

**Université Paris Diderot et
Institut de Physique du Globe de Paris**

**Mémoire présenté par
Cinzia G. FARNETANI**

**pour obtenir
L'Habilitation à Diriger des Recherches
Spécialité
Sciences de la Terre, de l'Environnement et des Planètes**

**Les panaches mantelliques: de la dynamique
du manteau aux observations de surface**

**Date et lieu de soutenance
le 15 Janvier 2016 à 14:30, Amphithéâtre de l'IPGP**

Composition du jury

**Nicolas COLTICE, Président du jury
Université Claude Bernard, Lyon**

**Mathilde CANNAT, Examinatrice
IPGP, Paris**

**Jean-Paul MONTAGNER, Examineur
IPGP, Paris**

**Catherine CHAUVEL, Examinatrice
ISTerre, Grenoble**

**Manuel MOREIRA, Rapporteur
IPGP, Paris**

**Anne DAVAILLE, Rapporteur
FAST, Orsay**

**Evgenii BUROV, Rapporteur
(ISTEP-UPMC, Paris)**

Table des matières

p1. Curriculum Vitae.....	3
Cursus	
Thèmes de recherche (<i>highlights</i>)	
Conférences invités dans les derniers dix ans	
Présentations " <i>invited and keynote</i> " au congrès et colloques dans les derniers dix ans	
Organisation Conférences Internationales	
Distinctions scientifiques	
Activités Administratives	
Activité d'enseignement dans le passé	
Activité d'enseignement année 2014-2015	
Publications	
Activité de " <i>reviewer</i> " et <i>participation aux jurys de thèse</i>	
Projets financés (dernier 5 ans)	
p2. Activités d'encadrement	8
p3. Introduction sur les panaches mantelliques	9
p4. Exposé synthétique des recherches.....	21
p4-1. Synthèse de mes recherche sur le point chaud d'Hawaii.....	21
-La structure interne du panache d'Hawaii.....	21
-La distribution du $^3\text{He}/^4\text{He}$ à Hawaii.....	23
-La zonation isotopique des volcans d'Hawaii est-elle d'origine superficielle ou profonde?.....	25
p4-2. Synthèse de mes recherche en convection thermo-chimique...	27
p4-3. Références.....	29
p5. Résumé sur l'originalité des recherches.....	32
p5-1. Références.....	33
p6. Perspectives scientifiques	35
p6-1. Écoulement et déformations dans le conduit du panache avec hétérogénéités éclogitiques. Simulations numériques et expériences de laboratoire.....	35
p6-2. Conduits de panaches inclinés: modélisations numériques et observations sismologiques.....	46
p6-3. La convection mantellique dans un four à micro-ondes.....	50
p6-4. Références	57
p7. Tutorial: Les équations de la convection mantellique.....	60
p8. Notes finales.....	66
p9. Remerciements.....	67
p10. Annexe: Recueil d'articles recents	68

p1. Curriculum Vitae

Cinzia Grazia FARNETANI

Née le 30/10/1962 à Brescia (Italie)
Nationalité italienne, en couple, un enfant.
Laboratoire de Dynamique des Fluides Géologiques
Institut de Physique du Globe de Paris
1, rue Jussieu
75238 Paris cedex 05, France
Phone: +33(0)183957405, e-mail: cinzia@ipgp.fr

Cursus

Septembre 1996-Présent : Maître de Conférences, Université Paris Diderot - Paris VII (Titularisée le 16-11-1998).
Janvier 1996-Septembre 1996: Postdoctoral Research Fellow, École Normale Supérieure, Paris, France.
1995: Ph.D. in Geophysics, University of California Berkeley, USA
1992: Master in Geophysics, University of California Berkeley, USA
1988: Laurea in Scienze Geologiche, Università di Padova, Italy.

Thèmes de recherche, highlights

Modélisation de la dynamique des panaches mantelliques et implications pour la géochimie des basaltes du point chaud.
Convection thermique et thermo-chimique dans le manteau terrestre et caractérisation des phénomènes de mélange.

Séminaires invités (Department Lecture) dans les derniers dix ans

2015: Nanyang Technological University (NTU) Singapore.
2014: MIT, Cambridge, MA, USA.
2013: ETH Zürich, Switzerland.
2012: Imperial College, London, United Kingdom.
2010: Yale University, New Haven, USA.
2009: Brown University, Providence, USA.
2009: American Museum of Natural History, New York, USA.
2009: University of Utrecht, The Netherlands.
2007: Lamont-Doherty Earth Observatory of Columbia University, Palisades, USA.
2007: ETH Zürich, Switzerland.
2006: Geological Survey of Norway, Trondheim, Norway.
2006: Max-Planck Institute for Chemistry, Mainz, Germany.
2005: Université Joseph Fourier, Grenoble, France.
2005: École Normale Supérieure de Lyon, France.
2004: University of British Columbia, Vancouver, Canada.
2004: Université Blaise Pascal, Clermont-Ferrand, France.

Présentations 'invited and/or keynote' au congrès et colloques dans les derniers dix ans (les autres participations ne sont pas mentionnées)

2015: Goldschmidt 25th Anniversary Talk for Theme 'Deep Interior'.

2013: Invited talk AGU à S.Francisco, USA.

2012: Présentation au 'Colloques du Collège de France', Paris.

2012: Invited talk Goldschmidt à Montreal, Canada.

2012: Invited talk IUGG à Melbourne, Australia.

2012: Présentation à Bureau des Longitudes, Paris.

2011: Présentation au 'Todai-Forum', ENS-Lyon, France.

2009: Invited talk AGU à S.Francisco, USA.

2008: Invited talk Goldschmidt à Vancouver, Canada.

2007: Présentation à 10th International Workshop on Modeling of Mantle Convection and Lithospheric Dynamics, Carry le Rouet, France.

2007: Présentation à Heraeus-Seminar 'Density, Temperature and Elastic constants of Earth's Mantle, Linderhof, Germany.

2007: Présentation à Formation Scientifique en Terre Interne du CNRS, Action nationale FORSTERITE, Aspet, France.

2007: Keynote talk AGU à S.Francisco, USA.

2006: Séminaires Généraux de l'IPGP.

2005: Invited talk Goldschmidt à Moscow, Idaho, USA.

2004: Invited talk EGU à Nice, France.

Organisation Conférences Internationales

2011: Leading debate à Chapman Conference on "The Galápagos as a Laboratory for the Earth Sciences", Galápagos, Equador.

2008: Member of the International Program Committee, Goldschmidt Conference, Vancouver, Canada.

2007: Member of the Organizing Committee, IODP Meeting, Coleraine, Ireland.

2005: Co-directeur du 9th European Workshop on modeling of mantle convection and lithospheric dynamics, Erice, Italie.

Distinctions scientifiques

2004: Doornbos Memorial Prize, SEDI, Studies of the Earth's Deep Interior, à Garmisch, Germany.

Activités Administratives

Directeur d'études de la Licence L1 STEP (depuis Oct. 2015)

Membre du Conseil National des Universités, CNU Section 35 (2004-2008).

Membre du Conseil d'Administration de l'IPGP (2006-2009)

Membre de la Commission des Spécialistes Université Diderot (1998-2001 et 2006-2009)

Directeur d'études de la Licence L3 STEP (2004-2009)

Directeur d'études de la Maîtrise de Géophysique (2002-2004)

Responsable de l'organisation des séminaires généraux de l'IPGP (avec J. Aubert) pour 3 ans, 2006-2008.

Activité d'enseignement dans le passé

Cours Champs potentiels (Maîtrise).

Cours et TD de Dynamique des Fluides (Licence-STEP en 1998 et DEA)

Cours et TD de Mécanique des Milieux Continus (Licence-STEP).

Cours Actualités en Géosciences (Licence-STEP et Licence-Chimie).

Cours La Terre est bleue comme une orange (Licence-Math-Info)

Activité d'enseignement année 2014-2015

Premier semestre:

Cours Machine Terrestre, avec J-P. Montagner (Licence-STEP L2).

TD du cours Panorama (Licence-STEP-L1, 1 groupe)

TP du cours de Physique (Licence-STEP L2)

Deuxième semestre:

Cours Méthodes Géophysiques et Géochimiques, avec I. Martinez, (Licence-VT L2)

Cours Projet Bibliographique (Master 1)

Cours Projet Professionnel (Licence-STEP-L2)

TD du cours Panorama (Licence-STEP-L1, 2 groupes)

Publications

Farnetani, C.G. and M. A. Richards, 1994. Numerical investigation of the mantle plume initiation model for flood basalt events, *J. Geophys. Res.*, 99, 13813-13883.

Farnetani, C.G. and M. A. Richards, 1995. Thermal entrainment and melting in mantle plumes, *Earth Planet. Sci. Lett.*, 136, 251-267.

Farnetani, C.G., M. A. Richards, and M. S. Ghiorso, 1996. Petrological models of magma evolution and deep crustal structure beneath hotspots and flood basalt provinces, *Earth Planet. Sci. Lett.*, 143, 81-94.

Farnetani, C.G., 1997. Excess temperature of mantle plumes: The role of chemical stratification across D'', *Geophys. Res. Lett.*, 24, 1583-1586.

Farnetani, C.G., B. Legras and P. J. Tackley, 2002. Mixing and deformations in mantle plumes, *Earth Planet. Sci. Lett.*, 196, 1-15.

Farnetani, C.G. and H. Samuel, 2003. Lagrangian structures and stirring in the Earth's mantle, *Earth Planet. Sci. Lett.*, 206, 335-348.

Samuel, H. and C.G. Farnetani, 2003. Thermochemical convection and helium concentrations in mantle plumes, *Earth Planet. Sci. Lett.*, 207, 39-56.

Farnetani, C.G. and H. Samuel, 2005. Beyond the thermal plume paradigm, *Geophys. Res. Lett.*, 32, L07311, doi:10.1029/2005GL

022360.

Samuel, H., C.G. Farnetani, and D. Andrault, 2005. Heterogeneous lowermost mantle: Compositional constraints and seismological observables, *AGU Monograph 160, Earth's deep mantle: Structure, composition and evolution*, Edited by R.D. van der Hilst et al., 101-116.

C.R. Neal et al., 2008. Investigating Large Igneous Province formation and associated paleoenvironmental events, *Scientific Drilling*, 6, 4-18.

Farnetani, C.G. and A.W. Hofmann, 2009. Dynamics and internal structure of a lower mantle plume conduit. *Earth Planet. Sci. Lett.* 282, 314-322.

Farnetani, C.G. and A.W. Hofmann, 2010. Dynamics and internal structure of the Hawaiian plume. *Earth Planet. Sci. Lett.* 295, 231-240.

Hofmann, A.W., C.G. Farnetani, M. Spiegelman, C. Class, 2011. Displaced helium and carbon in the Hawaiian plume. *Earth Planet. Sci. Lett.* 312, 226-236.

Farnetani, C.G., A.W. Hofmann, C. Class, 2012. How double volcanic chains sample geochemical anomalies from the lowermost mantle, *Earth Planet. Sci. Lett.* 359-360, 240-247.

Hofmann, A.W., C.G. Farnetani, 2013. Two views of Hawaiian plume structure, *Geochem. Geophys. Geosyst.*, 14, 5308-5322, doi: 10.1002/2013GC004942.

Limare A., E. Surdutan, V. Surdutan, C. Neamtu, E. diGiuseppe, K. Vilella, C.G. Farnetani, E. Kaminski, and C. Jaupart, 2013. Microwave-based laboratory experiments for internally-heated mantle convection, *Processes in Isotopes and Molecules AIP Conference Proceedings*, 1565, 14-16.

Vilella, K., S-H. Shim, C.G. Farnetani, J. Badro, 2015, Spin state transition and partitioning of iron: Effects on mantle dynamics, *Earth Planet. Sci. Lett.* 417, 57-66

Limare A. et al, 2015, Microwave-heating laboratory experiments for planetary mantle convection, *Journal of Fluid Mechanics*, 777, 50-67.

Contributions à des encyclopédie

C.G., Farnetani, 2010. Les points chauds. *Encyclopaedia Universalis, Paris. La Science au présent 2010*, 127-134.

C.G., Farnetani and A.W., Hofmann, 2011 Mantle plumes.

Encyclopedia of Solid Earth Geophysics, Deep Earth Structure and Processes; H. Gupta (Ed.), Springer.

Reviewer pour: JGR, AGU-Monographs, EPSL, GRL, Nat.Geosc, PEPI, NSF

Jurys de Thèse : en qualité de rapporteur ou d'examineur, à ETH-Zurich, à ENS-Lyon, à Université Fournier-Grenoble, à Université Paris VII.

Projets financés (derniers 5 ans).

ANR-M&M : Fusion du Manteau Mesures, Modèles, Mécanismes. Demandé en 2010, financé pour 4 ans. Coordinateur: Janne Blichert-Toft.

ANR-TERRA-MWH: Expériences de convection avec chauffage interne généré par micro-ondes – applications à la dynamique terrestre. Demandé en 2011, financé pour 4 ans. Coordinateurs: Angela Limare and Emanoil Surducan.

ANR RHUM-RUM : Réunion Hotspot Upper Mantle experiment-Réunion Unterer Mantel. Demandé en 2011, financé pour 4 ans Coordinateur: Guilhem Barruol.

INSU-CNRS-PNP : Brassages des hétérogénéités dans les panaches : expériences de laboratoire et simulations numériques. Demandé en 2014, financé pour 1 an Coordinateur: Cinzia Farnetani

p2. Activités d'encadrement

J'ai encadré, ou participé à l'encadrement de trois thèses de doctorat (H. Samuel 2000-2003; L. Fourel 2005-2009; K. Vilella 2012-présent) et plusieurs stages de Master, de DEA et de Licence. Les sujets ont porté sur la modélisation numérique de la convection mantellique, sur la stabilité des continents, sur la dynamique des panaches et sur l'évolution de la composition d'un magma lors de la cristallisation fractionnée. Seulement une partie de ces travaux a été publiée. Voici la liste des étudiants encadrés:

Tomaso ESPOSTI ONGARO (1997). Stage de Licence L3

Alexandre FOURNIER (1998). Stage de DEA, co-encadré avec P. Bunge.

Nicolas M. du VIGNAUX (1998). Stage de Maîtrise-ENS Paris.

Julien FORIEL (1999). Stage de Maîtrise-ENS Paris.

Henri SAMUEL (1999). Stage de DEA.

Henri SAMUEL (2000-2003). Thèse de doctorat intitulée *"Dynamique d'un manteau terrestre hétérogène: Implications pour les observables actuels"*, soutenue en 2003.

Benoît CHAUVEAU (2004). Stage de DEA, co-encadré avec E. Kaminski.

Loïc FOUREL (2005-2009). Thèse de doctorat co-encadrée avec C. Jaupart, intitulée *"Stabilité et instabilité de la lithosphère continentale"*, soutenue en 2009.

Nina ZEYEN (2010). Stage de Licence L3

Kenny VILELLA (2011). Stage de M2.

Kenny VILELLA (2012-2015). Thèse de doctorat co-encadré avec E. Kaminski, intitulée *"Modélisation théorique et numérique de la convection thermique appliquée aux manteaux planétaires"*, soutenance prévue en Septembre 2015.

Thomas DUVERNAY (2015). Stage de Licence L3

Maude GEISSMANN (2015). Stage de Licence-ENS.

p3. Introduction sur les panaches mantelliques

Les points chauds et les panaches mantelliques sont un des thèmes centrales de ma recherche. Avant de me lancer dans l'exposé des mes travaux je pense soit utile de faire une introduction sur les grands problématiques lies aux panaches, notamment la distributions des points chauds, les observations sismologiques et géochimiques en support de l'existence des panaches, la relation entre panaches et Trappes de Basaltes Continentaux et, enfin, le possible effet sur l'environnement du volcanisme de Trappe. En 2011 j'ai accepté d'écrire un article pour *l'Encyclopedia of Solid Earth Geophysics, Deep Earth Structure and Processes; H. Gupta (Ed.), Springer*, qui touche ce type de problématiques. Cet article est ici utilisé comme paragraphe d'introduction.

Mantle plumes

Cinzia G. Farnetani¹ and Albrecht W. Hofmann²

1. Hotspots

Plate tectonics provides a framework for interpreting volcanism at plate boundaries, namely along spreading ridges (divergent boundaries) and subduction zones (convergent boundaries). However, it does not explain intraplate volcanism, such as Hawaii, nor the excess volcanism along certain sectors of a spreading ridge, as observed in Iceland. In these regions, called hot spots, the volcanic activity can last more than a hundred million years, as indicated by the resulting age progressive volcanic chain formed during the hotspot's life-time. For example, the 6000 km long Hawaiian-Emperor volcanic chain (Figure 1) is an alignment of roughly one hundred volcanoes of progressively increasing ages, created during the last 80 Ma, as the Pacific plate drifted over the Hawaiian hot spot. The vigorous and long-lasting Hawaiian volcanism readily captured the interest of geophysicists: in 1963 Tuzo Wilson proposed that the Hawaiian chain was not caused by lithospheric fissures, but by convection currents in the mantle, and in 1971 Jason Morgan suggested that hotspots are the surface expression of mantle plumes upwelling from the Earth's lowermost mantle. Mantle plumes can be defined as localized upwelling currents of solid rocks that are hotter, and thus less dense, than the surrounding mantle.

Hotspots are traditionally characterized by some or all of the following features, although exceptions do occur: (1) An age progressive volcanic chain whose linear trend is consistent with the direction of plate motion. (2) The onset of hotspot magmatism is often marked by a Large Igneous Province (LIP), a term including continental flood basalts (CFB) and oceanic plateaus. Estimated extruded volumes of CFBs are $1\text{--}2 \times 10^6 \text{ km}^3$, with perhaps similar (but unknown) volumes of intrusive magmatism, whereas oceanic plateaus can be one order of magnitude more voluminous (Coffin and Eldholm, 1994). According to the mantle plume initiation model (Richards et al., 1989), the transient and episodic LIP magmatism corresponds to melting of a large plume head, and the subsequent hotspot activity is associated with the long-lasting and narrow plume tail. (3) The topographic swell is a region of anomalously high topography with a lateral width of 1000 km in the direction normal to the volcanic chain (Wessel, 1993), and with an elevation of 1 km, which decreases along the chain. (4) Hotspot basalts are geochemically distinct and more diverse than mid-ocean ridge basalts.

Some hotspots, however, do not show all of the above features. For example, many volcanic chains lack a clear age progression and, according to Ito and van Keken (2007), there are only thirteen long-lived (>50 Ma) and eight short-lived (<20 Ma) age-progressive volcanic chains. Some hotspots are not associated with a LIP, for others, such as Hawaii and Louisville, the chain terminates in a subduction zone, so that the complete time record of the volcanic

activity is lost. In other cases, a number of LIPs have no associated volcanic track (e.g., Shatsky, Hess) and their origin is still a matter of debate. In summary, plume magmatism is often, but not always, explained by the classical thermal plume model with a voluminous spherical head followed by a narrow columnar conduit.

2. Global hotspot distribution and hotspot fixity

Over the years, the estimated number of hotspots has varied from 20 (Morgan, 1971), to a maximum of 117 in the 1980s, whereas in recent compilations (e.g., Ito and van Keken, 2007) the number ranges between 45 and 70 (see Schubert et al., 2001 and references therein). Hotspots younger than 100 Ma are generally active, although their vigor may vary considerably; older hotspots are either waning ($100 < \text{age} < 140 \text{ Ma}$) or inactive ($\text{age} > 150 \text{ Ma}$). The best-defined hotspots appear to be relatively stationary over time and are used as a reference frame to determine absolute plate motions. Most hotspots are situated in the oceans, one exception being Yellowstone (USA), whose volcanic activity can be traced back to the 16 Ma old Columbia River flood basalt. The discrepancy in the number of continental vs. oceanic hotspots has three probable reasons: First, the arrival of a mantle plume can weaken the lithosphere and enhance continental break-up (Courtillot et al. 1999). For example, the magmatic activity of the Iceland plume started with the eruption of the North Atlantic Tertiary Igneous Province (62 Ma ago) and was followed by continental rifting and the appearance of an oceanic spreading ridge after a few million years. In this respect, mantle plumes may have been influential in modifying plate boundaries. The second reason concerns the different thickness (100–150 km) between oceanic and continental lithosphere: weak plumes may not melt beneath a thick continental lithosphere, but are likely to do so at lower pressure, beneath a thinner oceanic lithosphere. Third, the lack of hotspots in continents could be due to the continents accumulating over downwellings, precisely where plumes are very unlikely to ascend.

The main oceanic hotspots, and their related LIPs (Figure 2) in the Atlantic Ocean are: Iceland (0–62 Ma, LIP: the North Atlantic Tertiary Igneous Province), and Tristan da Cunha (0–125 Ma, LIP: the Paran-Etendeka Province), whereas other hotspots like the Azores (0–20 Ma), Canaries (0–68 Ma), and Cape Verdes (0–Miocene) are not clearly associated with a LIP. In the Indian Ocean the main hotspots are: la Reunion (0–65 Ma, LIP: Deccan Traps), Kerguelen (0.1–120 Ma, LIP: the Kerguelen plateau), and Afar (0–30 Ma, LIP: Ethiopian Traps). In the Pacific Ocean they are: Hawaii (0–76 Ma, unknown LIP, since the chain ends in a subduction zone), Louisville (1–77 Ma, possibly 120 Ma if the associated LIP is the Ontong-Java Plateau), and Galapagos (0–possibly 90 Ma if the associated LIP is the Caribbean Plateau). There are also some hotspots (e.g., in French Polynesia) that may have a plume origin, but with an unclear age progression. Finally, the oceanic floors are littered by hundreds of thousands of volcanic seamounts that are certainly not created by plumes (e.g., Hieronymus and Bercovici, 2000; Clouard and Gerbault, 2008).

¹Institut de Physique du Globe, Paris, France

²Max-Planck-Institut für Chemie, Mainz, Germany

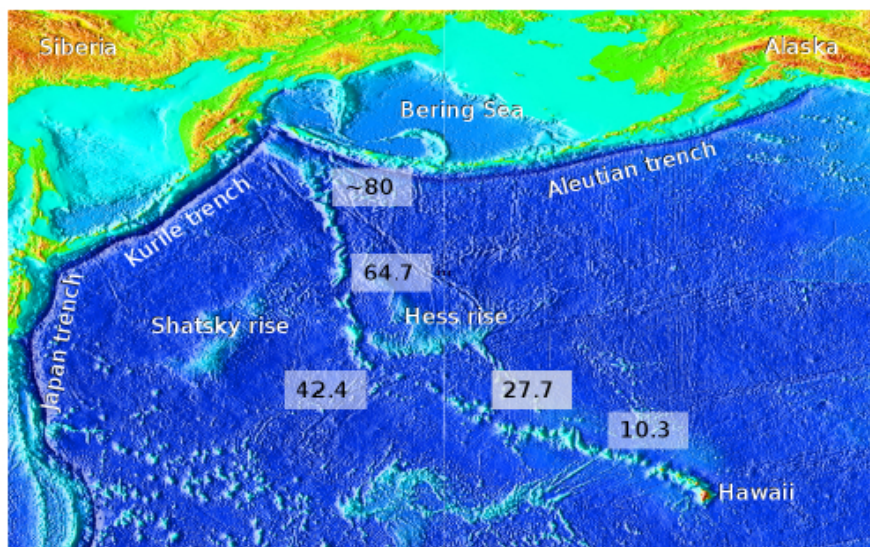


Figure 1. Sea floor topography from Smith and Sandwell (1997). Numbers indicate some ages (in Ma) along the Hawaiian-Emperor volcanic chain.

An interesting aspect of hotspots is that they are relatively stationary with respect to each other. Their respective motions of 1-2 cm/yr are much less than the plate velocities, thereby approximating a fixed-hotspot frame of reference. However, Tarduno et al., (2009) calculated the age and the paleolatitude of volcanoes belonging to Hawaiian-Emperor chain and concluded that the Hawaiian hotspot moved southward at 4-5 cm/yr during the period 80-47 Ma ago, whereas it remained relatively fixed (<2 cm/yr) afterwards. This complex behavior is probably due to the dynamical interaction between upwelling plumes and the 'mantle wind' induced by large scale mantle convection (Steinberger et al., 2004).

3. Evidence for mantle plumes

There is now wide-spread agreement on the existence of mantle plumes, although contrasting views do exist (see: Foulger and Natland (2003) and the website: www.mantleplumes.org). Several lines of evidence support the existence of mantle plumes:

First, the Earth's Rayleigh number, which governs the vigor of convection, is sufficiently high (10^6 - 10^8) to insure that mantle convection is time dependent and that its thermal boundary layers become repeatedly unstable. A thermal boundary layer (TBL) is a zone characterized by a high temperature gradient, since heat is transported dominantly by conduction. Fluid dynamical considerations indicate that Rayleigh-Taylor instabilities from a hot TBL generate thermal plumes (Loper and Stacey, 1983). A prominent TBL in the Earth's mantle is possibly the D" zone, which extends 100-200 km above the core-mantle boundary. The existence of another TBL, for example at 660 km depth, is still a matter of debate, but it seems unlikely, since the endothermic phase transition does not constitute a complete barrier to mantle convection. Mantle plumes are therefore expected

to rise from the lowermost mantle, forming cylindrical conduits with a radius of 50-150 km. Such values are based on fluid dynamics, whereas conduit radius estimated by seismology (e.g., Montelli et al., 2004; Wolfe et al., 2009) are much broader.

Second, seismic detection of narrow plume conduits is challenging, but the first exhaustive study by Montelli et al. (2004) found that at least six plumes (Ascension, Azores, Canary, Easter, Samoa, and Tahiti) extend into the lowermost mantle, whereas others are confined to the upper mantle, and in some cases the model resolution was insufficient. Recently, an extensive ocean-bottom seismological survey of Hawaii (Wolfe et al., 2009) has shown that a low seismic velocity anomaly extends into the lower mantle. Hopefully, future progress in seismic tomography will provide us with further evidence for mantle plumes.

Third, Oceanic Island Basalts (OIBs) are geochemically distinct and more diverse than Mid-Ocean Ridge Basalts (MORBs), as reviewed by Hofmann (1997). Moreover, isotopic signatures of OIBs indicate an involvement of ancient recycled oceanic crust, as first suggested by Hofmann and White (1982), whereas noble gases indicate that plumes may also carry primordial mantle material, possibly stored in the deep mantle.

Fourth, Burke and Torsvik (2004) provide another set of evidence supporting the deep origin of mantle plumes. Their plate tectonic reconstruction over the last 200 Ma shows that the paleo-position of 90% of the 25 LIPs considered, were located, at the time of eruption, above lower mantle regions characterized, today, by low S-wave velocities. These broad regions, situated beneath the South-Central Pacific and Africa, (see Romanowicz and Gung (2002) and references therein), are likely hotter and possibly compositionally denser than the surrounding mantle and may indeed represent a long-lived source zone of plumes.

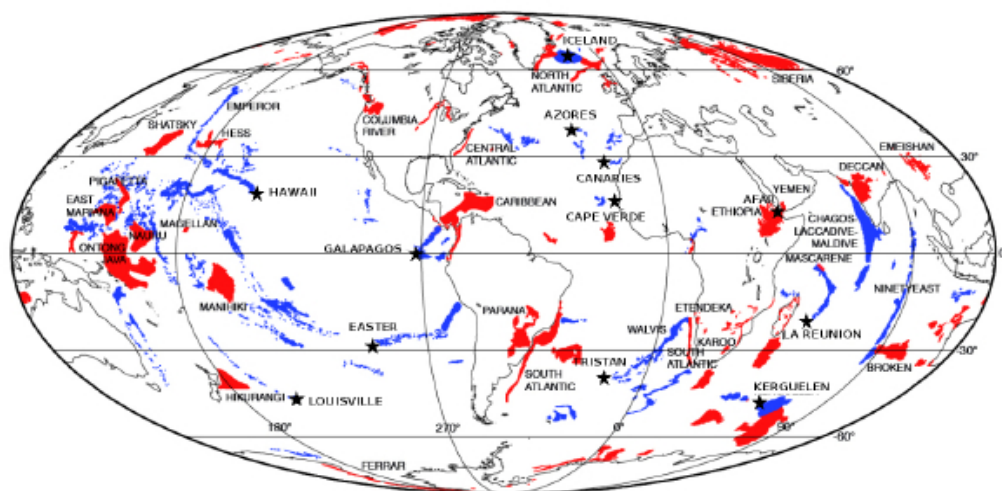


Figure 2. Distribution of hotspots (stars) and Phanerozoic LIPs. In red: LIPs (or portions thereof) generated by a transient ‘plume head’. In blue: LIPs (or portions thereof) generated by a persistent ‘plume tail’. Modified from Coffin and Eldholm (1994), with permission.

4. Geochemistry of mantle plumes

Geochemists became interested in mantle plumes when they discovered that ocean island basalts (OIBs), thought to be derived from plumes, tend to have different chemical (Schilling, 1973) and isotopic (Hart et al., 1973) compositions from mid-ocean-ridge basalts (MORBs). These differences are consistent with the plume model if the deep mantle, the inferred source of plumes, is compositionally different from the upper mantle, source of MORBs. These systematic differences were borne out by many subsequent studies of samples from virtually all available ocean islands (Hofmann, 2007), as illustrated by Figure 3a for chemical compositions and Figure 3b for isotopic compositions. Both the trace elements and the isotopic compositions indicate that the MORB source has been depleted in mantle-incompatible trace elements, i.e. those that are scavenged from the mantle by melts that ultimately form crust, leaving behind a depleted mantle. In contrast, plume-type basalts tend to be derived from less depleted mantle sources.

