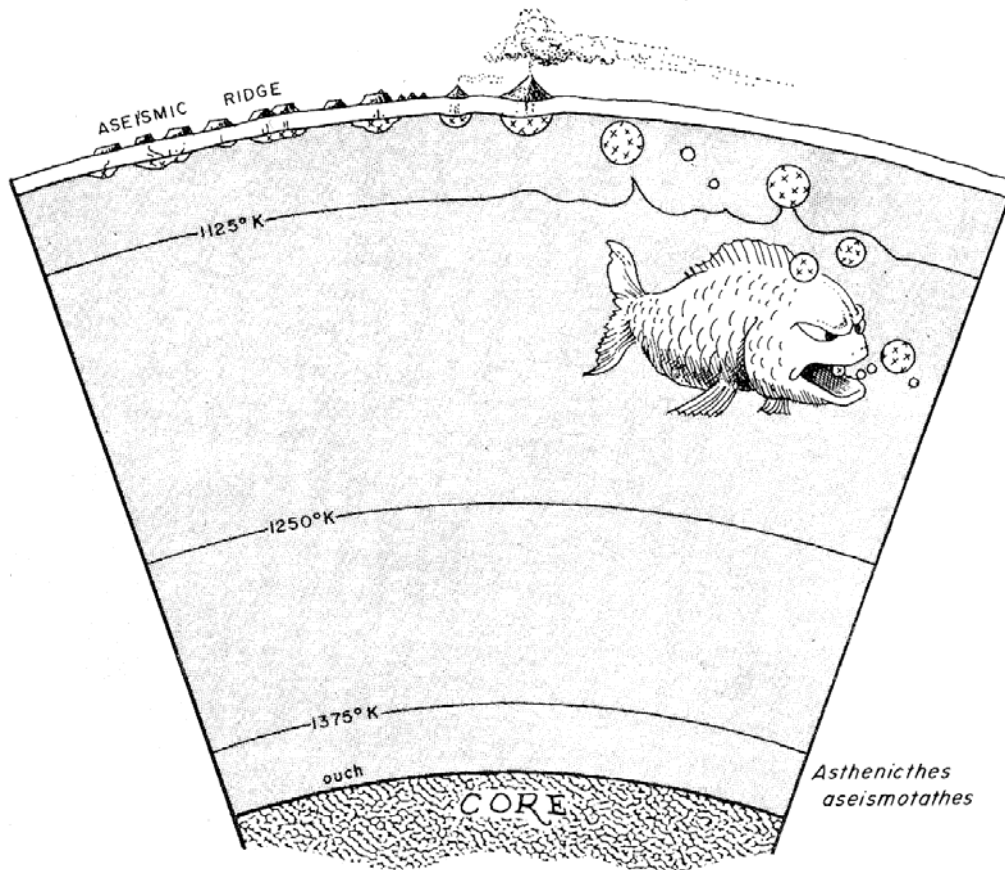


Thèse de doctorat de l'Institut de Physique du Globe de Paris

Valérie VIDAL

Interaction des différentes échelles de convection dans le manteau terrestre



Thèse soutenue publiquement le mardi 29 juin 2004 devant un jury composé de :

Alain Bonneville.....	Directeur de thèse
Bernard Castaing.....	Examineur
Anne Davaille.....	co-Directrice de thèse
Luce Fleitout.....	Rapporteur
Philippe Lognonné.....	Président
Tony Watts.....	Rapporteur

Thèse préparée au Laboratoire de Géosciences Marines
et au Laboratoire de Dynamique des Systèmes Géologiques
Institut de Physique du Globe de Paris, 4 place Jussieu, 75252 Paris cedex 05

Figure de couverture : Alternative à la théorie des panaches mantelliques, basée sur une ancienne légende japonaise (d'après Holden & Vogt, 1977).

Thèse de doctorat de l'Institut de Physique du Globe de Paris

Spécialité : **Géophysique interne**

présentée par

Valérie VIDAL

pour l'obtention du titre de

Docteur d'Université

**Interaction des différentes échelles
de convection dans le manteau terrestre**

Thèse soutenue publiquement le 29 juin 2004 devant un jury composé de :

Alain BONNEVILLE	Directeur de thèse
Bernard CASTAING	Examineur
Anne DAVAILLE	co-Directrice de thèse
Luce FLEITOUT	Rapporteur
Philippe LOGNONNÉ	Président
Tony WATTS	Rapporteur

Thèse préparée au Laboratoire de Géosciences Marines
et au Laboratoire de Dynamique des Systèmes Géologiques
Institut de Physique du Globe de Paris, 4 place Jussieu, 75252 Paris cedex 05

*“ If we knew what it was we were doing,
it would not be called research, would it ? ”*

– Albert Einstein

Remerciements

*Il m'est fort difficile de commencer ces vers,
En pensant à tous ceux que j'y voudrais citer ;
Mais il est des pensées que je ne saurais taire,
Que ceux que j'oublierai puissent me pardonner.*

*Devant Alain, mon maître, je voudrais m'incliner
Et honorer ainsi son infinie patience,
Lui qui pendant quatre ans a su me supporter
Et faire naître en moi tout l'amour de la science.*

*Dans mon apprentissage, tout l'art des expériences
M'eût été étranger sans Anne, cependant,
Qui de la dynamique sut m'expliquer l'essence ;
Jamais je ne verrais la Terre comme avant.*

*Pour la partie technique, toujours là pour m'aider,
Catherine, Gérard, Claude et Yves Gamblin ;
Que ce soit à St Maur ou au BHV
Leur nom, il est bien vrai, rime avec magiciens.*

*Aux compagnons qui durent partager mon bureau,
A Antoine, Claudia, Virginie et Bruno,
Sachez que 'psychopathes' devint un mot bien doux
A côté de nos rires qui furent plus que fous.*

*A tous les étudiants qui de par leur soutien
Me firent sembler courtes les si longues journées,
Et un clin d'oeil à Sid - comme promis, Julien -
Qui sur ses quatre pattes anima nos soirées.*

*Je ne puis malgré tout m'empêcher de nommer
Christine, Michaël, Claire, Lolo, Damien
Qui avec gentillesse ont toujours su m'aider ;
J'aurais eu bien du mal sans tous vos coups de main.*

*Sans l'aide de Martine, Stef' et Marie-Françoise,
Personne ne pourrait aisément préparer
Séminaire ou congrès - tout problème qu'on croise
Est vite résolu par nos habiles fées.*

*A tout le LGM et le LDSG,
Grâce à qui je partis en campagne, en mission ;
Aux quatre coins du monde j'ai ainsi voyagé,
Pour moi chaque rencontre fut riche d'émotions.*

*A Francis, qui lança ce beau défi en vers,
Et me fit tant sourire, depuis nos nuits de quart ;
S'il n'est point au Chili de chocolat, amère
Songerai-je aux fondants et au (fond du) placard.*

*Aux gens de l'IUP, Nicolas, Pascalou,
Qui m'ont accompagné dans mes enseignements,
Et à Michel Semet, grâce à qui les cailloux
Devinrent des chemins pour remonter le temps.*

*Aux membres du jury, dont l'oreille attentive
Ne fut point perturbée par l'accent arlésien ;
Ils surent discerner les accords malhabiles,
Et m'aider à mener cet ouvrage à sa fin.*

*A Alessio, enfin, pour les heures passées
A écouter sans fin mes plus folles idées ;
Ne t'inquiète donc pas des erreurs de français,
Bien d'autres de mes fautes tu as su corriger.*

*Et s'il faut maintenant finir avec les rimes,
Seule la conclusion je me dois d'ajouter ;
Je dédie donc, à vous, ces trois mots qui résument,
Bien plus que mille vers, le fond de mes pensées :*

Merci à tous !¹

¹d'après les sages paroles de Francis (Lucazeau, 1981).

Table des matières

Introduction générale	29
1 Problématique	31
2 Une dynamique sur différentes échelles	33
2.1 Structure interne de la Terre : point de vue minéralogique	33
2.2 Point de vue dynamique : convection et tectonique des plaques	35
2.3 Le volcanisme intraplaque - Notion de point chaud	37
2.3.1 Origine des alignements volcaniques intraplaques	38
2.3.2 La théorie des points chauds	39
2.4 Linéations dans l'anomalie du géoïde	42
2.5 Cadre interprétatif : la convection	42
3 Rappels sur la convection thermique	45
3.1 La convection de Rayleigh-Bénard	45
3.1.1 Les nombres sans dimension	46
3.1.2 Les équations pour un fluide simple	48
3.1.3 Les différents régimes	49
3.1.4 Mécanisme de génération des instabilités convectives à haut nombre de Rayleigh	50
3.2 Couplage avec un cisaillement forcé	52

4	La lithosphère océanique	55
4.1	Evolution thermique	55
4.1.1	Les données	55
4.1.2	Modèles de subsidence	57
4.1.3	Commentaires sur les différents modèles de subsidence	60
4.2	Propriétés mécaniques	63
4.2.1	Rhéologie de la lithosphère	63
4.2.2	Principe d'isostasie et modes de compensation	64
 I Interaction de deux échelles de convection thermique dans des fluides visqueux - Application à l'écoulement en base de lithosphère océanique		69
5	Introduction	71
5.1	Convection thermique dans un fluide à viscosité variable	72
5.2	Effet du cisaillement	74
5.3	Principe de l'étude	75
5.4	Le dispositif expérimental	77
5.4.1	Les fluides utilisés	78
5.4.2	Acquisition des températures	81
5.4.3	Techniques de visualisation	82
5.5	Résultats	83
6	Interaction of two scales of thermal convection in viscous fluids	85
6.1	Introduction	86
6.2	Experimental setup	87
6.2.1	Description	87
6.2.2	Fluids	88

6.2.3	Observations and measurements	88
6.2.4	Experimental conditions	90
6.3	Large-scale convection	92
6.3.1	Description	92
6.3.2	Flow near the vertical heated wall	95
6.3.3	Stratified core	99
6.3.4	Jet under the upper cold boundary layer	100
6.4	Small-scale convection	102
6.4.1	Instabilities under the upper boundary layer	102
6.4.2	2D stationary or 3D time-dependent structures	106
6.4.3	Spatial and temporal periodicity	108
6.5	Conclusions	110
6.6	Appendix A : Fluids properties	111
7	Compléments	113
7.1	Condition inférieure adiabatique	113
7.1.1	Convection à grande échelle	114
7.1.2	Convection à petite échelle	116
7.2	Analogie avec le régime de turbulence dure en convection de Rayleigh-Bénard	118
8	Application à l'écoulement en base de lithosphère océanique	123
8.1	Lithosphère / asthénosphère : quelles vitesses respectives ?	123
8.2	Morphologie de l'écoulement en base de lithosphère océanique	125
8.2.1	Existence	125
8.2.2	Longueur d'onde	127
8.2.3	Rouleaux ou panaches ?	128

8.3	Convection à petite échelle au niveau des points chauds	131
8.4	Conclusion	132

II Evolution temporelle de l'activité du point chaud d'Hawaï 135

9	Filtrage et analyse des observables géophysiques	137
9.1	Introduction	137
9.2	Les données utilisées	138
9.3	Filtrage des données géophysiques	139
9.3.1	Les principales composantes	139
9.3.2	MiFil : une nouvelle méthode de filtrage spatial	141
9.4	Le problème de la référence	141
9.4.1	Quels points considérer ?	142
9.4.2	Différences régionales de subsidence : rôle des variations de profondeur de la dorsale Est-Pacifique (EPR)	143
9.4.3	Conclusion	145
10	Etude d'un point chaud : Hawaï'i	149
10.1	Les paramètres caractérisant un point chaud	149
10.1.1	Taux de production magmatique Q_v	149
10.1.2	Flux de flottabilité B	150
10.2	Variabilité d'un point chaud au cours du temps	152
10.2.1	Que sait-on vraiment ?	152
10.2.2	Les processus géophysiques influençant l'expression des points chauds	154
10.3	Le point chaud d'Hawaï'i	156
10.3.1	Présentation	156

10.3.2	Le problème du sous-plaquage	158
10.3.3	Validation des codes numériques	158
10.3.4	Résumé français de "Variations of the Hawaiian hot spot activity revealed by variations of magma production rate"	159
11	Variations of the Hawaiian hot spot activity revealed by variations in magma production rate	161
11.1	Introduction	162
11.2	Topography of the Hawaii-Emperor alignment	164
11.3	New determination of the Hawaiian swell	166
11.4	Local or regional compensating root	168
11.5	Temporal variations of the magma production rate	172
11.6	Swell evolution and buoyancy flux	175
11.7	Estimation of the plume volume flux	178
11.8	Discussion	178
11.8.1	Short-term variations	179
11.8.2	Long-term variations	179
11.8.3	Implications for the Hawaiian hot spot activity	180
11.9	Conclusion	181
12	Discussion et conclusion	183
12.1	Le bombement hawaïien	183
12.1.1	Amincissement lithosphérique	184
12.1.2	Support dynamique	185
12.1.3	Modèle hybride : importance de la convection à petite échelle	186
12.2	Une possible origine profonde de l'augmentation de l'activité du point chaud d'Hawai'i	186
12.2.1	Apport de la sismique	186

12.2.2	Les indices de la géochimie	187
12.2.3	Déstabilisation de la couche D''	187
12.3	Conclusion	189
Conclusion générale		191
Bibliographie		195
Annexes		220
A	Thermosensitive liquid crystal visualization technique	223
A.1	Introduction	223
A.2	Experimental setup	224
A.3	Calibration	226
A.4	Discussion	228
A.5	Conclusion	229
B	Intermittence des instabilités petite échelle dans la convection de Rayleigh-Bénard forcée par un écoulement cisailant	231
B.1	Introduction	232
B.2	Dispositif expérimental	232
B.3	Les deux échelles de convection	233
B.4	Etude statistique des séries temporelles	235
B.5	Conclusion et implications géophysiques	237
C	MiFil : A method to characterize hotspot swells. Application to French Polynesia	239
C.1	Introduction	240
C.2	Regional-residual separation of geophysical data	240

C.2.1	Traditional filtering techniques	241
C.2.2	The MiFil method	246
C.3	Data	251
C.3.1	Depth anomaly	251
C.3.2	Geoid	253
C.4	The polynesian hotspots	254
C.4.1	Society	255
C.4.2	Marquesas	257
C.4.3	Tuamotu	258
C.4.4	The Cook-Austral	261
C.5	Discussion	267
C.6	Conclusion	269

Table des figures

2.1	Coupe schématique de la Terre, montrant ses différentes enveloppes (d'après Schubert et al., 2001) et profils de densité, de vitesse des ondes P et S et de viscosité en fonction de la profondeur	34
2.2	Représentation schématique de la Terre, montrant la convection grande échelle	36
2.3	Le volcanisme de la plaque Pacifique	37
2.4	Interaction d'un panache avec la lithosphère en mouvement, produisant un point chaud : alignement volcanique et bombement associés	39
2.5	Linéations dans l'anomalie du géoïde observées pour la plaque Pacifique	43
3.1	Convection de Rayleigh-Bénard	46
3.2	Les différents régimes convectifs en fonction des deux nombres sans dimension Ra et Pr (Krishnamurti, 1970)	51
3.3	Convection de Rayleigh-Bénard en présence d'un cisaillement : résolution analytique (d'après Richter, 1973)	53
3.4	Convection de Rayleigh-Bénard en présence d'un cisaillement : étude expérimentale (d'après Richter et Parsons, 1975)	54
4.1	Bathymétrie et flux de chaleur en fonction de l'âge (d'après Doin & Fleitout, 1996a)	56
4.2	Représentation schématique des parties rigide et visqueuse de la lithosphère océanique, et démarrage d'instabilités à petite échelle en base de lithosphère (d'après Parsons & McKenzie, 1978)	62
4.3	Rhéologie de la lithosphère océanique en réponse à une charge (d'après Watts & Burov, 2003)	64

4.4	Modèles isostatiques de compensation locale (Airy) ou régionale (flexure)	65
4.5	Epaisseur élastique T_e de la lithosphère océanique en fonction de l'âge de la croûte au moment du chargement (d'après Watts & Zhong, 2000)	67
5.1	Principe de l'expérience	76
5.2	Variations de la viscosité (a) et de la densité (b) des solutions de Natrosol en fonction du pourcentage en masse de Natrosol ajouté (d'après Lebars 2003)	79
5.3	Viscosité en fonction du cisaillement, pour une solution de Natrosol à 1% en masse (d'après Davaille 1999b)	79
5.4	Propriétés physiques des sucres. (a) Conductivité thermique (mesurée au laboratoire) et (b) chaleur spécifique massique (données SYRAL) des sirops de sucre utilisés dans nos expériences	80
6.1	Experimental setup and observation system	88
6.2	(a) Temperature field for experiment SG1.1. (b) Digitalized isotherms compared to 2D numerical purely conductive solution in the normalized cavity. (c) Example of particules trajectories, tracked by the CCD camera	93
6.3	(a) Vertical temperature and horizontal component of the velocity profile for SG2.5. (b) Vertical viscosity profile corresponding to (a)	94
6.4	(a) Horizontal temperature profile and horizontal profile of the vertical velocity component, for experiment SG2.5. (b) Normalized vertical velocity for the particle rising with maximal velocity near the hot wall, as a function of the local Rayleigh number Ra_z	96
6.5	Normalized vertical velocity $w/(\kappa/h)$ near the heated wall, as a function of the local Rayleigh number Ra_z for different experiments, in the infinite vertical plate hypothesis	97
6.6	(a) Coefficient c obtained when fitting datas by $w/(\kappa/z) = cRa_z^{1/2}$, as a function of γ_m . (b) Same coefficient, when Ra_z is calculated with $\Delta T = T_{lat} - T_{up}$ and all fluid properties taken at $(T_{lat} + T_{up})/2$, as a function of γ	98
6.7	Recirculation near the vertical heated plate. (a) Dye injection (experiment natc5). (b) Velocity field (experiment SG2.5). (c) Streamlines theoretical prediction for a vertical wall and horizontal adiabatic conditions (Gill, 1966)	99

6.8	(a) Horizontal temperature profile for experiment SG2.5 : the core temperature is independent of the longitudinal x -position. (b) Vertical normalized temperature gradient as a function of the Rayleigh number associated with the core	100
6.9	Normalized jet extension x_c/h as a function of Ra_{lat}	101
6.10	(a) Maximum temperature T_{max} in the jet structure as a function of the distance x from the vertical heated plate, for experiment SG2.2. (b) Normalized slope of the maximal temperature in the jet structure, as a function of Ra_{lat}	102
6.11	Plumes sheared by the large-scale flow under the cold upper boundary .	103
6.12	Temperature time series recording for experiment Nat7.1, for a thermocouple located in the stratified core or in the hot shear layer	104
6.13	Normalized distance from the hot wall at which the small-scale instabilities form, as a function of the lateral Rayleigh number	105
6.14	Normalized distance x_f from the hot wall at which the small-scale instabilities form, as a function of the hot jet extension	106
6.15	Particule Image Velocimetry (PIV) computation for experiment SG2.5 .	107
6.16	Different type of small-scale instabilities developping under the upper cold thermal boundary layer. (a) Stationary structures in experiment SG1.1. (b) Time-dependent structures in experiment N6. (c) Time-dependent structures in experiment SI1.1	107
6.17	Different regimes for the structure of the small-scale convective pattern	108
6.18	Spatial periodicity of the small-scale convective instabilities	109
6.19	Temporal periodicity of the 3D convective instabilities as a function of the Rayleigh number Ra_{lat}	110
6.20	Sketch of the system, illustrating the two scales of motion present in the cavity	111
6.21	(a) Density and (b) viscosity depending on temperature for the glucose syrups GS6080 and GS6075, and the invert sugar SI9566	112
7.1	(a) Visualisation de l'écoulement à grande échelle par injection de colorant (expérience nat1-5). (b) Profils verticaux de température à différentes distances de la plaque chaude (expérience nat27-30)	115
7.2	Extension maximale du jet x_c/L en fonction de Ra_{lat}	116

7.3	Critère d'existence d'une intrusion chaude (jet) sous la limite rigide froide supérieure, pour différentes configurations	117
7.4	(a) Evolution temporelle de la température dans le coeur et dans la zone de cisaillement. (b) Profil de température à différentes distances de la plaque verticale chaude	118
7.5	Distance normalisée x_f/h de formation des instabilités à petite échelle par rapport à la condition verticale chaude	118
7.6	Nombre de Péclet (vitesse du jet normalisée) en fonction de Ra_{lat} . . .	119
7.7	Régime de turbulence dure dans la convection de Rayleigh-Bénard (d'après Kadanoff 2001). (a) Mouvement turbulent dans du glycérol chauffé par le bas et refroidit par le haut (d'après Zhang et al. 1997). (b) Schéma correspondant (d'après Zocchi et al., 1990)	120
8.1	Distribution géographique de l'anisotropie azimuthale G dans le Pacifique, à une profondeur de 100 km (d'après Montagner 2002).	126
8.2	Anomalies du géoïde dans le Pacifique, filtrées par (a) Haxby & Weissel (1986) : $\lambda \sim 150 - 300$ km, (b) Cazenave et al. (1992) : $\lambda \sim 500 - 1000$ km. 127	
8.3	Diagramme représentant les différents régimes d'organisation de la convection à petite échelle en présence du cisaillement imposé par la grande échelle.	129
8.4	Topographie de la couche supérieure solide, dans le cas d'une transition de phase (expériences avec de la cire, Crambes 2000).	130
8.5	Représentation schématique de l'écoulement en base de lithosphère océanique. 131	
8.6	Coupe horizontale (<i>haut</i>) et verticale (<i>bas</i>) représentant le champ de température pour le panache hawaïen, et la formation de convection à petite échelle (J. Browaeys, communication personnelle).	132
9.1	Influence de la convection à petite échelle sur l'expression de surface d'un panache mantellique	138
9.2	Bathymétrie du Pacifique en fonction de l'âge de la croûte, bathymétrie filtrée (élimination des anomalies de profondeur), et comparaison avec les prédictions des modèles de subsidence PS (Parsons, 1977) et GDH1 (Stein & Stein, 1992)	143
9.3	Profondeur de l'EPR en fonction de la latitude : découpage des 3 régions dans le Pacifique	144

9.4	Corrélation entre la subsidence du plancher océanique et les variations de température dans le manteau (d'après Machetel & Humler, 2003). (a) Variation moyenne de la profondeur en fonction de \sqrt{age} . (b) Variation moyenne de la température du manteau	147
10.1	Taux de production magmatique le long de la chaîne d'Hawai'i (d'après Bargar & Jackson, 1974)	153
10.2	Variation de l'épaisseur élastique lors de la prise en compte du sous-plaquage (d'après Watts & ten Brink, 1989)	159
11.1	Global topography (depth anomaly) of the Hawaii-Emperor chain calculated with GDH1 model	165
11.2	Sketch of a cross-section perpendicular to the hot spot track showing two possible ways in calculating the volume of extruded material. (a) The swell must be taken into account in the volume computation. (b) The swell must be removed before any further calculation	166
11.3	Depth anomaly obtained with GDH1 subsidence model (solid line) and swell computed with our method. (a) Profiles along the hot spot track, and transverse profiles across (b) Oahu and (c) Kauai Islands	169
11.4	Map of the Hawaiian swell, obtained after removing the GDH1 subsidence model	170
11.5	Temporal variation computation of T_e , Q_v and Q_s along the chain : definition of the translating window parameters and orientation	172
11.6	Temporal variation of the volume flux of magma calculated assuming a local (Airy) compensation or a regional (flexural) compensation. Short-term (~ 5 m.y. oscillations) and long-term (\sim exponential increase) behaviour can be observed	173
11.7	Temporal variation of the swell amplitude along the Hawaiian hot spot track for the PS and the GDH1 thermal subsidence models	176
11.8	Temporal variation of the volume flux Q_s associated with the swell and of the buoyancy flux B , when using the PS or GDH1 thermal subsidence model	177
11.9	Correlation between the two calculated parameters : 1) Temporal variation of the volume flux of magma when assuming an Airy compensation or a flexural deformation. 2) Temporal variation of the volume flux Q_s associated with the swell and buoyancy flux B for the PS and the GDH1 thermal subsidence model	180

12.1	Origine du bombement hawaïen (d'après Ribe, 2004). (a) Rajeuinement thermique de la lithosphère : le bombement est compensé par du matériel plus chaud présent en base de lithosphère, qui est amincie. (b) Le bombement est supporté par la remontée dynamique de matériel chaud du panache, qui s'étale en base de lithosphère. (c) Modèle hybride, dans lequel la compensation est dynamique, mais où la convection à petite échelle qui se déclenche amincit la lithosphère	184
12.2	(a) Formation d'un panache à la CMB par l'arrivée d'une plaque plongeante (modèle numérique de Tan et al., 2002). (b) Anomalies de densité dans le manteau prédites par le modèle de Steinberger (2000b) reconstituant la position des plaques subductées	188
A.1	Sketch of the experimental apparatus and calibration technique	224
A.2	(a) Fluid density versus temperature, measured with a Anton Paar DMA 5000 density meter. (b) Fluid viscosity versus temperature, measured with a Haake RV20 viscosimeter	225
A.3	Probes for temperature measurements	225
A.4	Isotherms visualized with the liquid crystal technique	227
A.5	Heights pointed by the He-Ne laser for the four isotherms	228
B.1	Dispositif expérimental. Le plan de lumière laser peut être vertical ou horizontal, et la visualisation des isothermes se fait également dans un plan vertical parallèle à la plaque chaude	233
B.2	Caractéristiques de la convection à grande échelle. (a) Régime de formation d'un rouleau secondaire. (b) Vérification de la loi de similitude	234
B.3	Périodicité de la convection à petite échelle. (a) temporelle : $\tau \propto Ra^{-0.81}$; (b) spatiale : la longueur d'onde des corrugations est directement proportionnelle à l'épaisseur de la zone cisailante δ_c	235
B.4	Etude statistique des séries temporelles. (a) Exemple de signal de température. (b) Echelle de temps thermique normalisée par le temps de diffusion	236
C.1	Bathymetry of the Pacific, from Smith & Sandwell (1997) version 8.2	241
C.2	Illustration of the consequences of the finite nature of a periodic signal on the spectral domain	242
C.3	Spectrum computation of a periodic and a non-periodic signal	243
C.4	Swell determination in the Tuamotu region by spectral filtering	244

C.5	Swell determination with the geometrical method for the Hawaiian hotspot	245
C.6	Swell determination with spatial filters for the Tuamotu	246
C.7	Different stages of the MiFil method	248
C.8	Profiles of the swells and Superswell inferred with the MiFil method . .	250
C.9	Bathymetry obtained from original ship soundings	252
C.10	Shipboard bathymetry	254
C.11	Society archipelago. (a) Shipboard bathymetry. (b) Hotspot swell. (c) Geoid anomaly, filtered for the swell spatial length scale	256
C.12	Marquesas archipelago. (a) Shipboard bathymetry. (b) Hotspot swell .	257
C.13	Marquesas archipelago. (a) Geoid anomaly filtered for the swell spatial length scale and (b) unfiltered geoid anomaly	259
C.14	Tuamotu archipelago. (a) Shipboard bathymetry. (b) Hotspot swell. (c) Geoid anomaly, filtered for the swell spatial length scale	260
C.15	Shipboard bathymetry of the Cook-Austral archipelago, projected along the direction of the present Pacific plate motion (N115°)	262
C.16	Cook archipelago. (a) and (b) Hotspot swell obtained with filter 1 ($l =$ 55 km, $R = 250$ km) and filter 2 ($l = 40$ km, $R = 150$ km), respectively. (c) Geoid anomaly, filtered for the swell spatial length scale (filter 2) . .	264
C.17	Depth anomaly, swell obtained with filter 1 and filter 2 for the Cook- Austral archipelago	265
C.18	Southern part of the Austral archipelago. (a) Hotspot swell. (b) Geoid anomaly, filtered for the swell spatial length scale	266

Liste des tableaux

4.1	Paramètres déduits des modèles de plaque	60
5.1	Nombres sans dimension pour la Terre et pour nos expériences	77
6.1	Temperature range (in °C) for liquid crystals illumination with the Nd :Vanadate (Nd :YVO ₄) laser, providing a single-frequency green output at $\lambda = 532$ nm (from Davaille et al. 2004)	89
6.2	Position of the thermocouples on each temperature probe	89
6.3	List of experiments	91
6.4	Physical properties of the fluids	111
7.1	Liste des expériences réalisées dans la cuve n°1 (condition inférieure adiabatique)	114
7.2	Propriétés physiques des solutions de Natrosol utilisées pour les expériences dans la cuve n°1	114
8.1	Paramètres du manteau supérieur.	125
9.1	Profondeur moyenne de la dorsale Est Pacifique (EPR) pour les 3 régions définies dans la figure 9.3	145
10.1	Synthèse des flux de flottabilité pour les points chauds	151
10.2	Paramètres caractéristiques du point chaud d'Hawai'i	157
A.1	Physical and chemical properties of the liquid crystal slurries (from constructor)	226

A.2	Description of the temperature sensitive liquid crystal mixture (from Hallcrest)	226
A.3	Calibration results : temperature range for liquid crystals illumination (in °C)	228
A.4	Temperature for each liquid crystals illumination and cumulated uncertainty (in °C)	229
C.1	Filtering parameters and swells characterization	270

Nomenclature des différentes variables (convection)

Symbole	Nomenclature	Dimension
a	rapport d'aspect, $a = L/h$	-
g	accélération de la pesanteur	[m s ⁻²]
h	hauteur caractéristique	[m]
k	conductivité thermique	[W m ⁻¹ K ⁻¹]
L	longueur caractéristique	[m]
Pr	nombre de Prandtl, $Pr = \nu/\kappa$	-
R	constante des gaz parfaits, $R = 8.314$	[J K ⁻¹ mol ⁻¹]
Ra	nombre de Rayleigh, $Ra = \alpha g \Delta T h^3 / \kappa \nu$	-
t	temps	[s]
T	température	[°C]
T_m	température du coeur de la convection grande échelle	[°C]
\mathbf{v}	vitesse du fluide	[m.s ⁻¹]
(u, v, w)	composantes de \mathbf{v} selon x, y et z respectivement	[m s ⁻¹]
v_{instab}	vitesse verticale des instabilités froides	[m s ⁻¹]
v_{shear}	vitesse horizontale du cisaillement	[m s ⁻¹]
V_p	vitesse de cisaillement imposée aux expériences	[m s ⁻¹]
(x, y, z)	coordonnées horizontales (x, y) et verticale (z)	[m]
(x^*, y^*, z^*)	coordonnées (x, y, z) adimensionnées	-

Nomenclature des différentes variables (géophysique)

Symbole	Nomenclature	Dimension
B	flux de flottabilité	$[\text{Mg s}^{-1}]$
d_p	épaisseur de la plaque océanique	$[\text{m}]$
d_0	profondeur du plancher océanique	$[\text{m}]$
d_∞	subsidence totale, de $t = 0$ à l'infini	$[\text{m}]$
D	rigidité flexurale de la lithosphère	$[\text{N m}]$
E	module de Young	$[\text{Pa}]$
E_a	énergie d'activation	$[\text{kJ mol}]$
g	accélération de la pesanteur	$[\text{m s}^{-2}]$
G	constante de la gravitation universelle	$[\text{m}^3 \text{kg}^{-1} \text{s}^{-2}]$
h	topographie (= bathymétrie – subsidence)	$[\text{m}]$
k	nombre d'onde	$[\text{m}^{-1}]$
k	module du nombre d'onde, $k = \sqrt{k_x^2 + k_y^2}$	$[\text{m}^{-1}]$
(k_x, k_y)	composantes du nombre d'onde k selon (x, y)	$[\text{m}^{-1}]$
N	géoïde	$[\text{m}]$
Q_v	taux de production magmatique	$[\text{m}^3 \text{s}^{-1}]$
Q_s	flux de volume associé au bombement	$[\text{m}^3 \text{s}^{-1}]$
r	profondeur de la dorsale	$[\text{m}]$
t	âge de la croûte	$[\text{Ma}]$
T	température	$[\text{°C}]$
T_m	température du manteau	$[\text{°C}]$
T_e	épaisseur élastique de la lithosphère	$[\text{m}]$
V_p	vitesse de la plaque	$[\text{m s}^{-1}]$
V_a	volume d'activation	$[\text{m}^3 \text{mol}]$
w_{Airy}	déformation de la lithosphère (modèle d'Airy)	$[\text{m s}^{-1}]$
w_{flex}	déformation de la lithosphère (modèle élastique 3D)	$[\text{m s}^{-1}]$

Nomenclature des variables grecques

Symbole	Nomenclature	Dimension
α	coefficient d'expansion volumique	[°C ⁻¹]
δ	épaisseur caractéristique de la couche limite thermique	[m]
ΔN	anomalie du géoïde par rapport à l'ellipsoïde de référence	[m]
ζ	taux de subsidence du plancher océanique	[m Ma ^{-1/2}]
ε	amplitude normalisée de la convection	-
η	viscosité dynamique	[Pa s]
κ	diffusivité thermique	[m ² s ⁻¹]
Λ	pente du flux de chaleur adimensionné en fonction de Ra	-
ν	viscosité cinématique	[m ² s ⁻¹]
ρ	masse volumique	[kg m ⁻³]
ρ_m	masse volumique du manteau	[kg m ⁻³]
ρ_w	masse volumique de l'eau de mer	[kg m ⁻³]
σ	coefficient de Poisson	-
τ	constante de temps caractéristique ou	[s]
	période temporelle des instabilités à petite échelle	[s]
θ	déviations de la température par rapport au champ statique	[°C]

Acronymes et abbréviations

Désignation	Définition
BDT	Brittle Ductile Transition (transition cassant-ductile)
CMB	Core Mantle Boundary (limite noyau-manteau)
<i>D</i> "	couche <i>D</i> " séparant le noyau du manteau (au-dessus de la CMB)
EPR	East Pacific Rise (dorsale Est-Pacifique)
LVZ	Low Velocity Zone (zone à faible vitesse)
MORB	Mid-Ocean Ridge Basalts (basaltes formés aux dorsales)
OIB	Ocean Island Basalts (basaltes de point chaud)

Introduction générale

Chapitre 1

Problématique

L'apparition de la théorie de dérive des continents au début du XX^{ème} siècle (Wegener, 1915) a permis de considérer la Terre non plus comme un objet statique, mais comme un système dynamique, dont le moteur est la convection thermique. Les observables géophysiques ont permis depuis de mettre en évidence différentes échelles de convection : la tectonique des plaques est l'expression d'une convection à grande échelle dans le manteau terrestre ; le volcanisme intraplaque montre l'existence de courants montants (panaches) ; enfin, la présence de linéations à courte longueur d'onde, parallèles à la direction de la plaque, dans l'anomalie du géoïde traduit l'existence d'instabilités convectives à petite échelle. Ces dernières ont été interprétées comme des instabilités froides se détachant de la base de la lithosphère, et s'organisant en présence du cisaillement imposé par la convection à grande échelle. La lithosphère, qui peut être vue comme la couche limite thermique de la convection mantellique, a donc un rôle déterminant non seulement dans l'expression de la dynamique terrestre, mais également dans la perception que nous avons de celle-ci : d'une part, c'est elle qui va être responsable de la formation de la convection à petite échelle ; d'autre part, elle va agir comme un filtre lors de la remontée d'un panache mantellique, rendant difficile l'interprétation directe des observables de surface en terme d'activité du panache.

Les études précédentes montrent que l'effet principal du cisaillement créé par la convection à grande échelle est d'orienter les structures convectives à petite échelle dans la direction de la vitesse moyenne. Cependant, peu d'études se sont intéressées à la structure tridimensionnelle de ces instabilités. En particulier, leur extension verticale et la morphologie de l'écoulement qui en résulte (rouleaux, panaches) restent mal connues. On a donc une réelle nécessité de comprendre l'interaction entre les différents régimes convectifs : d'une part, de décrire et de quantifier le régime convectif en base de lithosphère océanique, résultant de l'organisation des instabilités à petite échelle dans l'écoulement cisailant de la convection mantellique ; et d'autre part, de quantifier les paramètres associés à l'expression de surface des points chauds, résultant de l'interaction entre la remontée d'un panache mantellique, et le mouvement de la plaque sus-jacente. Le Pacifique constitue une région privilégiée pour cette étude, car cette région présente les structures caractéristiques de ces différentes échelles de la convection

terrestre. Le but de cette thèse est de décrire, quantifier et interpréter certains aspects de cette dynamique dans le Pacifique. Notre étude se concentre en particulier sur la morphologie de l'écoulement en base de lithosphère océanique, et les caractéristiques des points chauds.

Nous présentons dans les chapitres suivants les principales notions nécessaires à la compréhension du système et des mécanismes en jeu. Afin de mieux caractériser dans un premier temps l'écoulement en base de lithosphère océanique, nous avons étudié dans une cuve chauffée par un côté et refroidie par le dessus la convection dans des fluides de rhéologies différentes (partie I). Nous nous sommes concentrés en particulier sur la couche limite thermique supérieure froide, analogue de la lithosphère terrestre dans nos expériences. Nous verrons comment celle-ci peut se déstabiliser et former une convection à plus petite échelle, et comment cette dernière va s'organiser en présence de l'écoulement cisailant à sa base. Nous montrerons enfin les implications géophysiques de ce phénomène, et comment notre étude permet de prédire la morphologie de l'écoulement en base de lithosphère océanique.

Nous étudierons ensuite dans la partie II l'interaction d'un panache mantellique avec la lithosphère océanique, formant un point chaud. Nous nous attacherons principalement à l'exemple du point chaud d'Hawai'i, en montrant quels sont les paramètres importants pour caractériser un point chaud et décrire la variation de son activité au cours du temps, comment les estimer, et comment leur étude permet de montrer sans ambiguïté une augmentation importante de l'activité du point chaud d'Hawai'i au cours des derniers 30 Ma. Ce travail nous a conduit à aborder le traitement et l'analyse des données géophysiques, et à élaborer une nouvelle méthode de filtrage, permettant de séparer efficacement les composantes régionale et résiduelle de la grille d'anomalie de profondeur (annexe C). Nous concluerons en revenant sur l'importance des mouvements convectifs dans le manteau, et en montrant comment cette étude permet de mieux contraindre certains aspects de leur dynamique.

Chapitre 2

Une dynamique sur différentes échelles

Sommaire

2.1	Structure interne de la Terre : point de vue minéralogique	33
2.2	Point de vue dynamique : convection et tectonique des plaques	35
2.3	Le volcanisme intraplaque - Notion de point chaud	37
2.3.1	Origine des alignements volcaniques intraplaques	38
2.3.2	La théorie des points chauds	39
2.4	Linéations dans l'anomalie du géoïde	42
2.5	Cadre interprétatif : la convection	42

2.1 Structure interne de la Terre : point de vue minéralogique

La Terre est constituée de plusieurs parties (Figure 2.1*a*), identifiées dès 1940 à l'aide d'études sismiques qui conduisirent aux découvertes par Mohorovicic (1909) de la limite croûte-manteau (le Moho), et par Gutenberg (1913) du rayon du noyau externe. La figure 2.1*b* montre les profils de densité et les vitesses sismiques des ondes de compression P et des ondes de cisaillement S en fonction de la profondeur. Ces variables sont calculées à partir du modèle de Terre sphérique PREM (Dziewonski & Anderson, 1981), et donnent une bonne estimation des différentes enveloppes terrestres. La figure 2.1*c* présente le profil de viscosité en fonction de la profondeur, obtenu à partir de deux modèles différents. Nous retiendrons pour la suite l'importance du saut de viscosité existant dans les 100 derniers kilomètres (près de la surface).

