû à décroissance radioactive, k la conductivité thermique et c_p la capacité calorifique massique à pression constante.

Le nombre de Rayleigh Ra est le paramètre (non-dimensionné) qui va imposer la vigueur de convection :

$$Ra = \frac{\rho^2 c_p g \alpha \Delta T h^3}{K \eta_0} \quad (2.6)$$

ρ est la densité de référence du milieu, c_p la capacité calorifique massique à pression constante, g est la constante d'accélération gravitationnelle, α est l'expansivité thermique (le coefficient de dilatation thermique), dT est la différence de température entre la base et la surface du manteau, h est la profondeur du manteau, K la diffusivité thermique et η_0 est la viscosité à la base du manteau pour une température de 1300 K. Le numérateur contient les forces qui font monter le fluide et le dénominateur contient les termes correspondant aux forces qui s'opposent au mouvement du fluide. Donc pour un système comme le manteau terrestre avec $g = 9,81 \text{ m/s}^2$, $h = 2,9 \times 10^6 \text{ m}$, $\alpha = 2,5 \times 10^{-5} \text{ K}^{-1}$, $K = 10^{-6} \text{ m}^2/\text{s}$, $\eta_0 = 1017 \text{ m}^2/\text{s}$ et $2500 < T < 4500^\circ\text{C}$, le nombre de Rayleigh terrestre se situe donc entre 10^8 et 10^9 , ce qui est bien supérieur au nombre de Rayleigh critique permettant ainsi la convection du manteau.

2.3 La modélisation de la convection mantellique

2.3.1 Les modèles de convection produisant une tectonique en surface

Depuis Holmes en 1931, les scientifiques s'attachent à proposer la convection mantellique comme mécanisme de mouvement de continents et de déformation de la lithosphère. D'abord considéré comme de la "géopoésie", le concept s'étaye ensuite (Davies, 1977; Morgan, 1972; Turcotte & Oxburgh, 1967, 1972). Depuis les années 70, des modèles basés sur des équations de convection simplifiées tentent de reproduire la dynamique terrestre afin d'étudier le couplage entre les plaques rigides et le flux mantellique (McKenzie et al., 1974; Lister, 1975; Hager & O'Connell, 1979, 1981; Ricard et al.,

1993; Bunge & Grand, 2000). Ces modèles évoluent sans cesse grâce au développement des techniques de calcul mais aussi d'une meilleure compréhension de la rhéologie du manteau et de ses mouvements.

A la fin du 20^{ème} siècle, les premiers modèles de convection en géométrie 3D sphérique voient le jour (Baumgardner, 1985; Bercovici et al., 1989, avec un nombre de Rayleigh à 10^6) ainsi que des modèles avec une loi de viscosité dépendante de la température (Christensen, 1984). Toutefois ces modèles ne permettent pas d'obtenir des Terres virtuelles avec une tectonique des plaques auto-cohérente en surface. En effet, la lithosphère terrestre se déforme de manière cassante dans les premiers dizaines de kilomètres (Kohlstedt et al., 1995; Burov, 2011) alors qu'elle se déforme de manière ductile en dessous (Figure 1.8, Partie 1.1.3). Cette transition se déroule avec une déformation cassante/ductile (Kohlstedt et al., 1995) qui n'est pas modélisable par une loi rhéologique avec un matériau newtonien (avec une viscosité linéaire). Il n'est donc pas possible de générer des plaques ayant des comportements cassants avec ces seules lois (Figure 2.9).

Pour pallier à cela, dans de nombreux modèles, des zones de faiblesses (c'est-à-dire de faible viscosité sur des centaines de kilomètres de large) sont imposées artificiellement au sommet de la couche limite thermique de la convection (Figure 2.10). Celle-ci étant beaucoup plus visqueuse, ces zones imposées permettent de générer des limites de plaques (Gurnis, 1989; Zhong & Gurnis, 1992, 1995a, 1996; Zhong et al., 1998, 2000); (Figure 2.10). L'intérieur des plaques est rigide, soit du fait d'une dépendance non linéaire température-viscosité (Gurnis, 1989; King & Hager, 1994; Zhong et al., 2000), soit du fait de la présence de régions de viscosité plus forte (King & Hager, 1990; Koglin et al., 2005). La répartition imposée des limites et la vitesse des plaques dans ces modèles semblent donc similaires à celles observées sur Terre dans les modèles tomographiques (Zhong et al., 2000; King & Hager, 1990). Les premiers travaux basés sur des modèles de convection de Olson & Corcos (1980) montrent que les plaques peuvent se déplacer en surface en général de 4 cm/an à 5 cm/an ce qui est préliminairement corrélable avec les enregistrements effectués sur Terre (Partie 1.2.2).

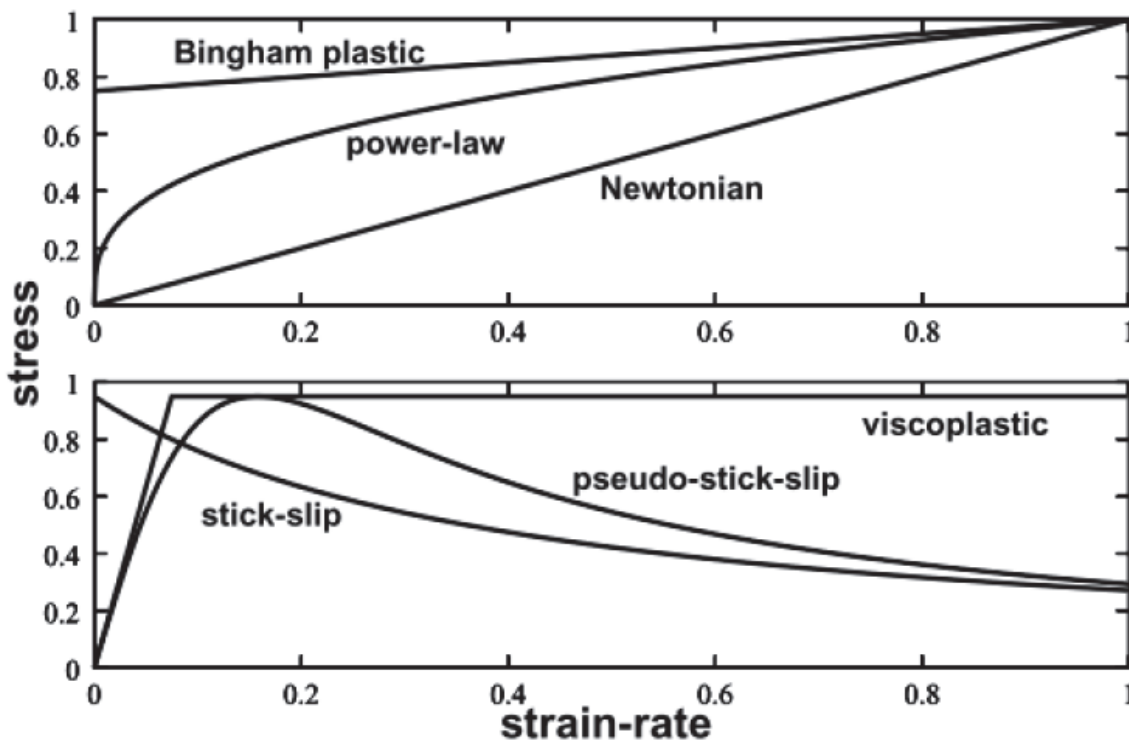


FIGURE 2.9 – Courbes représentant différentes lois rhéologiques de la lithosphère avec la contrainte (stress) vs. le taux de déformation (strain rate) (Bercovici et al., 2000).

Les modèles sont ensuite améliorés grâce à l'implémentation d'un saut de viscosité d'un facteur de 30 dans le manteau supérieur (Tackley, 1996; Forte & Mitrovica, 2001). Cela permet des mouvements de plaques tectoniques plus variés correspondant à la surface terrestre. Néanmoins, comme les plaques sont imposées à la main, il est toujours impossible d'expliquer la genèse des limites à partir de tels modèles.

Une autre technique est basée sur l'équilibre des forces : en effet, une plaque rigide est déterminée par l'équilibre des forces qui agissent dessus (Brandenburg et al., 2008; Brandenburg & van Keken, 2007; King et al., 2002; Lowman et al., 2001, 2004; Lowman, 2011; Stein & Lowman, 2010; Davies, 1989; Lowman et al., 2003). Cet équilibre n'est pas respecté au niveau des limites de plaques tectoniques où les vitesses de plaques sont discontinues (Gable et al., 1991). Donc il suffit d'introduire des conditions de plaques fixes avec des déséquilibres aux limites pour générer des subductions, des points chauds,... (Monnereau & Quéré, 2001). Dans ces modèles, le mouvement toroïdal est faible. Combes et al. (2012) améliore cette technique en rendant les limites de

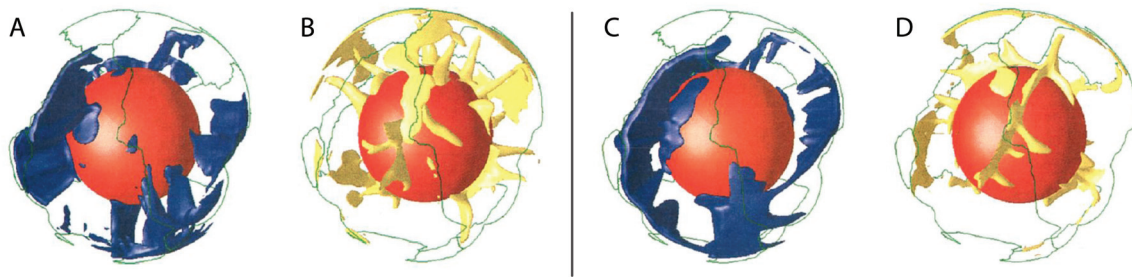


FIGURE 2.10 – Modèles numériques montrant les isosurfaces de température résiduelle non-dimensionnée à $t = 9,25 \times 10^{-4}$ (A et B) et à $t = 1,187 \times 10^{-3}$ (C et D). Les zones de faiblesse permettant la mise en place des limites de plaques sont les lignes vertes. Les isosurfaces bleues (A et C) représentent les zones de subduction et les isosurfaces jaunes représentent les anomalies positives c'est-à-dire les points chauds et quelques fragments de dorsales (Zhong et al., 2000).

plaque mobiles en 3D. Cependant, le fait que les limites soient imposées et non auto-générées ne permet toujours pas d'expliquer leur genèse. Les tailles de plaques sont elles aussi forcées et ne sont pas le résultat d'un système convectif pur.

Les modèles de convection peuvent être forcés en surface par les mouvements des plaques tirés des reconstructions cinématiques de la Terre (Seton et al., 2012; Müller et al., 2016). Cela permet d'obtenir des limites de plaques localisées comme sur Terre avec des taux de divergence similaires et des structures de plaques plongeantes. Ces modèles sont utilisés pour reconstruire l'évolution des anomalies de densité du manteau (Ricard et al., 1993; Bunge et al., 1998), la migration de l'axe de rotation (Steinberger & O'Connell, 1997) et prédire les structures convectives actuelles (McNamara & Zhong, 2005; Davies et al., 2012) ou l'évolution de la surface terrestre (Yoshida & Santosh, 2011) ou de la dynamique mantellique (Zhang et al., 2010),... Les anomalies de densité de ces modèles peuvent être comparées avec les données tomographiques terrestres (Bunge & Grand, 2000). Le problème de ces modèles est que les anomalies thermiques observées dans le manteau ne sont pas bien contraintes car la convection est chaotique (Stewart & Turcotte, 1989). Les équations de convection utilisées apportent des solutions continues, les lois de viscosité dépendent de la température et de la profondeur sur lesquelles des vitesses de surface sont imposées. Or Ces résultats en surface ne peuvent en aucun cas être des solutions des équations de l'écoulement du manteau car le champ de vitesse de surface est régi par des failles transformantes donnant

une composante toroïdale qui n'est pas décrite par la physique utilisée dans ces modèles avec vitesses imposées. En définitive, ces modèles sont réalistes au premier ordre et sur des courtes périodes car ils sont basés sur une donnée inconnue : l'état thermique du manteau d'il y a 200 millions d'années. Cependant l'effet de la chaotité sur les prédictions des structures thermiques du manteau augmente exponentiellement au cours du temps : avec une erreur de seulement 5 % sur les conditions initiales, les prédictions sont limitées à 95 Ma (Bello et al., 2014). Le fait d'imposer les vitesses à la surface des modèles numériques n'est donc pas optimal lorsque le but est d'étudier les interactions entre lithosphère et manteau sans violer la physique du système.

Enfin des modèles permettent d'imposer les structures thermiques de slabs avec un angle spécifique de subduction afin d'obtenir des structures convectives (Bower et al., 2013) et une topographie dynamique réaliste (Flament et al., 2013). Certaines structures convectives sont comparables aux modèles tomographiques. Néanmoins les interactions avec la surface sont difficilement comparables à la Terre car si la localisation de la déformation n'était pas forcée, alors la convection serait différente. Il est donc difficile de déduire des observations quant à la mise en place des zones de subduction, des tailles de plaques (Morra et al., 2013, ...).

Les modèles de surface libre. Les modèles qui produisent des plaques de manière autonome doivent avoir une viscosité très forte à l'intérieur des plaques et une majorité de la déformation dans des zones limites étroites. Mais même des lois de rhéologie de puissance non linéaires ne donnent pas des plaques satisfaisantes (Bercovici, 1993, 1995; Christensen & Harder, 1991; Weinstein & Olson, 1992; Zhong et al., 1998; Figure 2.9) et induisent la formation de nombreuses limites diffuses qui ne correspondent pas à la Terre (Christensen & Harder, 1991; Zhong et al., 2000). Dans les modèles numériques avec une température dépendant de la rhéologie, différents styles de convection sont observés (Christensen, 1984; Solomatov, 1995). les modèles à viscosité faiblement dépendante de la température sont dans un régime similaire à celui de la convection iso-visqueuse (Figure 2.11).

Lorsque la dépendance de la viscosité à la température est moyenne, la lithosphère est

mobile avec une longueur d'onde de convection moyenne. Pour une forte dépendance de la température sur la viscosité, la surface est froide et composée d'un couvercle stagnant (Figure 2.11.a,b). Or sur Terre, la viscosité est dépendante de la température donc la dynamique devrait être en couvercle stagnant (Bercovici et al., 2015a; Solomatov, 1995). Pour obtenir des comportements de baisse de la viscosité auto-générée en surface, il faut maintenir une relation linéaire entre le stress et le taux de déformation (Partie 1.1.3). Ces modèles ont été développés par Moresi & Solomatov (1998) grâce à une rhéologie pseudo-plastique (c'est à dire que la viscosité chute de manière proportionnelle à la déformation lorsqu'un seuil de contrainte est atteint) implémentée dans les modèles (Tackley, 1998; Trompert & Hansen, 1998a; Figure 2.11c,d).

Dans les années 2000, des modèles sont créés avec une loi de viscosité dépendante de la température qui augmente la résistance de surface (Tackley, 2000a, 2008; Figure 2.11d). Ces modèles permettent de générer de manière autonome une tectonique globale de surface auto-organisée avec des plaques et des limites de plaques étroites où la déformation est localisée seulement pour une gamme de paramètres définis. Ainsi, pour un seuil de plasticité fort, les modèles seront en couvercle stagnant et avec un seuil de plasticité faible, la déformation sera distribuée. Dans ces modèles, un réel couplage est possible entre la tectonique des plaques et de la convection mantellique. Ils deviennent de plus en plus complexes avec des distributions d'âge réalistes en surface (Coltice et al., 2012), l'ajout de continents avec des rhéologies de plus en plus complexes (Rolf & Tackley, 2011; Rolf et al., 2017; Figure 2.11). Il est aussi possible de partir de ces modèles libres et d'y imposer des vitesses de plaques terrestres pendant un certain temps puis de les laisser évoluer afin de comparer les structures actuelles avec les structures prédites en Annexe A.4).

Dans cette thèse, nous utilisons ce type de modèles avec un glissement libre en surface. Comme aucune vitesse n'est imposée, la tectonique y est générée uniquement par la convection.

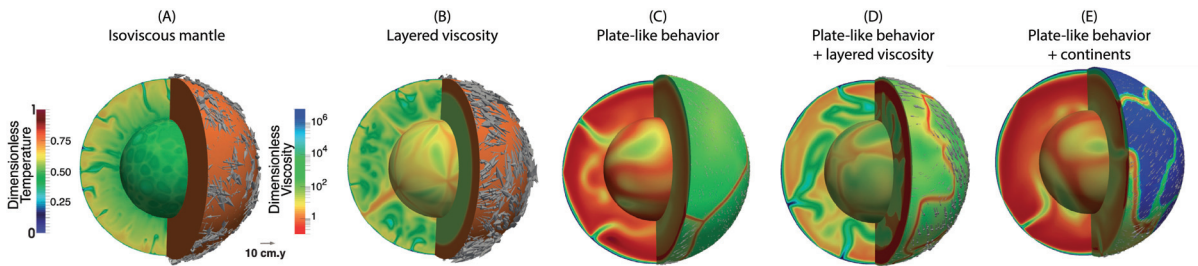


FIGURE 2.11 – Instantanés du champ de température à gauche et de la viscosité en surface à droite de chaque instantané de convection. Les flèches blanches représentent les vitesses de surface. Les valeurs augmentent exponentiellement du bleu foncé au rouge foncé pour le champ de viscosité et il y a 20 intervalles de contour. (A) manteau isovisqueux, $Ra = 5 \times 10^7$, (B) manteau avec une viscosité qui augmente d'un facteur 40 entre 800 et 1000 km de profondeur, $Ra = 5 \times 10^7$, (C) manteau avec viscosité dépendant de la température et rhéologie pseudo-plastique, $Ra = 5 \times 10^6$ (D) représente la même chose que (C) avec une augmentation de viscosité d'un facteur 30 entre 800 et 1000 km de profondeur, $Ra = 5 \times 10^6$, (E) est identique à (C) avec des continents. Tous ces calculs ont un chauffage uniquement dans la masse. (Bello et al., 2014)

2.3.2 Modèles numériques utilisés dans cette thèse

2.3.2.1 Le code StagYY

Les modèles sont réalisés à partir du code de convection StagYY développé par Paul Tackley (Tackley, 2000a). Ce code permet de résoudre les équations physiques non-dimensionnées de conservation de la masse, du moment et de conservation de chaleur et des espèces chimiques sur une grille 3D sphérique (Tackley, 2008, Figure 2.12). Cette grille 3D sphérique Yin-Yang permet de numériser les résultats algébriques sur un ensemble fini de points, de minimiser les écarts de volume entre cellules et d'éviter les problèmes aux pôles connus pour d'autres types de grilles sphériques (Kageyama & Sato, 2004). La résolution est comprise entre 45 et 30 km en moyenne.

La physique de la convection utilisée ici est donc basée sur des équations de conservation qui proviennent de plusieurs développements successifs (Jarvis & McKenzie, 1980; Schubert et al., 2001; Ricard, 2007). Nous travaillons en système non dimensionné. Le flux mantellique est supposé incompressible donc l'approximation de Boussinesq est

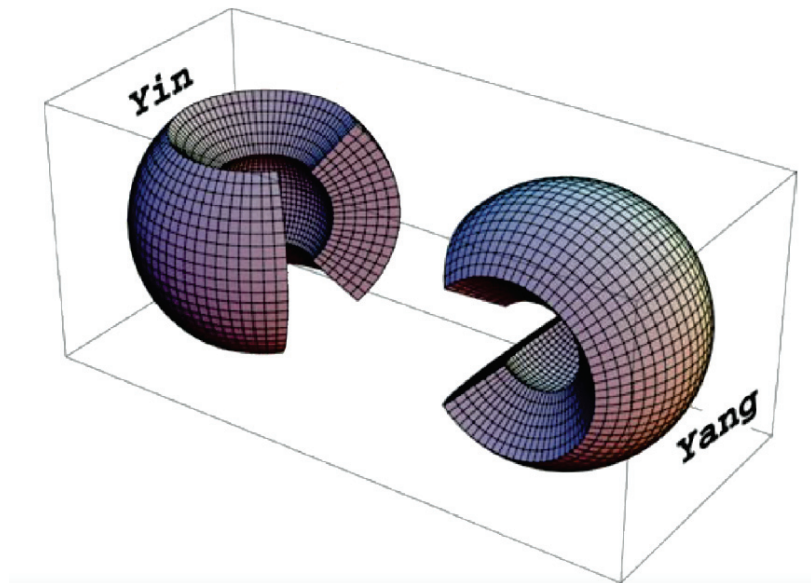


FIGURE 2.12 – Géométrie de la grille Yin-Yang utilisée par le code StagYY (Kageyama & Sato, 2004).

utilisée pour résoudre les équations de conservation (Partie 2.2.2). Cela induit les mouvements convectifs dus à des anomalies de densité à l'intérieur du manteau. La dissipation visqueuse et le travail des forces compressibles et les variations des propriétés des matériaux (coefficient de dilatation thermique, diffusivité thermique) sont négligées. La viscosité est le seul paramètre variable dans les modèles utilisés. Les contrastes de viscosité peuvent aller jusqu'à 10^4 entre noeuds voisins (Tackley, 2008). Cependant nous utilisons des valeurs moins élevées, il y a au moins 6 ordres de grandeur de variation de viscosité dans nos modèles ce qui nous permet d'obtenir des solutions numériques de bonne qualité. Pour résoudre les équations de convection, le code utilise une technique de convergence avec un procédé multigrilles (Brandt, 1977). Cette méthode permet d'améliorer considérablement le temps de calcul (par accélération de la convergence).

2.3.2.2 Les paramètres imposés contrôlant le régime de convection.

Le nombre de Rayleigh. Dans les modèles, le nombre de Rayleigh est 10^6 ce qui est 10 à 100 fois plus bas que sur Terre. Cela implique des corps à haute viscosité plus grands ; Par exemple, la couche limite supérieure a une épaisseur de 300 km et serait plus petite

si le nombre de Rayleigh était plus élevé. Les structures convectives seraient plus représentatives dans un modèle avec $Ra = 10^7$ où les couches limites seraient donc plus fines (100 km à 150 km), de l'ordre de l'épaisseur de la couche limite thermique terrestre. Néanmoins le nombre de Rayleigh utilisé (10^6) reste le plus réaliste par rapport au coût computationnel d'un tel calcul de convection. En effet, la puissance de calcul requise pour résoudre les équations de convection avec de grandes variations de viscosité est trop importante.

L'adimensionnement. L'adimensionnement est utilisé pour simplifier les équations et le temps de calcul par des paramètres de référence (Ricard, 2007). La remise à l'échelle des modèles est nécessaire car le nombre de Rayleigh des modèles est inférieur à celui estimé de la Terre. Cela induit une vigueur de convection plus faible dans les modèles et donc des vitesses de convection et de mouvements de plaques ainsi que des temps intérieurs à ceux observés sur Terre. Même si les rapports de forces sont conservés entre forces de flottabilité et forces visqueuses, Les forces visqueuses étant plus fortes, alors la valeur de la contrainte seuil "yield stress" n'est pas comparable aux données expérimentales. De même, cela implique un saut de viscosité entre 750 km à 850 km dans les modèles ainsi que des épaisseurs de plaques plongeantes plus importantes, c'est à dire de 200 km en moyenne, que celles estimées sur Terre grâce aux données sismiques au niveau de l'arc Tonga par exemple (Épaisseur de 82 km en moyenne (Deal et al., 1999)).

Le redimensionnement est effectué grâce aux vitesses de surface des modèles. En effet, la vitesse de surface moyenne (V_{rms}) des modèles est d'environ 1,2 cm/an ce qui est approximativement 3 fois moins rapide que sur Terre. En effet, la vitesse moyenne de la surface terrestre a été estimée à 4 cm/an sur les 200 derniers Ma (Zahirovic et al., 2015). Le nombre de Rayleigh utilisé dans les modèles $Ra = 10^6$, est 5 fois plus faible car la vitesse est proportionnelle à $Ra^{2/3}$. Donc pour mettre à l'échelle de la Terre, les vitesses terrestres sont les vitesses des modèles multipliées par trois. De la même manière, le temps terrestre correspond au temps de calcul dans les modèles multiplié par trois (Coltice et al., 2017).

Le chauffage interne. Le chauffage interne est le produit de la radioactivité dans le manteau. Lorsqu'il est élevé, le profil de température dans le manteau devient sub-adiabatique (Bunge et al., 2001). La valeur non-dimensionnée choisie pour la production de chaleur interne est de 20 ce qui donne un flux basal de 15 % qui est légèrement inférieur aux estimations du flux de chaleur de la limite noyau-manteau (Lay et al., 2008; Labrosse, 2002).

La viscosité. Le profil de viscosité dans les modèles dépend uniquement de la température, de la profondeur et de la composition (quand il y a des continents). La viscosité dépend aussi des contraintes puisqu'une contrainte seuil impose une diminution drastique de la viscosité (Figure 2.13).

Autres paramètres. Le but de ces expériences numériques est d'obtenir les conditions nécessaires pour avoir un régime convectif à grande longueur d'onde (Zhong & Rudolph, 2015) avec un chauffage majoritairement dans la masse, un chauffage basal de 15 % et une configuration de surface avec un agencement de plaques comparable à la Terre (Bird, 2002; Morra et al., 2013) mais sans y imposer de vitesses. Il faudra donc des paramètres rhéologiques avec un contraste de viscosité entre la surface et la base de plusieurs ordres de grandeur, un champ toroïdal important (Lithgow-Bertelloni et al., 1993) et des zones de faible viscosité permettant des déformations intenses dans une lithosphère de 150 km. Les valeurs imposées sont celles de Bello et al. (2014) : le nombre de Rayleigh est 10^6 , La viscosité à la base du manteau est de 10^{23} Pa.s., l'épaisseur du manteau est de 2900 km, la masse volumique moyenne du manteau est de 3300 kg/m^3 (Dziewoński & Anderson, 1981), l'écart de température entre la surface et la base du manteau est de 4220 K (McKenzie & Bickle, 1988; Herzberg et al., 2007), le coefficient de diffusivité thermique est de $1 \times 10^{-6} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$ et le coefficient d'expansivité thermique est de $3 \times 10^{-5} \text{ K}^{-1}$ (Tackley, 2000a).

2.3.2.3 Les rhéologies utilisées dans les modèles

Les propriétés rhéologiques utilisées dans les modèles sont déduites des mécanismes de déformation des cristaux mantelliques dépendant de la température et la pression

(Karato, 2013; Kohlstedt, 2015). Différentes rhéologies complexes et non linéaires (Turcotte & Oxburgh, 1972; Davies & Richards, 1992; Bercovici et al., 2015a Figure 2.9) vont jouer sur la continuité latérale, la position et la forme des plaques plongeantes grâce à de larges variations de viscosité (Bello et al., 2015). La viscosité est la seule variable dans les modèles. Elle augmente d'un facteur 30 entre 750 et 850 km de profondeur. La viscosité dépend de la température et de la profondeur suivante. Il s'agit d'une loi empirique développée pour contrôler le contraste de viscosité que l'on impose dans le système. C'est à dire qu'elle permet de générer autant d'ordres de grandeurs de contraste voulu avec une viscosité égale à 1 là où la température vaut 1 (évolution exponentielle entre la température de 0 et 1) :

$$\eta(T, z) = \eta_z(z) \exp \left(0.064 + \frac{30}{T + 1} \right) \quad (2.7)$$

où z est la profondeur, l'énergie d'activation non dimensionnée est de 30, la différence de température non-dimensionnée est de 0 en surface et de 1 à la base du manteau. Le contraste de viscosité est de 6 ordres de grandeur et n'est jamais supérieur à 10^{26} Pa.s, la viscosité de référence étant 10^{22} Pa.s. L'énergie d'activation E_a (et le volume d'activation) définit les variations de viscosité dans le manteau et affecte la convection. Quand le contraste de viscosité est faible, la surface est très mobile. Avec une viscosité élevée, la convection se fait seulement dans la partie inférieure alors que la surface est stagnante. Un régime intermédiaire aux deux autres est possible (Christensen, 1984; Solomatov, 1995).

Le problème majeur de la rhéologie mantellique décrite plus haut est qu'elle diffère de la rhéologie de la lithosphère (Gordon, 1967). Si la viscosité varie uniquement avec la température (éventuellement avec un saut de viscosité à 660 km), cela ne permet pas d'obtenir une localisation des limites de plaques en surface (Bunge et al., 1997). Les modèles de convection ont alors un couvercle stagnant en surface c'est-à-dire une couche limite froide décorrélée des mouvements mantelliques (Nataf & Richter, 1982; Moresi

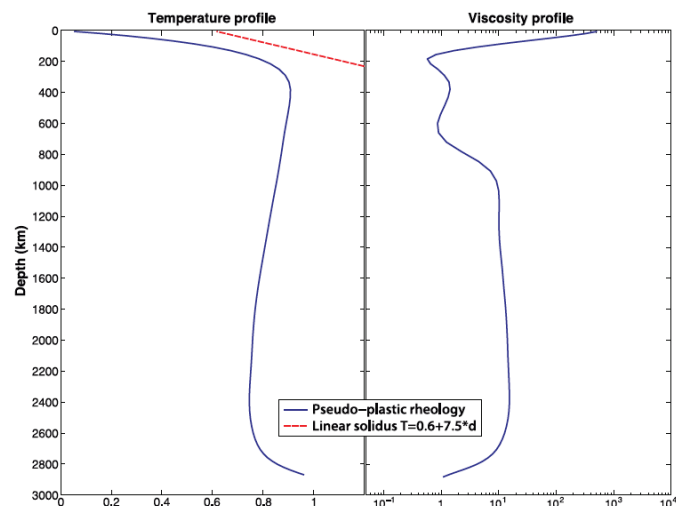


FIGURE 2.13 – Profils moyens de température et de viscosité non-dimensionnés pour le pas de temps en état statistiquement stationnaire d’une solution numérique de convection avec une surface convective libre. Le contraste de viscosité est de 10^6 avec la température. Le saut de viscosité observé à 410 km n’est pas imposé. Il est dû à l’accumulation de plaques plongeantes. (Bello et al., 2015).

& Solomatov, 1995). Comme nous ne voulions pas perdre le couplage entre les mouvements de surface et ceux du manteau, nous avons choisi de ne pas imposer des vitesses en surface. Différentes lois (Figure 2.9) permettent de modéliser le comportement rhéologique non newtonien de la lithosphère (Bercovici et al., 2000; Bercovici, 2003; Tackley, 2000a; Lowman, 2011; Bercovici et al., 2015a) en fonction de la profondeur (Kohlstedt et al., 1995). C’est ce comportement qu’il est nécessaire de modéliser afin d’obtenir des taux de déformation en surface dans des bandes étroites. Donc on ajoute un seuil de contraintes (Moresi & Solomatov, 1998) dans les modèles, au-dessus duquel un matériau visqueux newtonien devient très visqueux (Trompert & Hansen, 1998b; Tackley, 2000a). C’est ce que l’on appelle une rhéologie pseudo-plastique (Figure 2.9) : lorsque la contrainte seuil de plasticité (ou yield stress en anglais) est atteinte, cela permet de réduire la viscosité dans des zones étroites en surface qui devrait être en couvercle stagnant. Cela permet d’obtenir des limites de plaques et des longueurs d’onde de convection variant avec ce paramètre seuil (van Heck & Tackley, 2008; Tackley, 2000b). Donc si la valeur est trop basse, la surface des modèles sera complètement déformable et en revanche si elle est trop haute, les modèles auront une surface stagnante.

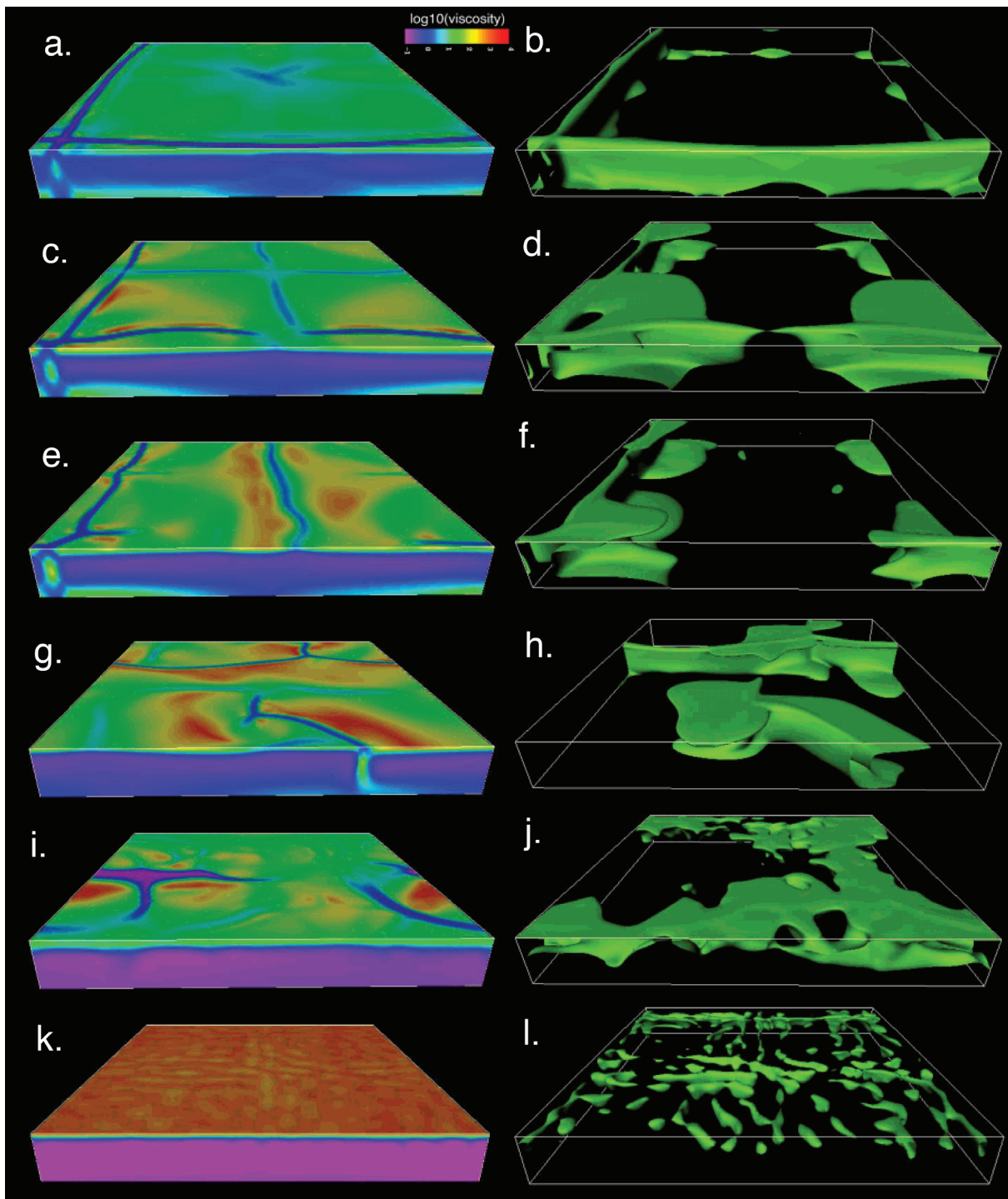


FIGURE 2.14 – Champs de viscosité (colonne de gauche) et isosurfaces de température (colonne de droite) pour des contraintes seuils a. et b. de $2,8 \times 10^3$, c. et d. de $5,7 \times 10^3$, e. et f. de $7,1 \times 10^3$, g. et h. de $8,5 \times 10^3$, i. et j. de $1,4 \times 10^4$, k. et l. de $2,8 \times 10^4$. L'échelle de couleur montre le logarithme en base 10 de la viscosité qui varie entre 0,1 et 10 000. Le saut de viscosité est à une profondeur non-dimensionnée de 0,97 (Tackley, 2000a).

La rhéologie dans les modèles est donc complétée par une loi basée sur le seuil de plasticité (de résistance) de la lithosphère qui dépend de la profondeur (Tackley, 2000a) :

$$\eta_Y = \frac{\sigma_Y + z\sigma_Y \dot{\text{cassant}}}{2\dot{\varepsilon}} \quad (2.8)$$

où ε est le second invariant du taux de déformation, σ_Y est une valeur seuil de contraintes constante (Yield stress) qui donne un comportement de plaques en surface entre 100 et 300 MPa (van Heck & Tackley, 2008) et $\sigma_Y \dot{\text{cassant}}$ est la contrainte seuil cassant (le gradient vertical du seuil de plasticité dans la partie supérieure de la lithosphère (pour la lithosphère océanique, $\sigma_Y \dot{\text{cassant}} = 0.83 \text{ MPa.km}^{-1}$ et 10 fois plus pour la continentale). Il est important de noter que les valeurs attribuées à la contrainte seuil sont arbitraires (Stein et al., 2004; Tackley, 2000b) et ne correspondent pas à des valeurs expérimentales (Demouchy et al., 2013) ou de terrain beaucoup plus petites (Zhong & Watts, 2013). Donc quand une contrainte locale atteint la valeur de la contrainte seuil, la viscosité évolue progressivement d'une viscosité dépendant de la profondeur à une viscosité plastique de seuil dans les régions où les contraintes sont très fortes (Figure 1.10). Les limites de plaques sont générées dans les modèles grâce à cette contrainte et la viscosité faible dans l'asthénosphère améliore leur formation (Tackley, 2000b; Zhong & Gurnis, 1996; Zhong et al., 1998).

2.3.3 Les résultats des calculs de convection

Le code permet donc de résoudre les équations expliquées précédemment avec une résolution de 45 à 30 km. Il suffit de partir de conditions initiales *ad hoc* et de laisser le système évoluer. Tout d'abord avec une résolution basse (qui permet un gain de temps non négligeable) jusqu'à l'obtention d'un état statistiquement stationnaire dans lequel les conditions initiales n'ont plus d'impact et où le flux de chaleur et la température évoluent autour d'une valeur moyenne fixe au cours du temps. On poursuit alors le

calcul numérique à partir du stade précédent avec une résolution plus importante et les modèles évoluent alors sans influence des conditions initiales.

La convection mantellique. La convection est visible par les courants descendants au niveau des plaques plongeantes et des remontées au niveau des points chauds (Figure 2.15 .a,b,c,d). Le champ de température montre des longueurs d'onde dominantes de 1 à 4 (Figure 2.15.f,g,h,i) similaires aux modèles tomographiques (Becker & Boschi, 2002; French & Romanowicz, 2015 , Figure 2.15.e,j). Les longueurs d'onde dominantes dans des modèles sans continents sont de degré 2. De la convection à petite échelle peut aussi être visible dans certains modèles (Coltice et al., 2017 ; Figure 2.15.d ; Figure 2.16). Cela va dépendre des paramètres rhéologiques employés. En effet, en fonction de ce que l'on veut observer, les contraintes seuils imposées pour les continents peuvent légèrement varier comme pour les modèles des Figures 2.15.d et 2.16.

Les panaches mantelliennes. Le nombre de panaches mantelliennes dans les modèles varie entre 10 et 20 et dépend des paramètres imposés dans les modèles (Figure 2.16, Figure 2.17). Ils ont une durée de vie entre 10 Ma à 0 Ma (Partie 2.1.3.3). Ils interagissent avec la surface, notamment avec les dorsales. Lorsqu'ils arrivent au niveau de la lithosphère, ils peuvent créer des déstabilisations plus ou moins annulaire descendantes (Figure 2.18) comme observé dans des précédents modèles (Burov & Cloetingh, 2010; Davaille et al., 2017). Leur vitesse est 10 fois plus élevée que celle des flux mantelliennes et jusqu'à 35 fois supérieure aux vitesses en surface (Coltice et al., 2017).