The above observations and conjectures led to the two-layer mantle model, in which normal melting producing MORBs and subduction-related magmas have extracted most of the incompatible elements from the upper mantle and sequestered them in the continental crust. By contrast, the lower mantle was thought to be largely undepleted or more 'primitive'. Thus, plumes, rising from the deep mantle, would sample the lower, relatively primitive reservoir, but they might entrain more depleted mantle rocks on their way up, thus producing a mixing array between primitive and depleted reservoirs (Jacobsen and Wasserburg, 1979). However, mass balance considerations for the incompatible element and isotope budget of the continental crust, the depleted upper mantle, and an undepleted

lower-mantle, demanded a size of the depleted reservoir of at least 50% of the mantle, which is significantly greater than the roughly 30% mass fraction of the upper mantle. This three-reservoir model (often simply called the layered mantle model), was reinforced by the observation that many plume-derived basalts had much higher $3\text{He}/4\text{He}$ ratios than MORB (Farley and Neroda, 1998), where 3He is a remnant of primordial noble gases from the primitive Earth, whereas 4He is the product of subsequent decay of uranium and thorium.

In spite of its apparent geochemical persuasiveness, the layered mantle model suffered two essentially fatal blows. During the 1980s, evidence began to accumulate that showed isotopically 'enriched' (i.e. crustal-like) mantle sources in several ocean islands including Hawaii, Pitcairn, and Tristan da Cunha. This means that the endpoint of the mixing array of the type shown in Figure 3b cannot be an undepleted or 'primitive' mantle reservoir but must represent a source component that was crust-like in that it was actually enriched in incompatible elements. And although such a mixing array may pass through the isotopic locus of a primitive mantle reservoir, it clearly does not require the involvement of a primitive reservoir. This is because, when a primitive reservoir is differentiated into enriched and depleted components, any remixing of these differentiated components will produce a compositional array passing approximately through the starting point, the locus of primitive compositions. Therefore, Hofmann and White (1982) proposed that the enriched source components in mantle plumes actually come from subducted oceanic crust rather than a 'primitive reservoir'.

The second blow to the conventional layered mantle model came from seismic evidence showing tomographic images of high seismic velocities characterizing subduction

slabs that penetrate the base of the upper mantle and can be traced into the lowermost mantle (e.g., van der Hilst et al., 1997). If such deep subduction occurred during major portions of Earth history, convective mixing will have destroyed the chemical separation between upper and lower mantle. The first attempt to integrate numerical convection modeling with chemical differentiation at crustal levels and recycling of ocean crust to generate enriched plume sources at the base of the mantle was made by Christensen and Hofmann (1994), and this has been followed up by more elaborate simulations.

More recently, a variety of new models have sprung up. Some invoke irregularly distributed, relatively primitive plume source regions which have been protected from convective stirring throughout Earth history and are thus able to preserve primitive geochemistry. Tolstikhin and Hofmann (2005) and Boyet and Carlson (2005) have proposed a new form of a two-layer mantle, one in which a relatively small, compositionally dense reservoir formed at the base of the mantle, in effect constituting the D layer. This irregular layer, on average about 200 km thick, has otherwise been interpreted as a ‘slab graveyard’. The new geochemical model stipulates that these subducted slabs are very ancient, perhaps only a few tens of millions of years younger than the accretion of the Earth. This, in turn, requires stabilization by high intrinsic density, either because they are derived from a primordial iron-rich mafic crust, or because they were generated by downward segregation of dense partial melts in the lowermost mantle (Labrosse et al., 2007) in effect also creating an Fe-rich, dense bulk composition. Such a ‘new two-layer’ mantle model can account for the geochemical differences between plumes and mid-ocean ridge basalts, and it resolves at least two awkward problems with the old model: (1) it does not require that plumes have particularly high helium concentrations, which are never actually observed in plume-derived basalts; (2) it explains trace element characteristics of plume-derived basalts, which are in fact inconsistent with primitive sources. The new 2-layer model, by its nature, eliminates the need for any undifferentiated, primitive reservoir, but it creates a repository of primordial noble gases in the permanently sequestered D”-layer at the base of the mantle. From there, these noble gases can easily diffuse into the overlying actual (silicate) source reservoirs of mantle plumes.

It should be emphasized that, by its very nature, geochemical evidence is extremely unlikely to either prove or disprove the existence of mantle plumes or mantle layering, because the mixing and extraction processes that deliver plume-derived or non-plume-derived melts to the surface are not known a priori. Unfortunately, in the past, it has too often been argued that some ocean island must be derived from a deep-mantle plume because it contains high $3\text{He}/4\text{He}$ ratios, or near-chondritic $143\text{Nd}/144\text{Nd}$ ratios. Indeed, the inherent weakness of such arguments, which are clearly non-unique, has helped to discredit plume theory in some quarters. On the other hand, the plume model in combination with geochemical evidence can help to elucidate many fundamental aspects of earth evolution, including the time scale of early Earth evolution and of crustal recycling, as well as the intensity of convective stirring in the mantle.

Overall, the ‘enriched’ nature (i.e. enriched in highly incompatible elements relative to more compatible elements), which is evidenced by both the observed trace element and isotope abundances of the decay products of long-lived radioactive decay systems such as $87\text{Rb}-87\text{Sr}$, $147\text{Sm}-143\text{Nd}$, $176\text{Lu}-176\text{Hf}$ in plume derived rocks, is most easily explained by the subduction and recycling of enriched crustal rocks, rather than the involvement of any ‘primitive’ mantle material (Hofmann, 1997). Subduction of crustal materials, including ordinary ocean crust, enriched ocean crust, ocean

island and seamounts, as well as some sediments and other continental material, is based on geological and geophysical observations. Thus, there is no shortage of suitable source materials in the mantle without the need for alternative enrichment processes, such as metasomatic infiltration, which might nevertheless play some role. The recycled enriched materials appear to be more prevalent in mantle plumes than in mid-ocean ridge basalts, because basaltic crust, once subducted, is somewhat denser than ordinary peridotitic mantle. Because of this, it may be segregated and stored at the base of the mantle for geologically longer periods of time, and ultimately contribute significant portions of plume source materials (Christensen and Hofmann, 1994).

5. Genesis and dynamics of plumes and superplumes

On time scales of millions of years, solid mantle rocks behave as highly viscous fluids with a viscosity of $\sim 10^{18}-10^{22}$ Pa s (in comparison, the viscosity of a glacier is $\sim 10^{13}$ Pa s, and of a basaltic lava is $10-10^4$ Pa s). Thus mantle dynamics is governed by a set of equations (conservation of mass, momentum and energy) for a viscous fluid where inertial effects can be neglected. The growth-rate of a Rayleigh-Taylor instability from a thermal boundary layer heated from below is controlled by the Rayleigh number:

$$Ra = \frac{\rho g \alpha \Delta T d^3}{\eta \kappa} \quad (1)$$

where ΔT is the temperature contrast across a layer of thickness d , density ρ , thermal expansion coefficient α , thermal diffusivity κ and viscosity η . Instabilities are enhanced by the thermal buoyancy and inhibited by viscosity and thermal diffusivity. Using reasonable values for the above physical parameters, growing instabilities of the boundary layer form diapirs. Due to the high mantle viscosity, such a diapir will separate from the TBL only when its volume becomes sufficiently large (e.g., Whitehead and Luther, 1975). The morphology of a thermal plume is controlled by the viscosity contrast between the hot fluid and the mantle above it: if the viscosity contrast is weak, plumes will have a ‘spout’ shape, with little difference between the radius of the leading diapir (the plume head) and the following conduit (the plume tail), whereas increasing viscosity contrast leads to a larger head and a narrower conduit. This ‘mushroom’ shape (Figure 4) is favored, because a hot plume is likely to be hundred times less viscous than the surrounding mantle, owing to the strong temperature dependence of viscosity.

Although fluid dynamics laboratory experiments (e.g., Whitehead and Luther, 1975; Griffiths and Campbell, 1990) and numerical simulations (e.g., Parmentier et al., 1975; Olson et al., 1993) on purely thermal plumes enabled us to gain a quantitative understanding of plume dynamics, in the 1990s it became progressively clear that the lowermost mantle is compositionally heterogeneous. D” is a region of preferential segregation and accumulation of denser subducted crust (Christensen and Hofmann, 1994), and larger-scale regions of the lower mantle may be chemically heterogeneous (Kellogg et al., 1999). This offered new and exciting avenues to explore the complex dynamics of thermo-chemical plumes, which can be defined as hot (positively buoyant) plumes that carry compositionally denser (negatively buoyant) material. Laboratory experiments by Davaille (1999) investigated a variety of regimes and found that instabilities may form dome-like structures with an oscillatory behavior

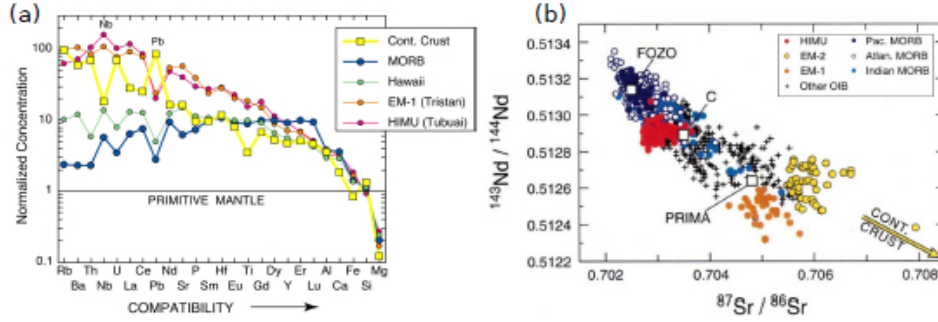


Figure 3. (a) Concentrations of selected trace and major elements, arranged in the order of ascending compatibility and normalized to primitive-mantle concentrations, for: average continental crust, average MORB, average Mauna Loa, Hawaii, and OIB type representing EM-1 (Enriched mantle 1) and HIMU (high- μ , where $\mu=238\text{U}/204\text{Pb}$). The patterns for MORB and OIB differ by their enrichments, but show similar Nb and Pb anomalies, opposite to those of the continental crust. From Hofmann, 1997. (b) Nd and Sr isotopic compositions^(*) of MORBs and OIBs. EM-1 (Enriched mantle 1), EM-2 (Enriched mantle 2) and HIMU. The squares indicate compositions of primitive mantle (PRIMA) and of mantle components FOZO and C (see Hofmann, 1997 and references therein). ^(*)Some basic notions: ^{147}Sm decays to ^{143}Nd . Since Sm is more compatible than Nd, progressive melting enriches the residual rock in Sm, thus MORBs have high $^{143}\text{Nd}/^{144}\text{Nd}$. ^{87}Rb decays to ^{87}Sr . Since Rb is less compatible than Sr, progressive melting depletes the residual rock in Rb, thus MORBs have low $^{87}\text{Sr}/^{86}\text{Sr}$.

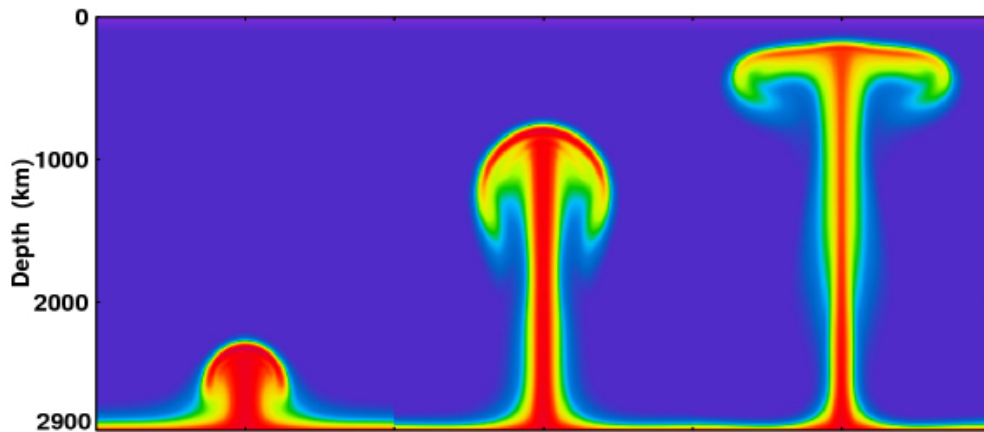


Figure 4. Numerical simulation of a thermal plume (Farnetani, 1997).

(i.e., they rise and sink in response to a subtle balance between thermal and chemical buoyancies). Her experiments, together with numerical simulations of thermo-chemical convection (e.g., Tackley, 1998) provide a fluid dynamically consistent framework to interpret observations that are otherwise unexplained by purely thermal convection. For example, the commonly referred ‘superplumes’, situated beneath the South-Central Pacific and Africa are broad (thousands of kilometers large) lower mantle zones of low seismic velocity most likely associated with active upwelling. Although there is a debate on the thermal and-or compositional origin

of ‘superplumes’, several lines of evidence do support their distinct composition (Masters et al., 2000). Another issue that can be readily explained by thermo chemical plumes is the discrepancy between the petrologically constrained excess temperature of plumes ($100\text{--}250^\circ\text{C}$) and the estimated temperature difference across the D” region ($\sim 1000^\circ\text{C}$). Numerical simulations (Farnetani, 1997) show that the deepest, hottest part of the thermal boundary layer does not upwell in mantle plumes if the compositional density contrast exceeds 2%. A denser zone in the boundary layer also tends to anchor the base of plume conduit, so that the flow pattern remains stable over timescales longer than the plume rise

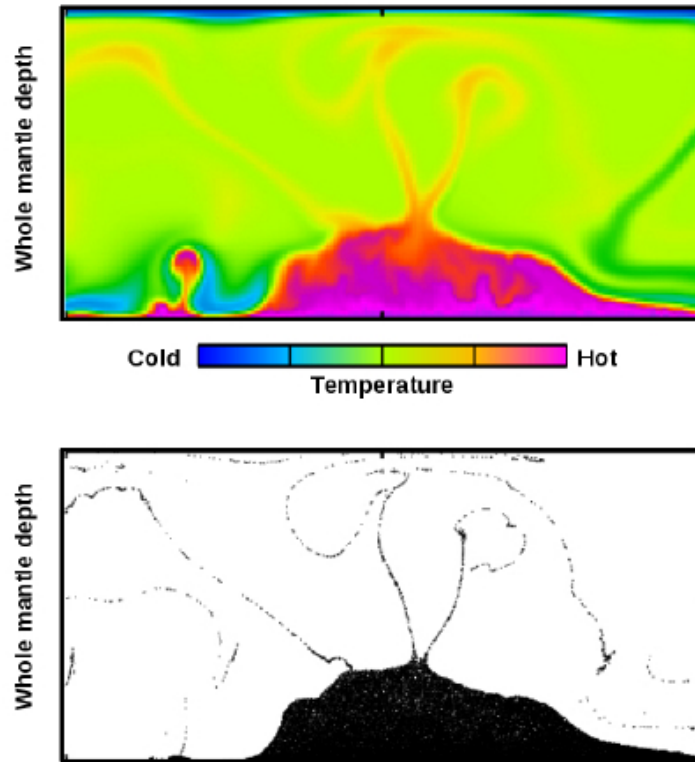


Figure 5. Numerical simulation of a thermo-chemical plume. Top: Temperature field. Bottom: Chemically denser material, represented with tracers. Animations are available on request. (Farnetani, 2003, unpublished simulations for Palais de la Découverte, Paris).

time (Jellinek and Manga, 2002). Finally, thermo-chemical plumes present a variety of shapes and surface manifestations (Farnetani and Samuel, 2005; Kumagai et al., 2007) that expand the classical plume head-tail model predictions (Figure 5).

6. Plume melting and plume strength

At spreading ridges mantle rocks rise to shallow depths in response to plate spreading, and melt by adiabatic decompression (McKenzie and Bickle, 1988). This is not the case for most plumes impinging at the base of a preexisting and unrifted continental or oceanic lithosphere. In order to melt at relatively high pressure (4-5 GPa) plumes must be either hotter than normal mantle, or compositionally more fertile than peridotitic mantle (Condie, 2001, ch.4). Plumes are probably both: their excess temperature is estimated between 100 and 250°C, (Putirka, 2005) and they can carry 20%, or more, of recycled crust in the form of eclogite (Sobolev et al., 2007). Eclogite is more fertile than peridotite because it has a lower solidus and a greater melt productivity. According to Sobolev et al., (2005), reaction between eclogite-derived liquids and solid peridotite forms a pyroxenite, whose subsequent melting may explain some compositional characteristics of Hawaiian (and many other plume-derived) lavas. Another efficient way of lowering the solidus temperature is to have fluids (H_2O , CO_2) in the upwelling plume rocks, however the evidence for fluid-rich hotspot lavas is scant. Although it is well known that melting is the most efficient way to create chemical differentiation in the mantle and that it is the unavoidable process to generate surface lavas from mantle rocks, many aspects of

partial melting remain elusive, thereby limiting our quantitative understanding of the link between petrological and geochemical observations of surface lavas and the underlying mantle plume composition and dynamics.

The strength of a mantle plume can be calculated on the production rate of volcanic rocks. The method utilizes the volcano's volume and growth time, and the estimated melt fraction. For example, Mauna Loa has a volume of $\sim 70000 \text{ km}^3$ and it grew in $\sim 1 \text{ Ma}$, suggesting that the Hawaiian plume melt production rate M is about $0.1\text{-}0.2 \text{ km}^3/\text{yr}$. Since only a fraction of the upwelling plume melts, the total plume volume flux $Q_v \gg M$. Another method, based on the rate of swell formation (Sleep, 1990), enables to calculate the plume buoyancy flux $B = Q_v \Delta \rho$ where $\Delta \rho = \rho \alpha (T_{\text{PLUME}} - T_{\text{MANTLE}})$. For Hawaii, the most vigorous hotspot, $B \sim 8000 \text{ kg/s}$, for Iceland $B \sim 1400 \text{ kg/s}$, for Galapagos $B \sim 1000 \text{ kg/s}$. Finally, the plume heat flow is:

$$Q_h = \rho_{\text{MANTLE}} C_p Q_v (T_{\text{PLUME}} - T_{\text{MANTLE}}) \quad (2)$$

where the specific heat is $C_p \sim 1200 \text{ J/kg K}$.

For Hawaii the heat flow is $Q_h \sim 0.36 \times 10^{12} \text{ W}$ and it represents $\sim 16\%$ of the global hotspot heat flow of $2.3 \times 10^{12} \text{ W}$, which, in turn is a small fraction of the Earth's total heat flow of $44 \times 10^{12} \text{ W}$. (For further reading see Schubert et al., 2001, chapter 11).

7. Continental Flood Basalts and continental break-up

The eruption of a large igneous province (LIP) represents a major geologic event. Over the Earth's history,

episodic LIP magmatism contributed to continental growth through the emplacement of CFB and through the accretion/obduction of fragments of oceanic plateaus onto continental crust (Ben-Avraham et al., 1981). Accretion may be due to the difficulty of subducting the 20-40 km thick crust of an oceanic plateau. Three notable examples of accreted LIP fragments are found in the Solomon Island arc (from the Ontong-Java plateau), in Central America (from the Caribbean plateau), and the Wrangellia terrane outcropping in British Columbia and in SE Alaska (Figure 6). This allochthonous terrane, locally attaining a thickness of 6 km, is likely to be a fragment of a 230 Ma old oceanic plateau (Ben-Avraham et al., 1981; Richards et al., 1991; Greene et al., 2008).

Distinctive characteristics of LIP magmatism are the short duration (1-2 Ma) and the huge volumes ($1-10 \times 10^6 \text{ km}^3$) of eruption. Because of the high eruption rates ($>1-2 \text{ km}^3/\text{yr}$; for comparison Kilauea grows at $0.1 \text{ km}^3/\text{yr}$) and the enormous surface extent ($1-2 \times 10^6 \text{ km}^2$; for comparison France's surface is $\sim 0.5 \times 10^6 \text{ km}^2$), flood basalt eruptions are extraordinary volcanic events. CFBs consist of subhorizontal flows of mafic (Fe- and Mg-rich) rocks, mainly tholeiitic basalts. Individual flows can extend for hundreds of kilometers, be tens to hundreds of meters thick, and have volumes of more than 10^3 km^3 . CFBs are more accessible than submerged oceanic plateaus; however they can be extensively eroded, fragmented and dispersed on different continents by plate tectonic processes. Clearly, uncertainties regarding the original volume and surface extent increase with their age, for example, for pre-Cambrian CFB only the giant swarm of mafic dikes, feeding surface volcanism, may be left (Ernst and Buchan, 2001).

The Phanerozoic CFBs are, in chronological order: The 258 Ma old Emeishan Traps (SW China) which presently cover only $0.3 \times 10^6 \text{ km}^2$, probably a tenth of the estimated original surface. The 250 Ma old Siberian Traps, which might have had a surface extent of $3-4 \times 10^6 \text{ km}^2$ and extrusive volumes of 10^6 km^3 . The 200 Ma old lavas and dike swarms of the Central Atlantic Magmatic Province outcrop in once-contiguous parts of North America (e.g., the Palisades sill, NY), West Africa, and Brazil. This flood volcanism, with an estimated total volume of $3-5 \times 10^6 \text{ km}^3$, preceded the opening of the central Atlantic Ocean. The 184-182 Ma old Karoo (Southern Africa) - Ferrar (Antarctica) traps preceded the breakup of Gondwana by 10-15 Ma. Similarly, the $\sim 135-130$ Ma old magmatism of the Parana (Brazil) - Etendeka (Namibia) province led to the opening of the South Atlantic Ocean. The Deccan Traps (India) erupted 66-65 Ma ago over an area of $\sim 1.5 \times 10^6 \text{ km}^2$; the subsequent rifting split apart the Seychelles from India. The North Atlantic Tertiary Igneous Province covers a surface greater than 10^6 km^2 and has an estimated volume of $6 \times 10^6 \text{ km}^3$. The earliest volcanism occurred as flood basalts in Baffin Island, West- and East-Greenland (62 Ma), and later (56-54 Ma) extended to the continental margins of Greenland, the British Isles and Norway. These rifted edges of continents constitute the so-called volcanic passive margins of up to 8 km thick seaward dipping basalt layers. The complete opening of the North Atlantic and the appearance of truly oceanic crust occurred about 53 Ma ago. Finally, the Ethiopian-Yemen traps, ~ 30 Ma old, have been associated with the rifting in the Red Sea and the Gulf of Aden (Courtilot et al. 1999).

Issues concerning the timing of rifting have been hotly debated: One side claims that rifting preceded, and enhanced, flood volcanism; the other side argues that rifting is not a prerequisite to flood volcanism, since it occurs only during and after volcanism. More geological observations are needed, as well as numerical simulations and/or laboratory experiments investigating how anomalously warm mantle can erode the lithosphere and create (or reactivate) weak zones susceptible to rifting.

8. LIP magmatism and environmental effects

The remarkable temporal correlation between LIP magmatism and mass extinctions of terrestrial and marine organisms suggests a cause-and-effect connection (Courtilot and Renne, 2003). The most notable example is the Siberian Traps at the Permian-Triassic boundary (Renne et al., 1995; Svensen et al., 2009). The emplacement of the Deccan Traps spans the Cretaceous-Tertiary boundary and certainly had an environmental effect (Self et al., 2006); however, the extinction event coincided with a large asteroid impact at Chicxulub, Mexico (Schulte et al., 2010). The peak of volcanism in the North Atlantic Volcanic Province corresponds to the Paleocene-Eocene Thermal Maximum event (PETM) 55 Ma ago. Svensen et al. (2004) propose that voluminous magmatic intrusions in carbon-rich sediments induced massive release of the methane buried in marine sediments, thus suggesting that volcanic and metamorphic processes associated with the opening of the north Atlantic may explain global climate events. Self et al., (2006); Ganino and Arndt (2009); Svensen et al. (2009) attempt to quantify the release of volatiles (CO_2 , CH_4 , SO_2) during flood volcanism and to estimate the consequences on the environment. In particular, the release of volcanic ashes and sulfuric acid aerosols can lead to darkening and cooling, SO_2 and HCl cause acid rains, whereas greenhouse gases like CO_2 and CH_4 cause global warming. Carbon has two origins: magmatic and sediment-derived. Interestingly, Ganino and Arndt (2009) show that the mass of sediment-derived CO_2 can be 4-8 times larger than the mass of magmatic CO_2 , if contact metamorphism reactions occur in sedimentary rocks such as dolomite, evaporite, coal, or organic-rich shale. In other words, the environmental effect of flood basalt magmatism depends, among other factors, on the rock type in contact with magmatic sills and lava flows (Ganino and Arndt 2009; Svensen et al., 2009).

Sub-aqueous eruptions can also have an environmental effect, because they can cause variations in water chemistry and oceanic circulation. The emplacement of the (Alaska-sized) Ontong-Java plateau 120 Ma ago and of the Caribbean plateau correlate temporally with some of the major Oceanic Anoxic Events (OAEs) which occurred ~ 183 , 120, 111 and 93 Ma ago. OAEs are associated with an abrupt rise in temperature, induced by rapid influx of CO_2 . The consequent increase of organic productivity causes an increase of oxygen demand in the water column, eventually leading to oxygen depletion in the oceans (for a thorough review see Jenkyns (2010) and references therein). Furthermore, the formation of black shale (marine carbon-rich sediments) may have been favored by massive hydrothermal release of trace metals, poisonous to marine life.

9. Plume-lithosphere interaction

A quantitative understanding of plume-lithosphere interaction enables us to relate geophysical observations (e.g., the spatial-temporal evolution of surface topography, variations in lithospheric thickness, etc.) to the physical parameters and dynamics of the plume. Central issues concerning plume-lithosphere interactions include, but are not limited to:



Figure 6. Photograph of 1000 m of continuous subaerial flood basalt stratigraphy in the Wrangell Mountains, Alaska. The yellow line marks the contact between Nikolai basalts and the overlying Chitistone Limestone. From Greene et al. (2008), with permission.

First, estimating the dynamic topography¹ induced by the arrival of a mantle plume head. Pioneering laboratory experiments by Olson and Nam (1986) found that a thermal diapir upwelling and spreading beneath the lithosphere induces a rapid surface uplift followed by a slower subsidence. According to Farnetani and Richards (1994), uplift should precede flood volcanism by 1-2 Ma, a prediction that is sometimes validated by geological observations (e.g., for the Emeishan Traps), but not always (e.g., for the Siberian Traps). A present-day example of dynamic topography is provided by Lithgow-Bertelloni and Silver (1998), who suggest that the anomalous elevation (~ 1 km) of South-Central Africa has a dynamic origin, being induced by mantle upwelling from the African superplume, a broad lower mantle zone of low seismic velocity anomalies.

Second, understanding the origin of the topographic hotspot swell and the thermo-mechanical response of the lithosphere drifting over the plume. Two main mechanisms have been proposed for the Hawaiian swell: 'thermal rejuvenation' invokes heating and thinning of the lithosphere above the hotspot, whereas 'dynamic support' invokes stresses applied to the base of the lithosphere by the buoyant plume. Seismic studies by Li et al. (2004) around Hawaii found a thinning of the lithosphere from the expected 100 km (beneath the Big Island) to only 50-60 km (beneath Oahu and Kauai, 400 km downstream from the Big Island), thus suggesting a hybrid scenario, whereby 'dynamic support' prevails above the plume conduit and 'thermal rejuvenation' prevails downstream. Far from the conduit, thermal thinning of the lithosphere may be enhanced by small-scale convective instabilities, which take the form of rolls aligned

with the plate motion, as observed in numerical simulations with strongly temperature dependent viscosity (Moore et al., 1998).

Third, mechanical and chemical interaction between plume magmas and the lithosphere can explain a number of geophysical and geochemical observations. For example, the occurrence of regularly spaced volcanoes in hotspot chains is probably caused by the interaction of magma transport with lithospheric flexure (Hieronymus and Bercovici, 1999). Under the load of the volcanoes the lithosphere deforms and the resulting flexural stresses have a key role in determining the locus where magma preferentially extrudes. There are also clear examples of geochemical interaction between the continental lithosphere and plume magmas 'en route' to the surface. In particular, CFB lavas erupted at the onset of flood volcanism often have anomalous compositions, reflecting contamination by the lithosphere and crust. It is thus important to quantify the contribution of the continental lithosphere before inferring the plume's geochemical fingerprint.

Fourth, plume material may preferentially flow –and partially melt– in pre-existing zones of thinned lithosphere

¹Definition of dynamic topography, extracted from Lithgow-Bertelloni and Silver, (1998): *Dynamic topography is a deformation of the surface of the Earth, supported by the vertical stresses at the base of the lithosphere, that are generated by flow in the mantle below. This is in contrast to the more familiar mechanism of isostatically supported topography which is in equilibrium at the Earth's surface and would exist even in a static mantle.*

(Sleep, 1996). In other words, the thickness of the lithosphere and the slope of its base may control the spatial distribution of plume magmatism. According to Ebinger and Sleep (1998), the Cenozoic magmatism in East Africa (including the Afar, the Cameroon volcanic line to the West, and the Comoros Islands to the South) can be explained by a single plume impinging beneath the Ethiopian plateau and its subsequent lateral flow, 'channeled' in pre-existing rift-zones characterized by a relatively shallow base of the lithosphere.