La croûte représente moins de 5% de la masse totale de la Terre, et son épaisseur est d'environ 6 km pour la croûte océanique, et 30 km pour la croûte continentale.

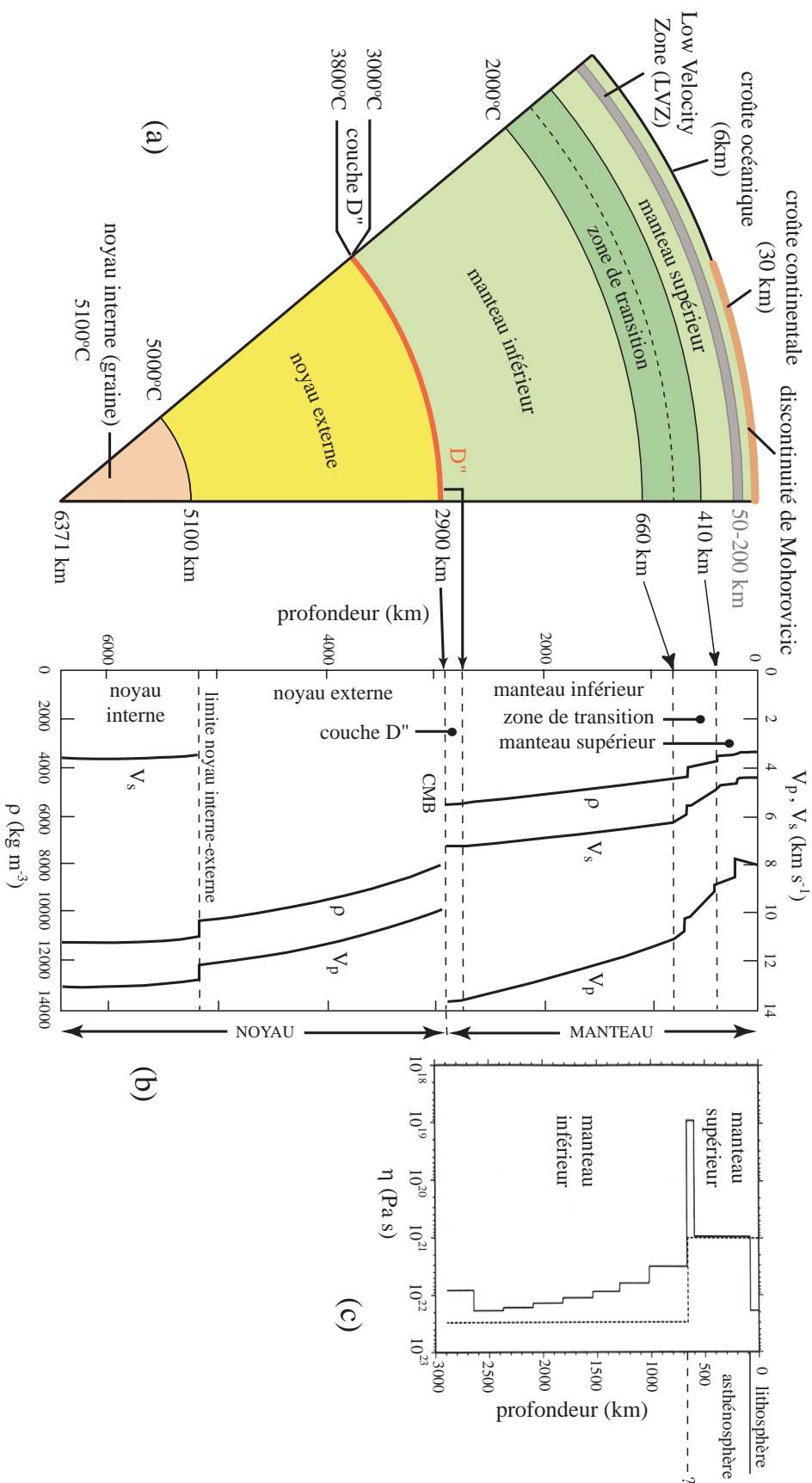


FIG. 2.1 – (a) Coupe schématisique de la Terre, montrant ses différentes enveloppes (d'après Schubert et al., 2001). (b) Vitesses sismiques V_p , V_s et masse volumique ρ en fonction de la profondeur pour le modèle de Terre sphérique PREM (Dziewonski & Anderson, 1981). (c) Viscosité en fonction de la profondeur, obtenue par un modèle géodynamique (profil en pointillés, Hager et al., 1985) ou par inversion conjointe (profil en continu, Forte & Mitrovica, 1996). La limite inférieure de la lithosphère est mal connue.

Elle représente le produit final de la différenciation du manteau, obtenu par fusion partielle. Le Moho représente une limite compositionnelle entre les roches basaltiques et siliceuses de la croûte, et les roches ultrabasiques du manteau, principalement des péridotites à olivine, des pyroxènes et des grenats. Le manteau est divisé en deux parties, le manteau supérieur et le manteau inférieur, séparées par la zone de transition. Celle-ci s'étend entre deux discontinuités sismiques à 410 km et 660 km, et correspond à la zone de transition minéralogique des roches du manteau, qui gardent la même composition chimique mais changent de structure cristallographique. Les transitions de phase cristalline de l'olivine se font dans des gammes réduites de température et de pression et sont responsables des discontinuités à 410 km et 660 km¹. Les changements de phase des pyroxènes sont en revanche graduels, et définissent l'ensemble de la zone de transition. Le manteau inférieur a une composition uniforme et apparaît grossièrement homogène. Il est séparé du noyau par la couche D'' , s'étendant sur 300 km au-dessus de la limite noyau-manteau (CMB, Core Mantle Boundary). La couche D'' , considérée comme la couche limite thermique chaude inférieure de la convection mantellique, correspond à une zone de faible vitesse sismique (donc interprétée comme plus chaude), présentant un saut de température entre 300°C et 1000°C (Jeanloz & Morris, 1986). Elle contient sans doute des hétérogénéités de composition (Loper & Lay, 1995), mais qui demeurent mal connues. Le noyau sous-jacent, composé essentiellement de fer, comprend une partie externe liquide, créant une zone d'ombre sismique (disparition des ondes S de cisaillement), et une partie interne solide, identifiée par Lehmann (1936).

La Terre est un objet dynamique : sa complexité, en composition et en température, va se traduire par des mouvements à différentes échelles, que nous allons présenter ci-dessous.

2.2 Point de vue dynamique : convection et tectonique des plaques

La tectonique des plaques, dont le concept a émergé suite aux travaux de Wegener (1915) sur la dérive des continents, est la manifestation majeure d'une convection à grande échelle du système terrestre : du matériel chaud remonte au niveau des dorsales océaniques, et se refroidit en s'éloignant de la ride, jusqu'aux zones de subduction où il plonge dans le manteau (Figure 2.2). La majorité du volcanisme, des tremblements de terre et de la déformation est ainsi confinée sur les frontières des plaques. Le manteau est impliqué dans cette dynamique jusqu'à des profondeurs relativement importantes, puisque certaines plaques peuvent en plongeant atteindre la CMB (Steinberger, 2000b). Dietz (1961) a introduit pour la première fois le terme d'*expansion des fonds océaniques* (*sea floor spreading*), traduisant ce mouvement à grande échelle des plaques. Il montre ainsi que le plancher océanique n'est que la partie supérieure de cellules de convection, qui s'étalent depuis les zones de divergence (dorsales) jusqu'aux zones de convergence (subduction). L'étude de l'alternance des bandes d'anomalies magnétiques, quelques

¹On observe également une transition mineure de l'olivine, intervenant à une profondeur de 520 km.

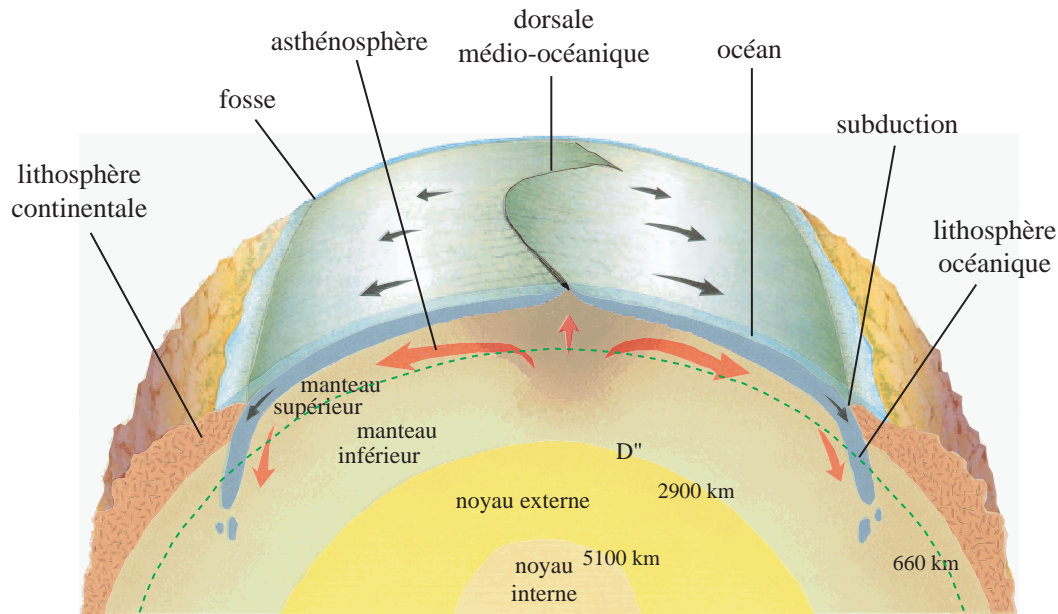


FIG. 2.2 – Représentation schématique de la Terre. La tectonique des plaques est la conséquence d’une convection à grande échelle dans le manteau terrestre. Les transferts de masse sont à travers la zone de transition à 660 km ne sont pas bien connus et sont ici uniquement représentatifs.

années plus tard, confirma définitivement cette hypothèse. Cette première échelle de convection sera désignée par la suite comme *convection à grande échelle*, son échelle de longueur horizontale étant de l’ordre de la taille des plaques, qui peut atteindre jusqu’à 10000 km pour le Pacifique.

Bien qu’il soit formé de roches solides, le manteau terrestre se comporte donc comme un fluide à l’échelle des temps géologiques, et se déforme, dans le cas de la tectonique des plaques, avec des vitesses de l’ordre de quelques centimètres par an. Ce point de vue dynamique nous permet de définir la lithosphère, qui correspond à la partie la plus externe de la Terre restant rigide à l’échelle des temps géologiques. Elle inclut la croûte et une partie du manteau supérieur, et a une épaisseur typique de 100 km pour la lithosphère océanique, et 200 km pour la lithosphère continentale. La lithosphère océanique apparaît alors comme la couche limite thermique supérieure froide du manteau convectif. Cette distinction est visible dans les figures 2.1b et 2.1c, où elle apparaît comme une zone plus visqueuse, de vitesse sismique plus rapide. Elle surmonte l’asthénosphère, zone de faible vitesse sismique (LVZ, Low Velocity Zone, Figure 2.1) et de plus faible viscosité, qui s’étend entre ~ 85 et 220 km de profondeur (Presnall & Helsley, 1982). Le cisaillement dû à la convection à grande échelle est localisé dans l’asthénosphère, et c’est cette dernière qui va être responsable d’un éventuel découplage entre les plaques et le manteau sous-jacent.

2.3 Le volcanisme intraplaque - Notion de point chaud

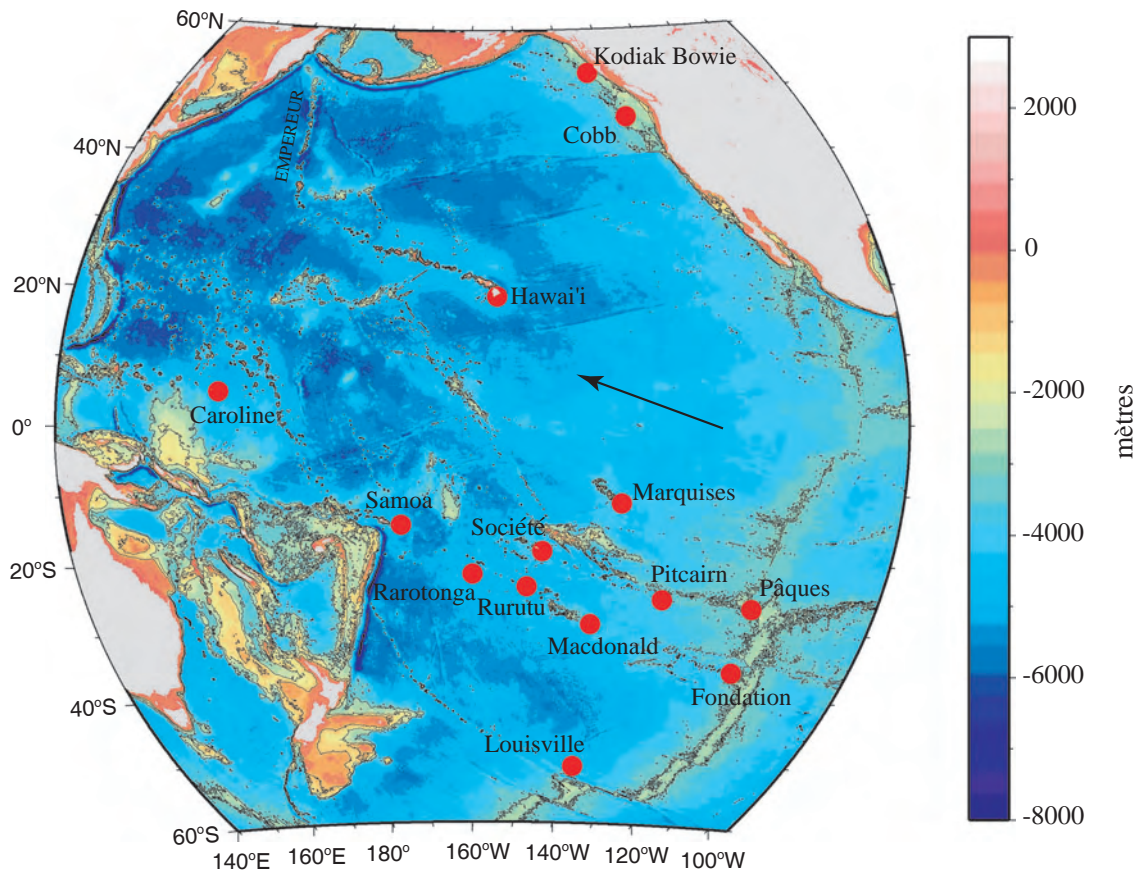


FIG. 2.3 – Le volcanisme de la plaque Pacifique sur fond topographique : en rouge sont indiqués les points chauds ; la flèche noire indique la direction actuelle du mouvement de la plaque Pacifique.

La dynamique terrestre ne se limite cependant pas au mouvement des plaques. Ainsi, un seul coup d'oeil à la carte du Pacifique (Figure 2.3) montre une série d'alignements volcaniques intraplaques, observés dès le début du siècle par Wegener (1915), que l'on ne peut pas associer directement avec le processus de tectonique des plaques. L'exemple classique est la chaîne d'Hawai'i, dans le Pacifique Nord. On observe également des anomalies de plus grande longueur d'onde, souvent associées à du volcanisme en surface : les bombements, ou swells. Ces différentes observations sont regroupées sous le terme, introduit par Menard (1973), d'*anomalies de profondeur* du plancher océanique. Nous allons dans un premier temps voir les différentes hypothèses permettant d'expliquer ces alignements volcaniques intraplaques, et comment ils ont conduit à l'émergence du concept de "point chaud". Nous définirons ensuite précisément la notion de bombement topographique associé à un point chaud, avant de voir quels paramètres peuvent décrire quantitativement ces phénomènes.

2.3.1 Origine des alignements volcaniques intraplaques

Les légendes hawaïennes ont été les premières à proposer une explication de l'alignement volcanique d'Hawai'i. Elles racontent en effet que la déesse Pele, très colérique, fut chassée de Tahiti par sa soeur Namakaokahai à la suite d'une terrible querelle. Essayant d'échapper à sa soeur dans sa longue fuite, Pele nagea d'île en île, du nord-ouest vers le sud-est, ouvrant dans sa fureur toute une série de cratères : Diamond Head à Oahu, Haleakala à Maui et enfin le Kilauea à Hawai'i, où elle s'établit et demeure encore. Cette progression concorde avec l'âge des volcans, qui vont du plus ancien au nord-ouest au plus jeune au sud-est. Malgré la concurrence redoutable que présentent les divinités volcaniques pour les scientifiques, nous allons voir quelles autres hypothèses ont été avancées pour expliquer ces alignements, et en particulier la chaîne d'Hawai'i, qui représente l'un des plus importants alignements volcaniques du Pacifique.

Ces hypothèses peuvent être divisées en quatre catégories différentes (Watson & McKenzie, 1991) : (1) propagation de fractures, (2) fusion du manteau par frottement visqueux, (3) apport de chaleur dans la lithosphère et (4) convection. Les mécanismes associés aux fractures crustales ont été parmi les premiers invoqués pour expliquer la formation de la chaîne Empereur-Hawai'i (Walcott, 1976). Les fractures impliquent une remontée adiabatique passive et la fusion de matériau mantellique. Cependant, ce processus ne permet pas d'expliquer l'important volume de magma nécessaire pour construire l'ensemble de la chaîne (McKenzie & Bickle, 1988), ni les anomalies observées dans la topographie et le géoïde. Un deuxième mécanisme invoqué est la présence de fusion partielle provoquée par des contraintes cisailantes locales entre la base de la lithosphère et l'asthénosphère (Shaw & Jackson, 1973). Cependant, outre le fait que la quantité de chaleur générée par ce processus reste faible par rapport à l'important volume de magma extrudé, aucune raison ne peut être invoquée pour expliquer d'une part la localisation de la production de chaleur par cisaillement sous l'alignement volcanique, et d'autre part que cette localisation puisse survivre pendant plus de 80 Ma (plus vieux mont sous-marin daté, au nord de la chaîne Empereur) à la convection mantellique à grande échelle. La troisième catégorie de modèles requiert un apport de chaleur par conduction dans la lithosphère (Detrick & Crough, 1978). Mais cette hypothèse n'est compatible ni avec les données de flux de chaleur (Courtney & White, 1986), ni avec la bathymétrie. Cette dernière montre en effet une remontée rapide du plancher océanique, incompatible avec un réchauffement conductif dont la constante de temps caractéristique serait de 60 Ma (Sandwell & Poehls, 1980). Reste donc la dernière hypothèse : les alignements volcaniques sont le produit de processus convectifs. C'est ce qui a conduit à l'émergence de la notion de point chaud.

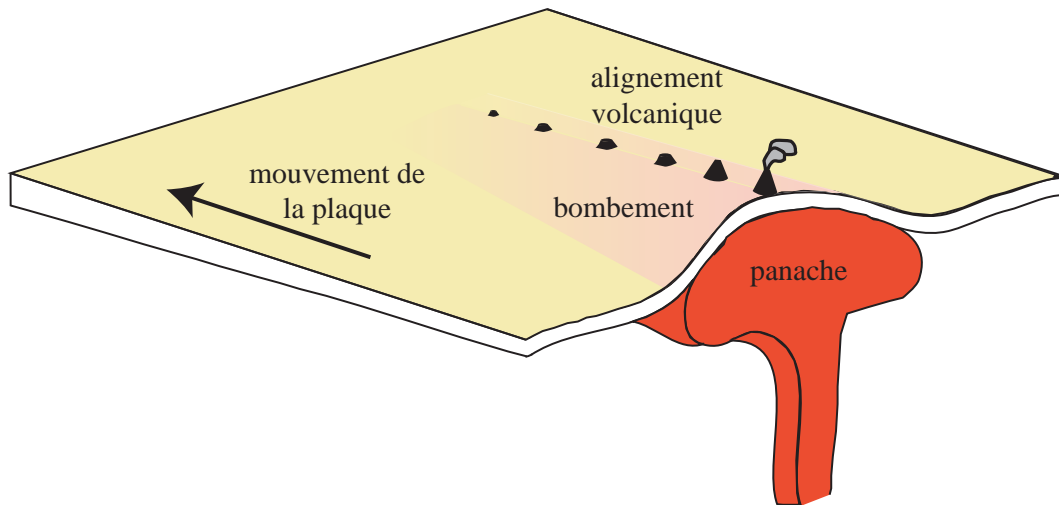


FIG. 2.4 – Interaction d'un panache avec la lithosphère en mouvement, produisant un point chaud. Les deux manifestations de surface associées sont : (1) un alignement volcanique, avec une progression des âges régulière des plus anciens aux plus jeunes à l'aplomb du panache et (2) un bombement topographique étendu spatialement.

2.3.2 La théorie des points chauds

Le concept de point chaud est intimement lié à celui de tectonique des plaques. Wilson (1963) propose pour la première fois l'idée suivante : la chaîne d'Hawai'i est la trace de l'activité volcanique produite lorsque la plaque Pacifique, qui se déplace du sud-est vers le nord-ouest (Figure 2.3), passe à l'aplomb d'une source chaude stationnaire dans le manteau. L'interaction qui en résulte est alors appelée "point chaud" (Figure 2.4). Morgan (1971) a par la suite introduit le terme de *panaches mantelliques*, en expliquant ces sources stationnaires par des remontées chaudes (panaches), de faible viscosité par rapport au manteau environnant. On a identifié depuis de nombreux points chauds à travers le globe (voir par exemple Crough & Jurdy, 1980 ; Duncan & Richards, 1991 ; Marzocchi & Mulargia, 1993).

Manifestations de surfaces

Deux phénomènes marquent le passage de la lithosphère océanique à l'aplomb d'un panache (Figure 2.4) : (1) la formation d'îles et de monts sous-marins, qui vont constituer une chaîne volcanique alignée dans la direction du mouvement de la plaque, et (2) la formation d'un bombement topographique, encore appelé *swell*, d'environ 1 km de haut et étendu sur 1000 km typiquement, centré sur l'alignement volcanique (Crough, 1978, 1983). Ce bombement est une caractéristique importante d'un point chaud, car contrairement aux matériaux volcaniques extrudés, qui ne reflètent bien souvent que des processus de surface, il nous renseigne sur les caractéristiques mêmes du panache. Olson (1990) montre que les bombements peuvent être interprétés comme les conséquences en surface de l'intrusion d'importants volumes de matériel présentant

une anomalie de densité négative dans le manteau supérieur, sous la partie rigide de la lithosphère. Dans cette hypothèse, la majorité du matériel du panache mantellique resterait accumulée en base de lithosphère, sans jamais atteindre la surface. Le taux d'intrusion nécessaire dans le cas du point chaud d'Hawai'i est de l'ordre de $6 \text{ km}^3 \text{ an}^{-1}$ (Olson, 1990), soit 100 fois environ le taux de volcanisme actuel en surface (Bargar & Jackson, 1974). La conséquence importante de cette idée est qu'elle démontre que le transfert de chaleur conductif joue un rôle mineur dans la formation des bombements associés aux panaches mantelliques. Ceci est en accord avec l'important écart observé entre les modèles standard de source chaude, qui tentent d'expliquer la morphologie des bombements en terme de perte de chaleur en surface uniquement, et les faibles valeurs de flux mesurées au niveau de la chaîne d'Hawai'i (Von Herzen et al., 1982, 1989).

Aucun modèle actuel n'arrive cependant à expliquer par un processus physique unique l'ensemble des bombements topographiques. Si l'origine thermique semble incontestée, il est probable que l'on ait dans la plupart des cas un couplage entre un amincissement lithosphérique (entraînant une remontée locale du plancher océanique) et un support dynamique.

Origine des panaches mantelliques

L'origine des points chauds est encore très controversée. Wilson (1963) et Morgan (1971) leur attribue une origine profonde, mais cette hypothèse reste contestée (Anderson, 1975, 2000). Plusieurs études expérimentales (Griffiths & Campbell, 1990) et numériques (Parmentier et al., 1975; Yuen & Schubert, 1976; Lemery et al., 2000), montrent que les panaches thermiques résultent de la déstabilisation d'une couche limite chaude, ce qui dans le cas de la Terre contraint fortement les régions possibles de formation de panaches dans le manteau (Olson, 1990). La couche D'' , située à la limite noyau-manteau (voir Figure 2.1) est l'un des endroits privilégiés pour l'origine des panaches profonds (Loper, 1985; Bercovici et al., 1989; Olson et al., 1990). Une autre région possible d'origine est la base de la zone de transition, où l'incertitude dans le géotherme du manteau inférieur permet de supposer l'existence d'une couche limite thermique (Jeanloz & Morris, 1986).

La géochimie est un bon moyen pour essayer de comprendre l'origine des éléments et la composition de leur source initiale dans le manteau. On distingue ainsi deux types de laves (Hofmann, 1997) :

1. les basaltes produits aux dorsales, appelés MORB (Mid-Ocean Ridge Basalts). Ils proviennent d'un réservoir homogène, que l'on situe dans le manteau supérieur.
2. les basaltes des îles créées par un point chaud, appelés OIB (Ocean Island Basalts). Ils ont des compositions très variables, car dérivés de différents mélanges de matériau sublithosphérique et du matériau du panache lui-même (Presnall & Helsley, 1982). Leur enrichissement systématique en éléments radiogéniques indique cependant qu'ils proviennent d'un ou de plusieurs réservoirs en profondeur.

La profondeur d'origine des panaches est en fait directement liée aux caractéristiques de la convection mantellique, pour laquelle deux grandes classes de modèles convectifs

s'affrontent. Les modèles de convection à une couche (Davies, 1990) s'appuient sur une origine profonde et considèrent la couche D'' comme le réservoir des OIB. Les modèles de convection à deux couches, quant à eux, supposent que le manteau supérieur et le manteau inférieur convectent séparément (Richter & McKenzie, 1981). Dans ce cas, le manteau supérieur est identifié comme source des MORB, et le manteau inférieur comme réservoir des OIB. Comme nous l'évoquerons dans la partie 3.1, en abordant les mécanismes de génération des instabilités convectives à haut nombre de Rayleigh, l'existence d'un régime convectif sous forme de panaches 3D dépendant du temps est envisageable dans les deux cas, et d'autant plus probable pour le modèle à une couche que le nombre de Rayleigh associé est plus élevé.

Cependant, aucun de ces deux types de modèles n'est en réalité satisfaisant. La convection à une couche permet en effet la subduction des plaques océaniques jusqu'à la base du manteau, ce que montrent les données sismiques, et que n'autorisent pas les modèles à deux couches. En revanche, ces derniers expliquent de manière relativement plus satisfaisante les données géochimiques. De plus, aucun de ces modèles n'est capable d'expliquer la présence simultanée de plusieurs échelles de convection dans le manteau terrestre. Une revue récente sur les différents types de points chauds pouvant exister dans le manteau (Courtillet et al., 2003) montre que l'on a probablement existence simultanée de panaches profonds et peu profonds, dépendant des conditions locales subies par le manteau terrestre. Nous ne rentrerons pas au cours de cette étude dans le débat concernant l'origine des points chauds. Nous nous contenterons de supposer que le panache mantellique responsable du point chaud répond à la description faite ci-dessus, et nous verrons dans la partie II comment l'étude de ses manifestations de surface (alignement volcanique + bombement) permet de remonter aux caractéristiques propres du panache.

Fixité des points chauds

Un point que nous n'aborderons pas au cours de cette étude, mais qu'il nous paraît important de souligner, concerne la fixité des points chauds. Nous avons en effet supposé implicitement que les panaches étaient fixes au cours du temps, et que c'était le passage de la lithosphère au-dessus d'eux qui était responsable de l'alignement volcanique et du bombement alignés selon la direction de la plaque Pacifique. Or la fixité des points chauds, dont l'hypothèse a conduit à la définition du référentiel absolu qui leur est associé, reste à l'heure actuelle encore largement débattue (Molnar & Atwater, 1973; Christensen, 1998; Courtillet et al., 2003). Steinberger (2000a), en mettant en évidence la source du panache hawaïen au niveau de la couche D'' , propose ainsi un déplacement de cette source vers la partie centrale sud du Pacifique. Des analyses géochimiques, couplées à l'histoire des volcans hawaïens, suggèrent quant à elles un déplacement du panache à une vitesse de plusieurs centimètres par an, au cours des derniers 1 ou 2 millions d'années (DePaolo et al., 2001). La contrainte la plus forte reste cependant celle donnée par les mesures des latitudes paléomagnétiques des guyots du Pacifique. Les valeurs le long de la chaîne Empereur (Tarduno & Gee, 1995; Tarduno & Cottrell, 1997) mettent en évidence un mouvement relatif des points chauds, à des

vitesse comparables à celles des plaques (> 30 mm/an). Ces résultats ont contribué à changer la vision des modèles géodynamiques classiques, en remettant en question notamment le changement de direction de la plaque Pacifique à 43 Ma, le coude dans l'alignement Empereur-Hawai'i pouvant dès lors être justifié par la migration vers le sud du panache hawaïen entre 81 et 47 Ma (Norton, 1995; Richards & Lithgow-Bertelloni, 1996; Tarduno & Cottrell, 1997; Tarduno et al., 2003).

Nous retiendrons uniquement ici que le volcanisme intraplaque est le témoin de la remontée de panaches chauds mantelliques, représentant une forme fréquente de courants chauds ascendants dans le manteau convectif (Bercovici et al., 1989). Ces derniers sont espacés de quelques centaines à quelques milliers de kilomètres, et constituent une échelle de convection intermédiaire, entre la tectonique des plaques à grande échelle et une convection à petite échelle que nous allons maintenant aborder.

2.4 Linéations dans l'anomalie du géoïde

Lorsqu'on observe la carte du géoïde terrestre (Figure 2.5), on aperçoit des structures périodiques, alignées dans la direction du mouvement de la plaque. Ces linéations, mises en évidence par Haxby & Weissel (1986), ont depuis lors été observées sur différents jeux de données, en utilisant différentes méthodes de filtrage. Leur longueur d'onde est comprise entre 150 et 300 km environ. Elles sont considérées comme la preuve de l'existence d'une convection à plus petite échelle dans le manteau terrestre. Nous reviendrons sur leur existence probable, et l'étude de leurs caractéristiques, dans la partie I.

Par la suite, nous appellerons *convection à petite échelle* cette dernière échelle convective du manteau terrestre.

2.5 Cadre interprétatif : la convection

Les rappels précédents montrent que la Terre est un milieu complexe. Sa structure interne est caractérisée par la dépendance en pression et en température des propriétés des matériaux qui la constituent, ainsi que par la présence de transitions de phase. A l'échelle des temps géologiques, on peut la considérer comme un fluide visqueux, mais cette viscosité est elle-même variable, dépendant fortement de la température et de la pression. Le manteau terrestre, hétérogène, est de plus soumis à des conditions thermiques instables, étant chauffé à sa base et refroidi en surface : on a donc convection. La tectonique des plaques peut être interprétée comme la conséquence de la convection cellulaire mantellique. Le volcanisme intraplaque est interprété comme la conséquence de la remontée de panaches mantelliques chauds, régime convectif différent du précédent. On peut de même tenter d'interpréter les linéations à petite échelle en terme d'instabilités convectives : la lithosphère, couche limite thermique froide de la

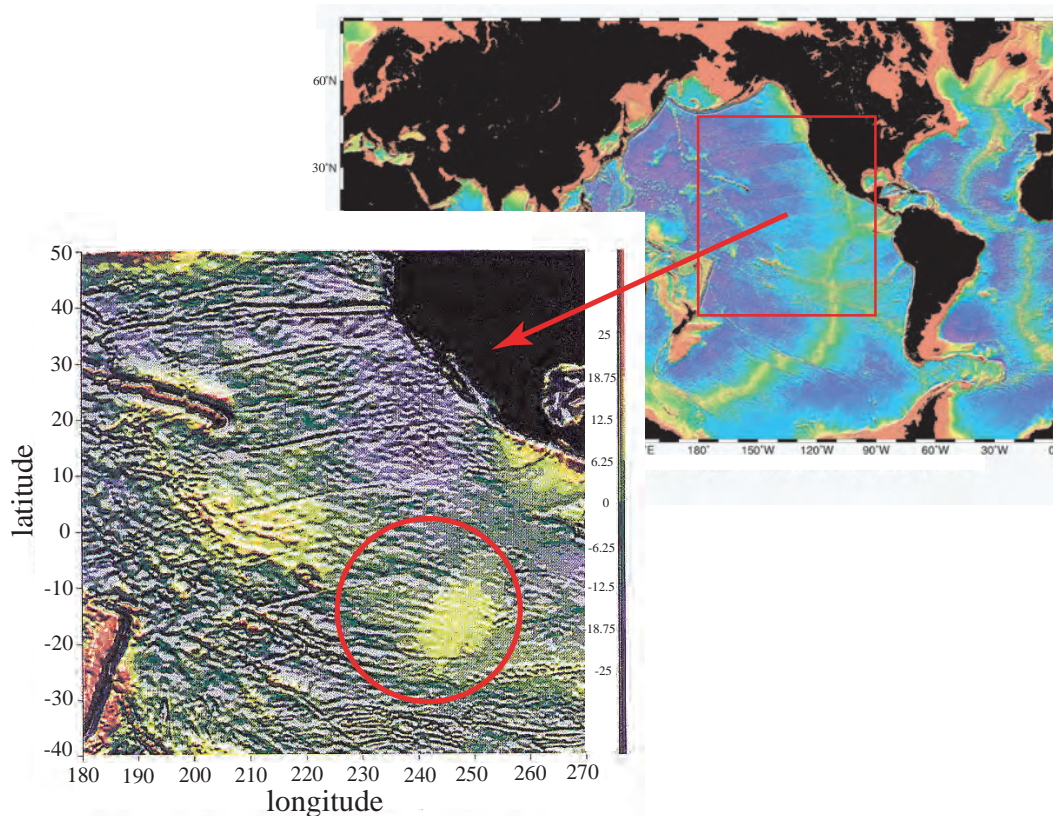


FIG. 2.5 – Linéations dans l’anomalie du géoïde pour la plaque Pacifique (cercle rouge) (Haxby & Weissel, 1986). La carte topographique mondiale, montrant la localisation de la zone, est tirée de Smith & Sandwell (1997). La chaîne d’Hawai’i, visible au nord-ouest, montre la direction du mouvement de la plaque.

convection terrestre, se refroidit et s’épaissit en s’éloignant de la dorsale où elle a été formée. Ce faisant, elle peut atteindre une épaisseur critique, devenir gravitationnellement instable et générer à sa base des instabilités convectives froides. C’est le même phénomène qui est observé lors du démarrage de la convection classique de Rayleigh-Bénard d’un fluide chauffé par le dessous et refroidi par le dessus : la couche limite thermique froide supérieure se déstabilise, donnant naissance à des instabilités froides, gravitationnellement instables.

Les observables géophysiques indiquent donc la présence sur Terre de plusieurs échelles de convection. Pourquoi et comment se produisent-elles ? Quelles sont leurs caractéristiques ? Comment interagissent-elles ? Nous allons dans cette thèse tenter de répondre à certaines de ces questions. Dans la partie I, nous présenterons un travail expérimental, visant à mieux comprendre les déstabilisations convectives d’une couche limite thermique froide générant une convection à petite échelle, et les conséquences de leur interaction avec un écoulement à grande échelle. Après avoir caractérisé le filtre constitué par la présence simultanée en base de lithosphère de ces deux écoulements, nous nous intéresserons aux conséquences que cela peut avoir sur les observables géophysiques en surface, et quelles sont les précautions à prendre pour interpréter toute observation, et en particulier les manifestations de surface associées aux points chauds

(partie II).

Nous allons dans un premier temps faire un rappel des principales équations de la mécanique des fluides, afin d'identifier les différents paramètres régissant la convection. Nous décrirons ensuite la lithosphère océanique, qui sera l'un des objets principaux de cette étude, avant de présenter nos résultats.

Chapitre 3

Rappels sur la convection thermique

Sommaire

3.1	La convection de Rayleigh-Bénard	45
3.1.1	Les nombres sans dimension	46
3.1.2	Les équations pour un fluide simple	48
3.1.3	Les différents régimes	49
3.1.4	Mécanisme de génération des instabilités convectives à haut nombre de Rayleigh	50
3.2	Couplage avec un cisaillement forcé	52

3.1 La convection de Rayleigh-Bénard

Le chauffage d'un fluide dans le champ de pesanteur génère un champ de densité, qui, s'il est instable, va lui-même engendrer un mouvement : c'est la convection thermique. Le système le plus simple consiste à chauffer un fluide par le dessous, et à le refroidir par le dessus (Figure 3.1) : c'est la convection classique de Rayleigh-Bénard, qui a été largement étudiée, depuis les premiers travaux théoriques (Lord Rayleigh, 1916) et expérimentaux (Bénard, 1901). La convection thermique crée un transport de chaleur par transport de matière, et résulte de la compétition entre la force d'Archimède (ou flottabilité), qui tend à mettre le fluide en mouvement, et les deux phénomènes diffusifs qui vont tendre à retarder le mouvement et à stabiliser le système : la diffusion de la chaleur et la diffusion de la vorticité.

Considérons le cas de la goutte de fluide représentée sur la figure 3.1, à une température $T + \delta T$ légèrement plus chaude que le milieu environnant à la température

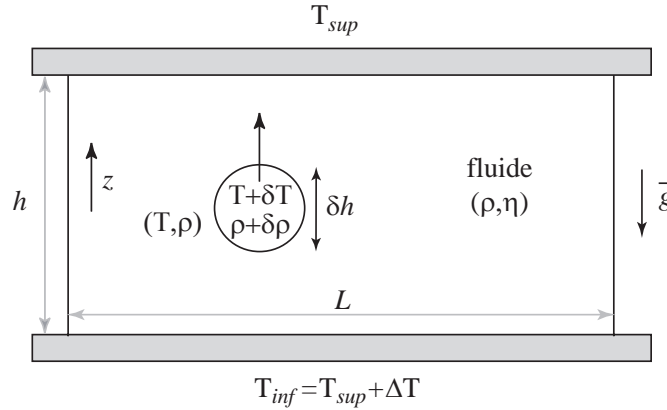


FIG. 3.1 – Convection de Rayleigh-Bénard : une couche de fluide horizontale d'épaisseur h est chauffée par le bas (T_{inf}) et refroidie par le haut ($T_{sup} < T_{inf}$). Une goutte de fluide de température $T + \delta T$ ($\delta T > 0$) dans un environnement à température T est soumise à un mouvement ascendant.

T . Le transport de la chaleur dans la goutte suit la loi de diffusion

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \kappa \nabla^2 T \quad (3.1)$$

où κ est la diffusivité thermique (en $\text{m}^2 \text{s}^{-1}$). La conservation de la quantité de mouvement se traduit par l'équation de Navier-Stokes :

$$\rho \left(\frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \nabla \mathbf{v} \right) = -\nabla p + \nu \nabla^2 \mathbf{v} \quad (3.2)$$

où \mathbf{v} est la vitesse du fluide, p sa pression et ν sa viscosité dynamique. Si on linéarise cette équation et que l'on prend son rotationnel, on obtient :

$$\frac{\partial \boldsymbol{\omega}}{\partial t} = \nu \nabla^2 \boldsymbol{\omega} \quad (3.3)$$

où $\boldsymbol{\omega} = \text{rot} \mathbf{v}$ est la vorticité. L'analogie de cette équation avec l'équation de la chaleur (3.1) montre que la viscosité cinématique ν (en $\text{m}^2 \text{s}^{-1}$) apparaît comme le coefficient de diffusion pour la vorticité, et est donc le paramètre quantifiant ce mouvement diffusif, au même titre que la diffusivité thermique κ pour la diffusion de la chaleur.