La surface des modèles. Les calculs de convection produisent en surface une tectonique auto-générée avec des dorsales, des zones de subduction, des failles transformantes et des limites diffuses (Figure 2.16). Les dorsales ont des taux de divergence comparables à la Terre de même que les zones de subduction (Figure 2.19). Pour des modèles réalistes, la longueur des dorsales est de 79 000 km et 2600 km de failles transformantes en moyenne sur 400 millions d'années. En comparaison, actuellement, la longueur totale de dorsales estimée sur Terre est de 67 000 km et 5131 km pour les régions transformantes (Bird, 2003) (Figure 2.20.a). Les dorsales sont de deux sortes, soit elles sont longues et délimitent de larges plaques océaniques, soit elles sont petites et

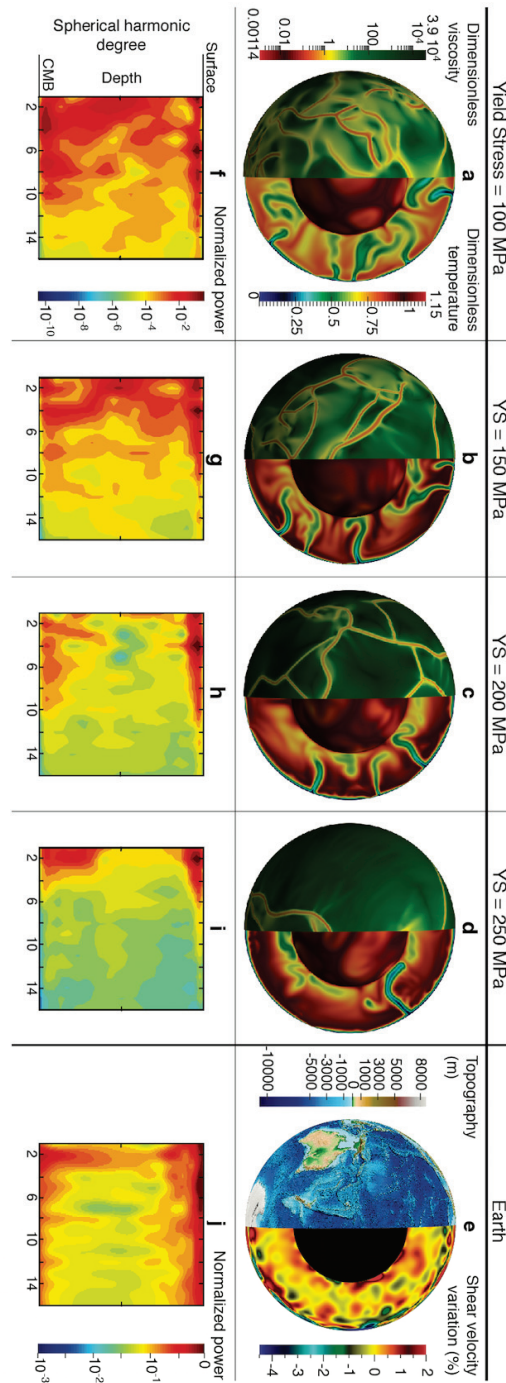


FIGURE 2.15 – Calculs de convections associés aux cartes d’hétérogénéités spectrale (CHS) du champ de température (normalisées par la valeur la plus haute) et la Terre associée à un champ de vitesse sismique. a, Pour une contrainte seuil (YS) de 100 MPa. f, CHS correspondante est dominée par le degré 6 en surface. b, YS de 150 MPa. g, CHS dominée par le degré 4 en surface. c, pour YS de 200 MPa. h, CHS dominée par le degré 4 en surface. d, pour YS de 250 MPa la surface est peu déformée. i, CHS bleue et dominée par le degré 2. e, modèle de relief global ETOPO1 (Amante and Eakins, 2009) de la Terre et coupe transversale du modèle tomographique à ondes S SEMUCB-WM1 (French & Romanowicz, 2015). j, CHS du modèle tomographique est dominée par les degrés 4 – 5 à la surface.

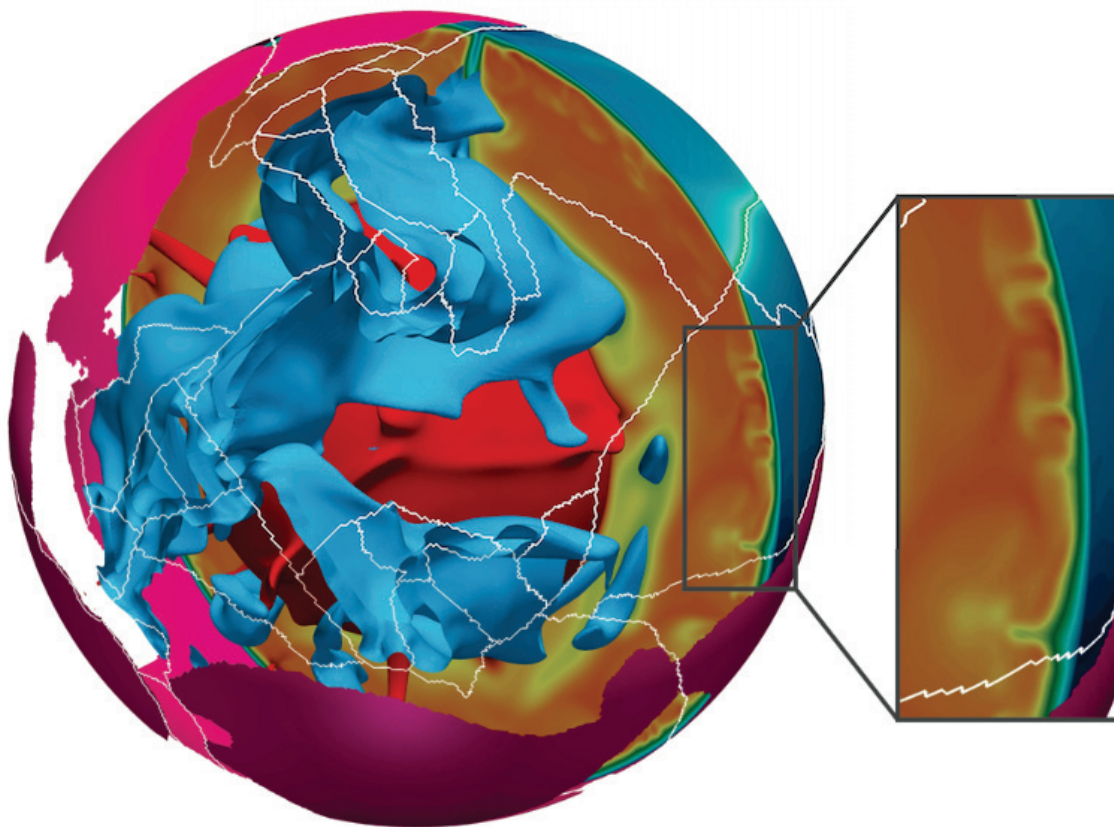


FIGURE 2.16 – Instantané d'un calcul de convection 3D montrant le champ de température. Les températures basses sont en bleu et l'isotherme 0,7 délimite les zones de subduction. Les températures hautes sont en rouge et permettent d'identifier les dorsales et les points chauds. L'isotherme 0,9 délimite les panaches mantelliques. Les plaques sont délimitées en surface par les lignes blanches. Les continents sont en rose. Le zoom permet de visualiser les instabilités thermiques de la convection secondaire.



FIGURE 2.17 – Instantané du champ de température d'un modèle de convection. La croûte océanique est en gris-clair, les continents sont en gris-foncé. Les points chauds sont matérialisés par le contour de l'isotherme 0,9.

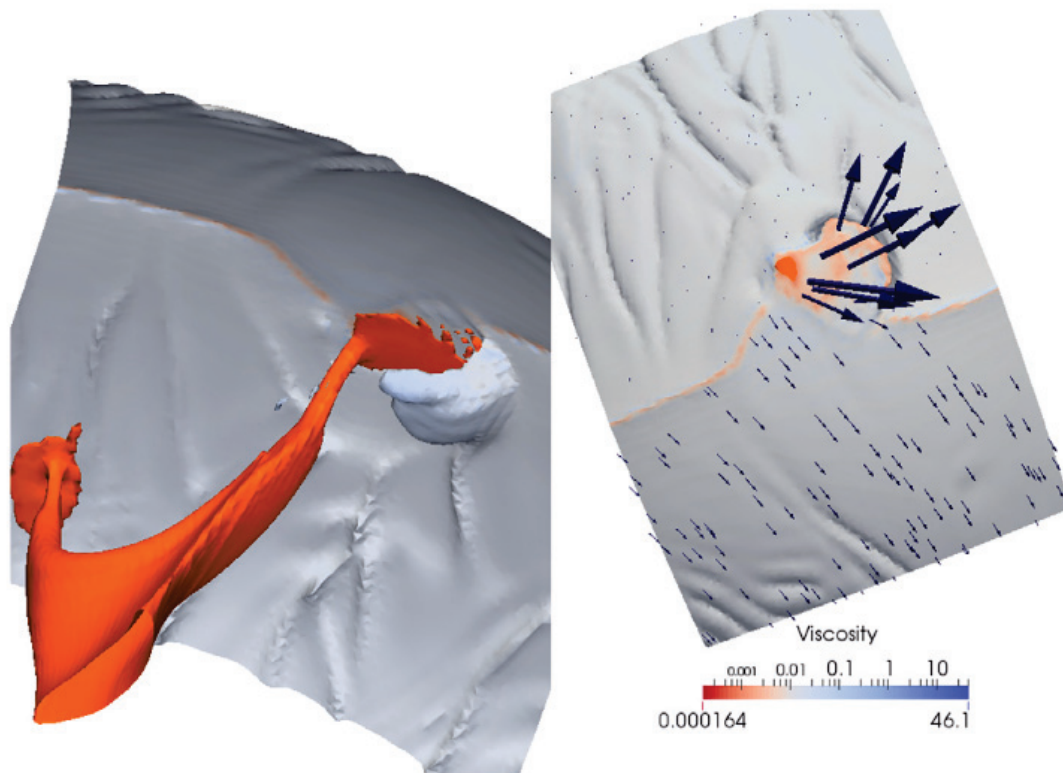


FIGURE 2.18 – Deux vues d’un panache mantellique. Les contours des isothermes 0,7 et 0,9 sont représentés en bleu et rouge respectivement. Sur le côté gauche, la vue de l’intérieur du manteau montre le départ d’une subduction. Sur la droite, une vue de la viscosité et de la cinématique de surface offre une description complémentaire de l’instantané (Coltice et al., 2017).

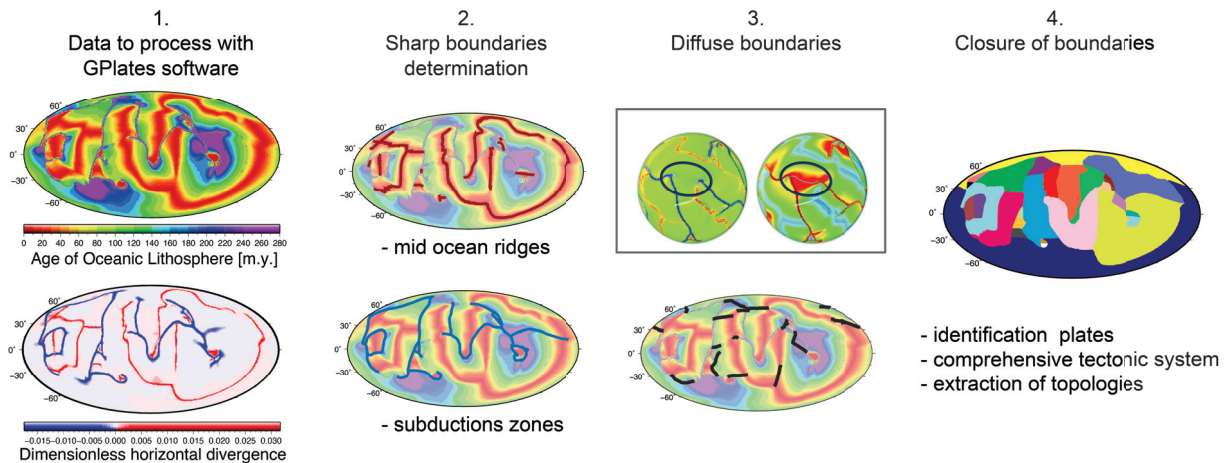


FIGURE 2.19 – 4 étapes de la détermination des plaques tectoniques à la main en surface des modèles de convection.

sont situées dans les bassins arrière-arc associés à des subductions (Figure 2.19; Figure 2.21). Ces dorsales sont combinées à des zones de cisaillement toujours associées à un mouvement divergent (Figure 2.21). Des limites diffuses existent aussi et sont visibles par des changements de vitesses sans déformation localisée associée (Partie 3.2; Figure 2.21).

L'agencement en surface des plaques sur Terre est caractéristique avec une répartition statistique donnant deux distributions en taille : 7 grandes plaques et des petites plaques. Cet agencement est aussi retrouvé sur nos modèles (Figure 2.20.b). De même, les vitesses de plaques sont comparables aux vitesses terrestres et sont comprises entre $0,1$ et $0,9^\circ/\text{Ma}$.

Les zones de subductions. Les zones de subduction correspondent à des anomalies froides de 200 km d'épaisseur environ. Le plongement des plaques dans le manteau terrestre est quasiment toujours vertical (Figure 2.22) avec un angle de plongement et une géométrie comparable (même sans élasticité) à ceux retrouvés dans les modèles analogiques et sismiques (Figure 2.5; Figure 1.16; Figure 2.22; Figure 2.23; Bello et al., 2015). En profondeur, les plaques plongeantes se plient et s'agglutinent dans le manteau inférieur plus visqueux et ont des durées de vie qui peuvent atteindre 250 Ma . La subduction est toujours à double vergence (c'est-à-dire que les deux cotés de la lithosphère océanique plongent dans le manteau terrestre; Figure 2.22) même si des asymétries sont visibles avec des modèles dans lesquels la lithosphère océanique est

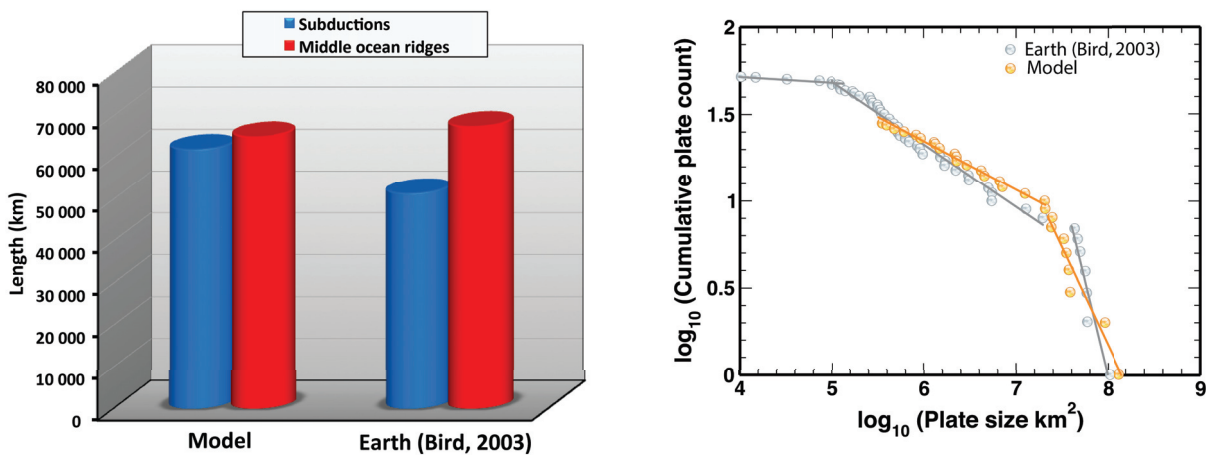


FIGURE 2.20 – Résultats de deux diagnostics effectués sur un instantané d'un modèle de convection. A gauche, la comparaison des longueurs des zones de subduction et de dorsales avec les longueurs terrestres issues de Bird (2003). A droite, comparaison de la répartition statistique du cumul des plaques tectoniques en fonction de leur taille.

fragile (Figure 2.23).

La longueur totale de subduction, plus précisément des zones en convergence, varie pour des modèles similaires à la Terre. Ces zones ont une longueur totale de 99 941 km sur Terre (Bird, 2003) et comprise entre 75 612 km et 56 732 km dans les modèles. Ces valeurs sont du même ordre de grandeur que les valeurs terrestres et de nombreuses zones diffuses convergentes ne sont pas prises en compte. La longueur totale des fosses est dépendante de la convection donc du changement de la contrainte seuil (Figure 2.15).

Les continents peuvent être implémentés ou non dans les modèles. Ceux-ci permettent une meilleure localisation des limites de plaques (Rolf & Tackley, 2011 ; Figure 2.16).

2.3.4 Les diagnostics

Plusieurs diagnostics peuvent servir à déterminer le degré de similitude entre les modèles et la dynamique terrestre (Tackley, 2000a). Tout d'abord, le rapport entre les composantes du champ de vitesses toroïdales et poloidales à la surface terrestre varie entre 0,25 et 0,5 pour les 120 derniers Ma (Lithgow-Bertelloni et al., 1993 ; Figure 2.24). Elles

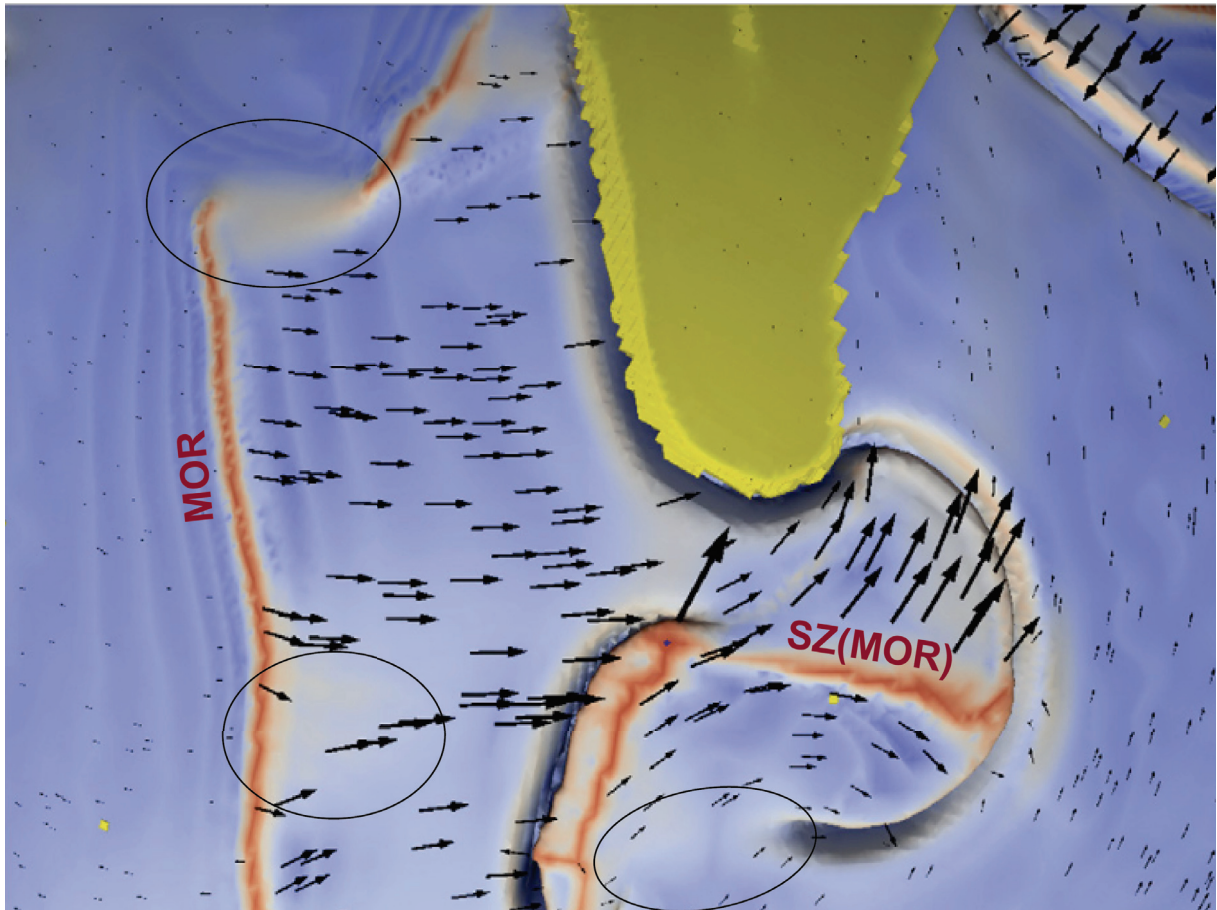


FIGURE 2.21 – Zoom sur la surface le contour de l'isotherme 0,4 d'un modèle de convection coloré en fonction de la viscosité sans dimension. Le continent est en jaune. Les zones rouges à faible viscosité sont les dorsales et les fosses, qui montrent le plongement des zones de subduction. Les flèches noires montrent les vitesses en surface. Les zones diffuses sont mises en évidence par des cercles noirs. Sur le côté nord-ouest, une zone diffuse accommode un mouvement transformant alors que les deux autres accommodent un léger mouvement compressif. MOR indique la position d'une dorsale et SZ(MOR) indique la présence d'une dorsale due à la courbure de la fosse de la zone de subduction. Modifié d'après Coltice et al. (2017).

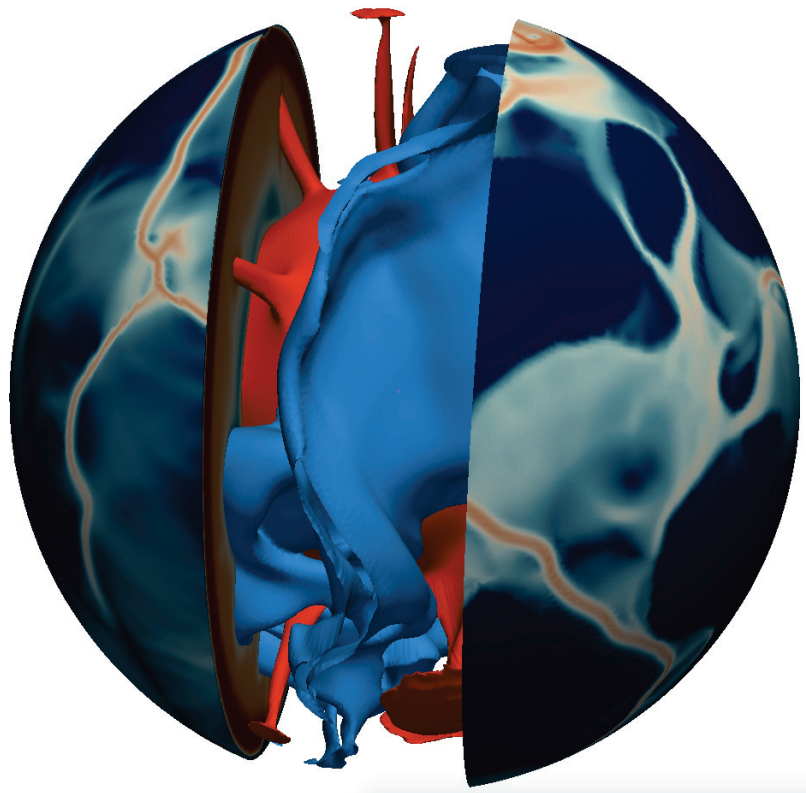


FIGURE 2.22 – Instantané du champ de viscosité d'un modèle de convection avec les contours des isothermes 0,7 et 0,9 au centre correspondant respectivement aux zones de subduction et aux panaches mantelliques. Les deux bords de la zone de subduction centrale correspondent aux deux plaques adjacentes. Les zones de hautes viscosités en rouge permettent de visualiser les limites des plaques tectoniques. Ce modèle est visible en 3D : <https://data.kitware.fr/ENS-Nature-2016/Cover.html>

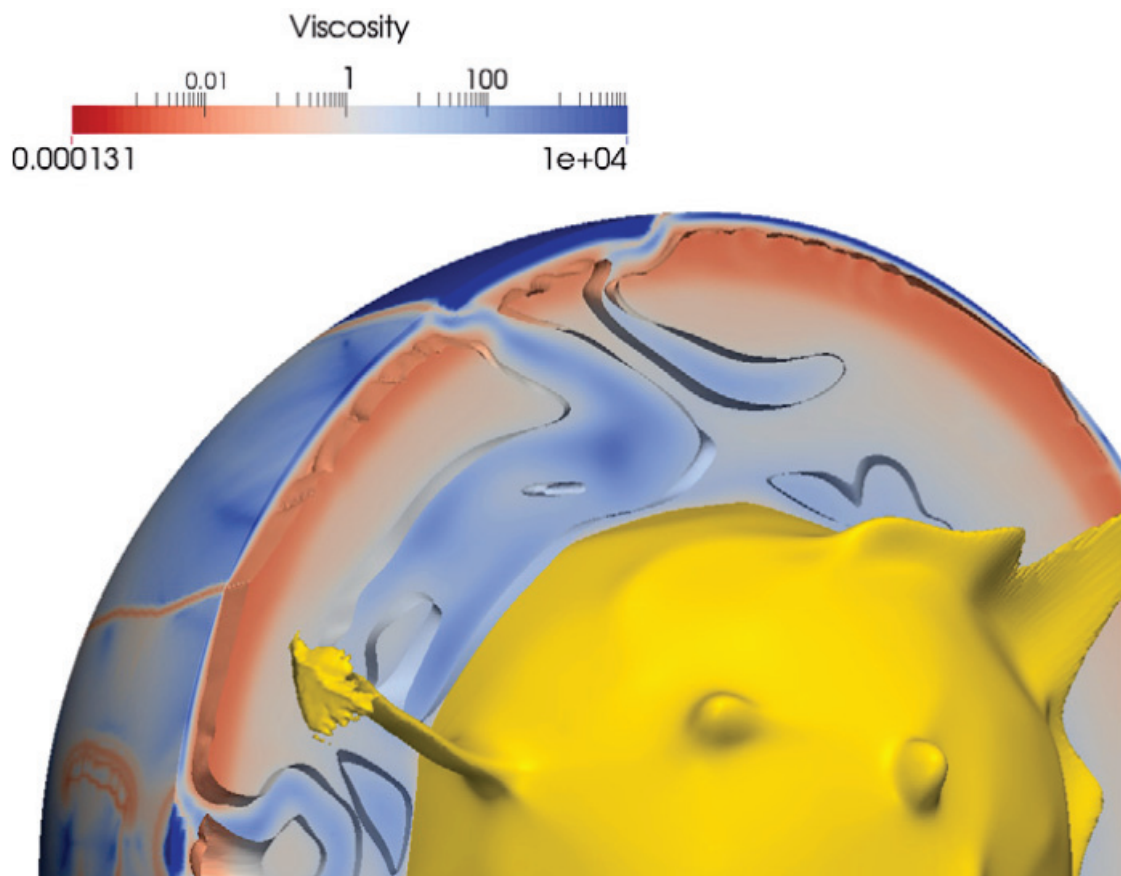


FIGURE 2.23 – Section transversale du champ de viscosité d'un modèle de convection. La viscosité sans dimension met en évidence deux subductions plates et des zones de fortes contraintes dans la couche limite supérieure. Le contour de l'isotherme 0,7 met les panaches mantelliques en évidence. La zone bleue foncée entre les deux zones de subduction met le continent visqueux en évidence (Coltice et al., 2017).

peuvent être comparées aux rapports dans les modèles (Zhong et al., 1998). Ceux décrits plus haut ont des rapports équivalents (Tackley, 2000b; Richards et al., 2001; Stein et al., 2004).

Les zones de subduction. Les formes, les angles et la viscosité des zones de subduction peuvent aussi être utilisés en terme de diagnostic (Williams et al., 2015) car ils ne sont pas imposés dans nos modèles. Par exemple, les subductions planes se développent seulement dans les modèles avec une rhéologie pseudo-plastique (Bello et al., 2015; Figure 2.23) et représentent 10 % des zones de subduction terrestres (Gutscher et al., 2000). Ce pourcentage et la variabilité des géométries de plaques plongeantes sur Terre peuvent aussi être comparés aux modèles numériques. Par exemple, les plaques stagnantes au-dessus ou en-dessous de la zone de transition matérialisée par un saut de viscosité (Fukao et al., 2001; Li & Van Der Hilst, 2010; Fukao & Obayashi, 2013) n'ont pas été observées dans les modèles. Cette lacune permet d'améliorer la rhéologie des modèles par exemple par une augmentation du saut de viscosité (Yanagisawa et al., 2010).

La 'plateness'. Ce terme désigne le degré de localisation de la déformation de la surface d'un modèle numérique (Tackley, 2000a). Le calcul de la 'plateness' (Weinstein & Olson, 1992) permet donc de quantifier la capacité d'un modèle à générer des plaques tectoniques. Ce calcul est basé sur le principe que la majeure partie de la déformation de la surface (vitesse de déformation) se produit dans une petite fraction seulement de la surface (Tackley, 2000a). La fraction de la surface dans laquelle se produit les 80% de la déformation plus la 'plateness' est grande et plus elle induit des blocs rigides séparés par des zones de déformation infiniment petites. *A contrario*, si la 'plateness' est faible, cela signifie que la surface est entièrement déformable. Dans les modèles utilisés dans cette thèse, la plateness est seulement de 10 %. Cela signifie que 90

La mobilité. La mobilité des modèles est aussi un indicateur du degré de ressemblance des modèles de convection avec la dynamique terrestre. La mobilité est un rapport entre la vitesse de surface moyenne et la vitesse globale. Une mobilité élevée est attendue dans des modèles comparables à la Terre. Par exemple, elle est très faible dans le

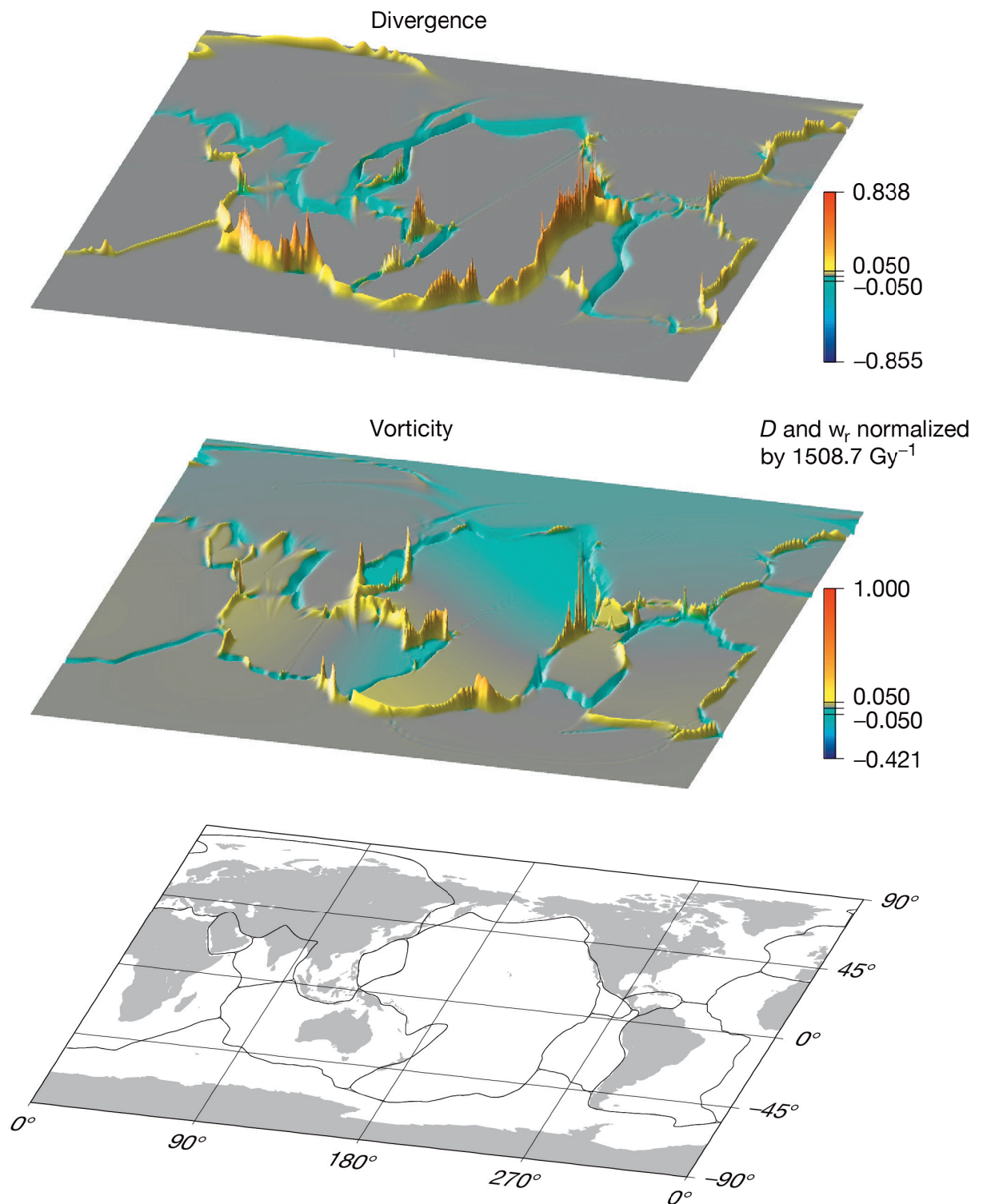


FIGURE 2.24 – Répartition des champs toroïdaux et poloidaux sur la surface terrestre. Les valeurs de ces champs sont estimées directement à partir d'un modèle défini par Dumoulin et al. [1998] utilisant des marges de plaques de largeur finie basées sur des distributions de sismicité. Les plaques et les continents (en gris) sont visibles en bas. D est la divergence et w_r la vorticité (Bercovici et al., 2000).

cas d'un couvercle stagnant et est de 1.2 à 1.4 dans les modèles que nous avons utilisés dans cette thèse.

Malgré ces diagnostics, aucune technique ne permet de quantifier qualitativement la qualité de la répartition tectonique de surface. Bien que les vitesses moyennes puissent être extraites des modèles et comparées aux reconstructions (Zahirovic et al., 2015), l'agencement géométrique des plaques en surface n'est jamais évalué. Nous proposons donc un nouveau diagnostic basé sur la répartition des plaques en surface en fonction de leur taille (Figure 2.20).

2.3.5 Les limites des modèles de convection

La plupart des limites que nous allons évoquer plus bas concernent des problèmes de puissance de calcul, de résolution et de rhéologie puisqu'une loi simple est utilisée en raison des nombreuses inconnues sur la physique du manteau terrestre. Les plus gros problèmes sont donc conceptuels. En effet, la rhéologie de la lithosphère n'est pas réaliste car elle est trop simple, que ce soit pour la lithosphère océanique ou pour les continents (Rolf & Tackley, 2011). Elle ne prend pas en compte les déformations physiques d'échelle microscopique. Par exemple, l'impact de l'effet de l'hydratation et la déshydratation de la croûte dans les zones de déformation est négligé (Bercovici, 1998). L'autre problème majeur est la limite imposée par la puissance de calcul nécessaire pour résoudre les équations de convection. A l'heure actuelle, le nombre de Rayleigh imposé dans les modèles est de 10^6 . Cela implique une vigueur de convection plus faible dans les modèles que celle calculée pour la Terre (Coltice et al., 2017) donc la vigueur de convection, or son augmentation permettrait une vigueur de convection plus intense, des limites de plaques et des panaches plus étroits (Schubert et al., 2001). Il faudrait aussi intégrer de la fusion partielle (Lourenço et al., 2016), de l'anisotropie, des variations de viscosité avec la concentration de fluides dans les roches, la taille et croissance des grains et l'histoire de la déformation (Bercovici & Ricard, 2013, 2014; Bercovici et al., 2015b) dans les modèles afin d'observer des agrégations et désagrégations continentales ressemblant à celles terrestres. Ajouter des transitions de phase

permettrait aussi la mise en place de géométries hétérogènes de plaques plongeantes. Les modèles de convection utilisés dans cette étude ne possèdent pas non plus pas de surface libre c'est-à-dire de couche d'air en surface ou une vraie surface libre. Une surface libre permettrait la mise en place de reliefs (Cramer et al., 2012). La topographie terrestre est affectée par les forces tectoniques déformant la lithosphère et par les courants de densité de la convection. Une topographie dynamique peut néanmoins être calculée grâce aux contraintes verticales induites par les courants mantelliques sur la couche de surface de la grille (Hager, 1984; Forte, 2007; Conrad & Husson, 2009). Une surface libre permettrait aussi une subduction d'un seul côté de la lithosphère (Gerya et al., 2008). Les limites des plaques tectoniques ne sont donc pas les mêmes sur les modèles où elles sont globalement plus diffuses que sur Terre. Enfin, travailler en système dimensionné avec un nombre de Rayleigh terrestre permettrait de rendre les modèles plus accessibles aux tectoniciens et d'utiliser des contraintes seuil estimées (Kohlstedt et al., 1995) plutôt que des valeurs arbitraires dont le redimensionnement a une signification très limitée. Malheureusement, le changement d'échelle induit par le nombre de Rayleigh a priori trop faible des modèles ne permet pas à ce jour de telles comparaisons. Des modèles avec un nombre de Rayleigh supérieur (107) ont toutefois des valeurs de yield stress de 10 MPa de même ordre de grandeur que le relâchement des contraintes associé à un séisme classique sur Terre (entre 1 et 10 MPa). En effet, les déformations tectoniques terrestres induisent des contraintes seuils très variées en fonction des contextes tectoniques (puisque chaque contexte induit des contraintes différentes). D'ailleurs ces déformations laissent une empreinte sur les roches déformées qui n'est pas prise en compte dans les modèles puisqu'ils ne possèdent pas de mémoire rhéologique. En effet, toute déformation peut enregistrer l'historique de leur(s) endommagement(s) qui devrait être pris en compte (Tackley, 2000c; Tommasi & Vauchez, 2001; Ogawa, 2008) car elle peut faciliter la mise en place d'une nouvelle limite de plaque. Cela va de paire avec l'évolution de la taille des grains car l'endommagement entraîne une réduction de leur taille qui est reconnue comme majeure dans la réduction locale de la viscosité (Karato et al., 1980) alors que la croissance des grains réduit les zones de déformations (Ricard et al., 2001; Bercovici & Ricard, 2012; Ricard &

Bercovici, 2003, 2009; Rozel et al., 2011). Le code StagYY comprend déjà différentes options comme la fusion partielle, les changements de phase des minéraux, les variations de composition,... évoquées plus haut mais que nous n'avons pas utilisés en raison du coût computationnel de ces paramètres. Tous ces diagnostics et limites vont nous aider à appréhender les résultats des calculs de convection que nous avons utilisé dans cette étude et à garder la lucidité nécessaire pour les comparer à la dynamique terrestre.