10. Plume-ridge interaction

At least 21 hotspots are situated near a spreading ridge, the clearest examples being Iceland, a ridge-centered hotspot, Galapagos, and the Azores. At Iceland the Mid-Atlantic Ridge rises ~ 4 km above normal and remains anomalously shallow for ~ 1000 km to the North and the South. Below Iceland, the oceanic crust is 40 km thick, whereas more normal crustal thicknesses of 8-10 km are attained only ~ 500 km far from the hotspot. Furthermore, compositional anomalies in trace elements and isotope ratios observed along the ridge clearly indicate plume-ridge interaction (Schilling et al., 1985). The Galapagos hotspot is situated ~ 200 km off-axis from the Galapagos Spreading Center, and, also in this case, geophysical and geochemical anomalies along the ridge suggest plume-ridge interaction.

These observations raise several questions concerning: (a) how plume material flows toward the ridge, opposite to the plate motion, (b) how plume material, once 'trapped' beneath the ridge, flows parallel to the ridge axis, and (c) how the plume-ridge flow is affected by physical parameters such as the plume volume flux, the plume-ridge distance, and plate velocity. As reviewed by Ito et al., (2003), such questions have been addressed with laboratory experiments (e.g., Kincaid et al., 1995) and numerical simulations (e.g., Ribe, 1996) showing that two factors are particularly important. First, the oceanic lithosphere thickens by conductive cooling away from the ridge and its sloping base favors the flow of plume material toward the ridge (Sleep, 1996). This flow, however, becomes less efficient if dehydration strengthening increases the viscosity of the plume residuum (Ito et al., 2003). Second, the radial self-spreading of the plume head beneath the lithosphere occurs also in the direction opposite to the plate motion, so that plume material can reach the spreading ridge. For a fluid dynamical analysis of plume-ridge interaction see the comprehensive paper by Ribe et al., (2007), and references therein.

11. Future directions

This chapter on mantle plumes has taken us from the deep Earth's mantle where plumes originate, to sublithospheric depths where partial melting occurs, and up to the surface where LIPs have been emplaced in the geologic past, and hotspot lavas are being erupted today. We also explored the environmental effect of massive LIP volcanism on the oceans and the atmosphere. This range of topics shows that a full understanding of mantle plumes requires a multi-disciplinary approach. Important progress will be achieved by linking geophysical, geochemical, and geological observations, to models solving for the fluid dynamics of mantle plumes, melt migration, and physical volcanology, just to mention a few. In our view, fundamental questions for the future include the following:

1. Quantifying the effect of heterogeneities on plume dynamics and fertility. The term heterogeneity is used here in a wide sense, from small scale (1-10 km) lenses of recycled eclogite to the large-scale (100-1000 km), denser superplumes that may generate short-lived instabilities rising

from their top. Future studies should model heterogeneous plumes in a fully convecting mantle, with physical properties provided by mineral physics experiments at appropriate temperature and pressure conditions. Lithologic variability affects the fertility and the geochemical characteristics of lavas (Sobolev et al., 2005), but, at present, numerical simulations are unable to model the complex petrological and geochemical evolution of the solid matrix and melts.

2. Quantifying the role of the lithosphere. This is needed to understand the extent to which lithospheric stresses and variations in lithospheric thickness and composition may affect partial melting and the ascent of magma. Furthermore, the hypothesis that thermo-elastic cracking of the oceanic lithosphere (Sandwell and Fialko, 2004) can trigger magmatism should be explored quantitatively, to assess the volumes and the composition of such magmas, and to investigate the possibility of generating non age-progressive volcanic lineaments.

3. The cause-and-effect relation between the arrival of a mantle plume and continental break-up is often invoked, but we lack a quantitative understanding of the processes involved. In other words, although there is evidence supporting the role of plumes in the creation and modification of plate boundaries, it is unclear how a large-scale system, with continents and pre-existing spreading ridges responds to the arrival of a large mantle plume. Moreover, studies of plume-lithosphere interaction should explore the possibility of dynamic instabilities, such as lithospheric delamination, fingering of low viscosity fluid, and small scale convection (see Ito and van Keken (2007) and references therein), and their ability to generate partial melts.

4. Future studies should address in a constructive and quantitative way the current debate on the 'existence' of plumes, (see www.mantleplumes.org) or better, on the 'co-existence' of plumes with other processes that can produce surface volcanism. Progress will be achieved through improved seismic imaging of plumes and their depth of origin, and through a quantitative understanding of lithospheric processes, as explained above. We also note that much of the ongoing debate questioning the existence of plumes is based on a narrow view of what a plume should look like: the head-tail model is valid in a purely thermal, homogeneous mantle, but a variety of plume shapes are found if the Earth's lower mantle is compositionally heterogeneous (Farnetani and Samuel, 2005; Kumagai et al., 2007). Furthermore, when considering plumes in a convecting mantle, rather than in an unperturbed fluid, it is obvious that conduits cannot be fixed (Steinberger et al., 2004), an observation that does not preclude the existence of deep plumes.

5. Although we have restricted our treatment to Mesozoic-Cenozoic plumes (<250 Ma), it is likely that plumes had an important role also at earlier times, although geological evidence becomes increasingly scant with geological age (Ernst and Buchan, 2001). The early Earth, with its vigorous and highly time-dependent convection, probably had an intense plume magmatism. Hopefully, studies of volcanism on Mars and Venus can complement and improve our knowledge of early terrestrial magmatism (see Condie, 2001 ch. 3). Both Mars and Venus lack plate tectonics, so that old geologic features can be better preserved. On Mars, the Olympus Mons is an enormous shield volcano (volume 2×10^6 km³), and the Tharsis rise, which covers 20% of the Martian surface, has been volcanically active for the last 2 Ga, suggesting the presence of huge and long-lived plumes in the Martian mantle (Harder and Christensen, 1996).

Acknowledgments. We thank David Bercovici for a thorough review and Harsh K. Gupta, Editor, for constructive comments.

12. References

- Ben-Avraham, Z., Nur, A., Jones, D., and Cox, A., 1981. Continental accretion: From oceanic plateaus to allochthonous terranes, *Science*, 213: 47–54.
- Boyet, M., and Carlson, R.W., 2005. Nd-142 evidence for early (> 4.53 Ga) global differentiation of the silicate Earth, *Science*, 309: 576–581.
- Burke, K., and Torsvik, T.H., 2004. Derivation of large igneous provinces of the past 200 million years from long-term heterogeneities in the deep mantle, *Earth Planet. Sci. Lett.*, 227: 531–538.
- Christensen, U.R., and Hofmann, A.W., 1994. Segregation of subducted oceanic crust in the convecting mantle, *J. Geophys. Res.*, 99: 19867–19884.
- Clouard, V., and Gerbault, M., 2008. Break-up spots: Could the Pacific open as a consequence of plate kinematics? *Earth Planet. Sci. Lett.*, 265: 195–208.
- Coffin, M.F., and Eldholm, O., 1994. Large igneous provinces: crustal structure, dimensions and external consequences, *Rev. Geophys.*, 32: 1–36.
- Condie, K. C., 2001. *Mantle plumes and their record in earth history*, Cambridge University Press.
- Courtillot, V. E., Jaupart, C., Manighetti, I., Tapponier, P., and Besse, J., 1999. On causal links between flood basalts and continental breakup, *Earth Planet. Sci. Lett.*, 166: 177–195.
- Courtillot, V. E., Davaille, A., Besse, J., and Stock, J., 2003. Three distinct types of hot spots in the Earth's mantle, *Earth Planet. Sci. Lett.*, 205: 295–308.
- Courtillot, V.E., and Renne, P., 2003. On the ages of flood basalt events, *Comptes Rendus Geoscience*, 335: 113–140.
- Davaille, A., 1999. Simultaneous generation of hot spots and superswells by convection in a heterogeneous planetary mantle, *Nature*, 402: 756–760.
- Ebinger C.J., and Sleep, N.H., 1998. Cenozoic magmatism throughout east Africa resulting from impact of a single plume, *Nature*, 395: 788–791.
- Ernst, R.E., and Buchan, K.L., 2001. The use of mafic dike swarms in identifying and locating mantle plumes. In Ernst, R.E., and Buchan, K.L. (eds.), *Mantle plumes: their identification through time*, Geological Society of America, 352.
- Farley, K.A., and Neroda, E., 1998. Noble gases in the Earth's mantle, *Annu. Rev. Earth Planet. Sci.*, 26: 189–218.
- Farnetani, C.G., and Richards, M. A., 1994. Numerical investigation of the mantle plume initiation model for flood basalt events, *J. Geophys. Res.*, 99: 13813–13883.
- Farnetani, C.G., 1997. Excess temperature of mantle plumes: The role of chemical stratification across D", *Geophys. Res. Lett.*, 24: 1583–1586.
- Farnetani, C.G., and Samuel, H., 2005. Beyond the thermal plume paradigm, *Geophys. Res. Lett.*, 32, doi:10.1029/2005GL022360.
- Foulger, G. R., and Natland, J. H., 2003. Is Hotspot volcanism a consequence of plate tectonics? *Science*, 300: 921–922.
- Ganino, C., and Arndt, N.T., 2009. Climate changes caused by degassing of sediments during the emplacement of large igneous provinces, *Geology*, 37: 323–326 doi: 10.1130/G25325A.1.
- Greene, A. R., Scoates, J. S., and Weis, D., 2008. Wrangellia flood basalts in Alaska: A record of plume-lithosphere interaction in a Late Triassic accreted oceanic plateau, *Geochim. Geophys. Res.*, 13, Q12004, doi:10.1029/2008GC002092.
- Griffiths, R.W., and Campbell, I.H., 1990. Stirring and structure in mantle starting plumes, *Earth Planet. Sci. Lett.*, 99: 66–78.
- Harder, H., and Christensen, U.R., 1996. A one-plume model of Martian mantle convection, *Nature*, 380:507–509.
- Hart S.R., Schilling J.G., and Powell J. L., 1973. Basalts from Iceland and along the Reykjanes Ridge: Sr isotope geochemistry, *Nature* 246: 104–107.
- Hieronymus, C. F., and Bercovici, D., 1999. Discrete alternating hotspot islands formed by interaction of magma transport and lithospheric flexure, *Nature*, 397: 604–607.
- Hieronymus, C.F., and Bercovici, D., 2000. Non-hotspot formation of volcanic chains: control of tectonic and flexural stresses on magma transport, *Earth Planet. Sci. Lett.*, 181: 539–554.
- Hofmann, A.W., and White, W.M., 1982. Mantle plumes from ancient oceanic crust, *Earth Planet. Sci. Lett.*, 57: 421–436.
- Hofmann, A.W., 1997. Mantle geochemistry: the message from oceanic volcanism, *Nature*, 385: 219–229.
- Hofmann, A.W., 2003. Sampling mantle heterogeneity through oceanic basalts: Isotopes and trace elements. In R.W. Carlson, Holland, H.D., and Turekian, K.K., (Eds.). *Treatise on Geochemistry: The Mantle and Core*, Elsevier, 61–101.
- Ito, G., Lin, J., and Graham, D., 2003. Observational and theoretical studies of the dynamics of mantle plume-mid-ocean ridge interaction, *Rev. Geophys.*, 41, doi:10.1029/2002RG000117.
- Ito, G., and van Keken, P.E., 2007. Hotspots and melting anomalies, In Bercovici, D. (Ed.) *Treatise on Geophysics: Mantle Dynamics*, Vol. 7, Elsevier.
- Jacobsen, S.B., and Wasserburg, G.J. 1979. The mean age of mantle and crustal reservoirs, *J. Geophys. Res.* 84: 7411–7427.
- Jellinek, A.M., and Manga, M., 2004. Links between long-lived hot spots, mantle plumes, D" and plate tectonics, *Rev. Geophys.*, 42, doi:10.1029/2003RG000144.
- Jellinek, A.M., and Manga, M., 2002. The influence of a chemical boundary layer on the fixity, spacing and lifetime of mantle plumes, *Nature*, 418: 760–763.
- Jenkyns, H. C., 2010. Geochemistry of oceanic anoxic events, *Geochim. Geophys. Geosyst.*, 11, Q03004, doi:10.1029/2009GC002788.
- Kellogg, L.H.; Hager, B.H., and van der Hilst, R. D., 1999. Compositional stratification in the deep mantle, *Science*, 283: 1881–1884.
- Kincaid, C., Ito, G., and Gable, C., 1995. Laboratory investigation of the interaction of off-axis mantle plumes and spreading centres, *Nature*, 367: 758–761.
- Kumagai, I., Davaille, A., and Kurita, K., 2007. On the fate of thermally buoyant mantle plumes at density interfaces, *Earth Planet. Sci. Lett.* 254: 180193.
- Labrosse, S., Hernlund, J.W., and Coltice, N., 2007. A crystallizing dense magma ocean at the base of the Earth's mantle, *Nature*, 450: 866–869.
- Lithgow-Bertelloni, C., and Silver, P.G., 1998. Dynamic topography, plate driving forces and the African superswell, *Nature*, 395: 269–272.
- Li X., Kind, R., Yuan, X., Wolbern, I., and Hanka, W., 2004. Rejuvenation of the lithosphere by the Hawaiian plume, *Nature*, 427: 827–829.
- Loper, D.E., and Stacey, F.D. 1983. The dynamical and thermal structure of deep mantle plumes, *Phys. Earth Planet. Int.*, 33: 305–317.
- Masters, G., Laske, G., Bolton, H. and Dziewonski, A.M., 2000. The relative behavior of shear velocity, bulk sound speed and compressional velocity in the mantle: implication for chemical and thermal structure, in Earths deep interior. In S.I. Karato, A. Forte, R. C. Liebermann, G. Masters, and L. Stixrude (Eds.), *Mineral physics and tomography from the atomic to the global scale*, 117: 63–87, American Geophysical Union, Washington, DC.
- McKenzie, D., and Bickle, M.J., 1988. The volume and composition of melt generated by extension of the lithosphere, *J. Petrology*, 29: 625–679.
- Montelli, R., Nolet, G., Masters, G., Engdahl, E. R., and Hung, S.-H., 2004. Finite-frequency tomography reveals a variety of plumes in the mantle, *Science*, 303: 338–343.
- Moore, W.B., Schubert, G., and Tackley, P., 1998. Three-dimensional simulations of plume-lithosphere interaction at the Hawaiian swell, *Science*, 279: 1008–1011.
- Morgan, W.J., 1971. Convection plumes in the lower mantle, *Nature*, 230: 42–43.
- Olson, P., and Nam, I.-S., 1986. Formation of seafloor swells by mantle plumes *J. Geophys. Res.*, 91: 7181–7191.
- Olson, P., Schubert, G., and Anderson, C., 1993. Structure of axisymmetric mantle plumes, *J. Geophys. Res.*, 98: 6829–6844.
- Parmentier, E.M., Turcotte, D.L., and Torrance, K.E., 1975. Numerical experiments on the structure of mantle plumes, *J. Geophys. Res.*, 80: 4417–4424.

- Putirka, K.D., 2005. Mantle potential temperatures at Hawaii, Iceland, and the mid-ocean ridge system, as inferred from olivine phenocrysts: Evidence for thermally driven mantle plumes, *Geoch. Geoph. Geosyst.* 6, doi:10.1029/2005GC000915.
- Renne P.R., Zhang, Z.C., Richards, M.A., Black, M.T., Basu, A.R., 1995. Synchrony and causal relations between Permian-Triassic boundary crises and Siberian flood volcanism, *Science*, 269: 1413–1416.
- Ribe, N.M., 1996. The dynamics of plume-ridge interaction 2. Off-ridge plumes, *J. Geophys. Res.*, 101: 16195–16204.
- Ribe, N.M., Davaille, A., and Christensen, U.R., 2007. Fluid dynamics of mantle plumes In: Ritter, J.R.R., Christensen, U.R. (eds.), *Mantle plumes - a multidisciplinary approach*, 1–48, Springer, Berlin.
- Richards, M. A., Duncan, R. A., and Courtillot, V. E., 1989. Flood basalts and hotspot tracks: Plumes heads and tails, *Science*, 246: 103–107.
- Richards, M. A., Jones, D.L., Duncan, R. A., and DePaolo, D.J., 1991. A mantle plume initiation model for the Wrangellia flood basalt and other oceanic plateaus, *Science*, 254: 263–267.
- Romanowicz, B., and Gung, Y.C., 2002. Mega-upwellings from the core-mantle boundary to the lithosphere: implications for heat flux, *Science*, 296: 513–516.
- Sandwell, D.T., and Fialko, Y., 2004. Warping and cracking of the Pacific plate by thermal contraction, *J. Geophys. Res.*, 109, B10411, doi:10.1029/2004JB003091.
- Schubert, G., Turcotte, D.L., and Olson, P., 2001. *Mantle convection in the earth and planets*, Cambridge University Press.
- Schulte, P., et al., 2010. The Chicxulub asteroid impact and mass extinction at the Cretaceous-Paleogene boundary, *Science*, 327: 1214–1218.
- Self, S., Widdowson, M., Thordarson, T., and Jay, A.E., 2006. Volatile fluxes during flood basalt eruptions and potential effects on the global environment: A Deccan perspective, *Earth Planet. Sci. Lett.*, 248: 518–532.
- Schilling, J.G., 1973. Iceland mantle plume: geochemical evidence along Reykjanes Ridge, *Nature*, 242: 565–571.
- Schilling, J.G., Thompson, G., Kingsley, R., and Humphris, S., 1985. Hotspot-migrating ridge interaction in the South Atlantic, *Nature*, 313: 187–191.
- Sleep, N.H., 1996. Lateral flow of hot plume material ponded at sublithospheric depths, *J. Geophys. Res.*, 101: 28065–28083.
- Sleep, N.H., 1990. Hotspot and mantle plumes: Some phenomenology, *J. Geophys. Res.* 95:6715–6736.
- Smith, W.H.F., and Sandwell, D.T., 1997. Global sea floor topography from satellite altimetry and ship depth soundings, *Science*, 277: 1956–1962.
- Sobolev, A.V., Hofmann, A.W., Sobolev, S.V., and Nikogosian, I.K., 2005. An olivine-free mantle source of Hawaiian shield basalts, *Nature*, 434: 590–597.
- Sobolev, A.V., Hofmann, A.W., et al., 2007. The amount of recycled crust in sources of mantle-derived melts, *Science*, 316: 412–417.
- Steinberger B., Sutherland R., and O’Connell R.J., 2004. Prediction of Emperor-Hawaii seamount locations from a revised model of global plate motion and mantle flow, *Nature*, 430: 167–173.
- Svensen H., Planke, S. et al., 2009. Siberian gas venting and the end-Permian environmental crisis, *Earth Planet. Sci. Lett.*, 277: 490–500.
- Svensen, H., Planke, S., Møller-Sørensen, A., Jamveit, B., Myklebust, R., Eidem, T.R., and Rey, S.S., 2004. Release of methane from a volcanic basin as a mechanism for initial Eocene global warming. *Nature*, 429:542545.
- Tackley, P.J., 1998. Three-dimensional simulations of mantle convection with a thermo-chemical basal boundary layer: D”? In Gurnis M. (ed.), *The Core-mantle boundary region*, 28, *Geophys. Monogr. Ser. AGU*, 231–253.
- Tarduno J., Bunge H-P., Sleep N., and Hansen U., 2009. The bent Hawaiian-Emperor hotspot track: inheriting the mantle wind, *Science*, 324: 50–53.
- Tolstikhin, I. and Hofmann, A.W., 2005. Early crust on top of the Earth’s core, *Phys. Earth Planet. Inter.*, 148: 109–130.
- van der Hilst, R., Widiyantoro, S., and Engdahl, E., 1997. Evidence for deep mantle circulation from global tomography, *Nature*, 386: 578–584.
- Wessel, P., 1993. Observational constraints on models of the Hawaiian hot spot swell. *J. Geophys. Res.* 98:16,09516,104.
- Whitehead, J.A., and Luther, D.S., 1975. Dynamics of laboratory diapir and plume models, *J. Geophys. Res.*, 80: 705–717.
- Wilson, J. T., 1963. A possible origin of the Hawaiian islands, *Canadian Journal of Physics*, 41: 863–870.
- Wolfe, C.J., Solomon, S.C., Laske, G., Collins, J.A., Detrick, R.S., Orcutt, J.A., Bercovici D., and Hauri, E.H., 2009. Mantle shear-wave velocity structure beneath the Hawaiian hot spot, *Science*, 326: 1388–1390.

p4. Exposé synthétique des recherches

Mes recherches ont été centrées sur un phénomène fascinant de la convection mantellique: les instabilités de la couche limite thermique à la base du manteau terrestre qui engendrent des panaches. En 1971 Morgan a proposé que les panaches mantelliques causent le magmatisme intraplaque de point chaud comme à Hawaïi. Le lien entre la dynamique profonde du manteau et les observations pétrologiques et géochimiques des laves des points chauds a été un aspect centrale de ma recherche, depuis mes travaux de PhD à l'Université de Californie à Berkeley.

J'ai abordé ce problème de dynamique des fluides en utilisant la modélisation numérique, en particulier avec le code en trois dimensions Stag3D de Paul Tackley [Tackley 1998]. Les simulations numériques offrent la possibilité d'inclure plusieurs processus physiques, bien que très simplifiés, par exemple: la fusion partielle, les mouvements de la lithosphère océanique, les transitions des phases dans le manteau et les variations des propriétés physiques avec la profondeur. Le code permet aussi d'advecter des traceurs, passifs ou actifs, pour suivre la dynamique d'un volume du manteau avec une composition différente (i.e., une hétérogénéité). Le champ de vitesse peut être utilisé pour calculer les taux de déformation induits par l'écoulement. La modélisation numérique est donc un outil puissant bien que je sois consciente de ses limitations, notamment celles liées à la faible résolution spatiale, et au fait que dans la réalité les processus physiques sont bien plus complexes de ce qu'on peut simuler.

p4-1 : Synthèse de mes recherche sur le point chaud d'Hawaïi

Après la publication du GRL 2005 j'ai ressenti le besoin d'appliquer mes modèles à un point chaud spécifique et de travailler avec des géochimistes. Le choix tomba sur Hawaïi et la collaboration avec Hofmann fut logique car l'article paru dans Nature d'Abouchami et al., [2005] fut source d'inspiration et de motivation. Aborder un sujet si vaste, il y a des centaines d'articles de géochimie et pétrologie d'Hawaïi, et faire le lien entre la géodynamique et la géochimie m'a pris du temps, et le premier papier ne sortira que en 2009.

p4-1-1. La structure interne du panache d'Hawaïi.

Le premier "grand débat" sur lequel nous avons fait une contribution importante concerne la structure interne du panache d'Hawaïi. Trois possibilités étaient proposées: (i) Une structure concentrique, [Hauri et al., 1994, Lassiter et al., 1996] où la zonation du conduit ressemble à la structure thermique avec un centre plus chaud et isotopiquement enrichi d'origine profonde, et

avec une périphérie plus froide, isotopiquement appauvrie, d'origine superficielle. Le processus dominant est donc l'entraînement du manteau environnant par diffusion thermique. (ii) Une structure "pancakes" [Blichert-Toft et al., [2003] où les variations isotopiques à travers le conduit sont minimales car les hétérogénéités ne sont pas déformées. L'hypothèse de base est un "plug-flow", c'est à dire que la vitesse verticale reste constante à travers le conduit ($dV_z/dr \sim 0$). (iii) Une structure avec des "filaments" [Eisele et al., 2003, Abouchami et al., 2005] qui peuvent être échantillonnés par plusieurs volcans. Le processus dominant est donc l'étirement (stretching) induit par des forts gradients de vitesse (dV_z/dr) à travers le conduit. Dans Farnetani and Hofmann, [2009] nous avons montré que la structure concentrique correspond à un cas de zonation isotopique de la couche limite thermique très spécifique, c'est à dire une stratification horizontale (voir Fig. 1).

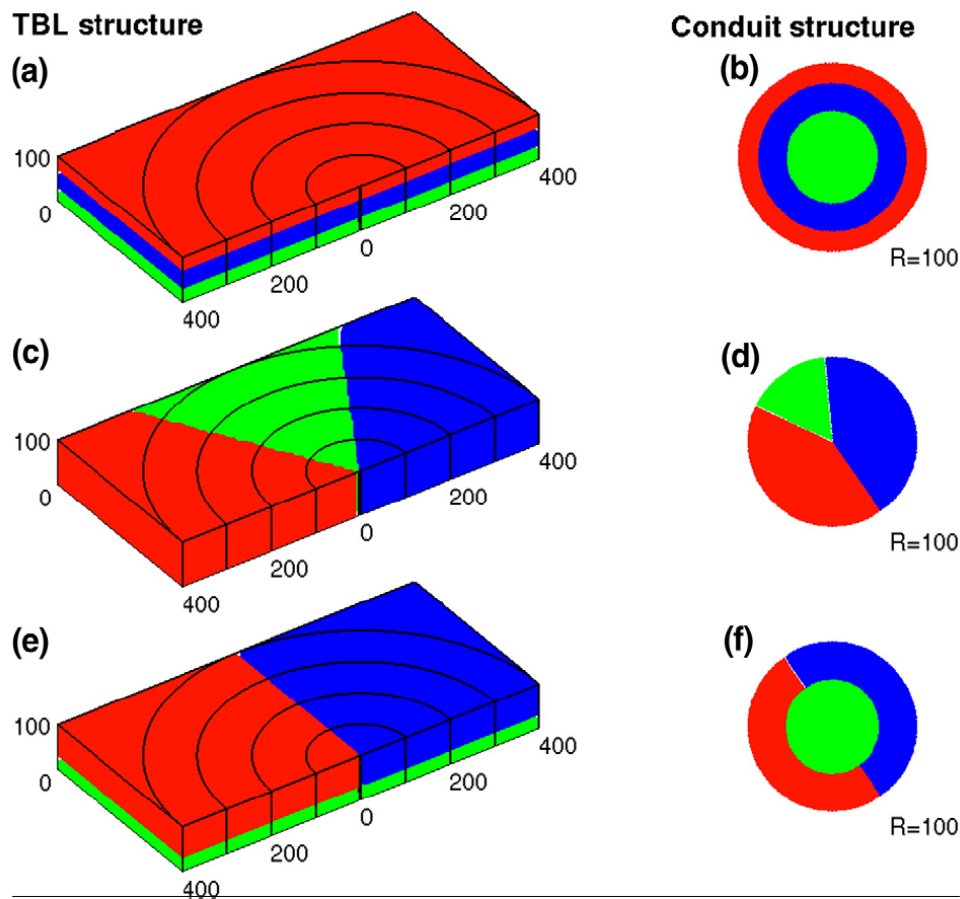


Fig. 1. La structure isotopique de la couche limite thermique (TBL) à la base du manteau (à gauche), et la structure isotopique correspondante dans le conduit du panache (à droite). Figure extraite de Farnetani and Hofmann, [2009].

Bien que possible, la structure concentrique ne satisfait pas les observations géochimiques à Hawaïi, car elle prédit que les laves

"pre-shield" et "post-shield", qui échantillonnent les bords du conduit, soient similaires entre elles et différentes des laves de "shield", qui échantillonnent le centre du conduit. Ceci n'explique pas du tout les différences entre les deux chaînes de volcans, dites Kea- et Loa-trend, ni l'évolution de la composition isotopiques pendant le phases "pre-shield, shield, post-shield" d'un volcan (e.g., Hanano et al., [2010]).

La structure "pancakes" est improbable, car la vitesse verticale dans un panache laminaire, avec la viscosité qui dépend de la température, n'est pas de type "plug-flow", mais elle décroît exponentiellement avec la distance radiale ($V_z(r) = V_z^{\text{axis}} \exp(-Cr^2)$ avec $C = \text{constante}$). Le modèle plus général est donc celui où des hétérogénéités de taille finie à la base du manteau sont déformées en filaments par l'écoulement [Farnetani and Hofmann, 2009]. Les hétérogénéités type filaments ont ensuite été simulées dans le panache d'Hawaii [Farnetani and Hofmann, 2010] pour expliquer l'observation suivante: les isotopes du plomb dans les laves de Mauna Kea (âgées de 350 kyr et échantillonnées par le forage de l'*Hawaii Scientific Drilling Project*) sont différents par rapport aux laves récentes, mais sont isotopiquement identiques aux laves de Kilauea (voir [Fig. 2](#) pour situer les volcans).

Ceci peut être expliqué par l'existence d'un filament qui à été échantillonné dans le passé par Mauna Kea et est aujourd'hui échantillonné par Kilauea. On en déduit que la longueur de ces filaments doit être de l'ordre de 600 km. C'est aussi intéressant de noter que les résultats obtenus pour Hawaii peuvent être appliqués à d'autres points chauds, par exemple Galápagos où la zonation géochimique est visible pour les derniers 14 Ma (e.g., Hoernle et al., [2000]).

p4-1-2. La distribution du $^3\text{He}/^4\text{He}$ à Hawaii.