3.1.1 Les nombres sans dimension

Le système convectif est caractérisé par deux nombres sans dimension, qui permettent de rendre compte de l'importance relative des différents processus physiques mis en jeu. Un troisième nombre sans dimension permet de rendre compte de la géométrie du système.

Nombre de Rayleigh Ra

Considérons de nouveau la goutte de fluide représentée sur la figure 3.1, de dimension caractéristique δh . Elle quitte le voisinage de la plaque chaude avec une différence de densité $\delta\rho_0$ avec le fluide environnant, soit en terme de température $\delta\rho_0/\rho \sim \alpha\Delta T$, où α est le coefficient d'expansion thermique et ΔT la différence de température entre les deux plaques. La goutte chaude est soumise aux forces de flottabilité qui l'entraînent vers le haut (direction z positif), et aux forces visqueuses qui tendent à retarder le mouvement. L'équilibre local entre ces deux forces, en négligeant les forces inertielles, s'écrit (Turner, 1973) :

$$\delta\rho g \delta h^3 \sim \eta \delta h \frac{dz}{dt} \quad (3.4)$$

où $\eta = \rho\nu$ est la viscosité dynamique (ou moléculaire), exprimée en Pa s. A cause de la diffusion, la différence de densité $\delta\rho$ décroît proportionnellement à la surface impliquée :

$$\frac{d(\delta\rho)}{dt} \sim -\frac{\kappa\delta\rho}{\delta h^2}, \quad (3.5)$$

soit

$$\delta\rho \sim \delta\rho_0 \exp(-\kappa t/\delta h^2). \quad (3.6)$$

La combinaison de (3.4) et (3.5) donne la distance totale parcourue entre $t = 0$ et $t = \infty$ (Turner, 1973) :

$$z = \frac{\delta\rho_0 g \delta h^4}{\kappa\eta} = \frac{\alpha g \Delta T \delta h^4}{\kappa\nu}. \quad (3.7)$$

Si la convection consiste à transporter la chaleur de la plaque inférieure jusqu'à la plaque supérieure, le membre de droite de l'équation (3.7) doit être supérieur à h . D'autre part, pour $\delta\rho_0$ fixé, les conditions en κ et ν sont les plus favorables lorsque δh est le plus grand possible, donc de l'ordre de h . La stabilité marginale correspond donc à une valeur particulière du paramètre

$$Ra = \frac{\alpha g \Delta T h^3}{\kappa\nu} \quad (3.8)$$

Ce nombre de Rayleigh correspond physiquement au rapport des forces de flottabilité, qui mettent le fluide en mouvement, et des deux processus diffusifs (diffusion de la chaleur et de la viscosité) qui ralentissent le mouvement et tendent à stabiliser le fluide. Il y a donc convection thermique pour $Ra \gg 1$.

Nombre de Prandtl Pr

Le deuxième paramètre nécessaire pour une description complète de l'état du fluide est le nombre de Prandtl :

$$Pr = \frac{\nu}{\kappa} \quad (3.9)$$

Ce nombre mesure l'importance relative des deux processus diffusifs, et peut s'écrire sous la forme $Pr = \tau_\kappa/\tau_\nu$, où $\tau_\kappa = h^2/\kappa$ et $\tau_\nu = h^2/\nu$ désignent les temps caractéristiques de la diffusion thermique et mécanique, respectivement. Il est représentatif des propriétés du fluide. On peut distinguer deux cas extrêmes : si $Pr \ll 1$

($\tau_\nu \gg \tau_\kappa$), les effets inertiels l'emportent sur les effets visqueux ; si $Pr \gg 1$ ($\tau_\kappa \gg \tau_\nu$), les effets inertiels sont négligeables devant les effets visqueux. Dans le dernier cas, qui est celui qui nous intéresse dans cette étude, le mouvement résulte d'un équilibre entre les forces visqueuses et les forces de flottabilité.

Rapport d'aspect a

Ce dernier nombre sans dimension est purement géométrique, et représente le rapport entre la longueur caractéristique du système L et sa hauteur caractéristique h :

$$a = \frac{L}{h}. \quad (3.10)$$

3.1.2 Les équations pour un fluide simple

On se limite dans un premier temps aux fluides newtoniens (tenseur de cisaillement proportionnel au tenseur des contraintes), aux propriétés (η, ρ) constantes, dans le cas simple de la convection de Rayleigh-Bénard (Figure 3.1). On se place de plus dans l'approximation de Boussinesq (1903), qui consiste à négliger les variations de densité du fluide, sauf dans le terme de flottabilité. Quatre équations permettent de décrire le système :

1. L'équation d'état du fluide, décrivant l'évolution de la masse volumique ρ en fonction de la température :

$$\rho(T) = \rho_0[1 - \alpha(T - T_0)] \quad (3.11)$$

où $\rho_0 = \rho(T_0)$.

2. L'équation de conservation de la masse :

$$\nabla \cdot \mathbf{v} = 0 \quad (3.12)$$

où $\mathbf{v} = (u, v, w)$ est le vecteur vitesse, (u, v) ses composantes horizontales et w sa composante verticale.

3. L'équation de conservation de la quantité de mouvement (équation de Navier-Stokes) :

$$\rho_0 \left(\frac{\partial}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \nabla \right) \mathbf{v} = -\nabla p + \Delta \rho g \mathbf{k} + \eta \nabla^2 \mathbf{v} \quad (3.13)$$

4. L'équation de conservation de l'énergie :

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \nabla \right) T = \kappa \nabla^2 T \quad (3.14)$$

On adimensionne ces équations en utilisant l'échelle de longueur h , l'échelle de temps h^2/κ , l'échelle de vitesse κ/h , l'échelle de température ΔT et l'échelle de pression visqueuse $\eta\kappa/h^2$, ce qui donne les équations sans dimension suivantes :

$$\nabla \cdot \mathbf{v} = 0, \quad (3.15)$$

$$Pr^{-1} \left(\frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \nabla \mathbf{v} \right) = -\nabla p + Ra\theta \mathbf{k} + \nabla^2 \mathbf{v}, \quad (3.16)$$

$$\frac{\partial \theta}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \nabla \theta = \nabla^2 \theta, \quad (3.17)$$

où $\theta = T - T_0$ est la déviation de la température par rapport au champ statique. On retrouve les deux paramètres sans dimension définis précédemment : le nombre de Rayleigh Ra devant le terme de flottabilité, et le nombre de Prandtl Pr devant le terme inertiel. Au cours de notre étude, on ne s'intéressera qu'à des systèmes où le nombre de Prandtl est très élevé. Les termes inertiels dans (3.16) peuvent alors être négligés.

3.1.3 Les différents régimes

Depuis les premiers travaux de Schmidt & Saunders (1938), de nombreuses études expérimentales et théoriques se sont consacrées à l'analyse des instabilités qui se forment lorsqu'un fluide est chauffé par le dessous, et à la transition entre les différents régimes. La théorie linéaire de la convection dans une couche horizontale de fluide permet de décrire le démarrage de la convection (Busse, 1989). Celle-ci apparaît dans le système lorsque le nombre de Rayleigh devient supérieur à une valeur critique Ra_c , c'est-à-dire quand les forces de flottabilité deviennent suffisamment importantes pour vaincre les effets stabilisants à la fois de la dissipation visqueuse et de la conduction thermique. Cette valeur critique ne dépend que des conditions limites. Ainsi, on a $Ra_c = 1708$ pour des limites rigides, $Ra_c = 657$ pour des limites libres et $Ra_c = 1100$ pour des limites rigide-libre (Chandrasekhar, 1961).

Lorsque le nombre de Rayleigh est augmenté au-delà de Ra_c , une convection stationnaire s'organise sous la forme d'hexagones, de carrés ou de rouleaux, caractérisés par une longueur d'onde k . Les premières études théoriques de convection thermique non-linéaire ont été menées par Gorkov (1957) et Malkus & Veronis (1958). Une analyse faiblement non-linéaire introduit le paramètre

$$\Lambda = \left. \frac{d \langle v_z \theta \rangle}{d Ra} \right|_{Ra=Ra_0} \quad (3.18)$$

qui décrit la pente du flux de chaleur comme une fonction du nombre de Rayleigh, après le démarrage de la convection (Busse, 1989). Ra_0 est la valeur propre du nombre de Rayleigh à l'ordre ε de la limite faiblement non-linéaire de l'équation (3.16), lorsque l'on développe en puissance de l'amplitude ε de la convection. Du fait que $\Lambda_{hexagons} < \Lambda_{squares} < \Lambda_{rolls}$, les rouleaux représentent la forme la plus efficace pour transporter la chaleur, et apparaissent donc comme la solution la plus stable de l'état stationnaire de

la convection pour des nombres de Rayleigh supercritiques suffisamment petits (Malkus & Veronis, 1958; Schlüter, Lortz, & Busse, 1965; Busse, 1967b). Schlüter et al. (1965) démontrent que les rouleaux sont même l'unique solution stable parmi les solutions stationnaires, confirmant ainsi l'hypothèse de Malkus (1954), qui supposait que dans le régime convectif non-linéaire, la forme effective de la convection était celle qui maximisait le transport de chaleur. Ces rouleaux périodiques représentent une forme bidimensionnelle de convection, ce qui explique les nombreuses études numériques. En particulier, Busse (1967a) a utilisé des méthodes numériques afin de caractériser le système pour de hauts nombres de Rayleigh, en supposant pour simplifier un nombre de Prandtl infini. Il montre que les rouleaux bidimensionnels sont stables vis-à-vis de perturbations infinitésimales pour des nombres de Rayleigh allant jusqu'à 22600.

A haut nombre de Prandtl, il existe deux mécanismes d'instabilités pour la transition entre des rouleaux de convection avec un nombre d'onde instable et des rouleaux stables : l'instabilité "zig-zag" et l'instabilité "cross-roll" (Busse & Whitehead, 1971; Busse & Bolton, 1984). Dans l'instabilité "zig-zag", la longueur d'onde des rouleaux est diminuée par une translation périodique de ces derniers dans la direction perpendiculaire à leur axe, formant ainsi des vagues. Dans l'instabilité "cross-roll", les perturbations prennent la forme de rouleaux perpendiculaires, modifiant ainsi la longueur d'onde des rouleaux principaux vers une valeur plus adaptée. Lorsqu'on augmente le nombre de Rayleigh au-delà de la seconde valeur critique 22600, ces perturbations ne peuvent plus conduire à des rouleaux stables 2D. Les expériences montrent que l'on est alors dans un état stationnaire tridimensionnel, encore appelé *convection bimodale*. Dans cette configuration, les rouleaux de base bidimensionnels coexistent avec des rouleaux secondaires de plus petite amplitude et plus courte longueur d'onde, et dont l'axe est perpendiculaire à l'axe des rouleaux grande échelle. Deardorff (1965) a montré que contrairement à l'habituel effet stabilisateur des cellules de convection grande échelle, le démarrage de ces instabilités secondaires n'était pas affecté par la présence d'un cisaillement plan parallèle. La convection bimodale reste stable pour une large gamme de nombre de Rayleigh, à condition que le nombre de Prandtl soit suffisamment grand (Figure 3.2). Pour des nombres de Rayleigh encore plus grands, le mouvement devient chaotique, et finalement turbulent.

3.1.4 Mécanisme de génération des instabilités convectives à haut nombre de Rayleigh

Dans le cas de la Terre, les nombres sans dimension sont $Pr \sim 10^{24}$ et $Ra \sim 10^5 - 5.10^8$ (on se reportera à la table 8.1, chapitre 8 pour les valeurs des différents paramètres terrestres). Le manteau est solide, mais à l'échelle des temps géologiques, le manteau peut être considéré comme un fluide visqueux, de viscosité estimée à $\eta \sim 10^{21}$ Pa s (par des études de rebond post-glaciaire)¹. L'estimation du nombre de Rayleigh montre que $Ra > Ra_c$: le manteau convecte, et se trouve dans un régime à haut nombre de

¹Pour donner un ordre d'idée de la valeur de ce paramètre, on notera que la viscosité du miel est de l'ordre de 10^3 Pa s, et celle des verres de l'ordre de 10^{13} Pa s.

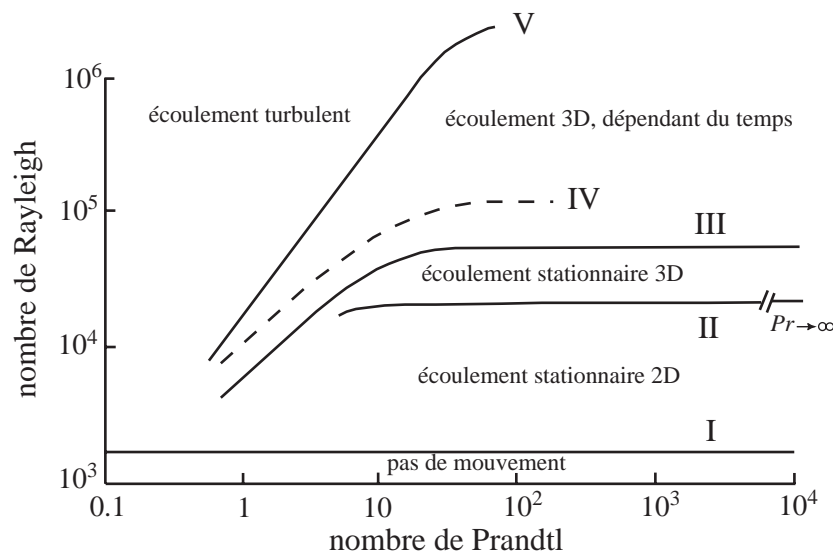


FIG. 3.2 – Les différents régimes convectifs en fonction des deux nombres sans dimension Ra et Pr (Krishnamurti, 1970).

Prandtl et haut nombre de Rayleigh : la convection est tridimensionnelle et dépendante du temps ($Ra > 10^4 - 10^5$). Les mouvements dans le fluide sont rapides, créant un cœur de température homogène, et concentrant les variations de température au voisinage des limites, dans les couches limites thermiques où le transfert de chaleur se fait par conduction.

Les implications géophysiques des résultats précédents sont les suivants : si la convection dans le manteau ($Pr \sim \infty$) a lieu entre des limites rigides, ce qui pourrait être le cas du manteau supérieur, compris entre la lithosphère rigide et la "barrière" que constitue la zone de transition à 660 km, alors $Ra \sim 6.27 \times 10^4$ (Jarvis & Peltier, 1989) et on prévoit une convection 3D, dépendant du temps. Si l'on suppose que la convection englobe la totalité du manteau jusqu'à la couche D'' à 2900 km, alors le nombre de Rayleigh associé est encore plus élevé, et il est d'autant plus probable que l'on ait un écoulement dépendant du temps. Cependant, le problème n'est pas aussi simple : une convection englobant l'ensemble du manteau terrestre ne se ferait plus entre des conditions limites rigides, mais libres, rendant invalides les prédictions faites à partir du diagramme des régimes de Krishnamurti (1970) (Figure 3.2) ou des études de stabilité de Busse & Whitehead (1971). Une étude théorique de Skilbeck & McKenzie (1979) montre en effet que dans ce cas particulier, le domaine de stabilité des rouleaux de convection bidimensionnels est étendu jusqu'à des nombres de Rayleigh de l'ordre de $278 Ra_c$. La prise en compte de conditions limites libres n'exclut pas non plus l'existence d'un régime convectif chaotique pour la Terre (Stewart & Turcotte, 1989). Il faut dans tous les cas garder à l'esprit la complexité du système terrestre, qui, du fait de l'existence de diverses conditions limites dans le manteau (zone de transition à 660 km, couche D'' à 2900 km), peut potentiellement développer plusieurs formes de convection, à différentes échelles.

Si l'on se place dans le régime particulier à haut nombre de Rayleigh, la convection

se caractérise par l'émission, chaotique dans le temps et dans l'espace, de panaches thermiques chauds (resp. froids) à partir de la couche limite chaude inférieure (resp. froide supérieure). Leur dynamique est déterminée localement (Howard, 1966), et un raisonnement simple permet de déterminer les caractéristiques spatiales et temporelles de ces panaches. Considérons par exemple la couche limite thermique froide supérieure, d'épaisseur $\delta(t)$ à un instant t . Elle grandit par transfert de chaleur conductif : $\delta(t) = \sqrt{\pi\kappa t}$. On peut alors définir un nombre de Rayleigh local, en introduisant ΔT_δ la différence de température imposée à la couche limite :

$$Ra_\delta = \frac{\alpha g \Delta T_\delta \delta^3}{\kappa \nu} \quad (3.19)$$

Ra_δ augmente au cours du temps (δ augmente), jusqu'à atteindre au bout d'un temps τ_c la condition critique $Ra_\delta = Ra_c$. La couche limite thermique devient alors instable, un panache froid se forme et tombe, entraînant toute l'épaisseur de la couche. Une nouvelle couche limite se reforme alors, et le cycle recommence. On peut ainsi estimer la taille caractéristique de ces instabilités, ainsi que leur période de formation (Howard, 1966; Palm, 1975) :

$$\delta = h \left(\frac{\Delta T}{\Delta T_\delta} \times \frac{Ra_c}{Ra} \right)^{1/3} \quad (3.20)$$

$$\tau_c = \frac{h^2}{\pi\kappa} \left(\frac{\Delta T}{\Delta T_\delta} \times \frac{Ra_c}{Ra} \right)^{2/3} \quad (3.21)$$

Nous verrons par la suite l'utilité d'un raisonnement local dans l'étude de ces instabilités thermoconvectives.

3.2 Couplage avec un cisaillement forcé

Les raisonnements précédents concernent le cas simple d'une convection de Rayleigh-Bénard (chauffage par le bas, refroidissement par le haut). Même si on peut expliquer ainsi la présence de cellules de convection à grande échelle (tectonique des plaques), on peut difficilement pousser l'analogie avec le système terrestre plus loin. En particulier, l'écoulement en base de lithosphère océanique, qui est celui que nous allons nous attacher à décrire dans la partie I, fait intervenir un paramètre supplémentaire : le cisaillement. En effet, si l'on se place à un niveau local, des instabilités froides peuvent prendre naissance sous la couche limite thermique supérieure froide du manteau terrestre (la lithosphère), par le processus expliqué ci-dessus. Ces instabilités, plus denses car plus froides que le milieu environnant, vont rencontrer en tombant l'écoulement à grande échelle du manteau terrestre, qui génère un cisaillement localisé dans l'asthénosphère.

On peut donc se poser la question suivante : quelle forme prend la convection lorsqu'un cisaillement est imposé au fluide qui convecte ? Le cas de la Terre est particulièrement complexe, et nous ne le développerons que dans le dernier chapitre de la partie I. Dans un premier temps, nous ferons juste un rappel des études précédentes concernant la convection de Rayleigh-Bénard en présence d'un écoulement cisailant.

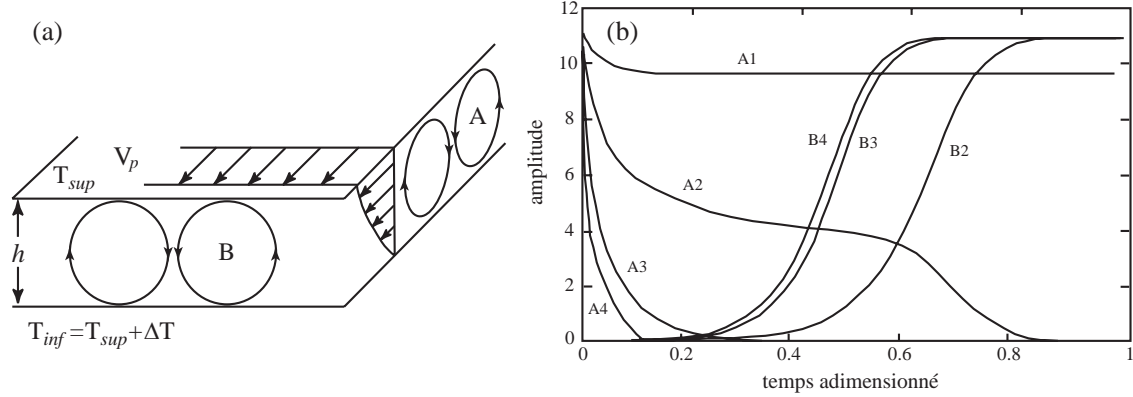


FIG. 3.3 – Convection de Rayleigh-Bénard en présence d'un cisaillement : résolution analytique (d'après Richter, 1973). (a) Configuration du système et représentation des rouleaux transverses (A) et longitudinaux (B). (b) Amplitude de ces rouleaux en fonction du temps adimensionné.

Le système considéré est celui présenté dans la figure 3.3a. C'est la configuration classique de Rayleigh-Bénard, en imposant une vitesse V_p constante à la plaque supérieure. Une étude analytique menée par Richter (1973) montre que, en supposant un cisaillement de la forme $Q(z) = \cos(\pi z^*)$, où z^* est l'altitude normalisée dans la cuve, l'équation (3.16) en régime stationnaire s'écrit :

$$\mathbf{0} = -\nabla p + Ra\theta\mathbf{k} + \nabla^2\mathbf{v} + Q(z)\mathbf{i} \quad (3.22)$$

où le dernier terme représente le cisaillement horizontal. Les équations (3.15) et (3.17) restent quant à elles inchangées. Un développement limité pour un nombre de Rayleigh légèrement supercritique $Ra = Ra_c + \varepsilon^2 Ra_c$ (Malkus & Veronis, 1958; Richter, 1973), où Ra_c est le nombre de Rayleigh critique de la convection en l'absence de cisaillement :

$$\theta = \theta_0 + \varepsilon\theta_1 + \varepsilon^2\theta_2 + \dots + \varepsilon^n\theta_n + \dots \quad (3.23)$$

permet de tracer l'évolution de l'amplitude des différentes formes possibles de convection (Figure 3.3b). On s'intéresse en particulier à l'évolution des rouleaux longitudinaux (respectivement transverses), dont l'axe est aligné (respectivement perpendiculaire) à la direction de la vitesse imposée. La figure 3.3b montre que si l'on part d'une condition initiale en rouleaux longitudinaux, cette structure reste stable en présence du cisaillement. Si l'on part en revanche d'une condition initiale en rouleaux transverses, l'amplitude de ces rouleaux diminue progressivement au cours du temps, jusqu'à disparaître, puis les rouleaux longitudinaux se forment dans le système et constituent la forme de la convection en régime stationnaire.

Les études expérimentales de Richter & Parsons (1975) confirment ces prédictions (Figure 3.4a) : en présence d'un cisaillement, les rouleaux transverses disparaissent, au profit des rouleaux longitudinaux, qui deviennent ainsi la forme privilégiée de la convection. Il en est de même pour des nombres de Rayleigh plus élevés, lorsque l'on part d'une condition initiale bimodale (Figure 3.4b) : l'écoulement s'organise en rouleaux longitudinaux, dont l'axe est parallèle à la direction de la vitesse imposée.

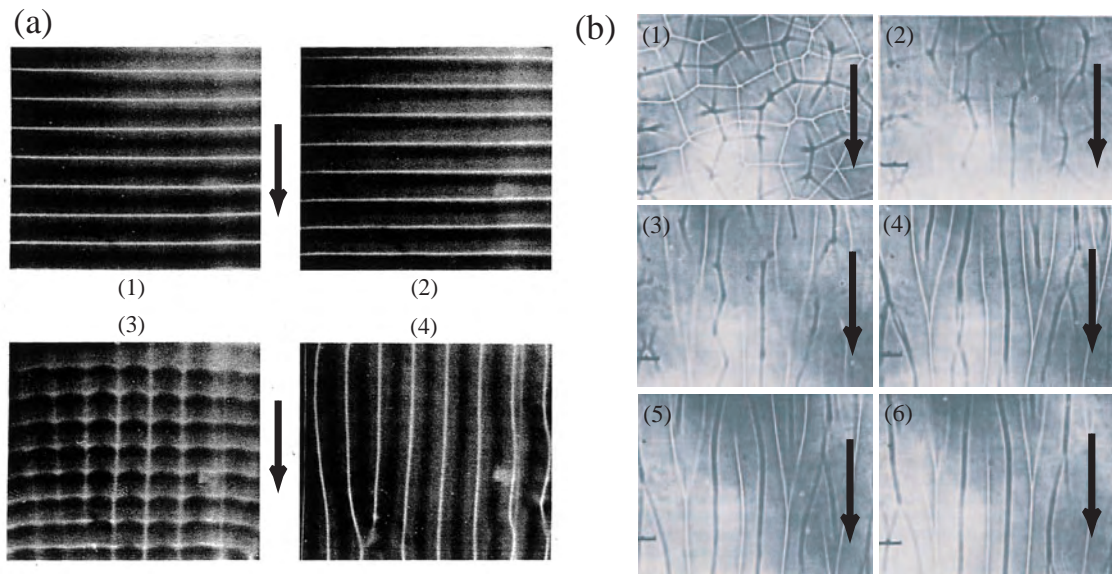


FIG. 3.4 – Convection de Rayleigh-Bénard en présence d'un cisaillement : étude expérimentale (d'après Richter et Parsons, 1975). On impose une vitesse constante à la plaque supérieure (flèche noire) en partant (a) d'une condition initiale en rouleaux transverses (b) d'une condition initiale bimodale.

Aux études analytiques (Clever & Busse, 1977, 1991) et expérimentales (Kincaid et al., 1996) qui ont suivi, se superposent des études numériques. Du fait de la difficulté de mise en oeuvre, elles se sont souvent limitées au cas 2D (Skilbeck & McKenzie, 1979; Houseman & McKenzie, 1982; Houseman, 1983), ce qui empêche logiquement toute analyse des rouleaux longitudinaux. Ces études 2D ont cependant eu le mérite de montrer la suppression des instabilités transverses en présence de cisaillement, et par conséquent la stabilisation de l'écoulement à grande échelle. Les récents modèles 3D (Hathaway & Sommerville, 1986; Domaradzki & Metcalfe, 1988; Clever & Busse, 1992) confirment l'affirmation suivante : l'effet principal du cisaillement est d'orienter les structures convectives dans la direction de la vitesse moyenne.

Cette introduction, qui a présenté les mouvements de convection au niveau de la Terre, ainsi que les théories physiques existantes expliquant les différents régimes convectifs dans la configuration simple de Rayleigh-Bénard (avec ou sans cisaillement), permet de mieux cerner les paramètres et la complexité du problème étudié. La Terre est loin d'être assimilable à une cellule de Rayleigh-Bénard, et les matériaux qui la constituent ont de plus des propriétés dépendant fortement de la température et de la pression. Nous reviendrons sur ces aspects dans la partie I.

Chapitre 4

La lithosphère océanique

Sommaire

4.1	Evolution thermique	55
4.1.1	Les données	55
4.1.2	Modèles de subsidence	57
4.1.3	Commentaires sur les différents modèles de subsidence	60
4.2	Propriétés mécaniques	63
4.2.1	Rhéologie de la lithosphère	63
4.2.2	Principe d'isostasie et modes de compensation	64

Nous nous sommes limités au cours de cette étude au domaine océanique, nous allons donc dans ce chapitre nous attacher à décrire la lithosphère océanique, ses propriétés thermiques et mécaniques, et son évolution. Nous allons dans un premier temps nous intéresser à la lithosphère thermique. C'est la lithosphère telle que nous l'avons définie dans la section 2.2 : la couche limite thermique froide supérieure de la convection mantellique. Elle se refroidit par conduction, s'épaissit et subside (densification par contraction thermique) en s'éloignant de la dorsale où elle a été créée (Turcotte & Oxburgh, 1967). Nous verrons dans une deuxième partie la rhéologie complexe de la lithosphère, et comment elle peut conduire à différentes définitions de l'enveloppe supérieure de la Terre.

4.1 Evolution thermique

4.1.1 Les données

Trois observables permettent de contraindre l'évolution thermique de la lithosphère : la bathymétrie, les anomalies du géoïde et le flux de chaleur.

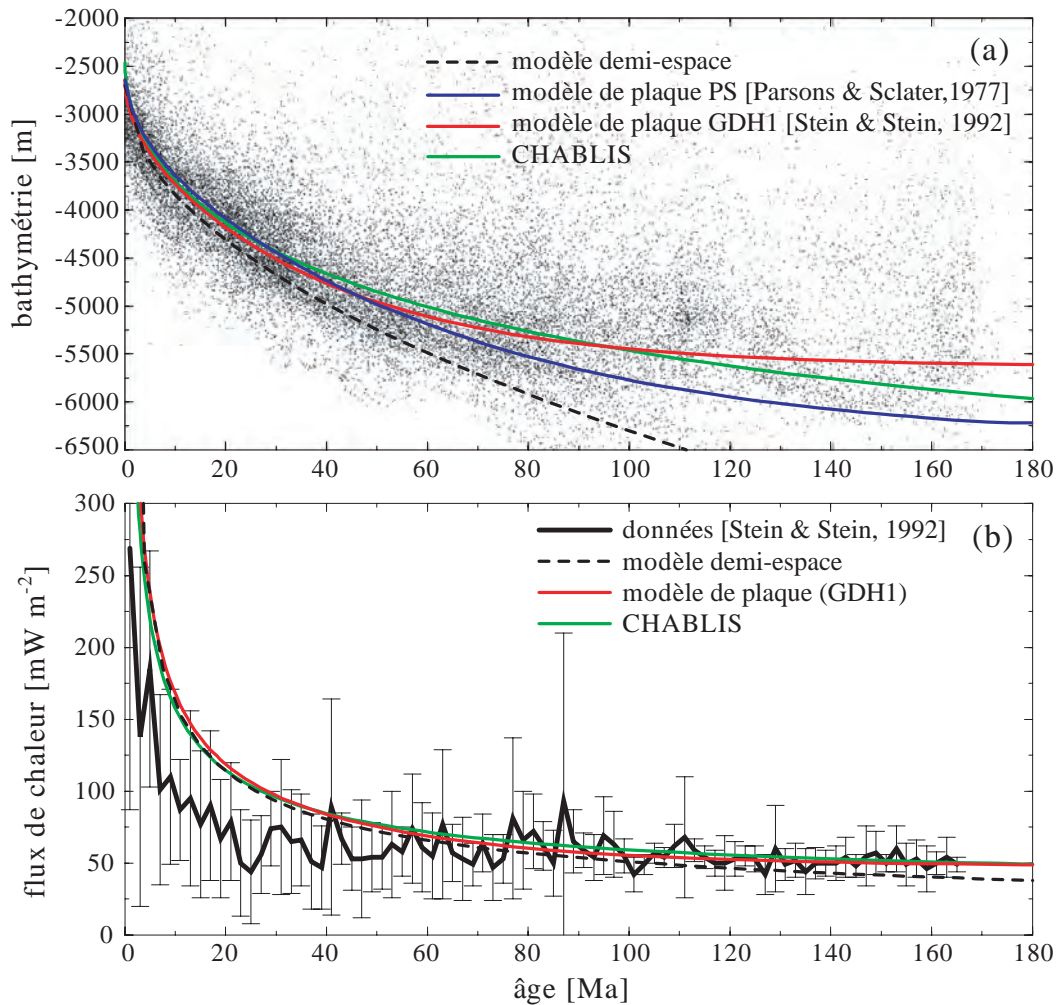


FIG. 4.1 – (a) Bathymétrie et (b) flux de chaleur en fonction de l'âge. Les points et la courbe pleine noire représentent les données. Les courbes noire en pointillés, bleue, rouge et verte montrent les prédictions respectives des modèles demi-espace, plaque (Parsons & Sclater, 1977), plaque (GDH1, Stein & Stein, 1992), et du modèle à flux constant CHABLIS (d'après Doin & Fleitout, 1996).

Bathymétrie

Elle est définie comme étant la hauteur d'eau comprise entre le niveau zéro de l'océan (niveau de référence) et le plancher océanique. Elle correspond donc à la profondeur du plancher océanique, au signe moins près. On a vu que la lithosphère se refroidissait par conduction, et subsidait en s'éloignant de la dorsale. Jusqu'à des âges de 50 à 70 Ma suivant les océans, on observe en effet une évolution de la profondeur proportionnellement à la racine carrée de l'âge (Davis & Lister, 1974; Parsons & Sclater, 1977; Schroeder, 1984; Hayes, 1988; Renkin & Sclater, 1988). Au-delà de 70 Ma, la profondeur moyenne du plancher océanique semble tendre vers une asymptote à 6400 m (Figure 4.1a)

Anomalies du géoïde

Le géoïde N correspond à une équipotentielle du champ de gravité terrestre, coïncidant avec le niveau des océans. Si l'on approche la forme de la Terre par un ellipsoïde de révolution, l'anomalie du géoïde ΔN est alors la différence entre le géoïde observé, et celui calculé à partir de cet ellipsoïde de référence. C'est une fonction décroissante de l'âge de la croûte, pour les premiers 50 Ma (Davis & Lister, 1974; Haxby & Turcotte, 1978; Sandwell & Schubert, 1980), linéaire, même si la tendance reste grossière. Pour des âges plus élevés, on observe tout comme dans le cas de la bathymétrie un aplatissement de la courbe du géoïde (Detrick et al., 1981; Sandwell & Schubert, 1980, 1982). Une observable équivalente est le champ de gravité terrestre (ou l'anomalie du champ de gravité, par rapport à un modèle de référence).

Il faut cependant être prudent dans l'interprétation des données du géoïde. En effet, ce dernier reflète la distribution de l'ensemble des masses dans la planète, et par conséquent toute une variété de processus géodynamiques. Il peut donc contenir un signal correspondant à des sources profondes du manteau, sans lien direct avec la lithosphère.

Flux de chaleur

Pour maintenir une structure thermique stable, un flux de chaleur en provenance du manteau profond doit venir équilibrer le flux de chaleur perdu par la surface supérieure. Malgré la difficulté pour le mesurer, à cause des grandes profondeurs et des circulations hydrothermales en particulier, on montre qu'il varie en $1/\sqrt{t}$ pour des âges compris entre 10 et 80 Ma (McKenzie, 1967; Davis & Lister, 1974; Sclater et al., 1981). Il atteint ensuite une valeur moyenne asymptotique $Q_0 = 48 \pm 2 \text{ mW m}^{-2}$ pour des âges supérieurs à 110 Ma (Lister et al., 1990) (Figure 4.1b).

4.1.2 Modèles de subsidence

Afin de rendre compte des observations précédentes, différentes théories ont été développées. Nous allons passer en revue dans cette partie les différents modèles qui existent. Il faut souligner l'importance d'avoir un bon modèle de subsidence, car c'est lui par la suite qui va servir à la définition de ce que l'on appelle les *anomalies de profondeur*, qui seront interprétées en terme de processus géophysiques. Il est donc nécessaire de connaître les caractéristiques, les points forts et les limitations de chaque modèle de subsidence.

Le modèle demi-espace (ou modèle de couche limite)

La lithosphère se refroidit par conduction comme un milieu semi-infini (McKenzie, 1967; Turcotte & Oxburgh, 1969; Parker & Oldenburg, 1973; Oldenburg, 1975). Les hypothèses sont les suivantes : un état stationnaire pour l'expansion océanique, pas de production de chaleur interne, et la diffusion horizontale peut être négligée devant la diffusion verticale (Parsons & Sclater, 1977). Les conditions limites en température sont $T = 0^\circ \text{C}$ en surface, et $T(t = 0, z) = T_m$ (température du manteau) au niveau de la dorsale.

Dans ce modèle, l'évolution en fonction du temps de la profondeur $d_0(t)$ est (Davis & Lister, 1974) :

$$d_0(t) = r + \frac{\alpha \rho_m}{\rho_m - \rho_w} \int_0^\infty [T_m - T(z)] dz \quad (4.1)$$

où $r = d_0(t = 0)$ est la profondeur de la dorsale, α le coefficient d'expansion thermique, et ρ_m et ρ_w les masses volumiques respectives du manteau et de l'eau de mer. La différence de température s'exprime par :

$$T_m - T(z) = T_m \operatorname{erf} \left(\frac{z}{2\sqrt{\kappa t}} \right) \quad (4.2)$$

ce qui donne :

$$d_0(t) = r + \frac{2}{\sqrt{\pi}} \left(\frac{\alpha \rho_m}{\rho_m - \rho_w} \right) T_m \sqrt{\kappa t} \quad (4.3)$$

Si l'on suppose que le système est isostatique, le géoïde N peut s'écrire en fonction du premier moment de la distribution de masse sous la surface des océans (Haxby & Turcotte, 1978), ce qui donne l'anomalie du géoïde suivante :

$$\Delta N(t) = -\frac{2\pi G}{g} \alpha \rho_m T_m \kappa \left[1 + \frac{2\alpha \rho_m T_m}{\pi(\rho_m - \rho_w)} \right] t \quad (4.4)$$

où G est la constante de gravitation universelle et g l'accélération de la pesanteur. Le flux de chaleur en surface, enfin, suit la loi donnée par l'équation (4.5) :

$$Q_s = -k \left(\frac{\partial T}{\partial z} \right)_{z=0} = \frac{k T_m}{\sqrt{\pi \kappa t}} \quad (4.5)$$

On retrouve ainsi la dépendance de la bathymétrie en \sqrt{t} (Figure 4.1a), que l'on notera par la suite

$$d_0(t) = r + \zeta \sqrt{t} \quad (4.6)$$

(où ζ désigne le taux de subsidence), la dépendance du géoïde en t et celle du flux de chaleur en $1/\sqrt{t}$ (Figure 4.1b) que montrent les données pour des âges inférieurs à 50-70 Ma (Parsons & Sclater, 1977; Schroeder, 1984; Hayes, 1988; Renkin & Sclater, 1988). Ce résultat est confirmé par les données sismiques (Crough, 1975), et des expériences de laboratoire étudiant le refroidissement de cire dans une configuration similaire (Oldenburg & Brune, 1972, 1975).

Ce modèle de refroidissement d'une couche limite correspond au processus physique attendu pour la lithosphère océanique. Or pour des âges supérieurs à 50-70 Ma (selon l'observable considérée), ce modèle prédit que la lithosphère s'épaissit et subside beaucoup plus rapidement que ce qui est effectivement observé (Figure 4.1). C'est ce qui a conduit à l'élaboration du modèle de plaque.

Modèle de plaque

Dans ce modèle, la lithosphère est une plaque dont la limite inférieure est à température constante T_m et à une profondeur constante (McKenzie, 1967; Parsons & Sclater, 1977; Stein & Stein, 1992). Cela suppose implicitement un apport de chaleur en base de plaque, et permet d'obtenir des résultats plus réalistes, en prédisant l'aplatissement aux âges anciens (Crough, 1975). Il prédit que

$$d_0(t) = r + d_\infty \left\{ 1 - \frac{8}{\pi^2} \times \sum_{n=1}^{\infty} \frac{1}{(2n+1)^2} \exp[-n^2 t/\tau] \right\} \quad (4.7)$$

où d_∞ est la subsidence totale de $t = 0$ à l'infini, et $\tau = d_p^2/\pi\kappa$ une constante de temps conductif caractéristique, où d_p désigne l'épaisseur de la plaque. La distribution de température dans la lithosphère s'écrit :

$$T(t, z) = T_m \left[\frac{z}{h_p} + \sum_{n=1}^{\infty} \frac{2}{n\pi} \sin\left(\frac{n\pi z}{h_\infty}\right) \exp\left(\frac{-n^2 t}{\tau}\right) \right] \quad (4.8)$$

et l'anomalie du géoïde prend alors la forme suivante :

$$\Delta N = -\frac{2\pi G}{g} \rho_m \alpha T_m d_p^2 \left[\frac{1}{6} + \sum_{n=1}^{\infty} \frac{2}{n^2 \pi^2} \exp\left(\frac{-n^2 t}{\tau}\right) \cos(n\pi) \right] \quad (4.9)$$

Pour $t < \tau$, l'équation (4.7) donne environ le même comportement que dans le cas du modèle de couche limite (équation 4.6), avec $\zeta = 4d_\infty/\pi^3\tau$, alors que pour des t plus élevés, la courbe $d_0(t)$ s'aplatit.