CHAPITRE 3

L'agencement des plaques tectoniques à la surface des modèles de convection

3.1 Analyse de la tectonique de surface des modèles

Le lien entre les flux mantelliques et la tectonique de surface est toujours débattu. Il est donc intéressant de se demander avant toute chose, s'il est possible de comparer les résultats des modèles numériques de convection à la Terre. La notion de comparaison est primordiale puisque les solutions apportées par les calculs de convection ne donnent pas des 'Terres jumelles' mais des planètes fictives. Afin de déterminer leur degré de similitude et savoir si une comparaison est possible, il faut étudier la surface des modèles, le champ de viscosité, de divergence, de température,... afin de déterminer des limites de plaques et construire une tectonique à la surface des modèles (Partie 2.3.2.3; Figure 2.19). Le premier diagnostic possible est de comparer le nombre de plaques tectoniques des modèles avec la Terre. Cependant, le nombre de plaques terrestres varie en fonction de la précision et du nombre de données prises en compte. Bird (2003) en

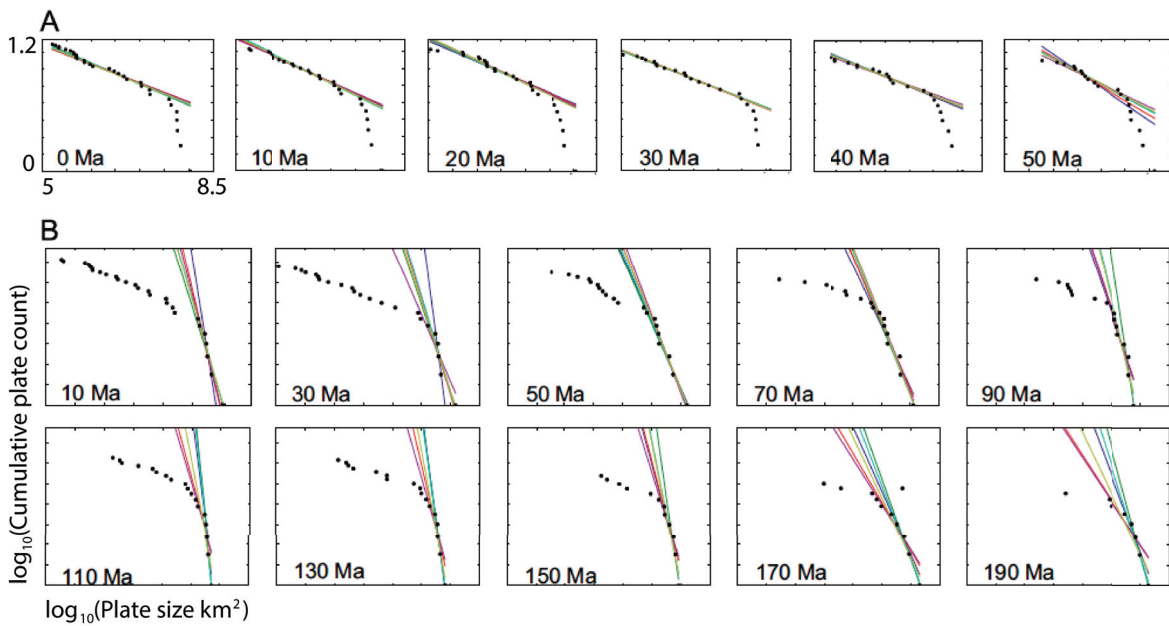


FIGURE 3.1 – Courbes du logarithme du nombre cumulé de plaques par rapport au logarithme de la taille des plaques terrestres pour les 190 derniers millions d’années. Le cumul du nombre de plaque représente le nombre de plaques tectoniques excédant une certaine aire. (A) Ajustement pour les petites plaques sur les 50 derniers millions d’années. (B) même chose pour les grandes plaques sur les 200 derniers millions d’années. Les ajustements de plaques sont très hétérogènes sur les 60 derniers millions d’années et deviennent homogènes ensuite. Les droites de différentes couleurs représentent les pentes qui prennent en compte les valeurs de 4 à 7 plaques. (Morra et al., 2013)

identifie 52 à l’actuel alors que Seton et al. (2012) en prennent 43 en compte de leurs reconstructions et ce nombre diminue en fonction du temps reconstruit. Il en va de même pour les longueurs de limites de plaques dont le nombre varie au cours du temps (Figure 2.20). Nous utilisons donc l’agencement caractéristique des plaques en surface (Bird, 2003; Morra et al., 2013; Figure 2.20) pour comparer quantitativement le degré de ressemblance entre les modèles et la Terre. Cet agencement caractéristique est visible grâce à une répartition statistique de sept grandes plaques et de plusieurs petites sur Terre (Figure 3.1). Cet agencement ne semble cependant pas constant dans le temps (Figure 3.1).

Nous avons donc voulu identifier les forces qui gouvernent cet agencement en petites et grandes plaques. Tout d’abord pour comprendre si son évolution au cours du temps est due au manque de données ou à un changement de dynamique. En connaissant les forces qui induisent la mise en place des plaques tectoniques, il sera aussi

possible de déterminer des échelles de temps de réorganisations. Afin de mener cette étude à bien, nous allons partir de l'hypothèse que la physique derrière les modèles de convection peut suffire à expliquer l'origine de la répartition des tailles de plaques sur Terre. Nous pouvons donc utiliser les modèles de convection avec des plaques auto-organisées sur des champs continus (Bercovici & Wessel, 1994; Partie 2.3) en variant le seuil de plasticité qui agit directement sur la longueur d'onde de la convection et les tailles de plaques (Tackley, 2000a). En effet, plus la contrainte seuil est élevée et plus la surface des modèle sera indéformable, donc contiendra plus de grandes plaques et inversement. Cela permettra de comparer des modèles de convection contenant seulement des petites ou grandes plaques avec des modèles hétérogènes.

3.2 Subduction controls the distribution and fragmentation of Earth's tectonic plates

Article accepté le 4 avril 2016 et publié le 7 juillet 2016 :

Mallard, C., Coltice, N., Seton, M., Müller, R. D., & Tackley, P. J., 2016. Subduction controls the distribution and fragmentation of earth's tectonic plates, *Nature*

Subduction controls the distribution and fragmentation of Earth's tectonic plates

Claire Mallard¹, Nicolas Coltice^{1,2}, Maria Seton³, R. Dietmar Müller³ & Paul J. Tackley⁴

The theory of plate tectonics describes how the surface of Earth is split into an organized jigsaw of seven large plates¹ of similar sizes and a population of smaller plates whose areas follow a fractal distribution^{2,3}. The reconstruction of global tectonics during the past 200 million years⁴ suggests that this layout is probably a long-term feature of Earth, but the forces governing it are unknown. Previous studies^{3,5,6}, primarily based on the statistical properties of plate distributions, were unable to resolve how the size of the plates is determined by the properties of the lithosphere and the underlying mantle convection. Here we demonstrate that the plate layout of Earth is produced by a dynamic feedback between mantle convection and the strength of the lithosphere. Using three-dimensional spherical models of mantle convection that self-consistently produce the plate size–frequency distribution observed for Earth, we show that subduction geometry drives the tectonic fragmentation that generates plates. The spacing between the slabs controls the layout of large plates, and the stresses caused by the bending of trenches break plates into smaller fragments. Our results explain why the fast evolution in small back-arc plates^{7,8} reflects the marked changes in plate motions during times of major reorganizations. Our study opens the way to using convection simulations with plate-like behaviour to unravel how global tectonics and mantle convection are dynamically connected.

The outer shell of Earth comprises an interlocking mosaic of 52 tectonic plates². Among these plates, two groups can be distinguished: a group of seven large plates of similar area covering up to 94% of the planet and a group of smaller plates whose areas follow a fractal distribution^{2,3}. The presence of these two statistically distinct groups was previously proposed to reflect two distinct evolutionary laws: the large size group being tied to mantle flow and the other to lithosphere dynamics³. In contrast, others studies^{5,6} have suggested that this plate layout is produced by superficial processes, because the larger plates may also fit a fractal distribution. Resolving this controversy has been limited by the exclusive use of statistical tools, which do not provide an understanding of the underlying forces and physical principles behind the organization of the plate system.

Here, we use 3D spherical models of mantle convection to uncover the geodynamical processes that drive the tessellation of tectonic plates. Our dynamic models combine pseudo-plasticity and large variations in viscosity (Fig. 1; see Methods), which generate a plate-like behaviour self-consistently^{9–11}, including fundamental features of sea-floor spreading¹². In our models, pseudo-plasticity is implemented through a yield stress that represents a plastic limit at which the viscosity drops and strain localization occurs, producing the equivalent of plate boundaries. The value of the yield stress is a measure of the stress at plate

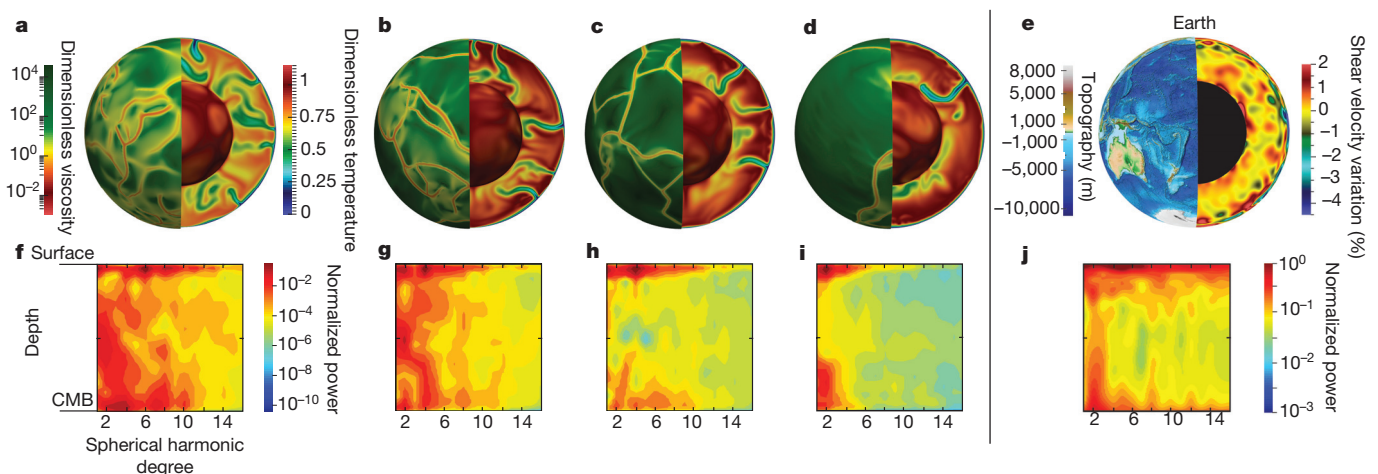


Figure 1 | Snapshots of convection calculations and of Earth with associated spectral heterogeneity maps of the temperature field and seismic velocity field. The spectral heterogeneity maps are normalized by the value of the highest power. **a**, The convection solution with a yield stress of 100 MPa contains a large number of plate boundaries. **f**, The corresponding spherical harmonic map is dominated by degree 6 in the shallow boundary layer. **b**, The convection solution with a yield stress of 150 MPa has fewer plate boundaries and a decreasing number of slabs. **g**, The corresponding spherical harmonic map is dominated by degree 4 at

the surface. **c**, The convection solution with a yield stress of 200 MPa has even fewer plate boundaries. **h**, The corresponding spherical harmonic map is dominated by degree 4 at the surface. **d**, The convection solution with a yield stress of 250 MPa has a surface that is barely deformed. **i**, The corresponding spherical harmonic map is blue and dominated by degree 2. **e**, ETOPO1²⁹ global relief model of Earth and a cross-section through S-wave tomographic model SEMUCB-WM1³⁰. **j**, The corresponding spherical harmonic map of the tomographic model is dominated by degrees 4–5 at the surface. CMB, core–mantle boundary.

¹Laboratoire de Géologie de Lyon, École Normale Supérieure, UMR 5276 CNRS, Université de Lyon 1, 69622 Villeurbanne, France. ²Institut Universitaire de France, 103 Boulevard Saint Michel, 75005 Paris, France. ³EarthByte Group, School of Geosciences, Madsen Building F09, University of Sydney, New South Wales 2006, Australia. ⁴Institute of Geophysics, Department of Earth Sciences, ETH Zürich, Sonneggstrasse 5, 8092 Zurich, Switzerland.

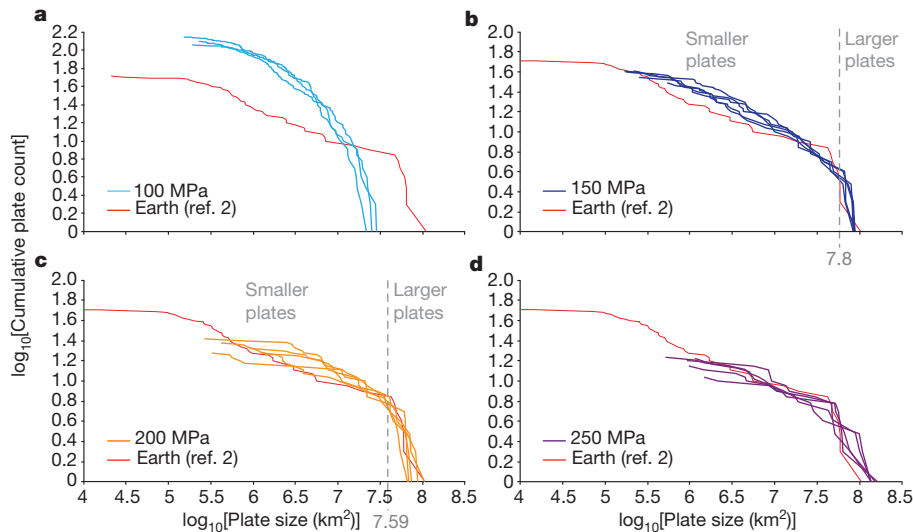


Figure 2 | Plots of the logarithm of cumulative plate count versus the logarithm of plate size for four yield stress values and Earth. The cumulative plate count represents the number of plates that exceed a given area. The graphs contain three data sets for a yield stress of 100 MPa or five data sets for other yield stress values, and the data set for Earth², in which the distinction between small plates and large plates (indicated by the vertical dashed lines) is around $10^{7.6}$ km² (39,800,000 km²). **a**, Graph for models with a yield stress of 100 MPa, showing a distribution of small and medium plates. **b**, Graph for models with a yield stress of 150 MPa,

boundaries and does not necessarily correspond to experimental values. We determine the yield stress range that allows plate-like behaviour, as in previous studies^{13–15}. For our convection parameterization, this range exists between 100 MPa, below which surface deformation is very diffuse, and 350 MPa, above which the surface consists of a stagnant lid. We analyse the plate pattern of models with yield stresses of 100 MPa (model 1), 150 MPa (model 2), 200 MPa (model 3) and 250 MPa (model 4) (see Fig. 1). Typically, 90% of the deformation is concentrated in less than 15% of the surface in our models.

Convection modelling generates continuous fields. As a consequence, we have to use plate tectonics rules to delineate the layouts of plates that self-consistently emerge in our dynamical solutions. We digitize plate boundaries on several snapshots for each yield stress value. To be sure that we study snapshots that are substantially different and not correlated, we pick snapshots separated by more than 100 Myr (ref. 16). We choose three snapshots for model 1 and five snapshots for every other model (see Methods). We manually build plate polygons using GPlates¹⁷ through a careful analysis of the surface velocity, horizontal divergence, viscosity, synthetic sea-floor age and temperature field for each snapshot (see Methods, Extended Data Figs 1 and 2). From this we extract the cumulative number versus area distribution of plates for each convection snapshot (Fig. 2).

In model 1 (Fig. 2a), there are more than a hundred plates distributed along a smooth curve. The smallest plate has a size similar to the Easter microplate and the largest one is smaller than the South American plate, which is notably smaller than Earth's larger plates. In contrast, the largest plate for model 4 is larger than the Pacific plate and small plates are absent (Fig. 2d). The snapshots of the models with intermediate yield stresses (models 2 and 3) display the same distributions of plate sizes as observed on Earth (Fig. 2b, c, Extended Data Fig. 3). For a yield stress of 150 MPa (Fig. 2b), the smallest plate is the equivalent of the South Sandwich microplate and the size of the largest is between the areas of the North American plate and the Pacific plate. For a yield stress of 200 MPa (Fig. 2d), the smallest plate is slightly larger than that for a yield stress of 150 MPa, but the largest plate is close in area to the Pacific plate.

Our models indicate that the maximum plate size increases with increasing yield stress, which itself has the effect of increasing the wavelength of convection¹⁵. For the lowest yield stress value the spherical

showing a distinction between distributions of the large and the small plates. The shift in the distribution occurs at a plate size of about $10^{7.8}$ km² (63,100,000 km²). **c**, Graph for models with a yield stress of 200 MPa, displaying fewer small plates; the groups of small and large plates are distinct and split at about $10^{7.6}$ km² (39,800,000 km²). **d**, Graph for models with a yield stress of 250 MPa, showing only medium and large plates. The division between smaller and larger plates in **b** and **c** corresponds to the cross-over of the fitted slopes of the large and smaller plates (Extended Data Fig. 3).

harmonic power spectrum of the temperature field is dominated by shorter wavelengths and by spherical harmonic degree 6 in the shallow boundary layer (Fig. 1f), which represents the existence of numerous subduction zones and the relatively short wavelengths of the flow in the mantle. For the two intermediate values of 150 MPa and 200 MPa (Fig. 1g, h) the spectra drift to longer wavelengths because degree 4 dominates in the shallow boundary layer, corresponding to a lower number of subduction zones. The maximum size of the plates is similar in both cases. When the yield stress increases to 250 MPa (Fig. 1i), degree 2 dominates in the shallow boundary layer, corresponding to the maximum size of the plates in all of the models. These results suggest that the size of the large plates follows the spacing between active downwellings.

Previous studies on the distributions of smaller plates point to a fragmentation process⁵. We therefore focus on triple junctions, which are symptoms of plate fragmentation: the splitting of a plate into two smaller ones necessarily produces two triple junctions. Both the models and Earth display considerably more triple junctions on subduction zones than on mid-ocean ridges (106.6 versus 75.6 on

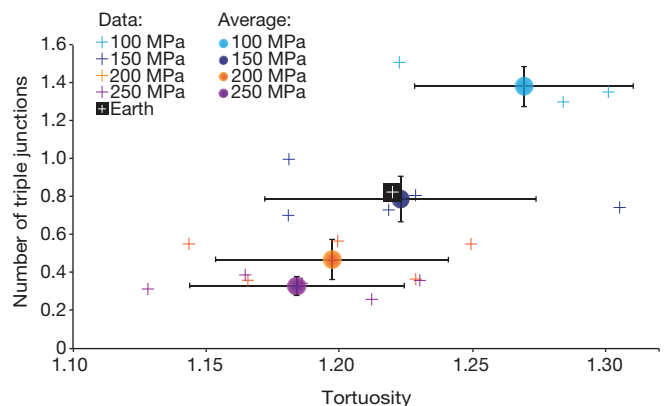


Figure 3 | Number of triple junctions per 1,000 km of subduction zones versus the average tortuosity. Data are shown for four yield stress values and Earth (see legend). The tortuosity is the ratio of the length of the subduction zone to the length of the great circle between the end points. The error bars represent the standard deviation for each data set.

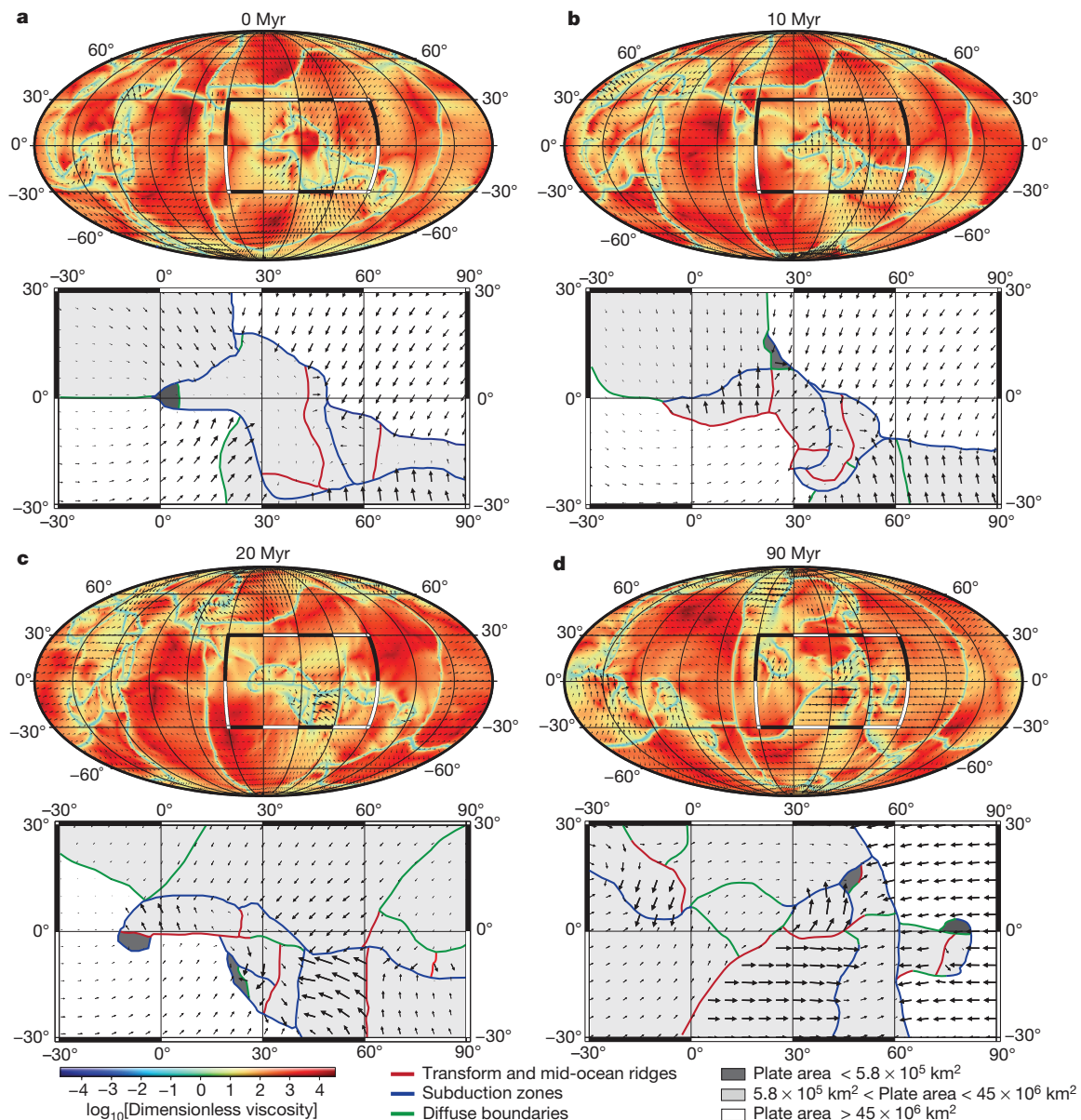


Figure 4 | Global viscosity maps of model 2 and the associated kinematics. **a–c,** Maps are separated by 10 Myr. The shapes of the large plates do not change much, whereas the adjustment of the small plates evolves quickly. **d,** 90 Myr after the first snapshot (**a**), the distribution of the large plates and smaller plates has evolved substantially. In **a–d**, the top panels show the viscosity of the mantle (colour scale); the bottom

panels show the different boundary types (coloured lines) and plate sizes (shading) within the boxed regions in the top panels (which focus on longitudes between -30° and 90° and latitudes between -30° and 30°). The arrows indicate the direction and magnitude (represented by arrow length) of the mantle flow. Plate-size categories are determined in Extended Data Fig. 3.

average for model 2; 131 versus 71 on Earth today), despite the fact that mid-ocean ridges are more elongated than trenches (total length of mid-ocean ridges and trenches: 79,000 km versus 66,000 km on average for model 2; 72,500 km versus 48,000 km on Earth today). Likewise, the triple junctions that are mainly composed of trench segments are those that involve smaller plates in higher proportions (Extended Data Fig. 4). Hence subduction zones focus fragmentation and the formation of smaller plates. On Earth, only the Galapagos, Easter and Juan Fernandez plates formed away from any trench or collisional area.

Our calculations show that plates fragment mostly in connection with curved trenches. Indeed, surface velocities tend to be perpendicular to the trench where slabs sink. Therefore a bend in the trench corresponds to differential motion and hence high stresses. As a consequence, a concave plate under tensile stresses fragments and triple junctions connect the trench with new ridge/transform/diffuse

segments. This is consistent with the observed correlation between the tortuosity of trenches and the number of triple junctions per unit length of subduction (Fig. 3). Because increasing the yield stress produces less tortuous trenches and fewer triple junctions per unit length of trench, smaller plate generation is also controlled by the strength of the lithosphere.

The models with plate area distributions similar to Earth also have similar lengths of convergent boundaries to Earth, shown by comparing the trenches in our models with trenches plus mountain belts on Earth². Moreover, the computed temperature heterogeneity spectra of the intermediate yield stress case (Fig. 1g) are consistent with tomographic models of Earth's mantle¹⁸ (Fig. 1j), having degree 2 dominating in the deep mantle. However, our models include simplifications because of computational limitations: a lower Rayleigh number than on Earth (10^6 versus about 10^7), incompressibility and no chemical differences (no continents or deep chemical piles). The physics principles

we propose for the plate size tessellation are not specifically dependent on the Rayleigh number¹⁹, although the yield stress values could be different. Compressibility should have little impact on the surface tectonics because it concerns the deeper flow²⁰. The addition of continents, which help to generate more Earth-like area–age distributions of the sea floor¹², should reinforce the presence of the larger plates and ensure large-scale flow.

On the basis of our results, we propose that the plate pattern on Earth is produced by the dynamic feedback between mantle convection and the strength of the lithosphere. The self-organized subduction structure defines the pattern of large and small plates through slab pull and suction. The large-plate system evolves over hundreds of millions of years through global reorganizations of mantle flow due to the initiation and shutdown of subduction (Fig. 4). This timescale is commensurate with the lifetime of slabs²¹. In contrast, the smaller plates in our models evolve on shorter timescales of tens of millions of years (Fig. 4). They record lateral changes in trench geometry and slab migrations²². The enhanced sensitivity of the smaller plates to the readjustment of subduction systems is consistent with present-day observations of sea-floor spreading in many back-arc regions. Our models also reveal that global and regional changes in plate motions may be more readily and dramatically expressed in these smaller plates than in the larger plates. For instance, the Parece Vela and Shikoku basins in the Philippine Sea plate record a major clockwise change in the spreading direction between 22 Myr ago and 23 Myr ago (ref. 7), at the same time that the larger Pacific plate records substantial plate boundary and plate motion changes (for example, the fragmentation of the Farallon plate²³ and the collision of the Ontong Java Plateau with the Melanesian subduction zone²⁴). In the same way, the Lau Basin in the southwest Pacific initiated its main spreading phase by successive southward propagation around 4 Myr ago (ref. 8), at the same time as a change in the spreading direction in the northeast²⁵ and southwest Pacific²⁶ and a major phase of subsidence across the Atlantic²⁷.

We propose that the plate layout is a property that characterizes a dynamic feedback between mantle convection and lithosphere strength. The larger plates are an expression of the dominating convection wavelength, and their fragmentation into smaller plates is driven by subduction geometry. The decreasing number of smaller plates in pre-Cenozoic-era tectonic reconstructions^{3,4} is therefore an artificial consequence of the diminishing quantity of preserved sea floor. Confirming the existence of migrating intra-oceanic subduction systems such as in Panthalassa²⁸ may help to correct that bias. Over longer geologic timescales, the size distribution of plates has certainly evolved with the slow cooling of Earth. Following the declining convective vigour, the lithosphere gets stronger relative to mantle forces. Therefore, this study suggests that since plate tectonics started on Earth, it may have operated with fewer, larger plates as the planet has cooled down.

Online Content Methods, along with any additional Extended Data display items and Source Data, are available in the online version of the paper; references unique to these sections appear only in the online paper.

Received 16 September 2015; accepted 4 April 2016.

Published online 15 June 2016.

- Le Pichon, X. Sea-floor spreading and continental drift. *J. Geophys. Res.* **73**, 3661–3697 (1968).
- Bird, P. An updated digital model of plate boundaries. *Geochem. Geophys. Geosyst.* **4**, 1027 (2003).
- Morra, G., Seton, M., Quevedo, L. & Müller, R. D. Organization of the tectonic plates in the last 200 Myr. *Earth Planet. Sci. Lett.* **373**, 93–101 (2013).
- Seton, M. *et al.* Global continental and ocean basin reconstructions since 200 Ma. *Earth Sci. Rev.* **113**, 212–270 (2012).
- Sornette, D. & Pisarenko, V. Fractal plate tectonics. *Geophys. Res. Lett.* **30**, 1105 (2003).
- Vallianatos, F. & Sammonds, P. Is plate tectonics a case of non-extensive thermodynamics? *Physica A* **389**, 4989–4993 (2010).
- Sdrolias, M., Roest, W. R. & Müller, R. D. An expression of Philippine Sea plate rotation: the Parece Vela and Shikoku Basins. *Tectonophysics* **394**, 69–86 (2004).
- Taylor, B., Zellmer, K., Martinez, F. & Goodliffe, A. Sea-floor spreading in the Lau back-arc basin. *Earth Planet. Sci. Lett.* **144**, 35–40 (1996).
- Moresi, L. & Solomatov, V. Mantle convection with a brittle lithosphere: thoughts on the global tectonic styles of the Earth and Venus. *Geophys. J. Int.* **133**, 669–682 (1998).
- Trompert, R. & Hansen, U. Mantle convection simulations with rheologies that generate plate-like behaviour. *Nature* **395**, 686–689 (1998).
- Tackley, P. J. Self-consistent generation of tectonic plates in time-dependent, three-dimensional mantle convection simulations: 1. Pseudoplastic yielding. *Geochem. Geophys. Geosyst.* **1**, 1021 (2000).
- Coltice, N., Seton, M., Rolf, T., Müller, R. & Tackley, P. J. Convergence of tectonic reconstructions and mantle convection models for significant fluctuations in seafloor spreading. *Earth Planet. Sci. Lett.* **383**, 92–100 (2013).
- Ricard, Y., Bercovici, D. & Schubert, G. A two-phase model for compaction and damage: 2. Applications to compaction, deformation, and the role of interfacial surface tension. *J. Geophys. Res.* **106**, 8907 (2001).
- Stein, C., Schmalz, J. & Hansen, U. The effect of rheological parameters on plate behaviour in a self-consistent model of mantle convection. *Phys. Earth Planet. Inter.* **142**, 225–255 (2004).
- van Heck, H. J. & Tackley, P. J. Planforms of self-consistently generated plates in 3D spherical geometry. *Geophys. Res. Lett.* **35**, L19312 (2008).
- Bello, L., Coltice, N., Rolf, T. & Tackley, P. J. On the predictability limit of convection models of the Earth's mantle. *Geochem. Geophys. Geosyst.* **15**, 2319–2328 (2014).
- Williams, S. E., Müller, R. D. & Landgrebe, T. C. W. An open-source software environment for visualizing and refining plate tectonic reconstructions using high-resolution geological and geophysical data sets. *GSA Today* **22**(4), 4–9 (2012).
- Becker, T. W. & Boschi, L. A comparison of tomographic and geodynamic mantle models. *Geochem. Geophys. Geosyst.* **3**, 1003 (2002).
- van Heck, H. J. & Tackley, P. J. Plate tectonics on super-Earths: equally or more likely than on Earth. *Earth Planet. Sci. Lett.* **310**, 252–261 (2011).
- Tackley, P. J. Modelling compressible mantle convection with large viscosity contrasts in a three-dimensional spherical shell using the yin-yang grid. *Phys. Earth Planet. Inter.* **171**, 7–18 (2008).
- Matthews, K. J., Seton, M. & Müller, R. D. A global-scale plate reorganization event at 105–100 Ma. *Earth Planet. Sci. Lett.* **355–356**, 283–298 (2012).
- Stegman, D. R., Schellart, W. P. & Freeman, J. Competing influences of plate width and far-field boundary conditions on trench migration and morphology of subducted slabs in the upper mantle. *Tectonophysics* **483**, 46–57 (2010).
- Barchhausen, U., Ranero, C. R., Cande, S. C., Engels, M. & Weinrebe, W. Birth of an intraoceanic spreading center. *Geology* **36**, 767–770 (2008).
- Petterson, M. G. *et al.* Geological–tectonic framework of Solomon Islands, SW Pacific: crustal accretion and growth within an intra-oceanic setting. *Tectonophysics* **301**, 35–60 (1999).
- Harbert, W. Late Neogene relative motions of the Pacific and North America plates. *Tectonics* **10**, 1–15 (1991).
- Tebbens, S. F. & Cande, S. C. Southeast Pacific tectonic evolution from early Oligocene to present. *J. Geophys. Res.* **102**(B6), 12061–12084 (1997).
- Cloetingh, S. A. P. L., Gradstein, F. M., Kooi, H., Grant, A. C. & Kaminski, M. M. Plate reorganization: a cause of rapid late Neogene subsidence and sedimentation around the North Atlantic? *J. Geol. Soc. Lond.* **147**, 495–506 (1990).
- van der Meer, D. G., Torsvik, T. H., Spakman, W., van Hinsbergen, D. J. J. & Amaru, M. L. Intra-Panthalassa Ocean subduction zones revealed by fossil arcs and mantle structure. *Nat. Geosci.* **5**, 215–219 (2012).
- Amante, C. & Eakins, B. W. *ETOPO1 1 Arc-Minute Global Relief Model: Procedures, Data Sources and Analysis* www.ngdc.noaa.gov/mgg/global/relief/ETOPO1/image/color_etopo1_ice_low.tif.zip (US National Oceanic and Atmospheric Administration, 2009).
- French, S. W. & Romanowicz, B. A. Broad plumes rooted at the base of the Earth's mantle beneath major hotspots. *Nature* **525**, 95–99 (2015).

Acknowledgements The research leading to these results was funded by the European Research Council within the framework of the SP2-Ideas Programme ERC-2013-CoG under ERC grant agreement 617588. We thank S. Durant and E. Debayle for helping to make Fig. 1e, i and E. J. Garnero for his inputs. Calculations were performed on the AUGURY supercomputer at P2CHPD Lyon. N.C. was supported by the Institut Universitaire de France. R.D.M. and M.S. are supported by ARC grants DP130101946 and FT130101564.

Author Contributions C.M. developed the methodology for analysing the convection models, conducted the plate analysis, contributed to the interpretation and wrote the manuscript. N.C. conducted the convection calculations, contributed to the development of the methodology and analysis, contributed to the interpretation and wrote the manuscript. M.S. and R.D.M. provided guidance with GPlates and scripts, contributed to the interpretation and wrote the manuscript. P.J.T. provided the StagYY convection code, guidance on using it and wrote the manuscript.

Author Information Reprints and permissions information is available at www.nature.com/reprints. The authors declare no competing financial interests. Readers are welcome to comment on the online version of the paper. Correspondence and requests for materials should be addressed to C.M. (claire.mallard@univ-lyon1.fr).

METHODS

Convection models. The models computed here have similar parameterizations to those published in ref. 16, except no surface velocities are imposed here (free convection). We solve the non-dimensional equations of mass, momentum and heat conservation in a 3D spherical geometry using the code StagYY (ref. 20). The flow is incompressible under the Boussinesq approximation. Viscosity is the only variable material property in our models. Variations of other material properties (expansion coefficient, thermal diffusivity, heat production) are neglected.

The Rayleigh number Ra is defined here as

$$Ra = \frac{\rho g \alpha \Delta T L^3}{\kappa \eta_0}$$

where ρ is density, g is the gravitational acceleration, α is the thermal expansivity, ΔT is the temperature drop across mantle depth, L is the mantle thickness, κ is thermal diffusivity and η_0 is the reference viscosity at the base of the mantle. The non-dimensional temperature is set to $T=0$ at the surface and $T=1$ at the base of the mantle. A non-dimensional internal heat production of 20 is chosen, such that the basal heat flux is about 14% of the total. This is in the lower range of the estimates for heat flow at the core–mantle boundary³¹.

In our models Ra is 10^6 , which is about 10–50 times lower than is expected for Earth, and produces a top boundary layer that is 300-km thick. We were limited to this value of Ra because of the computational power required to solve for convection with large viscosity variations. The average resolution is 45 km laterally and vertically for all of the models.

The viscosity in our models depends on temperature and depth as

$$\eta(T, z) = \eta_z(z) \exp(0.064 + 30/(T + 1))$$

where z is the depth. A value of 30 for the non-dimensional activation energy produces six orders of magnitude variations in viscosity with temperature.

The depth dependence of viscosity is taken into account such that

$$\eta_z(z) = a \exp \left\{ \ln(B) \left[1 - 0.5 \left(1 - \tanh \left(\frac{d_0 - z}{d_{\text{step}}} \right) \right) \right] \right\}$$

where B is the factor of the viscosity jump at depth d_0 over a thickness $2d_{\text{step}}$, and a is a prefactor ensuring $\eta_z = \eta_0$ for temperature $T=1$ at the base of the mantle. Based on geoid³² and post-glacial rebound modelling³³, B is set to 30 here and the viscosity jump occurs between 750-km and 850-km depth (d_0 is 0.276 and d_{step} is 0.02).

Pseudo-plasticity is implemented through a stress dependence of the viscosity with yield stress^{9–11}. When the local stress reaches the yield stress value σ_y , the viscosity is computed as

$$\eta = \frac{\sigma_y}{2\dot{\epsilon}}$$

where $\dot{\epsilon}$ is the second invariant of the strain-rate tensor. The StagYY code has been benchmarked with such rheology³⁴. Yield stress is the only parameter varied in this study. Taking $\eta_0 = 10^{23}$ Pa s, the yield stress values that produce plate-like behaviour are between 100 MPa and 350 MPa.

In our models, the viscosity drops by a factor of 10 in the vicinity of ridges, where the temperature crosses the solidus temperature, given by a simple linear model $T_{\text{sol}} = 0.6 + 7.5z$, and without a dependence on the melt fraction. This effect improves slightly plate-like behaviour and has been used in previous studies^{11,15}. The models are started from *ad hoc* initial conditions, and run for up to five billion years to ensure a statistical steady state and the stability of the dynamic regime. Such long runs ensure that the initial conditions are forgotten so they don't affect the outcome results. From the solutions at a statistical steady state, we compute the dynamic evolutions of the models that are analysed in this study.

Code availability. The code StagYY is the property of P.J.T. and Eidgenössische Technische Hochschule (ETH) Zürich and is available on request from P.J.T. (paul.tackley@erdw.ethz.ch).

Building tectonic plates. We established a method to define the boundaries and the geometry of tectonic plates on the surface of our convection models. First the boundaries need to be identified to define the outline of the plates themselves (plate polygons). The same method was applied for each of the 18 snapshots of the models we present. This is a relatively small sample because the precise determination of the plate layout for one snapshot is very time-consuming. Only three snapshots have been studied for model 1 because of the large number of plates (more than 100). The GPlates software is used to trace all plate boundaries, interactively building digital plate-tectonic layouts.

Identification of major boundaries. The first step here is to identify the major and localized boundaries on the surface of the convection models. We use the viscosity, temperature and velocity data. The maps of the sea-floor ages obtained from the heat flux (Extended Data Fig. 1a) allow the youngest zones (0 Myr old) to be identified as mid-ocean ridges and the oldest zones (180–280 Myr old) as subduction zones. In the same manner, we use maps of the horizontal divergence (Extended Data Fig. 1b) inferred from the surface velocities. Hence, the divergence zones show the localization of the mid-ocean ridges for dimensionless divergence values between 0 and 30,000 and the convergence zones show the subduction zones with values between $-15,000$ and 0. Transform zones (as our model is continuous, there are no faults but shear zones) exist in our models and are identified via surface vorticity maps. To minimize the time it takes to interactively build plate boundary models, mid-ocean ridges and transform zones are included in the same group of boundaries. Nevertheless, for the model with a yield stress of 150 MPa, we computed a length of about 79,000 km for mid-ocean ridges on average and a length of about 2,600 km for transform regions. In comparison, these lengths on Earth are 67,000 km for mid-ocean ridges and 5,131 km for transform regions.

The identification of these two types of major boundaries (subduction zones and mid-ocean ridges) does not always allow us to close polygons to obtain tectonic plates. Even if some boundaries can be extrapolated, many zones necessitate more thorough work, as discussed below.

Identification of diffuse boundaries. To close polygons, other boundaries need to be defined. The study of deviatoric stress allows us to identify some diffuse junctions. In the models, non-yielded boundaries are set between two zones where there is little change in the velocity vector. They exist in ductile zones that are visible as a result of a fan of velocity vectors (Extended Data Fig. 2). This geometric configuration implies a large zone of deformation similar to that found for intraplate deformation, which is defined as a diffuse boundary. That is exactly the definition of diffuse boundaries on Earth³⁵. The delimitation of the diffuse boundaries between two zones with different velocities implies a non-negligible error in the estimation of the Euler pole (and the calculated velocities) that we quantify.