Le deuxième "grand débat" sur lequel nous avons fait une contribution importante concerne la distribution spatiale des laves avec le rapport $^3\text{He}/^4\text{He}$ élevé. Pourquoi le volcan avec le rapport $^3\text{He}/^4\text{He}$ plus élevé est Loihi, en phase "pre-shield", qui donc échantillonne la partie périphérique du conduit, plutôt que Kilauea ou Mauna Loa, en phase "shield" qui échantillonnent le centre du conduit? Pourquoi les rapports $^3\text{He}/^4\text{He}$ élevés sont déplacés à l'amont par rapport aux autres rapports isotopiques (e.g., Sr, Nd, Pb) comme illustré par DePaolo et al., [2001]? Notre solution originale [Hofmann et al., 2011] pour résoudre ce paradoxe est d'invoquer le rôle des fluides carbonatés. Vers 400 km de profondeur la fusion partielle de la péridotite carbonatée engendre des fluides carbonatés peu visqueux et peu denses qui remontent à la surface avec des trajectoires différentes par rapport à la matrice solide. L'hélium étant un élément incompatible, avec un coefficient de partage $D(\text{He}) < 10^{-4}$, il rentre

préférentiellement dans les fluides carbonatiques lors de la fusion [Dasgupta and Hirschmann, 2006] et est ainsi transporté par les fluides carbonatiques.

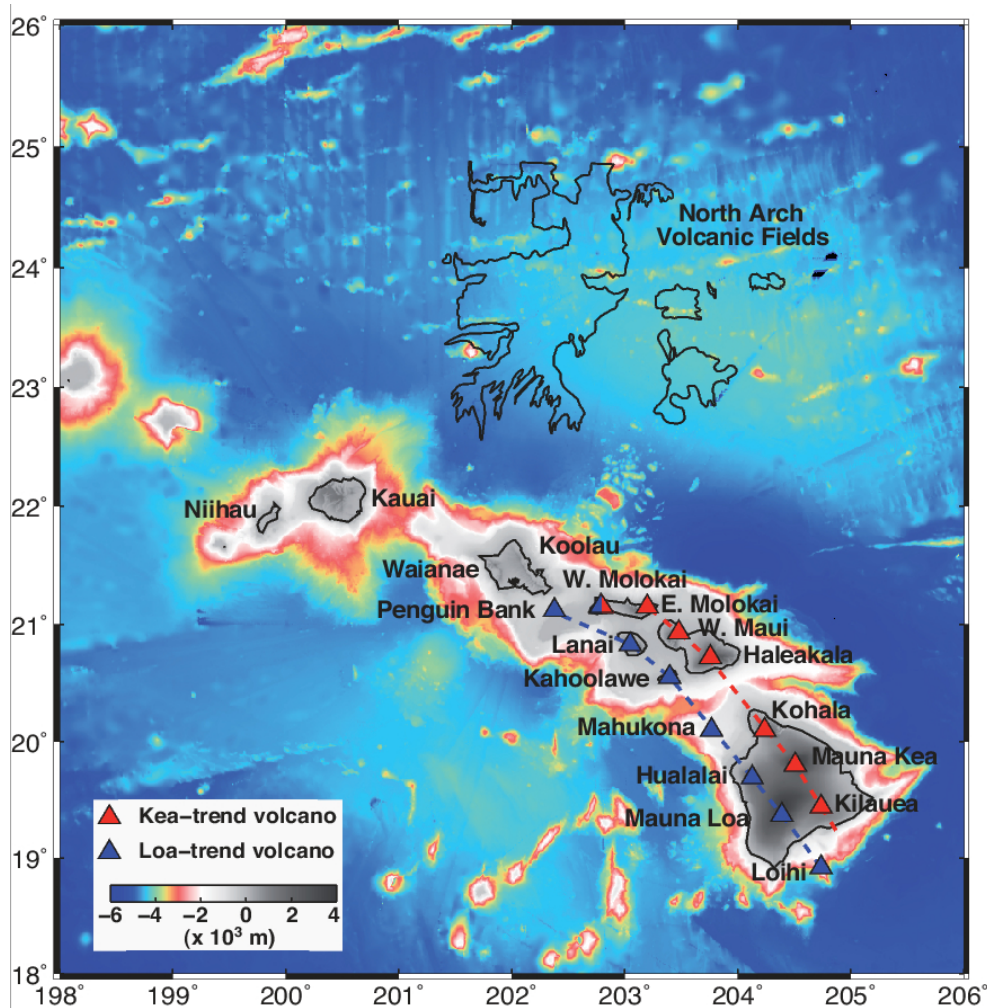


Fig. 2. Carte des volcans d'Hawaii qui met en évidence les deux chaînes parallèles de volcans, les volcans du Kea-trend (triangle rouge), les volcans du Loa-trend (triangle bleu). Figure extraite de Hofmann and Farnetani, [2013].

Dans le conduit du panache, légèrement incliné par le mouvement de la plaque Pacifique, nous avons calculé les trajectoires de la matrice solide (Fig. 3 lignes noires, trajectoire axiale en tireté) et des fluides carbonatés (Fig. 3 lignes bleues, trajectoire axiale marquée par l'étoile) pour des valeurs plausibles de concentration du liquide carbonaté (870-1650 ppm).

Nous montrons ainsi que les fluides carbonatiques sont déplacés à l'amont du panache, car leur remontée est plus verticale que celle de la matrice solide. En effet le fluide a une vitesse verticale $V_z^{\text{liquide}} = (V_z^{\text{solide}} + W)$, où la vitesse de séparation W est de l'ordre de 10-60 cm/yr. En conséquence, les rapports élevés d' $^3\text{He}/^4\text{He}$,

initialement au centre du conduit, seront déplacés en amont et apparaîtront ainsi dans la phase "pre-shield" du volcanisme, en accord avec les observations.

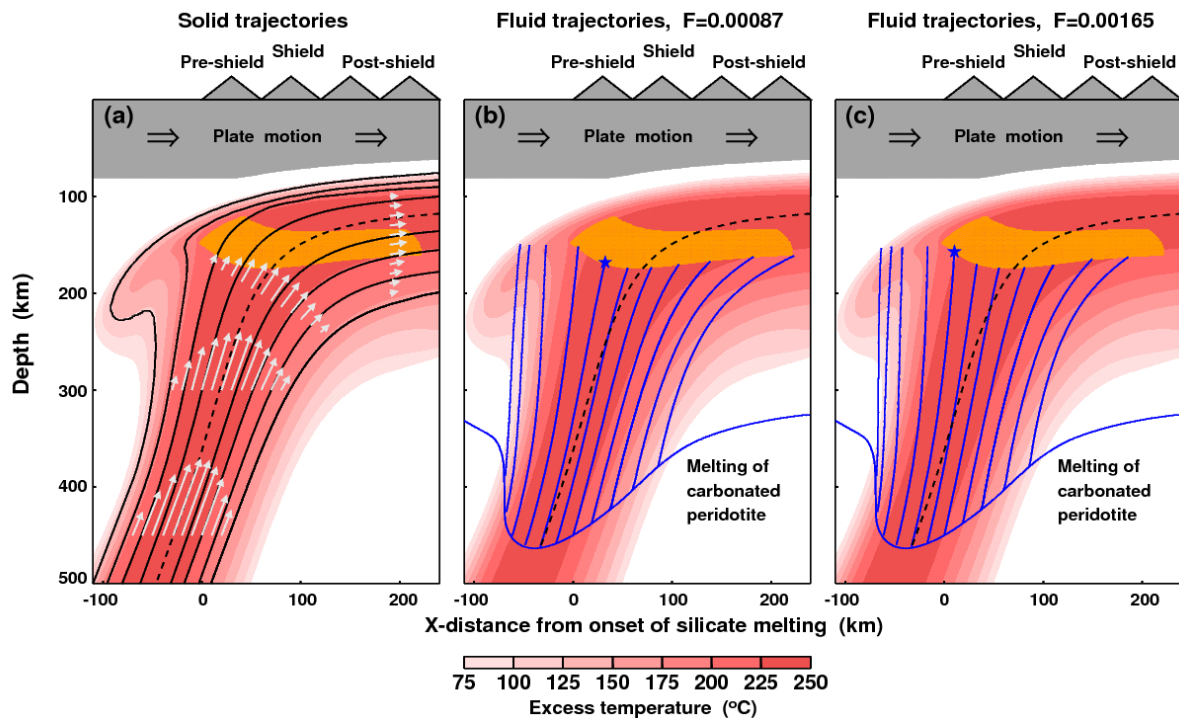


Fig. 3. Section verticale du panache d'Hawaii, en jaune la zone de fusion partielle de la péridotite. (a) Trajectoires de la matrice solide (lignes noires, trajectoire centrale en tireté) et vitesses (flèches grises). (b et c) Trajectoires des fluides carbonaté (lignes bleue, trajectoire centrale avec une étoile) à partir du solidus de la péridotite carbonatée, pour des teneurs en liquide carbonaté de 870ppm et 1650ppm. *Hofmann et al., [2011]*.

p4-1-3. La zonation isotopique des volcans d'Hawaii est-elle d'origine superficielle ou profonde?

Le troisième "grand débat" sur lequel nous avons fait une contribution importante concerne la profondeur d'origine de la zonation isotopique des volcans: superficielle ou profonde? Précisons que dans les deux cas le panache d'Hawaii a une origine profonde, mais sa structure interne diffère considérablement. Dans le cas "origine superficielle" le conduit est un "uniformly heterogeneous plum pudding" avec des "plums", c'est à dire des hétérogénéités de petite taille, de pyroxénite distribuées uniformément dans une matrice de péridotite. C'est seulement lors de la fusion partielle qu'on engendre des magmas de composition différente selon la contribution plus ou moins importante de la pyroxénite (voir Bianco et al., [2008, 2011], Ballmer et al., [2011]). Dans le cas "origine profonde" la zonation isotopique du conduit reflète la zonation à large échelle de la couche limite

thermique à la base du manteau [Farnetani and Hofmann, 2009,2010; Weis et al., 2011; Huang et al., 2011; Farnetani et al., 2012]. On remarquera que les deux modèles diffèrent profondément sur la taille des hétérogénéités et, en conséquence, sur l'efficacité de mélange dans le manteau. C'est donc intéressant de tester d'un point de vue géochimique les prédictions des deux modèles.

Selon les modèles "origine superficielle", le taux de fusion partielle des volcans Kea-trend doit être supérieur à celui des volcans du Loa-trend. Hofmann and Farnetani, [2013] utilisent les rapports d'éléments incompatibles (La/Yr) et montrent que c'est le contraire qui se produit: le taux de fusion partielle est supérieur pour le Loa-trend. En plus, les différences des isotopes du plomb entre Kea et Loa-trend ne peuvent pas être prédites correctement par les modèles "origine superficielle", comme déjà admis par Bianco et al., [2011].

Pour conclure, le volcanisme "rejuvenated", qui se produit 0.5-1 Ma après la phase plus active du volcanisme, a des caractéristiques inexplicables: (1) Le rapport La/Yb indique des taux de fusion partielle très faibles, mais la composition isotopique n'est pas enrichie (de type pyroxénitique, comme prédit par les modèles "origine superficielle") mais est appauvrie. (2) La distinction Kea-Loa est absente. Le modèle que nous proposons pour expliquer les observations est schématisé en [Figure 4](#). A la base du manteau la zonation géochimique est à grande échelle, la partie profonde bilatérale (en rouge et en bleu le Kea et Loa-side, respectivement) est surmontée par du manteau appauvri (en vert). Nos simulations montrent que la partie centrale du conduit (bilatérale) est entourée par du manteau géochimiquement appauvri. En calculant les trajectoires du solide appauvri à l'intérieur du panache d'Hawaii (lignes vertes en [Fig. 4](#)) on trouve une grande différence entre trajectoires, notamment les "under-side trajectories" ([Fig. 4](#)) restent en profondeur et croisent le solidus ~300 km à l'aval de la zone du majeur volcanisme. Le "rejuvenated" volcanisme qui en résulte dérive donc d'un manteau géochimiquement appauvri, en provenance du manteau inférieur, et d'un faible taux de fusion partielle à ~5 GPa de pression. C'est donc une proposition originale par rapport aux modèles précédents [Ribe and Christensen 1999; Fekiacova et al., 2007; Garcia et al., 2010].

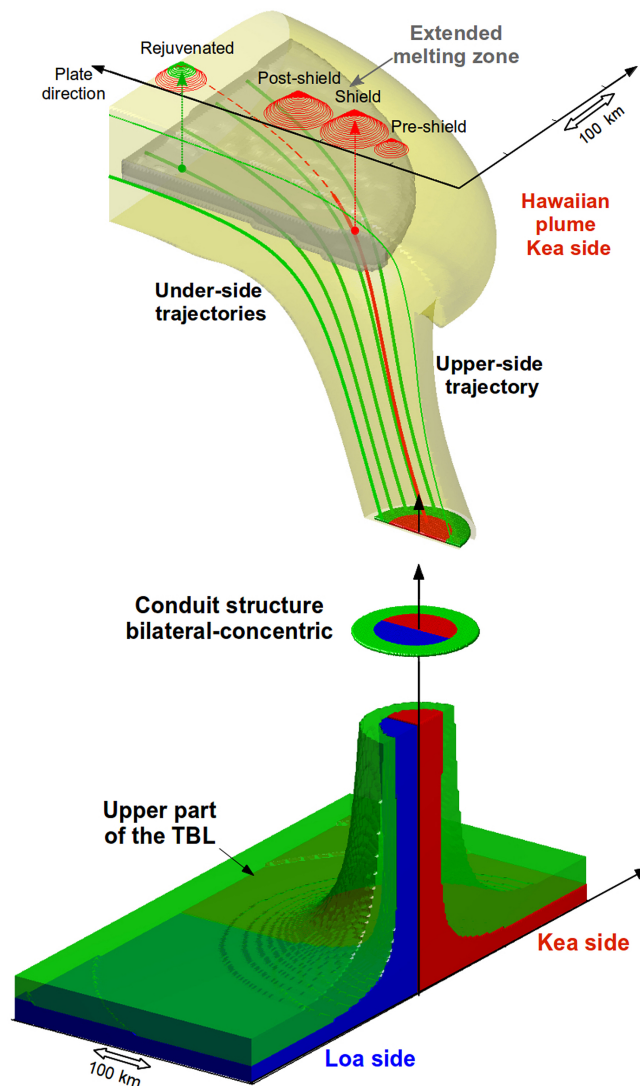


Fig. 4. En bas: Zonation géochimique à la base du manteau et dans le conduit du panache. La structure bilatérale, avec du matériel relativement enrichi type Loa (bleu) et type Kea (rouge) est recouverte par du manteau relativement appauvri (vert). Le conduit du panache, bilatéral au centre, est entouré par un anneau périphérique appauvri (vert). En haut: simulation du panache d'Hawaii, seulement une moitié du panache est montrée. Les trajectoires du matériel appauvri (en vert) du côté "underside" croisent la zone de fusion partielle (en gris) à grande distance et en profondeur, donnant lieu au volcanisme "rejuvenated". Figure extraite de Hofmann and Farnetani, [2013].

p4-2: Synthèse des mes recherche en convection thermo-chimique

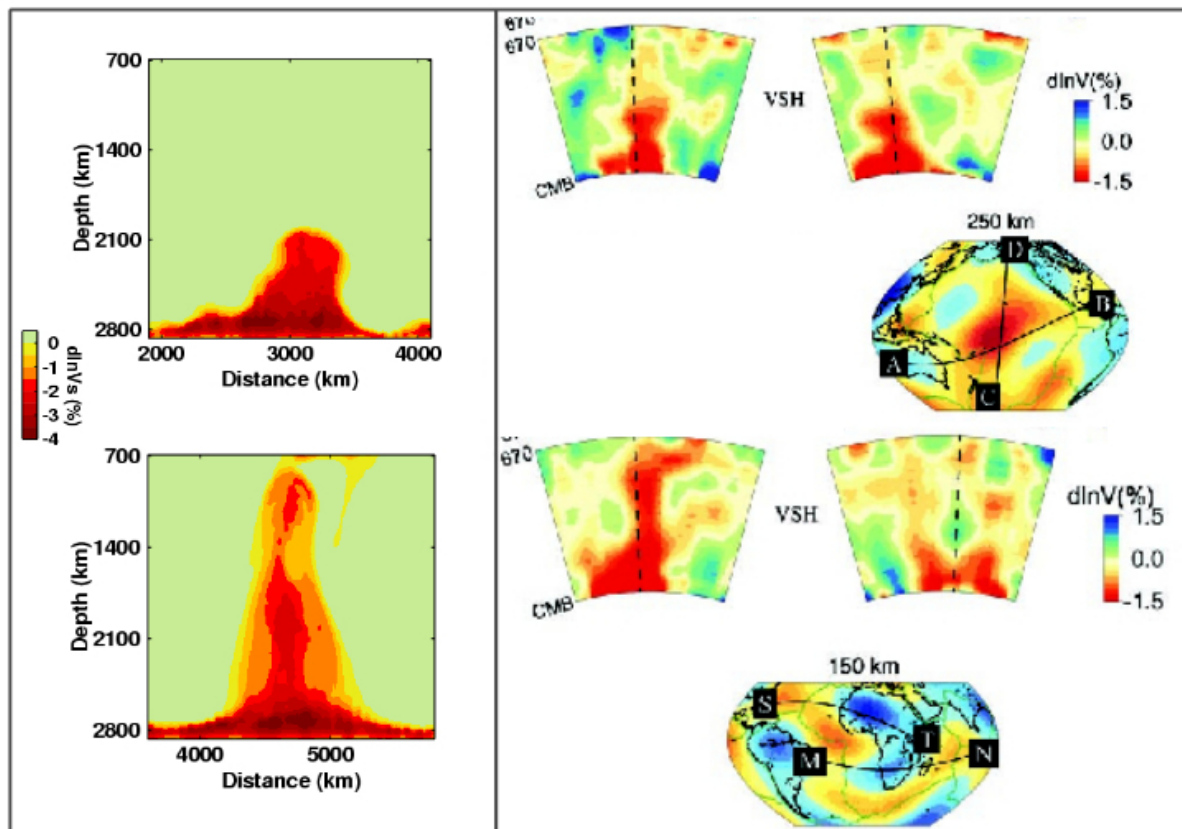
Dans le manteau terrestre les variations latérales de densité peuvent avoir trois causes: les différences de température, les transitions de phase, en particulier entre 410 et 660 km de profondeur, et les différences de composition. Dans ce dernier cas

la convection est dite thermo-chimique et des traceurs actifs sont utilisés pour suivre le matériel avec une composition différente (par exemple, enrichie en Fe ou en Si). La convection thermo-chimique est un sujet très vaste, ici je citerai seulement les articles fondamentaux et pionniers comme: Christensen and Hofmann, [1994] qui ont simulé la subduction et la ségrégation de l'éclogite à la base du manteau; Tackley, [1998] avec ses simulations thermo-chimique en trois dimensions; Davaille, [1999] qui a réalisé des expériences de laboratoire sur la dynamique d'une couche plus dense dans le manteau inférieur. J'ai donc travaillé "*sur les épaules d'un géant*"!

Dans Samuel and Farnetani, [2003] nous avons testé l'idée de Kellogg et al., [1999] sur l'existence d'une couche primordiale plus dense, peu dégazée et enrichie en éléments producteurs de chaleur interne (U,Th,K). L'aspect novateur de nos simulations est de suivre la concentration de U,Th,K dans la couche primordiale et dans la croûte-lithosphère recyclée et de suivre aussi les concentrations des isotopes de l'He. Nos modèles reproduisent bien les faibles valeurs de $^3\text{He}/^4\text{He}$ aux dorsales (MORB) et les valeurs plus élevées -et variables- des basaltes océaniques (OIB). Nous montrons que les panaches sont constitués de croûte-lithosphère recyclée et de faibles quantités de matériel moins dégazé et chimiquement plus dense entraîne dans le conduit par couplage visqueux.

Dans Farnetani and Samuel, [2003] nous avons étudié le brassage dans le manteau avec trois méthodes Lagrangiennes ("*lignes hyperboliques, exposantes de Lyapunov de taille finie et exposantes de Lyapunov de temps fini*") appropriées pour un écoulement chaotique et apériodique. Nous montrons que les méthodes basées sur les exposants de Lyapunov mettent en évidence les grands domaines du manteau caractérisés par un brassage important, par contre les méthodes basées sur les "*lignes hyperboliques*", qui calculent les lignes matérielles stables et instables dans l'écoulement, mettent en évidence les zones spécifiques où le brassage se produit.

L'article Farnetani and Samuel, [2005] utilise aussi la modélisation thermo-chimique mais est focalisé sur la forme des panaches. Nous montrons que la manifestation à la surface d'un panache peut être la séquence classique [Richards et al., 1989] de volcanisme massif type "*Flood Basalt*" (large tête du panache) suivi par le volcanisme de point chaud (la queue du panache), mais peut être aussi du volcanisme de point chaud, seulement. Ceci est dû au fait que les panaches thermo-chimiques sont ralentis par la transition de phase à 660 km de profondeur, et que la tête du panache s'étale à la base du manteau supérieur. Nous montrons la coexistence de différents types de panache dans le manteau inférieur et nous calculons des anomalies de vitesse sismiques (Fig. 5) qui sont cohérentes avec les modèles tomographiques (e.g., Romanowicz and Gung [2002]).



[Farnetani & Samuel, GRL, 2005]

[Romanowicz and Gung, Science, 2002]

Fig. 5. A gauche: forme des panaches thermo-chimiques, calculés par Farnetani and Samuel, [2005] dans le manteau inférieur. A droite: images tomographiques extraites de Romanowicz and Gung [2002] montrant des coupes à travers le Pacifique (en haut) et à travers l'Atlantique (en bas). Remarquez la forme des panaches, qui est bien différente du "champignon classique" et remarquez les similitudes entre simulations et observations.

p4-3 : Références.

Abouchami, W., Hofmann, A.W., Galer, S.J.G., Frey, F., Eisele, J., Feigenson, M., 2005. Pb isotopes reveal bilateral asymmetry and vertical continuity in the Hawaiian plume. *Nature* 434, 851–856.

Ballmer, M. D., G. Ito, J. van Hunen, and P. J. Tackley, 2011. Spatial and temporal variability in Hawaiian hotspot volcanism induced by small-scale convection, *Nat. Geosci.*, 4, 457–460, doi:10.1038/NGEO1187.

Bianco, T. A., G. Ito, J. van Hunen, M. D. Ballmer, J. J. Mahoney, 2008. Geochemical variation at the Hawaiian hotspot caused by upper mantle dynamics and melting of a heterogeneous plume, *Geochem. Geophys. Geosyst.*, 9, Q11003, doi:10.1029/2008GC002111.

Bianco, T. A., G. Ito, J. van Hunen, M. D. Ballmer, J. J. Mahoney, 2011. Geochemical variations at intraplate hot spots caused by variable

melting of a veined mantle plume, *Geochem. Geophys. Geosyst.*, 12, Q0AC13, doi:10.1029/2011GC003658.

Blichert-Toft, J., Weis, D., Maerschalk, C., Agranier, A., Albarède, F., 2003. Hawaiian hot spot dynamics as inferred from the Hf and Pb isotope evolution of Mauna Kea volcano. *Geochem. Geophys. Geosyst.* 4. doi:10.1029/2002GC000

Davaille, A., 1999. Simultaneous generation of hotspots and superswells by convection in a heterogeneous planetary mantle, *Nature* 402 , 756–760.

Dasgupta, R., Hirschmann, M.M., 2006. Melting in the Earth's deep upper mantle caused by carbon dioxide. *Nature* 440, 659–662.

DePaolo, D.J., Bryce, J.G., Dodson, A., Shuster, D.L., Kennedy, B.M., 2001. Isotopic evolution of Mauna Loa and the chemical structure of the Hawaiian plume. *Geochem. Geophys. Geosyst.* 2. doi:10.1029/2000GC000139340.

Eisele, J., Abouchami, W., Galer, S.J.G., Hofmann, A.W., 2003. The 320 ky Pb isotope evolution of the Mauna Kea lavas recorded in the HSDP-2 drill core. *Geochem. Geophys. Geosyst.* 4. doi:10.1029/2002GC000339.

Farnetani, C.G., and H. Samuel, 2003. Lagrangian structures and stirring in the Earth's mantle, *Earth Planet. Sci. Lett.*, 206, 335–348.

Farnetani, C.G., and H. Samuel, 2005. Beyond the thermal plume paradigm, *Geophys. Res. Lett.* Vol. 32, L07311, doi:10.1029/2005GL022360.

Farnetani, C.G. and A.W. Hofmann, 2009. Dynamics and internal structure of a lower mantle plume conduit. *Earth Planet. Sci. Lett.* 282, 314–322.

Farnetani, C.G. and A.W. Hofmann, 2010. Dynamics and internal structure of the Hawaiian plume. *Earth Planet. Sci. Lett.* 295, 231–240.

Farnetani, C.G., A.W. Hofmann, C. Class, 2012. How double volcanic chains sample geochemical anomalies from the lowermost mantle, *Earth Planet. Sci. Lett.* 359–360, 240–247.

Fekiacova, Z., W. Abouchami, S. J. G. Galer, M. O. Garcia, A. W. Hofmann, 2007. Origin and temporal evolution of Ko'olau Volcano, Hawaii: Inferences from isotope data on the Ko'olau Scientific Drilling Project (KSDP), the Honolulu volcanics and ODP Site 843, *Earth Planet. Sci. Lett.*, 261, 65–83, doi:10.1016/j.epsl.2007.06.005.

Garcia, M. O., L. Swinnard, D. Weis, A. R. Greene, T. Tagami, H. Sano, C. E. Gandy, 2010. Petrology, geochemistry and geochronology of Kiaua'i lavas over 4.5 Myr: Implications for the origin of rejuvenated volcanism and the evolution of the Hawaiian plume, *J. Petrol.*, 51, 1507–1540, doi:10.1093/petrology/egq027.

Hanano, D., Weis, D., Scoates, J.S., Aciego, S., DePaolo, D.J., 2010. Horizontal and vertical zoning of heterogeneities in the Hawaiian mantle

plume from the geochemistry of consecutive postshield volcano pairs: Kohala-Mahukona and Mauna Kea-Hualalai. *Geochem. Geophys. Geosyst.* 11,. doi:1029/2009GC002782.

Hauri, E.H., Whitehead, J.A., Hart, S.R., 1994. Fluid dynamic and geochemical aspects of the entrainment in mantle plumes. *J. Geophys. Res.* 99, 24275–24300.

Hoernle, K., Werner, R., PhippsMorgan, J., Garbe-Schonberg, D., Bryce, J., Mrazek, J., 2000. Existence of complex spatial zonation in the Galapagos plume for at least 14my. *Geology* 28,435–438.

Hofmann, A.W., C.G. Farnetani, M. Spiegelman, C. Class, 2011. Displaced helium and carbon in the Hawaiian plume. *Earth Planet. Sci. Lett.* 312, 226–236.

Hofmann, A.W., and C.G. Farnetani, 2013. Two views of Hawaiian plume structure, *Geochem. Geophys. Geosyst.*, 14, 5308–5322, doi:10.1002/2013GC004942

Huang, S. C., P.S. Hall, M. G. Jackson, 2011. Geochemical zoning of volcanic chains associated with Pacific hotspots, *Nat. Geosci.*, 4, 874–878, doi:10.1038/NCEO1263.

Lassiter, J.C., DePaolo, D.J., Tatsumoto, M., 1996. Isotopic evolution of Mauna Koa volcano: results from the initial phase of the Hawaii Scientific Drilling Project. *J. Geophys. Res.* 101, 11769–11780.

Morgan, W.J., 1971. Convection plumes in the lower mantle, *Nature*, 230: 42–43.

Ribe, N.M., and Christensen, U.R., 1999. The dynamical origin of Hawaiian volcanism. *Earth Planet. Sci. Lett.* 171, 517–531.

Richards, M. A., R. A. Duncan, V. E. Courtillot, 1989. Flood basalts and hotspot tracks: Plumes heads and tails, *Science*, 246, 103–107.

Romanowicz, B., and Y. Gung, 2002. Superplumes from the core-mantle boundary to the lithosphere: Implications for heat flux, *Science*, 296, 513– 516.

Samuel, H. and C.G. Farnetani, 2003. Thermochemical convection and helium concentrations in mantle plumes, *Earth Planet. Sci. Lett.*, 207, 39–56.

Tackley, P.J., 1998. Three-dimensional simulations of mantle convection with a thermo-chemical basal boundary layer: D"? *AGU Monograph 28, The Core-mantle boundary region*, Edited by Gurnis M. et al, 231–253.