Les deux modèles de subsidence les plus utilisés sont le modèle PS (Parsons & Sclater, 1977), qui ajuste les données avec r et ζ identiques au modèle de couche limite, et $\tau = 62.8$ My; et le modèle "Global Depth and Heat Flow 1", ou GDH1 (Stein & Stein, 1992), qui trouve une profondeur moyenne des dorsales $r = 2600$ m, $\zeta = 365$ m My^{-1/2} et $\tau = 36$ My. Le modèle PS a le même comportement aux âges jeunes que le modèle de couche limite, et prédit un aplatissement aux âges corrects. Cependant, l'aplatissement n'est pas assez important pour expliquer les données (Figure 4.1a). Le modèle GDH1, quant à lui, prend une valeur plus élevée de ζ pour compenser la valeur inférieure de τ considérée et mieux ajuster l'aplatissement aux âges anciens, mais en conséquence prédit une subsidence trop importante aux âges jeunes, et un démarrage du comportement asymptotique trop rapide. La table 4.1 résume les paramètres déduits de ces deux modèles qui ajustent le mieux les données. Un filtrage adapté du géoïde

TAB. 4.1 – Paramètres déduit des modèles de plaque.

Modèle	r [m]	T_m [°C]	d_∞ [m]	Référence
PS	2500	1350	125	Parsons & Sclater (1977)
GDH1	2600	1450	95	Stein & Stein (1992)

permet, malgré la complexité du signal initial, d'extraire un signal qui reflète bien l'évolution thermique de la lithosphère avec l'âge, qui confirme le meilleur ajustement des données par un modèle de plaque (Colin & Fleitout, 1990; DeLaughter et al., 1999).

L'hypothèse simple du modèle de plaque, bien qu'expliquant une partie des données de flux de chaleur et de topographie de manière plus satisfaisante que le modèle demi-espace (Sclater & Francheteau, 1970), n'arrive cependant toujours pas à rendre compte simultanément du refroidissement en \sqrt{t} aux âges jeunes, et du comportement asymptotique pour $t > 70$ Ma. Des modèles alternatifs se sont donc développés.

Modèle CHABLIS :

Une alternative au modèle précédent est d'appliquer non pas une température constante, mais un flux de chaleur constant en base de lithosphère, quel que soit son âge : c'est le modèle CHABLIS, Constant Heat flow Applied at the Bottom Lithospheric Isotherm (Doin & Fleitout, 1996). Les profondeurs prédites par ce modèle sont relativement comparables à celles prédites par GDH1 (Figure 4.1a).

Modèle stochastique

Une dernière approche pour tenter de modéliser la bathymétrie est celle de Smith & Sandwell (1997), qui proposent un modèle de réchauffement stochastique du plancher océanique, afin d'expliquer à la fois l'aplatissement de la valeur médiane de la profondeur aux âges anciens, mais aussi l'augmentation simultanée de la variabilité des données (voir les points Figure 4.1a). Il se base sur le fait que certaines régions, suite à divers processus géophysiques, sont réchauffées, entraînant une remontée locale du plancher océanique, et par conséquent une subsidence thermique "rajeunie".

4.1.3 Commentaires sur les différents modèles de subsidence

Dans le modèle de plaque, la température est fixée à une profondeur donnée, la "base de la plaque". Ce modèle permet d'avoir une bonne représentation mathématique des effets intervenant en base de lithosphère, et responsable de son comportement

asymptotique (Doin & Fleitout, 1996). Un bon ajustement aux données (bathymétrie, géoïde et flux de chaleur en fonction de l'âge) est obtenu avec les modèles de plaque (en particulier GDH1) et CHABLIS, contrairement au modèle demi-espace qui ne décrit correctement les données qu'aux âges inférieurs à 50-70 Ma. Ces modèles (plaque et CHABLIS) ont des conséquences importantes sur les processus géodynamiques. Ainsi, une plaque de 100 Ma n'est épaisse que de 80 km, rendant possible la fusion partielle au niveau d'un point chaud sans requérir d'amincissement lithosphérique important. La grande différence au niveau de l'interprétation, entre le modèle de plaque et le modèle CHABLIS, est que dans ce dernier, les processus sublithosphériques responsables du comportement asymptotique sont beaucoup plus importants.

Quel phénomène est responsable de l'aplatissement aux âges anciens ?

Plusieurs mécanismes physiques, indépendants du refroidissement des plaques, sont invoqués pour expliquer l'aplatissement aux âges anciens : cisaillement et apport de chaleur par frottement visqueux (Schubert et al., 1976) ; apport de chaleur radioactive (Schubert et al., 1976) ; effet dynamique de la surpression lié à l'écoulement asthénosphérique (Schubert et al., 1976; Morgan & Smith, 1992) ; réchauffement de la lithosphère lorsqu'elle passe à l'aplomb d'un panache chaud mantellique (Crough, 1978; Heestand & Crough, 1981; Smith & Sandwell, 1997) ; variation de la température du manteau, et donc des conditions limites, au cours du temps, induisant une variation temporelle du taux de subsidence (Humler et al., 1999; Machetel & Humler, 2003) ; convection à petite échelle se développant en base de lithosphère (Parsons & McKenzie, 1978; Fleitout & Yuen, 1984a, 1984b; Fleitout & Moriceau, 1991; Davaille & Jaupart, 1993, 1994; Doin, 1995).

On ne sait pas trancher à l'heure actuelle entre ces différents processus. Il est probable qu'ils aient tous un rôle, plus ou moins important, dans l'aplatissement de la courbe de subsidence. Il faut cependant souligner l'importance du mécanisme de convection à petite échelle, estimé comme étant à 40% responsable de la loi de refroidissement du manteau, contre 60% pour le phénomène de subduction lui-même (Doin & Fleitout, 1996). Parsons & McKenzie (1978) ont introduit ce mécanisme en considérant une plaque comportant une partie rigide de viscosité infinie et une partie visqueuse sous-jacente, de viscosité constante (Figure 4.2). Leurs expériences, dont les résultats sont appliqués à la Terre, prédisent un démarrage de la convection à petite échelle en base de lithosphère vers 70 Ma. La coïncidence avec le début de l'aplatissement de la courbe de subsidence, et les récentes observations de linéations à petite échelle dans l'anomalie du géoïde (Figure 2.5) rendent l'étude de ce mécanisme particulièrement attractive. Nous nous y intéresserons, au moyen d'études expérimentales, dans la partie I.

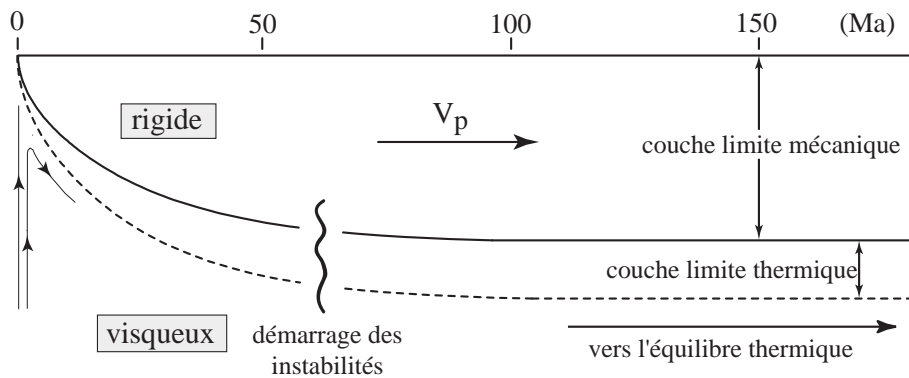


FIG. 4.2 – Représentation schématique des parties rigide et visqueuse de la lithosphère océanique, et démarrage d’instabilités à petite échelle en base de lithosphère (d’après Parsons & McKenzie, 1978).

Les limitations d’un modèle global

Il est nécessaire de faire une dernière remarque à propos des modèles de subsidence présentés ci-dessus. Ils résultent tous d’une approche globale, et leurs paramètres (température en base de lithosphère, épaisseur de la plaque, taux de subsidence) tentent d’ajuster des données provenant de différents océans. Or on observe d’importantes variations locales et régionales du taux de subsidence ζ , qui peut varier de $350 \text{ m Ma}^{-1/2}$ pour l’Atlantique Nord à $250 \text{ m Ma}^{-1/2}$ pour l’Atlantique équatorial et le nord-ouest de l’océan Indien (Marty & Cazenave, 1989). D’autre part, la profondeur r de la dorsale varie également, et a une influence directe sur le taux de subsidence : plus la dorsale est élevée (r petit), plus la subsidence est importante (ζ grand). Enfin, on observe assez fréquemment une asymétrie de la subsidence de part et d’autre d’une dorsale, malgré des conditions limites apparemment similaires ; c’est le cas de la dorsale Est-Pacifique (EPR=East Pacific Rise).

Il apparaît donc vain de tenter d’ajuster les données mondiales par un modèle global. Marty & Cazenave (1989) ont décomposé les plaques océaniques en 32 régions, pour ajuster les paramètres localement. Cependant, ils ont dans leur étude pris en compte de nombreux points étant passés à proximité de points chauds, c’est-à-dire des points ayant subi l’influence de processus géodynamiques autres que le simple refroidissement de la lithosphère. Les modèles globaux actuellement en vigueur (demi-espace, PS, GDH1 et CHABLIS) restent donc malgré tout le moyen le plus simple de décrire le comportement à l’ordre zéro du plancher océanique. On gardera cependant à l’esprit les remarques précédentes, qui permettront d’interpréter objectivement les résultats dépendant de l’utilisation de ces modèles.

4.2 Propriétés mécaniques

4.2.1 Rhéologie de la lithosphère

La tectonique des plaques est basée sur le fait que ces dernières restent rigides à l'échelle des temps géologiques (i.e. pour des périodes supérieures à 10^5 ans). La rigidité de la lithosphère lui permet de répondre de manière élastique aux contraintes qui lui sont appliquées. En effet, les observations montrent que la lithosphère fléchit sous la charge des îles volcaniques ou des monts sous-marins (Walcott, 1970a, 1970c; Watts & Cochran, 1974; McNutt & Menard, 1978; Bodine et al., 1981). De la même façon, la lithosphère se déforme au niveau des zones de subduction, avant de plonger dans le manteau (Watts & Cochran, 1974). La réponse à des charges à long terme montre que la rigidité flexurale effective de la lithosphère océanique ne dépend que de son âge thermique (Watts, 2001)¹.

Des études expérimentales de mécanique des roches (Kohlstedt et al., 1995) montrent que la lithosphère océanique présente différents comportements rhéologiques. Aux faibles profondeurs (et donc aux faibles températures), elle a un comportement cassant, les roches se déformant par glissement le long de micro-fractures (Byerlee, 1968; Byerlee, 1978). En base de lithosphère, on observe une partie plus chaude et ductile, où les roches peuvent se déformer par fluage (glissement sur les plans cristallins, lié à une énergie d'activation thermique), en réponse à des forces à long terme (Goetze, 1978). Remarquons cependant que cette partie ductile appartient aux plaques rigides, et par conséquent se déforme extrêmement peu sur des échelles de temps géologiques, contrairement à l'asthénosphère sous-jacente. En terme de température, la partie ductile, qui peut effectivement être vue comme une zone de transition entre la lithosphère et l'asthénosphère, se situe entre les isothermes 600°C et $1350\text{-}1400^\circ\text{C}$, cette dernière température correspondant environ à la base de la lithosphère thermique. Goetze & Evans (1979) ont montré que les charges posées sur la lithosphère sont supportées par la couche quasi-élastique qui sépare les régions cassante et ductile. Dans cette partie élastique, les déformations suivent la loi de Hooke et sont proportionnelles à la contrainte appliquée, via le module de Young E .

La figure 4.3 illustre le tracé de la Yield Strength Envelope (YSE), qui a pour but de combiner les lois de déformation cassante et ductile en un seul profil. Ce type de profil permet d'avoir le comportement d'une lithosphère soumise à des contraintes en extension ou en compression. Bien que les lois de comportement soient basées sur des résultats expérimentaux, impliquant des temps de réponse parfois plusieurs ordres de grandeur moins importants que dans la réalité, la YSE permet une meilleure compréhension du sens physique de l'épaisseur élastique T_e et de l'épaisseur sismogénique T_s .

L'épaisseur élastique T_e de la lithosphère correspond à l'épaisseur effective qui supporte les charges. Elle est égale à l'intégrale de la contrainte en fonction de la

¹Ce n'est pas le cas de la lithosphère continentale, dont la rigidité flexurale effective dépend notamment, en plus de l'âge thermique, du géotherme, de l'épaisseur crustale et de la composition.

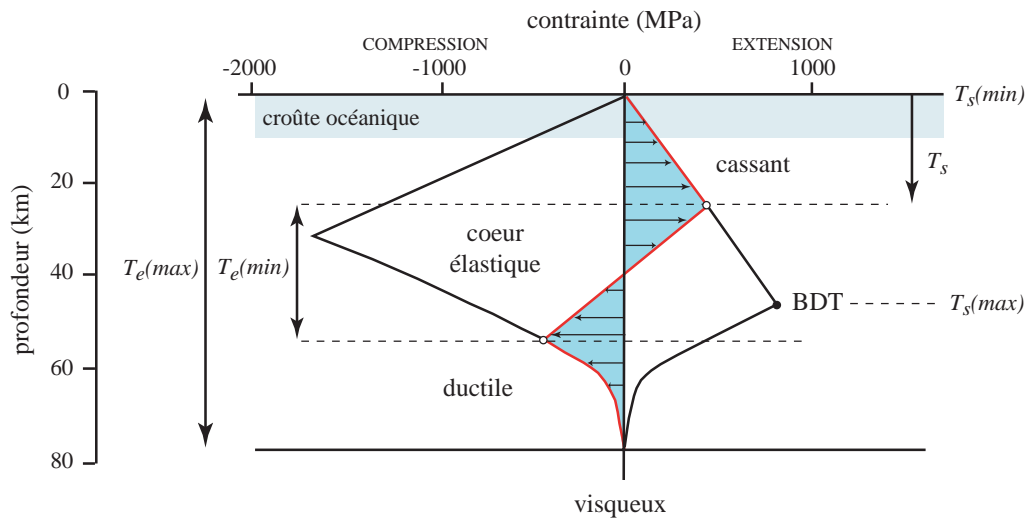


FIG. 4.3 – Rhéologie de la lithosphère océanique en réponse à une charge (d'après Watts & Burov, 2003). Le contour noir représente la YSE (Yield Strength Envelope), qui fait apparaître les comportements cassant, élastique et ductile. Le contour rouge correspond à la charge imposée. L'épaisseur élastique T_e et l'épaisseur sismogénique T_s sont également représentées. BDT = Brittle Ductile Transition (voir texte).

profondeur, et peut donc s'étendre potentiellement entre l'épaisseur du coeur élastique (avec lequel une confusion est souvent faite) et l'entière épaisseur de la plaque élastique (Figure 4.3). Le fait qu'elle ne soit pas nécessairement confondue avec la région élastique de la plaque indique que les régions cassante et ductile participent aussi à la rigidité apparente de la lithosphère (Watts & Burov, 2003). Dans les océans, la profondeur de la transition cassant-ductile (ou BDT, pour *brittle-ductile transition*) est située environ au centre de la zone élastique : les champs de déformation cassant et ductile participent donc de manière équivalente à la compensation des charges (Watts & Burov, 2003). L'épaisseur sismogénique T_s correspond quant à elle à la zone dans laquelle sont confinés les tremblements de terre. Ces derniers sont en effet la manifestation la plus évidente du comportement cassant de la lithosphère. Elle peut donc potentiellement s'étendre jusqu'à la limite cassant-ductile (BDT, Figure 4.3).

4.2.2 Principe d'isostasie et modes de compensation

Le principe d'isostasie stipule que lorsqu'un relief topographique (île volcanique, mont sous-marin) charge la lithosphère, une compensation de masse en profondeur (dans ce cas un déficit) lui est associée, de façon à maintenir l'équilibre sur des colonnes verticales. Autrement dit, les variations de densité sont telles qu'à une profondeur donnée, la pression hydrostatique est la même partout. Deux modes de compensation sont dès lors envisageables : une compensation locale, donnée par le modèle d'Airy, et une compensation régionale, prenant en compte la déformation élastique de la lithosphère.

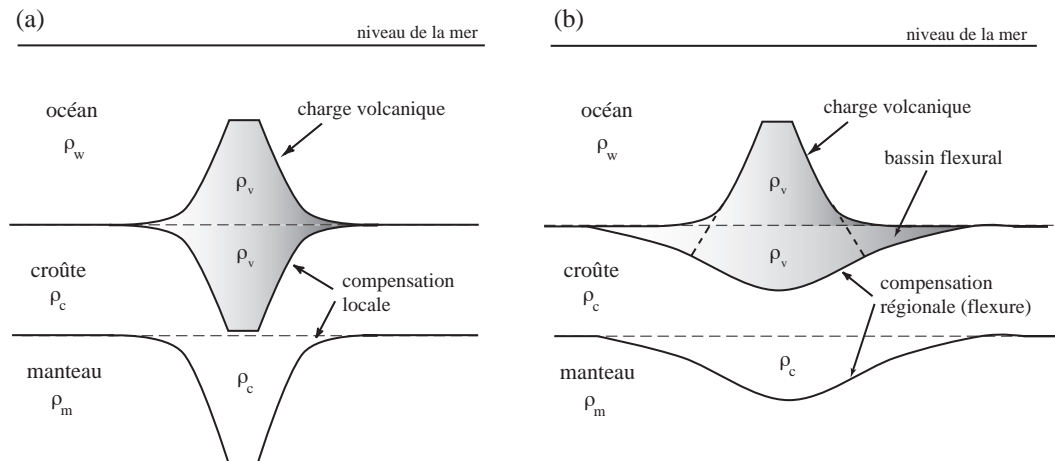


FIG. 4.4 – Modèles isostatiques de compensation (a) locale : modèle d’Airy, ou (b) régionale : modèle élastique.

Compensation locale : le modèle d’Airy

Dans ce modèle, la profondeur du Moho (base de la croûte) augmente, correspondant à la mise en place à l’aplomb de la charge volcanique de matériel crustal plus léger que le manteau environnant (Figure 4.4a). Ce mode de compensation est local : toutes les variations de densité en profondeur sont localisées sous le relief topographique. La déflexion w_{Airy} (prise positive vers le bas) associée à la charge peut s’exprimer simplement par :

$$w_{Airy}(x, y) = \left(\frac{\rho_v - \rho_w}{\rho_m - \rho_v} \right) h(x, y) \quad (4.10)$$

où ρ_m , ρ_v et ρ_w sont les masses volumiques du manteau, de la charge volcanique et de l’eau de mer, respectivement, et h la topographie associée à la charge. Ce mode de compensation donne une estimation correcte du Moho lorsque la charge se situe sur une lithosphère jeune (Sandwell & MacKenzie, 1989). Pour une lithosphère plus âgée, sa validité est mise en doute (White, 1993). Ainsi, Watts & ten Brink (1989) montrent que dans le cas d’Hawaïï, qui s’est mis en place sur une lithosphère de 80 Ma, ce n’est effectivement pas le mode de compensation déduit de l’analyse conjointe des profils sismiques et de l’anomalie de gravité. Ces derniers montrent en effet une compensation régionale dépassant les limites du relief topographique.

Compensation régionale : modèle élastique 3D

Le mécanisme de compensation régionale implique la propriété qu’a la lithosphère de se comporter comme une plaque élastique mince 3D, sous l’effet d’une charge (Figure 4.4b). Introduit par Gunn (1943), ce modèle a par la suite été validé par de nombreuses observations (Walcott, 1970b; Watts & Cochran, 1974; Watts, 1979; McNutt & Menard, 1978; Cazenave et al., 1980). Watts (1978) a analysé la relation entre l’anomalie de gravité et la bathymétrie sur 14 profils le long de la chaîne Empereur-

Hawai'i. La fonction de transfert résultante s'explique par le simple modèle élastique. Des estimations de l'épaisseur élastique T_e de la lithosphère dans le Pacifique montrent que l'on peut identifier T_e à l'isotherme $450 \pm 150^\circ\text{C}$, en considérant un modèle simple de refroidissement (Watts, 1978).

L'approche numérique 3D développée par Watts et al. (1975) est utilisée pour calculer la déformation w_{flex} causée par la charge. Dans l'hypothèse d'une lithosphère élastique mince, surmontant une asthénosphère fluide visqueuse, l'équilibre entre l'élasticité intrinsèque de la plaque, la force de flottabilité due à la présence de matériau plus léger dans le manteau, et la charge appliquée permet d'écrire l'équation différentielle suivante (Watts, 2001) :

$$D\nabla^4 w_{flex} + (\rho_m - \rho_c)w_{flex} \mathbf{g} = \mathbf{P} \quad (4.11)$$

où ρ_m et ρ_c sont les masses volumiques respectives du manteau et de la croûte, D la rigidité flexurale (Parker, 1973; McNutt, 1983) et $\mathbf{P} = (\rho_v - \rho_w)\mathbf{g}h$ la charge appliquée. La résolution se fait dans le domaine de Fourier, où la flexure $W_{flex}(k_x, k_y)$ est proportionnelle à la topographie de la charge $H(k_x, k_y)$:

$$W_{flex}(k_x, k_y) = (\rho_v - \rho_w) \left[\frac{(2\pi k)^4 D + (\rho_m - \rho_v)g}{g} \right]^{-1} H(k_x, k_y) \quad (4.12)$$

où $k = \sqrt{k_x^2 + k_y^2}$ est le module du nombre d'onde (Parker, 1973; McNutt, 1983), en supposant $\rho_c \sim \rho_v$. La rigidité flexurale s'exprime en fonction de l'épaisseur élastique T_e comme

$$D = \frac{ET_e^3}{12(1 - \sigma^2)} \quad (4.13)$$

où E est le module de Young et σ le coefficient de Poisson (Turcotte & Schubert, 1982; Watts, 2001). L'épaisseur élastique apparaît donc comme une mesure de la résistance de la lithosphère à la déformation : plus T_e est grande, plus la flexure sera de faible amplitude, mais étendue sur une importante région autour de la charge. A la limite $T_e = 0$, on retrouve le modèle simple d'Airy.

Variation de l'épaisseur élastique en fonction de l'âge du chargement

L'épaisseur élastique T_e , comme on l'a vu ci-dessus, est bien décrite par les profondeurs des isothermes $300 - 600^\circ\text{C}$. Elle est donc fonction de l'âge thermique de la lithosphère *au moment du chargement* (Watts, 1978; Bodine et al., 1981). La figure 4.5, qui représente une compilation des épaisseurs élastiques T_e en fonction de la différence entre l'âge du plancher océanique et l'âge de mise en place de la charge (donc T_e en fonction de l'âge de la lithosphère au moment du chargement), illustre bien cette dépendance. Plus on est loin de la dorsale où s'est formée la lithosphère, plus l'épaisseur élastique est grande, ce qui semble cohérent avec le fait que la plaque se refroidit et devient donc plus rigide (Watts, 1978), conséquence de la forte dépendance en température de la rhéologie. On remarquera que l'épaisseur observée par les ondes sismiques est 40 à 50% supérieure à l'épaisseur élastique (Nishimura & Forsyth, 1985).

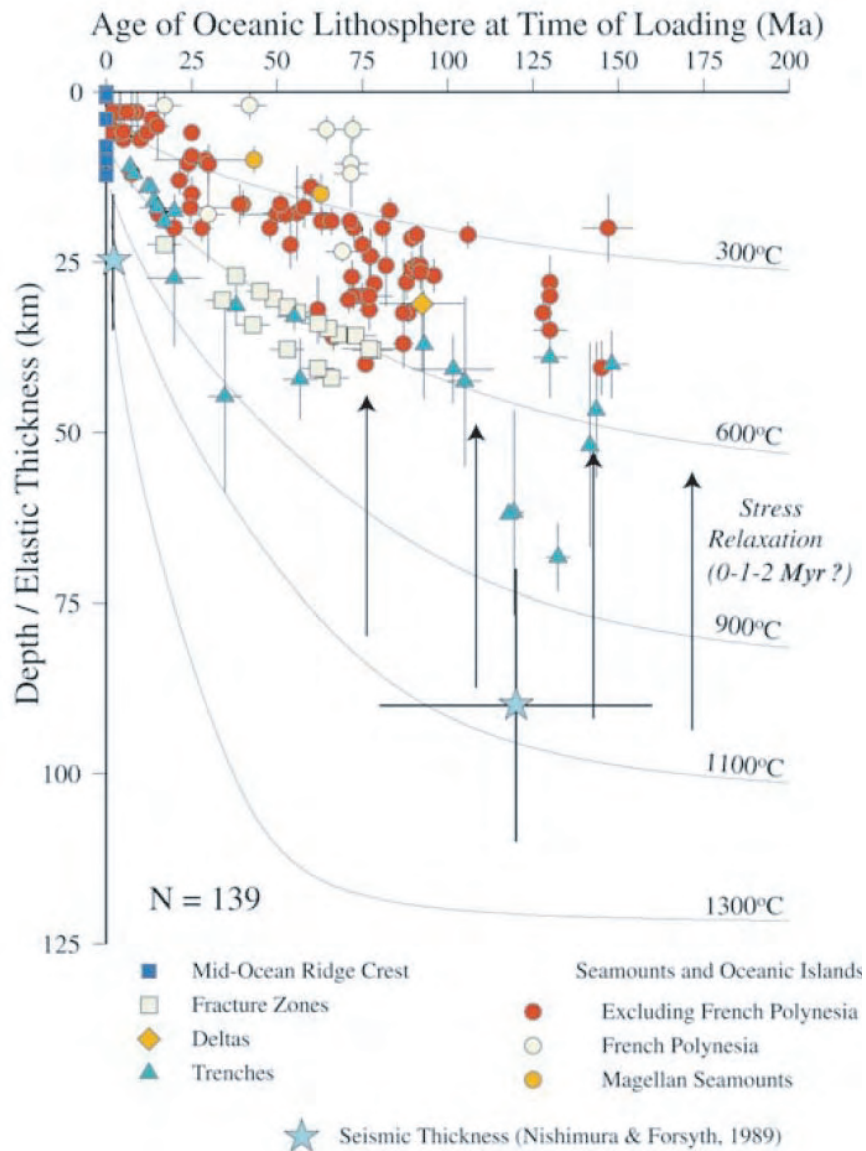


FIG. 4.5 – Épaisseur élastique T_e de la lithosphère océanique en fonction de l'âge de la croûte au moment du chargement (d'après Watts & Zhong, 2000). Les isothermes correspondent au modèle de plaque de Parsons & Sclater (1977), et l'épaisseur sismique est prise de Nishimura & Forsyth (1989). Les flèches illustrent l'effet d'une relaxation à court terme (0-2 Myr) sur l'épaisseur élastique.

Cette dernière n'est en effet pas une observable, mais un simple paramètre permettant de traduire le comportement de la lithosphère sur de longues périodes.

Les limites du modèle élastique

Bien que le modèle élastique permette une bonne description du comportement de la lithosphère sur laquelle se mettent en place des charges volcaniques, il présente

certaines limites. En particulier, il ne prend pas en compte les variations des propriétés flexurales de la lithosphère au cours du temps (Watts & Zhong, 2000). Or ces variations peuvent être importantes, surtout dans la période immédiatement après le chargement, pendant laquelle la lithosphère relaxe de son épaisseur mécanique à court terme vers son épaisseur mécanique à long terme (Bodine et al., 1981). Pour un âge thermique donné, T_e décroît rapidement pendant les premiers 1-2 Ma après le chargement (Watts & Zhong, 2000). Cette décroissance continue par la suite, mais les changements entre 1-2 Ma et 100 Ma sont négligeables.

Afin d'expliquer ce phénomène de relaxation, des modèles viscoélastiques ont vu le jour (Walcott, 1970a). Les modèles multicouches, en particulier, arrivent à bien expliquer les épaisseurs élastiques observées, ainsi que leur dépendance en fonction de la structure thermique de la lithosphère (Courtney & Beaumont, 1983). Cependant, ces modèles soulèvent le problème des grandes échelles de temps, pour lesquelles ils prévoient un comportement de la lithosphère proche du modèle d'Airy, contrairement aux observations.

L'étude détaillée des paramètres intervenant dans les modèles viscoélastiques multicouches, par Watts & Zhong (2000), permet de conclure cette discussion. Leurs résultats montrent en effet que même si la lithosphère océanique a des propriétés viscoélastiques, la viscosité de ses couches supérieures est tellement grande par rapport à celle des couches inférieures qu'elle se comporte comme une plaque élastique mince sur de grandes échelles de temps. C'est la raison pour laquelle nous utiliserons le modèle élastique dans la partie II, afin de déterminer les volumes flexuraux liés à la chaîne d'Hawai'i.

Première partie

Interaction de deux échelles de convection thermique dans des fluides visqueux - Application à l'écoulement en base de lithosphère océanique

Chapitre 5

Introduction

Sommaire

5.1	Convection thermique dans un fluide à viscosité variable	72
5.2	Effet du cisaillement	74
5.3	Principe de l'étude	75
5.4	Le dispositif expérimental	77
5.4.1	Les fluides utilisés	78
5.4.2	Acquisition des températures	81
5.4.3	Techniques de visualisation	82
5.5	Résultats	83

La compréhension et la caractérisation des échelles de la convection terrestre est l'un des enjeux de la géophysique interne. La tectonique des plaques est à l'heure actuelle généralement acceptée comme étant le témoin d'une convection thermique mantellique. La lithosphère océanique, qui est créée aux dorsales, puis se refroidit et s'épaissit en s'éloignant de ces dernières, jusqu'aux zones de subduction où elle plonge dans le manteau, est alors vue comme la couche limite thermique froide de cette convection du manteau terrestre à grande échelle (voir chapitres 2 et 4), . Il reste cependant de nombreuses inconnues, en particulier concernant la caractérisation de la convection en profondeur, et sa relation avec les observables de surface.

Nous avons abordé dans le chapitre 4 le comportement rhéologique de la lithosphère océanique, qui traduit le mode de déformation des roches. Cette rhéologie est complexe, et sa connaissance est basée sur des études expérimentales du comportement des roches de la croûte et du manteau en fonction de la pression et de la température (Byerlee, 1978; Kirby, 1983; Kirby & Kronenberg, 1987; Kohlstedt et al., 1995; Karato & Wu, 1993). La forte dépendance en température et en pression de la viscosité introduit une difficulté supplémentaire dans l'étude des mouvements convectifs du système terrestre.

Nous allons dans cette partie présenter une étude expérimentale, dont le but est de caractériser les échelles de convection se développant dans le manteau, et en particulier de mieux connaître la lithosphère. Les deux aspects importants la contraignant

sont le refroidissement en surface (plancher océanique maintenue à une température constante froide, proche de 0°C) et la présence d'un cisaillement à sa base, généré par la convection à grande échelle. Nous nous attacherons à caractériser cette convection à grande échelle responsable du cisaillement, ainsi que la convection à petite échelle qui se forme en base de lithosphère, et s'organise en présence de la convection à grande échelle. Notre modélisation analogique se ramène à l'étude de la convection naturelle dans une cavité, résultant de l'interaction complexe entre un milieu fluide confiné et les conditions limites thermiques qui lui sont imposées par les parois. Avant de présenter notre étude, quelques rappels sur la convection dans un fluide à viscosité variable sont cependant nécessaires.

5.1 Convection thermique dans un fluide à viscosité variable

Dans le cas de la convection thermique dans un fluide à viscosité variable, les équations d'état (3.11), de conservation de la masse (3.12) et de l'énergie (3.14) restent inchangées. Seule est modifiée l'équation de Navier-Stokes (3.13), dans laquelle la dépendance de la viscosité va introduire une non-linéarité supplémentaire, rendant la résolution du système d'équations encore plus complexe. Il faut de plus rajouter l'équation d'état caractérisant la variation de viscosité.

Le mécanisme de fluage dans le manteau correspond à la migration soit de défauts (mécanisme diffusif), soit de dislocations, ces processus étant activés thermiquement. A faible contrainte (< 0.01 MPa à 10 MPa), le fluage par migration de défauts domine et est linéaire en fonction de la contrainte (comportement newtonien). A plus forte contrainte, la multiplication des dislocations entraîne une variation de la vitesse de déformation en fonction de la contrainte plus importante qu'une simple augmentation linéaire. On peut écrire la dépendance en température, pression et contrainte de la viscosité sous la forme (Doin, 1995) :

$$\nu = \nu_0 \sigma_d^{1-n} \exp\left(\frac{E_a + pV_a}{RT}\right) \quad (5.1)$$

où σ_d est la contrainte déviatorique, E_a l'énergie d'activation, V_a le volume d'activation, p la pression hydrostatique, R la constante des gaz parfaits et T la température absolue. ν_0 et l'exposant n sont indépendants de la température et de la pression. Cette dépendance repose sur des études théoriques et empiriques. Dans un premier temps, et dans un souci de simplification, nous ne considérerons pour notre étude que les variations de la viscosité en fonction de la température.

Dans le cas d'une viscosité ne dépendant que de la température, on peut adimensionner les équations de la même façon qu'en 3.1.2, en prenant une viscosité de référence, souvent choisie par commodité comme $\nu[(T_{sup} + T_{inf})/2]$. Les nombres sans

dimension qui apparaissent sont les nombres de Prandtl et de Rayleigh suivants :

$$Pr = \frac{\nu[(T_{sup} + T_{inf})/2]}{\kappa} \quad \text{et} \quad Ra = \frac{\alpha g \Delta T h^3}{\kappa \nu [(T_{sup} + T_{inf})/2]} \quad (5.2)$$

Un paramètre important du système est alors le contraste de viscosité :

$$\gamma = \frac{\nu(T_{sup})}{\nu(T_{inf})} \quad (5.3)$$

Pour des hauts nombres de Prandtl, les variations du coefficient d'expansion volumique α et de la diffusivité thermique κ sont négligeables dans la plupart des liquides (huiles silicones, glycérine, glycols), et la principale variation des propriétés du fluide est la variation de la viscosité ν (Carey & Mollendorf, 1980).

Des solutions analytiques du problème de la convection classique de Rayleigh-Bénard dans un fluide à viscosité dépendant de la température n'existent que pour de très faibles variations de viscosité et des nombres de Rayleigh légèrement supercritiques (Palm, 1960; Busse, 1967b). Elles permettent en particulier d'expliquer l'existence de cellules hexagonales, au lieu des rouleaux bidimensionnels prédits par l'analyse de stabilité réalisée à viscosité constante. Les analyses linéaires de la stabilité montrent que le nombre de Rayleigh critique pour le démarrage de la convection augmente lorsque la viscosité diminue avec la température, et la longueur d'onde de l'instabilité naissant à $Ra = Ra_c$ diminue avec le contraste de viscosité (White, 1988).

On observe un double effet de la dépendance en température de la viscosité. L'effet le plus notable est la formation d'une couche limite thermique en surface, rigide et conductive, qui ne participe pas à la convection (Morris & Canright, 1984; Davaille, 1991; Ogawa et al., 1991). Le couvercle stagnant en surface contient la plus grande partie de la variation de viscosité, et l'anomalie de température impliquée dans la convection diminue avec le contraste de viscosité. Les expériences de Davaille & Jaupart (1993) montrent que dans le cas d'un fluide dont la viscosité dépend fortement de la température (contraste de 10 à 10^6), à haut nombre de Rayleigh (entre 10^6 et 10^8), le couvercle rigide existe si l'écart de température appliqué au fluide est supérieur à $2T_\nu$, où T_ν est la température visqueuse définie par :

$$T_\nu = -\frac{\nu(T_m)}{(d\nu/dT)(T_m)} \quad (5.4)$$

La formation du couvercle affecte la structure thermique du fluide et la forme de l'écoulement convectif, qui est alors confiné dans la partie la plus chaude et la moins visqueuse (Torrance & Turcotte, 1971). La deuxième conséquence de la dépendance en température de la viscosité est qu'elle favorise les modes de convection avec des panaches ascendants au centre de cellules bordées par des feuillets descendants (Nataf & Richter, 1982; White, 1988; Ogawa et al., 1991). Pour une condition limite supérieure rigide, on observe en particulier la transition d'un écoulement tridimensionnel à une structure bidimensionnelle (Booker, 1976).

5.2 Effet du cisaillement

De nombreuses études numériques traitent le problème de la convection dans des fluides dont la viscosité dépend de la température, la pression et/ou la contrainte (Fleitout & Yuen, 1984a, 1984b; Yuen & Fleitout, 1984; Christensen, 1984; Jaupart & Parsons, 1985; Buck & Parmentier, 1986; Buck, 1987; Robinson & Parsons, 1988; Davies, 1988a, 1988b; Marquart et al., 1999; Marquart, 2001). Cependant, ces études restent pour la plupart bidimensionnelles, d'autant plus que pour les hauts nombres de Rayleigh, les couches limites thermiques ont une faible épaisseur, et donc nécessitent un maillage plus fin, c'est-à-dire un temps de calcul plus grand. Les modèles les plus simples, sans cisaillement imposé, montrent que dans l'état stationnaire, l'important rapport d'aspect des cellules de convection à grande échelle est principalement dû au large contraste de viscosité entre la lithosphère et l'asthénosphère. Houston & Bremaecker (1975) montrent que les mouvements locaux dans la zone à faible viscosité (asthénosphère) peuvent être découplés des mouvements dans la zone à forte viscosité (lithosphère), mais que l'écoulement général reste dominé par le mouvement des plaques. Un découplage entre les plaques et le manteau sous-jacent est également proposé par Froideveaux & Schubert (1975) : dans leur modèle à cisaillement imposé, l'asthénosphère apparaît comme la conséquence de la forte dépendance en pression et en température de la viscosité, et sa profondeur est contrôlée par le volume d'activation V_a . Dans cette zone, la viscosité est minimale et le cisaillement maximal, créant le découplage. Houseman (1983), prenant en compte le gradient de température horizontal induit par l'écoulement à grande échelle, montre que sa contribution est non-négligeable dans les forces qui engendrent le mouvement des plaques. Le cisaillement dans ses simulations semble stabiliser l'écoulement, en supprimant les instabilités convectives qui peuvent se former en base de couche limite thermique (Houseman & McKenzie, 1982). Cependant, ces études sont bidimensionnelles : comme nous l'avons évoqué en 3.2, seules des instabilités transverses peuvent se former en l'absence de la troisième dimension, et ces instabilités sont supprimées en présence d'un cisaillement, ce dernier favorisant l'apparition de rouleaux longitudinaux, dont l'axe est parallèle à la direction du cisaillement imposé. Les résultats de récentes simulations numériques 3D (Huang et al., 2003; van Hunen et al., 2003; Morency, 2003) seront discutés en même temps que les résultats de notre étude.