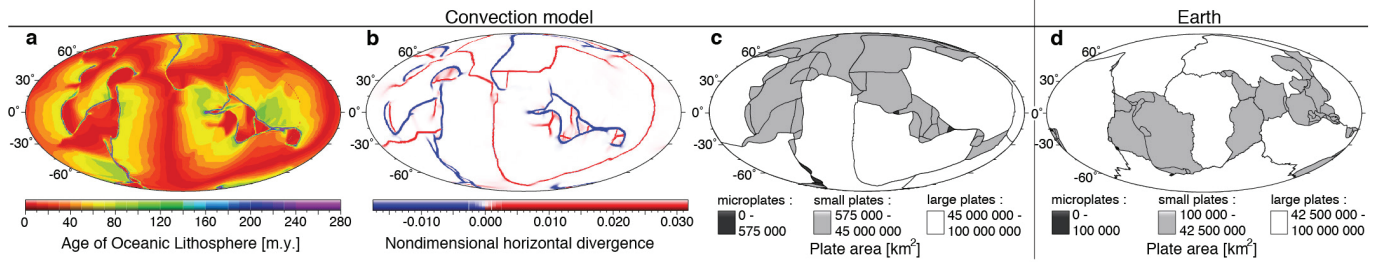
The identification of these three types of boundaries (mid-ocean ridges, subduction zones and diffuse boundaries) allows us to close topological polygons defined by these boundaries (Extended Data Fig. 1c). These polygons are tectonic plates, but before they can be used we need to evaluate the error we made in the delimitation of tectonic plates according to the plate tectonic theory.

Fit of the plate model with the convection model. We compare the raw velocity data of the convection models with the *a posteriori* velocities calculated using Euler's theorem for the corresponding plate layout. We first extract the raw velocity data for each plate using the plate polygons determined previously. We then use the raw velocities to invert the angular velocity vector using the inverse method described in ref. 36, and compute the predicted velocities on the basis of the inverted angular velocity vector. As a measure of the quality of the fit of our plate model to the convection model, we compute the plateness P of the plate layout following ref. 37

$$P = 1 - \Delta V_{\text{rms}} / V_{\text{rms}}$$

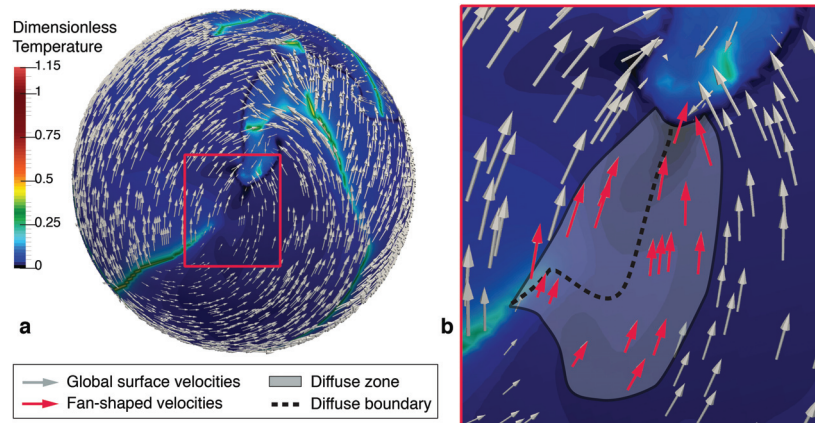
where ΔV_{rms} is the root-mean-square difference between the velocities of the convection model and those predicted with plate rotations, and V_{rms} is the root-mean-square surface velocity of the model. We obtain values of P between 0.75 and 0.81 (1 would be perfectly rigid plates, 0 would absolutely preclude the use of plate approximation), which is consistent with the fact that 90% of the deformation is concentrated in 15% of the surface of the models.

- Lay, T., Hernlund, J. & Buffett, B. A. Core–mantle boundary heat flow. *Nat. Geosci.* **1**, 25–32 (2008).
- Ricard, Y., Richards, M., Lithgow-Bertelloni, C. & Le Stunff, Y. A geodynamic model of mantle density heterogeneity. *J. Geophys. Res.* **98**, 21895–21909 (1993).
- Mitrovica, J. X. Haskell [1935] revisited. *J. Geophys. Res.* **101**, 555–569 (1996).
- Tosi, N. *et al.* A community benchmark for viscoplastic thermal convection in a 2-D square box. *Geochem. Geophys. Geosyst.* **16**, 2175–2196 (2015).
- Gordon, R. G. in *The History and Dynamics of Global Plate Motions* (eds Richards, M. A. *et al.*) 143–159 (Geophysical Monograph Series, Vol. 121, American Geophysical Union, 2000).
- Goudarzi, M. A., Cocard, M. & Santerre, R. EPC: Matlab software to estimate Euler pole parameters. *GPS Solut.* **18**, 153–162 (2014).
- Zhong, S., Gurnis, M. & Moresi, L. Role of faults, nonlinear rheology, and viscosity structure in generating plates from instantaneous mantle flow models. *J. Geophys. Res.* **103**, 15255–15268 (1998).



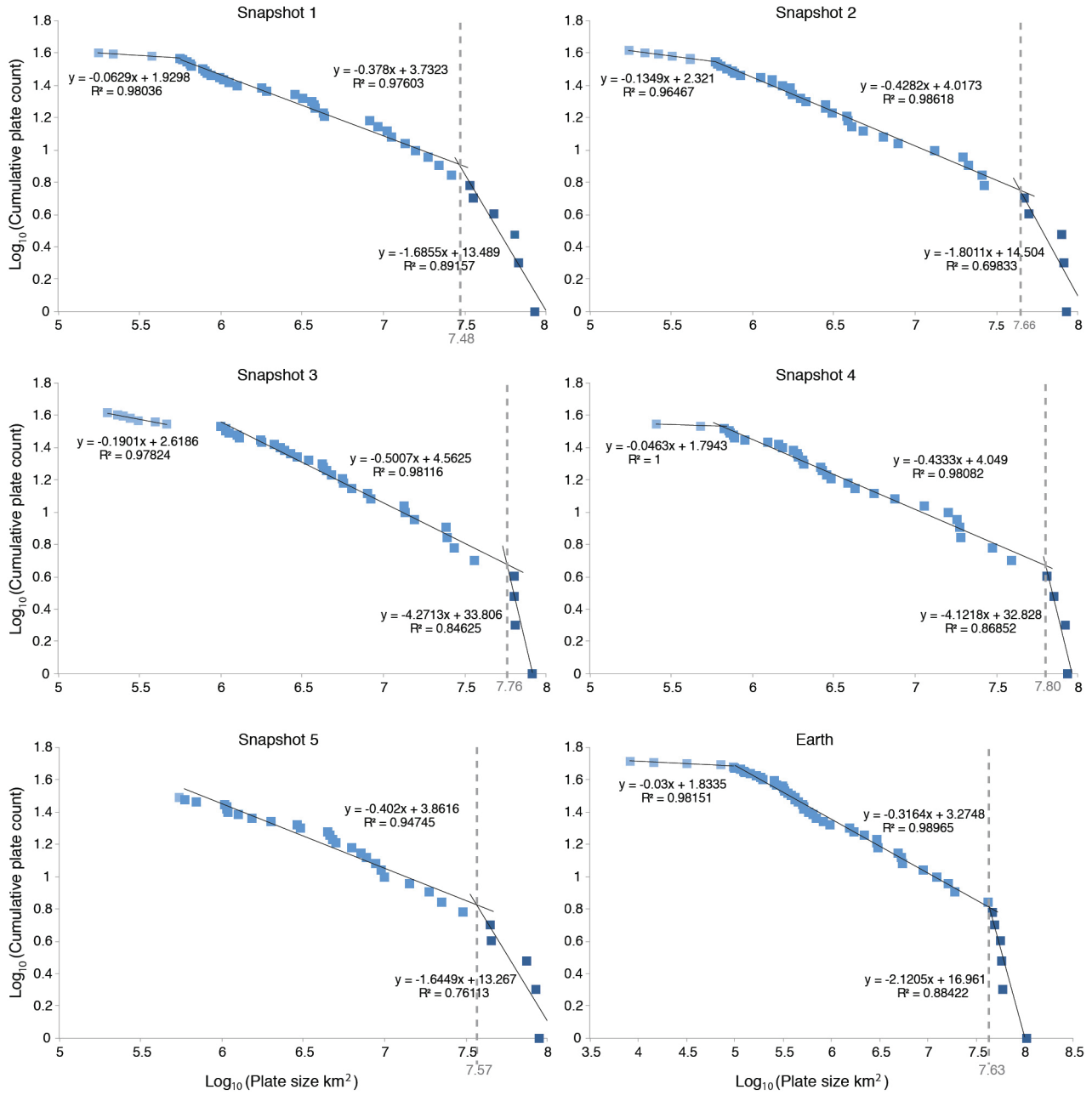
Extended Data Figure 1 | Maps of the surface of a snapshot from a convection model with a yield stress of 150 MPa and of the plate layout of Earth. a, Map of sea-floor age with the youngest ages in red characteristic of mid-ocean ridges and the oldest zones in blue characteristic of subduction zones. m.y., millions of years. **b,** Map of

non-dimensional horizontal divergence, with divergence zones (mid-ocean ridges) shown in red and convergence zones (subduction zones) in blue. **c, d,** Maps of the plate sizes of the convection model (**c**) and Earth (**d**). The plate size categories are determined in Extended Data Fig. 3.



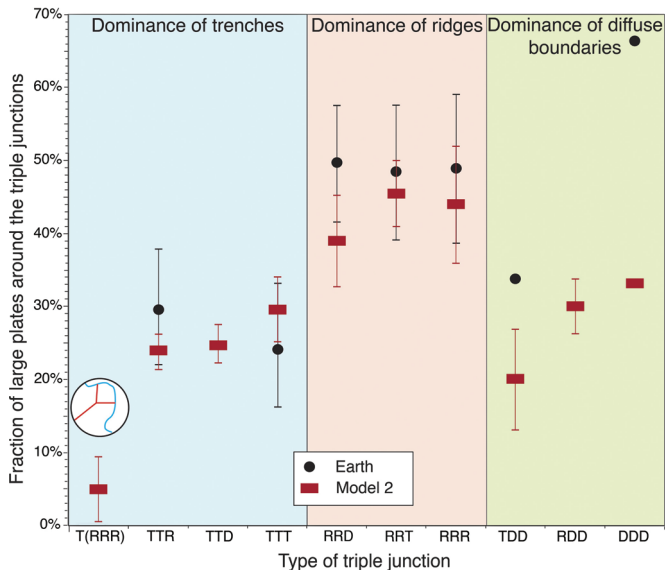
Extended Data Figure 2 | Subsurface temperature of a convection model with a yield stress of 150 MPa showing a diffuse plate boundary.
a, Global temperature (colour scale) and surface velocities (arrows). The dark zones represent subduction zones and the light zones indicate

mid-ocean ridges. **b**, Zoom-in of the red boxed region in **a** showing a diffuse boundary; the steady lateral change of velocity directions (red arrows) characterizes the intraplate diffuse zone (grey shaded area), allowing the determination of a diffuse boundary (black dashed line).



Extended Data Figure 3 | Plots of the logarithm of the cumulative plate count versus the logarithm of the plate size for the snapshots of model 2 and Earth. The data for Earth is taken from ref. 2. The plots show the

distribution of microplates in light blue, small plates in mid-blue and large plates in dark blue. The equations of the black fit lines and the correlation coefficients R^2 are also shown.



Extended Data Figure 4 | Plot of the fraction of large plates adjoining a triple junction versus the type of triple junction for model 2 and for Earth. The data for Earth is taken from ref. 2. The red rectangles correspond to model 2 and the black circles to Earth. The coloured backgrounds indicate of dominance of each boundary type: blue shows triple junctions that are mainly composed of subduction zones, red shows the dominance of mid-ocean ridges or transform boundaries and green the dominance of diffuse boundaries. T, trenches; R, ridges; D, diffuse boundary. We added a type of triple junction T(RRR); these triple junctions are directly connected to curved trenches and produce back-arc basins with small plates, hence they are included in the area of the plot dominated by subduction zones. The error bars represent the standard deviation of the fraction of large plates around a triple junction for model 2 and Earth.

3.3 Ce qu'il faut retenir

- L'augmentation de la contrainte seuil induit une augmentation de la longueur d'onde de convection dans le manteau, qui se traduit en surface par une diminution du nombre de plaques. La longueur totale des zones de subduction diminue tout comme leur tortuosité et inversement.
- L'agencement caractéristique terrestre des grandes et petites plaques est visible dans deux modèles et dépend de la géométrie des zones de subduction
- La fragmentation des plaques est évaluable grâce aux points triples grâce auxquels on peut déduire que plus les zones de subduction sont tortueuses, plus la fragmentation des plaques est importante.
- Les grandes plaques sont reliées aux grandes longueurs d'ondes des courants de convection dominants.
- Les petites plaques proviennent de la fragmentation due aux contraintes induites par la courbure des fosses.
- Cela implique deux évolutions différentes : les petites plaques enregistrent l'évolution des zones de subduction sur des dizaines de millions d'années alors que les grandes plaques ont des durées de vie correspondant à la naissance ou à la mort d'une zone de subduction, estimées à 100 millions d'années.
- L'agencement caractéristique des plaques terrestres qui est aussi obtenu à la surface des modèles est un outil quantitatif de description de la tectonique globale des modèles (Annexe A.4)

CHAPITRE 4

Développement d'une technique de détection automatique des plaques

4.1 Introduction

L'étude précédente a permis de montrer que l'agencement caractéristique des plaques à la surface de la terre décrit par Bird (2003) et Morra et al. (2013) peut être retrouvé à la surface des modèles de convection que nous utilisons. Or, nous avons vu (Partie 2.3.4) que si des diagnostics existent pour connaître le degré de similitude entre les solutions numériques et les données terrestres, aucun ne prend en compte la répartition des plaques tectoniques. Ainsi, cette répartition (Chapitre 3) peut être utilisée comme une évaluation de la qualité de la tectonique globale des modèles. Cependant un tel diagnostic n'est possible que sur des modèles où les plaques ont été délimitées et ont des géométries exportables afin qu'elles puissent être traitées statistiquement. La détermination des plaques à la main est trop longue et peut paraître arbitraire lorsque la

déformation est diffuse. En effet, la difficulté majeure est de pouvoir fermer les polygones de manière fiable lorsque des sections de leurs périmètres sont diffuses ou avec une déformation faible. Nous avons donc développé un outil de détection automatique des plaques tectoniques à la surface des modèles de convection : ADOPT (Automatic Detection Of Plate Tectonic). La détection est basée sur une technique utilisée en hydrologie : la détection des bassins versants. Il s'agit d'une méthode de segmentation d'images qui permet de détecter la ligne de partage des eaux sur un champ topographique. Cette technique est appliquée sur la surface des modèles dans le logiciel de visualisation Paraview qui est gratuit et donc largement diffusable. Une fois détectée, la géométrie des plaques est exportable afin de procéder à l'analyse de l'agencement de surface des modèles. En effet, lors de l'étude précédente sur l'agencement des plaques (Chapitre 3), des outils de post-traitements utilisés avec GPlates et pyGplates par les géologues ont été adaptés à la surface des modèles afin de pouvoir exporter les aires de plaques, les vitesses moyennes, les pôles d'Euler etc. Deux protocoles détaillés ci-après ont donc été mis en place afin de s'assurer de l'efficacité de la détection des plaques.

4.2 ADOPT : a tool for automatic detection of tectonic plates at the surface of convection models

Article soumis à G-cubed

Mallard, C., Jacquet, B., and Coltice, N., ADOPT : a tool for automatic detection of tectonic plates at the surface of convection models, *Geochemistry, Geophysics, Geosystems*.

C. Mallard¹, B. Jacquet², and N. Coltice¹

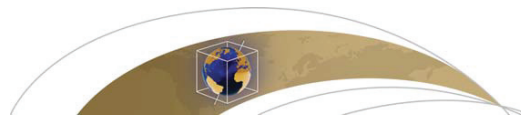
¹ Laboratoire de géologie de Lyon, École Normale Supérieure, Université de Lyon 1, 69622 Villeurbanne, France.

² Kitware, 26 rue Louis Guérin, 69100 Villeurbanne, France

Corresponding author : Claire Mallard (claire.mallard@univ-lyon1.fr)

Key Points :

- Image segmentation
- Plate tectonics
- Convection models
- Plates layout



RESEARCH ARTICLE

10.1002/2017GC007030

Key Points:

- Detection of tectonic plates at the surface of convection models
- It is based on image segmentation techniques to detect objects
- The detection tool is effective to identify and close plate polygons even on diffuse plate zones

Correspondence to:

C. Mallard,
claire.mallard@univ-lyon1.fr

Citation:

Mallard, C., B. Jacquet, and N. Coltice (2017), ADOPT: A tool for automatic detection of tectonic plates at the surface of convection models, *Geochem. Geophys. Geosyst.*, 18, doi:10.1002/2017GC007030.

Received 22 MAY 2017

Accepted 26 JUL 2017

Accepted article online 11 AUG 2017

ADOPT: A tool for automatic detection of tectonic plates at the surface of convection models

C. Mallard¹, B. Jacquet² , and N. Coltice¹¹Laboratoire de géologie de Lyon, École Normale Supérieure de Lyon, CNRS, Université de Lyon 1, Villeurbanne, France,²Kitware, Villeurbanne, France

Abstract Mantle convection models with plate-like behavior produce surface structures comparable to Earth's plate boundaries. However, analyzing those structures is a difficult task, since convection models produce, as on Earth, diffuse deformation and elusive plate boundaries. Therefore we present here and share a quantitative tool to identify plate boundaries and produce plate polygon layouts from results of numerical models of convection: Automatic Detection Of Plate Tectonics (ADOPT). This digital tool operates within the free open-source visualization software Paraview. It is based on image segmentation techniques to detect objects. The fundamental algorithm used in ADOPT is the watershed transform. We transform the output of convection models into a topographic map, the crest lines being the regions of deformation (plate boundaries) and the catchment basins being the plate interiors. We propose two generic protocols (the field and the distance methods) that we test against an independent visual detection of plate polygons. We show that ADOPT is effective to identify the smaller plates and to close plate polygons in areas where boundaries are diffuse or elusive. ADOPT allows the export of plate polygons in the standard OGR-GMT format for visualization, modification, and analysis under generic softwares like GMT or GPLates.

1. Introduction

Plate tectonic theory describes the plate tessellation at the Earth surface [Morgan, 1968]. The lithosphere is composed of about 50 rigid tectonic plates [Bird, 2003], which move over the surface. Since the 1990s, numerical convection models of mantle convection can generate self-consistent plate-like behavior [Moresi and Solomatov, 1998; Trompert and Hansen, 1998; Tackley, 2000, 2008]. These calculations have allowed to uncover that the plates layout depends on the models parameterizations [Stein et al., 2004; Van Heck and Tackley, 2008; Foley and Becker, 2009], and have helped to better understand dynamic feedbacks between mantle convection and the strength of the lithosphere [Rolf et al., 2012; Mallard et al., 2016].

It is now possible to compare the plate layout of convection models to that of Earth at present-day, or in plate tectonic reconstructions [Morra et al., 2013; Mallard et al., 2016]. However, building the plate layout of a convection model that produces continuous fields in essence, is a difficult and time-consuming task requiring careful analysis of various fields (velocity, seafloor age, viscosity, divergence, temperature), and picking plate boundaries by hand using for instance the GPLates software [Williams et al., 2012]. Difficulties arise for regions where deformation is diffuse and where it is necessary to close a plate polygon. Such problems exist also on Earth since a fraction of the surface involves diffuse or elusive deformation [Gordon, 1998]. Bird [2003] shows how plate boundaries are more complex than the classical trio ridge-trench-transform, and that some arbitrary choices have to be made in some places because plate tectonics theory applies for perfectly rigid plates only.

In this study, we propose and share a digital tool, ADOPT, to automatically detect plate boundaries and generate the plate polygons within the free open-source Paraview software [http://www.paraview.org]. This tool is based on an image segmentation processing algorithm: the watershed detection developed by [Beucher and Lantuéjoul, 1979]. It offers the possibility to preprocess the data with a nonmaximum suppression algorithm [Canny, 1986] to detect nondiffuse plate boundaries. ADOPT produces plate layouts with closed polygons ready to be exported into a OGR-GMT format, operated by common softwares like GMT [Wessel et al., 2013] or GPLates. The first step of ADOPT is to transform the information from a convection model into an elevation map, and we propose two different methods to do so. The second step is to determine the catchment basins of this elevation map, corresponding ultimately to tectonic plates through the

watershed algorithm. To evaluate the consistency of the methods, we compare the automatic extraction of plate layout with the detection based on visual inspection published in *Mallard et al.* [2016], for which diffuse deformation and elusive plate boundaries exist.

2. Materials and Methods

The automatic tool for tectonic plates detection on the surface of convection models called ADOPT runs through the visualization software Paraview. It is based on the watershed transform, which detects catchment basins from an elevation map. To apply this transformation, we have to convert the surface of a convection model into an artificial elevation map (not the true topography produced by density differences and convective flow). The higher elevations values (i.e., crests) have to correspond to the locations of plate boundaries. The users need to combine visual inspection with ADOPT to check the quality of the results.

2.1. Input: Fields Produced by 3-D Convection Models

The substrate of ADOPT is any surface (Cartesian, spherical, bumpy. . .) selected with the Paraview tools (slice, extract surface, contour) from a numerical convection model output. ADOPT is not code-specific, and can be used with results produced by any numerical code (see examples in Discussion), and only requires production of files readable by Paraview (.vts, .vtu, .vtk for instance). The resolution needs to be relatively homogeneous over the surface. ADOPT works on any discrete field as long as lateral gradients of the field are strong across what corresponds to a plate boundary. Therefore the field can be continuous or not.

2.2. Segmentation Algorithm: The Watershed Transform

The determination of the plate boundaries at the surface of numerical convection models is a problem of morphological segmentation. These problems are extensively treated in image processing, using topographic distance (distance along the relief) to detect objects. The watershed transform method is the principal tool of morphological segmentation. Therefore we choose this efficient method [*Meyer, 1994; Najman and Schmitt, 1994; Meyer, 2012*] to obtain consistent automatic closed contouring of plates. The key to apply the watershed transform is to transpose field values into an elevation field of which its crests and catchment basins are the objects to detect. Here, crests are potential plate boundaries, and catchment basins are plate interiors.

Once we have a potential topographic surface, the principle is to determine the minima, which are each associated with catchment basins. Indeed, each catchment basin contains one and only one connex region of minimum elevation. One minimum is labelled the deepest neighbor. The watershed lines (here plate boundaries) are like dams between catchment basins (here tectonic plates). The watershed lines are obtained by gradually flooding the surface, starting from the local minima. During the progressive flooding, a piece of dam is built on points where two or several floods would merge. When flooding is complete, only the dams emerge [*Meyer and Beucher, 1992; Dougherty, 1994*]. Nevertheless, we might want to ignore small basin or puddle, if they are not deep enough, depending on a "flooding threshold," which determines the sensitivity of the detection. A basin with a local water depth below that threshold is merged with its neighbor, avoiding excessive detection of watershed lines. Therefore, the number of plates decrease with increasing flooding threshold. One obstacle to a successful segmentation is the roughness at low elevation due to intraplate deformation, which can lead to oversegmentation.

2.3. Paraview Plugins

ParaView is a free open-source software for visualization and analysis of complex 2-D/3-D data such as 2-D or 3-D images, and structured/unstructured meshes. It is a classical high-performance software for mantle convection modelers. Paraview is a desktop and server application that can be used with large data sets on a laptop or a supercomputer using distributed processors and memory. Paraview is a Graphical User Interface (GUI) around the open-source framework VTK (Visualization toolkit). We developed plugins containing filters for our workflow, which we describe in the following section.

These plugins include the following Paraview filters:

1. "NonMaximumSuppression For Unstructured Data Set" which is the nonmaximum suppression operation working on a data set. It sets to 0 the values of nodes which are not maximum according to the direction of a vector field.

2. "HysteresisThreshold for Unstructured Data Set," working on a data set, which sets all values above a first threshold to the value of this threshold. It also sets to 0 the values that are above a second threshold (lower than the first one) if the corresponding node is connected to a node having a value over or equal to the first threshold.
3. "Watershed For Unstructured Data Set" which is the watershed segmentation with merging threshold, working on a data set. The merging threshold corresponds to the minimum depth required for a basin to be considered as a catchment basin. The value of the threshold is the percentage of the maximum depth of a basin in the data set, being the difference between the maximum and minimum elevation in the data set. It outputs a new field providing each cell an ID corresponding to the catchment basin it belongs to. When changing the merging threshold, the filter keeps in memory the IDs of basins that are merged.
4. "PolyDataExplodeToMultiblock" which splits a mesh with multiple fields (called polydata) to separate meshes i.e., a multiblock, based on the values of a field the user specifies.
5. A plugin to export plate boundaries into OGR-GMT shapefile (GMT ASCII Vectors). The OGR-GMT is a classical standard for digital plate boundary models. This is included as a possible format within the Save Data operation.

Until the plugins are integrated in the regular version of Paraview, we have deployed a virtual machine and a software container, both with the plugins installed and a version of Paraview on which they are effective. Therefore, Paraview and the ADOPT plugins are implemented as self-contained systems that guarantees they will always run the same, regardless of where it is deployed. The virtual machine runs with VirtualBox (<http://www.virtualbox.org/>), and Docker (<http://www.docker.com>), the software container platform, can be found along with the files used here on the open data repository <https://osf.io/dfzwn>. When running Virtual-Box, the user launches Paraview and loads the following plugins to operate: GeodesicMeasurement, which is already in the plugin list, and libEarthPolylineWriter.so, libHysteresisThresholdAndNonMaximumSuppressionUnstructuredDataset.so, and libWatershedUnstructuredDataset.so which are in the directory/home/ucbl/UCBL-PV-Build/. Unfortunately, the virtual machine uses the processor of the local computer to render the images, not the graphics card. So we suggest to prepare the data so the file represents only the surface to work on, and not the full 3-D volume of the model. Working on a surface, even dense in nodes, is efficient on a present-day laptop. With Docker, ADOPT runs on the graphics card.

2.4. The Segmentation Workflows

We define below workflows to automatically detect plates under Paraview. We detail both the field and distance methods using the logarithm of the viscosity at the surface of convection model (Figures 1 and 2). This example is relevant for pseudo-plastic models. In the snapshot of the models we present, low viscosity correspond to nodes where yielding occurs, and they are expected to be plate boundaries. High viscosities are supposed to be in the interior of plates. These workflows can be applied to any type of scalar fields or transformation of them, as long as they are relevant to detect plate boundaries. The strain rate and velocity magnitude, as we see in the next section, are some good examples in practice.

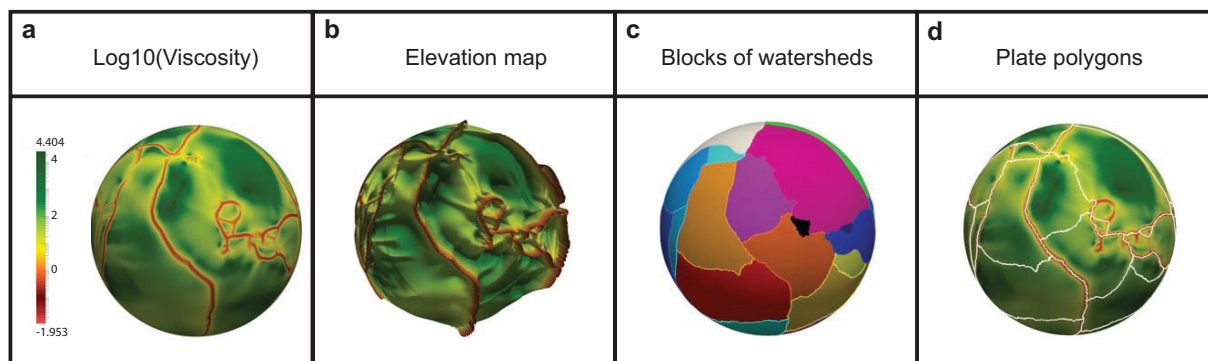


Figure 1. Sequential steps to perform the field method, using a snapshot of the surface viscosity field of a numerical convection model from *Mallard et al. [2016]*, the yield stress being here 150 MPa. (a) Logarithm of the nondimensional viscosity field; (b) Elevation map corresponding to Figure 1a; (c) Result of the watershed transform with a threshold of 4%: the different colors show the blocks representing the detected plates. (d) Plates polygons geometries ready to be exported into the OGR-GMT format.

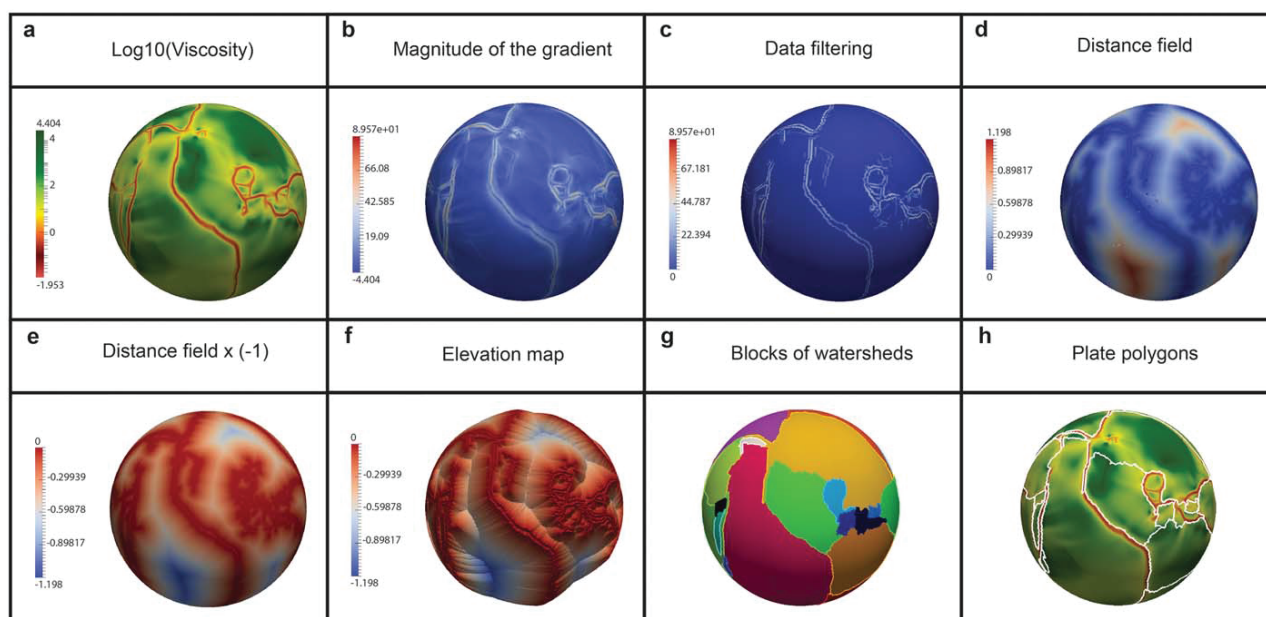


Figure 2. Sequential steps to perform the distance method, using the same snapshot as in Figure 1. (a) Logarithm of the nondimensional viscosity field; (b) Magnitude of the gradient of the field (a); (c) Results of the hysteresis threshold filter (thresholds are 80 and 8) and result of the non maximum suppression. (d) Conversion of Figure 2c into the distance field; (e) Change the sign of the field (d) to obtain the high values as crest; (f) Elevation map; (g) Result of watershed transform with a threshold of 4%: the different colors show the blocks representing the different mesh per plates. (h) Plates polygons geometries ready to be exported into the OGR-GMT format.

2.4.1. The “Field” Method

This method does not involve preprocessing the data (Figure 1). The elevation map on which we apply the watershed filter is the selected field (the logarithm of the viscosity in Figure 1) produced by the convection model. The workflow is as follow:

1. Extract the surface of the 3-D spherical convection model using the filter “extract surface.”
2. Apply the filter “Watershed For Unstructured Data Set” on the extracted surface to identify the catchments basins i.e., tectonic plates (Figure 1c).
3. Apply the filter “PolyDataExplodeToMultiblock,” which takes all the cells that have the same ID and store them in a separate mesh (Figure 1c).
4. Apply the filter “Feature edges” on the meshes to group the boundaries edges. Apply the filter “triangle trips” to reconnect two edges that share a node. Therefore, every catchment basin defines a plate polygon (Figure 1d). Export the polygons to the OGR-GMT format, ready to be visualized and analyzed with GMT or GPlates.

2.4.2. The “Distance” Method

In this method (Figure 2), we produce the elevation map which corresponds to the distance from each point to the closest point with nonzero value of a given field. In the example, this given field being the gradient-magnitude of the logarithm of the viscosity. We assume that the strong gradients of the chosen field correspond to potential location of plate boundaries because the viscosity drops where deformation localizes. Hence, we first compute the gradient of the field. We then apply the nonmaximum suppression filter. It is an edge detection technique to select lines of maximum values. On the latter field, we apply a hysteresis threshold filter. Hence we select nodes with values above the maximum threshold. We also select those above the minimum threshold only if they are connected to maxima. That eliminates the data that cannot be consider as plate boundaries a priori. Then we convert the result field into a new field in which all the nonmaximum data (interior of plates) are equal to 0. At this stage, the identified boundaries may not be sufficient to define closed plate polygons, because diffuse or very small deformation may exist. Therefore, we produce a new field, which is the geodesic distance from the position of cells to their closest maximum. Then, this distance field is used as the topographic map to apply the watershed segmentation.

The workflow under Paraview is:

1. Extract the surface of the 3-D spherical convection model using the filter "Extract surface."
2. Compute the gradient of the field with the filter "Gradient of unstructured data" (Figure 2b).
3. Isolate the crest lines applying the filter "NonMaximumSuppression For Unstructured Data Set" to the gradient field, which sets nonmaximum nodes, according to the direction of the gradient, to 0 (Figure 2c) and apply the filter "HysteresisThreshold for Unstructured Data Set," and fix the two threshold values. The first threshold corresponds to a value over which it is certain that a node belongs to a definite plate boundary. The second threshold corresponds to the value of data to keep for which node is connected to a definite plate boundary. Hence, data having values below the second low threshold are defined as nonplate boundaries. A node having a value between these two thresholds can belong to a plate boundaries if it is connected to a node which value is above the first threshold. Adjust carefully the threshold values with a criterion of choice depending on the model.
4. Apply the filter "Fast-Marching Geodesic Distance-Field From Binary Field" to generate the distance field on the sphere (Figure 2d). From the binary field, we find the distance to the nearest crest using the fast marching method [Sethian, 1999].
5. Multiply by (-1) using the calculator to generate the corresponding the elevation map (Figure 2e) because we want the highest elevation to correspond to the distance 0.
6. Apply the filter "Watershed For Unstructured Data Set" on the extracted surface to identify the catchments basins (Figure 2f).
7. Apply the filter "PolyDataExplodeToMultiblock." It takes all the cells that have the same ID and store them in a separate mesh, which is cut into several meshes corresponding to the catchment basins i.e., tectonic plates (Figure 2g).
8. Apply the filter "Feature edges" on each meshes to group the boundaries edges. Apply the filter "Triangle trips" to reconnect two edges that share a node. Therefore, every catchment basin define a plate polygon (Figure 2h). Export the polygons to the OGR-GMT format, ready to be visualized and analyzed with GMT or GPLates.

2.4.3. Differences Between the Two Methods

The major difference comes from the roughness of the elevation maps. In the field method, the variations of the elevation depend on the maximum and minimum values of the data. Since the relevant fields involve strong gradients, the field method generates rugged relief (Figure 1b). Therefore, some crests may not be high enough to end up being detected as plate boundaries. Additionally, plates with strong internal deformation may correspond to deep catchment basins using the viscosity or strain rate fields for instance. Therefore, although the boundaries are easily detected visually, the watershed transform may not detect them for high values of the threshold.

In contrast, the distance field method produces a smooth elevation map because the distance from the location to the nearest local maximum evolves more or less linearly (Figure 2f). Because of the method to compute the distance, a small local maximum in terms of the field produced by the convection model, has the same importance as a large one. In contrast, the minima and maxima of the elevation map for the field method represent physical values that vary laterally. Therefore the two methods give different elevation maps, and hence potentially two different watershed segmentations where deformation is small or diffuse.

In the following section, we compare the plate polygons obtained with these two methods and by visual inspection. Thanks to this evaluation, we will determine the appropriate conditions to use each of these methods.

3. Testing ADOPT Against Detection by Visual Inspection

3.1. The Data

The plate detection software perfectly detects plates for a field describing polygons with sharp discontinuous boundaries. Hence, the real and informative test is to detect plate polygons from a continuous field with diffuse and elusive boundaries. Therefore, we test now the tectonic plate detection method on two 3-D spherical models of mantle convection displaying a plate-like behavior. We use here the 3-D spherical models of *Mallard et al.* [2016], because we can compare the plate polygon configurations presented in that article to those produced with ADOPT. These 3-D spherical convection models are produced with the code

StagYY, solving for the nondimensional equations of mass, momentum, and heat conservation on an Yin-Yang grid [Tackley, 2008]. The pseudo-plastic rheology is an empirical approximation of the mechanical behavior of the mantle-lithosphere system [see Coltice *et al.*, 2017 for a review]. It is designed to generate plates self-consistently. We select two snapshots (called YS150 and YS250) corresponding to models with a yield stress of 150 and 250 MPa, respectively (Figures 3 and 4). The plateness as defined by Zhong *et al.* [1998] is 0.75 and 0.81, respectively. A 90% of the surface deformation lies within <15% of the surface area. We choose those two models because (a) they both have plate layouts with Earth-like properties (one distribution of the area of large plates and a fragmentation distribution of small plates), and (b) they correspond to two extreme cases of plate geometries: in YS150 plate boundaries are numerous and well defined, but plate interiors display some degree of deformation; in YS250 deformation within plates is very limited, but some plate boundaries are wide and diffuse. The details of the models are presented elsewhere [see Mallard *et al.*, 2016].