Weis, D., M. O. Garcia, J. M. Rhodes, M. Jellinek, J. S. Scoates, 2011. Role of the deep mantle in generating the compositional asymmetry of the Hawaiian mantle plume, *Nat. Geosci.*, 4, 831–838, doi:10.1038/NCEO1328.

p5. Résumé sur l'originalité des recherches

La récente série d'articles avec Albrecht Hofmann est originale car nous avons couplé les données géochimiques des laves d'Hawaii à la modélisation numérique de la dynamique d'un point chaud cisailé par le mouvement de la plaque Pacifique. On remarquera que les études précédentes [e.g., Ribe and Christensen, 1999] étaient restreintes aux observations géophysiques comme l'anomalie de géoïde et le bombement topographique. Avant mes recherches il y avait une disparité considérable entre les nombreuses études géochimiques et les quelques études de dynamique des fluides capables de mettre en relation la structure profonde du panache avec les observations géochimiques. Notre deuxième originalité est de considérer la structure interne du conduit du panache, avec ses hétérogénéités isotopiques, et de prédire ensuite les variations isotopiques dans les laves d'un volcan. Cette approche, bien que simpliste car on néglige les complexités induites par la remontée des magmas, permet de faire un lien entre les observations de surface et la structure profonde du panache. La troisième originalité est d'avoir proposé des solutions nouvelles pour expliquer les observations sur la distribution des rapports isotopiques de l'hélium à Hawaii [Hofmann et al., 2011] et les isotopes du plomb [Farnetani et al., 2012]. Nous avons étudié en détail la formation de "filaments" dans le conduit d'un panache [Farnetani and Hofmann, 2009] et leur échantillonnage par les volcans d'Hawaii [Farnetani and Hofmann, 2010] en quantifiant l'idée d'Abouchami et al. [2005] sur l'évolution spatio-temporelle des isotopes du plomb dans les laves des volcans de la chaîne dite "Kea-trend". Cette série d'articles a eu un impact important dans le grand débat sur l'origine de la zonation isotopique observée à Hawaii (i.e., origine profonde, mantellique, ou origine superficielle, lors de la fusion partielle). Dans Hofmann and Farnetani, [2013] nous avons testé géochimiquement les prédictions des modèles d'origine superficielle (i.e., Ballmer et al. [2011]), en montrant le désaccord avec les observations. Nous avons aussi proposé une solution originale pour expliquer le paradoxe de la composition des laves du "rejuvenated volcanism".

Un article original et bien cité (~10 citations par an, depuis 2005) est le Farnetani and Samuel [2005], où nous modélisons les panaches thermo-chimiques et découvrons que leur forme peut être assez différente du "champignon" des panaches purement thermiques. L'originalité de notre modélisation nous a permis d'aller au delà des modèles classiques. Ceci est important, car le grand débat sur l'existence des panaches se base sur des hypothèses très limitées sur la forme et la dynamique d'un panache.

Les autres articles avec mon étudiant Henri Samuel sont aussi originaux. La modélisation de la convection mantellique en présence d'hétérogénéités compositionnelles (i.e., du matériel relativement primitif, plus dense et peu dégazé dans le manteau inférieur) nous permet de suivre l'évolution dans le temps des éléments producteurs de chaleur interne (i.e., U, Th, K) et de prédire les différents rapports de l'hélium entre dorsales océaniques et panaches [Samuel and Farnetani, 2003]. Nous avons aussi abordé le problème du mélange dans le manteau, en appliquant trois méthodes Lagrangiennes souvent utilisées en sciences atmosphériques et océaniques, mais qui n'avaient jamais été appliquées aux problèmes de mélange chaotique et apériodique du manteau. Une analyse rigoureuse du mélange est fondamentale pour comprendre l'existence des réservoirs géochimiques et leur survie sur de longues échelles de temps [Farnetani and Samuel, 2003]. Pour terminer, l'article Samuel et al., [2005], utilise des contraintes sismologiques et géodynamiques pour montrer que des hétérogénéités plus denses à la base du manteau doivent être enrichies à la fois en fer et en silice par rapport à la composition pyrolitique.

L'article Farnetani et al., [2002], cité en moyenne 6 fois par an depuis 2002, est original et important car on rentre dans le vif du débat sur l'entraînement dans un panache et donc sur la question: Quelle partie du manteau est échantillonnée par un panache? Nous avons montré que c'est la couche limite thermique à la base du manteau qui est échantillonnée, et pas le manteau sur toute sa profondeur, contrairement aux propositions de nombreux géochimistes (e.g., S. Hart, E. Hauri, D. DePaolo). Les implications sont nombreuses, par exemple: (i) une composante type MORB dans les laves de point chaud ne provient pas du manteau supérieur actuel mais d'un MORB recyclé; (ii) les panaches offrent l'unique possibilité de sonder la partie la plus profonde du manteau. C'est aussi dans cet article que la notion de "filament" a été introduite pour la première fois; cette idée est désormais acceptée et couramment utilisée par géochimistes et géodynamiciens.

p5-1 : Références

Abouchami, W., Hofmann, A.W., Galer, S.J.G., Frey, F., Eisele, J., Feigenson, M., 2005. Pb isotopes reveal bilateral asymmetry and vertical continuity in the Hawaiian plume. *Nature* 434, 851–856.

Ballmer, M. D., G. Ito, J. van Hunen, and P. J. Tackley, 2011. Spatial and temporal variability in Hawaiian hotspot volcanism induced by small-scale convection, *Nat. Geosci.*, 4, 457–460, doi:10.1038/NGE01187.

Christensen U.R., Hofmann A.W., 1994. Segregation of subducted oceanic crust in the convecting mantle. *J. Geophys. Res.* 99: 19867–19884.

- Farnetani, C.G., B. Legras, P. J. Tackley, 2002. Mixing and deformations in mantle plumes, *Earth Planet. Sci. Lett.*, 196, 1–15.
- Farnetani, C.G., and H. Samuel, 2003. Lagrangian structures and stirring in the Earth's mantle, *Earth Planet. Sci. Lett.*, 206, 335–348.
- Farnetani, C.G., and H. Samuel, 2005. Beyond the thermal plume paradigm, *Geophys. Res. Lett.* Vol. 32, L07311, doi:10.1029/2005GL022360.
- Farnetani, C.G. and A.W. Hofmann, 2009. Dynamics and internal structure of a lower mantle plume conduit. *Earth Planet. Sci. Lett.* 282, 314–322.
- Farnetani, C.G. and A.W. Hofmann, 2010. Dynamics and internal structure of the Hawaiian plume. *Earth Planet. Sci. Lett.* 295, 231–240.
- Farnetani, C.G., A.W. Hofmann, C. Class, 2012. How double volcanic chains sample geochemical anomalies from the lowermost mantle, *Earth Planet. Sci. Lett.* 359–360, 240–247.
- Hofmann, A.W., C.G. Farnetani, M. Spiegelman, C. Class, 2011. Displaced helium and carbon in the Hawaiian plume. *Earth Planet. Sci. Lett.* 312, 226–236.
- Hofmann, A.W., and C.G. Farnetani, 2013. Two views of Hawaiian plume structure, *Geochem. Geophys. Geosyst.*, 14, 5308–5322, doi:10.1002/2013GC004942
- Ribe, N.M., and Christensen, U.R., 1999. The dynamical origin of Hawaiian volcanism. *Earth Planet. Sci. Lett.* 171, 517–531.
- Samuel, H. and C.G. Farnetani, 2003. Thermochemical convection and helium concentrations in mantle plumes, *Earth Planet. Sci. Lett.*, 207, 39–56.
- Samuel, H., C.G. Farnetani, D. Andrault, 2005. Heterogeneous lowermost mantle: Compositional constraints and seismological observables, *AGU Monograph 160, Earth's deep mantle: Structure, composition and evolution*, Edited by R.D. van der Hilst et al., 101–116.

p6. Perspectives scientifiques

p6-1. Projet et travaux en cours sur: Écoulement et déformations dans le conduit du panache avec hétérogénéités éclogitiques.

Simulations numériques et expériences de laboratoire.

En collaboration avec A. Limare, T. Duvernay (stage de L3) et un/e étudiant/e en stage à partir de l'automne 2015.

Projet financé par INSU PNP 2015

L'idée de Hofmann and White [1982] que la croûte océanique subductée peut remonter à la surface dans les panaches mantelliques est supportée par des nombreuses observations pétrologiques et géochimiques. Sobolev et al., [2007] ont quantifié le pourcentage de croûte océanique recyclée présente dans les basaltes et ils ont montré que dans les OIB (Oceanic Island Basalts) il y a ~20% de croûte recyclée, une valeur bien supérieure au ~5% estimée pour les basaltes de dorsale océanique (MORBs). Lors de la subduction le basalte se transforme en éclogite qui a une densité, et peut-être aussi une viscosité, différente par rapport au manteau pyrolitique.

La remontée des hétérogénéités éclogitiques dans un conduit de panache pose des nombreuses questions de dynamique des fluides: (1) Si les hétérogénéités éclogitiques sont plus denses et plus visqueuses, comment vont-elles se déformer dans le conduit d'un panache? (2) La présence d'hétérogénéités peut-elle modifier l'écoulement et la forme du panache? Dans quelles conditions on n'observera plus la symétrie axiale de l'écoulement? Dans quelles conditions le flux de masse à travers le conduit n'est plus constant dans le temps à cause de la présence d'hétérogénéités? (3) Les résultats de Farnetani and Hofmann [2009,2010] sur la formation de filaments dans le conduit du panache seront-ils encore valables? (4) Lors de la fusion partielle l'éclogite est plus fertile que la péridotite, quel sera donc l'effet sur la composition et la signature géochimique des magmas?

Pour répondre à ces questions je propose de conduire des simulations numériques et des expériences de laboratoire en collaboration avec A. Limare et un étudiant. Afin de mieux comprendre la physique de l'écoulement, dans un premier temps, nous étudierons l'effet de la viscosité et de la densité séparément, seulement dans un deuxième temps nous considérerons des hétérogénéités à la fois plus denses et plus visqueuses. Bien que les simulations et les expériences offrent la possibilité de faire varier les propriétés physiques sur une large fourchette des valeurs, nous utiliserons des études de physique de minéraux pour mieux contraindre la gamme de valeurs à explorer.

Concernant les différences de densité entre éclogite et pyrolite,

Litasov and Othani [2005] montrent que dans le manteau inférieur un basalte-MORB est ~3% plus dense que la pyrolite (Fig. 6). Un simple calcul ($\Delta\rho = \rho_m \alpha \Delta T$) montre que pour $\rho_m=4000 \text{ kg/m}^3$ et coefficient d'expansion thermique $\alpha = 3 \cdot 10^{-5} \text{ K}^{-1}$, un $\Delta\rho$ de 3% ($\Delta\rho=120 \text{ kg/m}^3$) correspond à un ΔT de 1000 K, une valeur très élevée! Un assemblage de 90% pyrolite + 10% d'éclogite (3% plus dense), a donc une densité de 4012 kg/m^3 qui correspond à un ΔT de 100K. Nous investiguerons un intervalle de $\Delta\rho$, dans les limites où l'excès de température du panache est $100 < \Delta T < 400 \text{ K}$.

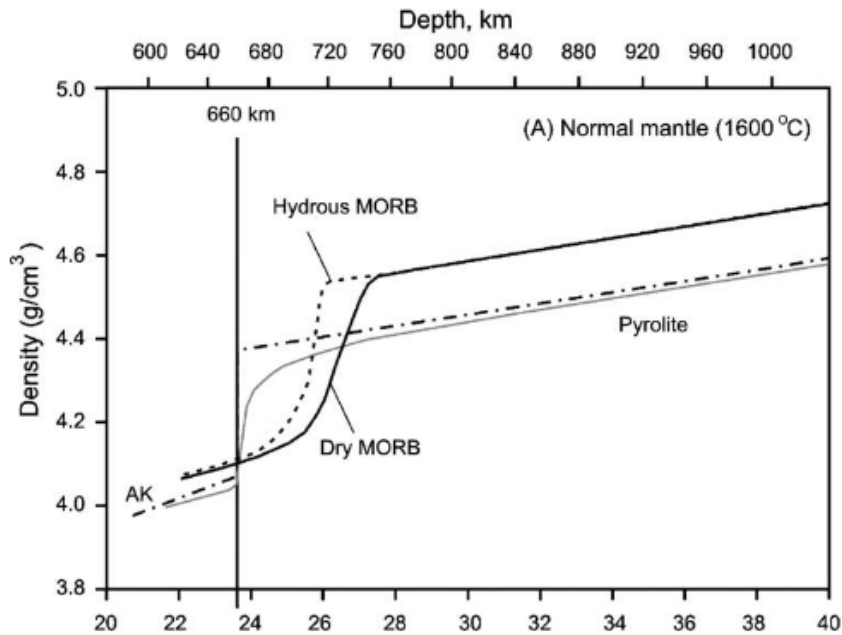


Fig. 6. Tirée de Litasov and Othani, [2005]. Densité vs. Profondeur-Pression (GPa) pour un basalte-MORB sec (ligne noire) et hydraté (ligne en tireté fin) et pour la Pyrolite (ligne grise). Modèle sismique de Kennet et al., [1995] (ligne -- AK).

Concernant les différences de viscosité, les expériences de Jin et al., [2001], conduites à $P=3\text{GPa}$ (i.e., ~100km de profondeur) montrent que l'éclogite, constituée de grenat et pyroxène en proportions égales, a une viscosité similaire à celle de l'harzburgite (Fig. 7). Il faut cependant préciser que: (1) l'omphacite étudié par Jin et al., [2001] est le plus "faible" de tous les pyroxènes (e.g., diopside et enstatite). (2) Le manteau a une composition pyrolitique (i.e., 60-65% olivine + 30% pyroxènes + 5-10% phase alumineuse) pas harzburgitique (i.e., 80% olivine + 20% enstatite) car l'harzburgite est le résidu de la pyrolite après l'extraction d'un magma basaltique.

La viscosité de l'éclogite à des pressions correspondantes au manteau inférieur est inconnue. Figure 8, tirée de Stixrude and Lithgow-Bertelloni [2012], montre les proportions des phases minéralogiques dans tout le manteau.

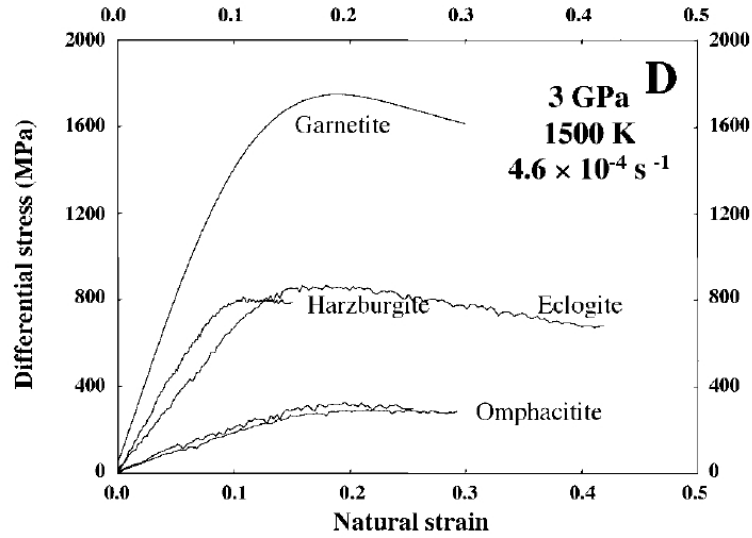


Fig. 7. Contrainte (stress) vs. déformation (strain) pour le grenat pur (garnetite), pour le pyroxène omphacite, pour l'éclogite et pour l'harzburgite. Tirée de Jin et al., [2001].

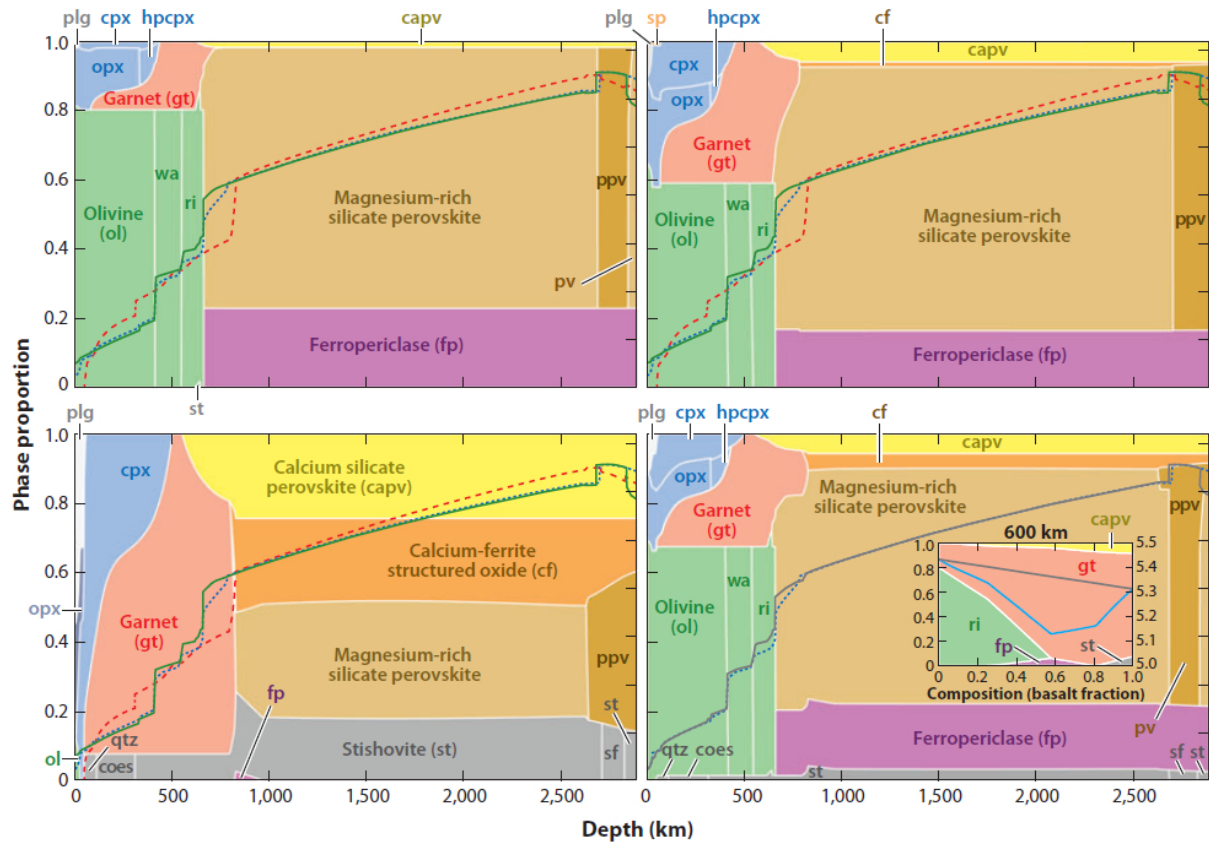


Fig. 8. Proportions des phases minéralogiques dans le manteau pour l'harzburgite (à gauche, en haut), pour un basalte (à gauche, en bas), et pour deux types de pyrolite (à droite). Tirée de Stixrude and Lithgow-Bertelloni, [2012].

Pour un basalte (Fig. 8, à gauche, en bas) l'assemblage stable dans le manteau inférieur est: Stishovite + Mg-perovskite + Ca-ferrite + Ca-perovskite, en proportions comparables. Pour l'harzburgite (à gauche, en haut) c'est plutôt la Mg-perovskite qui domine + Ferropericlasite + un peu de Ca-perovskite. Par contre, le manteau pyrolitique (à droite, en haut) est constitué de Mg-perovskite + Ferropericlasite + Ca-perovskite. L'éclogite (i.e., une composition basaltique) a une proportion de Ca-perovskite plus élevée que le manteau pyrolitique. Bien que la viscosité de la Ca-perovskite soit inconnue, la Ca-perovskite montre une réduction des vitesses sismiques ("softening") qui pourrait être accompagnée par une réduction de la viscosité (Stixrude, communication personnelle). Cependant on peut dire que la viscosité dans le manteau inférieur est inconnue, tout comme le rôle des fluides. Nous allons donc considérer une gamme de valeurs de viscosité pour les hétérogénéités (e.g., 5, 10, 20 fois plus visqueux, et 1/5, 1/10 moins visqueux) tout en sachant que l'intérêt dynamique se porte sur les hétérogénéités plus visqueuses, comme montré par la suite.

Il y a une vaste littérature [e.g., Taylor, 1934; Hoffman and McKenzie, 1985; Spence et al., 1988; Manga, 1996; Gurnis, 1986] sur la déformation d'un "blob" d'une viscosité différente par rapport au fluide environnant, mais le type d'écoulement étudié se limite à des profils de vitesse linéaires (type "Couette") ou paraboliques (type "Poiseuille"). C'est important de remarquer que l'écoulement avec un profil de vitesse exponentiel, typique du conduit de panache, n'a jamais été étudié.

Taylor [1934] a étudié la déformation de gouttes plus ou moins visqueuses par rapport à un fluide environnant animé d'un écoulement de type cisaillement pur ou de type cisaillement simple. Ses expériences de laboratoire ont montré que dans le cas d'un cisaillement simple une goutte plus visqueuses ($\lambda \sim 20$ où $\lambda = \eta_g / \eta_f$ est le rapport de viscosité entre la goutte et le fluide) n'est pas déformée, car elle tourne sur elle-même, plutôt que s'étirer. Manga [1996] considère des "blobs", plus ou moins visqueux, déformés par un écoulement bi-dimensionnel induit par le mouvement horizontal imposé à la surface (voir Fig. 9, à gauche). Dans ce cas, il y a du cisaillement simple dans la boîte et du cisaillement pur au coins de la boîte. La viscosité ne dépend pas de la température, mais varie seulement à cause de la présence d'un blob. Manga [1996] conclut que les "blobs" ~5-10 fois plus visqueux se déforment peu (voir Fig. 9, à droite).

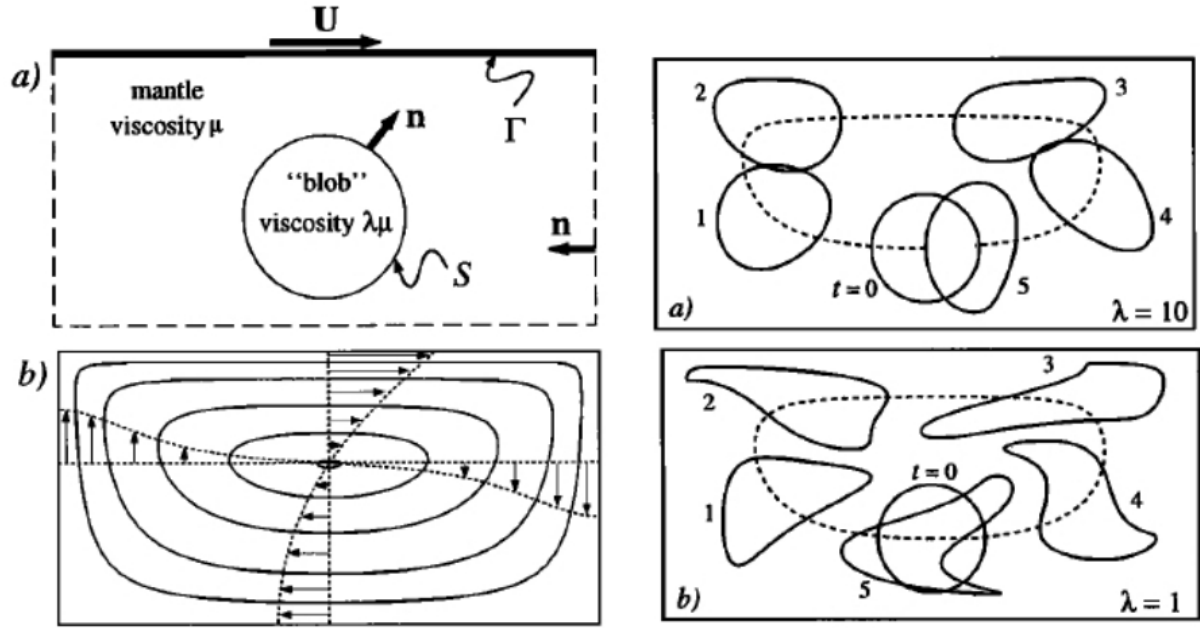


Fig. 9. Figures extraites de Manga [1996]. A' gauche: géométrie du problème (en haut); écoulement 2D induit par la vitesse U à la surface (en bas). A' droite: Déformation d'un "blob" 10 fois plus visqueux ($\lambda = 10$, en haut) et de la même viscosité ($\lambda = 1$, en bas). λ est le rapport de viscosité entre le blob et le fluide.

Figure 10 montre que pour un écoulement où le profil de vitesse est linéaire ($V_z(x) = Cx$, avec $C = \text{constante}$ et $-R < x < R$ où $R = \text{rayon du conduit}$, Fig. 10a), le gradient de vitesse est constant (Fig. 10b). Pour un écoulement type Poiseuille, avec un profil de vitesse parabolique ($V_z(x) = C(R^2 - x^2) = (V_z^{\text{axis}} - Cx^2)$, avec $C = \text{constante}$, Fig. 10c) le gradient de vitesse augmente linéairement à partir de l'axe de symétrie en $x=0$ (Fig. 10d). Cet écoulement est approprié à un conduit de panache seulement si la viscosité est constante, une condition qui n'est pas satisfaite dans le manteau car la viscosité dépend fortement de la température. Des modèles numériques [e.g., Olson et al., 1993; Farnetani and Hofmann, 2009] et des expériences de laboratoire [e.g., Davaille and Limare, 2007] montrent que le profil de vitesse (Fig. 10e) à travers un conduit de panache purement thermique est de type exponentiel ($V_z(x) = V_z^{\text{axis}} \exp(-Cx^2)$ avec $C = \text{constante}$). Dans ce cas le gradient de vitesse (Fig. 10f) n'est pas linéaire mais montre une zone de maximum cisaillement. Comme dit auparavant, pour ce type d'écoulement on n'a jamais étudié la dynamique d'hétérogénéités plus denses et/ou plus visqueuse.

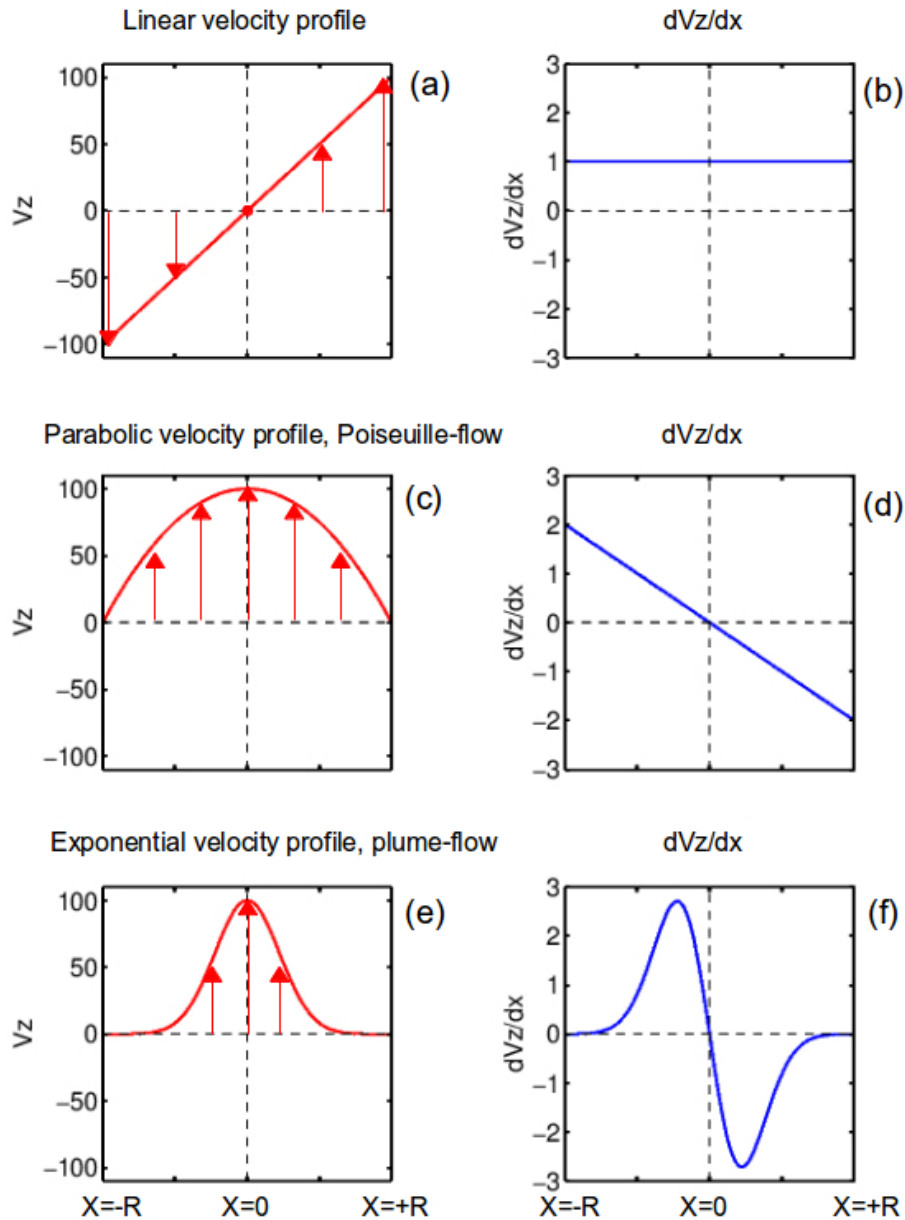


Fig. 10. Profil de vitesse verticale V_z en fonction de la distance X (à gauche) et gradient de vitesse dV_z/dx (à droite) pour trois types d'écoulement.

J'ai conduit des simulations préliminaires avec le code Stag3D, pour un manteau incompressible. Le panache est engendré en imposant une condition au contour à la limite inférieure de type température constante, sur un rayon $r=500\text{km}$ et avec un $\Delta T=600^\circ\text{C}$. La viscosité dépend de la température avec une énergie d'activation $E=220\text{ kJ/mol}$. Le panache ainsi engendré a un flux de flottaison comparable avec un grand nombre de point chauds, mais inférieur à Hawaii. Pour l'instant j'ai modélisé une seule hétérogénéité avec plusieurs millions de traceurs. L'objectif est de quantifier les déformations et les perturbations à l'écoulement induites par une sphère plus visqueuse de rayon initiale R_i 30,

40, et 50km placée dans la couche limite thermique à 100km de l'axe du panache.