Les expériences analogiques, qui ont été les premières à permettre une modélisation 3D de la convection (Kincaid et al., 1996), requièrent une méthode pour forcer l'écoulement à grande échelle. Une revue plus détaillée sera présentée dans le chapitre 6. Nous insisterons uniquement ici, grâce à deux exemples, sur les deux moyens possibles de créer un cisaillement dans le système, et comment nous avons adopté notre propre méthode expérimentale, reprise des travaux de Crambes (2000). Le premier moyen de créer le cisaillement dans le système consiste à imposer une vitesse à la limite supérieure, de façon à simuler l'effet mécanique de la lithosphère. Richter & Parsons (1975) mettent ainsi en évidence la formation de rouleaux dont l'axe est aligné dans la direction du cisaillement. Pour une plaque rapide, telle que la plaque Pacifique, cet alignement mettrait entre 20 et 50 Ma pour se former complètement. L'autre moyen d'engendrer un cisaillement est présenté dans l'exemple de Nataf et al. (1981). Dans leurs expériences,

l'écoulement à grande échelle est forcé par refroidissement de l'un des côtés. Dans ce cas, ce sont les effets thermiques de la lithosphère subductée qui sont modélisés, les effets mécaniques en surface étant ici ignorés. Dans cet exemple, le fluide est refroidi et plonge au niveau de la condition froide verticale, avant d'être réchauffé par la condition inférieure chaude. L'écoulement s'organise de manière quasi-bidimensionnelle, en une cellule de convection à large rapport d'aspect dont l'axe est parallèle à la condition limite verticale froide. On observe également la formation d'instabilités tridimensionnelles, se détachant de la couche limite supérieure froide.

Les deux expériences décrites ci-dessus montrent les deux possibilités que l'on a de modéliser l'effet de la lithosphère sur la forme de la convection mantellique : en privilégiant soit l'effet mécanique, soit l'effet thermique. La forme réelle de l'écoulement convectif dans le manteau dépendra de l'importance de l'un de ces effets par rapport à l'autre. La question concernant l'importance relative de ces effets est encore largement débattue, et nous y reviendrons dans le chapitre 8.

5.3 Principe de l'étude

Les techniques analytiques ne peuvent pas tenir compte des fortes non-linéarités dues aux nombres de Rayleigh élevés, et les méthodes numériques 3D, qui s'avèrent nécessaires si l'on veut caractériser la forme de l'écoulement convectif dans le manteau, et plus précisément en base de lithosphère océanique, sont coûteuses. Les expériences de laboratoire semblent dès lors une approche logique pour étudier ce type de problème. Elles ont de plus l'avantage non négligeable de fournir une solution physiquement possible à des conditions limites imposées, ce qui peut ne pas être toujours le cas pour les modèles numériques.

Nous présentons ici l'étude expérimentale de l'écoulement convectif en base de lithosphère océanique. Nous nous intéresserons en particulier à la forme de la convection à petite échelle qui se développe quand des instabilités de type Rayleigh-Bénard se forment sous la couche limite thermique supérieure froide, et interagissent avec l'écoulement cisailant à grande échelle. Dans cette optique, la formation d'instabilités étant contrôlée principalement par les conditions thermiques imposées, nous avons privilégié l'effet thermique par rapport à l'effet mécanique. Nous verrons cependant que les résultats de cette étude pourront être élargis au cas où les effets mécaniques sont dominants, du fait de la configuration particulière de notre expérience.

Dans nos expériences, la circulation à grande échelle est imposée par un chauffage latéral, représentant l'analogie d'une ride médio-océanique, et l'on impose une condition limite supérieure froide (Figure 5.1). La condition inférieure est soit isotherme, maintenue à la même température que la condition supérieure, soit adiabatique. Nous avons ainsi les deux conditions souhaitées : l'existence d'un mouvement relatif (cisailant) en base de lithosphère, et un bon contrôle des températures. Comme dans le système terrestre, la couche limite thermique froide s'épaissit en s'éloignant de la condition chaude latérale. Si elle dépasse une épaisseur critique, elle va devenir gravita-

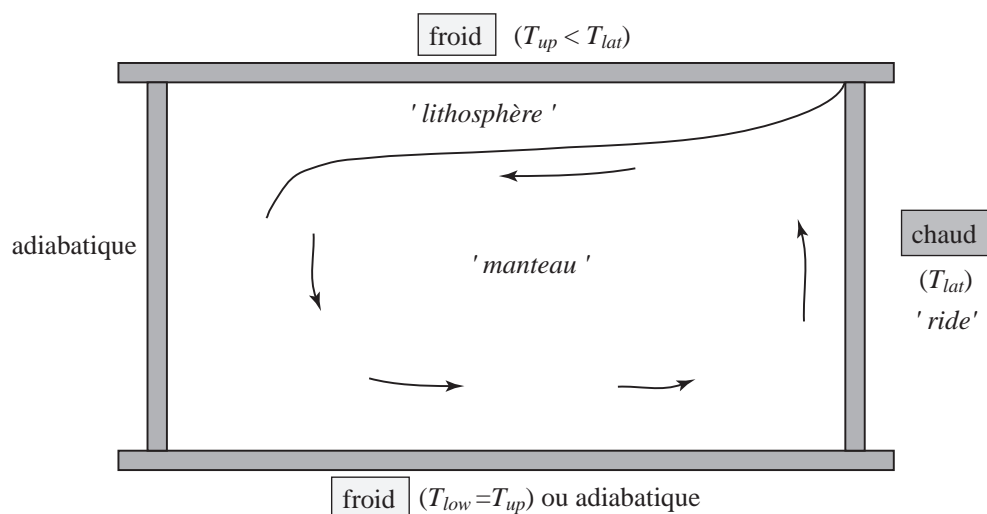


FIG. 5.1 – Principe de l'expérience : la circulation à grande échelle est imposée par un chauffage latéral (analogue d'une ride médio-océanique). On impose une condition supérieure froide. La couche limite thermique froide qui en résulte est l'analogue de la lithosphère océanique.

tionnellement instable, et générer des instabilités à petite échelle, qui vont s'organiser en présence de l'écoulement à grande échelle. C'est ce mécanisme que nous allons étudier.

Nous pouvons faire deux remarques concernant le système présenté dans la figure 5.1 :

1. Nous n'imposons pas de gradient de température vertical (pas de chauffage par le bas). Ce n'est pas réaliste dans le cadre d'une modélisation globale de la convection terrestre, qui nécessiterait une condition limite inférieure chaude. Nous avons choisi dans cette étude de nous focaliser uniquement sur l'étude de la convection en base de lithosphère et de son mécanisme de déstabilisation. Dans cette optique, la configuration présentée est la meilleure, car un chauffage par le bas induirait la formation de panaches chauds au niveau de la plaque inférieure, qui remonteraient et viendraient "polluer" les mécanismes de génération d'instabilités froides sous la couche limite thermique supérieure. Il en résulterait l'impossibilité d'étudier proprement l'interaction de ces instabilités avec l'écoulement à grande échelle généré par le chauffage latéral. Ceci est d'autant plus vrai dans un fluide à viscosité dépendant de la température, les instabilités montantes chaudes étant dans ce cas moins visqueuses, donc plus rapides, que les instabilités froides sublithosphériques. Nous imposons donc soit une température froide, égale à la température de la condition limite supérieure, soit une condition adiabatique, de façon à ne pas générer de panaches montants.
2. Nous privilégions ici les effets thermiques, en imposant la température, et non pas la vitesse, de la plaque supérieure (un bon contrôle simultané de ces deux paramètres dans le cas d'une limite supérieure mobile étant impossible pour des raisons techniques). Ramené au système terrestre, on peut alors s'interroger sur les vitesses relatives de la lithosphère et de l'asthénosphère. Si l'existence d'un cisaillement dû à une vitesse relative non nulle est communément admise, la

question de la valeur relative de ces vitesses, ou en d'autres termes, qui de la lithosphère ou de l'asthénosphère a la vitesse la plus importante dans le référentiel terrestre, reçoit des réponses très mitigées. Nous reviendrons sur ce point important dans le chapitre 8.

La table 5.1 présente les valeurs des différents nombres sans dimension, dans le cas de la Terre et pour les expériences que nous avons réalisées en laboratoire. On se place dans des régimes à haut nombre de Rayleigh et haut nombre de Prandtl : les forces de flottabilité sont beaucoup plus grandes que les processus diffusifs (le système convecté), et les forces visqueuses l'emportent sur les effets inertiels. L'un des paramètres clé du système, comme nous le verrons dans le chapitre suivant, est le rapport entre la vitesse verticale des instabilités tombant de la couche limite supérieure froide et la vitesse horizontale de l'écoulement cisailant. Les valeurs pour la Terre ont été estimées à partir des lois d'échelle trouvées par Crambes et al. (2004).

TAB. 5.1 – Nombre de Rayleigh, nombre de Prandtl et rapport d'aspect pour la Terre et pour nos expériences. Le dernier paramètre, rapport entre la vitesse verticale des instabilités de la couche limite thermique supérieure froide et de la vitesse horizontale du cisaillement, sera discuté dans les chapitres suivants.

Terre	Expériences
$Ra \sim 10^5 - 5.10^8$	$Ra \sim 10^4 - 10^8$
$Pr \sim 10^{24}$	$Pr \sim 7.10^2 - 2.10^5$
$a \sim 3 - 20$	$a \sim 2 - 3$
$v_{instab}/v_{shear} \sim 0.1 - 1$	$v_{instab}/v_{shear} \sim 0.01 - 0.8$

La section suivante présente le système expérimental. Nous nous intéresserons dans le chapitre 6 à la caractérisation du point de vue de la mécanique des fluides des différents mouvements présents dans le système, et de leur interaction. Enfin, nous reviendrons aux implications géophysiques de nos expériences dans le chapitre 8.

5.4 Le dispositif expérimental

Les expériences effectuées dans le cadre de cette étude ont fait l'objet d'un article, présenté dans le chapitre suivant. Le dispositif expérimental et les techniques de mesure y étant décrites, nous ne présenterons ici que les points qui n'y sont pas détaillés.

Deux cuves différentes ont été utilisées pour l'ensemble de nos expériences : la cuve n°1, de dimensions $30 \times 30 \times 10$ cm, ayant une condition inférieure adiabatique, et la cuve n°2, de dimensions $40 \times 30 \times 20$ cm, ayant une condition inférieure isotherme (voir Figure 5.1). Une troisième cuve, sans chauffage latéral, a été utilisée pour les tests et les calibrations (voir annexe A). Chacun de ces dispositifs est entouré d'une

chaîne de mesure différente, que nous allons détailler ci-après. La cuve n°2 et le système d'acquisition correspondant ont été montés dans le cadre de cette étude. En effet, les cuves existantes n'offraient pas les conditions limites souhaitées, et la cuve n°1 en particulier n'était pas assez haute pour offrir une analyse correcte de l'écoulement près de la plaque latérale chaude. L'élaboration de la cuve n°2 a permis de satisfaire ces critères, tout en améliorant la visibilité, notamment près de la plaque chaude verticale. Cette nouvelle cuve a été installée sur un bâti NORCAN, offrant la possibilité de translater facilement l'ensemble du système dans les deux directions horizontales.

5.4.1 Les fluides utilisés

Les mesures des propriétés de toutes nos solutions ont été réalisées au laboratoire :

- Densité : elle est mesurée à l'aide d'un densimètre Antoon Paar DMA 5000, fonctionnant sur le principe d'oscillations d'un tube en U contenant le fluide, avec un système de régulation de température interne. Sa précision est de $5 \times 10^{-6} \text{ g/cm}^3$, et deux thermomètres platine Pt100 intégrés offrent une précision de 0.001°C en température. Les mesures sont faites dans la gamme de température $5\text{-}70^\circ\text{C}$ pour chaque échantillon, avec un point tous les 5°C .

- Viscosité : elle est mesurée grâce à un rotoviscosimètre HAAKE RV20. Ce dispositif à cellule tournante mesure la tension de cisaillement τ (Pa) en fonction du gradient de vitesse D (s^{-1}) imposé. Deux cellules sont employées : pour les échantillons de viscosité élevée, un godet et un corps tournant aux extrémités évidées, de façon à réduire le contact avec l'échantillon, et donc les interactions sur le couple de mesure; pour les échantillons de faible viscosité, un corps tournant en forme de cloche et un godet comportant un cylindre interne, offrant un doublement des surfaces de cisaillement, et donc de la sensibilité. Un bain thermostaté permet de maintenir l'appareillage à la température désirée, avec une précision de 0.1°C . La précision de cet appareil est de l'ordre de 20%. Les mesures sont faites dans la gamme de température $5\text{-}70^\circ\text{C}$ pour chaque échantillon, avec un point tous les 5°C .

Solutions de Natrosol

Le Natrosol (nom de commerce de l'hydroxyéthylcellulose¹) est un polymère qui se présente sous la forme d'une poudre. Mélangée à l'eau, ce produit permet d'obtenir un fluide dont la viscosité dépend de la concentration en masse de Natrosol introduite (Figure 5.2a), les autres propriétés restant voisines de celles de l'eau (Figure 5.2b) (Tait & Jaupart, 1989; Davaille, 1999b). La conductivité thermique est $k = 0.59 \text{ W m}^{-1} \text{ K}^{-1}$, et la diffusivité thermique $\kappa = 1.42 \times 10^{-7} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$. Les solutions de Natrosol sont non-newtoniennes, même à faible concentration. Cependant, pour de faibles taux de cisaillement ($< 0.1 \text{ s}^{-1}$), leur viscosité atteint un plateau, et peut alors être considérée

¹Disponible chez Hercules BV, Aqualon Division (The Netherlands)

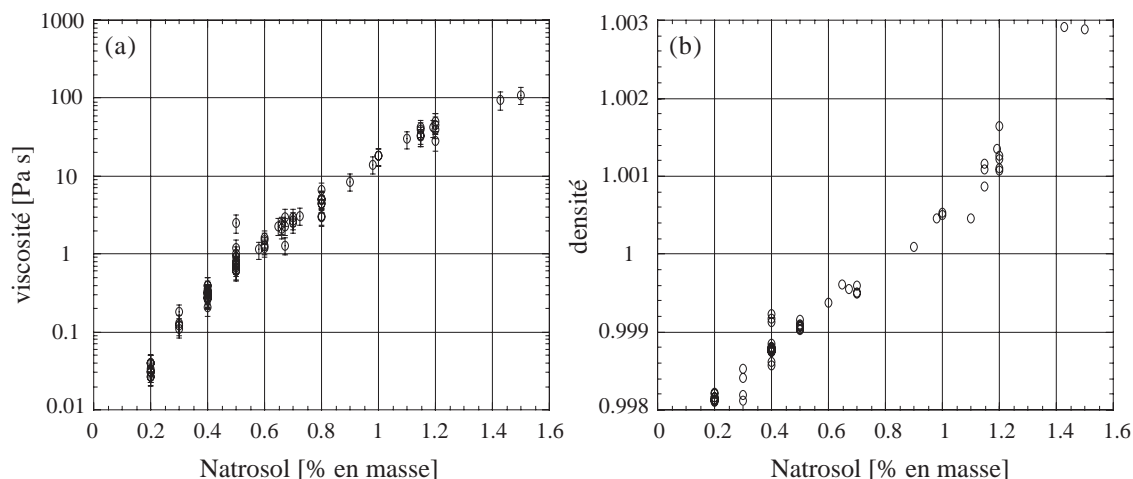


FIG. 5.2 – Variations de la viscosité (a) et de la densité (b) des solutions de Natrosol en fonction du pourcentage en masse de Natrosol ajouté (d'après Lebars 2003).

comme newtonienne (Figure 5.3). Nous avons dans nos expériences considéré cette

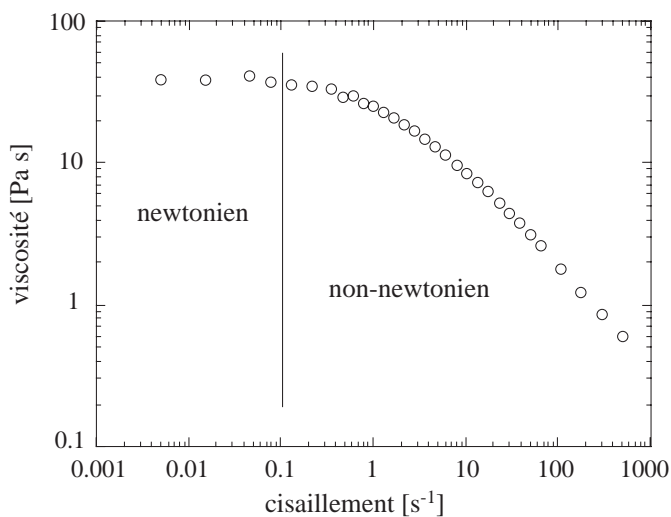


FIG. 5.3 – Viscosité en fonction du cisaillement, pour une solution de Natrosol à 1% en masse (d'après Davaille 1999b).

valeur pour toutes les solutions de Natrosol, les mouvements dans nos cuves étant très lents, et donc les taux de déformation faibles. Dans cette hypothèse, la viscosité des solutions de Natrosol ne présente qu'une faible variation en fonction de la température, et sera par la suite considérée comme constante à 20% près, par opposition aux sirops de sucre dont la viscosité varie très fortement en fonction de la température.

Sirops de sucre

Nous avons également utilisé pour nos expériences des sirops de sucre, qui présentent un double avantage : d'une part, leur viscosité est rigoureusement newtonienne (la tension de cisaillement τ est une fonction linéaire du gradient de vitesse D , et $\eta = \tau/D$); d'autre part, leur viscosité varie fortement en fonction de la température (voir figure 6.21, chapitre 6), ce qui nous permet de caractériser les phénomènes physiques correspondants, et de voir les similitudes et les différences avec les solutions de Natrosol à viscosité constante.

Trois sirops différents² ont été utilisés : un sirop de sucre inverti SI9566, de faible viscosité, et deux sirops de glucose, GS6080 de forte viscosité et GS6075 de viscosité intermédiaire. Les mesures de conductivité thermique ont été réalisées par G. Bienfait, du LDSG à St Maur les Fossés. Elles se basent sur la méthode du fil chaud, le fluide étant maintenu dans une enceinte thermostatée dont on peut faire varier la température. A température de l'enceinte fixée, on chauffe l'élément plongé dans le fluide : l'évolution de la température du fluide au cours du temps est linéaire en $\ln(t)$, et la pente donne accès à la conductivité thermique k . Les résultats sont présentés dans la figure 5.4a. La

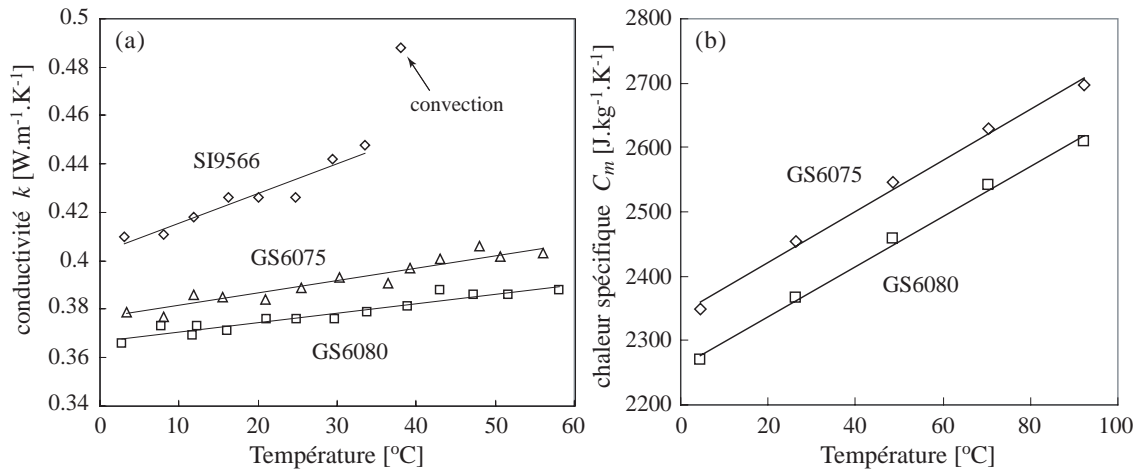


FIG. 5.4 – (a) Conductivité thermique (mesurée au laboratoire) et (b) chaleur spécifique massique (données SYRAL) des sirops de sucre utilisés dans nos expériences. Aucune mesure de chaleur spécifique n'est disponible pour SI9566.

faible viscosité du SI9566 rend impossible toute mesure de conductivité pour $T > 35^{\circ}\text{C}$, le fluide passant en régime convectif dès que l'on déclenche le chauffage de l'élément. Les mesures de chaleur spécifique sont fournies par la société SYRAL (Figure 5.4b). Aucune mesure n'est disponible pour le sirop de sucre inverti SI9566. Cependant, celui-ci étant très peu visqueux, nous considérerons que sa diffusivité thermique est environ égale à celle de l'eau. La diffusivité thermique des sirops de glucose GS6080 et GS6075 est calculée par :

$$\kappa = \frac{k}{\rho C_m} \quad (5.5)$$

²fournis par la société SYRAL

où k est la conductivité thermique, ρ la densité et C_m la chaleur spécifique massique du fluide. Nous considérerons dans cette étude que la variation de viscosité correspond à la variation la plus importante des propriétés des fluides en fonction de la température. La diffusivité et la conductivité thermique seront donc considérées comme constantes, et leur valeur prise à 20°C. Cette hypothèse est vérifiée pour $Pr > 500$ (Spalding & Grud-dace, 1961; Carey & Mollendorf, 1980), ce qui est le cas dans toutes nos expériences. La table 6.4 à la fin du chapitre 6 résume les différentes propriétés des solutions étudiées.

5.4.2 Acquisition des températures

Un système d'acquisition des températures est associé à chaque cuve. Le principe est le même pour chacune. Afin de mesurer les températures à l'intérieur de la cuve, nous disposons de thermocouples répartis sur des cannes. Des thermocouples libres permettent de mesurer la température des plaques thermostatées au cours de l'expérience. Les thermocouples sont soit de type E (60 $\mu\text{V}/^\circ\text{C}$), soit de type K (40 $\mu\text{V}/^\circ\text{C}$). Leur temps de réponse est de l'ordre de la seconde, beaucoup plus court que la période des fluctuations dans nos expériences, qui est typiquement de plusieurs minutes. Les cannes ont un diamètre de 2 mm, ce qui permet de ne pas trop perturber l'écoulement. Nous avons utilisé 4 cannes différentes sur les cuves n°1 et n°2 : B (type E), et D2, C et C2 (type K). La position des thermocouples le long de ces cannes est connue avec une précision de 0.1 mm (voir table 6.2, chapitre 6).

Afin de connaître avec précision la température T associée à la différence de potentiel U que renvoient les thermocouples, nous avons réalisé un étalonnage des cannes. Celles-ci sont plongées dans un bain thermostaté LAUDA DLK20, fonctionnant en circuit fermé. La température du bain est mesurée par une sonde à quartz, donnant une précision de 0.001°C en température. Chaque cycle de mesure à température fixée dure 2 heures, de façon à connaître avec précision les fluctuations associées à chaque thermocouple. Nous avons balayé la gamme de température 5-65°C, avec une mesure tous les 5°C. On peut alors tracer la courbe $T = T(U)$, que l'on interpole par un polynôme de degré 5 :

$$T = AU^5 + BU^4 + CU^3 + DU^2 + EU + F \quad (5.6)$$

La précision finale sur la mesure des températures est de l'ordre de 0.02°C.

Nous avons monté dans le cadre de cette étude l'ensemble du système d'acquisition associé à la cuve n°2. C'est donc celui-ci que nous allons décrire, mais le principe de mesure est le même pour les autres systèmes utilisés. Les différences de potentiel (et donc les températures) sont enregistrées via un multimètre HP34401A, couplé à un scrutateur Swith Control Unit HP3488A, et relié à un ordinateur par une interface IEEE. Un Ice Point Cell permet de maintenir la référence à une température de 0°C. Un programme permet de piloter le scrutateur et d'interroger chaque thermocouple toutes les 30 s. Contrairement aux anciens systèmes de pilotage (TurboPascal), l'acquisition des températures a été dans ce cas programmée grâce au logiciel LabView, qui a l'avantage de permettre un suivi en temps réel des températures (évolution temporelle et profils verticaux).

5.4.3 Techniques de visualisation

Différentes techniques ont été employées pour visualiser les phénomènes dans la cuve. L'analyse des photos (appareil classique ou numérique) et des films (enregistrement par caméra vidéo) permet par la suite d'analyser et d'interpréter ces phénomènes.

Injection de colorant

La technique la plus simple consiste à injecter du colorant alimentaire dans la cuve, grâce à une seringue. On peut ainsi visualiser l'écoulement. Cependant, le mélange du colorant ne permet pas de suivre les mouvements du fluide pendant un temps très long, et les mélanges successifs peuvent entraîner une modification des propriétés du fluide. Cette technique n'a donc été que peu employée.

Ombroscopie

La cuve est éclairée par une lumière blanche. L'observation à travers un verre dépoli montre alors les structures dans la cuve, et leur évolution au cours du temps. Cette technique donne cependant accès à une projection sur le plan d'observation de l'ensemble des structures présentes dans la cuve. Il est donc difficile de séparer les différents phénomènes. Les deux techniques suivantes permettent une observation beaucoup plus précise et fiable.

Cristaux liquides thermosensibles

Afin d'avoir une idée du champ de température dans la cuve, nous avons développé une méthode d'observation basée sur l'introduction dans le fluide de cristaux liquides thermosensibles microencapsulés³. Ces cristaux liquides réagissent à des changements de température en changeant de couleur. La microencapsulation permet de les isoler de l'extérieur, ces molécules étant sensibles aux solvants et aux bactéries, et de les transformer en suspension, facilitant ainsi leur emploi. L'éclairage du système par un laser permet alors de visualiser des isothermes particulières, dans un plan vertical ou horizontal. Cette technique a fait l'objet d'une calibration précise, développée en annexe A. Son application à nos expériences est présentée dans le chapitre suivant.

Particule Image Velocimetry (PIV)

Cette technique permet d'accéder au champ de vitesse en utilisant des particules (traceurs) que l'on introduit dans le fluide, et en analysant les images digitales de

³Ce dispositif a été développé avec Anne Davaille, Catherine Carbonne, Michaël LeBars et Damien Jurine, du Laboratoire de Dynamique des Systèmes Géologiques, IPG Paris.

l'écoulement de façon à calculer les distributions de vitesse. Les méthodes de PIV se sont largement développées au cours de ces dernières années, apportant de nombreuses améliorations concernant la détection des particules et le traitement des images (Raffel et al., 1998; Okamoto et al., 2000). L'acquisition des images est ici faite grâce à une caméra haute résolution, couplée à un logiciel commercial de calcul de PIV⁴.

5.5 Résultats

Les résultats de notre étude expérimentale sont présentés dans les chapitres suivants. Le chapitre 6 présente l'étude du système du point de vue de la mécanique des fluides. Nous y caractérisons les deux échelles d'écoulement qui se forment dans la cuve, ainsi que leur interaction. Ce chapitre ne traite que des expériences réalisées avec une condition limite inférieure isotherme (cuve n°2). Le chapitre 7 élargit les résultats du chapitre 6. Nous y considérons les expériences réalisées avec une condition limite inférieure adiabatique (cuve n°1), et nous comparons les phénomènes observés au cas isotherme. Nous reviendrons également dans ce chapitre sur les caractéristiques de l'écoulement à grande échelle, et nous verrons en particulier comment nous pouvons faire l'analogie entre nos expériences et les phénomènes convectifs générés en convection de Rayleigh-Bénard dans le régime de turbulence dure. Enfin, dans le chapitre 8, nous appliquerons nos résultats à la Terre, en voyant comment nos expériences peuvent nous amener des informations sur l'écoulement en base de lithosphère océanique.

⁴Logiciel DaVis, LaVision (Germany).

Chapitre 6

Interaction of two scales of thermal convection in viscous fluids

Sommaire

6.1	Introduction	86
6.2	Experimental setup	87
6.2.1	Description	87
6.2.2	Fluids	88
6.2.3	Observations and measurements	88
6.2.4	Experimental conditions	90
6.3	Large-scale convection	92
6.3.1	Description	92
6.3.2	Flow near the vertical heated wall	95
6.3.3	Stratified core	99
6.3.4	Jet under the upper cold boundary layer	100
6.4	Small-scale convection	102
6.4.1	Instabilities under the upper boundary layer	102
6.4.2	2D stationary or 3D time-dependent structures	106
6.4.3	Spatial and temporal periodicity	108
6.5	Conclusions	110
6.6	Appendix A : Fluids properties	111

V. Vidal and A. Davaille, Interaction of two scales of thermal convection in viscous fluids, *submitted to Journal of Fluid Mechanics* (2004)

Abstract

Dripping convective instabilities develop under a cold thermal boundary layer when the local Rayleigh number exceeds a critical value Ra_c (Howard, 1966). Their

interaction with a shear flow is studied experimentally in a cavity heated from one vertical wall and cooled from above. Rayleigh numbers range between 10^4 and 10^8 , and Prandtl numbers are greater than 1000. Within this parameter range, a hot horizontal jet develops under the cold boundary. The instabilities dripping from the latter are therefore sheared by the flow and remain trapped in the jet, following a helicoidal path with axis parallel to the jet flow. For high jet velocities compared to the dripping velocity, 2D steady rolls prevail, while for low jet velocities, a 3D structure is observed. A phase diagram and scaling laws for the flow characteristics are determined.

6.1 Introduction

The interaction between two scales of convection is encountered in many buoyancy driven systems, from engineering to geophysics. Everytime a horizontal forced flow is cooled from above or heated from below, small-scale convective instabilities can develop from the horizontal boundary. In heat exchangers (e.g. reactors cooling), these instabilities can severely modify the heat flow. In geophysical fluids, clouds can organize in rolls in the atmosphere (Turner, 1973), and it has been suggested that the heat loss out of the solid mantle of our planet was in part governed by the interaction of dripping instabilities from its upper cooling surface with the large-scale motion of Plate Tectonics (e.g. Richter 1973; Parsons & McKenzie 1978; Doin et al. 1997). Here, we study the interaction of the two scales of convection which can develop in a rectangular cavity heated from a vertical wall and cooled from above and from below (Crambes, 2000; Vidal et al., 2003) : because of lateral heating, a roll develops over the whole cavity, while small dripping instabilities develop from the upper cold boundary.

Convection along a heated vertical wall has been well studied, especially for differentially end wall heated systems. The three-paper sequence of Cormack et al. (1974), Cormack et al. (1974) and Imberger (1974) addresses this problem, with a theoretical, numerical and experimental approach respectively. At very low Rayleigh number ($Ra < 1$), heat conduction predominates (Imberger, 1974). The flow over most of the cavity is parallel and driven by the horizontal temperature gradient. For $Ra > 1$, convection predominates and the vertical temperature gradient increases (Imberger, 1974). For large enough Rayleigh numbers, a vertical boundary layer develops (Gill, 1966), as well as two horizontal jets along the upper and lower adiabatic boundaries, while most of the cavity bulk remains stagnant and thermally stratified (Bejan et al., 1981). As the Rayleigh number further increases, the steady flow along the vertical wall can become periodic, then chaotic, and finally reaches a turbulent state (Seki et al., 1978; Ravi et al., 1994). Our experiments will remain in the domain where horizontal jets develop. We shall use the latter to force a shear under the gravitationally unstable cold upper horizontal boundary.

Convective instabilities in presence of a forced shear have been studied extensively due to its numerous practical applications. Different configurations have been investigated : cylindrical tanks with a heated lower boundary and an upper boundary

rotating about a vertical axis (Ingersoll, 1966); inclined Rayleigh-Bénard cells (Sparrow & Husar, 1969; Lloyd & Sparrow, 1970; Hart, 1971; Busse & Clever, 2000); large aspect-ratio tanks with a heated lower boundary and an upper boundary moving horizontally (Richter & Parsons, 1975; Houseman, 1983; Kincaid et al., 1996) or with an uneven temperature distribution imposed on the top boundary (Curlet, 1976). 2D numerical studies (Richter, 1973; Skilbeck & McKenzie, 1979; Houseman & McKenzie, 1982; Houseman, 1983) show that convective instabilities are then carried away by the shear flow. 3D laboratory studies, as well as theoretical analysis (Richter, 1973; Clever & Busse, 1977, 1991) and 3D numerical simulations (Hathaway & Somerville, 1986; Domaradzki & Metcalfe, 1988; Clever & Busse, 1992), further show that the main effect of the forced shear is to suppress transverse convective instabilities and to organize the flow in longitudinal rolls parallel to the forced flow velocity, at least for Rayleigh numbers up to 10^6 . The heat transfer is also probably modified, although it is still not clear (Domaradzki & Metcalfe, 1988) whether it is increased (Richter 1973; Hathaway & Somerville 1986, for large shear) or decreased (Ingersoll 1966; Hathaway & Somerville 1986, for small shear) compared to the classical Rayleigh-Bénard situation at the same Rayleigh number.

In this study, we extend the Rayleigh number domain up to 10^8 , and determine the morphology and characteristics of the convective instabilities, using Particle Image Velocimetry (PIV), direct visualization of isotherms and local temperature measurements. Section 6.2 describes the experimental setup. The large-scale motion forced by the vertical wall heating is analysed in section 6.3. Then section 6.4 focuses on the small-scale convective instabilities dripping out of the upper cold boundary and sheared by the jet. Conclusions are presented in section 6.5.

6.2 Experimental setup

6.2.1 Description

Figure 6.1 presents the experimental apparatus. The inside tank dimensions are $L = 40$ cm (length, in the x direction), $l = 30$ cm (width, in the y direction) and $h = 20$ cm (height, in the z direction). Aspect ratio of the system is $h/L = 2$. All walls are made of plexiglas, about 3 cm thick, except for one heated side wall (figure 6.1, right) and for the upper and lower boundaries. These three boundaries are copper plates, kept isothermal by an inner fluid circulation : the upper and lower plates at cold temperatures T_{up} and T_{low} (circulating fluid : ethylene glycol) and the side plate at hot temperature T_{lat} (circulating fluid : water). The cold upper and lower temperatures are set so that T_{up} and T_{low} are mostly the same, in order not to impose to the system a vertical temperature gradient. Styrofoam 4 cm thick is used to cover the side walls and upper plate during the experiments, in order to minimize heat loss. Hereafter we will refer to the x direction, parallel to the cavity length L , as the ‘longitudinal direction’ (parallel to the shear flow), and to the perpendicular y direction as the ‘transverse direction’ (parallel to the hot vertical boundary). $x = 0$ is taken on the heated wall,

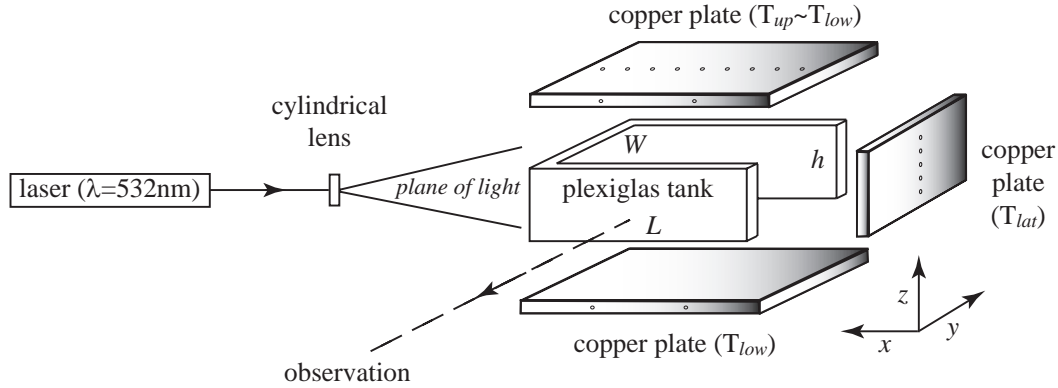


FIG. 6.1 – Experimental setup and observation system. The plane of light can be set vertically or horizontally, depending on required measurements. Observations are also performed at 90° of the above case, in a plane parallel to the heated end wall. Temperature measurements in the tank are performed with thermocouple probes set through the upper horizontal plate, giving vertical temperature profiles. Boundary temperatures are controlled by thermocouples located on the plate side.

$y = 0$ on the tank side left from the hot wall, and $z = 0$ on the lower boundary.

6.2.2 Fluids

Different kind of fluids have been used in our experiments. In order to analyse the behaviour of the system at constant viscosity, mixtures of water and hydroxyethylcellulose (trade name Natrosol) have been employed. The viscosity of these solutions is an increasing function of the Natrosol concentration in water (Tait & Jaupart, 1989; Davaille, 1999b), and remains constant within 20% when temperature varies. Natrosol makes it possible to increase the viscosity, and therefore the Prandtl number Pr of the solution, so that the system is always in the viscosity dominated regime, i.e. $Pr \geq 100$ (Krishnamurti, 1970). In order to study the effect of a temperature-dependent viscosity, three different syrups have been used : two glucose syrups, aqueous saccharide solution purified and concentrated, obtained from corn starch, hereafter designated as GS6080 and GS6075, with a dynamic viscosity $\eta = 66.0$ Pa s and $\eta = 6.2$ Pa s at $T = 20^\circ\text{C}$, respectively ; and a highly purified sugar syrup, SI9566, obtained by inverting at 95% and concentrating a saccharose solution, with a viscosity $\eta = 0.87$ Pa s at $T = 20^\circ\text{C}$. The fluid physical properties are presented in appendix 6.6.

6.2.3 Observations and measurements

In order to analyse the convective pattern in the tank, we have performed both direct visualizations and local temperature measurements. In order to get the image of the temperature field in a single horizontal or vertical plane across the tank, we have used the property of thermosensitive liquid crystals to brighten in a given temperature

Liquid crystal slurry	Denomination	Temperature [°C]	Uncertainty [°C]
BM/10C2W/S40	LC10	10.0	±0.3
BM/24C2W/S40	LC24	24.5	±0.25
BM/31C2W/S40	LC31	31.3	±0.3
BM/40C2W/S40	LC40	40.3	±0.3

TAB. 6.1 – Temperature range (in °C) for liquid crystals illumination with the Nd :Vanadate (Nd :YVO₄) laser, providing a single-frequency green output at $\lambda = 532$ nm (from Davaille et al. 2004).

Probe	TC#	Thermocouple location [cm]
B	7	0.2 (close to bottom) 1.7 3.2 4.65 6.2 7.75 9.17 (close to top)
D2	7	3.12 4.12 4.68 5.10 5.72 5.92 6.20
C	16	0.2 1.8 3.7 5.8 8.8 11.9 14.9 15.8 16.3 16.8 17.4 18.0 18.6 19.0 19.2 19.9
C2	10	2.0 2.9 3.5 4.0 4.6 5.2 5.8 6.2 6.4 7.1

TAB. 6.2 – Position of the thermocouples on each temperature probe. The second column indicates the total number of thermocouples for each probe. All locations are given respect to the extremity of the probe (deepest point in the tank). The accuracy on position is ± 0.1 mm.

range. Different liquid crystal slurries are introduced and mixed homogeneously in all the fluids used for the experiments. As they are miscible in all proportions and the mass introduced is negligible with respect to the total mass of fluid in the tank, they do not change the fluid properties. The light source is a compact solid-state diode-pumped, frequency doubled Nd :Vanadate (Nd :YVO₄) laser, providing single-frequency green (532 nm) output at high power levels (up to 2W). A cylindrical lens (focal 6.35 m) creates a vertical (or horizontal) 0.5 mm thick plane of monochromatic light, which is sent through the tank (figure 6.1). These liquid crystals brighten in a temperature range of about 0.3°C. Four liquid crystals mixtures have been used : their optical properties are given in table 6.1. For more details about this procedure, see Davaille et al. (2004).