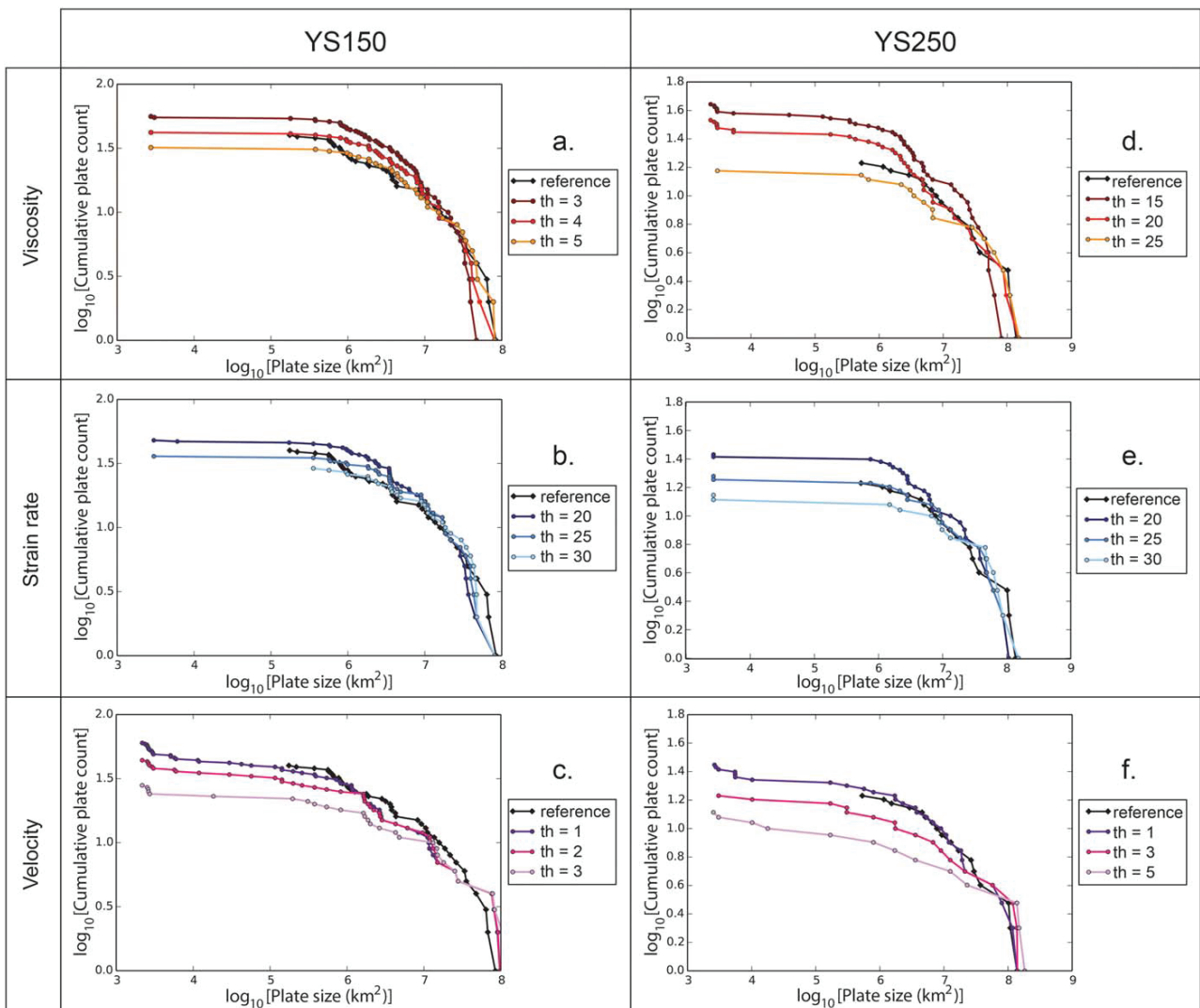


Figure 3. Plots of the logarithm of cumulative plate count versus the logarithm of plate size for YS150, YS250 with the field method and the references. The cumulative plate count represents the number of plates that exceed a given area. The graphs show the automatic layout extraction from the viscosity, strain rate, and velocity fields for the convection models. Each graph represents the results obtained with three different watershed thresholds (th). The colors represent the different fields used: red for the viscosity, blue for the strain rate, and pink for the velocity. The black curve represent the data obtained by visual inspection.

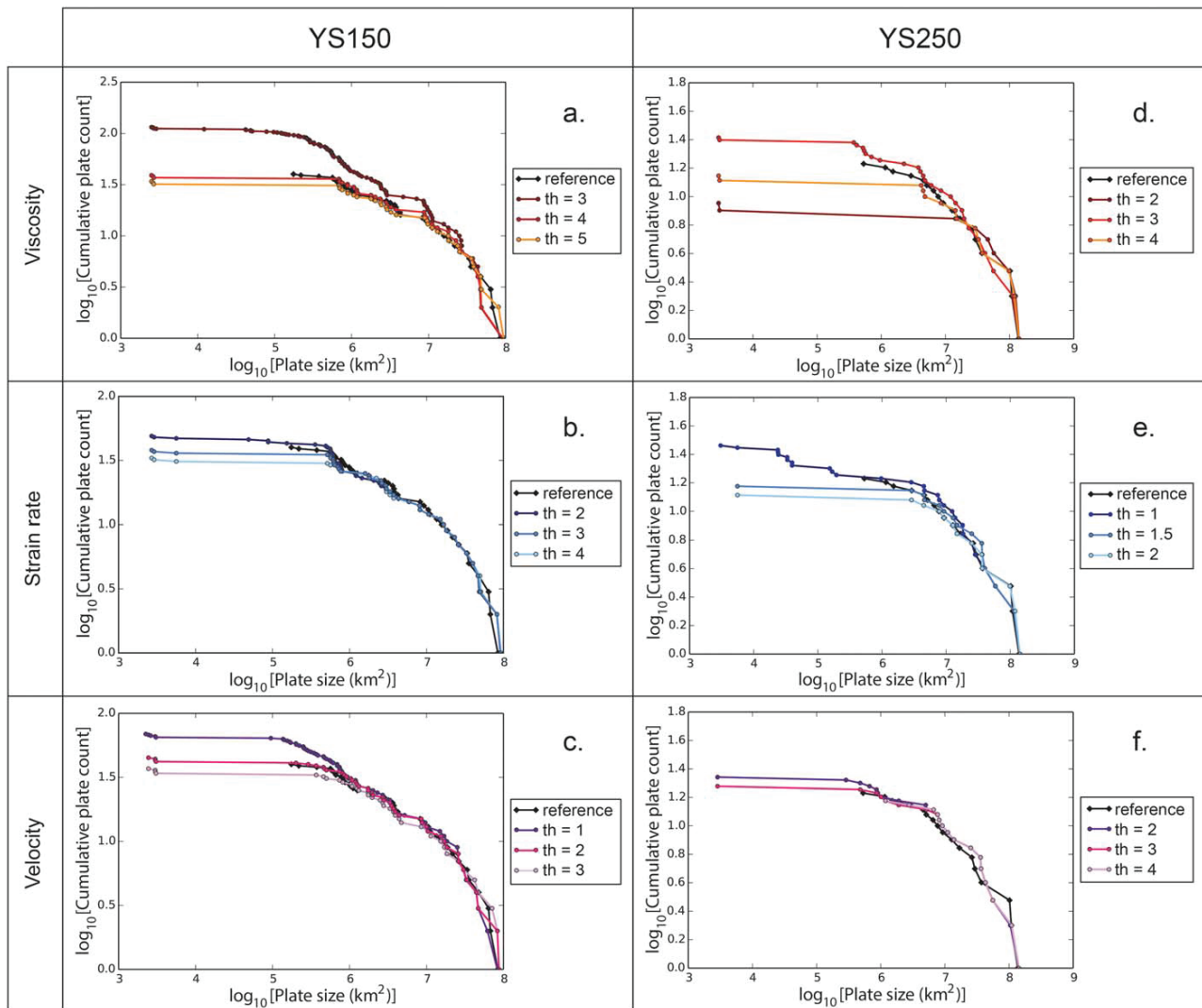


Figure 4. Plots of the logarithm of cumulative plate count versus the logarithm of plate size for YS150, YS250 with the distance method and the references. The cumulative plate count represents the number of plates that exceed a given area. The graphs show the automatic layout extraction from the viscosity, strain rate, and velocity fields for the convection models. Each graph represent the results obtained with three different watershed thresholds (th). The colors represent the different fields used: red for the viscosity, blue for the strain rate, and pink for the velocity. The black curve represent the data obtained by visual inspection.

We consider the corresponding plate layouts, realized from visual inspection and independently to the present study, as the references. In this previous work, they used plate tectonics rules to determine the plate boundaries using GPlates. *Mallard et al. [2016]* digitized the plate boundaries polygons through a careful analysis of several fields from our model outputs: surface velocity, horizontal divergence, viscosity, synthetic seafloor age, and temperature.

We compare the results of the automatic detection to the reference layouts produced manually. Although called the reference, the layout produced from visual inspection suffer some limitations too in regions of diffuse deformation, or where elusive plate boundaries are necessary to close a polygon. We therefore compare the abilities of ADOPT to solve quantitatively problems to close polygons in regions where it is a difficult task. We extract the plate tessellation processing separately three different fields of the convection models: the viscosity, the strain rate, and the magnitude of the velocity, with three different values of threshold for the watershed transform. We worked on the logarithm of the viscosity and strain rate instead of the fields themselves because the methods needs strong gradients, but weak roughness to avoid over-segmentation. Because lateral variations of viscosity in these models are up to 6 orders of magnitude, the

logarithm of the viscosity already displays strong gradients, and it smoothes the roughness that is large for the field itself. This choice was made on try and error tests, and may not be relevant to other models.

3.2. Cumulative Number Versus Area Distribution of Plates

3.2.1. The Field Method

Figure 3 displays the plate-size distributions obtained using the field method, and the reference distribution. The reference does not propose plates of area lower than 10^5 km², because of the difficulty to identify small plates by visual inspection. Microplates of area $<0.0006\%$ of the total surface can be detected with the automatic detection depending on the threshold of plate area for the watershed transform (Figures 3 and 4). The lower the threshold, the smaller the plates can be. With this method, the value of the threshold, corresponding to the percentage of the maximum depth of a basin in the data set, can reach 30% (see Figure 3). Such high values express the fact that the direct conversion of the field to elevation can produce very sharp cliffs (Figure 1c). Therefore, very small catchment basins with large depths can exist. Merging them to the appropriate catchment basin automatically can require to increase the threshold to a large percentage of the elevation gap in the data set. For some fields such as the magnitude of the velocity, thresholds lower than 10% are effective to produce a plate area distribution consistent with the manual detection of plates (Figure 3 bottom).

As expected, increasing the threshold of the watershed decreases the number of plates for all setups. However, we observe different sensitivities to the threshold of the watershed depending on the nature of the field used. Indeed, the plate-size distributions obtained from the velocity and the viscosity fields are more sensitive to a change of threshold than the distribution obtained from the strain rate.

When the threshold decreases, splitting of catchment basins is favored, decreasing the number of large plates ($>12 \cdot 10^6$ km²) and increasing the number of average and small plates. The data obtained from the viscosity field of YS150 (Figure 1a) illustrate this property. For YS250 (Figure 3d), there is just a sole microplate when the threshold is increased to 25%.

Small and average plates are easily detected for YS150 because it presents less broad zones of diffuse deformation than YS250 (Figure 3a). The best result for large plates and small plates distributions are obtained using the magnitude of the velocity, with additional detection of microplates.

The fits are better for YS250 than for YS150, because intraplate deformation in the former model is lower than in the latter (Figures 3d–3f). For large and intermediate plates, the distributions obtained from the velocity are quasi identical to the reference for both YS150 and YS250 (Figure 3f). However, the distributions of micro and small plates obtained from the strain rate field show a slightly better fit than for other fields (Figure 3e). Using the magnitude of the velocity is more effective to detect plate boundaries where deformation. The viscosity and strain rate fields do not produce strong enough contrast in regions where velocity variations are small (diffuse deformation).

3.2.2. The Distance Method

Figure 4 depicts the distribution of plate area obtained with the distance method. The effect of the threshold of the watershed is similar: increasing it leads to less micro and small plates. The fit is similarly good for all fields of YS150 (Figures 4a–4c). The large plates do not have identical sizes to those of the reference, but overall the fits are better than with the field method. The distribution of plates obtained from the strain rate (Figure 4b) is slightly more accurate than for other fields for YS150.

The distance method applied to YS250 generates too many small and microplates when using the viscosity field (Figure 4d) and the strain rate field (Figure 4e). For the later, numerous microplates disappear when the threshold is increased to 1.5%. The plate distribution obtained from the velocity field (Figure 4f) gives the best fit for YS250.

3.3. Plate Topology

Depending on the method used, the plate topology can slightly vary, as seen in Figure 6. Here, the best solution corresponds to the plate layout obtained with the distance method using the magnitude of the velocity. The differences between the layouts obtained with that field and the others are small: with the field method, some small plates are neglected, and some very large plates are split into two large plates. In the cases we tested, the threshold of the watershed filter has the bigger impact for plate oversight or splitting.

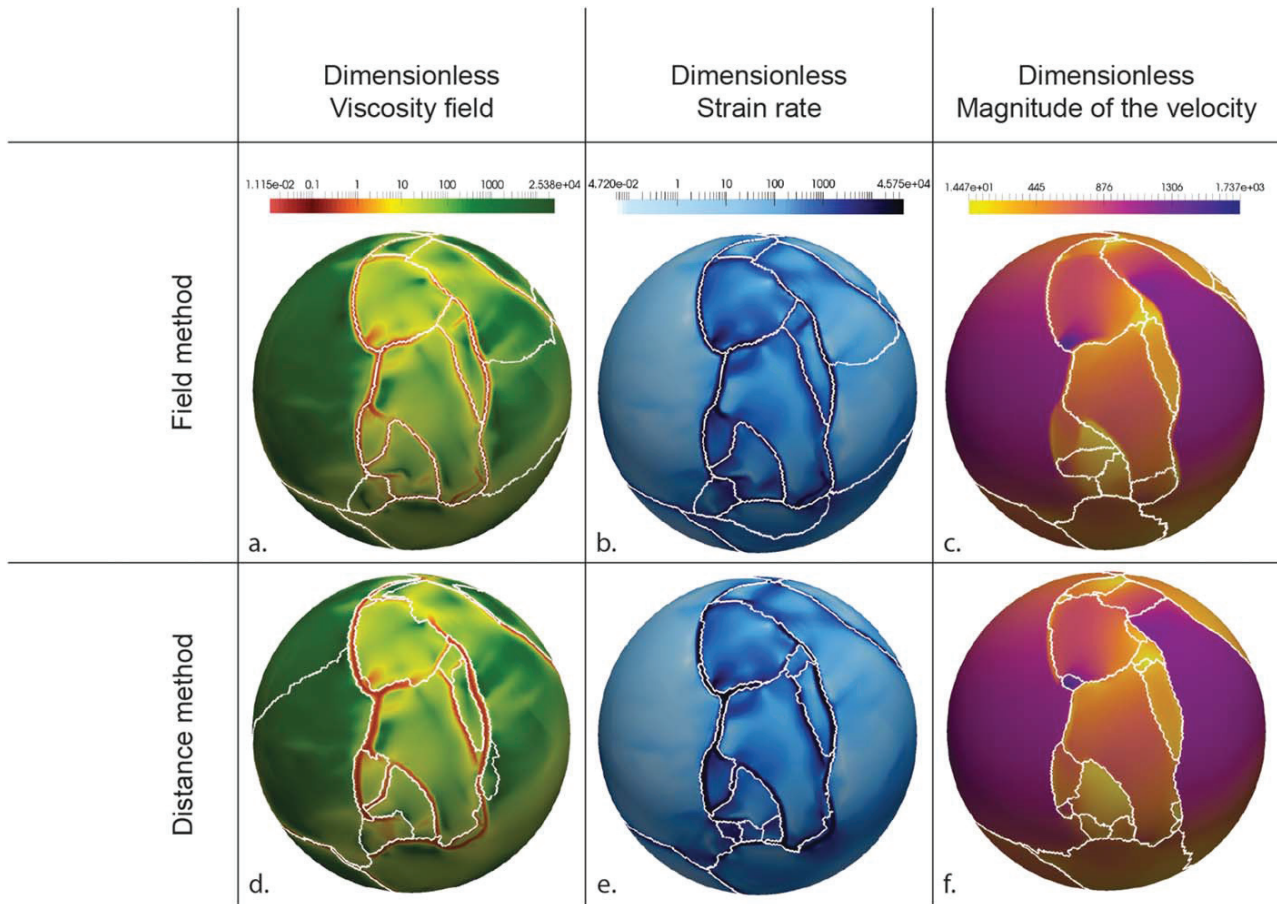


Figure 5. Snapshots of the nondimensional viscosity, strain rate, and velocity fields of the surface of the numerical convection model YS150. The plate boundaries in white are automatically detected with the field method (a, b, c) and the distance method (e, f, g).

For the distance method, the plate boundaries are not well defined for the viscosity and strain rate fields (Figure 5). This is because our convection models produce plate boundaries that are wider than expected on Earth.

The comparison between the reference layout and that produced with the distance method using the magnitude of the velocity shows ADOPT detects accurately the plate boundaries of large plates detected by visual inspection, but also for smaller ones (Figure 6). The tendency is to detect plate boundaries of small plates at different locations than the reference, but only for regions of diffuse plate boundaries and restricted back-arc opening. ADOPT also helps detect plate boundaries for which visual detection becomes subjective. It expresses the difficulties to visually position a plate boundary in regions of diffuse deformation, or where it is required to close a polygon although there is no unequivocal localization of deformation.

4. Discussion

We proposed a methodology, based on the watershed segmentation method, to detect automatically closed polygons corresponding to tectonic plates at the surface of convection models with plate-like behavior. The watershed transform produces a perfect layout if plates are perfectly rigid, but its strength is to produce closed polygons even if diffuse deformation or some elusive plate boundaries exist in the problem. To evaluate the method, we compared the statistics of the plate distribution and the layout produced for two models for which plate layouts build visually are published [Mallard et al., 2016]. These reference models display diffuse deformation and wide regions of localized deformation, therefore they constitute a strong

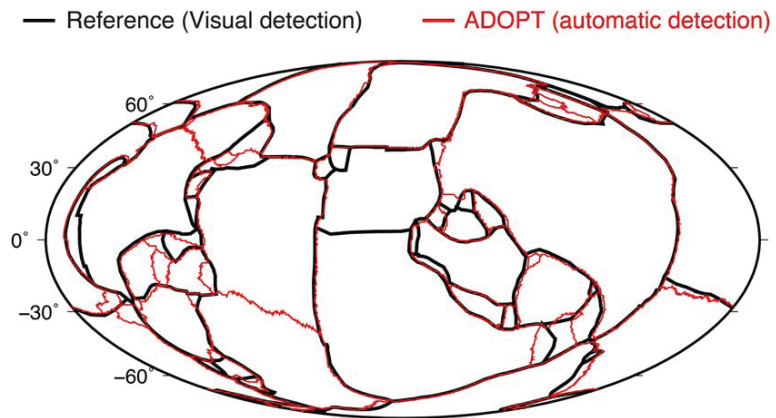


Figure 6. Automatic detection of plate polygons (distance method using the magnitude of the velocity) at the surface of the numerical convection model YS150, versus the visual detection of *Mallard et al.* [2016].

test. We propose two methods to apply on fields produced by the convection models. Both methods identify the pattern of plate tessellation, producing a distribution of plate area similar to the Earth, and to what was found from visual inspection. However differences exist between the field method and the distance method, and differences also exist with the reference plate layouts.

After selecting the best fits to the manual detection, for each automatic detection, both the field and distance methods provide accurate detections when the surface has a lot of plate boundaries (YS150) and with large zones of diffuse deformation (YS250). Preprocessing the data with the nonmaximum suppression and the hysteresis threshold filters, before applying the watershed transform, produces less detection of microplates in the distance method (Figures 7c and 7d) than in the field method. The distance method fits better the reference distribution than the field method.

In Figure 5, we observe that some obvious plate boundaries are neglected using the field method (Figures 5a–5c), but in majority, plate boundaries are defined accurately where deformation is localized. An issue with the field method is that if detected crests circumscribe a region of deformation, the catchment basin is

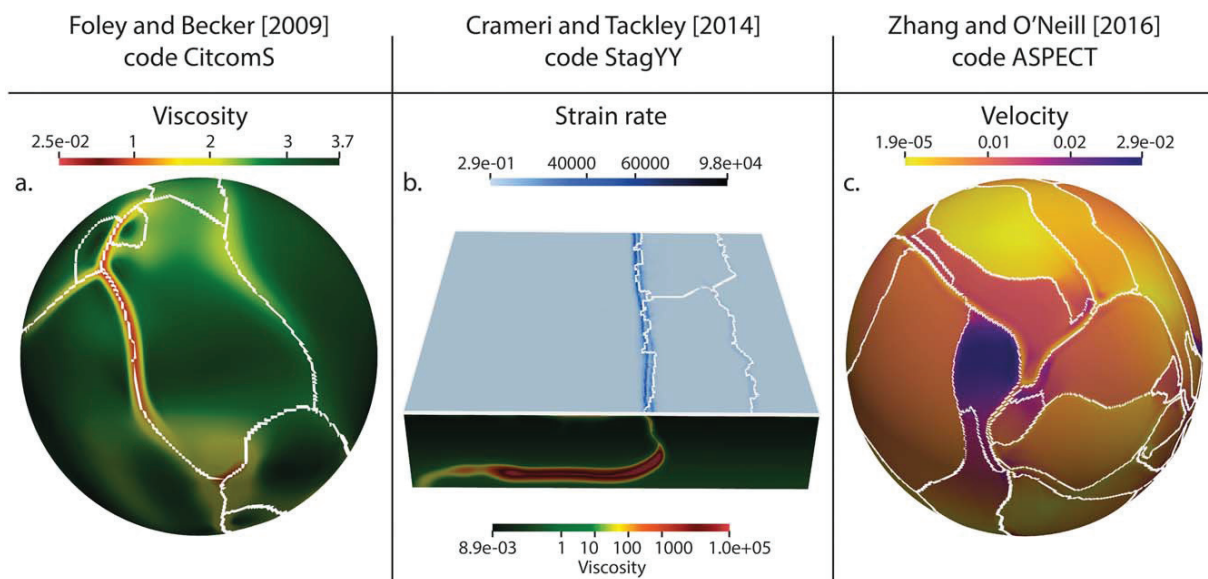


Figure 7. Snapshots of the viscosity, strain rate, and velocity fields of the surface of three different numerical convection models obtained with three different codes. The plate boundaries in white are automatically detected with the distance method. (a) Output from *Foley and Becker* [2009] computed with the code CitcomS. (b) Output from *Cramer and Tackley* [2014] computed with the code StagYY. (c) Output from *Zhang and O'Neill* [2016] computed with the code ASPECT.

omitted because its depth is below that of the threshold of the watershed transform. The distance methods avoids this issue, but if the numerical model of convection produces wide plate boundaries, then the automatic detection potentially places the contours of plates at their edges where gradients are the strongest (Figures 6d and 6e). Using the magnitude of the velocity field for the detection seems to avoid this problem (Figure 6f). We suggest that users of ADOPT try both methods and use the visual inspection to determine the more appropriate one.

There are differences between the layouts produced with ADOPT and those produced by visual inspection of a diversity of fields. Some of them come from the limitations of ADOPT we discussed previously, some come from the characteristics of the convection models. Indeed, the models presented here do not produce plate boundaries as sharp as on Earth. With a better description of the rheology [see *Crameri and Tackley, 2015; Coltice et al., 2017*], the improved sharpness of plate boundaries allows more accurate detections. Although taken as a reference, the detection from visual inspection are not necessarily an ideal solution, because *Mallard et al. [2016]* acknowledge the existence of diffuse plate boundaries and difficulties to close some polygons. The detection by visual inspection was realized with more information than what we use here. Combining several fields in appropriate manner could lead to an abstract field that provides a better expression of the plate boundaries.

ADOPT works on outputs of any convection codes and on any geometries, as long as they are readable by Paraview (Figure 7). The sole limitation of its use, regardless of the quality of the results, is the heterogeneity of the mesh resolution. For example, we could not produce plate layouts with ADOPT on the model of *Stadler et al. [2010]* produced with the code Rhea. Adaptive mesh refinement generates a factor of 5 of variations of the resolution at the surface, from 1 to 5 km. However, we successfully tested the automatic detection on three different results with homogeneous meshes of 3-D convection models. Figure 7a shows the results of *Foley and Becker [2009]* computed using the spherical shell convection code CitcomS [*Moresi and Solomatov, 1998*]. Figure 7b shows a calculation in Cartesian geometry with sticky air with the code StagYY from *Crameri and Tackley [2014]*. The zigzag observed on the high strain rate values are due to the width of the deformation area close to the trench. Figure 7c shows an output from *Zhang and O'Neill [2016]*, which simulate the mantle flow of Mars-like planets built upon the open source finite element code ASPECT [*Bangert et al., 2017*]. The precision of the produced layouts and the detections of plates depend on the flatness of the models.

The automatic plate detection tool we propose generates plate polygons although the fields over which it operates can be continuous. Therefore, there is no perfect solution to obtain. The tool allows to save a substantial amount of time, but it is necessary to examine the results and potentially operate corrections by hand, using additional knowledge or taking into account the limitations of the numerical models of convection used. The export tool we implemented is essential in that manner, since the produced files in the OGR-GMT standard can be imported in GPlates for modifications. Our algorithm does not forbid the detection of plates within plates. If one encounters such configuration, for instance, correcting the layout with GPlates may be required.

5. Conclusions

We have developed ADOPT, a digital tool to identify tectonic plates at the surface of the convection models from continuous fields produced. The automatic detection of the plate boundaries, hence the plate polygons, relies on a watershed transform algorithm, classically used for image segmentation. We implemented plugins and filters to realize the automatic plate detection in the free open-source software Paraview, and we share the source codes, and the reference plate polygons detected by visual inspection for testing. We have deployed both a VirtualBox and a Docker container as a tools to ensure sustainability of the tools, and efficient usage regardless of the operating system one uses. The data files, the virtual machine file, and the Docker files can be found here: <https://osf.io/dfzwn>.

We developed two different protocols to use ADOPT efficiently: the first one is based on the detection directly on the surface values of fields produced by the convection models. The second one is based on the conversion of the surface data into a distance field. Automatic detection of plates relies on one parameter: the watershed threshold which corresponds to the percentage of the maximum depth over which a catchment basin, i.e., a plate, is considered. We compared the results with plates geometries obtained from automatic detection and visual inspection.

Both protocols give plate layouts fitting well the cumulative plates versus plate-size distributions obtained by visual inspection. However, the distance method gives a better fit than the field method. Using the distance method on the magnitude of the velocity field gives the more consistent plate geometry for the considered models. Although, combining different fields and operations on them could lead to more appropriate solutions. For both methods and the various fields we used, a subsequent visual check is necessary because some limitations persist depending on the sharpness of deformation regions in the model produced, and intrinsic capabilities of the watershed algorithm. Thanks to the export tool into the OGR-GMT standard, it is possible to correct the plate layouts with the GPlates software in an optimal way.

Despite limitations, ADOPT is an effective tool that saves a substantial amount of time to study the evolution of plate layouts of convection models with plate-like behavior, allowing comparison with the data for plate tectonic reconstructions [Bird, 2003; Morra et al., 2013]. It provides means to quantitatively evaluate the similarity between the surface dynamics of the Earth and convection models.

Acknowledgments

We thank Thorsten Becker, Fabio Cramer, Giampiero Iaffaldano, and an anonymous reviewer for constructive comments that helped improve the manuscript. We could not test ADOPT on other codes without the help of Georg Stadler, Siqi Zhang, and Craig O'Neill, Fabio Cramer, Brad Foley, and Thorsten Becker. They kindly shared their data in the needed format. Finding some from almost 10 years ago is a challenge. We appreciate a lot and thank them very much. The research leading to these results was funded by the European Research Council within the framework of the SP2-Ideas Programme ERC-2013-CoG under ERC grant agreement 617588. The Virtual Box file and the Docker files can be found along with the data used here on the open data repository <https://osf.io/dfzwn>.

References

- Bangerth, W., et al. (2017), ASPECT v1.5.0, doi:10.5281/zenodo.344623. [Available at <https://aspect.dealii.org/publications.html>.]
- Beucher, S., and C. Lantuejoul (1979), Use of watersheds in contour detection, in *Proceedings International Workshop on Image Processing, Real-Time Edge and Motion Detection/Estimation*, pp. 17–21, Rennes, France, doi:citeulike-article-id:4083187.
- Bird, P. (2003), An updated digital model of plate boundaries, *Geochem. Geophys. Geosyst.*, 4(3), 1027, doi:10.1029/2001GC000252.
- Coltice, N., M. G erault, and M. Ulvrova (2017), A mantle convection perspective on global tectonics, *Earth Sci. Rev.*, 165, 120–150, doi:10.1016/j.earscirev.2016.11.006.
- Canny, J. (1986), A computational approach to edge detection, *IEEE Trans. Pattern Anal. Mach. Intell.*, 6, 679–698.
- Cramer, F., and P. J. Tackley (2014), Spontaneous development of arcuate single-sided subduction in global 3-D mantle convection models with a free surface, *J. Geophys. Res. Solid Earth*, 119, 5921–5942, doi:10.1002/2014JB010939.
- Cramer, F., and P. J. Tackley (2015), Parameters controlling dynamically self-consistent plate tectonics and single-sided subduction in global models of mantle convection, *J. Geophys. Res. Solid Earth*, 120, 3680–3706, doi:10.1002/2014JB011664.
- Foley, B., and T. W. Becker (2009), Generation of plate-like behavior and mantle heterogeneity from a spherical, visco-plastic convection model, *Geochem. Geophys. Geosyst.*, 10, Q08001, doi:10.1029/2009GC002378.
- Gordon, R. G. (1998), The plate tectonic approximation: Plate nonrigidity, diffuse plate boundaries, and global plate reconstructions, *Annu. Rev. Earth Planet. Sci.*, 26, 615–642, doi:10.1146/annurev.earth.26.1.615.
- Mallard, C., N. Coltice, M. Seton, R. D. Muller, and P. J. Tackley (2016), Subduction controls the distribution and fragmentation of Earth's tectonic plates, *Nature*, 535, 140–143, doi:10.1038/nature17992.
- Meyer, F. (1994), Topographic distance and watershed lines, *Signal Process.*, 38, 113–125, doi:10.1016/0165-1684(94)90060-4.
- Meyer, F. (2012), The watershed concept and its use in segmentation: A brief history February 2, arXiv:1202.0216v1
- Meyer, F., and S. Beucher (1990), Morphological segmentation, *J. Vis. Commun. Image Represent.*, 1(1), 21–46, doi:10.1016/1047-3203(90)90014-M.
- Moresi, L., and V. Solomatov (1998), Mantle convection with a brittle lithosphere: Thoughts on the global tectonic styles of the Earth and Venus, *Geophys. J. Int.*, 133, 669–682.
- Morgan, W. J. (1968), Rises, trenches, great faults, and crustal blocks, *J. Geophys. Res.*, 73, 1959–1982, doi:10.1016/0040-1951(91)90408-K.
- Morra, G., M. Seton, L. Quevedo, and R. D. M uller (2013), Organization of the tectonic plates in the last 200 Myr, *Earth Planet. Sci. Lett.*, 373, 93–101, doi:10.1016/j.epsl.2013.04.020.
- Najman, L., and M. Schmitt (1994), Watershed of a continuous function, *Signal Process.*, 38(1), 99–112
- Rolf, T., N. Coltice, and P. J. Tackley (2012), Linking continental drift, plate tectonics and the thermal state of the Earth's mantle, *Earth Planet Sci Lett.*, 351, 134–146, doi:10.1016/j.epsl.2012.07.011.
- Sethian, J. A. (1999), *Level Set Methods and Fast Marching Methods: Evolving Interfaces in Computational Geometry, Fluid Mechanics, Computer Vision, and Materials Science*, vol. 3, Cambridge University Press, Cambridge, U. K.
- Stadler, G., M. Gurnis, C. Burstedde, L. C. Wilcox, L. Alistic, and O. Ghattas (2010), The dynamics of plate tectonics and mantle flow: From local to global scales, *Science*, 329(5995), 1033–1038.
- Stein, C., J. Schmalz, and U. Hansen (2004), The effect of rheological parameters on plate behaviour in a self-consistent model of mantle convection, *Phys. Earth Planet. Inter.*, 142, 225–255.
- Tackley, P. J. (2000), Self-consistent generation of tectonic plates in time-dependent, three dimensional mantle convection simulations: 1. Pseudoplastic yielding, *Geochem. Geophys. Geosyst.*, 1, 1026, doi:10.1016/S0012-821X(98)00029-6.
- Tackley, P. J. (2008), Modelling compressible mantle convection with large viscosity contrasts in a three-dimensional spherical shell using the yin-yang grid, *Phys. Earth Planet. Inter.*, 171(1):7–18, doi:10.1016/j.pepi.2008.08.005.
- Trompert, R., and U. Hansen (1998), Mantle convection simulations with rheologies that generate plate-like behaviour, *Nature*, 395, 686–689, doi:10.1038/27185.
- Van Heck, H. J., and P. J. Tackley (2008), Planforms of self-consistently generated plates in 3D spherical geometry, *Geophys. Res. Lett.*, 35, L19312, doi:10.1029/2008GL035190.
- Dougherty, E. R. (1994), Morphological segmentation for textures and particles, *Digital image processing methods*, 43–102.
- Wessel, P., W. H. F. Smith, R. Scharroo, J. F. Luis, and F. Wobbe (2013), Generic mapping tools: Improved version released, *EOS Trans. AGU*, 94, 409–410, doi:10.1002/2013EO450001.
- Williams, S. E., R. D. M uller, and T. C. W. Landgrebe (2012), An open-source software environment for visualizing and refining plate tectonic reconstructions using high-resolution geological and geophysical data sets, *GSA Today*, 22, 4–9, doi:10.1130/GSATG139A.
- Zhang, S., and C. O'Neill (2016) The early geodynamic evolution of Mars-type planets, *Icarus*, 265, 187–208, doi:10.1016/j.icarus.2015.10.019.
- Zhong S. J., M. Gurnis, and L. Moresi (1998), The role of faults, nonlinear rheology, and viscosity structure in generating plates from instantaneous mantle flow models, *J. Geophys. Res.*, 103, 15255–15268, doi:10.1029/98JB00605.

4.3 Ce qu'il faut retenir

- ADOPT est le premier outil qui permet la détection automatique des plaques tectoniques à la surface des modèles de convection. Il permet ainsi une méthode rapide d'évaluation de similitudes entre la dynamique des modèles et la dynamique terrestre (Mallard et al 2016, Bird 2003, Coltice et al 2017 en Annexe).
- Cette technique est utilisable sur Paraview grâce à une boîte virtuelle contenant tous les outils nécessaires et éviter les problèmes d'installation.
- La détection automatique des plaques est basée sur un algorithme de transformation des bassins versants qui nécessite la conversion des champs étudiés en reliefs. Nous avons proposé deux protocoles à cette conversion qui ont permis d'obtenir de bons résultats sur un modèle à la surface plus déformable et un modèle à la surface plus rigide.
- Cette technique de détection n'est utilisable que pour les champs contenant des gradients forts entre les valeurs des limites et les valeurs des plaques.
- La méthode des champs permet la détection des plaques directement sur les champs produits par les modèles sans triage préalable, ce qui implique des biais de détection de certaines plaques par majoration ou minoration.
- La méthode des distances nécessite la conversion préalable des données en champ de distances. Elle donne des détections automatiques de plaques très proches des détections manuelles.
- La combinaison de différents champs et facilement réalisable sur Paraview et pourrait permettre une meilleure définition des limites de plaques
- Il serait utile d'attacher les valeurs de divergence, de convergence et de vorticité aux polygones de plaques détectés afin de pouvoir étudier leurs effets respectifs sur les mouvements des plaques par exemple.

CHAPITRE 5

Discussion et Conclusion

5.1 Discussion

Le but principal de cette étude est d'étudier la tectonique de surface des modèles de convection. Pour cela, différents objectifs ont été formulés. Le premier était de pouvoir comparer qualitativement et quantitativement les solutions numériques et les reconstructions de la tectonique terrestre. Pour cela, la détermination des limites de plaques tectoniques a été réalisée à travers l'étude des champs de viscosité, vitesses, températures, de taux de déformations, ..., de plusieurs modèles (Partie 2.3.3). La détermination à la main de ces limites étant trop longue, une nouvelle technique de détection a été développée. Même si cette technique permet de détecter la géométrie des plaques tectoniques à la surface des modèles, elle ne permet pas encore de déterminer les types de limites de plaques.

La mise en place d'ADOPT a tout de même permis de proposer l'agencement des plaques tectoniques comme nouveau diagnostic pour évaluer la proximité entre la tectonique des modèles et celle de la Terre. Néanmoins les valeurs non-dimensionnées

et les contraintes seuils imposées dans les modèles ne correspondent pas aux données expérimentales. De même, les limites des modèles discutées en amont (Partie 2.3.5) rendent la comparaison difficile entre ces données expérimentales et celles de terrain d'une part et les résultats des calculs de convection d'autre part. Néanmoins cette technique de détection n'est pas valable pour tous les champs en surface des modèles. En effet, la détection n'est possible que sur les champs à fort gradient, c'est-à-dire lorsque les valeurs maximales sont très fortes et tranchées par rapport aux valeurs alentours. De ce fait, le champ de température est inutilisable. Le fait de négliger certains champs limite la précision de la détection des plaques. De plus, ADOPT permet certes, de détecter les plaques mais pas de les suivre dans le temps automatiquement, ce qui limite son utilisation dynamique. Il faudrait développer une méthode afin de suivre les géométries de plaques dans le temps comme les simulations numériques utilisées par les sédimentologues qui étudient la désagrégation des blocs en fonction de l'érosion.

Les comparaisons entre les modèles et les données terrestres ont permis de mettre en place des améliorations dans la résolution des calculs de convection. Ainsi, les valeurs de contrainte de plasticité qui permettent la mise en place d'une dynamique terrestre sont les mêmes que Rolf et al. (2014) alors que les observations utilisées pour arriver à ces valeurs sont indépendantes. Il s'agit respectivement d'observations de la variation de la contrainte seuil pour permettre les agrégations et désagrégations et dans cette étude, d'obtenir un agencement en surface proche de celui de la Terre. La paramétrisation de la rhéologie des continents a aussi été améliorée. En effet, la viscosité des continents étant trop haute, le fort gradient de viscosité entre la lithosphère océanique et la lithosphère continentale génèrait des initiations de subductions sur tout le pourtour des continents épais. Plus les continents indéformables sont épais et plus les contraintes se localisent en bordure. La rhéologie et la densité sont toutes deux liées à ce phénomène. Sur Terre en revanche, les continents ne sont pas indéformables, les déformations dépendent de l'histoire rhéologique de la croûte qui peut être affaiblie à certains endroits. De plus, l'épaisseur et la viscosité de la croûte ne varient pas aussi abruptement que dans les modèles. Ce problème a été résolu en changeant la rhéologie des continents (Rolf et al., 2014). Ainsi, une partie qui possède une contrainte seuil

haute (donc ne permet pas la mise en place de déformations) est définie au centre du continent. Elle est entourée par une ceinture mobile plus fine qui possède une contrainte seuil plus basse, cela permet la localisation de la déformation (Rolf et al., 2014). Même si des diminutions de vitesse pour les plaques avec continents ont été visibles dans les modèles, il manque une analyse quantitative comme celle de Zahirovic et al. (2015) qui nous permettrait de mesurer l'impact des continents sur la longueur d'onde de convection.

Les analyses effectuées sur les modèles ont permis de montrer le couplage entre l'agencement des larges plaques en surface et des grandes longueurs d'onde de convection ainsi que le couplage entre les petites plaques et la courbure des fosses de subduction. Ceci a permis de remplir l'un des objectifs de cette thèse qui était de relier la dynamique de surface et la dynamique mantellique. Cette étude a par ailleurs permis de prédire des échelles de temps de réorganisation des grandes plaques sur des périodes de 100 millions d'années environ qui correspondent à des durées d'apparition et de disparition des plaques plongeantes. Les petites plaques en revanche ont des espérances de vie de 10 millions d'années environ. Néanmoins, ces résultats ont été déduits d'analyses tectoniques sur seulement cinq pas de temps de quatre modèles différents (Chapitre 3). Cette limite est due au temps de délimitation des plaques à la main. De plus, les modèles sur lesquels sont fait ces analyses ne possèdent pas de continents alors que ceux-ci jouent un rôle important dans la mise en place des plaques tectoniques.