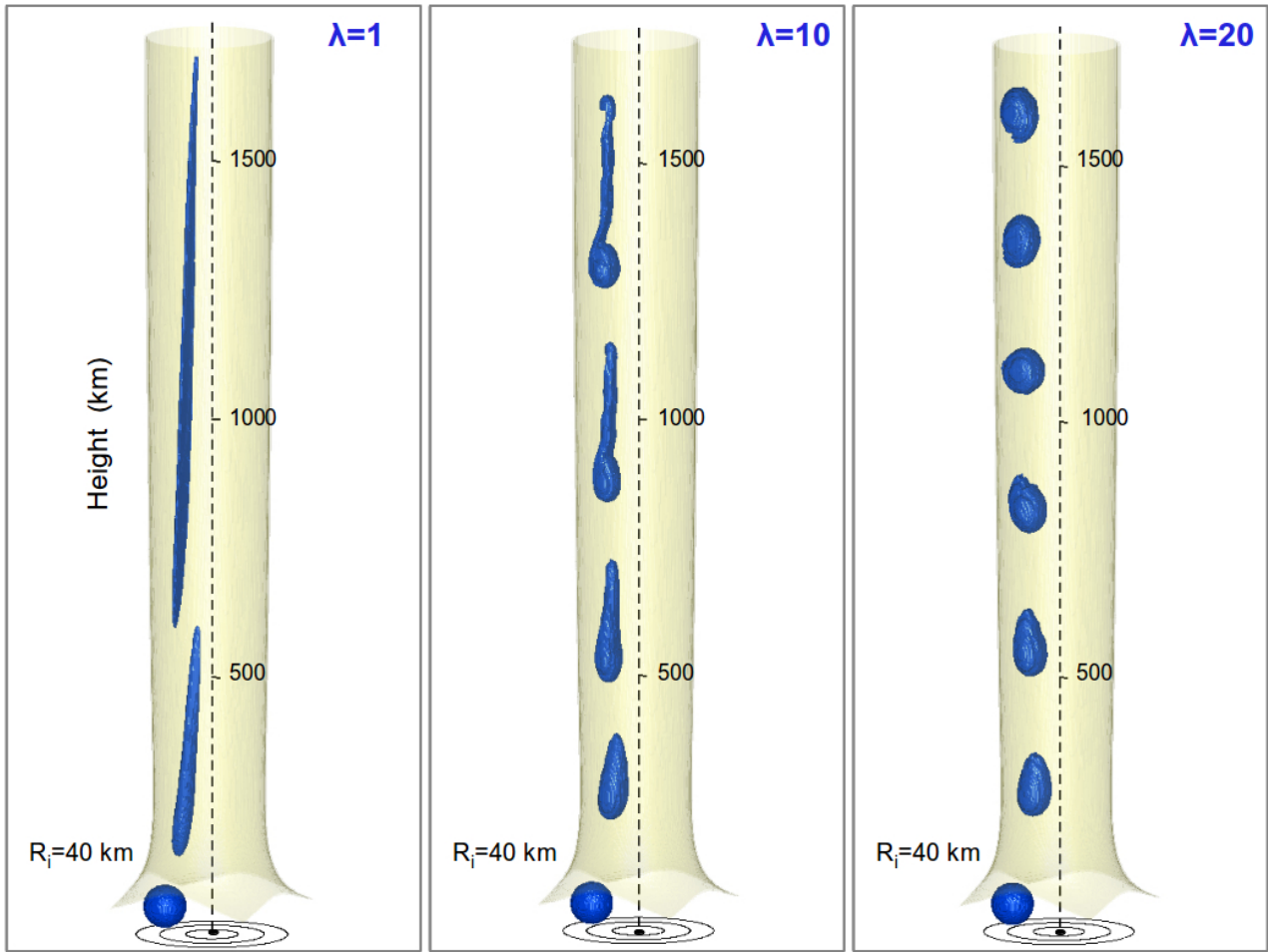


Fig. 11. Conduit de panache dans le manteau inférieur, la surface en jaune indique un excès de température $\Delta T=100^\circ\text{C}$. La sphère de rayon initiale $R_i=40$ km (en bleue) est montrée à différents instants de temps pendant sa remontée dans le conduit. $\lambda = \eta_s / \eta_p$

est le rapport de viscosité entre la sphère et le panache.

(a) Pour $\lambda = 1$, au temps: 0, 12.6 et 37.8 Ma.

(b) Pour $\lambda = 10$, au temps: 0, 12.8, 25.2, 41.0, 50.9 Ma

(c) Pour $\lambda = 20$, au temps: 0, 13.3, 25.5, 38.1, 50.7, 63.2, 75.8 Ma

La Figure 11 montre une grande variété de formes obtenues après 1500km de remontée dans le conduit. Pour $\lambda = 1$ un filament se forme rapidement, en accord avec Farnetani and Hofmann [2009]. Pour $\lambda = 20$ la sphère initiale garde une forme plutôt sphérique, la déformation est négligeable car, comme on verra après, le blob tourne sur lui même plutôt que se déformer, en accord avec Taylor [1934]. Pour $\lambda = 10$ nous obtenons un type de déformation intermédiaire, caractérisée par une partie inférieure similaire à un blob et une partie supérieure similaire à un filament. Nous observons des déformations importantes même pour des valeurs de λ

>4, contrairement aux prédictions basées sur: (i) un écoulement à taux de déformation constant, (ii) des hétérogénéités de petite taille par rapport à l'échelle de longueur de l'écoulement qui cause la déformation.

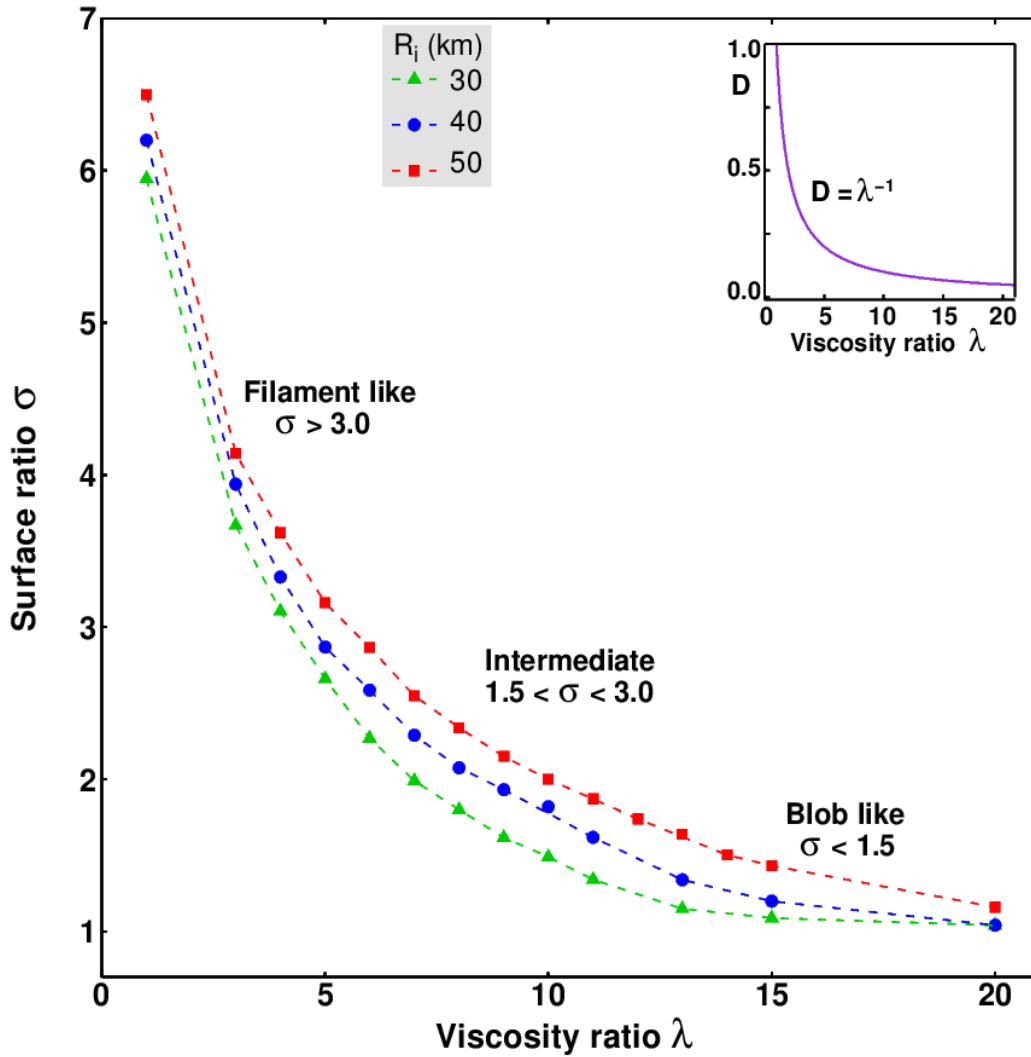


Fig. 12. Rapport de surface σ versus rapport de viscosité λ pour un rayon initial de la sphère de $R_i=30\text{km}$ (vert), $R_i=40\text{km}$ (bleu), $R_i=50\text{km}$ (rouge). L'inset montre la relation $D=\lambda^{-1}$ prédite par Cox [1969] où D est la déformation en deux-dimension définie comme $D=(L-B)/(L+B)$, avec L =longueur et B =largeur (donc $D=0$ pour $L=B$, le cas d'un cercle, et $D=0.9$ pour $L \sim 20B$, le cas d'une ellipse).

La Figure 12 montre le rapport de surface σ versus le rapport de viscosité λ . Le paramètre σ est le rapport entre la surface du blob et sa surface initiale sphérique. σ permet de quantifier la déformation du blob, en allant de $\sigma = 1$ pour un blob qui reste sphérique, à $\sigma \sim 7$ (ou plus) pour un filament. Dans chaque cas, σ est calculé après que l'hétérogénéité soit remontée de 1500km dans le conduit du panache. Les trois courbes correspondent à un rayon initial de la sphère (R_i) de 30km, 40km et 50km. Pour un R_i donné,

la déformation diminue avec λ , en passant de σ élevé, typique d'un filament, à $\sigma = 1$, typique d'un blob sphérique, à travers une déformation intermédiaire ($1.5 < \sigma < 3.0$). La forme de la courbe qui relie les résultats des simulations est proche à la décroissance en λ^{-1} prédite par Cox [1969] (voir inset, expliqué par la suite). La Figure 12 montre aussi que le rapport de surface σ est plus important plus le rayon initial est grande. Ceci implique que la valeur minimum λ_m nécessaire pour maintenir un blob de forme sphérique varie avec la taille initiale, par exemple $\lambda_m < 15$ pour $R_i = 30 \text{ km}$ mais $\lambda_m = 20$ pour $R_i = 50 \text{ km}$. Le champ de stabilité d'un blob de forme sphérique est donc plus grand pour un R_i petit. L'effet du rayon initial est intéressant, car les études précédentes [e.g., Taylor 1934, Manga 1996] étaient limitées au cas où le rayon de la goutte ('drop') était beaucoup plus petit que l'échelle de longueur de l'écoulement qui cause la déformation. Cox [1969] a montré que si les effets de tension de surface sont négligeables par rapport aux effets visqueux, et si les déformations sont petites, la déformation en deux dimensions $D = (L-B)/(L+B)$, avec L =longueur et B =largeur, varie en λ^{-1} . La comparaison avec les prédictions de Cox [1969] est faite d'une façon qualitative, car le rapport D n'est pas approprié à exprimer les déformations en trois dimensions. Ces résultats doivent être interprétés en considérant les perturbations à l'écoulement engendrées par la présence d'un blob. Bien que cela soit en cours on peut déjà dire que: (1) La partie 'blob' est animée par une lente rotation interne voir la Figure 13.

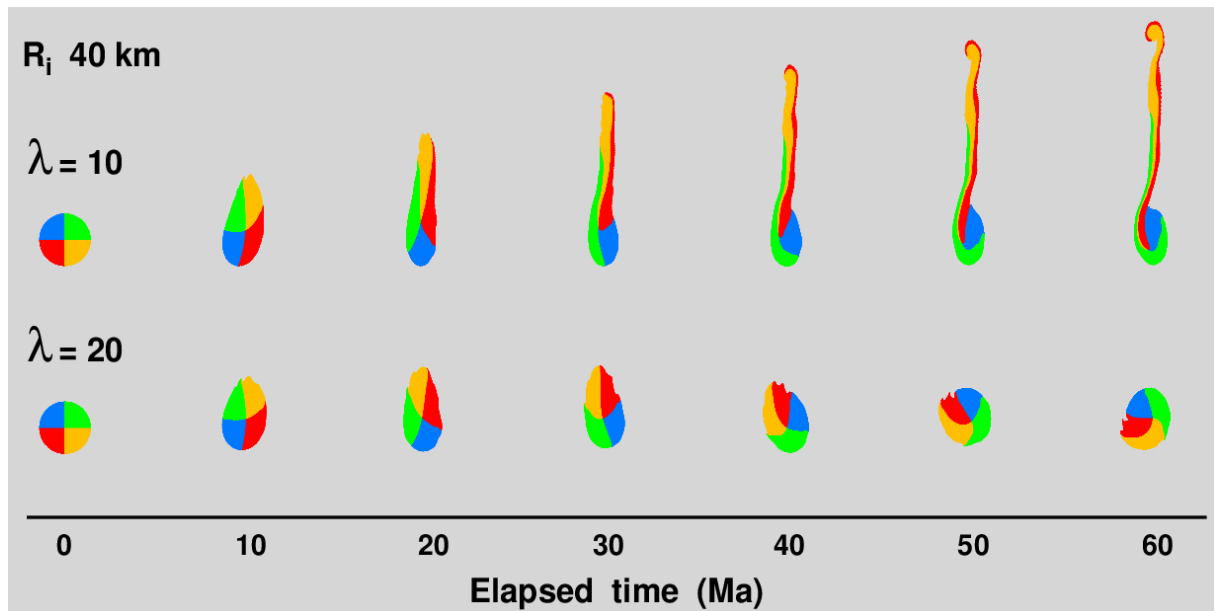


Fig. 13. Pour $R_i = 40 \text{ km}$ et deux valeurs de λ , la section verticale est colorée en fonction de la position initiale des traceurs, permettant ainsi de visualiser la rotation interne.

(2) Le champ de vitesse est modifié par la présence d'un blob visqueux, soit à l'intérieur du blob, où la vitesse verticale est réduite, soit à l'extérieur du blob, où les composantes horizontales de vitesse (V_x et V_y) apparaissent (Fig. 14). Ces variations du champ de vitesse conduisent à la rotation du blob et à une moindre déformation de type étirement.

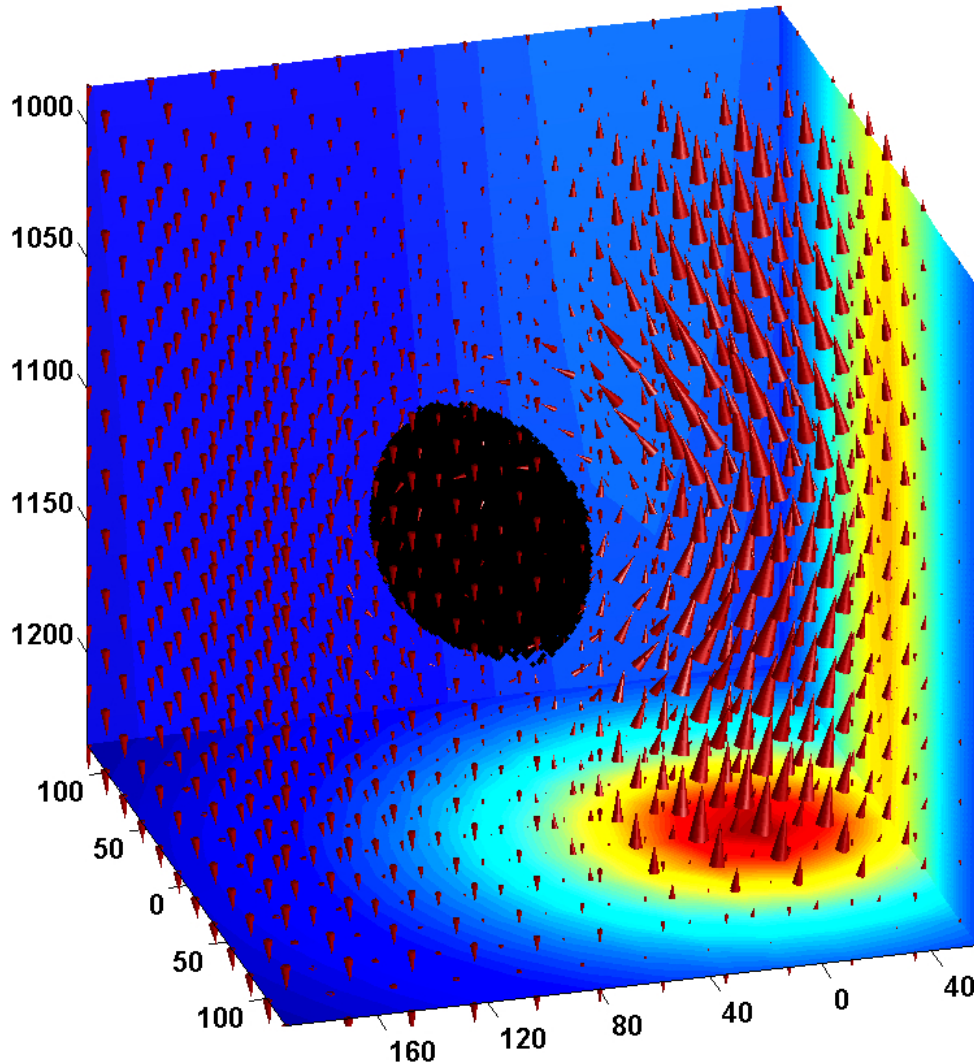


Fig. 14. Le blob ($R_i=40$ km, $\lambda=20$) après 85Ma (traceurs noirs). Les couleurs montrent la vitesse verticale V_z^* , calculée en soustrayant de V_z la vitesse verticale au centre du blob. Ceci revient à soustraire une translation pure, en permettant ainsi de mieux visualiser le champ de vitesse associé à la rotation. Pour des raisons graphiques les composantes horizontales de vitesse ont été multipliées par 3 par rapport à V_z^* . Pour l'axe X et l'axe Y le 0 indique l'axe du panache. Pour l'axe vertical la distance (km) est par rapport à la base du manteau.

(3) La déformation intermédiaire 'blob+filament' n'a jamais été décrite, c'est donc important de comprendre les conditions physiques qui amènent à cette déformation. Pour cela nous

calculerons la vorticité (ω) et la circulation (C) qui sont deux mesures de la rotation dans un fluide. La vorticité est un vecteur qui donne une mesure de la rotation en tout point du fluide, dans notre cas c'est la composante selon l'axe Y $\omega_y = (dV_z/dx - dV_x/dz)$ qui est d'intérêt. La circulation est un scalaire, calculé comme l'intégrale sur un circuit fermé du produit scalaire entre la vitesse et le vecteur tangente au contour ($C = \oint \mathbf{U} \cdot d\mathbf{l} = \oint |\mathbf{U}| \cos\theta \, dl$). C mesure la rotation sur une surface finie du fluide.

Pour ce projet nous avons encore beaucoup de travail à faire, même quand le cas simple d'une sphère isolée sera compris. Par exemple, la prochaine étape sera de considérer plusieurs blobs pour étudier comment vont-ils interagir. Auront-ils une tendance à s'agréger? Avec quel effet sur le conduit, notamment sur les échanges de masse à l'intérieur du conduit? Des expériences de laboratoire conduites avec A. Limare montrent que trois sphères plus visqueuses, initialement porches à la base du panache, peuvent former un amas qui perturbe considérablement le conduit (Fig. 15).

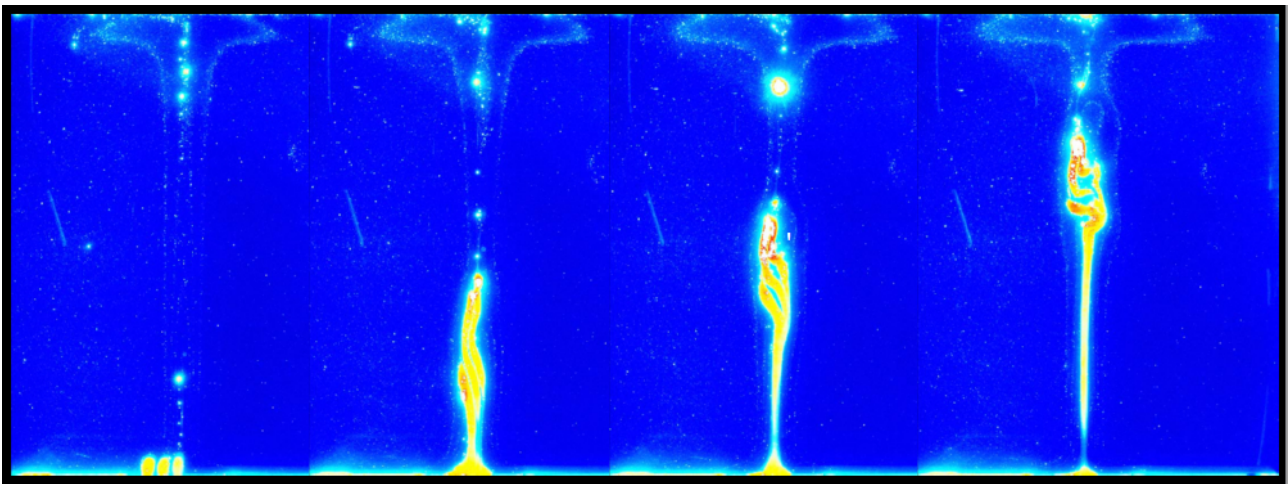


Fig. 15. *Expériences de laboratoire, montrant trois injections de fluide plus visqueux (jaune) à la base du panache, à gauche de l'axe du conduit. Pendant la remontée les blobs forment un amas qui occupe une grande partie du conduit.*

Comme dit auparavant, après le contraste de viscosité il faudra intégrer le contraste de densité et étudier en détail l'arrivée de ces hétérogénéités dans la zone de fusion partielle.

La comparaison entre simulations numériques et expériences de laboratoire sera aussi très importante, car les simulations à très haute résolution (quelque kilomètre) sont assez lourdes.

p6-2. Projet sur: Conduits de panaches inclinés: modélisations numériques et observations sismologiques.

Projet en collaboration avec un/e étudiant/e 2015-2016.

La détection sismologique des panaches mantelliques reste encore un défi, même pour Hawaii, le point chaud le plus actif sur Terre. Le projet PLUME (Hawaiian Plume Lithosphere Undersea Melt Experiment) a détecté une anomalie de vitesse lente à ~100 km SE de l'île d'Hawaii [Wolfe et al., 2009] qui indiquerait le possible emplacement du conduit du panache dans le manteau supérieur. Cependant Cao et al., [2011] suggèrent que à 660 km de profondeur, la source du panache se trouve à plus de 1000 km vers l'Ouest. Récemment R. van der Hilst, (communication personnelle, Octobre 2014) a détecté une anomalie de vitesse lente à 1000 km d'Hawaii, mais vers le Sud. La détection du conduit du panache à quelques centaines de kilomètres de l'île d'Hawaii ne pose pas de problèmes dynamiques, car un conduit incliné de 10-20° par rapport à la verticale est en accord avec les simulations numériques de Farnetani and Hofmann, [2010]. Par contre, si le conduit à 660 km de profondeur se trouve à 1000 km d'Hawaii, cela veut dire que le conduit doit être incliné de plus de 60° par rapport à la verticale. Or, des expériences de Skilbeck and Whitehead, [1978] montrent qu'un conduit incliné peut se fragmenter par des instabilités isolées (voir Fig. 16) à partir de ~65° d'inclinaison par rapport à la verticale.

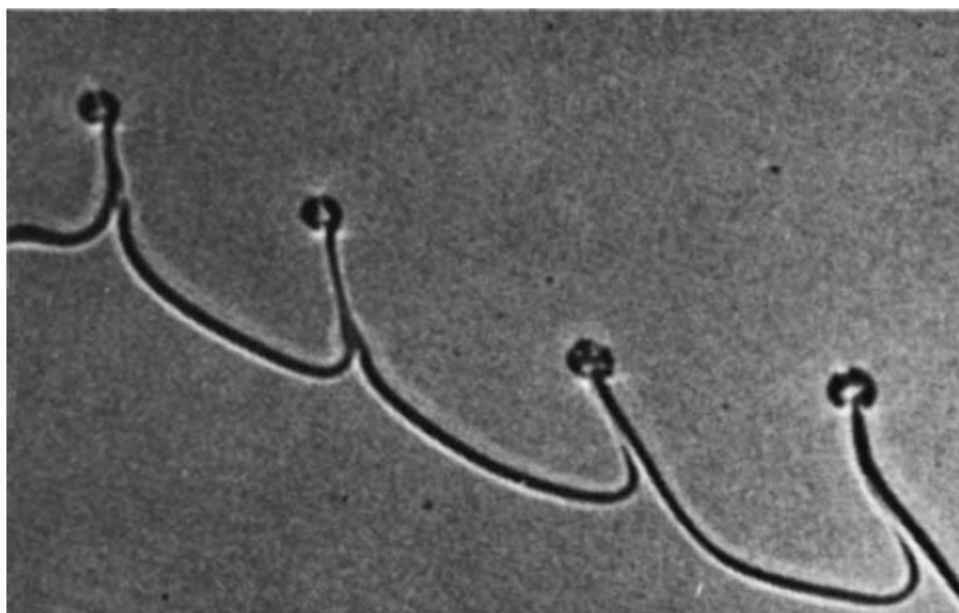


Fig. 16. Le fluide (noir) est moins dense (4%) et moins visqueux (0.01) que le fluide autour (gris). En inclinant la cuve expérimentale, le conduit, initialement verticale, devient incliné (ici de 75° par rapport à la verticale) et forme des instabilités. Tirée de Skilbeck and Whitehead, [1978]

Avec un étudiant (en stage M2 ou en doctorat) nous étudierons la dynamique d'un conduit de panache incliné par l'écoulement du manteau supérieur. Notre objectif sera de répondre aux questions suivantes: (1) Dans quel cas un conduit incliné n'est plus stable mais se fragmente en instabilités isolées? (2) Quel est le 'trade-off' entre flux de flottaison ('*buoyancy flux*') du panache, vitesse de la plaque, et la viscosité du manteau supérieur? Précisons que le flux de flottaison est $B = \rho \alpha (T - T_m) S v_z$ où ρ est la densité, α le coefficient d'expansion thermique, v_z la vitesse verticale à travers la surface S du conduit et $(T - T_m)$ est la différence de température par rapport au manteau. Par exemple, $B_{\text{Hawaii}} = 8700 \text{ kg/s}$, et $B_{\text{Réunion}} = 1900 \text{ kg/s}$ [Sleep, 1990]. (3) Est-il dynamiquement possible de situer la source du panache d'Hawaii à plus de 1000 km du volcanisme actif? (4) Notre objectif sera aussi d'identifier autour de chaque hotspot (e.g., Réunion, Galapagos...), une distance maximum au delà de laquelle une anomalie sismique lente ne peut pas représenter le conduit du panache.

Nous allons conduire des simulations numériques en trois dimensions, avec le code Stag3D [Tackley, 1998] en faisant varier la vitesse horizontale de la lithosphère océanique, la structure de viscosité du manteau supérieur, et les caractéristiques du panache (e.g., le rayon du conduit, l'excès de température, ecc.). Cet étude permettra de créer des diagrammes de stabilité d'un conduit et les résultats seront appliqués à Hawaii et à de nombreux points chauds loin d'une dorsale océanique. Nos simulations numériques seront conduites pour un manteau compressible, d'une telle façon que la variation de la densité avec la profondeur soit en accord avec PREM [Dziewonski and Anderson, 1981]. L'objectif sera de calculer les vitesses sismiques à partir de nos simulations, en utilisant les relations Pression- Température- Composition- Vitesses sismiques données par Stixrude and Lithgow-Bertelloni [2011], voir [Figure 17](#).

J'ai déjà conduit des calculs très préliminaires de vitesses sismiques (V_s) sur le panache d'Hawaii ([Figure 18](#)), en utilisant le modèle de Farnetani and Hofmann, [2010]. Je souligne le caractère très préliminaire car: (1) Le modèle numérique est pour un manteau incompressible, par contre le calcul des vitesses sismiques sous-entend des propriétés physiques qui varient avec la profondeur. (2) Les anomalies de vitesse V_s sont calculées par rapport aux vitesses à l'amont (300 km) du panache, plutôt que par rapport au modèle PREM. (3) Dans le calcul je néglige la réduction de V_s due à la fusion partielle. Malgré le caractère de test la [Figure 18](#) montre des aspects intéressants: Nous prédisons une anomalie de vitesse sur une vaste zone jusqu'à plus de 400km à l'aval de l'île d'Hawaii entre 80 et 250km de profondeur.