Four different thermocouple probes (diameter 2 mm) have been used in the experiments for local temperature measurements. They can be located at different distances from the vertical heated plate and record vertical temperature profiles. The number and location of the thermocouples on each probe is described in table 6.2. Isolated thermocouples are used to record the plate temperature. The time step between two temperature acquisitions for all thermocouples is imposed by the monitoring system and is $\Delta t = 30$ s.

The second way of characterizing convective motion consists in computing the velocity field from particle motions. For this, the fluid has been seeded with SPHERICEL 110P8 borosilicate glass particles of 9 – 13 μm mean size. Their density is 1100 ± 50 kg m⁻³, suitable for liquid flow applications. Particule motion in the laser

illuminated sheet is recorded by a CCD camera onto a computer. Two methods are then applied, in order to get a quantitative representation of the velocity field and convective motions in the tank : either a Particule Image Velocimetry (PIV) analysis, using the DaVis PIV Package (LaVision, Germany), based on cross-correlation and statistical images computation ; or individual particle tracking, for velocity estimation in a small region. Comparison between both methods gives an agreement within 10%.

In some experiments, a blue food dye has been injected in the fluid, in order to visualize the fluid motion. However, this observational technique does not make it possible to visualize fluid motion in the whole tank, and, if applied many times, can slightly change the fluid properties by successive mixing. Therefore, previous visualization methods have been preferred.

6.2.4 Experimental conditions

A total of 18 experiments have been conducted. The fluid and temperature conditions for all experiments are listed in table 6.3. No local temperature measurements inside the tank were available for experiments N1 to N6, and SI1.3. However, both visualization techniques (isotherms and PIV) provide quantitative information on the system.

The analysis is based upon the Boussinesq equations of an incompressible fluid (Chandrasekhar, 1961), when assuming a linear dependence of the density on temperature :

$$\rho = \rho_0[1 - \alpha(T - T_0)] \quad (6.1)$$

where ρ and ρ_0 are the fluid densities at temperatures T and T_0 respectively, and α is the coefficient of thermal expansion. The dimensionless form of the Boussinesq equations is obtained by introducing the length scale d , time scale d^2/κ , and viscous pressure scale $\eta\kappa/d^2$:

$$Pr^{-1} \left(\frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \nabla \mathbf{v} \right) = -\nabla p + Ra\theta \mathbf{e}_z + \nabla^2 \mathbf{v}, \quad (6.2)$$

$$\frac{\partial \theta}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \nabla \theta = \nabla^2 \theta, \quad (6.3)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{v} = 0, \quad (6.4)$$

traducing momentum, energy and mass conservation respectively. \mathbf{v} is the velocity field, p the pressure, θ the deviation of the temperature from the static field and \mathbf{e}_z the unit vector in the vertical direction. In the system, where convection is driven by a lateral temperature difference, the key dimensionless parameter is the Rayleigh number

$$Ra_{lat} = \frac{\alpha g (T_{lat} - T_{up}) h^3}{\kappa \nu}, \quad (6.5)$$

expressing the balance between the driving buoyancy forces and the two diffusive processes (heat and momentum) which retard the motion and tend to stabilize it. The

Experiment	Fluid	T_{lat} [°C]	T_{up} [°C]	T_{low} [°C]	T_m [°C]	γ	Ra_{lat}	Pr
N1.1	Natrosol	$39.8 \pm 0.2^*$	$6.5 \pm 1.0^*$	$6.0 \pm 0.5^*$	-	1.0	4.5×10^6	3,900
N1.2	Natrosol	$49.7 \pm 0.3^*$	$6.5 \pm 1.0^*$	$6.0 \pm 0.5^*$	-	1.0	6.8×10^6	3,900
N2	Natrosol	$39.8 \pm 0.2^*$	$6.5 \pm 1.0^*$	$6.0 \pm 0.5^*$	-	1.0	2.5×10^7	700
N3	Natrosol	$39.8 \pm 0.2^*$	$6.5 \pm 1.0^*$	$6.0 \pm 0.5^*$	-	1.0	6.0×10^6	4,000
N4	Natrosol	$39.8 \pm 0.2^*$	$6.5 \pm 1.0^*$	$6.0 \pm 0.5^*$	-	1.0	1.4×10^7	1,200
N6	Natrosol	$44.7 \pm 0.2^*$	$6.5 \pm 1.0^*$	$6.0 \pm 0.5^*$	-	1.0	7.3×10^5	31,000
Nat7.1	Natrosol	29.3	7.7	6.5	13.7	1.0	8.9×10^6	1,200
SG1.1	GS6080	49.8	1.9	1.5	16	609.8	8.2×10^5	196,000
SG1.2	GS6080	49.9	11.0	10.8	21.5	125.2	1.2×10^6	111,000
SG1.3	GS6080	49.9	22.0	21.1	28.0	24.0	1.6×10^6	59,000
SI1.1	SI9566	48.8	20.9	20.9	27.6	9.9	5.3×10^7	1,200
SI1.2	SI9566	39.4	21.2	21.8	24.6	5.3	2.2×10^7	1,800
SI1.3	SI9566	$30.0 \pm 0.5^*$	$21.0 \pm 0.5^*$	$21.0 \pm 0.5^*$	-	2.5	7.7×10^6	2,900
SG2.1	GS6075	44.6	7.1	6.5	20.6	53.3	6.0×10^6	20,000
SG2.2	GS6075	49.5	2.7	1.8	21.2	148.8	7.7×10^6	19,600
SG2.3	GS6075	49.6	12.0	11.3	24.6	42.5	9.7×10^6	12,400
SG2.4	GS6075	30.1	21.0	20.9	24.7	2.6	1.4×10^6	20,600
SG2.5	GS6075	59.4	3.4	2.0	26.4	202.6	1.5×10^6	11,900

TAB. 6.3 – List of experiments : N and Nat indicate Natrosol mixtures, SG glucose syrups and SI invert sugar syrup. T_{lat} , T_{up} and T_{low} are the temperatures of the lateral, upper and lower plates respectively. T_m is the core temperature (see text). $\gamma = \eta(T_{up})/\eta(T_{lat})$ is the viscosity ratio, Ra_{lat} the lateral Rayleigh number and Pr the Prandtl number. The fluid physical properties are given in appendix 6.6. Symbol * indicates the imposed temperature (no temperature measurements were available for experiments N1 to N6 and SI1.3). Other temperatures are known within 0.05°C.

second dimensionless parameter, characterizing the balance between thermal and mechanical diffusion, is the Prandtl number $Pr = \nu/\kappa$, where κ is the thermal diffusivity and $\nu = \eta/\rho$ the kinematic viscosity. Table 6.3 gives Ra_{lat} and Pr for each experiment. The fluid properties can strongly vary with temperature, in particular for sugar syrups (see appendix 6.6). In this case, they all have been estimated at $(T_{lat} + T_{up})/2$. The lateral Rayleigh number in our experiments ranges between 1.2×10^5 and 5.3×10^7 , and the Prandtl number between 700 and 196,000.

Each experiment is conducted as follows. Initially, the cold bath sluice is opened so that both the upper and lower plates are maintained at a constant cold temperature. After waiting for the bulk to be at the same uniform temperature, the hot bath sluice is opened. We then wait for a time $t > \tau_{diff}$, where τ_{diff} is the characteristic diffusive time for each experiment (see table 6.4), which can be up to four days. All measurements are performed in this regime, when the large-scale convection pattern is wholly formed and stationnary. In our experimental conditions, fluid motions are slow, and each experiment has to run, from start to end, between a couple of days and a month, depending on the nature of the fluid. In order to record the temperature fluctuations in the system, data acquisitions are made over a time period ranging from half an hour, for the less viscous fluids, up to three days for the most viscous glucose syrup (GS6080).

6.3 Large-scale convection

6.3.1 Description

The vertical heated plate imposes to the fluid a horizontal temperature gradient : in this particular geometry, the pressure term can never equilibrate the buoyancy term in equation (6.2), and the system is always unstable. No critical Rayleigh number has to be exceeded to generate convective motions in the fluid. We observe for each experiment the formation of a wide roll with axis parallel to the heated wall. This wide convection roll occupies the whole tank height, and is named hereafter *large-scale convection roll*.

Figure 6.2 shows the temperature field (Figure 6.2a,b) and the particle trajectories (Figure 6.2c) on a vertical cross-section normal to the lateral hot wall. Particles rise up along the vertical heated wall, then flow under the horizontal upper cold plate, and finally sink down to form the return flow.

At low Rayleigh number ($Ra_{lat} < 1$), heat conduction is the dominant process : diffusion predominates and the flow is driven by the temperature gradient. Transition with a convection dominated regime occurs when the convective heat transfer $\kappa\Delta T Ra_{lat}^{1/4}$ becomes important enough to balance the maximum diffusive heat flux $\kappa\Delta TL/h$. This happens for $Ra_{lat} > a^4$, where a is the aspect ratio (Bejan et al., 1981). Since for all our experiments, $Ra > 10^5$ and $a = 2$ (Table 6.3), we are in the convection dominated regime, characterized by the formation of one or more convection rolls occupying the whole tank height. Figure 6.2(b) compares the digitalized isotherms of picture 6.2(a),

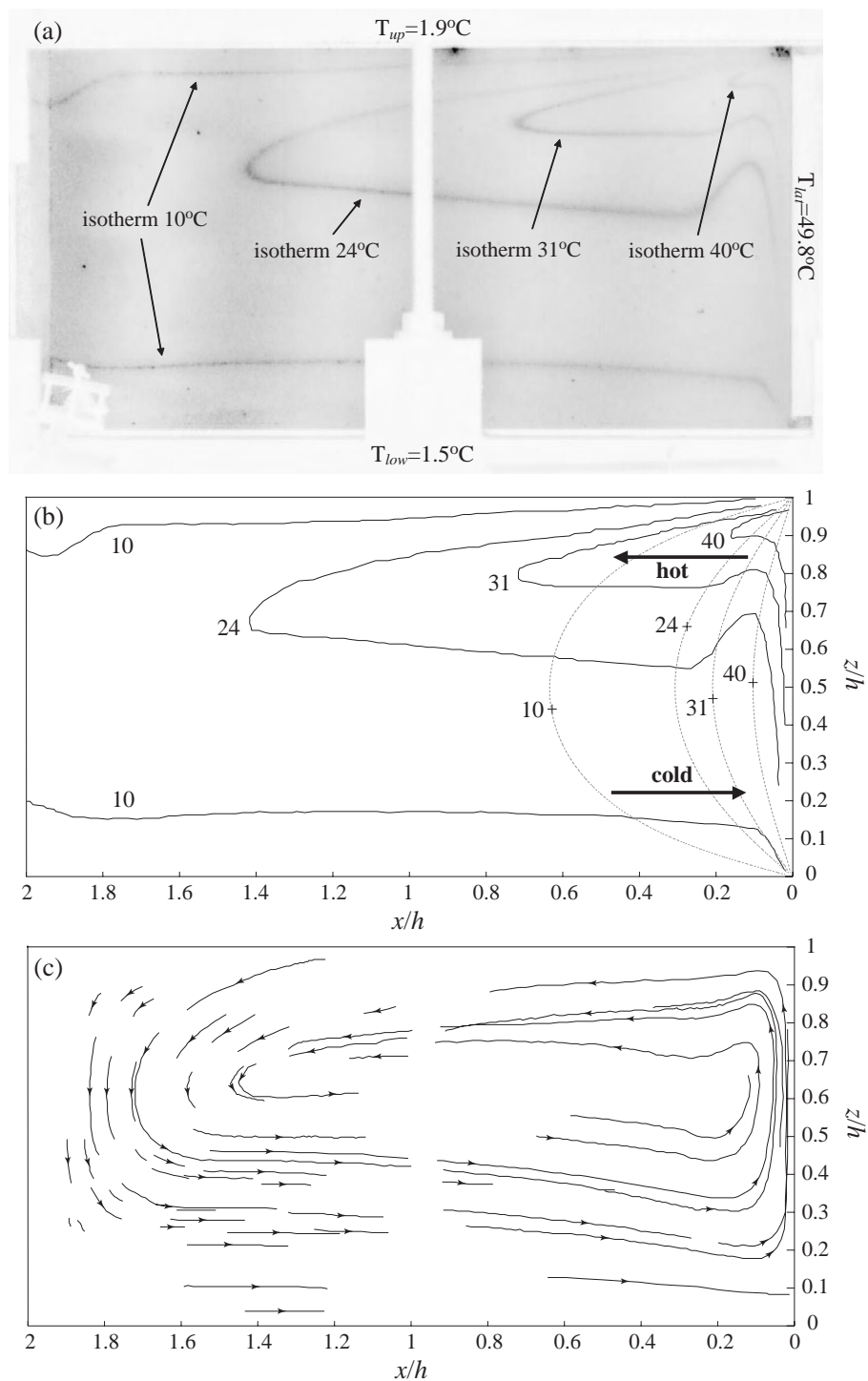


FIG. 6.2 – (a) Temperature field for experiment SG1.1 (see table 6.3). The vertical heated wall is on the right of the image. All four isotherms (10°C , 24°C , 31°C and 40°C) are visible. The laser plane of light ($P = 0.20\text{W}$) is perpendicular to the hot wall. In this particular case, the temperature field is stationary through time, whereas particles follow the large-scale motion. (b) Digitalized above isotherms (solid lines), compared to 2D numerical purely conductive solution (gray dotted lines), in the normalized cavity (see text). (c) Example of particles trajectories, tracked by the CCD camera.

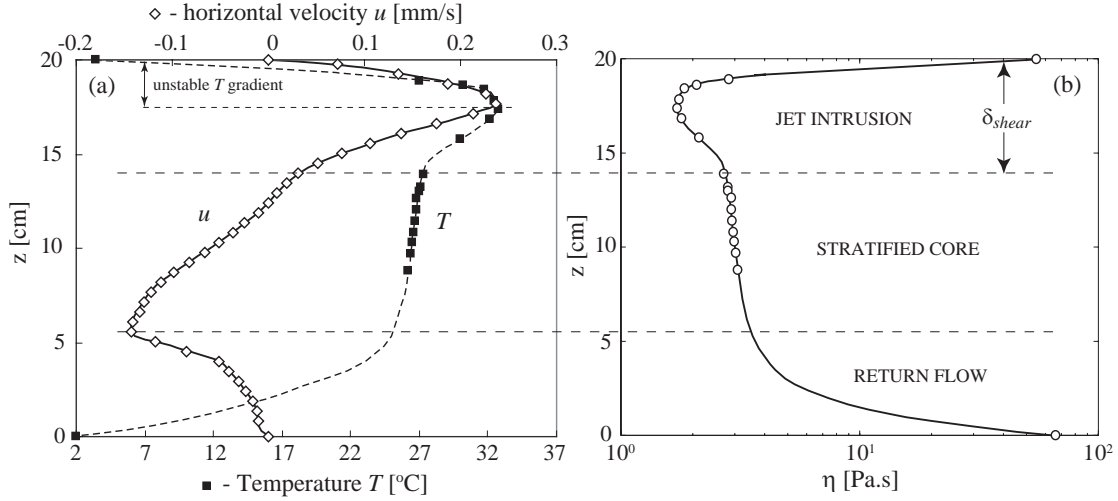


FIG. 6.3 – (a) Vertical temperature and horizontal component of the velocity profile for SG2.5 (see table 6.3), at $x/h = 0.78$ and $y/h = 0.85$. (b) Vertical viscosity profile corresponding to (a). δ_{shear} indicates the shear zone thickness (see section 6.4).

in the normalized cavity, with the same isotherms computed for a purely 2-D conductive solution, for semi-infinite slabs. Departure from the conductive regime is indeed a large-scale convection roll, with axis parallel to the hot wall, as confirmed by particles trajectories observations (Figure 6.2c). Experiments by Nataf et al. (1981) lead to the empirical relationship $L_R/h = 0.03Ra_{lat}^{0.46}$, where L_R is the width of the convection roll generated by a lateral isothermal wall. Since L/h in our tank is always less than this critical value, we therefore expect in all our experiments an unique large-scale convection roll, englobing the whole tank, its width being limited by the side wall opposite to the vertical heated plate. This is indeed always what we observe.

Figure 6.3(a) shows an example of the vertical temperature and velocity profiles for experiment SG2.5. Vertical profiles of the velocity horizontal component demonstrate that the temperature maximum is associated with a horizontal hot intrusion (*'jet'*), which flows under the upper cold boundary. This feature has already been documented in experiments at high Rayleigh number performed in rectangular cavities, with differentially heated end walls (Bejan et al., 1981), when the regime departs from the parallel flow case. The jet is associated with a low viscosity zone, for fluids with a temperature-dependent viscosity (Figure 6.3b). Moreover, the vertical temperature gradient is potentially unstable between the cold upper boundary and the maximum temperature of the hot intrusion : this mechanism is responsible for the generation of small-scale convective instabilities (Figure 6.3a).

We therefore have observed the following features in our experiments : 1) a single large-scale convection roll, whose width is always limited by the side-end boundary condition ; 2) a rising flow along the vertical heated plate (see section 6.3.2) ; 3) a stratified core (see section 6.3.3) ; 3) a hot intrusion (*'jet'*) under the upper boundary (see section 6.3.4) ; 4) a cold return flow above the lower boundary layer ; 5) small-scale instabilities developing under the cold upper thermal boundary layer (see section 6.4).

These features are described and quantified in the next sections.

6.3.2 Flow near the vertical heated wall

The first convective motion occurs near the hot vertical plate. In steady state, the convecting fluid is confined to a thin layer near the wall, and the vertical equation of motion (6.2) can be simplified to a boundary layer form, neglecting higher derivatives in the vertical z direction (Turner, 1973). Equations (6.2) and (6.3) can thus be written, using the dimensional form :

$$u \frac{\partial w}{\partial x} + w \frac{\partial w}{\partial z} = \nu \frac{\partial^2 w}{\partial z^2} + \alpha g \Delta T, \quad (6.6)$$

$$u \frac{\partial T}{\partial x} + w \frac{\partial T}{\partial z} = \kappa \frac{\partial^2 T}{\partial z^2}, \quad (6.7)$$

where u and w are the velocity components along the horizontal (x) and vertical (z) direction respectively ($u \ll w$) and ΔT is the temperature difference between the hot wall and the large-scale convection cell core. For high Prandtl numbers, the convective term w^2/z in (6.6) can be neglected, and diffusion $\nu w/\delta_v^2$ balances buoyancy $\alpha g \Delta T$, where δ_v is the vertical thermal boundary layer thickness. In the heat equation (6.7b), the convective term $w \Delta T/z$ balances the diffusive term $\kappa \Delta T/\delta_v^2$. The vertical thermal boundary layer thickness can therefore be written as a function of the z parameter : $\delta_v = (\kappa \nu / \alpha g \Delta T)^{1/4} z^{1/4}$. If we introduce the local Rayleigh number :

$$Ra_z = \frac{\alpha g \Delta T z^3}{\kappa \nu_m} \quad (6.8)$$

where ν_m is the viscosity of the rising flow, the vertical velocity is expected to scale as :

$$w \sim \left(\frac{\kappa}{z} \right) Ra_z^{1/2}. \quad (6.9)$$

Laminar convection along an infinite vertical heated wall at temperature T_{lat} , in an infinite medium at temperature T_m , has been extensively studied for fluids with constant properties (see for example Schlichting 1979). A complete analytical calculation by Holman (1976) for high Prandtl number fluids at constant viscosity gives $w = 0.77(\kappa/z) Ra_z^{1/2}$. This theoretical law has been checked for experiment Nat7.1 (constant viscosity, gray circles in figure 6.5), and our results are in good agreement with an experimental constant of 0.8 ± 0.2 . This theory also applies for an infinite vertical wall in a stably stratified environment : the flow remains the same, but for the thermal and viscous layer thicknesses, which have the same order of magnitude in the stratified case (Gill, 1966; Worster & Leitch, 1985).

Most of our experiments are performed with fluids with a temperature-dependent viscosity (see appendix 6.6). Many descriptions can be found in literature of convection along a heated vertical wall of a fluid with temperature-dependent properties (Lorenz, 1934; Fujii et al., 1970; Pittman et al., 1994, 1999; Pantokratoras, 2003). Carey &

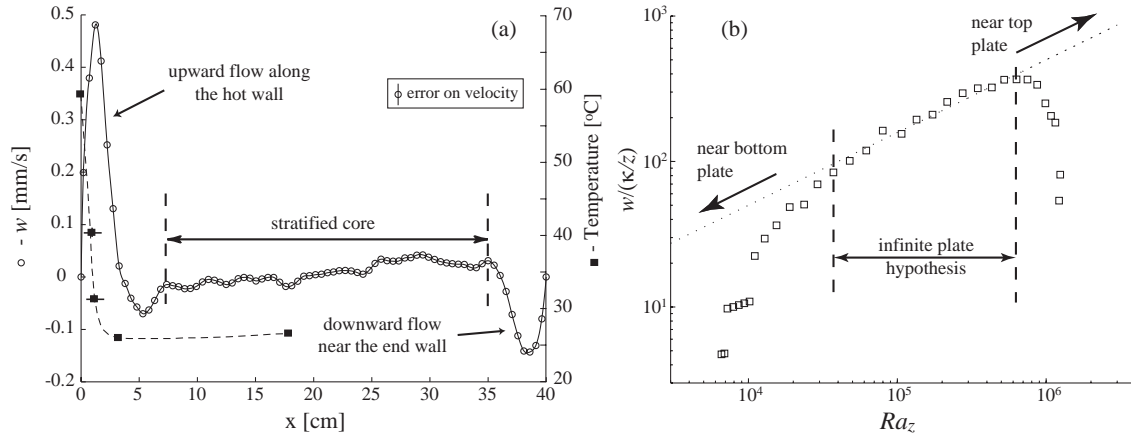


FIG. 6.4 – (a) Horizontal temperature profile and horizontal profile of the vertical velocity component, at $z/h = 1/2$, for experiment SG2.5. We consider for the study of the rising flow the maximum velocity near the hot plate (see text). (b) Normalized vertical velocity for the particle rising with maximal velocity near the hot wall, as a function of the local Rayleigh number $Ra_z = \alpha g \Delta T z^3 / \kappa \nu$. The dotted line is the law in $Ra_z^{1/2}$ (see text).

Mollendorf (1980) demonstrate that the flow is non-similar when viscosity is considered to be a function of temperature : any flow characterization therefore requires either a perturbation method (Carey & Mollendorf, 1980) or a numerical solution of the coupled ordinary differential equations system (Elbashbeshy & Ibrahim, 1993). In order to estimate Ra_z in our experiments, all fluid properties are estimated at $(T_{lat} + T_m)/2$, T_m being the core temperature, assimilated to the constant temperature of the fluid bulk for the infinite vertical plate theory. However, for all fluids, the major temperature variation of the fluid properties is seen to be in the viscosity, as already underlined by Carey & Mollendorf (1980). We therefore take in a first Ra_z estimation $\nu_m = \nu[(T_{lat} + T_m)/2]$. Vertical velocity near the hot plate depends on the distance x from the vertical heated boundary (figure 6.4a) : the maximum vertical velocity has been considered for each experiment, in order to compare the free convection flow behaviour. Figure 6.4(b) shows an example of the normalized vertical velocity component $w/(\kappa/z)$ as a function of the local Rayleigh number Ra_z , for experiment SG1.2. For the lowest or highest Ra_z , i.e. for z/h near 0 or 1, the effect of the horizontal boundaries becomes too important to validate the infinite vertical plate hypothesis. Indeed, the vertical velocity strongly decreases towards zero, corresponding to the flow bending toward horizontal near the upper and lower boundaries. We have not considered hereafter the regions where the horizontal boundary effect is important, and we have focused on the region where the infinite plate hypothesis is valid.

Figure 6.5 plots $w/(\kappa/z)$ as a function of Ra_z in the region where the infinite plate hypothesis is valid, for different experiments. The results agree with the prediction $w/(\kappa/z) = c Ra_z^{1/2}$, but c differs from 0.77 for fluids with a temperature-dependent viscosity. This departure underlines the importance of the rising fluid effective viscosity in its vertical motion. In order to estimate this effect, we have reported in figure 6.6(a) the

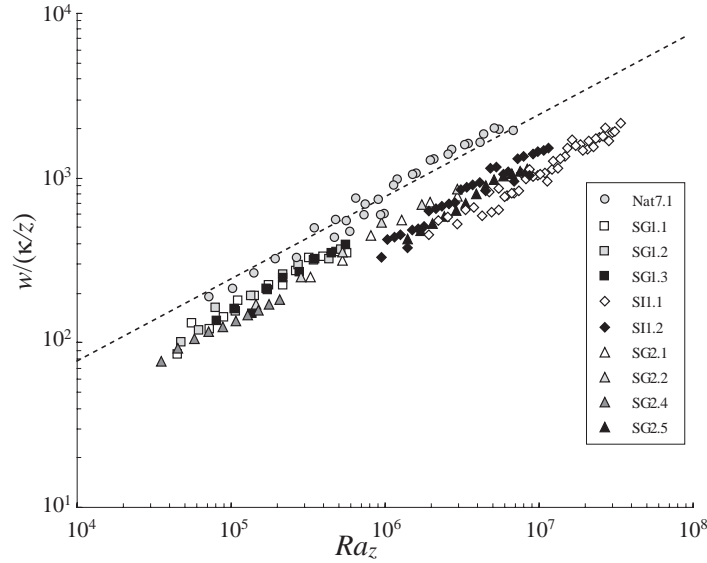


FIG. 6.5 – Normalized vertical velocity $w/(\kappa/h)$ near the heated wall, as a function of the local Rayleigh number $Ra_z = \alpha g \Delta T z^3 / \kappa \nu$ for different experiments, in the infinite vertical plate hypothesis. Same symbol represent the same fluid : Nat7.1 (circles), SG1 (squares), SG2 (triangles) and SI1 (diamonds). Different gray levels represent different experiments. The dotted line is the theoretical prediction for an infinite vertical heated plate in a constant viscosity fluid : $w/(\kappa/z) = 0.77 Ra_z^{1/2}$ (Holman 1976).

values of coefficient c when fitting the experimental data by the $w/(\kappa/z) = c Ra_z^{1/2}$ power law, as a function of the viscosity ratio $\gamma_m = \eta(T_m)/\eta(T_{lat})$. A systematic departure from the behaviour of a constant viscosity fluid is observed. For comparison, experiment Nat7.1 (constant viscosity polymer) has been reported at $\gamma_m = 1$, and agrees well with the theoretical prediction $c = 0.77$, within the experimental error bars. Fluids with a temperature-dependent viscosity therefore display a systematic shift toward smaller c -values. We find :

$$c = 0.42 \pm 0.16 \quad \text{for} \quad 1 < \gamma_m < 10, \quad (6.10)$$

$$c = 0.49 \pm 0.10 \quad \text{for} \quad \gamma_m > 10, \quad (6.11)$$

Both c -values for experiments SI1.1 and SI1.2 present an big error bar, due to the fact that SI1 is the less viscous syrup : velocities along the vertical heated plate are the highest among all other syrups, and standard deviation on their computation is therefore bigger. Moreover, in that case the velocity boundary layer is thin, and it is hard to estimate the maximum velocity of the rising fluid (see figure 6.4a), leading to an underestimation of w , and therefore of c . However, velocity estimates for SG1 and SG2 are robust, and we cannot explain the lowest c -value for small γ_m .

The validity of (6.9) even at large γ_m , which we observe, is consistent with Spalding & Gruddace (1961)'s theory, which predicts that the temperature dependence of viscosity has no influence on large Prandtl number flows, for the region of non-uniform viscosity is thin. Carey & Mollendorf (1980) demonstrated later that this assertion is valid for $Pr \geq 500$. We can therefore define an effective viscosity η_{eff} , as the local vis-

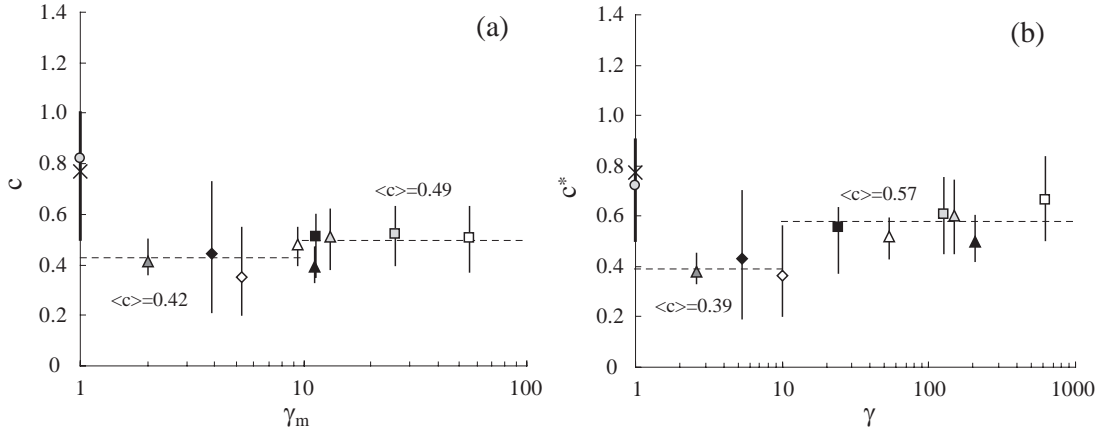


FIG. 6.6 – (a) Coefficient c obtained when fitting datas in figure 6.5 by $w/(\kappa/z) = cRa_z^{1/2}$, as a function of γ_m . In order to respect the analogy with the flow near an infinite vertical plate, all fluid properties have been taken at $(T_{lat} + T_m)/2$. Same symbol represent the same fluid : Nat7.1 (circle), SG1 (squares), SG2 (triangles) and SI1 (diamonds). Different gray levels represent different experiments (see figure 6.5). Theory for a constant viscosity fluid is reported (cross). (b) Same coefficient, when Ra_z is calculated with $\Delta T = T_{lat} - T_{up}$ and all fluid properties taken at $(T_{lat} + T_{up})/2$, as a function of γ (see text).

cosity associated with the rising flow. In order to find a coefficient 0.77 in equation (6.9) in the constant viscosity case, η_{eff} can be written as

$$\eta_{eff} = \left(\frac{0.77}{c}\right)^2 \eta \left(\frac{T_{lat} + T_m}{2}\right) \quad (6.12)$$

This is consistent with the fact that the effective viscosity governing the fluid motion is intuitively expected to be the local viscosity associated with the rising flow. This can be checked for example on figure 6.4, where the temperature corresponding to the maximum velocity in the SG2.5 experiment is about 29°C, corresponding to a viscosity $\eta \sim 2.3$ Pa s (see appendix 6.6). The effective viscosity for SG2.5, from equation (6.12), is $\eta_{eff} \sim 2.7$ Pa s.

In order to get a global scaling, we have reported in figure 6.6(b) the coefficient c^* from $w/(\kappa/z) = c^*Ra_z^{*1/2}$, where Ra_z^* is estimated with the global temperature difference $\Delta T = (T_{lat} - T_{up})$, and all fluid properties taken at $(T_{lat} + T_{up})/2$. Plotting this coefficient as a function of $\gamma = \eta(T_{up})/\eta(T_{lat})$ does not show any important change neither in the $w/(\kappa/z)$ shape, nor in the value of the fitting coefficient c^* , the latter being :

$$c^* = 0.39 \pm 0.18 \quad \text{for } 1 < \gamma < 10, \quad (6.13)$$

$$c^* = 0.57 \pm 0.13 \quad \text{for } \gamma > 10, \quad (6.14)$$

We find once again a discrepancy between $\gamma < 10$ and $\gamma > 10$. However, due to the important experimental error bar on the c -values for SI1.1 and SI1.2, more experiments would be required, in order to check if this departure is systematic. Scaling $w/(\kappa/z)$

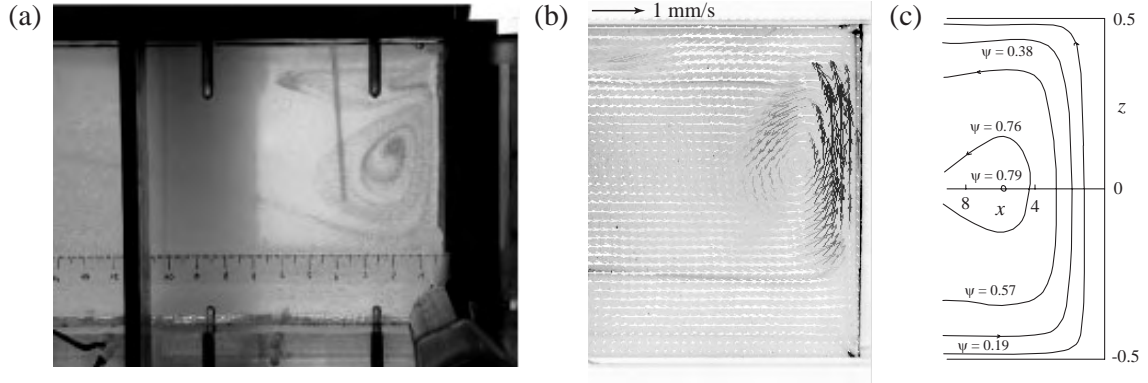


FIG. 6.7 – Recirculation near the vertical heated plate. (a) Dye injection (experiment natc5). (b) Velocity field (experiment SG2.5). (c) Streamlines theoretical prediction for a vertical wall and horizontal adiabatic conditions (Gill, 1966).

thus remains the same with a local or a global reasoning, within the experimental error bars. This demonstrates that fluid motions in our experiments can be described with global properties, in particular boundary conditions parameters, without the need of a systematic local description.

At the top of the vertical heated plate (figure 6.2), the isotherms show a local reversal of the horizontal temperature gradient in the boundary layer associated with the vertical heated plate. This feature has already been underlined by Gill (1966), who calculated the two-dimensional analytical solution of motion in a rectangular cavity with differentially heated end walls, for Prandtl numbers large enough so that the convective term is negligible compared to the diffusive term in (6.2). The peculiar isotherm and streamline shape is due to the core stratification, the fluid being dragged upwards by viscous contact with the inner boundary layer above its equilibrium density level (Worster & Leitch, 1985). If the stratification is sufficiently steep, a downward flow can be forced and forms a recirculation near the vertical heated plate, as predicted by Gill (1966)'s numerical results (Figure 6.7c). Figure 6.7(a) shows the two paths followed by the rising fluid when reaching the top boundary : either the jet intrusion lining the horizontal upper boundary, or the coiling near the hot wall. Figure 6.7(b) presents the velocity field computed with the PIV method, associated with this feature. This recirculation has been observed in our experiments for $Ra_{lat} > 8 \times 10^5$.

6.3.3 Stratified core

In all experiments, the core of the cell is stratified in temperature and velocity (figure 6.3a), except for the less viscous sugar syrup SI1, for which the hot jet intrusion is confined close to the solid boundary, and the core is stagnant and of constant temperature T_m . For all other experiments, the core temperature displays a vertical stable stratification : temperature in the inner region varies linearly with depth (figure 6.3a), whereas it is independent of the longitudinal position along the x -axis (figure 6.8a) : $T_m(x, z) = T_m(z)$. Streamlines in the core tend to follow the isotherms, and $u \gg w$.

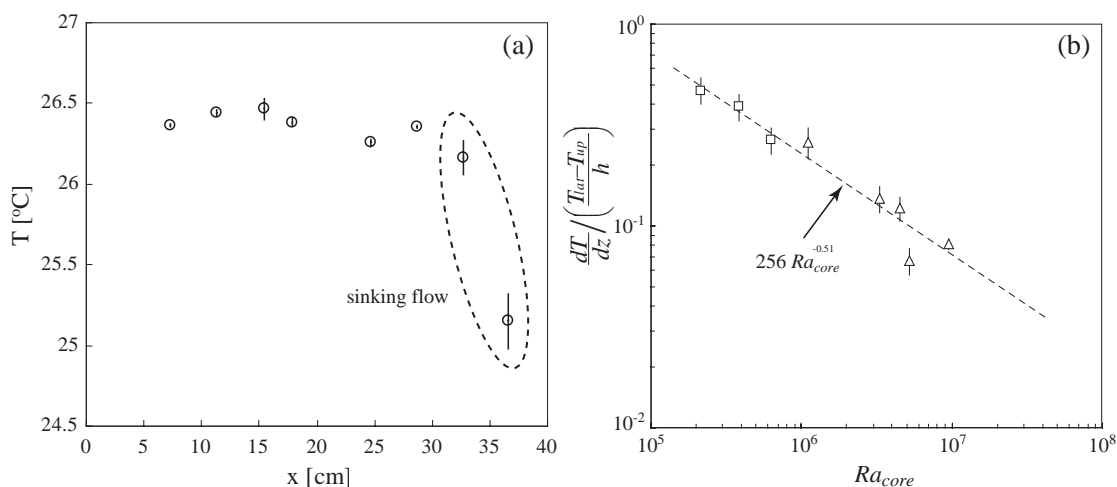


FIG. 6.8 – (a) Horizontal temperature profile for experiment SG2.5 (see figure 6.3 for a vertical profile) : the core temperature is independent of the longitudinal x -position. (b) Vertical normalized temperature gradient as a function of the Rayleigh number associated with the core ($\Delta T = T_{lat} - T_{up}$ and all fluid properties estimated at T_m). Experiments with SG1 and SG2 are represented by squares and triangles, respectively. The vertical temperature gradient for both SI1.1 ($Ra_{core} = 2.73 \times 10^7$) and SI1.2 ($Ra_{core} = 1.33 \times 10^7$) is zero, and not represented here.

We can note here that we find core characteristics similar to the ones predicted theoretically by Gill (1966) and checked experimentally in the jet intrusion regime by Bejan et al. (1981) for differentially heated walls in a fluid with constant viscosity.

The independence of the core temperature on the longitudinal position makes it possible to define for all experiments the core temperature T_m , as the temperature where the horizontal velocity component changes sign. The vertical temperature gradient is constant along x . Figure 6.8(b) shows the normalized vertical temperature gradient as a function of the core Rayleigh number Ra_{core} , where the temperature difference and characteristic length are $\Delta T = T_{lat} - T_{up}$ and h , respectively, and all fluid properties are estimated at T_m . It decreases as Ra_{core} increases, and scales as :

$$\left(\frac{dT}{dz}\right)_{core} = 256 \left(\frac{T_{lat} - T_{up}}{h}\right) Ra_{core}^{-0.51} \quad (6.15)$$

As discussed in the previous subsections, the core stable thermal stratification is responsible for the horizontal temperature gradient reversal observed near the vertical heated plate (figure 6.2a,b), as already underlined by Worster & Leitch (1985).