La détection automatique des plaques tectoniques à la surface des modèles va permettre de créer des reconstructions cinématiques comparables aux reconstructions terrestres (Müller et al., 2016) à ceci près que les vitesses seront absolues. En effet, nous avons vu précédemment que les mouvements des plaques sont calculés par des mouvements relatifs entre elles (DeMets et al., 1990, 1994, 2010; Argus & Gordon, 1991). Or pour obtenir un modèle de mouvements absolus, il suffit d'avoir un point d'ancrage à la surface de la Terre (Seton et al., 2012; Müller et al., 2016). Or, les panaches mantelliques décrits à plus de 3000 km des limites de plaques (Wilson, 1963; Morgan, 1971;

Partie 2.1.3.3) ont été décrits comme des anomalies stationnaires (Duncan, 1981; Morgan, 1983). Ces points chauds sont donc utilisés comme repère dans les reconstructions cinématiques (Clague & Jarrard, 1973; Duncan, 1981; Morgan, 1983; Müller et al., 1993). Néanmoins, le développement des outils sismiques et tomographiques a permis une nouvelle vision mobile des panaches mantelliques qui peuvent advecter (Steinberger & O'Connell, 1998; Steinberger, 2000; Tarduno et al., 2003) et avoir un mouvement relatif qui dépend de la rotation attribuée à la lithosphère. Celui-ci est estimé par exemple de 1 cm/an à 2 cm/an sous la plaque Pacifique (Molnar & Stock, 1987). Néanmoins, ces études ne montrent que des instantanés du manteau terrestre avec des résolutions faibles qui rendent les panaches difficilement identifiables. De même, des études récentes sont plus nuancées sur la forme étroite des panaches (Farnetani & Samuel, 2005; Figure 5.1). La formation des courants ascendants de faibles densité est reconnue depuis Griffiths (1986) comme étant due à des instabilités thermiques et des anomalies chimiques. Cependant, la composition chimique des panaches a peu d'impact sur leurs mouvements (McNamara & Zhong, 2004a), nous avons donc décidé d'utiliser les modèles de convection afin d'évaluer la dynamique et les mouvements des points chauds dans le manteau.

Une technique de détection des panaches mantellique a été mise au point sur un modèle de convection contenant les mêmes paramètres que dans le chapitre 2 avec des continents cette fois-ci. La répartition continentale initiale est celle observée il y a 80 Ma à la surface de la Terre (Seton et al., 2012). Puis les continents s'agrègent et ne se désagrègent pas. Cette étude a été réalisée avec Maëlis Arnould, doctorante en 2ème année au sein de l'équipe Augury. Nous avons utilisé une technique de détection de panaches préexistante (Labrosse, 2002) que nous avons modifiée et appliquée à nos modèles numériques de convection (Figure 5.2). La température au niveau des points chauds est plus élevée que la moyenne du manteau cependant certaines zones peuvent avoir des températures très élevées et ne pas être des courants ascendants. Par exemple, au niveau des coins du manteau des zones de subduction (chapitre 1). Ce paramètre ne suffit donc pas à détecter les panaches mantelliques. La vitesse de remontée dans ces anomalies thermiques est bien supérieure à la vitesse dans le manteau (50 cm/an pour

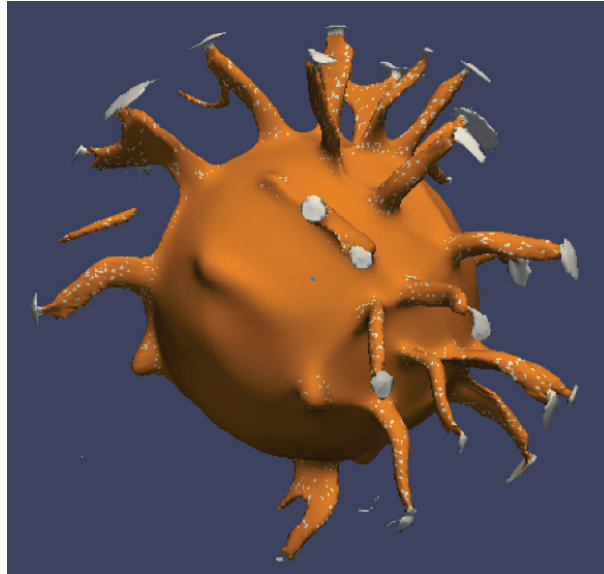


FIGURE 5.1 – Différentes morphologies des panaches mantelliques sont visibles à l'intérieur du modèle de convection. Les panaches sont matérialisés par le contour de l'isotherme 0,9.

le point chaud d'Hawaï; Ribe & Christensen, 1999) et est comparable aux taux d'ouverture des plaques (Griffiths, 1986). Nous avons donc choisi de détecter les panaches grâce au produit du champ de température et du champ de vitesse verticale à 341 km de profondeur. A cette profondeur, les conduits des panaches sont plus étroits qu'en surface car il n'y a aucune interaction avec la lithosphère (Figure 5.1). Par ailleurs, le saut de viscosité imposé dans les modèles à la zone de transition (670 km) permet une stabilité et une épaisseur plus large des panaches dans le manteau inférieur que dans le manteau supérieur où ils sont donc plus étroits (Figure 5.1) et susceptibles d'être défléchis par des mouvements de convection plus vigoureux. La forme des panaches est très hétérogène, ils peuvent être fins, épais, à double embranchement (Figure 5.1). Morgan (1971, 1972) identifie une vingtaine de points chauds alors que Burke & Wilson (1972) en comptaient 117. Ce chiffre est constamment remis en question en fonction des paramètres pris en compte pour les identifier : vitesse verticale, chaleur, morphologie, etc (Davies, 1988; Sleep, 1990; Steinberger, 2000; Courtillot et al., 2003; Anderson, 2005). Dans l'étude préliminaire que nous avons réalisée, sur 300 Ma, le nombre de panaches oscille entre 18 et 35.

L'analyse de la géométrie des volcans sous-marins terrestres a montré que ces panaches n'ont pas bougé depuis 65 Ma dans le Pacifique, et 120 Ma pour l'Ouest Indien

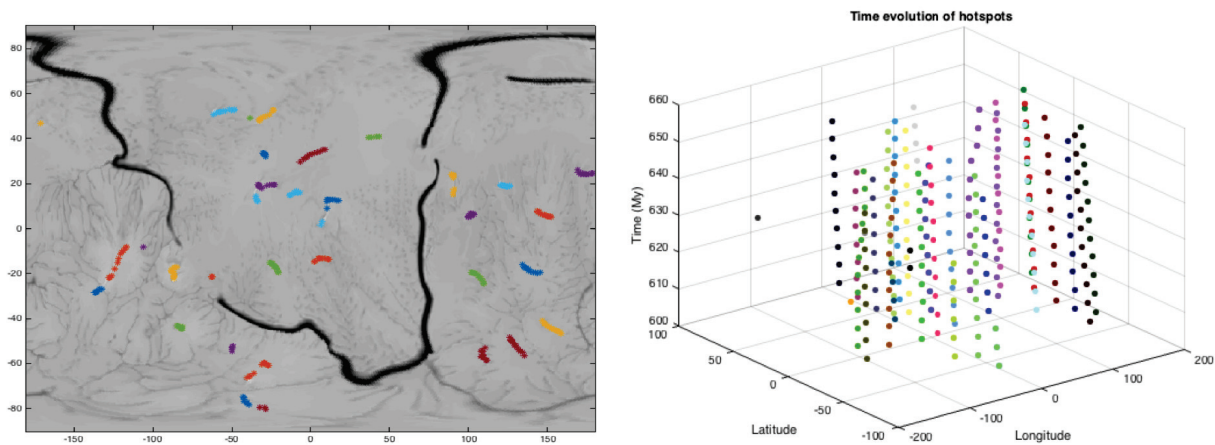


FIGURE 5.2 – La détection des panaches mantelliques d’un modèle de convection sur 60 Ma. À gauche, la carte montre la répartition des points chauds à une profondeur de 471 km. Les points rapprochés de même couleur ont la même identité. À droite, le graphique 3D montre la répartition spatiale des points chauds sur 60 millions d’années.

et l’Atlantique Sud (Duncan, 1981). Duncan (1981) a aussi montré un déplacement de 5 km/Ma entre ces groupes de points chauds.

Il sera donc possible d’étudier le déplacement des panaches mantelliques “morganiens” c’est à dire qui proviennent de la limite noyau-manteau (Courtilot et al., 2003) dans les modèles de convection. La longévité et le nombre de points chauds dépendent des paramètres imposés dans les modèles comme le pourcentage du flux de chaleur provenant du noyau, la température, le nombre de Rayleigh, l’énergie d’activation, etc. Il faudrait tester ces paramètres ce qui est difficile car de tels modèles nécessitent des temps de calcul d’environ 2 mois.

Nous avons donc utilisé les planètes fictives réalisées grâce à la résolution de calculs de convection pour comprendre l’interaction entre convection mantellique et la dynamique des plaques à la surface de notre planète. Néanmoins le développement de la technique de détection automatique ainsi que l’amélioration tardive de la rhéologie des continents n’ont pas permis de placer les études précédentes dans le cadre de cycles de Wilson. De plus, la loi de viscosité simple utilisée dans ces modèles rend des comparaisons structurales difficiles entre les déformations observées à la surface des modèles et celles calculées ou observées sur Terre. La résolution empêche aussi ce genre de

comparaison. En effet, une meilleure résolution dans les modèles de convection permettrait de relier des analyses à l'échelle régionale réalisées à partir de reconstructions cinématiques aux observations dynamiques des modèles de convection. Il serait par exemple possible d'étudier les angles d'ouverture océanique comme Brune (2014). Il serait aussi possible d'étudier des déformations régionales à grande longueur d'onde. Par exemple, de pouvoir comparer des déformations induites en cas de double subduction dans les modèles avec les déformations enregistrées au niveau du Tibet par exemple Jagoutz et al. (2015) afin de déterminer si cette dynamique est possiblement à la base de la mise en place du Tibet. De même, ajouter la fusion partielle permettrait de relier les conditions nécessaires à la mise en place de larges provinces magmatiques dans les modèles et de les appliquer à la Terre si le contexte est le même. De plus, si la mémoire rhéologique était implémentée dans les modèles, la compréhension de la mise en place de certaines limites de plaques au profit d'autres pourrait être visible dans les modèles. Par exemple pour déterminer les fragilisations qui ont permis l'ouverture de l'Atlantique il y a 180 Ma au profit de l'ouverture du rift Est Africain. Pour palier à ce problème de résolution, une solution alternative pourrait être d'exporter les rhéologies, vitesses et anomalies thermiques dans des modèles régionaux afin d'obtenir un "zoom" qui serait auto-cohérent avec la dynamique mantellique.

5.2 Conclusion

L'étude des structures convectives dans le manteau est possible depuis les années 70 grâce au développement de la sismique (Jordan, 1975; Dziewoński et al., 1977). Les modèles de convection se sont depuis développés et permettent de générer des plaques en surface grâce à une rhéologie pseudo-plastique (Moresi & Solomatov, 1998). Ces modèles étaient d'abord utilisés pour étudier et prédire les structures dans le manteau. Or depuis les années 2000 (Tackley, 2000a, 2008), la tectonique est générée de manière autonome à la surface des modèles de convection. Les modèles numériques de convection utilisés dans cette thèse ont une tectonique globale de surface auto-organisée avec des plaques et des limites de plaques étroites.

Nous avons donc décrit la surface des modèles sous le prisme de la tectonique terrestre. Pour cela, nous avons d'abord dû délimiter les limites des plaques tectoniques en nous basant sur les données de divergence, viscosité, température, taux de déformation etc. Nous avons proposé l'agencement des plaques tectoniques comme un nouveau diagnostic comparatif à la tectonique terrestre. L'étude de la répartition des plaques tectoniques en deux groupes de tailles différentes a permis de relier la dynamique mantellique à la tectonique de surface. En effet, les larges plaques sont le reflet des grandes longueurs d'onde de convection dans le manteau alors que les petites plaques sont issues des relaxations imposées par la courbure des fosses sur les plaques en surface. Les échelles de temps de réorganisation de ces deux familles sont donc différents avec des temps de 100 Millions d'années qui correspondent à la mise en place ou la mort d'une zone de subduction alors que les échelles de temps de réorganisation des petites plaques sont de l'ordre de 10 millions d'années qui correspondent aux mouvements des fosses en surface (Sdrolias et al., 2004). De plus, comme l'agencement des plaques tectoniques ne varie pas dans nos modèles sur 500 millions d'années, cela nous amène à penser que la décroissance du nombre de petites plaques dans le passé estimé par les reconstructions cinématiques (Morra et al., 2013) n'est qu'un artefact produit par la simplification linéaire de la géométrie des fosses. Cette simplification ne permet donc plus le fractionnement des plaques en petites plaques tectoniques.

La détection automatique de la géométrie des plaques en surface permet d'automatiser la comparaison entre l'agencement des plaques des modèles et celui de la Terre. Cette technique a d'ailleurs été utilisée dans l'Annexe A.4 et a permis de tester les rhéologies de modèles dans lesquels les vitesses ont été imposées puis relâchées immédiatement ou au bout de 50 millions d'années. Les erreurs dans l'agencement des plaques des modèles (comparés à la Terre) tiré d'ADOPT ont permis de pointer du doigt la propagation des erreurs du champ de température. De plus ADOPT étant une technique automatique, elle peut être utilisée sur des périodes de temps très longues.

5.3 Perspectives

L'outil de détection automatique ADOPT offre la possibilité de regarder l'influence des réorganisations sur les tailles de plaques, et ce sous deux angles différents. En effet, les continents bougent à la surface de la Terre grâce au couplage entre la lithosphère continentale et la dynamique du flux convectif sous-jacent. Cela induit la mise en place cyclique de supercontinents et l'éclatement de ces derniers. Le premier angle est d'évaluer les variations des agencements de plaques lors de ces agrégations ou désagrégations continentales. En effet, les incertitudes sur les répartitions et la géométrie des plaques tectoniques croissent dans le passé et seule la position des plaques sur 90 millions d'années peut être estimée sans trop d'erreur. Or cette période courte où les reconstructions cinématiques sont bien contraintes ne voit aucune agrégation ou désagrégation complète. Les modèles de convection numériques en revanche, permettent d'obtenir des simulations d'une dynamique pseudo-terrestre sur une période illimitée qui ne dépend que du temps de calcul. Il est donc théoriquement possible d'observer des agrégations et désagrégations continentales en surface des modèles. Il serait donc intéressant de vérifier la répartition statistique des plaques (chapitre 3; Bird 2003; Morra et al. 2013) durant ces périodes en utilisant ADOPT. Cette étude pourrait être complétée par l'analyse de la proportion de zones de subduction par rapport au périmètre des plaques afin de vérifier les résultats de Forsyth & Uyeda (1975b) (Partie 1.2.2) qui montrent une proportion majeure de limites tectoniques en subduction autour des plaques rapides. Si tel est le cas, il sera aussi possible de vérifier la variation de la longueur totale des zones de subduction en fonction du temps. En effet, cette proportion diminue avec le temps dans les reconstructions cinématiques et de manière significative lors des agrégations continentales. Néanmoins des études tendent à montrer que la proportion n'a pas varié. L'observation d'agrégations dans les modèles de convection permettrait aussi de vérifier l'impact des zones de subduction entre les continents qui seraient responsables de leur agrégation. De même, la présence d'un anneau de subduction autour d'un supercontinent permettrait sa désagrégation (Gurnis & Hager, 1988; Zhong & Liu, 2016). L'observation des points chauds dans ces modèles pourrait

appuyer la théorie de Lowman & Jarvis (1993) dans laquelle les désagréations continentales sont initiées par des anomalies thermiques positives comme les panaches sous les supercontinents.

Justement, la détection des panaches mantelliques dans les modèles de convection offre de nouvelles perspectives dans la compréhension de la mise en place et de leurs mouvements dans le manteau et en surface. Nous arrivons à évaluer la durée de vie des panaches ainsi que leur nombre dans un modèle avec un agencement de plaques en surface similaire à la Terre et une agrégation continentale. L'objectif suivant est d'utiliser le logiciel GPlates afin d'évaluer les mouvements relatifs des points chauds les uns par rapport aux autres. En effet, l'idée d'un repère fixe dans le manteau est une inconnue majeure actuellement, qui pourrait être déduite de l'organisation relative des panaches mantelliques entre eux. Il serait aussi utile d'étudier des interactions entre les panaches mantelliques, les zones de subductions et les dorsales. En effet, Schilling (1973) et Vogt (1976) ont initié les travaux sur les interactions entre un panache mantellique en dessous d'une dorsale. Celles-ci sont de trois types : soit la dorsale se rapproche graduellement du point chaud, soit la dorsale est à l'aplomb du point chaud, soit la dorsale s'éloigne du point chaud. Le premier cas est le plus présent sur Terre (Maia et al., 2000) et dans les modèles de convection (Figure 5.3). Nous pourrions aussi étudier ces interactions dans les modèles de convection (Figure 5.3).

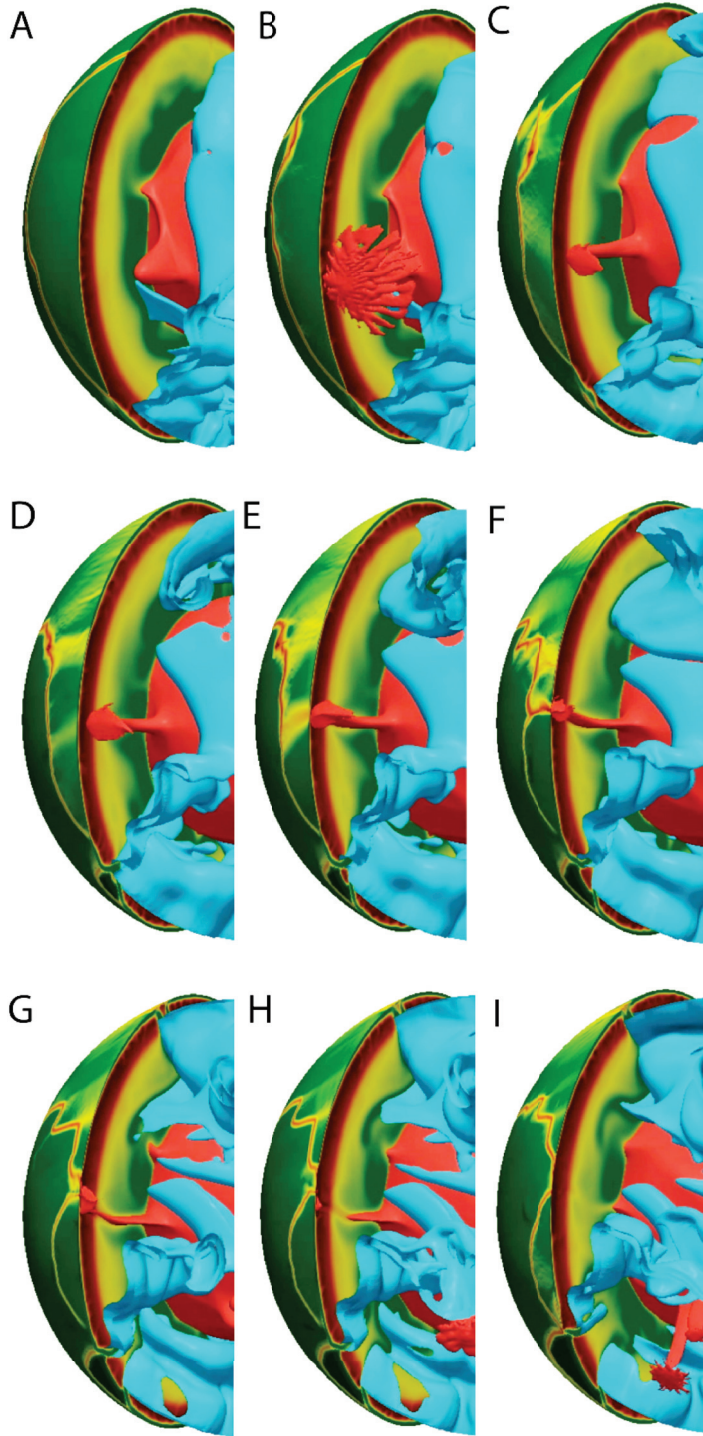


FIGURE 5.3 – Instantanés de l'interaction entre un point chaud et une dorsale dans un modèle de convection. Les demi-sphères à gauche sont colorées selon le champ de viscosité. Les zones de forte viscosité sont vertes et celles de faible viscosité sont rouges. La limite de faible viscosité rouge à la surface de la sphère est une dorsale. Dans les parties droites, les contours des isothermes 0,9 et 0,7 montrent respectivement les panaches mantelliques en rouge et les zones de subduction en bleu. Les instantanés sont espacés de 5 Ma. A. une anomalie thermique remonte vers la surface. B. étalement de la tête du panache sous la lithosphère. C. l'étalement disparaît et une légère anomalie visqueuse est visible en surface à gauche du panache. D. en surface, une zone de viscosité large et diffuse se développe. Le panache avance vers la coupe. E. la limite diffuse débouche sur une dorsale dont la morphologie est visible en relief sur la tête du panache. F. la limite n'est plus diffuse, il s'agit d'une dorsale. Le panache continue à migrer vers la dorsale et le point triple est visible plus à l'ouest. G. le point triple (dorsale-dorsale-dorsale) a migré à l'aplomb du panache. H. le point chaud migre dans la coupe légèrement au Sud du point triple. I. le point chaud a migré vers l'intérieur de la coupe et le point triple a disparu (il n'est plus visible sur toute la surface).

De plus, l'agrégation des continents pourrait avoir un impact sur les mouvements des panaches mantelliques. Il faudrait donc étudier ces mouvements lors de réorganisations successives afin de vérifier s'il y a une réelle migration des panaches lors des agrégations pour vérifier la théorie de Lowman & Jarvis (1993, 1996) énoncée plus haut.

Une autre perspective de ce travail de thèse concerne les limites diffuses. En effet, les trois limites tectoniques majeures sont les failles transformantes, les dorsales et les zones de subduction. Or ces limites étroites ne suffisent pas à fermer des polygones de plaques tectoniques. En effet, de nombreuses zones de déformations larges sont connues sur les continents comme les montagnes et de plus en plus de zones diffuses océaniques sont identifiées. La proportion de ces zones diffuses à la surface de la Terre n'est pas anodine et ne répond pas à la théorie de la tectonique des plaques. Il serait intéressant de se servir d'ADOPT afin de délimiter les zones diffuses dans les modèles et de calculer les pôles d'Euler (Goudarzi et al., 2014) associés aux plaques composantes afin de comprendre leur dynamique et de les comparer avec les limites diffuses terrestres (Zatman et al., 2001). L'étude du mouvement des plaques sur des milliards d'années dans les modèles de convection permettrait de voir si ces limites diffuses correspondent à un stade précoce de mise en place de limites étroites. Néanmoins, il faudrait implémenter la taille des grains dans les modèles car des déformations préalables peuvent aussi permettre la mise en place de telles limites. Ceci n'est pas vérifiable à l'heure actuelle au vu des propriétés imposées dans les modèles.

ANNEXE A

Annexes

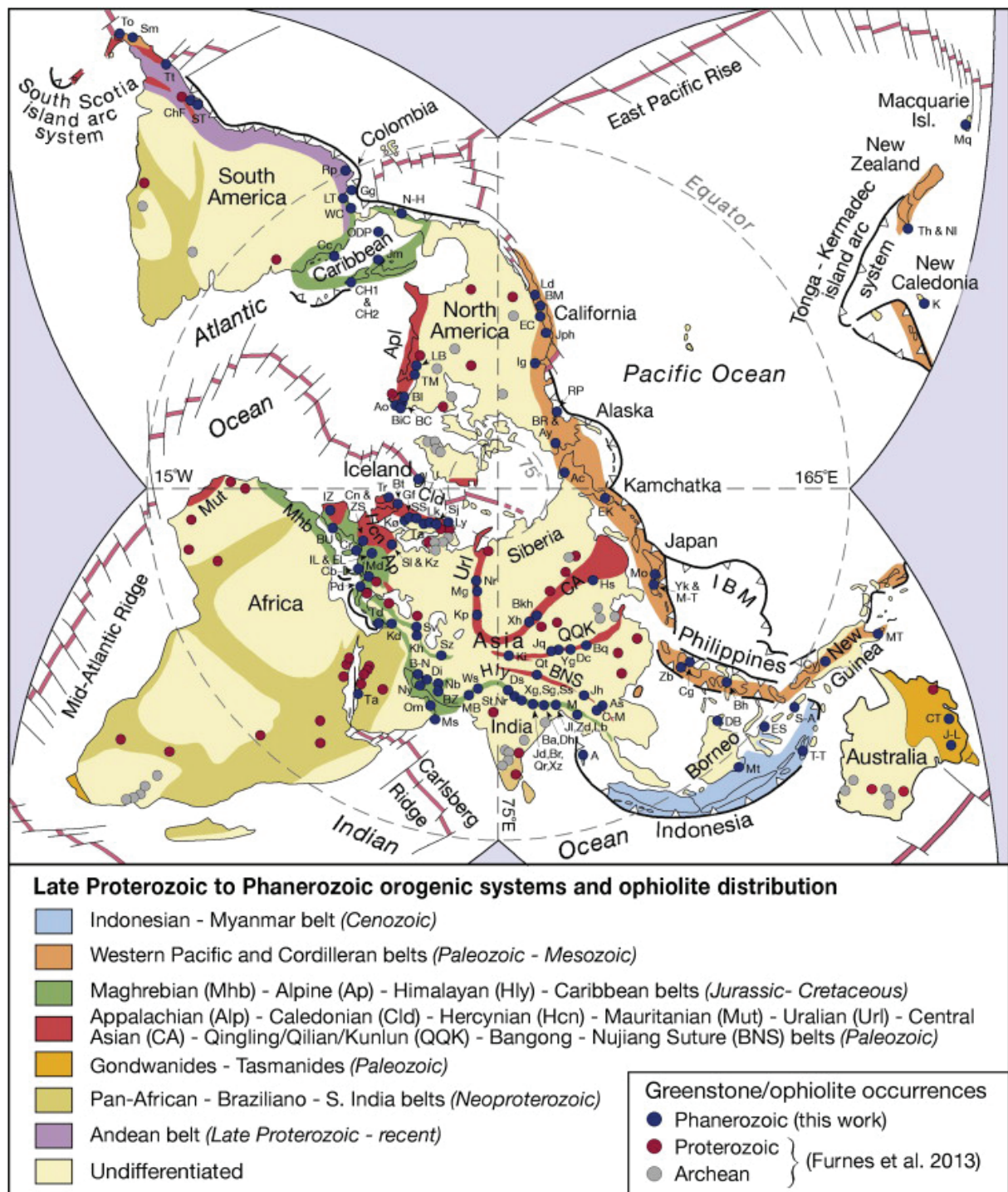
A.1 Identifiants des plaques tectoniques, aires et pôles d'Euler selon Bird (2003)

Identifiant	Plate Name	Area, Steradian	Pole Latitude, deg. N.	Pole Longitude, deg. E	Rotation Rate, deg./Ma	Reference
AF	Africa	1.44065	59.160	-73.174	0.9270	<i>DeMets et al.</i> [1994]
AM	Amur	0.13066	57.645	-83.736	0.9309	<i>Heki et al.</i> [1999]
AN	Antarctica	1.43268	64.315	-83.984	0.8695	<i>DeMets et al.</i> [1994]
AP	Altiplano	0.02050	33.639	-81.177	0.9160	<i>Lamb</i> [2000]
AR	Arabia	0.12082	59.658	-33.193	1.1616	<i>DeMets et al.</i> [1994]
AS	Aegean Sea	0.00793	74.275	-87.237	0.6497	<i>McClusky et al.</i> [2000]
AT	Anatolia	0.01418	56.283	8.932	1.6400	<i>McClusky et al.</i> [2000]
AU	Australia	1.13294	60.080	1.742	1.0744	<i>DeMets et al.</i> [1994]
BH	Birds Head	0.01295	12.559	87.957	0.3029	this paper
BR	Balmoral Reef	0.00481	45.900	-111.000	0.2000	this paper
BS	Banda Sea	0.01715	16.007	122.442	2.1250	<i>Rangin et al.</i> [1999]
BU	Burma	0.01270	8.894	-75.511	2.6670	<i>Circum-Pacific Map Project</i> [1986]
CA	Caribbean	0.07304	54.313	-79.431	0.9040	<i>Weber et al.</i> [2001]
CL	Caroline	0.03765	10.130	-45.570	0.3090	<i>Seno et al.</i> [1993]
CO	Cocos	0.07223	36.823	-108.629	1.9975	<i>DeMets et al.</i> [1994]
CR	Conway Reef	0.00356	-12.628	175.127	3.6050	this paper
EA	Easter	0.00411	28.300	66.400	11.4000	<i>Engeln and Stein</i> [1984]
EU	Eurasia	1.19630	61.066	-85.819	0.8591	<i>DeMets et al.</i> [1994]
FT	Futuna	0.00079	-10.158	-178.305	4.8480	this paper
GP	Galapagos	0.00036	9.399	79.690	5.2750	<i>Lonsdale</i> [1988]
IN	India	0.30637	60.494	-30.403	1.1034	<i>DeMets et al.</i> [1994]
JF	Juan de Fuca	0.00632	35.000	26.000	0.5068	<i>Wilson</i> [1988]
JZ	Juan Fernandez	0.00241	35.910	70.166	22.5200	<i>Anderson-Fontana et al.</i> [1986]
KE	Kermadec	0.01245	47.521	-3.115	2.8310	this paper
MA	Mariana	0.01037	43.777	149.205	1.2780	this paper
MN	Manus	0.00020	-3.037	150.456	51.3000	<i>Martinez and Taylor</i> [1996]
MO	Maoke	0.00284	59.589	78.880	0.8927	this paper
MS	Molucca Sea	0.01030	11.103	-56.746	4.0700	<i>Rangin et al.</i> [1999]
NA	North America	1.36559	48.709	-78.167	0.7486	<i>DeMets et al.</i> [1994]
NB	North Bismarck	0.00956	-4.000	139.000	0.3300	<i>Tregoning et al.</i> [1998]
ND	North Andes	0.02394	58.664	-89.003	0.7009	<i>Trenkamp et al.</i> [1996]
NH	New Hebrides	0.01585	13.000	-12.000	2.7000	this paper
NI	Niuafou'ou	0.00306	6.868	-168.868	3.2550	<i>Zellmer and Taylor</i> [2001]
NZ	Nazca	0.39669	55.578	-90.096	1.3599	<i>DeMets et al.</i> [1994]
OK	Okhotsk	0.07482	55.421	-82.859	0.8450	<i>Cook et al.</i> [1986]
ON	Okinawa	0.00802	48.351	142.415	2.8530	this paper
PA	Pacific	2.57685	0.000	0.000	0.0000	(arbitrary choice of reference frame)
PM	Panama	0.00674	54.058	-90.247	0.9069	<i>Kellogg et al.</i> [1995]
PS	Philippine Sea	0.13409	-1.200	-45.800	1.0000	<i>Seno et al.</i> [1993]; <i>Kato et al.</i> [1998]
RI	Rivera	0.00249	26.700	-105.200	4.6923	<i>DeMets and Traylen</i> [2000]
SA	South America	1.03045	54.999	-85.752	0.6365	<i>DeMets et al.</i> [1994]
SB	South Bismarck	0.00762	10.610	-32.990	8.4400	<i>Tregoning et al.</i> [1999]
SC	Scotia	0.04190	48.625	-81.454	0.6516	<i>Pelayo and Wiens</i> [1989]
SL	Shetland	0.00178	63.121	-97.084	0.8558	(hypothetical; see text)
SO	Somalia	0.47192	58.789	-81.637	0.9783	<i>Chu and Gordon</i> [1999]
SS	Solomon Sea	0.00317	19.529	135.017	1.4780	this paper
SU	Sunda	0.21967	55.442	-72.955	1.1030	<i>Rangin et al.</i> [1999]
SW	Sandwich	0.00454	-19.019	-39.640	1.8400	<i>Pelayo and Wiens</i> [1989]
TI	Timor	0.00870	19.524	112.175	1.5140	this paper
TO	Tonga	0.00625	28.807	2.263	9.3000	<i>Zellmer and Taylor</i> [2001]
WL	Woodlark	0.01116	22.134	132.330	1.5460	<i>Tregoning et al.</i> [1998]
YA	Yangtze	0.05425	69.067	-97.718	0.9983	<i>Heki et al.</i> [1999]

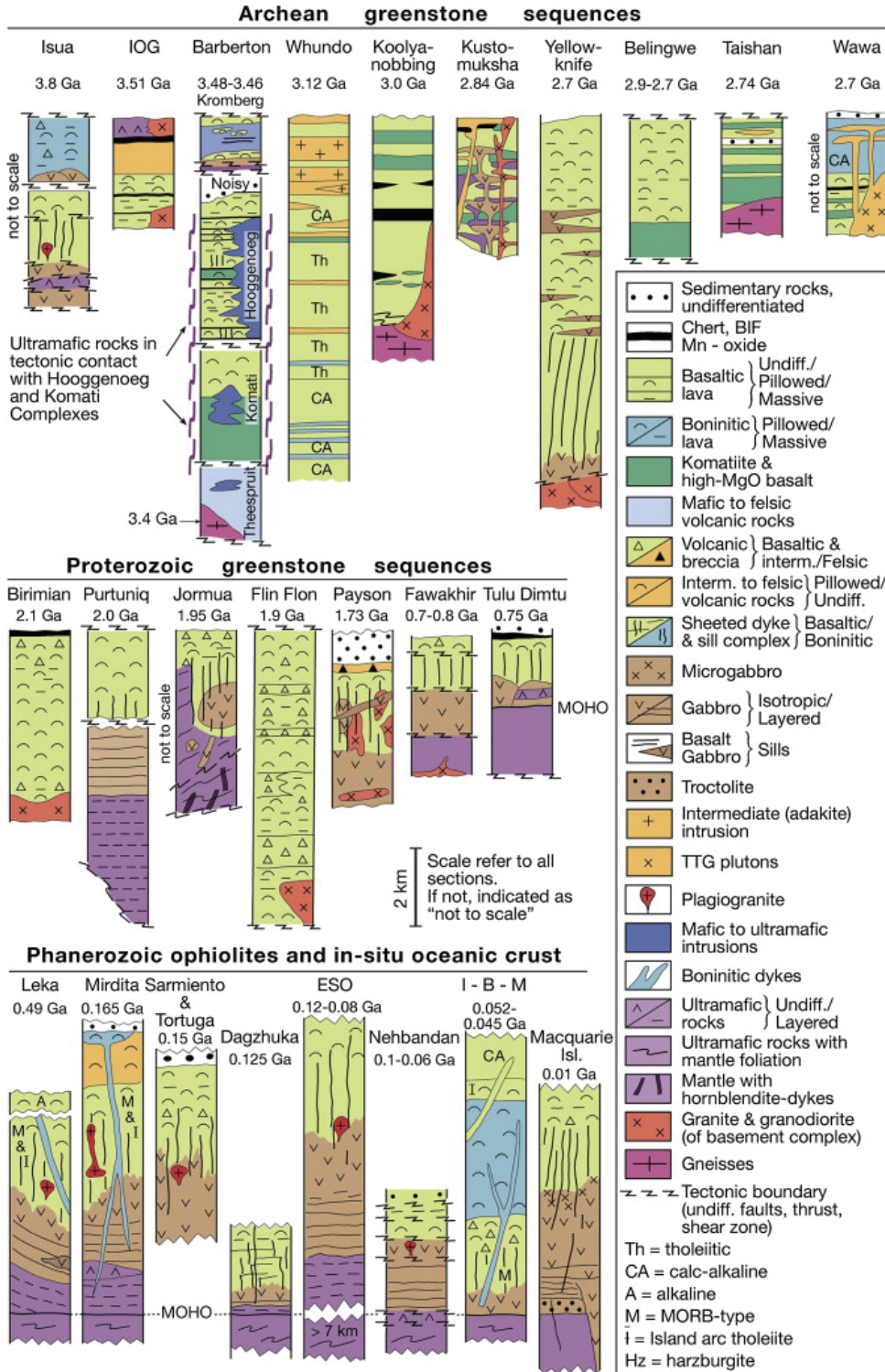
^a All poles are expressed in the Pacific-plate reference frame. Rotation about each pole is counterclockwise when seen from outside the Earth. All Euler vectors are stated with high precision to avoid round-off error in differencing, but accuracy is much less.

A.2 Ophiolites des systèmes orogéniques de la fin du Protérozoïque et du Phanérozoïque par Furnes et al. (2014)

Carte de distribution des ophiolites (Furnes et al., 2014)



Coupes associées à la carte de distribution des ophiolites montrant l'hétérogénéité de leurs structures et de leurs âges (Furnes et al., 2014)



A.3 Symboles, définitions et valeurs des paramètres dimensionnés utilisés dans les équations de convection d'après Bello et al. (2015)

Symbole	Signification	Valeur
L	Epaisseur du manteau.	2900 km^a
ΔT	Ecart de température entre surface et base de la lithosphère.	1300 K^b
η_0	Viscosité à mi-manteau pour une température de 1300K.	$3.1 \times 10^{23} \text{ Pa} \cdot \text{s}^c$
ρ_0	Masse volumique moyenne du manteau supérieur.	$3300 \text{ kg} \cdot \text{m}^{-3}^a$
g	Accélération normale de la pesanteur terrestre.	$9.81 \text{ m} \cdot \text{s}^{-2}$
κ	Coefficient de diffusivité thermique.	$1.0 \times 10^{-6} \text{ m}^2 \cdot \text{s}^{-1}^c$
α	Coefficient d'expansivité thermique.	$3 \times 10^{-5} \text{ K}^{-1}^c$

^a Valeur moyenne basée sur le modèle PREM [*Dziewonski and Anderson, 1981*].

^b d'après la valeur moyenne de la température dans le manteau [*McKenzie and Bickle, 1988; Herzberg et al., 2007*].

^c Valeurs de références pour le manteau [*Turcotte and Schubert, 1982*] reprises par *Tackley [2000a]*.

A.4 Figure permettant d'évaluer la robustesse des prévisions de la tectonique réalisées avec des modèles numériques de convection mantellique

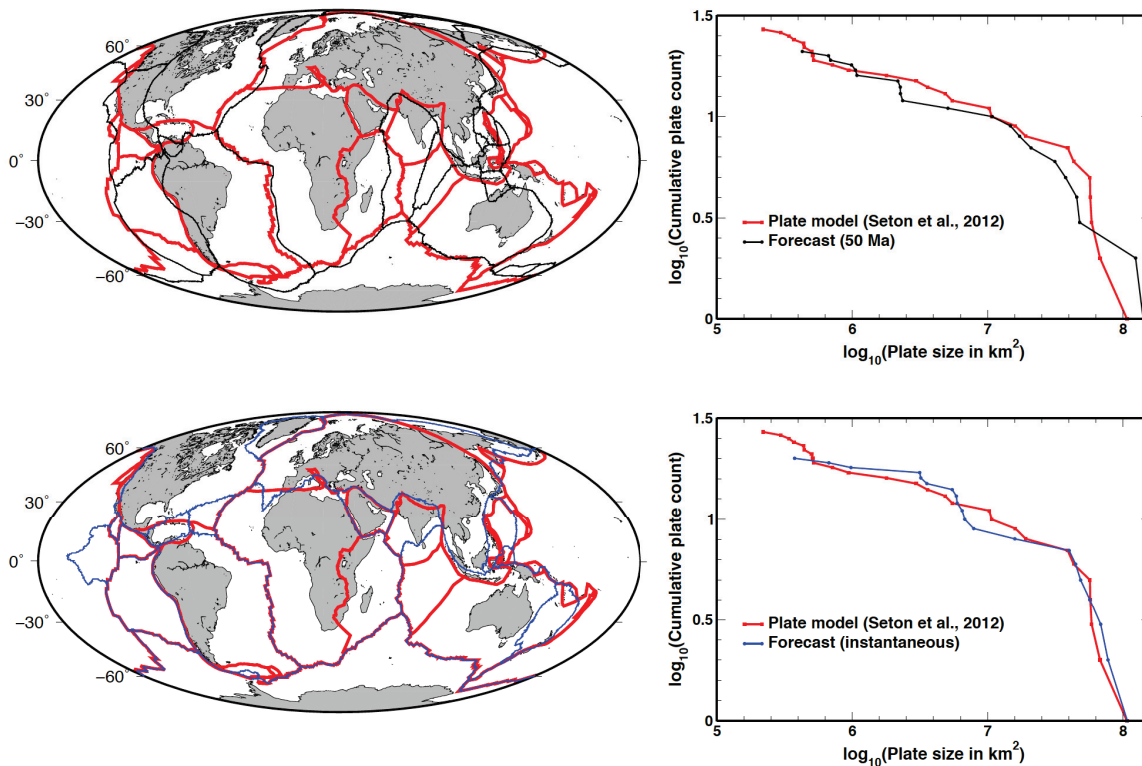


FIGURE A.1 – Limites de plaques et distribution en taille des plaques terrestres et à partir d'un modèle de convection prédictif (c'est à dire dans lequel les vitesses des plaques ont été imposées jusqu'à l'actuel et jusqu'à 50 Ma). La rangée du haut montre les limites de plaques prédites (à gauche) et la distribution des tailles de plaques actuelles (à droite) à partir d'une reconstruction dynamique débutant à 50 Ma. La rangée du bas montre les limites de plaques prédites et la distribution en tailles de plaques actuelles à partir d'un calcul instantané, basé sur des estimations du champ de température actuel.