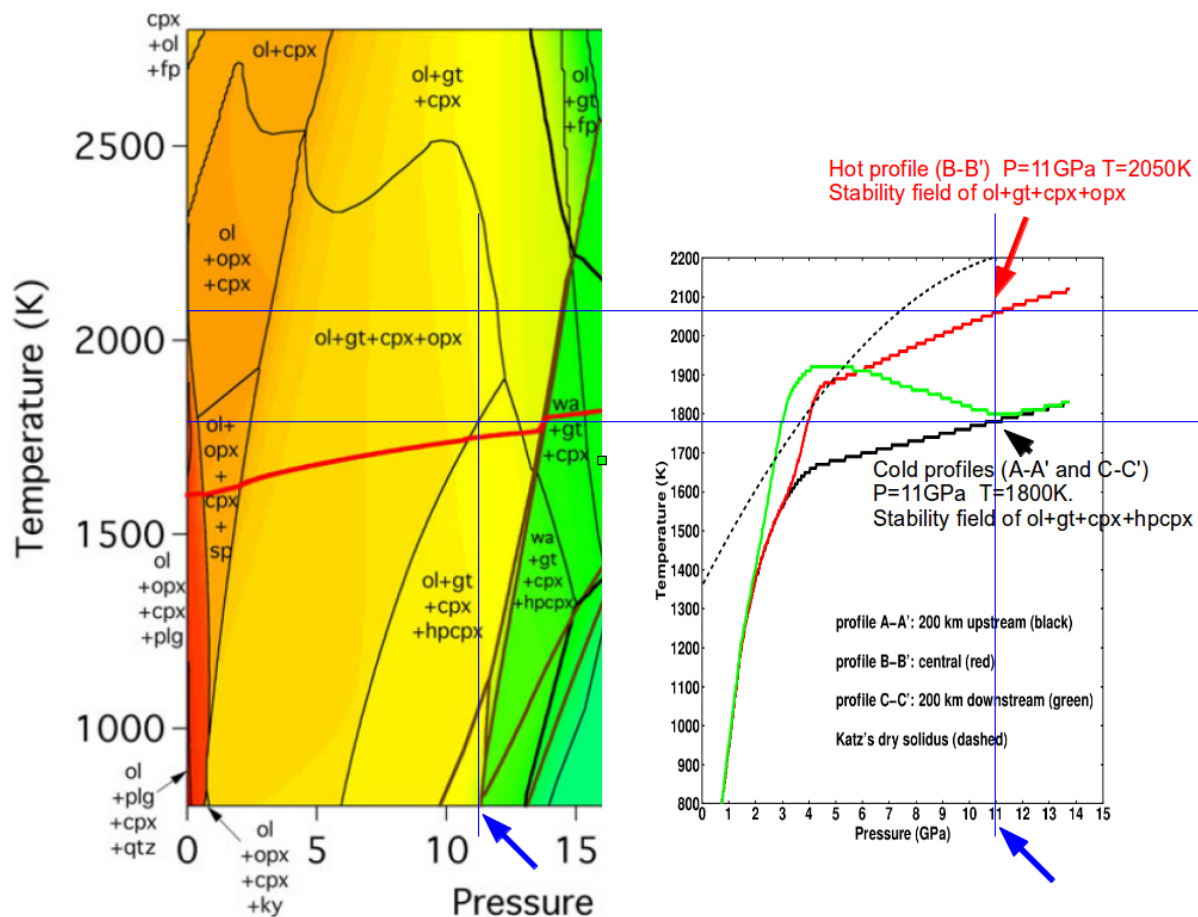


Fig. 17. A gauche : Diagramme Pression-Température-Composition-Vitesses sismiques donné par Stixrude and Lithgow-Bertelloni [2011]. A droite : Profils Pression-Température de ma simulation numérique du panache d'Hawaii. Les trois profils (A-A', B-B', C-C') correspondent à des différentes zones du panache, voir la Figure 18 pour plus de détails.

Nous prédisons aussi une structure particulière vers 330km (11 GPa) car dans la zone sans panache (profils A-A' et C-C') les phases minéralogiques stables (Fig. 17) sont: olivine + grenat + clinopyroxène + hp clinopyroxène (i.e., high pressure Mg-rich cpx). Par contre, dans le conduit du panache (profil B-B') la température plus élevée fait que les phases stables soient olivine+ grenat + clinopyroxène + orthopyroxène, un assemblage de plus faible vitesse sismique.

Ces résultats préliminaires devront être validés par des modèles plus complexes (manteau compressible, rôle de la fusion partielle, une meilleure modélisation de la lithosphère) et nous pourrons aussi inclure les effets des hétérogénéités éclogitiques [Wu et al., 2008]. Sur une plus longue échelle de temps nous pourrons calculer l'anisotropie sismique, suivant la méthode de Browaeys [2005], et collaborer plus étroitement avec les sismologues qui

travaillent sur la détection sismiques des points chauds (e.g., la Réunion dans le cadre l'ANR RHUM-RUM; le Galapagos, ou les points chauds de l'Atlantique Sud).

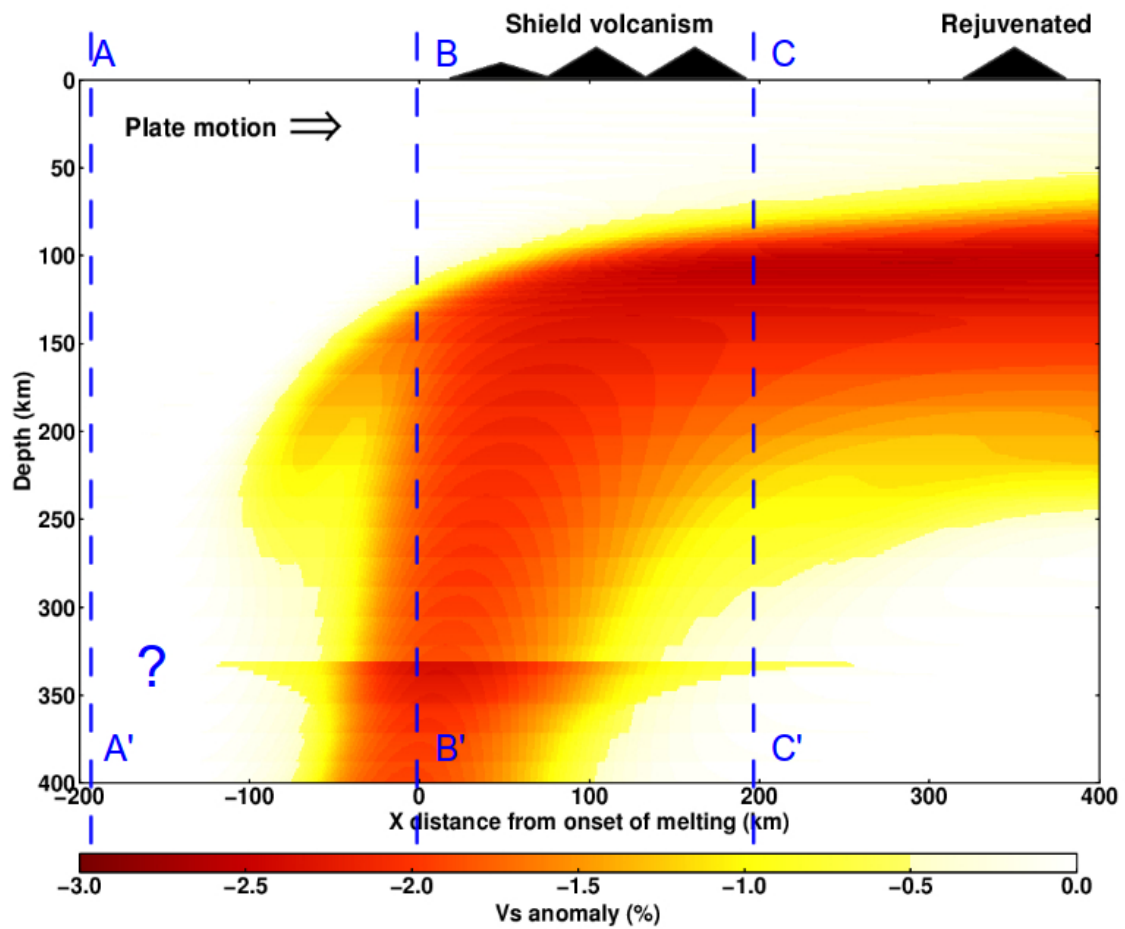


Fig. 18. Anomalie de vitesse sismique Vs calculée en utilisant le modèle de panache de Farnetani and Hofmann, [2010] et les vitesses sismiques de Stixrude and Lithgow-Bertelloni [2011].

p6-3. Projets et travaux en cours sur: La convection mantellique dans un four à micro-ondes.

En collaboration avec l'étudiant en thèse K. Vilella et l'équipe de l'ANR-TERRA-MWH. Projet financé par l'ANR (PI: Angela Limare).

L'évolution thermique des planètes telluriques, et peut-être aussi de certaines exo-planètes, est gouvernée par la refroidissement graduel du manteau silicaté. Dans un système refroidi par le haut et chauffé par des sources internes de chaleur, la vigueur de la convection est indiquée par le nombre de Rayleigh-Robertson ($Ra_H = \rho g \alpha H D^5 / K \eta K$, où ρ est la densité, g la pesanteur, α le coefficient d'expansion thermique, H la chaleur interne par unité de volume, D l'épaisseur du système, K la diffusivité thermique, η la viscosité dynamique, K la conductivité thermique).

La première source de chaleur interne est représentée par les isotopes radiogéniques (^{238}U , ^{235}U , ^{232}Th et ^{40}K), leur concentration initiale est estimée à partir de la composition des chondrites. Cependant, le débat persiste [e.g., Korenaga 2008, Javoy et al., 2010] sur la nature des chondrites qui ont formé notre planète: chondrite carbonée (CI) ou chondrite enstatite (CE)? Ceci est important, car la formation du noyau et les pertes d'éléments volatiles déterminent un enrichissement des éléments lithophiles dans la partie silicatée de la Terre (croûte + manteau) de l'ordre de 1.5 fois pour une chondrite enstatite (pauvre en volatiles) et de presque 3.0 pour une chondrite carbonée (riche en volatiles). Dans la partie silicatée de la Terre, le flux de chaleur radiogénique peut varier de 11 TW pour une composition CE, à 17-21 TW pour une composition CI. La distribution des isotopes radiogéniques dépend aussi des processus de différenciation qui suivent la formation de la planète. En particulier, la fusion partielle concentre les éléments incompatibles dans la croûte en laissant un manteau résiduel appauvri. Le flux de chaleur radiogénique de la croûte continentale (7 TW) est relativement élevé car la croûte contient ~30% des isotopes radiogéniques, même si elle représente seulement 1% de la masse du manteau. Le flux radiogénique du manteau, une fois soustraite la contribution crustale, peut varier d'une valeur minimum de ~4 TW pour une composition CE, à une valeur maximum de 13-14 TW pour une composition CI. La [Figure 19](#) (tirée de Jaupart and Mareschal, 2011) montre ce dernier cas, mais il faut être conscientes que ces valeurs dépendent de la composition chondritique initiale. Le refroidissement séculaire (18 TW) est la deuxième source de chaleur interne du manteau. Par contre, le flux de chaleur en provenance du noyau (9-10 TW) représente une forme de chauffage par le bas (*bottom heating*).

Dans une première partie de notre étude expérimentale nous allons négliger le chauffage par le bas, pour nous focaliser sur le

chauffage interne couplé au refroidissement par le haut. Nous générons le chauffage interne du fluide avec une méthode très innovante basée sur l'absorption des micro-ondes. Notre étude comble une lacune importante entre les nombreuses simulations numériques [e.g., Parmentier et al., 1994; Grasset and Parmentier 1998; Parmentier and Sotin, 2000; Choblet and Sotin, 2009; Choblet and Parmentier, 2009] et les rares expériences de laboratoire souvent limitées à un faible nombre de Prandtl ($Pr = \nu/K$, où ν est la viscosité cinématique et K la diffusivité thermique) et à un faible nombre de Rayleigh-Robertson, [e.g., Kulacki and Nagle, 1975; Weinstein and Olson, 1990].

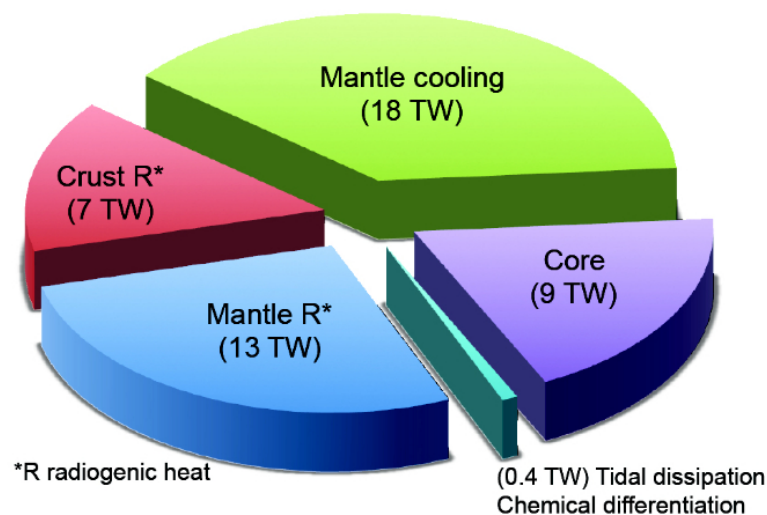


Fig. 19. Répartition des sources du flux de chaleur de la Terre. Figure tirée de Jaupart and Mareschal [2011].

Dans nos expériences un système spécialement conçu pour engendrer et diriger les micro-ondes [Surducan et al., 2013; Limare et al., 2013] permet de chauffer d'une façon homogène ~4.5 litres de fluide pendant plusieurs heures. Pour que le système convectif soit d'intérêt aux manteau planétaires il faut que le nombre de Prandtl et le nombre de Rayleigh-Robertson soient élevés. Les expériences dans le four à micro-ondes (Figure 20) permettent d'atteindre des valeurs très satisfaisantes à $300 < Pr < 30000$ et à $10^4 < Ra_H < 10^7$. Le champs de vitesse et de température à l'intérieur du fluide expérimental, un mélange transparent d'eau et de hydroxyethylcellulose, sont quantifiés grâce à la PIV (Particle Image Velocimetry) et à l'usage de cristaux liquides (TLC, thermochromic liquid crystals). La Figure 21 montre que la convection est dominée par les instabilités de la couche thermique froide au sommet. L'étude expérimentale est couplé à des simulations numériques, conduites par K. Vilella, étudiant en thèse. Cette double approche a permis de valider les résultats expérimentaux et d'élargir le domaine d'étude, en particulier de varier les conditions limites ('rigid et free-slip boundary condiditions').



Fig. 20. Four à micro-ondes utilisé pour les expériences.

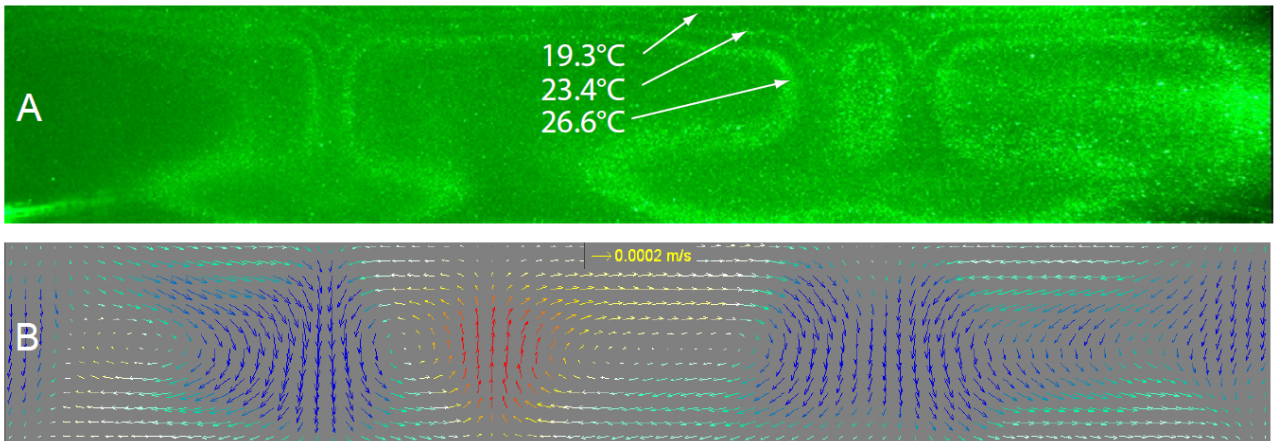


Fig. 21. Section du fluide en convection. (A) Champ de température. (B) Champ de vitesse. La convection est dominée par les instabilités de la couche thermique froide au sommet.

Pour ce système relativement simple, des lois d'échelles permettent de relier des paramètres clefs de la couche thermique (TBL, Thermal Boundary Layer) tels que le contraste de température (ΔT_{TBL}) et l'épaisseur (δ_{TBL}) au nombre de Rayleigh-Robertson, (i.e., $\Delta T_{TBL}/\Delta T_H = C_T Ra_H^\beta$ et $\delta_{TBL}/h = C_\delta Ra_H^\beta$ où $\Delta T_H = Hh^2/K$), comme montré dans Jaupart et Mareschal, [2011]. Les coefficients C_T et C_δ et

l'exposant β , sont estimés à partir des résultats expérimentaux, illustrés dans la Figure 22.

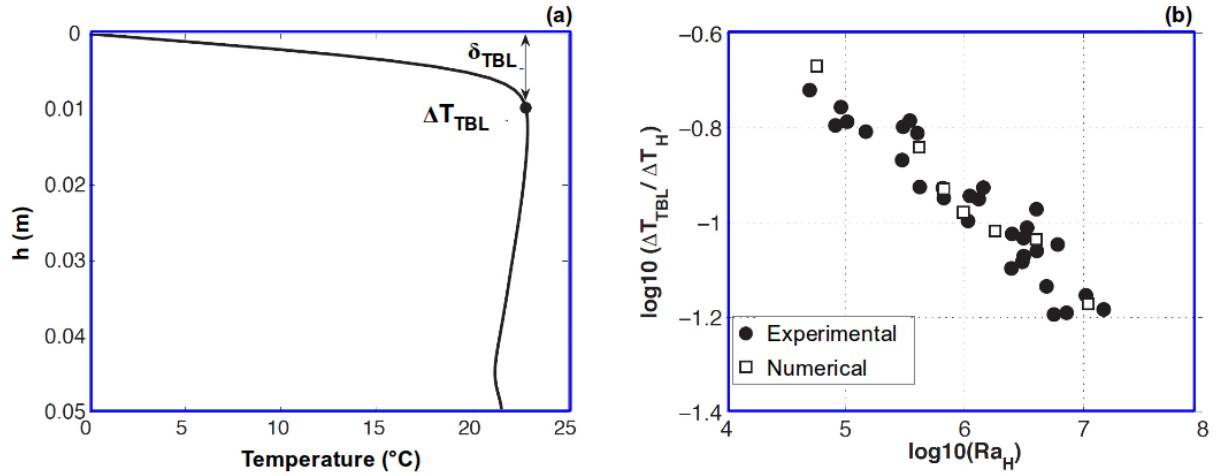


Fig. 22. (a) Profil de température moyenné horizontalement vs. hauteur h de la cuve expérimentale. (b) Nombre de Rayleigh-Robertson vs. le rapport $\Delta T_{TBL}/\Delta T_H$ pour les expériences de laboratoire et les simulations numériques qui reproduisent les expériences.

L'intérêt des lois d'échelle est de pouvoir prédire l'épaisseur (δ_{TBL}) et le saut de température (ΔT_{TBL}) à travers la couche thermique en fonction du nombre de Rayleigh-Robertson. C'est intéressant de noter que à partir de ΔT_{TBL} on peut aussi estimer la température potentielle du manteau. Les modèles paramétrés sont de grand intérêt pour l'étude planétaire et des exo-planètes, où les incertitudes sont si importantes que l'utilisation du nombre de Rayleigh-Robertson est suffisant pour pouvoir estimer, au premier ordre, la température potentielle du manteau silicaté, et éventuellement calculer la présence de fusion partielle. Dans l'article 'in press' de Limare et al., [2015] nous estimons, pour le manteau de Venus, la température potentielle en fonction de la chaleur interne ($3 < Q < 30$ TW) pour deux conditions mécaniques à la surface (Figure 23). Deux résultats sont importants: (1) Pour un même Q la température interne est supérieure pour le cas 'rigid boundary condition' par rapport au cas 'free-slip boundary condition'. (2) La température (potentielle) de solidus, calculée à la base de la lithosphère d'épaisseur δ_{TBL} peut être inférieure à la température potentielle du manteau à partir de $Q=14$ TW pour le cas 'rigid boundary condition' et de $Q=19$ TW pour le cas 'free-slip boundary condition'. Dans ce cas on peut envisager la présence d'une couche de roche partiellement fondue à la base de la lithosphère. Contrairement à la Terre où la fusion mantellique est localisée (dorsales, zones de subduction, points chauds), sur Venus la fusion pourrait être à l'échelle planétaire.

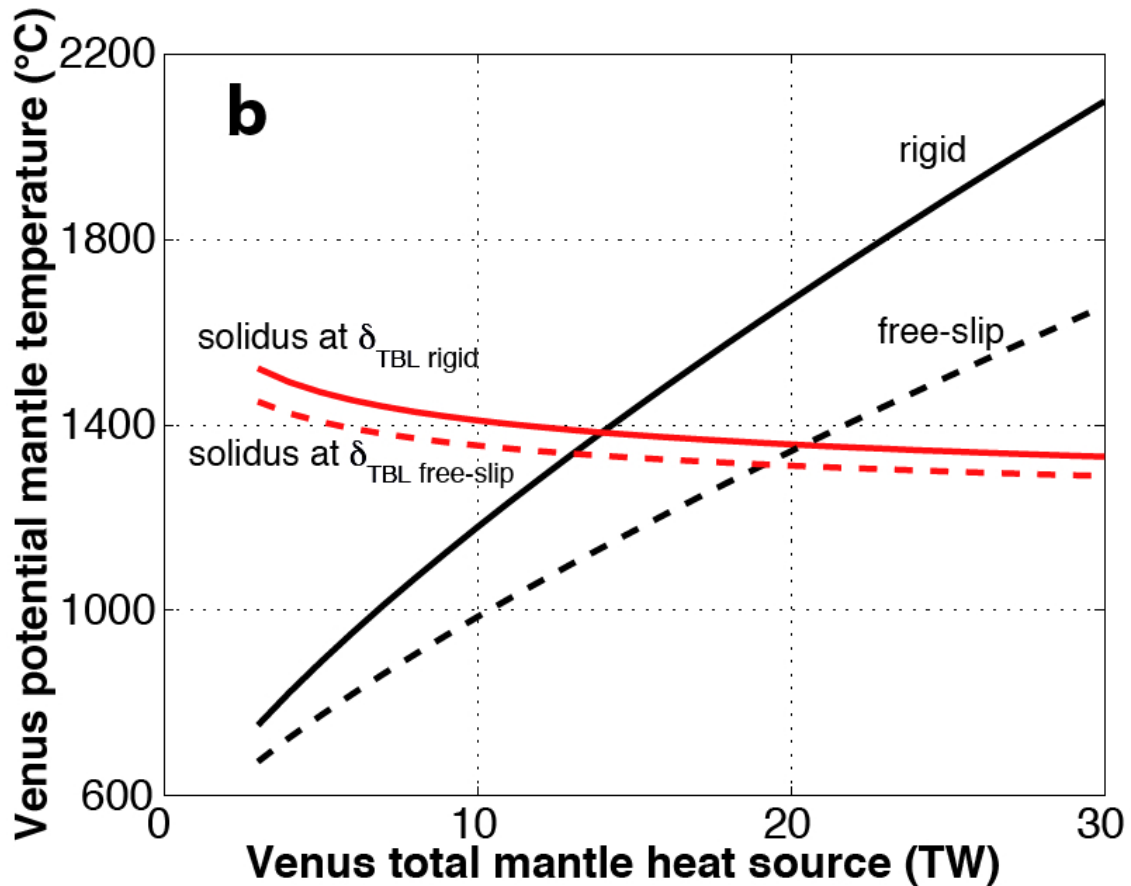


Fig. 23. Température potentielle du manteau vs. chaleur interne ($3 < Q < 30$ TW) pour Venus (en noir). Relation calculée en utilisant les coefficients des lois d'échelle obtenus grâce aux expériences de laboratoire et aux simulations numériques. La température potentielle de solidus (en rouge) est calculé à la base de la lithosphère pour 'rigid boundary condition' et pour 'free-slip boundary condition' (en tireté). Extraite de Limare et al., [2015].

Dans le futur nous poursuivrons cet axe de recherche pour:

(1) Explorer l'effet d'une distribution hétérogène des éléments radiogéniques. Quel effet sur la dynamique et l'évolution thermique du manteau si les éléments radiogéniques sont concentrés dans un réservoir caché au fond du manteau, ou si, par contre, ils sont concentrés à la surface de la planète, par exemple dans la croûte et dans la lithosphère? Les questions sur la stabilité de la lithosphère sont/seront adressées par le Post Doctorant Loïc Fourel, en collaboration avec l'équipe de l'ANR-TERRA-MWH, dont je fais partie.

(2) L'étudiant en thèse Kenny Vilella travaille actuellement sur les 'planforms' de la convection, en fonction du nombre de

Rayleigh–Robertson qui varie, dans les simulations numériques, de $10^{3.7}$ à 10^9 . En accord avec Roberts [1967], au démarrage de la convection le pattern est en rouleaux carrés ('*square shaped*'), à plus haut Ra_H c'est plutôt un pattern à cellules hexagonales ('*hexagonal-spoke*') [Ichikawa et al., 2006 ; Takahashi et al., 2010]. La convection s'organise ensuite avec des structures en plans ('*sheet-like structures*'), pour les courants descendants froids (voir Figure 24) et à plus haut Ra_H on trouve des '*planforms*' transitoires dans le temps, en accord avec Parmentier and Sotin, [2000].

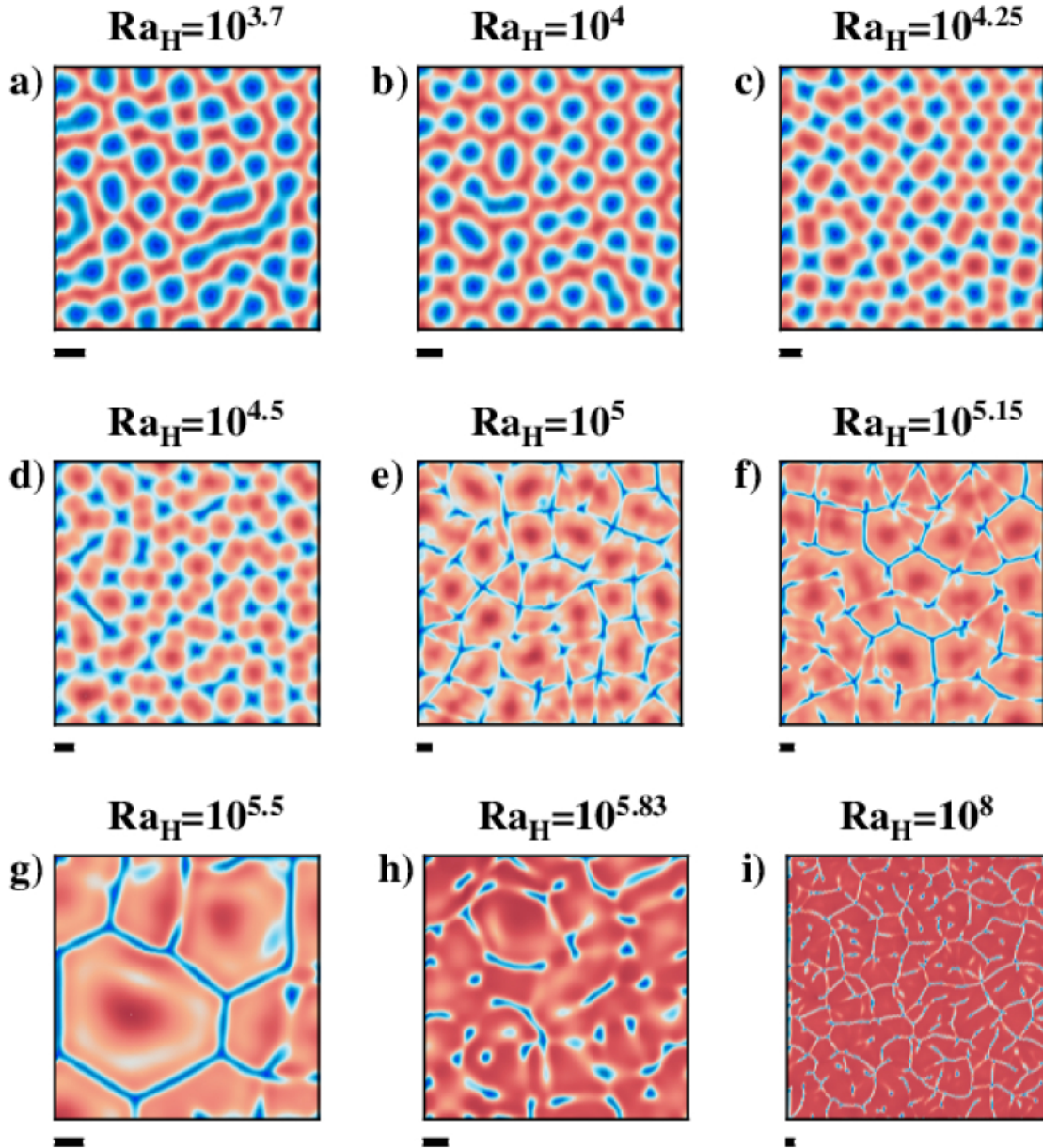


Fig. 24. Evolution des '*planforms*' de la convection pour un système refroidi par le haut et avec un chauffage interne uniforme. Cas '*Free slip boundary conditions*'. Simulations numériques de Kenny Vilella.