6.3.4 Jet under the upper cold boundary layer

As we have shown in § 6.3.1, a high-temperature, low-viscosity zone (for fluids with temperature-dependent viscosity) forms under the upper cold boundary layer, and is clearly seen either on the temperature or velocity vertical profiles (figure 6.3). This

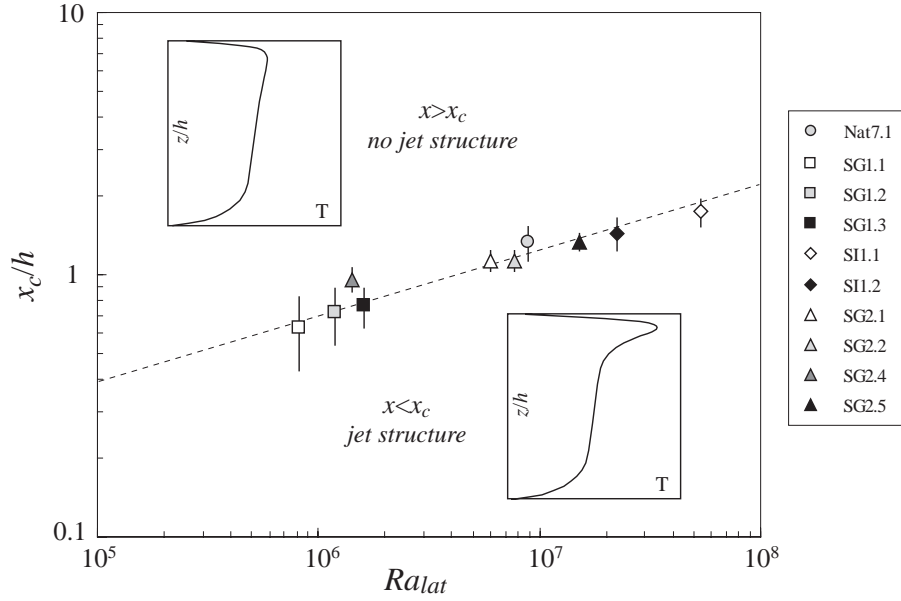


FIG. 6.9 – Normalized jet extension x_c/h as a function of Ra_{lat} . For $x < x_c$, the jet structure is well defined. For $x > x_c$, the hot intrusion is confounded with the stratified core flow. The dotted line is the power law with critical exponent 1/4. Same symbol represents the same fluid.

warm jet intrusion spreads along the top, and becomes larger by mass conservation as it moves away from the vertical heated plate and slows down. As the jet loses heat along the cold upper boundary while it moves further away from the hot boundary, we expect a critical distance x_c at which the jet structure will not exist anymore, for the hot current strength will become too weak to form a proper intrusion. Figure 6.9 presents the normalized critical distance x_c at which the jet structure loses its temperature and velocity identity, and is confounded with the stratified core flow, as a function of Ra_{lat} . A simple scaling analysis demonstrates that the horizontal heat transfer from the vertical heated plate is (Bejan, 1984) :

$$Q_{horiz} \sim k\Delta T Ra_{lat}^{1/4} \quad (6.16)$$

while the vertical diffusive heat transfer can be estimated as

$$Q_{vert} \sim kx_c \frac{\Delta T}{h} \quad (6.17)$$

where the horizontal length scale here is the maximal jet extension. The criterion for the existence of the jet structure is $Q_{horiz} > Q_{vert}$, leading to the limit condition $x_c/h \sim Ra_{lat}^{1/4}$. This is consistent with figure 6.9, which gives for the jet extension as a function of Ra_{lat} :

$$\frac{x_c}{h} = 0.0225 Ra_{lat}^{1/4} \quad (6.18)$$

The main characterization of the jet structure is its maximum in temperature T_{max} , between the linear conductive gradient of the upper boundary layer, under the cold top

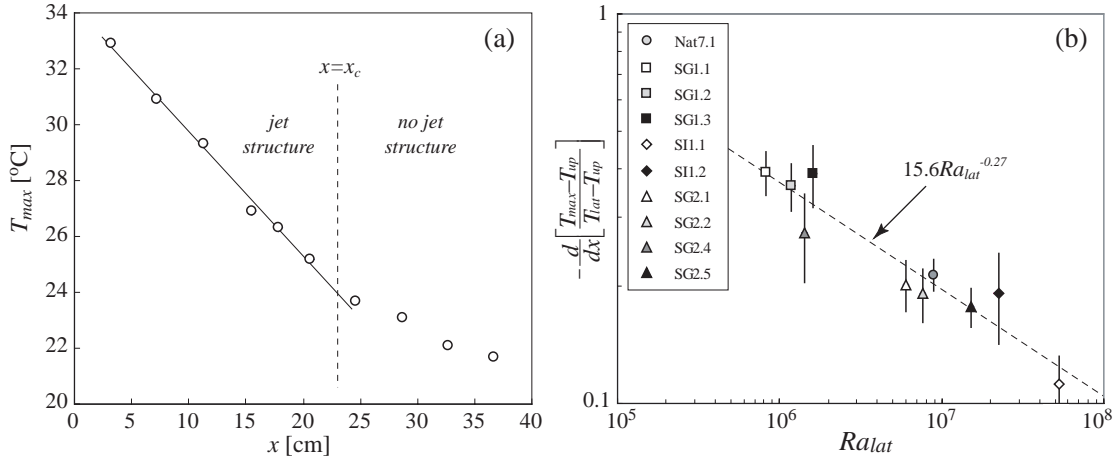


FIG. 6.10 – (a) Maximum temperature T_{max} in the jet structure as a function of the distance x from the vertical heated plate, for experiment SG2.2. Solid line is the linear decreasing for $x < x_c$ (existence of the jet intrusion). (b) Normalized slope of the maximal temperature in the jet structure, as a function of Ra_{lat} . The dotted line is the best fit, leading to a critical exponent 0.27. Same symbol represents the same fluid.

plate, and the stratified core (figure 6.3a). T_{max} decreases linearly with longitudinal position x in the jet, until the critical distance x_c (figure 6.10a). For $x > x_c$ (no more jet structure), the decrease is no more a linear function of x , and much slower than it should have been in the presence of the jet. We have plotted in figure 6.10(b) the horizontal temperature gradient in the jet, corresponding to the slope of the maximal temperature decreasing along the longitudinal direction in figure 6.10(a), as a function of the Rayleigh number Ra_{lat} . We therefore have the scaling :

$$-\frac{d}{dx} \left(\frac{T_{max} - T_{up}}{T_{lat} - T_{up}} \right) = 15.6 Ra_{lat}^{-0.27} \quad (x < x_c) \quad (6.19)$$

Observations show that when the Rayleigh number Ra_{lat} increases, the jet structure is more pronounced. It therefore keeps its structure on a longer distance x_c (figure 6.9), and the heat loss along this distance is lesser (figure 6.10b). Because of its velocity, the jet shears the upper fluid layer : it is named the shear zone hereafter.

6.4 Small-scale convection

6.4.1 Instabilities under the upper boundary layer

We will now focus on the convective regime under the upper cold thermal boundary layer, in the shear zone. For all experiments, small-scale disturbances have been observed in this region. When encountering the large-scale flow due to natural convection in the cavity, they organize under different morphologies. One of the most striking features consists of plumes developing under the upper cold boundary, and sheared

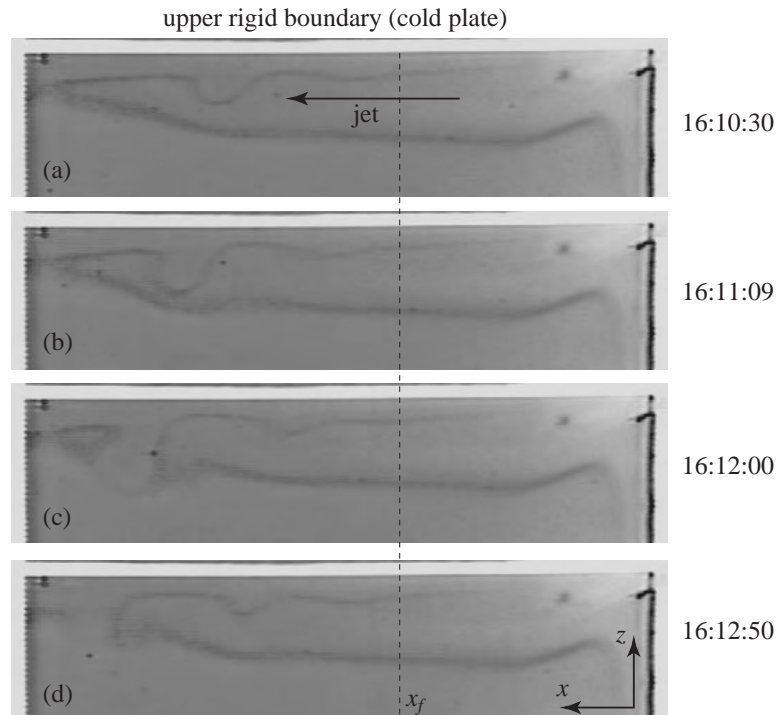


FIG. 6.11 – Plumes sheared by the large-scale flow under the cold upper boundary, for experiment N1.1 (pictures are zoomed on the shear layer). The heated vertical plate is on the right of the image. Jet direction is given by the black arrow. x_f is the distance from the heated plate at which the instabilities form (see text). The observed isotherm (black line) corresponds here to 24.5°C .

away by the large-scale flow (Figure 6.11). These cold instabilities, as shown by the isotherm signature, develop at a distance x_f from the vertical heated plate, grow and drop while they are taken away by the large-scale flow. Similar kind of instabilities have already been observed to develop along the adiabatic upper boundary of systems with a vertical heated boundary in a medium stratified in temperature. The theoretical study of Gill & Davey (1969) demonstrates the existence of either mechanically-driven, or buoyancy-driven instabilities. At large Prandtl number, which is the case for all our experiments, the second dominate, because then the advection of vorticity necessary for an Orr-Sommerfeld type of instability is relatively unimportant.

Figure 6.12 displays two temperature time series, recorded either in the shear zone, or in the stratified core. While there are no temporal variations of the core temperature, important temperature fluctuations are recorded for thermocouples located in the shear zone, under the cold thermal boundary layer. They exhibit quasi-periodic fluctuations, which are the signature of cold downwelling plumes (figure 6.11), as they pass through the thermocouple location.

This mechanism can be explained with a local reasoning. The upper cold thermal boundary layer forms near the heated plate, and thickens as the distance x from the hot wall increases (see topmost isotherms in figure 6.2 or 6.11). The presence of the inverse temperature gradient between the maximum temperature in the shear layer and the

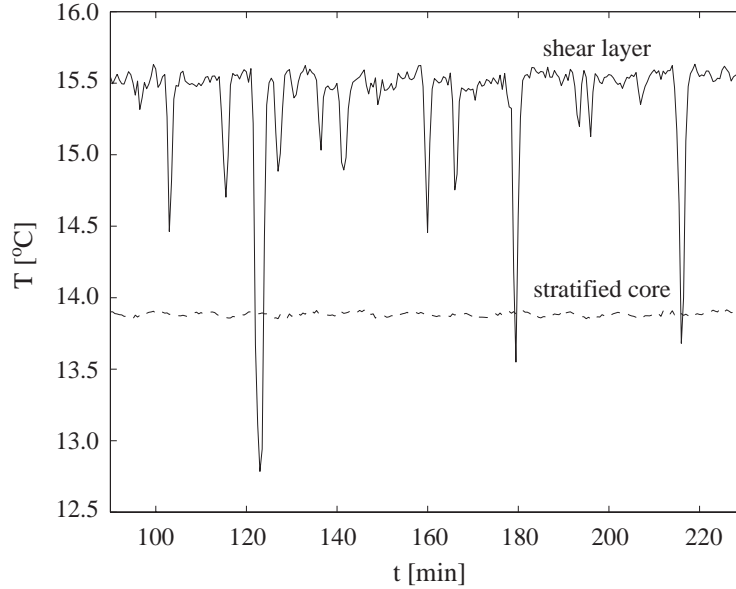


FIG. 6.12 – Temperature time series recording for experiment Nat7.1, for a thermocouple located in the stratified core ($z/h = 0.69$, dashed line) or in the hot shear layer ($z/h = 0.91$, solid line), at $x/h = 1$. The signature of downwelling cold plumes is clearly seen in the shear zone.

upper cold boundary layer (see figure 6.3a) makes the layer potentially gravitationally unstable. If its thickness increases enough so that the associated local Rayleigh number Ra_δ , defined as :

$$Ra_\delta = \frac{\alpha g \Delta T_\delta \delta^3}{\kappa \nu_\delta} \quad (6.20)$$

exceeds a critical value Ra_c , instabilities develop (Howard, 1966; Palm, 1975). ΔT_δ is the local temperature difference across the unstable part of the upper layer, and δ its thickness. For a strong temperature-dependence of viscosity ($\gamma > 10$), a stagnant conductive lid forms, underlying the top cold boundary (Davaille & Jaupart, 1993, 1994). In that case, the instabilities of the upper cold boundary layer do not develop over its whole thickness, but under the stagnant lid. A local analysis is therefore required, taking into account both local temperature and fluid properties such as the viscosity ν_δ of the moving fluid.

The fact that instabilities appear at a distance x_f of the hot vertical boundary is coherent with the hypothesis of boundary layer instabilities. Indeed, if the instabilities were created by amplitude modulation and spatial oscillation of the large convection cell, due to its adjustment to system dimensions, they would be observed everywhere in the tank (Segel, 1969; Busse & Whitehead, 1974). In our system, the boundary layer thickness reaches its critical destabilizing thickness and develops instabilities at a distance x_f of the vertical heated boundary. This result discards the amplitude modulation hypothesis. The normalized critical distance x_f/h at which the small-scale instabilities form is plotted in figure 6.13 as a function of the lateral Rayleigh number (6.5). It is

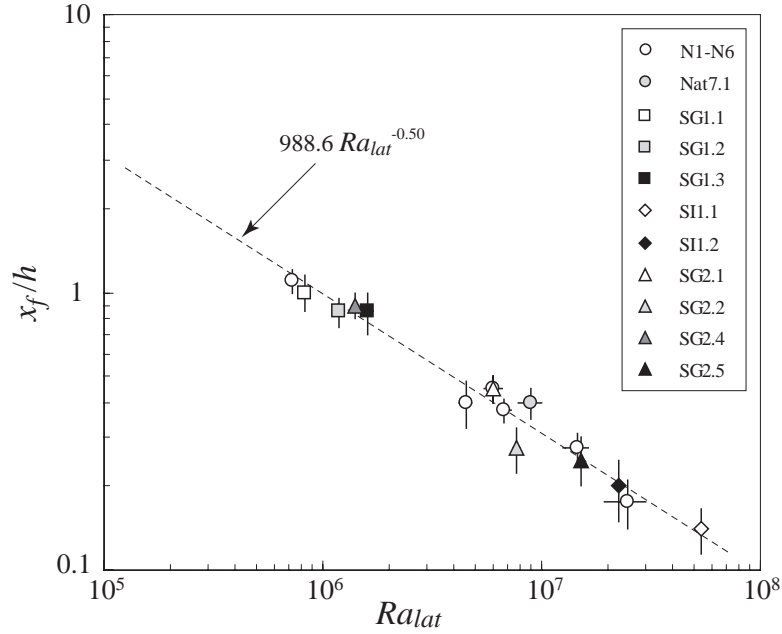


FIG. 6.13 – Normalized distance from the hot wall at which the small-scale instabilities form, as a function of the lateral Rayleigh number. The solid line gives the best fit for the power law : $x_f/h \sim Ra_{lat}^{-0.50}$.

well described by the empirical power law (dashed line in the figure) :

$$x_f/h = 988.6 Ra_{lat}^{-0.50} \quad (6.21)$$

We have investigated the relationship between both critical distances of jet extension x_c and small-scale instabilities formation x_f . Figure 6.14 plots x_f versus x_c for our experiments. We have reported (solid line) the empirical law deduced from both equations (6.18) and (6.21), for which the critical distance where instabilities form behaves as the inverse square of the jet extension. The most important feature in this diagram is the observation of instabilities forming for $x_f > x_c$ (gray circle in figure 6.14). Small-scale disturbances develop even when the shear layer cannot be described anymore by a jet structure. This result is consistent with Deardorff (1965)'s study of the stabilizing effect of a large-convection cell in Rayleigh-Bénard convection with shear. He demonstrated that the onset of small-scale instabilities is not affected by the presence of a plane parallel shear. Our experimental results agree with this conclusion.

Small-scale instabilities, colder than the underlying hot layer, fall and are sheared away by the large-scale flow. In spite of their onset decoupled from the large-scale flow characteristics, consecutive organization of the flow due to the interaction between both convective scales leads to the formation of a small-scale convective pattern between the cold upper boundary layer and the large-scale convection core.

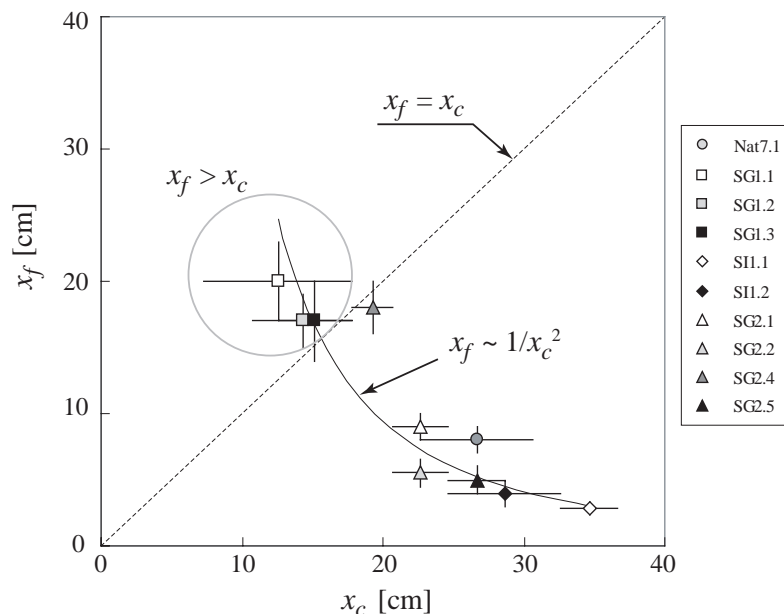


FIG. 6.14 – Normalized distance x_f from the hot wall at which the small-scale instabilities form, as a function of the hot jet extension. The solid line represent the law $x_f \sim 1/x_c^2$ (see text), and the dashed line the limit $x_f = x_c$. Possible formation of small-scale instabilities farther than the jet structure zone (gray circle) indicates a decoupling between the two convective scales.

6.4.2 2D stationary or 3D time-dependent structures

Temperature fluctuations similar to those associated with the small-scale instabilities (figures 6.11 and 6.12) are also recorded in experiments where no instabilities can be seen on the isotherm profiles (see for example figure 6.2). The combined observation of the isotherms position, temperature series and PIV computation in both planes perpendicular and parallel to the vertical hot boundary makes it possible to show the presence of small-scale instabilities in all experiments. Figure 6.15 shows a section in the cavity parallel to the hot side wall, and superposes the computed velocity field upon the isotherm observation. Instabilities are clearly associated with downwelling currents. The finite cavity dimensions can introduce both edge effects due to the fact that the side walls are not purely adiabatic (see top right in figure 6.15), and a slow pattern modulation, corresponding to the adjustment of the convective pattern wavelength to the tank width. In spite of these effects, however, the organization of the small-scale flow remains the same, and can be separated into two distinct regimes.

Figure 6.16 shows the two ways of organization of the small-scale convective pattern. When the shear is high enough to balance the falling instability velocity, it organizes the convective pattern into a 2D stationary structure, under the form of stationary rolls (figure 6.16a). Isotherms do not show the signature of any plume-shaped instability in a plane perpendicular to the heated vertical boundary (figure 6.2), and their position do not fluctuate through time. A single fluid particle follows an helicoidal path, with axis parallel to the large-scale motion. The vertical extension of the velo-

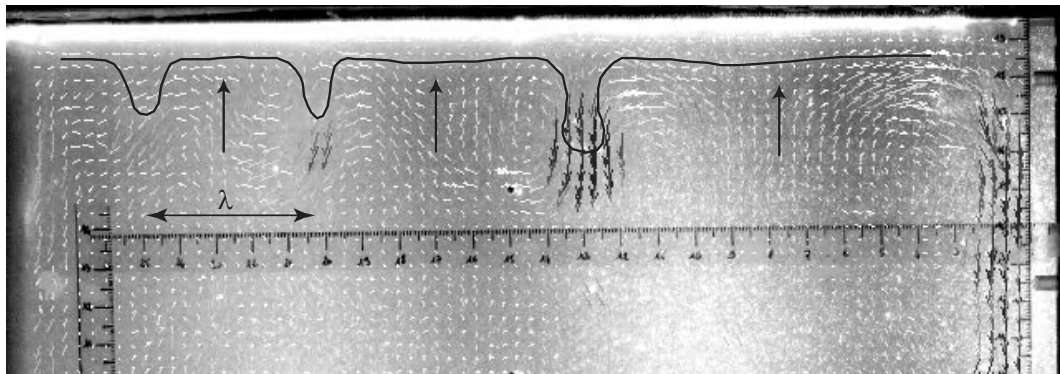


FIG. 6.15 – Particle Image Velocimetry (PIV) computation for experiment SG2.5, in a plane parallel to the vertical heated plate (here in the background). Position of the 24.5°C isotherm has been enhanced by a solid black line. Rising currents, less visible, are positioned by black arrows. Observe the important edge effect near the right sidewall.

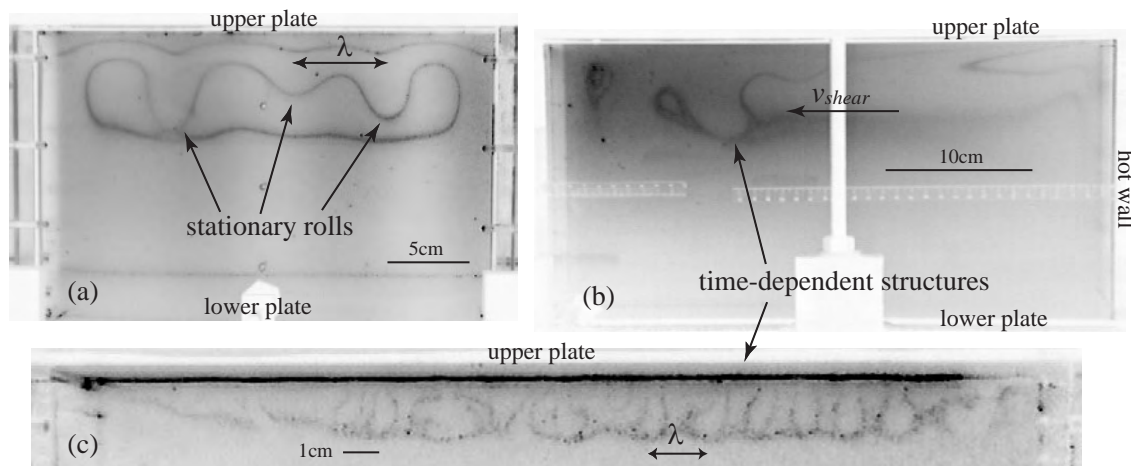


FIG. 6.16 – Different type of small-scale instabilities developing under the upper cold thermal boundary layer. (a) Stationary structures in experiment SG1.1; the laser plane of light parallel to the hot wall (on background), at a distance $x/h = 1.35$. (b) Time-dependent structures in experiment N6; the laser plane of light is perpendicular to the hot wall (on the right of the image), at a distance $y/h = 0.25$. (c) Time-dependent structures in experiment SI1.1; the laser plane of light is parallel to the hot wall (on background), at a distance $x/h = 1.15$.

city field associated with these instabilities (figure 6.15), coupled with observation of dye injection, shows that the small-scale pattern remains trapped in the shear zone. Longitudinal rolls are therefore observed, with axis parallel to the large-scale flow, and confined in the shear layer. When the jet speed is not strong enough to balance the falling instabilities velocity, a two-dimensional organization of the flow becomes impossible. In these conditions, we observe 3D time-dependent structures : plumes sinking from the cold plate and driven away by the large-scale flow (sequence in figure 6.11, and figure 6.16*b,c*).

Figure 6.17 presents the different regimes for small-scale convection organization

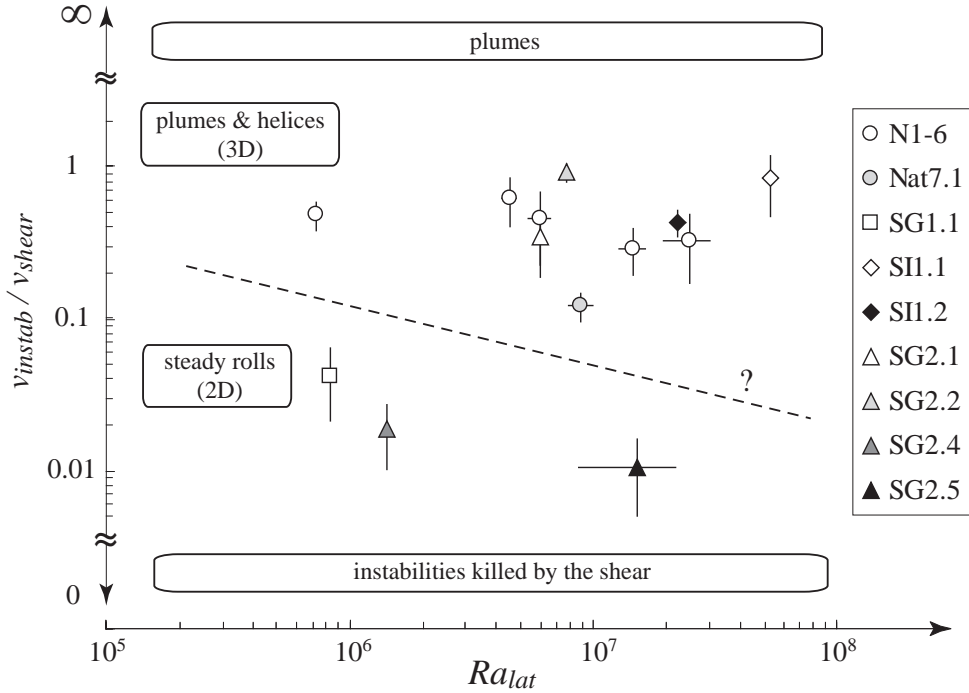


FIG. 6.17 – Different regimes for the structure of the small-scale convective pattern (see text for details). v_{instab} and v_{shear} are the vertical velocity of the falling small-scale instabilities and the shear velocity, respectively, and Ra_{lat} the Rayleigh number defined in equation (6.5).

in presence of the large-scale flow. The key quantity is the velocity ratio v_{instab}/v_{shear} , between the vertical velocity of the falling instabilities, and the horizontal velocity of the shear flow. The other parameter, defining the characteristics of the flow inside the cavity, is the Rayleigh number Ra_{lat} . If $v_{shear} < 10 v_{instab}$, the shear is not strong enough to organize the small-scale instabilities bidimensionally, and we observe plumes, and helices around them. If $v_{shear} > 10 v_{instab}$, the shear is strong enough to stabilize the flow and the small-scale convection organizes in rolls, aligned in the direction of the large-scale flow. The limit between these two regimes (dashed line in figure 6.17) is when the velocity ratio v_{instab}/v_{shear} is between 0.07 and 0.11. We did not find any obvious dependence on Ra_{lat} . Indeed, the velocity ratio itself depends on Ra_{lat} , and we cannot vary both quantities independently.

6.4.3 Spatial and temporal periodicity

In both regimes, we observe a spatial organization parallel to the vertical heated plate (see figure 6.16a and 6.16c), with a characteristic wavelength λ . The difference lies in the temporal behaviour of these structures, which remain stationary in figure 6.16(a) and fluctuate in amplitude in figure 6.16(b) : every time a cold plume reaches the thermocouple, temperature drops.

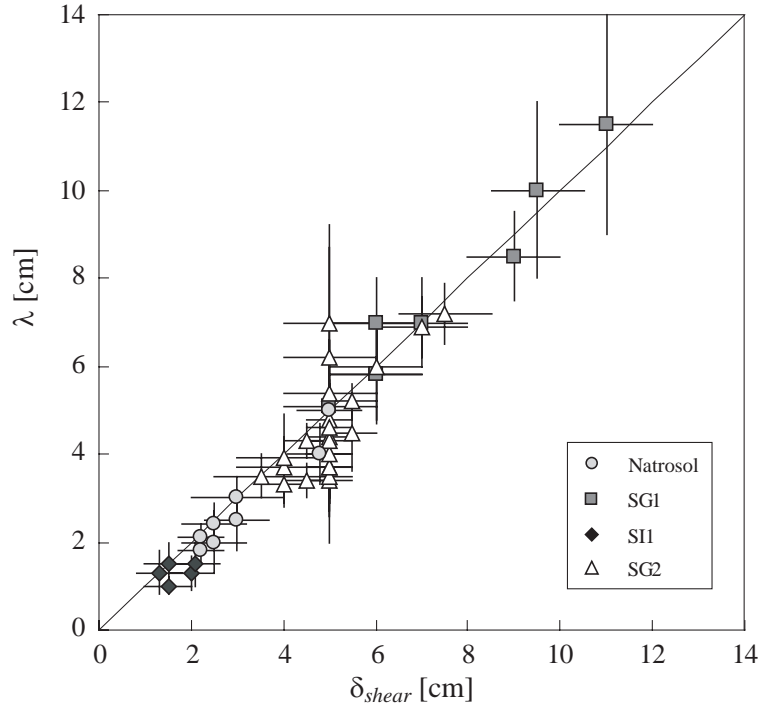


FIG. 6.18 – Spatial periodicity of the small-scale convective instabilities : the wavelength of the longitudinal rolls (2D structure) or the plume spacing in the y -direction (3D structure) is about the shear zone thickness δ_{shear} .

Both wavelength and characteristic periodicity of the small-scale convective pattern can be characterized. First, 2D and 3D structures display a spatial periodicity, corresponding to the small-scale rolls wavelength (figure 6.16a) or the plume spacing in the y -direction (figure 6.16c), respectively. Figure 6.18 shows that the spatial periodicity of these patterns is about the shear zone thickness δ_{shear} :

$$\lambda = (0.97 \pm 0.08) \delta_{shear} \quad (6.22)$$

This relationship is checked for all $x > x_f$, in agreement with Crambes et al. (2004)'s study, in a system analog but for the adiabatic bottom boundary condition. The onset and development of the small-scale instabilities is therefore governed by local parameters. The 3D time-dependent instabilities are also periodic through time. The study of their temporal periodicity τ as a function of the Rayleigh number Ra_{lat} is presented on figure 6.19. For $\gamma < 10$, we find the scaling :

$$\tau = 9.67 \left(\frac{h^2}{\kappa} \right) Ra_{lat}^{-2/3} \quad (6.23)$$

in agreement with Howard (1966)'s analysis of the cold boundary layer instabilities in classical Rayleigh-Bénard convection. We note a discrepancy for large viscosity ratios ($\gamma > 10$). It is expected because of the stagnant lid formation right under the upper cold boundary condition (Davaille & Jaupart, 1993). More experiments are required to find a systematic behaviour in this case.

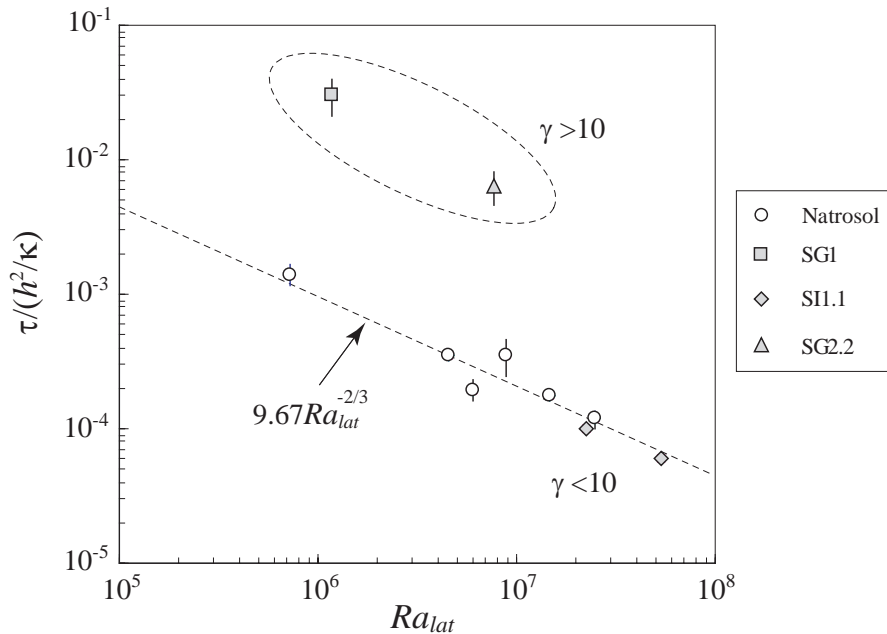


FIG. 6.19 – Temporal periodicity of the 3D convective instabilities as a function of the Rayleigh number Ra_{lat} . The dashed line corresponds to the theoretical prediction $\tau \propto Ra_{lat}^{-2/3}$ for classical Rayleigh-Bénard convection. For the fluids with a temperature-dependent viscosity (gray symbols), scaling is valid for $\gamma < 10$.

6.5 Conclusions

The particular configuration of our experimental system, with both a driving hot side wall and an upper cold boundary, makes it possible to observe two different scales of convection (figure 6.20). First, the large-scale convection develops a unique large cell, which axis is parallel to the vertical heated plate. This large-scale flow forms a hot jet intrusion under the upper cold thermal boundary. The presence of an unstable temperature gradient, and the thickening of the cold upper boundary layer with distance x from the hot wall, leads to the generation of small-scale instabilities. At a critical distance x_f from the heated side, the boundary layer reaches its critical thickness and the local Rayleigh number Ra_δ passes above the critical value for the onset of convection. Small-scale instabilities appear, and organize into different convective patterns, when interacting with the underlying shear layer. If $v_{instab}/v_{shear} < 0.1$, the organization is preferentially two-dimensional, and the pattern consists of stationary longitudinal rolls, with axis aligned with the shear flow. This is reminiscent of the convective pattern for classical Rayleigh-Bénard convection with an imposed shear flow (Richter, 1973; Richter & Parsons, 1975). If $v_{instab}/v_{shear} > 0.1$, the level of organization decreases and the pattern consists of three-dimensional, time-dependent plumes falling from the upper boundary layer, and sheared away by the large-scale flow. In spite of the absence of 2D rolls, plume spacing is still organized in a plane parallel to the vertical heated wall. Both spatial and temporal periodicity analysis of this small-scale convective pattern demonstrates that the system is equivalent to a classical Rayleigh-Bénard convection

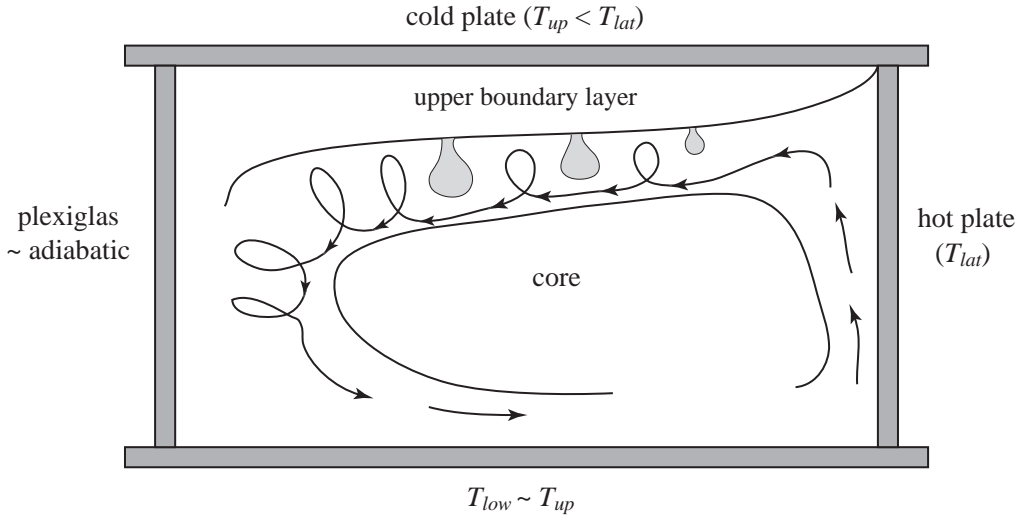


FIG. 6.20 – Sketch of the system, illustrating the two scales of motion present in the cavity.

in presence of an underlying shear flow, confined under the upper boundary.

Acknowledgments. We thank the Ateliers Laumonier (Nesles-la-Vallée, France) for the design and building of the tank, and SYRAL society (Origny, France) for kindly providing the sugar syrups.

6.6 Appendix A : Fluids properties

Fluid name	N1	N2	N3	N4	N6	Nat7.1	SG1	SG2	SI
ρ_0 [kg m ⁻³]	999	999	1013	999	1000	999	1418	1393	1322
η_0 [Pa s]	0.55	0.10	0.57	0.17	4.4	0.10	66.0	6.2	0.87
α_0 [10 ⁻⁴ K ⁻¹]	1.18	1.17	1.66	1.17	1.24	1.17	5.44	5.35	5.39
κ [10 ⁻⁷ m ² s ⁻¹]	1.42	1.42	1.42	1.42	1.42	1.42	1.13	1.15	1.42
τ_{diff} [h]	78.2	78.2	78.2	78.2	78.2	78.2	98.3	96.6	78.2

TAB. 6.4 – Physical properties of the fluids : N1 to Nat7.1 indicate the different Natrosol mixtures, SG1 and SG2 the glucose syrups GS6080 and GS6075 respectively, and SI the invert sugar syrup SI9566. ρ_0 , η_0 and α_0 are the fluid density, viscosity and thermal expansion coefficient at 20°C respectively. κ is the thermal diffusivity. τ_{diff} is the characteristic diffusive time (see text for details).

Natrosol mixtures are prepared by mixing Natrosol, a polymer, with water. During preparation, stirring and a weak heating are required, in order to help mixing and homogenization. Details about this procedure can be found in Tait & Jaupart (1989) and Davaille (1999b).

Density has been measured with an oscillating U-tube Antoon Paar DMA 5000

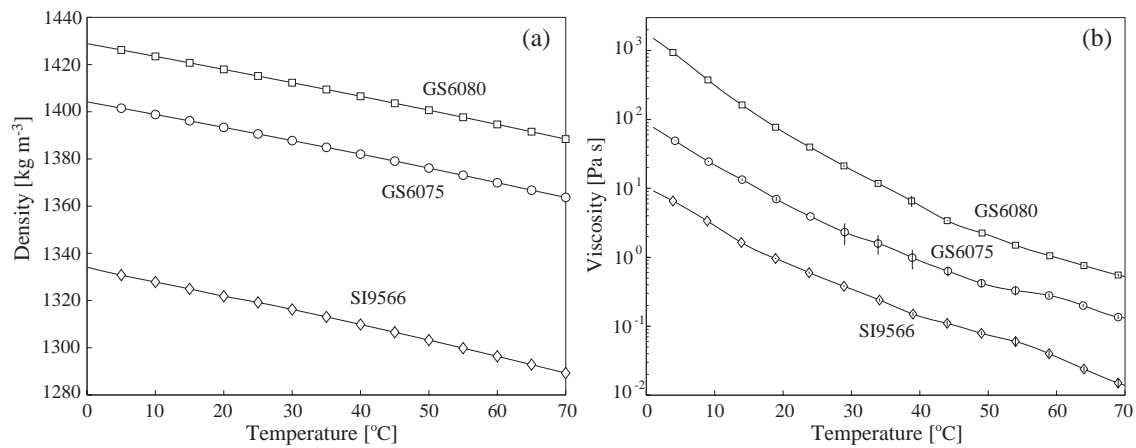


FIG. 6.21 – (a) Density and (b) viscosity depending on temperature for the glucose syrups GS6080 (squares) and GS6075 (circles) and the invert sugar SI9566 (diamonds). Error bars are indicated for viscosity measurements (y -axis in log-scale). For density measurements, the uncertainty is always smaller than $5 \times 10^{-3} \text{ kg m}^{-3}$.

density meter, and viscosity with a rotating HAAKE RV20 viscosimeter. They are presented in figure 6.21. Physical properties of the fluids are summarized in table 6.4.