Bibliographie

- Alisic, L., Gurnis, M., Stadler, G., Burstedde, C., & Ghattas, O., 2012. Multi-scale dynamics and rheology of mantle flow with plates, *J. Geophys. Res.*, **117**.
- Allègre, C. J., Poirier, J.-P., Humler, E., & Hofmann, A. W., 1995. The chemical composition of the earth, *Earth and Planetary Science Letters*, **134**(3-4), 515–526.
- Andersen, T. B., Jamtveit, B., Dewey, J. F., & Swensson, E., 1991. Subduction and education of continental crust : major mechanisms during continent-continent collision and orogenic extensional collapse, a model based on the south norwegian caledonides, *Terra Nova*, **3**(3), 303–310.
- Anderson, D. L., 2005. Scoring hotspots : The plume and plate paradigms, *Geological Society of America Special Papers*, **388**, 31–54.
- Anderson, D. L. & King, S. D., 2014. Driving the earth machine?, *Science*, **346**(6214), 1184–1185.
- Argus, D. F. & Gordon, R. G., 1991. No-net-rotation model of current plate velocities incorporating plate motion model NUVEL-1, *Geophys. Res. Lett.*, **18**, 2039–2042.
- Artemieva, I. M., 2006. Global 1×1 thermal model tc1 for the continental lithosphere : implications for lithosphere secular evolution, *Tectonophysics*, **416**(1), 245–277.

- Artemieva, I. M. & Mooney, W. D., 2001. Thermal thickness and evolution of precambrian lithosphere : a global study, *Journal of Geophysical Research : Solid Earth*, **106**(B8), 16387–16414.
- Artemieva, I. M. & Mooney, W. D., 2002. On the relations between cratonic lithosphere thickness, plate motions, and basal drag, *Tectonophysics*, **358**(1), 211–231.
- Artemieva, I. M., Billien, M., Lévêque, J.-J., & Mooney, W. D., 2004. Shear wave velocity, seismic attenuation, and thermal structure of the continental upper mantle, *Geophysical Journal International*, **157**(2), 607–628.
- Artyushkov, E. V., 1973. Stresses in the lithosphere caused by crustal thickness inhomogeneities, *J. Geophys. Res.*, **78**, 7675–7708.
- Backus, G., Park, J., & Garbasz, D., 1981. On the relative importance of the driving forces of plate motion, *Geophys. J. R. Astr. Soc.*, **67**, 415–435.
- Barazangi, M. & Isacks, B. L., 1979. A comparison of the spatial distribution of mantle earthquakes determined from data produced by local and by teleseismic networks for the japan and aleutian arcs, *Bulletin of the Seismological Society of America*, **69**(6), 1763–1770.
- Barrell, J., 1914. The strength of the earth's crust, *The Journal of Geology*, **22**(7), 655–683.
- Baumgardner, J. R., 1985. Three-dimensional treatment of convective flow in the earth's mantle, *Journal of Statistical Physics*, **39**(5-6), 501–511.
- Becker, T. W., 2008. Azimuthal seismic anisotropy constrains net rotation of the lithosphere, *Geophys. Res. Lett.*, **35**(L05303), correction : doi :10.1029/2008GL033946.
- Becker, T. W. & Boschi, L., 2002. A comparison of tomographic and geodynamic mantle models, *Geochemistry, Geophysics, Geosystems*, **3**(1).
- Becker, T. W. & O'Connell, R. J., 2001a. Predicting plate velocities with geodynamic models, *Geochem., Geophys., Geosys.*, **2**(12).
- Becker, T. W. & O'Connell, R. J., 2001b. Predicting plate velocities with mantle circulation models, *Geochemistry, Geophysics, Geosystems*, **2**(12).

- Bellahsen, N., Faccenna, C., R., F., J.M., D., & Jolivet, L., 2003. Why did Arabia separate from Africa? Insight from 3D laboratory experiments, *Earth Planet. Sci. Lett.*, **216**, 365–381.
- Bellahsen, N., Faccenna, C., & Funiciello, F., 2005. Dynamics of subduction and plate motion in laboratory experiments : insights into the plate tectonics behavior of the Earth, *J. Geophys. Res.*, **110**.
- Bello, L., Coltice, N., Rolf, T., & Tackley, P. J., 2014. On the predictability limit of convection models of the earth's mantle, *Geochemistry, Geophysics, Geosystems*, **15**, 2319–2328.
- Bello, L., Coltice, N., Tackley, P. J., Müller, R. D., & Cannon, J., 2015. Assessing the role of slab rheology in coupled plate-mantle convection models, *Earth Planet. Sci. Lett.*, **430**, 191–201.
- Bercovici, D., 1993. A simple model of plate generation from mantle flow, *Geophysical Journal International*, **114**(3), 635–650.
- Bercovici, D., 1995. On the purpose of toroidal motion in a convecting mantle, *Geophys. Res. Lett.*, **22**, 3107–3110.
- Bercovici, D., 1998. Generation of plate tectonics from lithosphere–mantle flow and void–volatile self-lubrication, *Earth and Planetary Science Letters*, **154**(1), 139–151.
- Bercovici, D., 2003. The generation of plate tectonics from mantle convection, *Earth Planet. Sci. Lett.*, **205**, 107–121.
- Bercovici, D. & Ricard, Y., 2012. Mechanisms for the generation of plate tectonics by two-phase grain-damage and pinning, *Physics of the Earth and Planetary Interiors*, **202**, 27–55.
- Bercovici, D. & Ricard, Y., 2013. Generation of plate tectonics with two-phase grain-damage and pinning : Source–sink model and toroidal flow, *Earth and Planetary Science Letters*, **365**, 275–288.
- Bercovici, D. & Ricard, Y., 2014. Plate tectonics, damage and inheritance, *Nature*, **508**(7497), 513–516.

- Bercovici, D. & Wessel, P., 1994. A continuous kinematic model of plate-tectonic motions, *Geophysical Journal International*, **119**(2), 595–610.
- Bercovici, D., Schubert, G., Glatzmaier, G., & Zebib, A., 1989. Three-dimensional thermal convection in a spherical shell, *Journal of Fluid Mechanics*, **206**, 75–104.
- Bercovici, D., Schubert, G., & Glatzmaier, G. A., 1992. Three-dimensional convection of an infinite-prandtl-number compressible fluid in a basally heated spherical shell, *Journal of Fluid Mechanics*, **239**, 683–719.
- Bercovici, D., Ricard, Y., & Richards, M., 2000. The relationship between mantle dynamics and plate tectonics : a primer, in *The History and Dynamics of Global Plate Motions*, vol. 121 of **Geophys. Monograph**, pp. 5–46, eds Richards, M., Gordon, R., & van der Hilst, R. D., American Geophysical Union, Washington, DC.
- Bercovici, D., Schubert, G., & Ricard, Y., 2015a. Abrupt tectonics and rapid slab detachment with grain damage, *Proc. Nat. Acad. Sci.*, **112**(5), 1287–1291.
- Bercovici, D., Tackley, P., & Ricard, Y., 2015b. The generation of plate tectonics from mantle dynamics, *Treatise on Geophysics*, **7**, 271–318.
- Bérnard, H., 1901. Les tourbillons cellulaires dans une nappe liquide transportant de la chaleur par convection en regime permanent, *Ann. Chim. Phys*, **23**, 62–144.
- Bertrand, M., 1900. Excursion n° xx, *Livret-guide du 8e Congrès géologique international*, pp. 7–44.
- Billen, M. I., 2008. Modeling the dynamics of subducting slabs, *Ann. Rev. Earth Planet. Sci.*, **36**, 325–356.
- Billen, M. I. & Hirth, G., 2007. Rheologic controls on slab dynamics, *Geochem., Geophys., Geosys.*, **8**(Q08012).
- Bird, P., 1978. Initiation of intracontinental subduction in the himalaya, *Journal of Geophysical Research : Solid Earth*, **83**(B10), 4975–4987.
- Bird, P., 2002. Neotectonic velocity field of the western United States (abstract), *Eos Trans. AGU*, **83**(47), NG62A–0931.

- Bird, P., 2003. An updated digital model of plate boundaries, *Geochem., Geophys., Geosys.*, **4**(3), 1027.
- Bird, P. & Kreemer, C., 2015. Revised tectonic forecast of global shallow seismicity based on version 2.1 of the global strain rate map, *Bulletin of the Seismological Society of America*, **105**(1), 152–166.
- Boschi, L., Becker, T. W., & Steinberger, B., 2007. Mantle plumes : dynamic models and seismic images, *Geochem., Geophys., Geosys.*, **8**(Q10006).
- Boulvain, F., 2013. *Géologie générale. Du minéral aux géosphères*, Ellipses Edition Marketing SA.
- Bower, D. J., Gurnis, M., & Seton, M., 2013. Lower mantle structure from paleogeographically constrained dynamic earth models, *Geochemistry, Geophysics, Geosystems*, **14**(1), 44–63.
- Bowring, S., Williams, I., & Compston, W., 1989. 3.96 ga gneisses from the slave province, northwest territories, canada, *Geology*, **17**(11), 971–975.
- Brace, W. F. & Kohlstedt, D. L., 1980. Limits on lithospheric stress imposed by laboratory experiments, *J. Geophys. Res.*, **85**, 6248–6252.
- Brandenburg, J. P. & van Keken, P. E., 2007. Deep storage of oceanic crust in a vigorously convecting mantle, *J. Geophys. Res.*, **112**, B06403.
- Brandenburg, J. P., Hauri, E. H., van Keken, P. E., & Ballentine, C. J., 2008. A multiple-system study of the geochemical evolution of the mantle with force-balanced plates and thermochemical effects, *Earth Planet. Sci. Lett.*, **276**, 1–13.
- Brandt, A., 1977. Multi-level adaptive solutions to boundary-value problems, *Mathematics of computation*, **31**(138), 333–390.
- Brune, S., 2014. Evolution of stress and fault patterns in oblique rift systems : 3-d numerical lithospheric-scale experiments from rift to breakup, *Geochemistry, Geophysics, Geosystems*, **15**(8), 3392–3415.

- Buck, W. R. & Toksöz, M. N., 1983. Thermal effects of continental collisions : Thickening a variable viscosity lithosphere, *Tectonophysics*, **100**(1-3), 53–69.
- Bunge, H.-P. & Grand, S. P., 2000. Mesozoic plate-motion history below the northeast Pacific Ocean from seismic images of the subducted Farallon slab, *Nature*, **405**, 337–340.
- Bunge, H.-P. & Richards, M. A., 1996. The origin of large scale structure in mantle convection : effects of plate motions and viscosity stratification, *Geophysical Research Letters*, **23**(21), 2987–2990.
- Bunge, H.-P., Richards, M. A., & Baumgardner, J. R., 1997. A sensitivity study of three-dimensional spherical mantle convection at 108 rayleigh number : Effects of depth-dependent viscosity, heating mode, and an endothermic phase change, *Journal of Geophysical Research : Solid Earth*, **102**(B6), 11991–12007.
- Bunge, H.-P., Richards, M. A., Lithgow-Bertelloni, C., Baumgardner, J. R., Grand, S. P., & Romanowicz, B. A., 1998. Time scales and heterogeneous structure in geodynamic earth models, *Science*, **280**, 91–95.
- Bunge, H.-P., Ricard, Y., & Matas, J., 2001. Non-adiabaticity in mantle convection, *Geophysical research letters*, **28**(5), 879–882.
- Burg, J.-P., 2011. The asia–kohistan–india collision : review and discussion, in *Arc-Continent Collision*, pp. 279–309, Springer.
- Burke, K. & Wilson, J. T., 1972. Is the african plate stationary ?, *Nature*, **239**, 387–390.
- Burov, E., 2015. Lithosphere rheology and dynamics : interplays between models and data (stephan mueller medal lecture), in *EGU General Assembly Conference Abstracts*, vol. 17, p. 15363.
- Burov, E. & Cloetingh, S., 2010. Plume-like upper mantle instabilities drive subduction initiation, *Geophysical research letters*, **37**(3).
- Burov, E. B., 2011. Rheology and strength of the lithosphere, *Marine and Petroleum Geology*, **28**(8), 1402–1443.

- Burov, E. B. & Diament, M., 1995. The effective elastic thickness (T_e) of continental lithosphere : What does it really mean?, *J. Geophys. Res.*, **100**, 3905–3927.
- Burov, E. B. & Watts, A. B., 2006. The long-term strength of continental lithosphere : “jelly sandwich” or “crème brûlée”, *GSA Today*, **16**, 4.
- Butterworth, N., Talsma, A., Müller, R., Seton, M., Bunge, H.-P., Schuberth, B., Shephard, G., & Heine, C., 2014. Geological, tomographic, kinematic and geodynamic constraints on the dynamics of sinking slabs, *J. Geodynamics*, **73**, 1–13.
- Byerlee, J., 1978. Friction of rock, *Pure Appl. Geophys.*, **116**, 615–626.
- Campbell, I. H., 2007. Testing the plume theory, *Chemical Geology*, **241**(3), 153–176.
- Campbell, I. H. & Griffiths, R. W., 1990. Implications of mantle plume structure for the evolution of flood basalts, *Earth and Planetary Science Letters*, **99**(1-2), 79–93.
- Capitanio, F., 2013. Lithospheric-age control on the migrations of oceanic convergent margins, *Tectonophysics*, **593**, 193–200.
- Capitanio, F. A., Morra, G., Goes, S., Weinberg, R. F., & Moresi, L., 2010. India-Asia convergence driven by the subduction of the Greater Indian continent, *Nature Geosc.*, **3**, 136–139.
- Casey, J. & Dewey, J., 1984. Initiation of subduction zones along transform and accreting plate boundaries, triple-junction evolution, and forearc spreading centres—implications for ophiolitic geology and obduction, *Geological Society, London, Special Publications*, **13**(1), 269–290.
- Chase, C. G., 1978. Extension behind island arcs and motion relative to hot spots, *J. Geophys. Res.*, **83**, 5385–5387.
- Chemenda, A. I., Mattauer, M., & Bokun, A. N., 1996. Continental subduction and a mechanism for exhumation of high-pressure metamorphic rocks : new modelling and field data from oman, *Earth and Planetary Science Letters*, **143**(1-4), 173–182.
- Choudhuri, M. & Nemčok, M., 2017. Elastic properties of the lithosphere, in *Mantle Plumes and Their Effects*, pp. 1–17, Springer.

- Christensen, N. I. & Mooney, W. D., 1995. Seismic velocity structure and composition of the continental crust : A global review, *J. Geophys. Res.*, **100**, 9761–9788.
- Christensen, U. & Harder, H., 1991. Three-dimensional convection with variable-viscosity, *Geophys. J. Int.*, **104**, 213–226.
- Christensen, U. R., 1984. Convection with pressure- and temperature-dependent non-Newtonian rheology, *Geophys. J. R. Astr. Soc.*, **77**, 343–384.
- Christensen, U. R., 1996. The influence of trench migration on slab penetration into the lower mantle, *Earth Planet. Sci. Lett.*, **140**, 27–39.
- Christensen, U. R. & Hofmann, A. W., 1994. Segregation of subducted oceanic crust in the convecting mantle, *J. Geophys. Res.*, **99**, 19867–19884.
- Čížková, H. & Bina, C. R., 2015. Geodynamics of trench advance : Insights from a philippine-sea-style geometry, *Earth and Planetary Science Letters*, **430**, 408–415.
- Čížková, H., van Hunen, J., van den Berg, A. P., & Vlaar, N. J., 2002. The influence of rheological weakening and yield stress on the interaction of slabs with the 670 km discontinuity, *Earth and Planetary Science Letters*, **199**(3), 447–457.
- Clague, D. A. & Jarrard, R. D., 1973. Tertiary pacific plate motion deduced from the hawaiian-emperor chain, *Geological Society of America Bulletin*, **84**(4), 1135–1154.
- Cogley, J. G., 1984. Continental margins and the extent and number of the continents, *Reviews of Geophysics*, **22**(2), 101–122.
- Coltice, N., Rolf, T., Tackley, P. J., & Labrosse, S., 2012. Dynamic causes of the relation between area and age of the ocean floor, *Science*, **336**, 335–338.
- Coltice, N., Gérard, M., & Ulvrová, M., 2017. A mantle convection perspective on global tectonics, *Earth-Science Reviews*, **165**, 120–150.
- Combes, M., Grigné, C., Husson, L., Conrad, C., Le Yaouanq, S., Parentoën, M., Tisseau, C., & Tisseau, J., 2012. Multiagent simulation of evolutive plate tectonics applied to the thermal evolution of the earth, *Geochemistry, Geophysics, Geosystems*, **13**(5).

- Conrad, C. P. & Behn, M., 2010. Constraints on lithosphere net rotation and asthenospheric viscosity from global mantle flow models and seismic anisotropy, *Geochem., Geophys., Geosys.*, **11**(Q05W05).
- Conrad, C. P. & Husson, L., 2009. Influence of dynamic topography on sea level and its rate of change, *Lithosphere*, **1**, 110–120.
- Conrad, C. P. & Lithgow-Bertelloni, C., 2004. The temporal evolution of plate driving forces : Importance of “slab suction” versus “slab pull” during the Cenozoic, *J. Geophys. Res.*, **109**.
- Courtillot, V., 1982. Propagating rifts and continental breakup, *Tectonics*, **1**(3), 239–250.
- Courtillot, V., Davaille, A., Besse, J., & Stock, J., 2003. Three distinct types of hotspots in the Earth’s mantle, *Earth Planet. Sci. Lett.*, **205**, 295–308.
- Courtney, R. C. & Beaumont, C., 1983. Thermally-activated creep and flexure of the oceanic lithosphere, *Nature*, **305**, 201–204.
- Cramer, F., Schmeling, H., Golabek, G., Duretz, T., Orendt, R., Buitter, S., May, D., Kaus, B., Gerya, T., & Tackley, P., 2012. A comparison of numerical surface topography calculations in geodynamic modelling : an evaluation of the ‘sticky air’ method, *Geophys. J. Int.*, **189**, 38–54.
- Crough, S. T., 1983a. Hotspot swells, *Annual Review of Earth and Planetary Sciences*, **11**(1), 165–193.
- Crough, S. T., 1983b. The correction for sediment loading on the seafloor, *J. Geophys. Res.*, **88**, 6449–6454.
- Dahlen, F. & Nolet, G., 2005. Comment on ‘on sensitivity kernels for ‘wave-equation’ transmission tomography’ by de Hoop and van der Hilst, *Geophysical Journal International*, **163**(3), 949–951.
- Davaille, A., Girard, F., & Le Bars, M., 2002. How to anchor hotspots in a convecting mantle?, *Earth and Planetary Science Letters*, **203**(2), 621–634.

- Davaille, A., Gueslin, B., Massmeyer, A., & Di Giuseppe, E., 2013. Thermal instabilities in a yield stress fluid : existence and morphology, *Journal of Non-Newtonian Fluid Mechanics*, **193**, 144–153.
- Davaille, A., Smrekar, S., & Tomlinson, S., 2017. Experimental and observational evidence for plume-induced subduction on venus, *Nature Geoscience*, **10**(5), 349–355.
- Davies, D. R., Goes, S., Davies, J. H., Schuberth, B., Bunge, H.-P., & Ritsema, J., 2012. Reconciling dynamic and seismic models of earth's lower mantle : The dominant role of thermal heterogeneity, *Earth and Planetary Science Letters*, **353**, 253–269.
- Davies, G. F., 1977. Viscous mantle flow under moving lithospheric plates and under subduction zones, *Geophysical Journal International*, **49**(3), 557–563.
- Davies, G. F., 1984. Geophysical and isotopic constraints on mantle convection : an interim synthesis, *Journal of Geophysical Research : Solid Earth*, **89**(B7), 6017–6040.
- Davies, G. F., 1988. Ocean bathymetry and mantle convection, 1. large-scale flows and hotspots, *J. Geophys. Res.*, **93**, 10467–10480.
- Davies, G. F., 1989. Mantle convection model with a dynamic plate : topography, heat flow and gravity anomalies, *Geophysical Journal International*, **98**(3), 461–464.
- Davies, G. F., 1999. *Dynamic Earth : plates, plumes, and mantle convection*, Cambridge University Press.
- Davies, G. F. & Richards, M. A., 1992. Mantle convection, *J. Geology*, **100**, 151–206.
- de Lépinay, M. M., Loncke, L., Basile, C., Roest, W. R., Patriat, M., Maillard, A., & De Clarens, P., 2016. Transform continental margins—part 2 : A worldwide review, *Tectonophysics*, **693**, 96–115.
- de Pontfarcy, Y. & Aubert, D., 2010. *L'au-delà au Moyen Age : "les Visions du chevalier Tondal" de David Aubert et sa source "la Visio Tnugdali" de Marcus*, Peter Lang.
- De Wit, M. J., de Ronde, C. E., Tredoux, M., Roering, C., Hart, R. J., Armstrong, R. A., Green, R. W., Peberdy, E., & Hart, R. A., 1992. Formation of an archaean continent, *Nature*, **357**(6379), 553–562.

- Deal, M. M., Nolet, G., & Hilst, R. D., 1999. Slab temperature and thickness from seismic tomography : 1. method and application to tonga, *Journal of Geophysical Research : Solid Earth*, **104**(B12), 28789–28802.
- DeMets, C., Gordon, R. G., Argus, D. F., & Stein, S., 1990. Current plate motions, *Geophys. J. Int.*, **101**, 425–478.
- DeMets, C., Gordon, R. G., Argus, D. F., & Stein, S., 1994. Effect of recent revisions to the geomagnetic reversal time scale on estimates of current plate motions, *Geophys. Res. Lett.*, **21**, 2191–2194.
- DeMets, C., Gordon, R. G., & Argus, D. F., 2010. Geologically current plate motions, *Geophys. J. Int.*, **181**, 1–80.
- Demouchy, S., Tommasi, A., Ballaran, T. B., & Cordier, P., 2013. Low strength of earth's uppermost mantle inferred from tri-axial deformation experiments on dry olivine crystals, *Physics of the Earth and Planetary Interiors*, **220**, 37–49.
- Deparis, V., 2001. *Histoire d'un mystère : l'intérieur de la Terre*, <http://planet-terre.ens-lyon.fr/article/modeles-interieur-terre.xml> [Accédé le 2017-06-01].
- Deparis, V. & Legros, H., 2000. Voyage à l'intérieur de la terre, *Pour la Science*, (274), 102.
- Di Giuseppe, E., Faccenna, C., Funiciello, F., van Hunen, J., & Giardini, D., 2009. On the relation between trench migration, seafloor age, and the strength of the subducting lithosphere, *Lithosphere*, **1**, 121–128.
- Dickinson, W. R. & Snyder, W. S., 1979. Geometry of triple junctions related to san andreas transform, *Journal of Geophysical Research : Solid Earth*, **84**(B2), 561–572.
- Dilek, Y., 1994. The mode and nature of continental rifting along the northwestern periphery of gondwanaland during the break-up of pangea, in *Carboniferous to Jurassic Pangea*, *Canadian Society of Petroleum Geologists Memoir*, vol. 17, pp. 113–121.

- Doin, M.-P. & Henry, P., 2001. Subduction initiation and continental crust recycling : the roles of rheology and eclogitization, *Tectonophysics*, **342**(1), 163–191.
- Dobrovine, P. V., Steinberger, B., & Torsvik, T. H., 2012. Absolute plate motions in a reference frame defined by moving hot spots in the pacific, atlantic, and indian oceans, *J. Geophys. Res.*, **117**, B09101.
- Drummond, M. S. & Defant, M. J., 1990. A model for trondhjemite-tonalite-dacite genesis and crustal growth via slab melting : Archean to modern comparisons, *Journal of Geophysical Research : Solid Earth*, **95**(B13), 21503–21521.
- Dumoulin, C., Bercovici, D., & Wessel, P., 1998. A continuous plate-tectonic model using geophysical data to estimate plate-margin widths, with a seismicity-based example, *Geophys. J. Int.*, **133**, 379–389.
- Duncan, R., 1981. Hotspots in the southern oceans—an absolute frame of reference for motion of the gondwana continents, *Tectonophysics*, **74**(1-2), 29–42.
- Dziwowski, A. M. & Anderson, D. L., 1981. Preliminary reference Earth model, *Phys. Earth Planet. Inter.*, **25**, 297–356.
- Dziwowski, A. M., Hager, B. H., & O'Connell, R. J., 1977. Large scale heterogeneity in the lower mantle, *J. Geophys. Res.*, **82**, 239–255.
- Elsasser, W. M., 1971. Sea-floor spreading as thermal convection, *J. Geophys. Res.*, **76**, 1101–1112.
- Enns, A., Becker, T. W., & Schmeling, H., 2005. The dynamics of subduction and trench migration for viscosity stratification, *Geophys. J. Int.*, **160**, 761–775.
- Erickson, S. G., 1993. Sedimentary loading, lithospheric flexure, and subduction initiation at passive margins, *Geology*, **21**(2), 125–128.
- Ernst, R. E. & Buchan, K. L., 2002. Maximum size and distribution in time and space of mantle plumes : evidence from large igneous provinces, *Journal of Geodynamics*, **34**(2), 309–342.

- Evans, B. & Kohlstedt, D. L., 1995. Rheology of rocks, *Rock Physics & Phase Relations : A Handbook of Physical Constants*, pp. 148–165.
- Faccenna, C., Heuret, A., Funicello, F., Lallemand, S., & Becker, T. W., 2007. Predicting trench and plate motion from the dynamics of a strong slab, *Earth Planet. Sci. Lett.*, **257**, 29–36.
- Faccenna, C., Becker, T. W., Jolivet, L., & Keskin, M., 2013. Mantle convection in the middle east : Reconciling afar upwelling, arabia indentation and aegean trench roll-back, *Earth and Planetary Science Letters*, **375**, 254–269.
- Farnetani, C. & Samuel, H., 2005. Beyond the thermal plume paradigm, *Geophysical Research Letters*, **32**(7).
- Flament, N., Gurnis, M., & Müller, R. D., 2013. A review of observations and models of dynamic topography, *Lithosphere*, **5**, 189–210.
- Flesch, L. & Bendick, R., 2012. The relationship between surface kinematics and deformation of the whole lithosphere, *Geology*, **40**(8), 711–714.
- Forsyth, D. & Uyeda, S., 1975a. On the relative importance of the driving forces of plate motion, *Geophysical Journal International*, **43**(1), 163–200.
- Forsyth, D. W. & Uyeda, S., 1975b. On the relative importance of the driving forces of plate motion, *Geophys. J. R. Astr. Soc.*, **43**, 163–200.
- Forte, A. M., 2007. Constraints on seismic models from other disciplines – Implications for mantle dynamics and composition, in *Treatise on Geophysics*, pp. 805–858, eds Schubert, G. & Bercovici, D., Elsevier, Amsterdam.
- Forte, A. M. & Mitrovica, J. X., 2001. Deep-mantle high-viscosity flow and thermochemical structure inferred from seismic and geodynamic data, *Nature*, **410**(6832), 1049–1056.
- Fowler, C. M. R., 1990. *The Solid Earth – an Introduction to Global Geophysics*, Cambridge University Press, Cambridge.

- French, S. W. & Romanowicz, B., 2015. Broad plumes rooted at the base of the earth's mantle beneath major hotspots, *Nature*, **525**(7567), 95–99.
- Frost, H. J. & Ashby, M. F., 1982. *Deformation mechanism maps : the plasticity and creep of metals and ceramics*, Pergamon press.
- Fukao, Y. & Obayashi, M., 2013. Subducted slabs stagnant above, penetrating through, and trapped below the 660 km discontinuity, *Journal of Geophysical Research : Solid Earth*, **118**(11), 5920–5938.
- Fukao, Y., Widiyantoro, S., & Obayashi, M., 2001. Stagnant slabs in the upper and lower mantle transition region, *Rev. of Geophys.*, **39**, 291–323.
- Funiciello, F., Faccenna, C., Giardini, D., & Regenauer-Lieb, K., 2003. Dynamics of retreating slabs (part 2) : insights from 3D laboratory experiments, *J. Geophys. Res.*, **108**.
- Furnes, H., De Wit, M., & Dilek, Y., 2014. Four billion years of ophiolites reveal secular trends in oceanic crust formation, *Geoscience Frontiers*, **5**(4), 571–603.
- Gable, C. W., O'Connell, R. J., & Travis, B. J., 1991. Convection in three dimensions with surface plates : generation of toroidal flow, *J. Geophys. Res.*, **96**, 8391–8405.
- Garfunkel, Z., Anderson, C. A., & Schubert, G., 1986. Mantle circulation and the lateral migration of subducted slabs, *J. Geophys. Res.*, **91**, 7205–7223.
- Garnero, E. J. & McNamara, A. K., 2008. Structure and dynamics of the Earth's lower mantle, *Science*, **320**, 626–628.
- Garnero, E. J., Revenaugh, J. S., Williams, Q., Lay, T., & Kellogg, L. H., 1998. Ultralow velocity zone at the core-mantle boundary, in *The Core-mantle Boundary Region*, pp. 319–334, eds Gurnis, M., Wysession, M. E., Knittle, E., & Buffett, B. A., American Geophysical Union, Washington DC.
- Gerya, T., 2011. Future directions in subduction modeling, *J. Geodyn.*
- Gerya, T. V., Connolly, J. A., & Yuen, D. A., 2008. Why is terrestrial subduction one-sided?, *Geology*, **36**(1), 43–46.

- Goetze, C. & Evans, B., 1979. Stress and temperature in the bending lithosphere as constrained by experimental rock mechanics, *Geophys. J. R. Astr. Soc.*, **59**, 463–478.
- Gordon, R. B., 1967. Thermally activated processes in the earth : Creep and seismic attenuation, *Geophysical Journal International*, **14**(1-4), 33–43.
- Gordon, R. G., 1995. Present plate motions and plate boundaries, *Global Earth Physics*, pp. 66–87.
- Gordon, R. G., 1998. The plate tectonic approximation : Plate nonrigidity, diffuse plate boundaries, and global plate reconstructions, *Annual Review of Earth and Planetary Sciences*, **26**(1), 615–642.
- Gordon, R. G., 2000. Diffuse oceanic plate boundaries : Strain rates, vertically averaged rheology, and comparisons with narrow plate boundaries and stable plate interiors, in *The History and Dynamics of Global Plate Motion*, vol. 121 of **Geophys. Monograph**, pp. 143–159, eds Richards, M. A., Gordon, R. G., & van der Hilst, R. D., American Geophysical Union, Washington DC.
- Gordon, R. G. & Stein, S., 1992. Global tectonics and space geodesy, *Science*, **256**(5055), 333.
- Goudarzi, M. A., Cocard, M., & Santerre, R., 2014. Epc : Matlab software to estimate euler pole parameters, *GPS solutions*, **18**(1), 153–162.
- Grand, S. P., 2002. Mantle shear-wave tomography and the fate of subducted slabs, *Philosophical Transactions of the Royal Society of London A : Mathematical, Physical and Engineering Sciences*, **360**(1800), 2475–2491.
- Grand, S. P., van der Hilst, R. D., & Widiyantoro, S., 1997. High resolution global tomography : a snapshot of convection in the earth, *Geological Society of America Today*, **7**(4).
- Green, D. & Ringwood, A., 1963. Mineral assemblages in a model mantle composition, *Journal of Geophysical Research*, **68**(3), 937–945.

- Griffiths, R., 1986. Dynamics of mantle thermals with constant buoyancy or anomalous internal heating, *Earth and planetary science letters*, **78**(4), 435–446.
- Griggs, D. T., 1939. A theory of mountain-building, *American Journal of Science*, **237**(9), 611–650.
- Gripp, A. E. & Gordon, R. G., 2002. Young tracks of hotspots and current plate velocities, *Geophys. J. Int.*, **150**, 321–361.
- Gurnis, M., 1989. A reassessment of the heat transport by variable viscosity convection with plates and lids, *Geophysical Research Letters*, **16**(2), 179–182.
- Gurnis, M. & Hager, B. H., 1988. Controls of the structure of subducted slabs, *Nature*, **335**, 317–321.
- Gurnis, M., Hall, C., & Lavier, L., 2004. Evolving force balance during incipient subduction, *Geochemistry, Geophysics, Geosystems*, **5**(7).
- Gurnis, M., Turner, M., Zahirovic, S., DiCaprio, L., Spasojevic, S., Müller, R. D., Boyden, J., Seton, M., Manea, V. C., & Bower, D. J., 2012. Plate tectonic reconstructions with continuously closing plates, *Computers & Geosciences*, **38**(1), 35–42.
- Gutscher, M.-A., Spakman, W., Bijwaard, H., & Engdahl, E. R., 2000. Geodynamics of flat subduction : Seismicity and tomographic constraints from the Andean margin, *Tectonics*, **19**, 814–833.
- Hager, B. H., 1984. Subducted slabs and the geoid : constraints on mantle rheology and flow, *J. Geophys. Res.*, **89**, 6003–6015.
- Hager, B. H. & Clayton, R. W., 1989. Constraints on the structure of mantle convection using seismic observations, flow models, and the geoid, in *Mantle convection : Plate tectonics and global dynamics*, vol. 4 of **The Fluid Mechanics of Astrophysics and Geophysics**, pp. 657–763, ed. Peltier, W. R., Gordon and Breach Science Publishers, New York, NY.
- Hager, B. H. & O'Connell, R. J., 1978. Subduction zone dip angles and flow derived by plate motion, *Tectonophys.*, **50**, 111–133.

- Hager, B. H. & O'Connell, R. J., 1979. Kinematic models of large-scale flow in the Earth's mantle, *J. Geophys. Res.*, **84**, 1031–1048.
- Hager, B. H. & O'Connell, R. J., 1981. A simple global model of plate dynamics and mantle convection, *J. Geophys. Res.*, **86**, 4843–4867.
- Hager, B. H., O'Connell, R. J., & Raefsky, A., 1983. Subduction, back-arc spreading and global mantle flow, *Tectonophys.*, **99**, 165–189.
- Han, L. & Gurnis, M., 1999. How valid are dynamic models of subduction and convection when plate motions are prescribed?, *Physics of the earth and planetary interiors*, **110**(3), 235–246.
- Hassan, R., Müller, R. D., Gurnis, M., Williams, S. E., & Flament, N., 2016. A rapid burst in hotspot motion through the interaction of tectonics and deep mantle flow, *Nature*, **533**(7602), 239–242.
- Haug, E., 1900. *Les géosynclinaux et les aires continentales : contribution à l'étude des transgressions et des régressions marines*, Au siège de la Société géologique de France.
- Herzberg, C., Asimow, P. D., Arndt, N., Niu, Y., Leshner, C., Fitton, J., Cheadle, M., & Saunders, A., 2007. Temperatures in ambient mantle and plumes : Constraints from basalts, picrites, and komatiites, *Geochemistry, Geophysics, Geosystems*, **8**(2).
- Hess, H. H., 1962. History of ocean basins, *Petrologic studies*, **4**, 599–620.
- Heuret, A. & Lallemand, S., 2005. Slab dynamics and back-arc deformation, *Phys. Earth Planet. Inter.*, **149**, 31–51.
- Hirose, K. & Kushiro, I., 1993. Partial melting of dry peridotites at high pressures : determination of compositions of melts segregated from peridotite using aggregates of diamond, *Earth and Planetary Science Letters*, **114**(4), 477–489.
- Holdsworth, R., Stewart, M., Imber, J., & Strachan, R., 2001. The structure and rheological evolution of reactivated continental fault zones : a review and case study, *Geological Society, London, Special Publications*, **184**(1), 115–137.

- Holmes, A., 1931. Radioactivity and earth movements, *Trans. Geol. Soc. Glasgow*, **18**, 559–606.
- Holt, A., Becker, T., & Buffett, B., 2015. Trench migration and overriding plate stress in dynamic subduction models, *Geophys. J. Int.*, **201**, 172–192.
- Holt, W., 2000. Correlated crust and mantle strain fields in tibet, *Geology*, **28**(1), 67–70.
- Huene, R. & Scholl, D. W., 1991. Observations at convergent margins concerning sediment subduction, subduction erosion, and the growth of continental crust, *Reviews of Geophysics*, **29**(3), 279–316.
- Husson, L., 2006. Dynamic topography above retreating subduction zones, *Geology*, **34**, 741–744.
- Isacks, B. L., Oliver, J., & Sykes, L. R., 1968. Seismology and the new global tectonics, *J. Geophys. Res.*, **73**, 5855–5899.
- Jackson, I., Fitz Gerald, J. D., Faul, U., & Tan, B. H., 2002. Grain-size-sensitive seismic wave attenuation in polycrystalline olivine, *J. Geophys. Res.*, **107**.
- Jackson, J., Mehl, J., Neuendorf, K., & Institute, A. G., 2005. *Glossary of Geology*, American Geological Institute.
- Jackson, J. A., Austrheim, H., McKenzie, D., & Priestley, K., 2004. Metastability, mechanical strength, and the support of mountain belts, *Geology*, **32**, 625–628.
- Jacoby, W. R., 1970. Instability in the upper mantle and global plate movements, *Journal of Geophysical Research*, **75**(29), 5671–5680.
- Jadamec, M. & Billen, M.,????
- Jagoutz, O., Royden, L., Holt, A. F., & Becker, T. W., 2015. Anomalously fast convergence of india and eurasia caused by double subduction, *Nature Geoscience*, **8**(6), 475–478.
- Jarvis, G. T. & McKenzie, D. P., 1980. Convection in a compressible fluid with infinite prandtl number, *Journal of Fluid Mechanics*, **96**(03), 515–583.

- Jaupart, C., Labrosse, S., & Mareschal, J., 2007. 7.06—temperatures, heat and energy in the mantle of the earth, *Treatise on geophysics*, **7**, 223–270.
- Jaupart, C., Mareschal, J.-C., & Iarotsky, L., 2016. Radiogenic heat production in the continental crust, *Lithos*, **262**, 398–427.
- Jordan, T. H., 1975. The continental tectosphere, *Reviews of Geophysics*, **13**, 1–12.
- Kagan, Y., Bird, P., & Jackson, D., 2010. Earthquake patterns in diverse tectonic zones of the globe, *Pure and applied geophysics*, **167**(6-7), 721–741.
- Kageyama, A. & Sato, T., 2004. “yin-yang grid” : An overset grid in spherical geometry, *Geochemistry Geophysics Geosystems*, **5**(9), Q09005.
- Kaminsky, F., 2012. Mineralogy of the lower mantle : A review of ‘super-deep’ mineral inclusions in diamond, *Earth-Science Reviews*, **110**(1), 127–147.
- Kárason, H. & van der Hilst, R. D., 2000. Constraints on mantle convection from seismic tomography, in *The History and Dynamics of Global Plate Motion*, vol. 121 of **Geophys. Monograph**, pp. 277–288, eds Richards, M. A., Gordon, R. G., & van der Hilst, R. D., American Geophysical Union, Washington DC.
- Karato, S.-I., 2013. Rheological properties of minerals and rocks, pp. 94–144, Wiley Online Library.
- Karato, S.-i., Toriumi, M., & Fujii, T., 1980. Dynamic recrystallization of olivine single crystals during high-temperature creep, *Geophysical Research Letters*, **7**(9), 649–652.
- Karato, S.-i., Riedel, M. R., & Yuen, D. A., 2001. Rheological structure and deformation of subducted slabs in the mantle transition zone : implications for mantle circulation and deep earthquakes, *Phys. Earth Planet. Inter.*, **127**, 83–108.
- Kaufmann, G. & Lambeck, K., 2000. Mantle dynamics, postglacial rebound and the radial viscosity profile, *Physics of the Earth and Planetary Interiors*, **121**(3), 301–324.
- Kay, R. & Mahlburg-Kay, S., 1991. Creation and destruction of lower continental crust, *Geologische Rundschau*, **80**(2), 259–278.