(3) Grâce au travail de Kenny Vilella et à la généreuse collaboration de Paul Tackley et de Frédéric Deschamps j'envisage de conduire des simulations numériques avec le code StagYY [Tackley, 2008] en géométrie sphérique. Les premiers résultats, pour des cas encore très simples, (Fig. 25) sont encourageants. Le code en géométrie sphérique permettra d'aborder les problèmes de mélange dans le manteau terrestre, et de convection dans l'histoire précoce de la Terre. Parmi les projets de recherche à plus long terme j'envisage de collaborer avec l'équipe de planétologie de l'IPGP pour modéliser la convection dans les planètes telluriques.

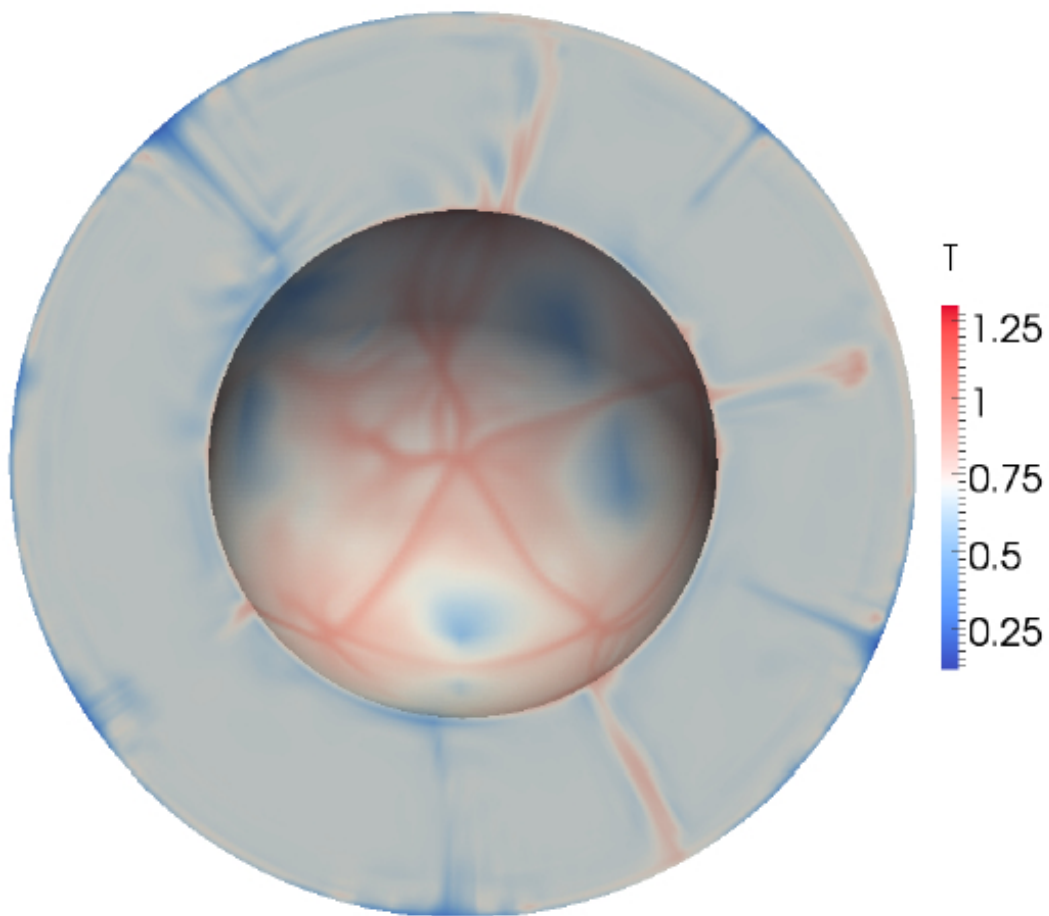


Fig. 25. *Simulations numériques de Kenny Vilella avec le code StagYY.*

p6-4 : Références

Browaeys J.T., 2005. Modélisation directe de l'anisotropie sismique mantellique dans un contexte de point chaud : Hawaï & Islande, Thèse de Doctorat, IPGP.

Cao, Q., van der Hilst, R.D., de Hoop, M.V., Shim, S.-H., 2011. Seismic imaging of transition zone discontinuities suggests hot mantle west of Hawaii, *Science* 332, 1068–1071.

Choblet G. and E.M. Parmentier, 2009. Thermal convection heated both volumetrically and from below: Implications for predictions of planetary evolution, *Phys. Earth. Planet. Inter.*, 173, 290–296.

Choblet G. and C. Sotin, 2000. 3D thermal convection with variable viscosity: can transient cooling be described by a quasi-static scaling law?, *Phys. Earth Planet. Inter.* 119, 321–336, 10.1016/S0031-9201(00)00136-9.

Cox R.G., 1969. The deformation of a drop in a general time-dependent fluid flow, *J. Fluid Mech.*, 7, 601–623

Davaille A. and A. Limare, 2007. Laboratory Studies of Mantle Convection, in *Treatise on Geophysics*, Mantle Dynamics, Vol 7, Ed. D. Bercovici, page 89–165.

Dziewonski, A.M., and D.L. Anderson, 1981. Preliminary reference Earth model, *Phys. Earth. Pl. Int.*, 25, 297–356.

Farnetani, C.G. and A.W. Hofmann, 2009. Dynamics and internal structure of a lower mantle plume conduit. *Earth Planet. Sci. Lett.* 282, 314–322.

Farnetani, C.G. and A.W. Hofmann, 2010. Dynamics and internal structure of the Hawaiian plume. *Earth Planet. Sci. Lett.* 295, 231–240.

Grasset O. and E. M. Parmentier, 1998. Thermal convection in a volumetrically heated, infinite Prandtl number fluid with strongly temperature-dependent viscosity: Implications for planetary thermal evolution, *J. Geophys. Res.*, 103, 171–181.

Gurnis, M., 1986. Stirring and mixing in the mantle by platescale flow: Large persistent blobs and long tendrils coexist, *Geophys. Res. Lett.*, 13, 1474–1477.

Hoffman, N.R.A. and D.P. McKenzie, 1985. The destruction of geochemical heterogeneities by differential fluid motions during mantle convection, *Geophys. J. R. Astron. Soc.*, 8, 163–206.

Hofmann, A.W., and W.M., White, 1982. Mantle plumes from ancient oceanic crust, *Earth Planet. Sci. Lett.* 57, 421–436.

Ichikawa, H., Kurita, K., Yamagishi, Y. & Yanagisawa, T., 2006. Cell pattern of thermal convection induced by internal heating. *Physics of*

Fluids 18, 38-101.

Jaupart C. and J.-C. Mareschal, 2011. Heat generation and transport in the Earth, *Cambridge University Press*, ISBN 978-0-521-89488-3.

Javoy M., E. Kaminski F. Guyot D. Andrault et al., 2010. The chemical composition of the Earth: Enstatite chondrite models, *Earth Planet. Sci. Lett.*, 293, 259-268.

Jin, Z.-M., J. Zhang, H.W. Green II, S. Jin, 2001. Eclogite rheology: Implications for subducted lithosphere, *Geology*, 29, 667-670.

Kite E.S., M. Manga, E. Gaidos, 2009. Geodynamics and rate of volcanism on massive Earth-like planets, *Astrophysical J.* 700, 1732-1749.

Kennet, B.L.N., Engdahl, E.R., Buland, R., 1995. Constrains on seismic velocities in the Earth from travel times. *Geophys. J. Int.* 122, 108-124.

Korenaga J., 2008, Urey ratio and the structure and evolution of Earth's mantle, *Reviews of Geophysics*, 46, 10.1029/2007RG000241.

Kulacki F.A., and M. E. Nagle, 1975. Natural convection in a horizontal fluid layer with volumetric energy sources, *J. Heat Transfer*, 97, 204-211.

Limare A., E. Surdutan, V. Surdutan, C. Neamtu et al., 2013. Microwave-based laboratory experiments for internally-heated mantle convection, *AIP, Processes in Isotopes and Molecules*, 1565, 14-16.

Litasov K.D. and E. Othani, 2005. Phase relations in hydrous MORB at 18-28 GPa: implications for heterogeneity of the lower mantle, *Phys. Earth Planet. Inter.*, 150, 239-263.

Manga, M., 1996. Mixing of heterogeneities in the mantle: Effect of viscosity differences, *Geophys. Res. Lett.*, 23, 403-406.

Olson, P., G. Schubert, C. Anderson, 1993. Structure of axisymmetric mantle plumes. *J. Geophys. Res.* 98, 6829-6844.

Parmentier E.M., C. Sotin, B. J. Travis, 1994. Turbulent 3-D thermal convection in an infinite Prandtl number, volumetrically heated fluid: implication for mantle dynamics, *Geophys. J. Int.*, 116, 241-251.

Parmentier E.M., and C. Sotin, 2000. Three-dimensional numerical experiments on thermal convection in a very viscous fluid: implications for the dynamics of the thermal boundary layer at high Rayleigh number, *Phys. Fluids*, 12, 609-617.

Roberts, P.H., 1967 Convection in horizontal layers with internal heat generation. Theory. *J. Fluid Mech.*, 30, 33-49.

Skilbeck J.N., and J.A., Whitehead, 1978. Formation of discrete islands in linear island chains, *Nature*, 272, 499-501.

Sleep, N.H., 1990. Hotspot and mantle plumes: some phenomenology. *J. Geophys. Res.* 95, 6715–6736.

Sobolev, A.V., Hofmann, A.W., et al., 2007. The amount of recycled crust in sources of mantle-derived melts. *Science* 316, 412–417.

Spence, D.A., J.R. Ockendon, P. Wilmott, D.L. Turcotte, L.H. Kellogg, 1988. Convective mixing in the mantle: The role of viscosity differences, *Geophys. J.*, 95, 79–86.

Stixrude, L., C. Lithgow-Bertelloni, 2011. Thermodynamics of mantle minerals: II. Phase equilibria. *Geophys. J. Int.*, 184, 1180–1213 doi: 10.1111/j.1365-246X.2010.04890.x

Stixrude, L., and C. Lithgow-Bertelloni, 2012. Geophysics and chemical heterogeneity in the mantle, *Annu. Rev. Earth Planet. Sci.*, 40, 569–595.

Surducan E., C. Neamtu, V. Surducan, A. Limare, E. diGiuseppe, 2013. Microwaves Heating in a Specific Experimental Configuration, AIP, *Processes in Isotopes and Molecules*, 1565, 161–163.

Tackley, P.J., 1998. Three-dimensional simulations of mantle convection with a thermo-chemical basal boundary layer: D"? *AGU Monograph 28, The Core-mantle boundary region*, Edited by Gurnis M. et al, 231–253.

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, 7–18.

Takahashi, J., Tasaka, Y., Murai, Y., Takeda, Y. & Yanagisawa, T. 2010. Experimental study of cell pattern formation induced by internal heat sources in a horizontal fluid layer. *Int. J. Heat and Mass Transfer* 53, 1483–1490.

Taylor, G.I., 1934. The formation of emulsions in definable fields of flow, *Proc. R. Soc. Lond. A*, 146, 501–523.

Weinstein S.A. and P. Olson, 1990. Planforms in thermal convection with internal heat sources at large Rayleigh and Prandtl numbers, *Geophys. Res. Lett.*, 17, 239–242.

Wolfe, C.J., Solomon, S.C., Laske, G., Collins, J.A., Detrick, R.S., Orcutt, J.A., Bercovici, D., Hauri, E.H., 2009. Mantle shear-wave velocity structure beneath the Hawaiian hotspot. *Science* 326, 1388–1390.

Xu W., C. Lithgow-Bertelloni, L. Stixrude, J. Ritsema, 2008. The effect of bulk composition and temperature on mantle seismic structure, *Earth Planet. Sci. Lett.* 275, 70–79.

p7. *Tutorial*: Les équations de la convection mantellique

Ce '*tutorial*' est écrit pour les étudiants, avec un but pédagogique, car avant d'utiliser un code numérique il faut comprendre les équations qui gouvernent la convection.

1. Conservation of mass

Adopting the Eulerian viewpoint, we consider a space-fixed volume V within a deforming body. We note that : *The rate of change in mass = the mass crossing the surface S .* The mass is the volume integral of the density ρ , while the mass crossing the surface is the surface integral of the density times the normal component of the Eulerian velocity $\mathbf{v}$, so that:

$$\frac{\partial}{\partial t} \int_V \rho \, dV = - \oint_S \rho \mathbf{v} \bullet \hat{\mathbf{n}} \, dS . \quad (1)$$

The surface integral can be converted to a volume integral using Gauss's theorem:

$$\int_V (\nabla \bullet \mathbf{A}) \, dV = \oint_S (\mathbf{A} \bullet \mathbf{n}) \, dS \quad (2)$$

where $\mathbf{A}$ is a differentiable vector field. The above equation, also called the divergence theorem, states that the outward flux of a vector field through a closed surface is equal to the volume integral of the divergence over the volume inside the surface. By applying (2) to the right side of (1) we easily find the differential form of the law of conservation of mass:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} = -\nabla \bullet (\rho \mathbf{v}) = -(\rho v_i)_{,i} . \quad (3)$$

We use the indicial notation, so that $v_i = \mathbf{v}$ and $v_{i,i} = \text{div } \mathbf{v} = \nabla \bullet \mathbf{v}$. For an incompressible fluid $\partial \rho / \partial t = 0$, thus the divergence of the velocity field is equal to zero. In Cartesian geometry this means:

$$\nabla \bullet \mathbf{v} = \frac{\partial v_x}{\partial x} + \frac{\partial v_y}{\partial y} + \frac{\partial v_z}{\partial z} = 0 . \quad (4)$$

2. Conservation of momentum

Newton's law $\mathbf{f} = d\mathbf{p}/dt$, where $\mathbf{p}$ is momentum (i.e., the product of mass and velocity of the body), can be thought as a conservation law for momentum. The momentum balance for a volume V states that : *The rate of change of momentum = the momentum crossing the surface S + body forces + surface forces.* Therefore:

$$\frac{\partial}{\partial t} \int_V (\rho v_i) dV = - \oint_S (\rho v_i) v_j n_j dS + \int_V f_i dV + \oint_S T_i dS \quad (5)$$

where $v_j n_j$ is the velocity component normal to the surface, f_i is the body force per unit volume, and T_i is the traction vector whose integral over the surface gives the surface force. We convert the two surface integrals of (5) to volume integrals, by applying (2) so that:

$$\oint_S (\rho v_i) v_j n_j dS = \int_V (\rho v_i v_j)_{,j} dV = \int_V (v_i (\rho v_j)_{,j} + \rho v_j v_{i,j}) dV . \quad (6)$$

The components of the traction vector T_i acting on a plane of normal n_j are related to the stress tensor τ_{ij} so that $T_i = \tau_{ij} n_j$, therefore :

$$\oint_S T_i dS = \oint_S \tau_{ij} n_j dS = \int_V \tau_{ij,j} dV . \quad (7)$$

Replacing the surface integrals in (5) with the volume integrals (6) and (7), we find the differential form of the law of conservation of momentum:

$$\frac{\partial(\rho v_i)}{\partial t} = \rho \frac{\partial v_i}{\partial t} + v_i \frac{\partial \rho}{\partial t} = -(v_i (\rho v_j)_{,j} + \rho v_j v_{i,j}) + f_i + \tau_{ij,j} . \quad (8)$$

The law of conservation of mass (3) can be used to eliminate one term in each side, so that:

$$\frac{\partial(\rho v_i)}{\partial t} + \rho v_j v_{i,j} = \tau_{ij,j} + f_i \quad (9)$$

which can also be written as:

$$\rho \left(\frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} + (\nabla \mathbf{v}) \bullet \mathbf{v} \right) = \nabla \bullet \boldsymbol{\tau} + \mathbf{f} . \quad (10)$$

The momentum equation is very important, but we still need to define the constitutive law, which relates the stress tensor to the velocity field.

2.1. Constitutive law for an incompressible viscous fluid

For an elastic solid the stress tensor is related to the strain tensor through the elastic constants. For a viscous fluid, which flows in response to an applied stress, the stress tensor is related to the strain rate tensor through the dynamic viscosity (η) of the fluid, more specifically:

$$\tau_{ij} + P\delta_{ij} = 2\eta\dot{\epsilon}_{ij} \quad (11)$$

where τ_{ij} is the deviatoric stress tensor, P is pressure, and the strain rate tensor is:

$$\dot{\epsilon}_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial v_i}{\partial x_j} + \frac{\partial v_j}{\partial x_i} \right) . \quad (12)$$

Fluids that obey (11) are said to be incompressible Newtonian fluids. For not Newtonian fluids instead, stress is related to strain rate by a power law.

By combining (11) and (12) we obtain the relation between stress and velocity gradients:

$$\tau_{ij} + P\delta_{ij} = \eta(v_{i,j} + v_{j,i}) . \quad (13)$$

2.2. Navier-Stokes equation

The Navier-Stokes equation is obtained by taking the derivative of τ_{ij} in (13) and inserting it into the conservation of momentum equation (9):

$$\frac{\partial(\rho v_i)}{\partial t} + \rho v_j v_{i,j} = \eta(v_{i,jj} + v_{j,ji}) - P_{,j} + f_i . \quad (14)$$

If the fluid is incompressible, the divergence of the particle velocity is zero and $v_{j,ji}=0$, so that (14) can be written as:

$$\rho \frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} + \rho(\nabla \mathbf{v}) \bullet \mathbf{v} = \eta \nabla^2 \mathbf{v} - \nabla P + \mathbf{f} \quad (15)$$

where $\nabla^2 \mathbf{v}$ is the Laplacian of the velocity vector. The above equation contains the nonlinear term $(\nabla \mathbf{v}) \bullet \mathbf{v}$ which represents the acceleration of a fluid particle. This term can be dropped from the Navier-Stokes equation when the Reynolds number is small. The Reynolds number $Re = \rho \mathbf{v} L / \eta$, where L is a characteristic length, is the ratio of inertial forces over viscous forces. For a highly viscous fluid ($10^{20} < \eta < 10^{23}$ Pa s) such as the Earth's

mantle, Re is very small and the nonlinear term can be dropped. We thus rewrite (15) clearly showing the three coupled equations.

$$\rho \frac{\partial v_x}{\partial t} = \left(\frac{\partial^2 v_x}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 v_x}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 v_x}{\partial z^2} \right) - \frac{\partial P}{\partial x} + f_x \quad (16)$$

$$\rho \frac{\partial v_y}{\partial t} = \left(\frac{\partial^2 v_y}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 v_y}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 v_y}{\partial z^2} \right) - \frac{\partial P}{\partial y} + f_y \quad (17)$$

$$\rho \frac{\partial v_z}{\partial t} = \left(\frac{\partial^2 v_z}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 v_z}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 v_z}{\partial z^2} \right) - \frac{\partial P}{\partial z} + f_z \quad (18)$$

which, together with (4) must be solved to calculate the velocity vector and pressure.

Finally, we will consider that the only body force acting on the system is gravity. If density does not depend on pressure and is linearly dependent upon the temperature, we have:

$$\rho = \rho_0(1 - \alpha(\theta - \theta_0)) \quad (19)$$

where α is the thermal expansion coefficient and ρ_0 is the density at temperature θ_0 . Then $f_z = g\rho_0(1 - \alpha(\theta - \theta_0))$, whereas $f_x = f_y = 0$. We have treated the density as a constant, except in the force term. This is the Boussinesq approximation, which is valid when density variations are small.

3. Conservation of energy

The energy equation relates the time variation of temperature to three key processes: heat advection, heat diffusion and internal heat generation, so that, for an incompressible fluid we have:

$$\frac{\partial \theta}{\partial t} + (\nabla \theta) \bullet \mathbf{v} = \kappa \nabla^2 \theta + H/\rho C_p \quad (20)$$

where κ ($\text{m}^2 \text{s}^{-1}$) is thermal diffusivity, H (W m^{-3}) is the rate of internal heat generation and C_p ($\text{J kg}^{-1} \text{K}^{-1}$) is the specific heat. This equation for Cartesian geometry is:

$$\frac{\partial \theta}{\partial t} + \frac{\partial \theta}{\partial x} v_x + \frac{\partial \theta}{\partial y} v_y + \frac{\partial \theta}{\partial z} v_z = \kappa \left(\frac{\partial^2 \theta}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \theta}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \theta}{\partial z^2} \right) + H/\rho C_p . \quad (21)$$

The flow resulting from this coupled interaction between velocity and temperature field is called convection. It is the major way in which heat is transferred in the Earth's mantle, whereas at shallow, lithospheric depths, diffusion dominates.

4. Non-dimensional equations

We now re-write the fundamental equations for conservation of mass, momentum and energy in terms of non-dimensional variables. Distance is scaled by the thickness of the convective layer h ; temperature by the temperature contrast $\Delta\theta$ between top and bottom of the convective layer; time by κ , the rate at which heat diffuses. Internal heat generation is normalized by $h^2/\lambda\Delta\theta$, where λ is the thermal conductivity ($\text{W m}^{-1} \text{K}^{-1}$), whereas pressure is normalized by its deviation from the hydrostatic. Two non-dimensional numbers appear: the Prandtl number, which is the ratio of momentum diffusivity over heat diffusivity:

$$Pr = \frac{\eta}{\kappa} \quad (22)$$

and the Rayleigh number, which governs the vigor of convection:

$$Ra = \frac{\rho \alpha g \Delta\theta h^3}{\kappa \eta} \quad (23)$$

given here for the case $H=0$ (i.e., no internal heat generation). For an internally heated case, instead, the temperature scale of convection is:

$$\Delta\theta_H = \frac{H h^2}{\lambda} \quad (24)$$

so that the Rayleigh-Robertson number is:

$$Ra_H = \frac{\rho \alpha g H h^5}{\kappa \eta \lambda} . \quad (25)$$

For an incompressible fluid the non-dimensional equations are:

$$\nabla \bullet \mathbf{u} = 0 \quad (26)$$

$$Pr^{-1} \left(\frac{\partial \mathbf{u}}{\partial \tau} + (\nabla \mathbf{u}) \bullet \mathbf{u} \right) = \nabla^2 \mathbf{u} - \nabla \bar{P} + Ra T \hat{z} \quad (27)$$

$$\frac{\partial T}{\partial \tau} + (\nabla T) \bullet \mathbf{u} = \nabla^2 T + \overline{H} \quad (28)$$

where $\mathbf{u}, \tau, \overline{P}, T, \overline{H}$ are, respectively, the non-dimensional velocity, time, pressure, temperature and internal heat generation rate. The equations are nonlinear, note for example the term $(\nabla T) \bullet \mathbf{u}$. For the Earth's mantle the Prandtl number is very high (order 10^{24} and more), so that the whole left side of (27) can be dropped to obtain:

$$0 = \nabla^2 \mathbf{u} - \nabla \overline{P} + RaT\hat{z} \quad (29)$$

These equations, together with the desired boundary conditions are solved by the convection code Stag3D. Although this tutorial is focused on the incompressible case, the code is able to solve the equations for a compressible mantle, which are extensively explained in Tackley (1998).

This short tutorial is based on the book by Menke and Abbott (1990) and students are invited to read the book by Jaupart and Mareschal (2011) to gain a thorough understanding of the equations governing convection and heat transfer problems.

5. References for this tutorial

- Jaupart, C. Mareschal, J.-C., 2011. Heat generation and transport in the Earth. Cambridge University Press, pp 464.
- Menke, W., Abbott, D., 1990. Geophysical theory. Columbia University Press, New York, pp 458.
- Tackley, P.J., 1998. Three-dimensional simulations of mantle convection with a thermo-chemical basal boundary layer: D"? The Core-mantle boundary region, 28, Geophys. Monogr. Ser., AGU, Ed. M. Gurnis, 231–253.

p8. Notes finales

Et ce fut enfin dans la calme de mon bureau à Nanyang Technological University à Singapour que j'ai trouvé la détermination pour terminer ce manuscrit de HDR que j'avais repris et abandonné tant de fois depuis deux ans. L'atmosphère ici incite à la confiance en soi, à la confiance dans un futur qui sera meilleur que le présent, à la confiance d'émerger grâce à son travail. Il y a ici une énergie positive qui m'a aidé, car, vu d'ici tout semble possible, même l'idée de quitter la chrysalide de Maître de Conférence, après vingt ans de travail. Mais, une fois à Paris cela sera évident que le parcours du combattant pour devenir Professeur est une lutte sans merci!

En tant que Professeur je me battraï pour plusieurs projets:

ENGLISH: YES WE CAN. WE MUST.

L'université et l'IPGP doivent avoir un message clair pour ne pas repousser, mais attirer, les étudiants étrangers. L'enseignement doit se faire en anglais, à tous niveaux (L,M,D,) du moment où un seul étudiant dans la classe n'est pas francophone.

AWARD TO THE BEST TEACHING ASSISTENT.

L'activité d'enseignement des étudiants en thèse n'est pas assez valorisée. Pour la rendre plus motivante je propose de créer un '*Award to the best teaching assistant*' de l'année, qui pourra enrichir le CV de nos étudiants. L'évaluation sera faite sur les jugements des élèves et des responsables du cours.

HOW TO MOTIVATE YOUNG STUDENTS TO SCIENCE?

Il faut se battre contre le désintérêt des jeunes pour les sciences de la Terre. Je serai prête à m'investir beaucoup plus pour aller dans les Lycées à présenter nos activités et à motiver les jeunes étudiants. Le programme ''Cordée de la réussite'' est déjà une excellente idée et je peux faire beaucoup plus que un simple cours (e.g., Lycée Bergson, Février 2015).

MORE MANTLE DYNAMICS at IPGP.

Depuis le départ de Anne Davaille, de Neil Ribe et de Stéphane Labrosse (!) un grand vide s'est créé autour de moi, et je me suis sentie assez seule. Je sais bien que les postes (MdC, CNRS) sont rares, mais il faudra se battre pour recruter un/une jeune qui donnera un nouveau élan à la dynamique du manteau.

LABEL '*Human Resources Excellence in Research*' pour l'IPGP.

C'est important pour l'IPGP de garantir la qualité des pratiques d'accueil et du déroulement des CDD obtenus sur crédits européens, surtout en ce moment où les jeunes enchaînent plusieurs Post-Docs avant de trouver un job.

p9. Remerciements

Je remercie sincèrement Nicolas Coltice qui a accepté de faire partie du jury dès que j'ai eu la triste nouvelle de la disparition de Evgenii Burov; je remercie aussi les examinateurs Mathilde Cannat, Catherine Chauvel, Jean-Paul Montagner, et les rapporteurs Anne Davaille, Manuel Moreira (et Evgenii Burov) qui ont évalué ce travail d'HDR.

Dans le laboratoire de dynamique des fluides géologiques il y a toujours eu une très bonne ambiance et je remercie Claude Jaupart pour sa façon de gérer le laboratoire, où chacun est libre de développer sa propre recherche. Je remercie J. Aubert, E. Kaminski, A. Limare, G. Brandeis, J. Armitage, le beau groupe de géomorphologie, et S. Ndiaye pour leur convivialité, leurs idées, et leur soutien dans chaque moment. Les étudiants du laboratoire ont toujours apporté leur énergie fraîche et positive. Je remercie 'mes' étudiants H. Samuel, L. Fourel, et K. Vilella pour l'excellence de leur travail.

Je remercie mes collaborateurs, en particulier Paul Tackley qui a généreusement donné son code, Albrecht Hofmann qui a joué un rôle fondamental dans les derniers dix ans de ma recherche, et Cornelia Class qui a initié ma collaboration avec le Lamont-Doherty Earth Observatory (Palisade, NY).

Je veux remercier aussi qui a travaillé pour permettre à l'IPGP d'avoir le centre de calcul S-CAPAD, notamment J.P. Vilotte, G. Moguilny, J. Aubert, et A. Fournier.

Les années d'enseignement n'auraient pas pu se passer si bien sans la compétence et l'aide généreuse de Zarie Rouas et de Ghislaine Pernat. Je remercie aussi les collègues avec lesquels j'ai partagé l'activité d'enseignement: J-P. Montagner, G. Gaillardet, I. Martinez, A-L. Auzende, A. Fournier, O. Sissmann, M. Clog, A. Mangeney, J. Labidi, S. Tait.

L'ANR a financé des projets qui m'ont permis de travailler et de discuter avec des collègues formidables : avec J. Blichert-Toft, F. Albarède, C. Chauvel, N. Arndt, A. Sobolev, A. Davaille, et G. Brandeis nous avons partagé des beaux moments de 'science pure'! Dans le cadre de l'ANR-MHW je remercie A. Limare qui a développé un axe de recherche totalement novateur, C. Jaupart et E. Kaminski pour des discussions enrichissantes.

'Last but not least', je remercie ma chère famille, Bernard et Tiziana, pour... tout !

p10. Annexe: Recueil d'articles récents