- King, S. D. & Hager, B. H., 1990. The relationship between plate velocity and trench viscosity in Newtonian and power-law subduction calculations, *Geophys. Res. Lett.*, **17**, 2409–2412.
- King, S. D. & Hager, B. H., 1994. Subducted slabs and the geoid : 1. numerical experiments with temperature-dependent viscosity, *Journal of Geophysical Research : Solid Earth*, **99**(B10), 19843–19852.
- King, S. D., Lowman, J. P., & Gable, C. W., 2002. Episodic tectonic plate reorganizations driven by mantle convection, *Earth and Planetary Science Letters*, **203**(1), 83–91.
- Koglin, D. E., Ghias, S. R., King, S. D., Jarvis, G. T., & Lowman, J. P., 2005. Mantle convection with reversing mobile plates : A benchmark study, *Geochemistry, Geophysics, Geosystems*, **6**(9).
- Kohlstedt, D., 2015. Properties of rocks and minerals-constitutive equations, rheological behavior, and viscosity of rocks, *Treatise on Geophysics*, **2**, 441–472.
- Kohlstedt, D. & Weathers, M. S., 1980. Deformation-induced microstructures, paleopiezometers, and differential stresses in deeply eroded fault zones, *Journal of Geophysical Research : Solid Earth*, **85**(B11), 6269–6285.
- Kohlstedt, D. L., Evans, B., & Mackwell, S. J., 1995. Strength of the lithosphere : Constraints imposed by laboratory experiments, *J. Geophys. Res.*, **100**, 17587–17602.
- Kreemer, C., Blewitt, G., & Klein, E. C., 2014. A geodetic plate motion and global strain rate model, *Geochem., Geophys., Geosys.*, **15**(10), 3849–3889.
- Labrosse, S., 2002. Hotspots, mantle plumes and core heat loss, *Earth Planet. Sci. Lett.*, **1999**, 147–156.
- Lallemand, S., Heuret, A., & Boutelier, D., 2005. On the relationships between slab dip, back-arc stress, upper plate absolute motion, and crustal nature in subduction zones, *Geochem., Geophys., Geosys.*, **6**.
- Lambeck, K., 1981. Flexure of the ocean lithosphere from island uplift, bathymetry and geoid height observations : the society islands, *Geophysical Journal International*, **67**(1),

- 91–114.
- Lay, T., 1994. The fate of descending slabs, *Ann. Rev. Earth Planet. Sci.*, **22**, 33.
- Lay, T. & Garnero, E. J., 2011. Deep mantle seismic modeling and imaging, *Annual Review of Earth and Planetary Sciences*, **39**, 91–123.
- Lay, T., Hernlund, J., & Buffett, B., 2008. Core-mantle boundary heat flow, *Nature Geosc.*, **1**, 25–32.
- Le Pichon, X., 1968. Sea floor spreading and continental drift, *J. Geophys. Res.*, **73**, 3661–3697.
- Le Pichon, X., Francheteau, J., & Bonnin, J., 1973. Plate tectonics, 300 pp, *Amsterdam : Elsevier Scientific*.
- Leat, P. & Larter, R., 2003. Intra-oceanic subduction systems : introduction, *Geological Society, London, Special Publications*, **219**(1), 1–17.
- Li, C. & Van Der Hilst, R. D., 2010. Structure of the upper mantle and transition zone beneath southeast asia from travelttime tomography, *Journal of Geophysical Research : Solid Earth*, **115**(B7).
- Lin, G., Shearer, P. M., & Hauksson, E., 2007. Applying a three-dimensional velocity model, waveform cross correlation, and cluster analysis to locate southern California seismicity from 1981 to 2005, *J. Geophys. Res.*, **112**(B12309).
- Linckens, J., Herwegh, M., Müntener, O., & Mercolli, I., 2011. Evolution of a polymetamorphic mantle shear zone and the role of second phases in the localization of deformation, *Journal of Geophysical Research : Solid Earth*, **116**(B6).
- Lister, C. R. B., 1975. Gravitational drive on oceanic plates caused by thermal contraction, *Nature*, **257**, 663–665.
- Lithgow-Bertelloni, C. & Richards, M. A., 1998. The dynamics of Cenozoic and Mesozoic plate motions, *Rev. Geophys.*, **36**, 27–78.

- Lithgow-Bertelloni, C. & Silver, P. G., 1998. Dynamic topography, plate driving forces and the African superswell, *Nature*, **395**, 269–272.
- Lithgow-Bertelloni, C., Richards, M. A., Ricard, Y., O'Connell, R. J., & Engebretson, D. C., 1993. Toroidal-poloidal partitioning of plate motions since 120 Ma, *Geophys. Res. Lett.*, **20**, 375–378.
- López, S., Castro, A., & García-Casco, A., 2005. Production of granodiorite melt by interaction between hydrous mafic magma and tonalitic crust. experimental constraints and implications for the generation of archaean ttg complexes, *Lithos*, **79**(1), 229–250.
- Louchet, A., 2014. *La planète océane- : Précis de géographie maritime*, vol. 1, Armand Colin.
- Lourenço, D. L., Rozel, A., & Tackley, P. J., 2016. Melting-induced crustal production helps plate tectonics on earth-like planets, *Earth and Planetary Science Letters*, **439**, 18–28.
- Lowman, J. P., 2011. Mantle convection models featuring plate tectonic behavior : An overview of methods and progress, **510**(1), 1–16.
- Lowman, J. P. & Jarvis, G. T., 1993. Mantle convection flow reversals due to continental collisions, *Geophysical Research Letters*, **20**(19), 2087–2090.
- Lowman, J. P. & Jarvis, G. T., 1996. Continental collisions in wide aspect ratio and high rayleigh number two-dimensional mantle convection models, *Journal of Geophysical Research : Solid Earth*, **101**(B11), 25485–25497.
- Lowman, J. P., King, S. D., & Gable, C. W., 2001. The influence of tectonic plates on mantle convection patterns, temperature and heat flow, *Geophysical Journal International*, **146**(3), 619–636.
- Lowman, J. P., King, S. D., & Gable, C. W., 2003. The role of the heating mode of the mantle in intermittent reorganization of the plate velocity field, *Geophysical Journal International*, **152**(2), 455–467.

- Lowman, J. P., King, S. D., & Gable, C. W., 2004. Steady plumes in viscously stratified, vigorously convecting, three-dimensional numerical mantle convection models with mobile plates, *Geochemistry, Geophysics, Geosystems*, **5**(1).
- Mackwell, S., Zimmerman, M., & Kohlstedt, D., 1998. High-temperature deformation of dry diabase with application to tectonics on venus, *Journal of Geophysical Research : Solid Earth*, **103**(B1), 975–984.
- Maia, M., Ackermann, D., Dehghani, G., Gente, P., Hékinian, R., Naar, D., O'Connor, J., Perrot, K., Morgan, J. P., Ramillien, G., et al., 2000. The pacific-antarctic ridge–foundation hotspot interaction : a case study of a ridge approaching a hotspot, *Marine Geology*, **167**(1), 61–84.
- Mallard, C., Coltice, N., Seton, M., Müller, R. D., & Tackley, P. J., 2016. Subduction controls the distribution and fragmentation of earth's tectonic plates, *Nature*.
- Martin, H. & Moyen, J.-F., 2002. Secular changes in tonalite-trondhjemite-granodiorite composition as markers of the progressive cooling of earth, *Geology*, **30**(4), 319–322.
- Matthews, K. J., Maloney, K. T., Zahirovic, S., Williams, S. E., Seton, M., & Müller, R. D., 2016. Global plate boundary evolution and kinematics since the late paleozoic, *Global Planet. Change*, **146**, 226–250.
- McKenzie, D., 2010. The influence of dynamically supported topography on estimates of t e, *Earth Planet. Sci. Lett.*, **295**, 127–138.
- McKenzie, D. & Bickle, M., 1988. The volume and composition of melt generated by extension of the lithosphere, *Journal of petrology*, **29**(3), 625–679.
- McKenzie, D. & Morgan, W., 1969. Evolution of triple junctions, *Nature*, **224**, 125–133.
- McKenzie, D. P., 1969. Speculations on the consequences and causes of plate motions, *Geophys. J. R. Astr. Soc.*, **18**, 1–32.
- McKenzie, D. P., 1977. The initiation of trenches : a finite amplitude instability, in *Island Arcs, Deep Sea Trenches and Back-Arc basins*, vol. 1 of **Maurice Ewing**, pp. 57–61, eds Talwani, M. & Pitman III, W. C., AGU, Washington DC.

- McKenzie, D. P. & Parker, R. L., 1967. The North Pacific; an example of tectonics on a sphere, *Nature*, **216**, 1276–1280.
- McKenzie, D. P., Roberts, J. M., & Weiss, N. O., 1974. Convection in the earth's mantle : towards a numerical simulation, *Journal of Fluid Mechanics*, **62**, 465–538.
- McNamara, A. K. & Zhong, S., 2004a. Thermochemical structures within a spherical mantle : Superplumes or piles?, *J. Geophys. Res.*, **109**.
- McNamara, A. K. & Zhong, S., 2004b. Thermochemical structures within a spherical mantle : Superplumes or piles?, *Journal of Geophysical Research : Solid Earth*, **109**(B7).
- McNamara, A. K. & Zhong, S., 2005. Thermochemical piles under africa and the pacific, *Nature*, **437**, 1136–1139.
- Meade, B. J. & Hager, B. H., 2005. Block models of crustal motion in southern California constrained by GPS measurements, *J. Geophys. Res.*, **110**(B03403).
- Meinesz, F. A. V., 1947. Major tectonic phenomena and the hypothesis of convection currents in the earth, *Quarterly Journal of the Geological Society*, **103**(1-4), 191–207.
- Meyer, C. & Schellart, W., 2013. Three-dimensional dynamic models of subducting plate-overriding plate-upper mantle interaction, *J. Geophys. Res.*, **118**, 775–790.
- Minster, J. B. & Jordan, T. H., 1978. Present-day plate motions, *J. Geophys. Res.*, **83**, 5331–5354.
- Mitrovica, J. X. & Forte, A. M., 1997. Radial profile of mantle viscosity : results from the joint inversion of convection and postglacial rebound observables, *J. Geophys. Res.*, **102**, 2751–2769.
- Mitrovica, J. X. & Forte, A. M., 2004. A new inference of mantle viscosity based upon joint inversion of convection and glacial isostatic adjustment data, *Earth Planet. Sci. Lett.*, **225**, 177–189.
- Molnar, P., 1988. Continental tectonics in the aftermath of plate tectonics, *Nature*, **335**(6186), 131–137.

- Molnar, P. & Stock, J., 1987. Relative motions of hotspots in the Pacific, Atlantic, and Indian Oceans since Late Cretaceous time, *Nature*, **327**, 587–591.
- Monnereau, M. & Quéré, S., 2001. Spherical shell models of mantle convection with tectonic plates, *Earth and Planetary Science Letters*, **184**(3), 575–587.
- Monsalve, G., Sheehan, A., Schulte-Pelkum, V., Rajaure, S., Pandey, M. R., & Wu, F., 2006. Seismicity and one-dimensional velocity structure of the Himalayan collision zone : Earthquakes in the crust and upper mantle, *J. Geophys. Res.*, **111**(B10301).
- Moresi, L. N. & 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.
- Moresi, L. N. & Solomatov, V. S., 1995. Numerical investigations of 2D convection with extremely large viscosity variations, *Phys. Fluids*, **7**, 2154–2162.
- Morgan, J. P., 1971. Convection plumes in the lower mantle, *Nature*, **230**, 42–43.
- Morgan, W. J., 1968. Rises, trenches, great faults, and crustal blocks, *J. Geophys. Res.*, **73**, 1959–1982.
- Morgan, W. J., 1972. Plate motions and deep mantle convection, *Geol. Soc. Am. Mem.*, **132**, 7–22.
- Morgan, W. J., 1983. Hotspot tracks and the early rifting of the atlantic, *Tectonophysics*, **94**(1-4), 123–139.
- Morra, G., Seton, M., Quevedo, L., & Müller, R. D., 2013. Organization of the tectonic plates in the last 200myr, *Earth and Planetary Science Letters*, **373**, 93–101.
- Mortimer, N., Campbell, H. J., Tulloch, A. J., King, P. R., Stagpoole, V. M., Wood, R. A., Rattenbury, M. S., Sutherland, R., Adams, C. J., Collot, J., et al., 2017. Zealandia : Earth's hidden continent, *GSA Today*, **27**(3).
- Mueller, S. & Phillips, R. J., 1991. On the initiation of subduction, *J. Geophys. Res.*, **96**, 651–665.

- Müller, R. D. & Smith, W. H., 1993. Deformation of the oceanic crust between the north american and south american plates, *Journal of Geophysical Research : Solid Earth*, **98**(B5), 8275–8291.
- Müller, R. D., Royer, J.-Y., & Lawver, L. A., 1993. Revised plate motions relative to the hotspots from combined atlantic and indian ocean hotspot tracks, *Geology*, **21**(3), 275–278.
- Müller, R. D., Sdrolias, M., Gaina, C., & Roest, W. R., 2008. Age, spreading rates and spreading asymmetry of the world's ocean crust, *Geochem., Geophys., Geosys.*, **9**(Q04006).
- Müller, R. D., Seton, M., Zahirovic, S., Williams, S. E., Matthews, K. J., Wright, N. M., Shephard, G. E., Maloney, K., Barnett-Moore, N., Hosseinpour, M., et al., 2016. Ocean basin evolution and global-scale plate reorganization events since pangea breakup, *Annual Review of Earth and Planetary Sciences*, **44**(1), 107–138.
- Murakami, M., Hirose, K., Kawamura, K., Sata, N., & Ohishi, Y., 2004. Phase transition of mgsio₃ perovskite in the deep lower mantle, in *Lithos*, vol. 73, pp. S78–S78.
- Nataf, H. & Richter, F., 1982. Convection experiments in fluids with highly temperature-dependent viscosity and the thermal evolution of the planets, *Physics of the Earth and Planetary Interiors*, **29**(3-4), 320–329.
- O'Connell, R. J., Gable, C. W., & Hager, B. H., 1991. Toroidal-poloidal partitioning of lithospheric plate motions, in *Glacial Isostasy, Sea-Level and Mantle Rheology*, pp. 535–551, eds Sabadini, R. & Lambeck, K., Kluwer Academic Publishers, Norwell MA.
- Oganov, A. R. & Ono, S., 2004. Theoretical and experimental evidence for a post-perovskite phase of mgsio₃ in earth's d" layer, *Nature*, **430**(6998), 445–448.
- Ogawa, M., 2008. Mantle convection : A review, *Fluid Dynamics Research*, **40**(6), 379–398.
- Oldow, J. S., 2003. Active transtensional boundary zone between the western great basin and sierra nevada block, western us cordillera, *Geology*, **31**(12), 1033–1036.

- Olson, P. & Corcos, G., 1980. A boundary layer model for mantle convection with surface plates, *Geophysical Journal International*, **62**(1), 195–219.
- Pekeris, C. L., 1935. Thermal convection in the interior of the earth, *Geophysical Supplements to the Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, **3**, 343–367.
- Peltier, W., 1974. The impulse response of a maxwell earth, *Reviews of Geophysics*, **12**(4), 649–669.
- Plank, T. & Langmuir, C. H., 1998. The chemical composition of subducting sediment and its consequences for the crust and mantle, *Chemical geology*, **145**(3), 325–394.
- Poirier, J.-P., 1991. *Les profondeurs de la Terre*, vol. 1, Masson.
- Poli, S. & Schmidt, M. W., 2002. Petrology of subducted slabs, *Annual Review of Earth and Planetary Sciences*, **30**(1), 207–235.
- Pollack, H. N., Hurter, S. J., & Johnson, J. R., 1993. Heat flow from the earth's interior : analysis of the global data set, *Reviews of Geophysics*, **31**(3), 267–280.
- Pomerol, C., Lagabrielle, Y., Renard, M., & Guillot, S., 2011. *Éléments de géologie 14ème édition*, Dunod.
- Popov, A. & Sobolev, S., 2008. Slim3d : A tool for three-dimensional thermomechanical modeling of lithospheric deformation with elasto-visco-plastic rheology, *Physics of the Earth and Planetary Interiors*, **171**(1), 55–75.
- Rees, B. A. & Okal, E. A., 1987. The depth of the deepest historical earthquakes, *pure and applied geophysics*, **125**(5), 699–715.
- Renard, M., Lagabrielle, Y., Martin, E., et al., 2015. *Éléments de Géologie*, Dunod.
- Rey, P. F., Coltice, N., & Flament, N., 2014. Spreading continents kick-started plate tectonics, *Nature*, **513**(7518), 405–408.
- Reymer, A. P. & Schubert, G., 1987. Phanerozoic and precambrian crustal growth, *Proterozoic Lithospheric Evolution*, pp. 1–9.

- Ribe, N. M., 2010. Bending mechanics and mode selection in free subduction : a thin-sheet analysis, *Geophys. J. Int.*, **180**, 559–576.
- Ribe, N. M. & Christensen, U. R., 1999. The dynamical origin of Hawaiian volcanism, *Earth Planet. Sci. Lett.*, **171**, 517–531.
- Ricard, Y., 2007. Physics of mantle convection, in *Treatise on Geophysics*, eds Schubert, G. & Bercovici, D., Elsevier.
- Ricard, Y. & Bercovici, D., 2003. Two-phase damage theory and crustal rock failure : the theoretical ‘void’ limit, and the prediction of experimental data, *Geophysical Journal International*, **155**(3), 1057–1064.
- Ricard, Y. & Bercovici, D., 2009. A continuum theory of grain size evolution and damage, *J. Geophys. Res.*, **114**(B01204).
- Ricard, Y., Fleitout, L., & Froidevaux, C., 1984. Geoid heights and lithospheric stresses for a dynamic Earth, *Ann. Geophys.*, **2**, 267–286.
- Ricard, Y., Richards, M. A., Lithgow-Bertelloni, C., & Le Stunff, Y., 1993. A geodynamic model of mantle density heterogeneity, *J. Geophys. Res.*, **98**, 21895–21909.
- Ricard, Y., Bercovici, D., & Schubert, G., 2001. A two-phase model for compaction and damage. ii- applications to compaction, deformation, and the role of interfacial surface tension, *Journal of geophysical research*, **106**(B5), 8907–8924.
- Richards, M., Yang, W.-S., Baumgardner, J., & Bunge, H.-P., 2001. Role of a low-viscosity zone in stabilizing plate tectonics : Implications for comparative terrestrial planetology, *Geochem., Geophys., Geosys.*, **2**.
- Richards, M. A., Duncan, R. A., & Courtillot, V. E., 1989. Flood basalts and hot-spot tracks : plume heads and tails, *Science*, **246**(4926), 103.
- Ritsema, J. & van Heijst, H. J., 2000. Seismic imaging of structural heterogeneity in Earth’s mantle : Evidence for large-scale mantle flow, *Sci. Progr.*, **83**, 243–259.
- Ritsema, J., van Heijst, H. J., & Woodhouse, J. H., 1999a. Complex shear wave velocity structure imaged beneath africa and iceland, *Science*, **286**(5446), 1925–1928.

- Ritsema, J., van Heijst, H. J., & Woodhouse, J. H., 1999b. Complex shear wave velocity structure imaged beneath Africa and Iceland, *Science*, **286**, 1925–1928.
- Ritsema, J., van Heijst, H., & Woodhouse, J. H., 2004. Global transition zone tomography, *J. Geophys. Res.*, **109**(B02302).
- Rolf, T. & Tackley, P., 2011. Focussing of stress by continents in 3d spherical mantle convection with self-consistent plate tectonics, *Geophysical Research Letters*, **38**(18).
- Rolf, T., Coltice, N., & Tackley, P., 2014. Statistical cyclicity of the supercontinent cycle, *Geophysical Research Letters*, **41**(7), 2351–2358.
- Rolf, T., Capitanio, F., & Tackley, P., 2017. Constraints on mantle viscosity structure from continental drift histories in spherical mantle convection models, *Tectonophysics*.
- Rollinson, H., 2007. When did plate tectonics begin?, *Geology Today*, **23**(5), 186–191.
- Romanowicz, B., 2003. Global mantle tomography : Proress status in the last 10 years, *Ann. Rev. Earth Planet. Sci.*, **31**, 303–328.
- Rowley, D. B., 2002. Rate of plate creation and destruction : 180 Ma to present, *GSA Bull.*, **114**, 927–933.
- Rowley, D. B., 2008. Extrapolating oceanic age distributions : lessons from the pacific region, *The Journal of Geology*, **116**(6), 587–598.
- Royer, J.-Y. & Gordon, R. G., 1997. The motion and boundary between the capricorn and australian plates, *Science*, **277**(5330), 1268–1274.
- Rozel, A., Ricard, Y., & Bercovici, D., 2011. A thermodynamically self-consistent damage equation for grain size evolution during dynamic recrystallization, *Geophysical Journal International*, **184**(2), 719–728.
- Rubincam, D. P., 1984. Postglacial rebound observed by lageos and the effective viscosity of the lower mantle, *Journal of Geophysical Research : Solid Earth*, **89**(B2), 1077–1087.

- Rudnick, N., 1998. Thermal structure, thickness and composition of continental lithosphere, *Chemical Geology*, **145**, 395–411.
- Rudnick, R. & Gao, S., 2003. Composition of the continental crust, *Treatise on geochemistry*, **3**, 659.
- Rudnick, R. L. & Fountain, D. M., 1995. Nature and composition of the continental crust : a lower crustal perspective, *Reviews of geophysics*, **33**(3), 267–309.
- Rudolph, M. L. & Zhong, S. J., 2014. History and dynamics of net rotation of the mantle and lithosphere, *Geochem., Geophys., Geosys.*, **15**, 3645–3657.
- Runcorn, S., 1962. Convection currents in the earth's mantle, *Nature*, **195**, 1248–1249.
- Runcorn, S., 1965. Changes in the convection pattern in the earth's mantle and continental drift : evidence for a cold origin of the earth, *Philosophical Transactions of the Royal Society of London A : Mathematical, Physical and Engineering Sciences*, **258**(1088), 228–251.
- Runcorn, S., 1967. Flow in the mantle inferred from the low degree harmonics of the geopotential, *Geophysical Journal International*, **14**(1-4), 375–384.
- Schellart, W., Kennett, B., Spakman, W., & Amaru, M., 2009. Plate reconstructions and tomography reveal a fossil lower mantle slab below the tasman sea, *Earth and Planetary Science Letters*, **278**(3), 143–151.
- Schellart, W. P., 2004. Kinematics of subduction and subduction-induced flow in the upper mantle, *J. Geophys. Res.*, **109**.
- Schilling, J.-G., 1973. Iceland mantle plume : geochemical study of reykjanes ridge, *Nature*, **242**, 565–571.
- Schubert, G., Turcotte, D. L., & Olson, P., 2001. *Mantle Convection in the Earth and Planets*, Cambridge University Press.
- Sdrolias, M., Roest, W. R., & Müller, R. D., 2004. An expression of philippine sea plate rotation : the parece vela and shikoku basins, *Tectonophysics*, **394**(1), 69–86.

- Sella, G. F., Dixon, T. H., & Mao, A., 2002. REVEL : A model for recent plate velocities from space geodesy, *J. Geophys. Res.*, **107**.
- Seton, M., Müller, R., Zahirovic, S., Gaina, C., Torsvik, T., Shephard, G., Talsma, A., Gurnis, M., Turner, M., Maus, S., et al., 2012. Global continental and ocean basin reconstructions since 200ma, *Earth-Sci. Rev.*, **113**(3), 212–270.
- Shapiro, N. M. & Ritzwoller, M. H., 2004. Thermodynamic constraints on seismic inversions, *Geophys. J. Int.*, **157**, 1175–1188.
- Sharples, W., Jadamec, M., Moresi, L.-N., & Capitanio, F., 2014. Overriding plate controls on subduction evolution, *J. Geophys. Res.*, **119**, 6684–6704.
- Sleep, N., 1990. Hotspots and mantle plumes : Some phenomenology, *J. Geophys. Res.*, **95**, 6715–6736.
- Sleep, N. H., 2006. Mantle plumes from top to bottom, *Earth-Science Reviews*, **77**(4), 231–271.
- Smithies, R., Champion, D., & Cassidy, K., 2003. Formation of earth's early archaean continental crust, *Precambrian Research*, **127**(1), 89–101.
- Solomatov, V., 1995. Scaling of temperature-and stress-dependent viscosity convection, *Physics of Fluids (1994-present)*, **7**(2), 266–274.
- Solomatov, V., 2004. Initiation of subduction by small-scale convection, *Journal of Geophysical Research : Solid Earth*, **109**(B1).
- Šrámek, O., McDonough, W. F., Kite, E. S., Lekić, V., Dye, S. T., & Zhong, S., 2013. Geophysical and geochemical constraints on geoneutrino fluxes from earth's mantle, *Earth and Planetary Science Letters*, **361**, 356–366.
- Stacey, F. & Davis, P., 2008. *Physics of the earth* (cambridge).
- Stadler, G., Gurnis, M., Burstedde, C., Wilcox, L. C., Alisic, L., & Ghattas, O., 2010. The dynamics of plate tectonics and mantle flow : From local to global scales, *Science*, **329**, 1033–1038.

- Stegman, D. R., Farrington, R., Capitanio, F. A., & Schellart, W. P., 2010. A regime diagram for subduction styles from 3-D numerical models of free subduction, *Tectonophysics*, **483**, 29–45.
- Stein, C. & Lowman, J., 2010. Response of mantle heat flux to plate evolution, *Geophysical Research Letters*, **37**(24).
- Stein, C., Schmalz, J., & Hansen, U., 2004. The effect of rheological parameters on plate behaviour in a self-consistent model of mantle convection, *Phys. Earth Planet. Inter.*, **142**, 225–255.
- Steinberger, B., 2000. Plumes in a convecting mantle : Models and observations for individual hotspots, *J. Geophys. Res.*, **105**, 11127–11152.
- Steinberger, B. & O'Connell, R. J., 1997. Changes of the Earth's rotation axis owing to advection of mantle density heterogeneities, *Nature*, **387**, 169–173.
- Steinberger, B. & O'Connell, R. J., 1998. Advection of plumes in mantle flow : implications for hotspot motion, mantle viscosity, and plume distribution, *Geophys. J. Int.*, **132**, 412–434.
- Stewart, C. A. & Turcotte, D. L., 1989. The route to chaos in thermal convection at infinite prandtl number : 1. some trajectories and bifurcations, *Journal of Geophysical Research : Solid Earth (1978–2012)*, **94**(B10), 13707–13717.
- Suess, E., 1905. *La face de la terre (traduction française de Das Antlitz der Erde, 1883)*, vol. 1, Armand Colin.
- Tackley, P. J., 1996. Effects of strongly variable viscosity on three-dimensional compressible convection in planetary mantles, *J. Geophys. Res.*, **101**, 3311–3332.
- Tackley, P. J., 1998. Self-consistent generation of tectonic plates in three-dimensional mantle convection, *Earth Planet. Sci. Lett.*, **157**, 9–22.
- Tackley, P. J., 2000a. Self-consistent generation of tectonic plates in time-dependent, three-dimensional mantle convection simulations 1. Pseudoplastic yielding, *Geochem., Geophys., Geosys.*, **1**(2000GC000036).

- Tackley, P. J., 2000b. Mantle convection and plate tectonics : Toward an integrated physical and chemical theory, *Science*, **288**, 2002–2007.
- Tackley, P. J., 2000c. The quest for self-consistent incorporation of plate tectonics in mantle convection, in *The History and Dynamics of Global Plate Motions*, vol. 121 of **Geophys. Monograph**, eds Richards, M., Gordon, R., & van der Hilst, R. D., American Geophysical Union, Washington, DC.
- Tackley, P. J., 2008. Modelling compressible mantle convection with large viscosity contrasts in a three-dimensional spherical shell using the yin-yang grid, *Physics of the Earth and Planetary Interiors*, **171**(1), 7–18.
- Tackley, P. J., 2012. Dynamics and evolution of the deep mantle resulting from thermal, chemical, phase and melting effects, *Earth-Science Reviews*, **110**(1), 1–25.
- Tarduno, J. A., Duncan, R. A., Scholl, D. W., Cottrell, R. D., Steinberger, B., Thordarson, T., Kerr, B. C. and Neal, C. R., Frey, F. A., Torii, M., & Carvallo, C., 2003. The Emperor Seamounts : Southward motion of the Hawaiian hotspot plume in Earth's mantle, *Science*, **301**, 1064–1069.
- Taylor, S. R. & McLennan, S. M., 1985. The continental crust : its composition and evolution.
- Titus, S. J., DeMets, C., & Tikoff, B., 2005. New slip rate estimates for the creeping segment of the san andreas fault, california, *Geology*, **33**(3), 205–208.
- Tommasi, A. & Vauchez, A., 2001. Continental rifting parallel to ancient collisional belts : an effect of the mechanical anisotropy of the lithospheric mantle, *Earth and Planetary Science Letters*, **185**(1), 199–210.
- Tommasi, A., Vauchez, A., & Daudré, B., 1995. Initiation and propagation of shear zones in a heterogeneous continental lithosphere, *Journal of Geophysical Research : Solid Earth*, **100**(B11), 22083–22101.
- Tommasi, A., Godard, M., Coromina, G., Dautria, J.-M., & Barszczus, H., 2004. Seismic anisotropy and compositionally induced velocity anomalies in the lithosphere above

- mantle plumes : a petrological and microstructural study of mantle xenoliths from french polynesia, *Earth and Planetary Science Letters*, **227**(3), 539–556.
- Torsvik, T. H., Steinberger, B., Gurnis, M., & Gaina, C., 2010. Plate tectonics and net lithosphere rotation over the past 150my, *Earth Planet. Sci. Lett.*, **291**, 106–112.
- Toth, J. & Gurnis, M., 1998. Dynamics of subduction initiation at pre-existing fault zones, *J. Geophys. Res.*, **103**, 18053–18067.
- Trampert, J., Deschamps, F., Resovsky, J., & Yuen, D., 2004. Probabilistic tomography maps chemical heterogeneities throughout the lower mantle, *Science*, **306**, 853–856.
- Trompert, R. & Hansen, U., 1998a. On the rayleigh number dependence of convection with a strongly temperature-dependent viscosity, *Physics of Fluids*, **10**(2), 351–360.
- Trompert, R. & Hansen, U., 1998b. Mantle convection simulations with rheologies that generate plate-like behaviour, *Nature*, **395**, 686–689.
- Turcotte, D. L. & Oxburgh, E., 1972. Mantle convection and the new global tectonics, *Annual Review of Fluid Mechanics*, **4**(1), 33–66.
- Turcotte, D. L. & Oxburgh, E. R., 1967. Finite amplitude convective cells and continental drift, *J. Fluid Mech.*, **28**, 29–42.
- Turcotte, D. L. & Schubert, G., 1982. *Geodynamics. Applications of Continuum Physics to Geological Problems*, John Wiley, New York.
- Turcotte, D. L. & Schubert, G., 2002. *Geodynamics*, Cambridge University Press, Cambridge, 2nd edn.
- Ueda, K., Gerya, T., & Sobolev, S. V., 2008. Subduction initiation by thermal–chemical plumes : numerical studies, *Physics of the Earth and Planetary Interiors*, **171**(1), 296–312.
- van der Hilst, R. D., Widiyantoro, S., & Engdahl, E. R., 1997. Evidence of deep mantle circulation from global tomography, *Nature*, **386**, 578–584.

- van der Lee, S., Regenauer-Lieb, K., & Yuen, D. A., 2008. The role of water in connecting past and future episodes of subduction, *Earth and Planetary Science Letters*, **273**(1), 15–27.
- van Heck, H. & Tackley, P. J., 2008. Planforms of self-consistently generated plate tectonics in 3-D spherical geometry, *Geophys. Res. Lett.*, **35**(L19312).
- Vanderhaeghe, O., 2009. Migmatites, granites and orogeny : Flow modes of partially-molten rocks and magmas associated with melt/solid segregation in orogenic belts, *Tectonophysics*, **477**(3), 119–134.
- Vanderhaeghe, O., Medvedev, S., Fullsack, P., Beaumont, C., & Jamieson, R. A., 2003. Evolution of orogenic wedges and continental plateaux : insights from crustal thermal–mechanical models overlying subducting mantle lithosphere, *Geophysical Journal International*, **153**(1), 27–51.
- Vanney, J.-R., 2005. La terre sous l’océan, *Géomorphologie : relief, processus, environnement*, **11**(2), 83–90.
- Vogt, P., 1981. On the applicability of thermal conduction models to mid-plate volcanism : Comments on a paper by Gass et al., *Journal of Geophysical Research : Solid Earth*, **86**(B2), 950–960.
- Vogt, P. R., 1976. Plumes, subaxial pipe flow, and topography along the mid-oceanic ridge, *Earth and Planetary Science Letters*, **29**(2), 309–325.
- Walcott, R., 1970. Flexural rigidity, thickness, and viscosity of the lithosphere, *Journal of Geophysical Research*, **75**(20), 3941–3954.
- Walcott, R., 1972. Past sea levels, eustasy and deformation of the earth, *Quaternary Research*, **2**(1), 1–14.
- Wegener, A., 1912. Die entstehung der kontinente, *Geologische Rundschau*, **3**(4), 276–292.
- Wegener, A., 1924. The origin of oceans and continents, *Traduction anglaise JGA Skerl. publiée à l’origine en tant que : Die Entstehung der Kontinente und Ozeane, 3rd ed.*(Braunschweig : Friedrich Vieweg und Sohn, 1922). New York : Dutton.

- Weinstein, S. A. & Olson, P. L., 1992. Thermal convection with non-newtonian plates, *Geophys. J. Int.*, **111**, 515–530.
- White, R. S., McKenzie, D., & O’Nions, R. K., 1992. Oceanic crustal thickness from seismic measurements and rare earth element inversions, *Journal of Geophysical Research : Solid Earth*, **97**(B13), 19683–19715.
- White, W. & Klein, E., 2014. 4.13-composition of the oceanic crust, *Treatise on Geochemistry (Second Edition)*.
- White, W. M. & Dupré, B., 1986. Sediment subduction and magma genesis in the lesser antilles : isotopic and trace element constraints, *Journal of Geophysical Research : Solid Earth*, **91**(B6), 5927–5941.
- Wiens, D. A., DeMets, C., Gordon, R. G., Stein, S., Argus, D., Engeln, J. F., Lundgren, P., Quible, D., Stein, C., Weinstein, S., et al., 1985. A diffuse plate boundary model for indian ocean tectonics, *Geophysical Research Letters*, **12**(7), 429–432.
- Williams, S., Flament, N., Müller, R. D., & Butterworth, N., 2015. Absolute plate motions since 130 ma constrained by subduction zone kinematics, *Earth Planet. Sci. Lett.*, **418**, 66–77.
- Wilson, D. S., 1993. Confidence intervals for motion and deformation of the juan de fuca plate, *Journal of Geophysical Research : Solid Earth*, **98**(B9), 16053–16071.
- Wilson, J. T., 1963. A possible origin of the hawaiian islands, *Canadian Journal of Physics*, **41**(6), 863–870.
- Wilson, J. T., 1965. A new class of faults and their bearing on continental drift, *Nature*, **207**, 343–347.
- Wilson, J. T., 1973. Mantle plumes and plate motions, *Tectonophys.*, **19**, 149–164.
- Wolfe, C. J., Bjarnason, I. T., VanDecar, J. C., & Solomon, S. C., 1997. Seismic structure of the iceland mantle plume, *Nature*, **385**(6613), 245.

- Yanagisawa, T., Yamagishi, Y., Hamano, Y., & Stegman, D. R., 2010. Mechanism for generating stagnant slabs in 3-D spherical mantle convection models at Earth-like conditions, *Phys. Earth Planet. Inter.*, **183**, 341–352.
- Yoshida, M. & Santosh, M., 2011. Supercontinents, mantle dynamics and plate tectonics : A perspective based on conceptual vs. numerical models, *Earth-Science Reviews*, **105**(1), 1–24.
- Yuan, H. & Romanowicz, B., 2010. Lithospheric layering in the North American continent, *Nature*, **466**, 1063–1069.
- Zahirovic, S., Müller, R. D., Seton, M., & Flament, N., 2015. Tectonic speed limits from plate kinematic reconstructions, *Earth Planet. Sci. Lett.*, **418**, 40–52.
- Zatman, S., Gordon, R. G., & Richards, M. A., 2001. Analytic models for the dynamics of diffuse oceanic plate boundaries, *Geophysical Journal International*, **145**(1), 145–156.
- Zatman, S., Gordon, R. G., & Mutnuri, K., 2005. Dynamics of diffuse oceanic plate boundaries : insensitivity to rheology, *Geophysical Journal International*, **162**(1), 239–248.
- Zhang, N., Zhong, S., Leng, W., & Li, Z.-X., 2010. A model for the evolution of the earth's mantle structure since the early paleozoic, *Journal of Geophysical Research : Solid Earth*, **115**(B6).
- Zhang, S. & Karato, S.-i., 1995. Lattice preferred orientation of olivine aggregates deformed in simple shear, *Nature*, **375**, 774–777.
- Zhong, S. & Gurnis, M., 1992. Viscous flow model of a subduction zone with a faulted lithosphere : long and short wavelength topography, gravity, *Geophys. Res. Lett.*, **18**, 1891–1894.
- Zhong, S. & Gurnis, M., 1995a. Mantle convection with plates and mobile, faulted plate margins, *Science*, **267**(5199), 838.
- Zhong, S. & Gurnis, M., 1995b. Mantle convection with plates and mobile, faulted plate margins, *Science*, **267**, 838–842.

- Zhong, S. & Gurnis, M., 1996. Interaction of weak faults and non-Newtonian rheology produces plate tectonics in a 3D model of mantle flow, *Nature*, **383**, 245–247.
- Zhong, S. & Liu, X., 2016. The long-wavelength mantle structure and dynamics and implications for large-scale tectonics and volcanism in the phanerozoic, *Gondwana Research*, **29**(1), 83–104.
- Zhong, S. & Rudolph, M. L., 2015. On the temporal evolution of long-wavelength mantle structure of the earth since the early paleozoic, *Geochemistry, Geophysics, Geosystems*, **16**(5), 1599–1615.
- Zhong, S. & Watts, A., 2013. Lithospheric deformation induced by loading of the hawaiian islands and its implications for mantle rheology, *Journal of Geophysical Research : Solid Earth*, **118**(11), 6025–6048.
- Zhong, S., Gurnis, M., & Moresi, L., 1998. Role of faults, nonlinear rheology, and viscosity structure in generating plates from instantaneous mantle flow models, *J. Geophys. Res.*, **103**, 15255–15268.
- Zhong, S., Zuber, M. T., Moresi, L., & Gurnis, M., 2000. Role of temperature-dependent viscosity and surface plates in spherical shell models of mantle convection, *J. Geophys. Res.*, **105**, 11063–11082.