Chapitre 7

Compléments

Sommaire

7.1	Condition inférieure adiabatique	113
7.1.1	Convection à grande échelle	114
7.1.2	Convection à petite échelle	116
7.2	Analogie avec le régime de turbulence dure en convection de Rayleigh-Bénard	118

Nous avons décrit dans le chapitre précédent les deux échelles d'écoulement présentes dans un fluide que l'on chauffe latéralement et que l'on refroidit par le haut et le bas. Cette étude s'est attachée en particulier aux fluides dont la viscosité varie fortement avec la température, qui présentent les mêmes phénomènes convectifs que dans le cas à viscosité constante, avec en plus la présence d'un couvercle stagnant sous la condition limite froide supérieure, dans laquelle est concentrée la quasi-totalité du contraste de viscosité. On retrouve en définissant des paramètres équivalents (comme par exemple la viscosité effective) les mêmes lois que dans le cas isovisqueux.

Nous allons dans ce chapitre revenir sur ces résultats à la lumière d'expériences réalisées avec des conditions aux limites différentes. Nous compléterons ensuite cette étude par des remarques qui n'ont pas été formulées dans le chapitre 6.

7.1 Condition inférieure adiabatique

Afin de voir l'influence sur les deux échelles de convection présentées précédemment des conditions aux limites, nous avons réalisé 10 expériences supplémentaires dans la cuve n°1 (dimensions $30 \times 30 \times 10$ cm), dont la condition limite inférieure est adiabatique (et non plus isotherme). La liste de ces expériences et de leurs caractéristiques (températures imposées, nombres de Prandtl et de Rayleigh) est donnée dans la table 7.1. Dans un souci de simplification, seuls des fluides de viscosité constante

TAB. 7.1 – Liste des expériences réalisées dans la cuve n°1 (condition inférieure adiabatique) avec deux solutions différentes de Natrosol (nat et natc). T_{lat} , T_{up} et T_{low} sont les températures des plaques latérale, supérieure et inférieure, respectivement. T_m est la température du coeur de la convection à grande échelle (voir texte). $\gamma = \eta(T_{up})/\eta(T_{lat})$ est le rapport de viscosité (ici égal à 1), Ra_{lat} le nombre de Rayleigh et Pr le nombre de Prandtl. Les propriétés physiques des fluides sont données dans la table 7.2.

Experiment	T_{lat} [°C]	T_{up} [°C]	T_{low} [°C]	T_m [°C]	γ	Ra_{lat}	Pr
nat1-5	38.8	15.5	21.0	21.7	1.0	1.2×10^5	14,100
nat6-9	38.6	10.7	18.3	18	1.0	1.3×10^5	14,100
nat10-13	38.3	6.1	15.4	15.5	1.0	1.4×10^5	14,100
nat14	38.0	2.4	13.2	13.5	1.0	1.5×10^5	14,100
nat15-18	47.7	3.4	15.8	17.5	1.0	2.2×10^5	14,100
nat19-22	47.9	6.5	17.3	19	1.0	2.1×10^5	14,100
nat23-26	48.2	11.2	20.2	21.5	1.0	2.0×10^5	14,100
nat27-30	48.5	15.9	22.9	25.0	1.0	1.9×10^5	14,100
natc1-6	47.9	14.0	22.1	22.9	1.0	2.4×10^6	1,100
natc8-12	48.7	24.9	29.2	30.4	1.0	1.9×10^6	1,100

TAB. 7.2 – Propriétés physiques des solutions de Natrosol utilisées pour les expériences dans la cuve n°1 (condition inférieure adiabatique). ρ_0 , η_0 and α_0 indiquent la masse volumique, la viscosité et le coefficient de dilatation thermique à 20°C, respectivement. κ est la diffusivité thermique, et τ_{diff} le temps caractéristique de diffusion.

Fluid name	ρ_0 [kg m ⁻³]	η_0 [Pa s]	α_0 [K ⁻¹]	κ [m ² s ⁻¹]	τ_{diff} [h]
nat	999	2.0	1.18×10^{-4}	1.42×10^{-7}	19.6
natc	999	0.16	1.17×10^{-4}	1.42×10^{-7}	19.6

ont été employés pour ces expériences. Les propriétés physiques des deux solutions de Natrosol utilisées sont présentées dans la table 7.2.

7.1.1 Convection à grande échelle

L'écoulement à grande échelle dans le cas d'une condition limite inférieure adiabatique est similaire à celui décrit dans le chapitre 6 pour une condition inférieure isotherme froide (Figure 7.1). Le fluide se réchauffe et remonte le long de la plaque chaude verticale. La hauteur de la cuve n°1 étant de 10 cm seulement, les effets de bords des conditions limites supérieure et inférieure sont cependant trop important pour une étude correcte des profils de vitesse verticale, dans le cadre de l'hypothèse d'un écoulement le long d'une plaque infinie. Nous pouvons malgré cela tirer d'autres informations quantitatives sur l'écoulement à grande échelle. La figure 7.1a montre la

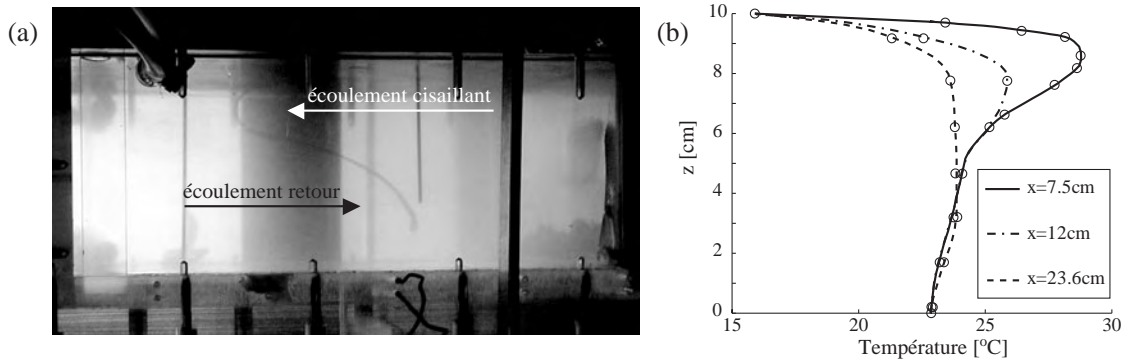


FIG. 7.1 – (a) Visualisation de l'écoulement à grande échelle par injection de colorant (expérience nat1-5). La plaque verticale chaude est située à droite de l'image. Remarquer les cannes de thermocouples verticales dans la cuve. (b) Profils verticaux de température à différentes distances de la plaque chaude (expérience nat27-30).

forme de l'écoulement par déformation d'une ligne de colorant. Le colorant est injecté selon une ligne verticale, au centre de la cuve environ. Les mouvements dans le fluide étant très lents, on peut alors avoir une bonne visualisation de la déformation à partir du profil initial. On peut ainsi observer :

- une zone cisailante, sous la plaque supérieure froide
- un écoulement retour, dans la partie inférieure de la cuve.

La figure 7.1 présente les profils verticaux de température pris à différentes distances du chauffage latéral. La structure du jet est clairement visible pour les profils les plus proches. Tous comme dans le cas d'une condition inférieure isotherme, on observe l'existence d'une distance critique x_c au-delà de laquelle la structure en jet ne peut plus se maintenir, la zone cisailante étant alors confondue avec le coeur de la convection à grande échelle (profil en pointillé, Figure 7.1b).

La figure 7.2 présente l'extension maximale normalisée x_c/L de l'intrusion chaude (jet), en fonction de Ra_{lat} , pour les expériences réalisées dans la cuve n°1 (condition inférieure adiabatique). Les valeurs trouvées pour les expériences dans la cuve n°2 (chapitre 6) ont été reportées pour comparaison. Nous avons dans le cas présent normalisé en prenant comme longueur caractéristique la longueur L de la cuve. On retrouve une dépendance du type $x_c/L \sim Ra_{lat}^{1/4}$, comme prédit par Bejan et al. (1981) dans une configuration de chauffage différentiel. On a cependant, comme dans le cas de nos expériences dans la cuve n°2, un décalage par rapport à ce résultat analytique, en ce qui concerne le préfacteur. Cette différence est également présente entre nos deux séries d'expériences dans les cuves n°1 et n°2. Elle peut provenir soit des conditions limites différentes, soit du changement de rapport d'aspect de la cuve. En effet, le rapport entre les deux lois de puissance en $Ra_{lat}^{1/4}$ est de $3/2$, qui correspond au quotient des rapports d'aspect $a_1 = 3$ et $a_2 = 2$ entre les cuves n°1 et n°2. Des expériences dans des cuves de configuration identique mais de rapport d'aspect différent seraient nécessaires afin de trancher entre ces deux hypothèses. La figure 7.3 récapitule le critère d'existence d'une intrusion chaude sous la condition limite rigide supérieure, dans les différentes configurations expérimentales envisagées. Puisque l'on observe comme dans le cas isotherme

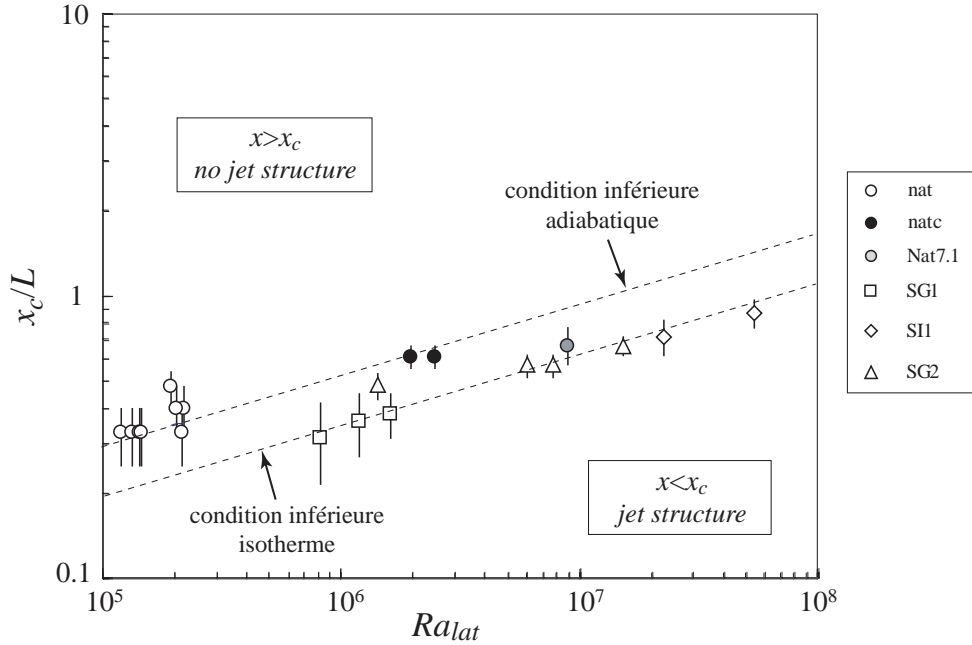


FIG. 7.2 – Extension maximale du jet x_c/L en fonction de Ra_{lat} . Sont reportés ici les résultats pour une condition inférieure isotherme (voir chapitre 6) et adiabatique (cette étude). En pointillé sont représentés les lois en $Ra_{lat}^{1/4}$ (voir texte).

le développement d'une zone cisailante chaude bien définie, on peut donc s'attendre à observer de la même façon le développement d'une convection à petite échelle sous la couche limite thermique supérieure froide.

7.1.2 Convection à petite échelle

La figure 7.4 montre effectivement l'existence de convection à petite échelle dans le système. Cette deuxième échelle de convection possède les mêmes caractéristiques que dans les expériences précédentes, avec une condition inférieure isotherme. D'une part, son extension est limitée à la zone cisailante (Figure 7.4a, courbe en trait plein), et elle ne pénètre pas le coeur de la convection à grande échelle (Figure 7.4a, courbe en pointillé). D'autre part, elle ne prend naissance qu'à une distance x_f de la plaque verticale chaude (Figure 7.4b). Si l'on trace de la même façon que pour le cas isotherme la variation de x_f/h en fonction de Ra_{lat} , on obtient le résultat présenté sur la figure 7.5. Seule l'expérience natc1-6 donne un résultat en accord avec la loi trouvée précédemment. Les autres mesures présentent une incertitude importante, due au fait que nous ne nous sommes basés que sur les acquisitions de température et sur les injections de colorant pour définir le démarrage de la convection à petite échelle, les techniques de PIV et d'imagerie d'isothermes (cristaux liquides) n'étant pas encore au point lors des expériences. Outre l'incertitude, due en particulier à un espacement plus important des trous de mesure de température sur la cuve n°1, on observe des valeurs généralement plus faibles de celles prévues par la loi dans le cas isotherme. Cependant,

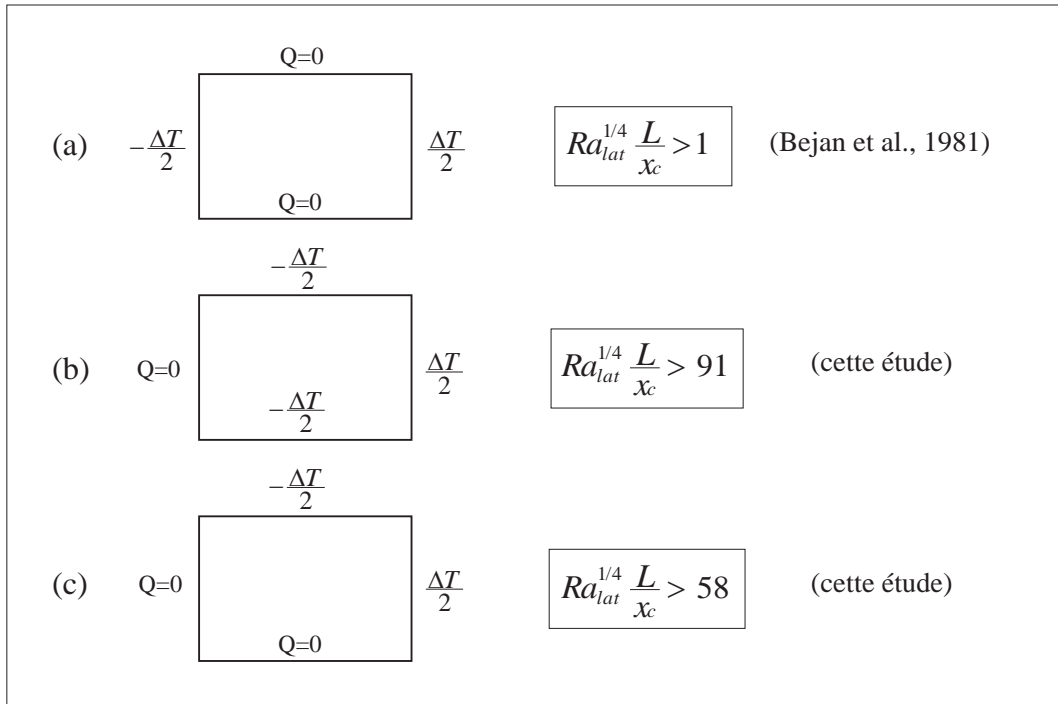


FIG. 7.3 – Critère d’existence d’une intrusion chaude (jet) sous la limite rigide froide supérieure, pour différentes configurations. (a) Etude expérimentale de Bejan et al. (1981), dans une cuve de rapport d’aspect $a = L/h = 16$. (b) et (c) Cette étude, pour les expériences réalisées dans les cuves de rapport d’aspect $a = 2$ et $a = 3$, respectivement.

le manque de précision de la mesure, et le fait que l’on ne couvre pas une gamme de nombre de Rayleigh très étendue, ne nous permettent pas à ce stade d’en tirer des conclusions plus quantitatives.

Dans toutes les expériences réalisées avec une condition limite inférieure adiabatique, on observe une organisation en rouleaux. Il est difficile de remonter à leur longueur d’onde caractéristique sans les techniques de PIV ou la visualisation des isothermes. Nous n’avons pu évaluer λ que dans l’expérience natc1-6, où nous avons le résultat suivant :

$$\lambda = 3 \pm 0.5 \text{ cm} \quad (7.1)$$

$$\delta_{shear} = 3 \pm 1 \text{ cm} \quad (7.2)$$

Nous confirmons ainsi les conclusions du chapitre 6, et les affirmations précédentes : les rouleaux de convection à petite échelle sont confinés dans la zone cisailante, et leur longueur d’onde est proportionnelle à l’épaisseur de cette zone.

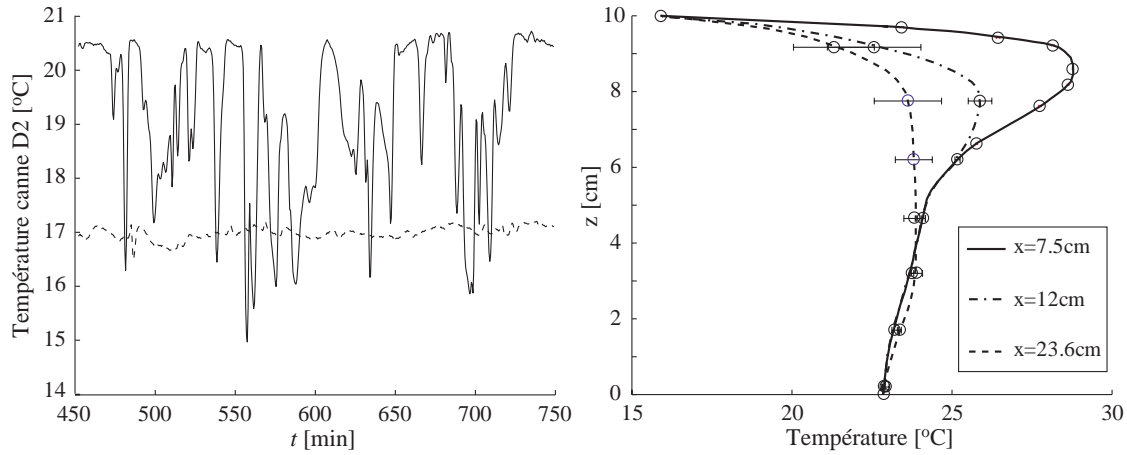


FIG. 7.4 – (a) Evolution temporelle de la température dans le coeur (pointillé, $z/h = 0.17$) et dans la zone de cisaillement (trait plein, $z/h = 0.775$). (b) Profils de température verticaux, à différentes distances de la plaque chaude. Les barres horizontales indiquent l'amplitude des fluctuations de température (et donc la présence de convection à petite échelle).

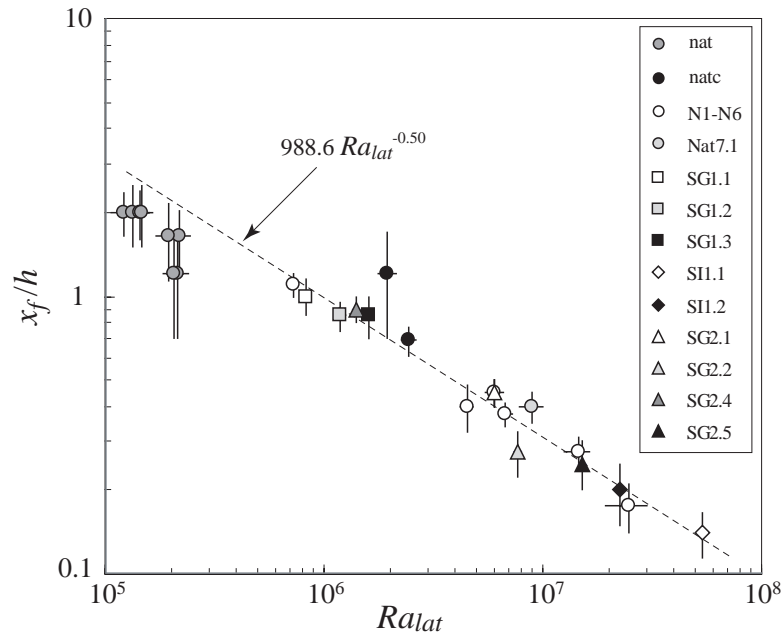


FIG. 7.5 – Distance normalisée x_f/h de formation des instabilités à petite échelle par rapport à la condition verticale chaude. nat et natc correspondent aux expériences dans la cuve n°1. Sont reportés pour comparaison les résultats obtenus dans la cuve n°2 (chapitre 6).

7.2 Analogie avec le régime de turbulence dure en convection de Rayleigh-Bénard

Nous ne pouvons nous empêcher de faire le parallèle entre les échelles convectives intervenant dans notre système, et le régime particulier de turbulence dure en

convection de Rayleigh-Bénard (Heslot et al., 1987). Dans ce dernier régime, en effet, la symétrie de l'écoulement turbulent est brisée (Zhang et al., 1997), et le système s'organise en un écoulement à grande échelle ('wind'), capable de se maintenir pour des hauts nombres de Rayleigh (Kadanoff, 2001; Niemela et al., 2001). Ce régime de turbulence est encore très mal compris, de par sa complexité, cet écoulement organisé se superposant à d'importantes fluctuations (panaches, jets).

La présence de l'écoulement à grande échelle a de fortes conséquences sur la dynamique du système. Le cisaillement qu'il crée (Lohse, 1994) engendre des profils de vitesse (Zhang et al., 1998) et de température (Belmonte & Libchaber, 1996) asymétriques. Niemela et al. (2001) montrent que pour des nombres de Rayleigh tels que la vitesse moyenne horizontale du 'wind' V_w peut être mesurée sans ambiguïté, on peut définir un nombre de Péclet

$$Pe = RePr = |V_w|h/\kappa \quad (7.3)$$

où h désigne ici la dimension verticale de la cellule de Rayleigh-Bénard. Ce nombre de Péclet vérifie la relation empirique suivante :

$$Pe = 0.13Ra^{0.5}, \quad (7.4)$$

en accord avec les résultats précédents (Sano et al., 1989; Castaing et al., 1989). La figure 7.6 montre la variation de la vitesse de l'écoulement cisailant horizontal en fonction du nombre de Rayleigh Ra_{lat} , pour nos expériences dans la cuve n°2 (condition inférieure isotherme). La dépendance en Ra_{lat} de la vitesse du jet est comparable à celle

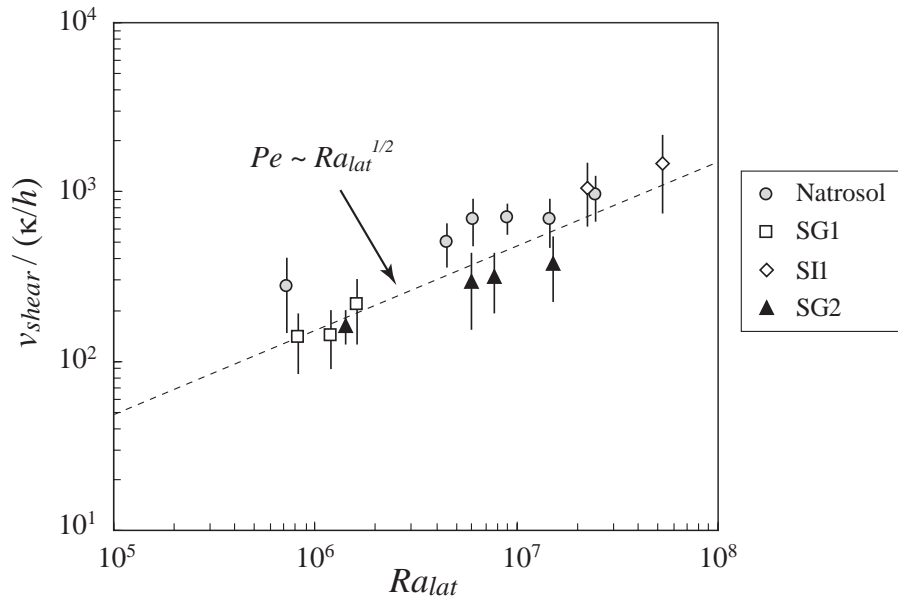


FIG. 7.6 – Nombre de Péclet (vitesse du jet normalisée) en fonction de Ra_{lat} . La ligne en pointillé représente la loi de puissance $Pe = 0.15Ra_{lat}^{1/2}$.

de l'écoulement à grande échelle en turbulence dure. De plus, en turbulence dure, on observe l'émission par les couches limites thermiques de panaches froids (couche du haut) ou chaud (couche du bas) (Castaing et al., 1989; Ciliberto et al., 1996; Qiu

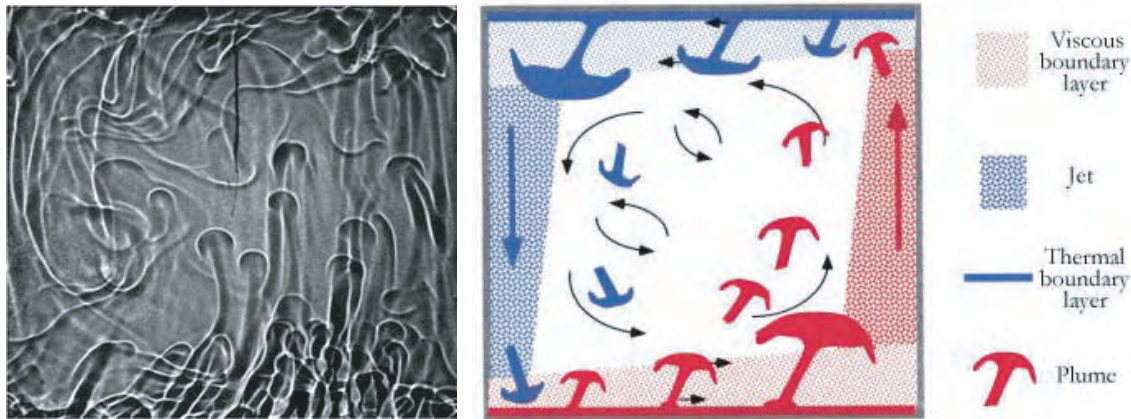


FIG. 7.7 – Régime de turbulence dure dans la convection de Rayleigh-Bénard (d’après Kadanoff 2001). (a) Mouvement turbulent dans du glycérol chauffé par le bas et refroidi par le haut (d’après Zhang et al. 1997). Les lignes brillantes indiquent les régions où les variations de température sont rapides. Les panaches sont emportés par l’écoulement à grande échelle (*‘wind’*) anti-horaire. (b) Schéma correspondant (d’après Zocchi et al., 1990). Le rouge correspond à des zones chaudes, le bleu à des zones froides. Les flèches donnent la direction de l’écoulement.

et al., 2000; Niemela et al., 2001), en accord avec le modèle de Howard (1966), qui prévoit qu’une couche de fluide soumise à un gradient de température instable grandisse par conduction, jusqu’à atteindre une taille - et donc un nombre de Rayleigh local - supercritique, pour lequel un panache va se former et se détacher de la couche.

On observe alors dans le système complexe ainsi formé l’interaction entre les deux échelles de convection (Figure 7.7), tout comme dans notre système, même si l’origine de ces phénomènes diffèrent. Niemela et al. (2001) trouvent dans ce cas que la périodicité de formation des panaches suit la loi $\tau/(h^2/\kappa) = 0.64Ra^{-0.47}$, en accord avec les données de Castaing et al. (1989). L’exposant diffère du comportement en $Ra^{-2/3}$ du modèle proposé par Howard (1966), montrant selon les auteurs l’existence d’un phénomène physique différent, né de l’auto-organisation de la convection turbulente entre la production de panaches et l’écoulement à grande échelle qui les emporte. Quelques modèles ont été proposés, en particulier par Villermaux (1995) qui considère les couches limites du haut et du bas comme deux oscillateurs couplés par l’écoulement à grande échelle. Cependant, de nombreuses questions restent sans réponse sur la forme et le processus d’organisation des deux échelles convectives. Bien que la configuration de notre système soit différente, et que les processus soient éloignés des régimes de turbulence dure, la similitude des écoulements peut peut-être amener des réponses sur l’organisation des échelles convectives en présence. L’annexe B revient sur le parallèle entre ces deux études, en particulier au niveau de l’analyse de l’intermittence des instabilités à petite échelle.

Une dernière remarque intéressante à propos du régime de turbulence dure en convection de Rayleigh-Bénard concerne le renversement à intervalles de temps irréguliers du sens de l’écoulement à grande échelle (Sano et al., 1989; Ciliberto et al.,

1996). L'origine de ce phénomène reste encore inconnue. Il a cependant des applications intéressantes, en géophysique notamment, car il pourrait être à l'origine des changements de polarité non-périodiques et relativement brusques du champ magnétique terrestre, montrés par les enregistrements paléomagnétiques. Ces changements de polarité ont également été observé dans des simulations numériques de dynamo terrestre (Glatzmaier et al., 1999). Ce phénomène ne concerne cependant pas cette étude, étant plus susceptible de se produire dans le noyau terrestre.

Chapitre 8

Application à l'écoulement en base de lithosphère océanique

Sommaire

8.1	Lithosphère / asthénosphère : quelles vitesses respectives ?	123
8.2	Morphologie de l'écoulement en base de lithosphère océanique	125
8.2.1	Existence	125
8.2.2	Longueur d'onde	127
8.2.3	Rouleaux ou panaches?	128
8.3	Convection à petite échelle au niveau des points chauds .	131
8.4	Conclusion	132

Notre étude expérimentale nous a permis de caractériser la morphologie et les lois de comportement de la convection à petite échelle sous la couche limite thermique supérieure froide. Nous allons pouvoir appliquer ces résultats localement, en considérant la déstabilisation de la base de la lithosphère océanique lorsqu'elle se refroidit et s'épaissit en s'éloignant de la dorsale où elle a été créée. Il faut pour cela considérer l'existence d'un mouvement relatif entre la lithosphère et l'asthénosphère, et donc d'un cisaillement en base de lithosphère océanique.

8.1 Lithosphère / asthénosphère : quelles vitesses respectives ?

Les expériences visant à étudier l'effet du cisaillement sur la convection thermique imposent pour la plupart le cisaillement via la condition limite supérieure (en général à vitesse imposée). Comme nous l'avons vu dans le chapitre 5, on peut considérer soit les effets purement mécaniques, en supposant que c'est la vitesse de la plaque en surface qui engendre la convection mantellique, soit les effets purement thermiques, en supposant

que ce sont les conditions limites thermiques (noyau et rides médio-océaniques) qui sont à l'origine de la convection (Houseman, 1983). Nos expériences prennent le parti de la deuxième hypothèse, avec une composante active à la ride, en supposant que la vitesse de l'asthénosphère est plus grande que la vitesse de la lithosphère. Mais qu'en est-il vraiment ?

La nature même de la force qui engendre la convection dans le manteau terrestre est encore sujette à controverse. Trois mécanismes principaux sont potentiellement à l'oeuvre dans le processus convectif (Schubert et al., 2001) :

1. Traction des plaques plongeantes aux zones de subduction (*'slab pull'*) : la lithosphère, plus froide et plus dense que le manteau environnant, plonge aux zones de subduction, et crée une force de traction sur la plaque en surface.
2. Poussée à la ride (*'ridge push'*) : le plancher océanique étant moins profond aux dorsales que dans les bassins océaniques, une force gravitationnelle latérale, tendant à séparer les segments de dorsale, en résulte.
3. Entraînement basal (*'basal drag'*) : si l'écoulement mantellique sous la plaque est plus rapide que cette dernière, le manteau va entraîner la plaque.

Forsyth & Uyeda (1975), en comparant l'énergie cinétique associée aux plaques et l'importance des zones de subduction, concluent que c'est la traction associée à la plaque plongeante qui contrôle son mouvement, les autres contributions étant négligeables. Ces conclusions sont confirmées par l'étude de la distribution des contraintes dans les plaques par Jurdy & Stefanick (1991). Bird (1998), grâce à plusieurs modèles comparant les mécanismes gouvernant le mouvement des plaques et les champs de vitesse et de contraintes observés, montre cependant que ni un modèle de plaque de vitesse imposée par la subduction, ni un modèle impliquant uniquement l'énergie potentielle gravitationnelle résultant de la différence d'élévation entre les dorsales et les fosses, ne permettent de retrouver les contraintes et les vitesses correctes.

Toutes les hypothèses semblent donc encore possibles : les simulations numériques de Sabadini et al. (1992) montrent que l'entraînement basal peut avoir des conséquences non négligeables sur la topographie et la déformation intraplaque, et une étude récente de Bonatti et al. (2003) met en évidence une composante active au niveau de la ride médio-Atlantique. La compréhension des mécanismes en jeu passe une fois de plus par une bonne connaissance de la rhéologie complète du manteau, dont seule la définition permettrait d'élaborer un modèle auto-consistant incluant à la fois la convection mantellique et les plaques, sans introduire de couplage ad hoc. Dans l'état actuel des connaissances, il est toujours possible d'imposer un profil de viscosité réaliste tel que l'on ait une vitesse absolue de la lithosphère plus grande que celle de l'asthénosphère, ou vice-versa (C. Morency & M.-P. Doin, communication personnelle), ceci restant vrai même dans le cas où l'on impose la vitesse de la plaque en surface. Quel que soit le processus à l'origine, cependant, on est en présence d'un cisaillement relatif entre la lithosphère et l'asthénosphère. C'est ce phénomène qui nous intéresse, car nous allons retrouver localement les mécanismes observés dans nos expériences.

TAB. 8.1 – Paramètres du manteau supérieur. La valeur de la viscosité reste la plus mal contrainte (Hirth, 2002). Différents modèles l'estiment entre 10^{20} et 10^{22} Pa s dans le manteau supérieur (Turcotte & Oxburgh, 1969; Peltier & Jiang, 1996; Mitrovica & Forte, 1997; Simons & Hager, 1997; Lambeck et al., 1998), avec selon les modèles un minimum de 10^{18} Pa s dans l'asthénosphère (Thoraval & Richards, 1997; Čadek & Fleitout, 1999).

Paramètre	Valeur	Référence
coeff. expansion thermique α	$4 \times 10^{-5} \text{ K}^{-1}$	(Knittle et al., 1986)
masse volumique ρ_m	3300 kg m^{-3}	(Ito et al., 1999)
différence de température ΔT	1300°C	(Parsons & Sclater, 1977) [†]
diffusivité thermique κ	$8 \times 10^{-7} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$	(Ito et al., 1999)
viscosité η	$10^{18} - 10^{22} \text{ Pa s}$	voir texte

[†]Compatible avec les données pétrologiques (McKenzie & Bickle, 1988).

8.2 Morphologie de l'écoulement en base de lithosphère océanique

8.2.1 Existence

Le nombre de Rayleigh global associé à la convection mantellique est suffisamment élevé ($> 10^5$) pour que la convection soit dépendante du temps (Machetel & Yuen, 1986; Bercovici et al., 1989), et développe donc des instabilités associées aux couches limites thermiques. Nous avons montré dans le chapitre 6 que l'existence d'une convection à petite échelle sous la couche limite thermique supérieure froide était liée à des paramètres locaux (paramètres de la couche cisillante). Les données sismiques mettent en évidence la présence d'une zone à faible vitesse (LVZ) sous la lithosphère, traduisant la présence de matériau moins visqueux (la viscosité de l'asthénosphère est estimée à $10^{18} < \eta < 10^{20}$ Pa s) ou moins dense (due par exemple à la fusion partielle). L'épaisseur de cette zone est estimée à 200 km (Ekström & Dziewonski, 1998), et correspond à la zone dans laquelle est localisé le cisaillement créé par la convection à grande échelle du manteau. Le nombre de Rayleigh local associé est :

$$Ra_{shear} = \frac{\alpha \rho g \Delta T_{max} \delta_{shear}^3}{\kappa \eta} \quad (8.1)$$

où δ_{shear} désigne l'épaisseur de la zone cisillante, et ΔT_{max} la différence de température entre cette dernière et la condition limite supérieure froide. La table 8.1 résume les valeurs des paramètres associés au manteau supérieur. On estime ainsi le nombre de Rayleigh local : $Ra_{shear} \sim 2 \times 10^3 - 10^5$. $Ra_{shear} > 1100$, qui est le nombre critique pour des conditions rigide-libre (Chandrasekhar, 1961). Ce nombre de Rayleigh local supercritique montre l'existence probable d'instabilités à petite échelle en base de lithosphère océanique, en accord avec les précédents résultats (voir par exemple Flei-

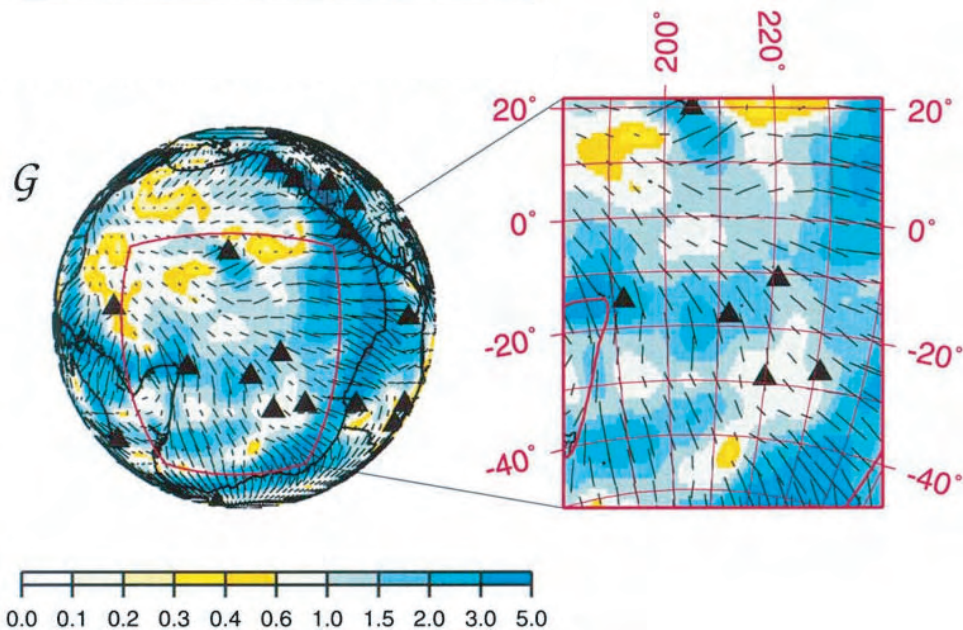


FIG. 8.1 – Distribution géographique de l'anisotropie azimuthale G dans le Pacifique, à une profondeur de 100 km (d'après Montagner 2002). On note la présence de zones de faible anisotropie (LAC, voir texte), qui pourrait coïncider avec l'apparition de la convection à petite échelle sous la lithosphère. Les triangles noirs indiquent la position des points chauds actifs.

tout, 1985). Nos lois d'échelle ne permettent cependant pas de prédire quantitativement le démarrage de ces instabilités convectives, ce dernier impliquant les paramètres de la convection à grande échelle, qui ne sont pas analogues dans nos expériences au système terrestre. Nous pouvons cependant souligner le point important suivant : le démarrage de la convection à petite échelle est indépendant de la vitesse et de la forme de l'écoulement cisailant généré par le mouvement des plaques (voir Figure 6.14, chapitre 6). Ce résultat est en accord avec les récents modèles numériques 3D de Huang et al. (2003).

Observations

La présence de convection à petite échelle sous les plaques océaniques peut être déduite de l'analyse de plusieurs observables géophysiques. La figure 8.1 montre la variation de l'anisotropie azimuthale G dans le Pacifique. Ce paramètre permet de quantifier l'amplitude et la direction (avec une ambiguïté de 180°) de l'écoulement horizontal à grande échelle. Montagner (2002) met ainsi en évidence la présence de zones à faible anisotropie (LAC, Low Anisotropy Channels) s'étendant jusqu'à une profondeur de 200 km, pour des âges supérieurs à 40 Ma. Ce phénomène peut être interprété comme l'apparition de convection à petite échelle sous la lithosphère, qui va désorganiser l'écoulement horizontal à grande échelle, et donc modifier notablement l'anisotropie azimuthale (Davaille & Jaupart, 1994).

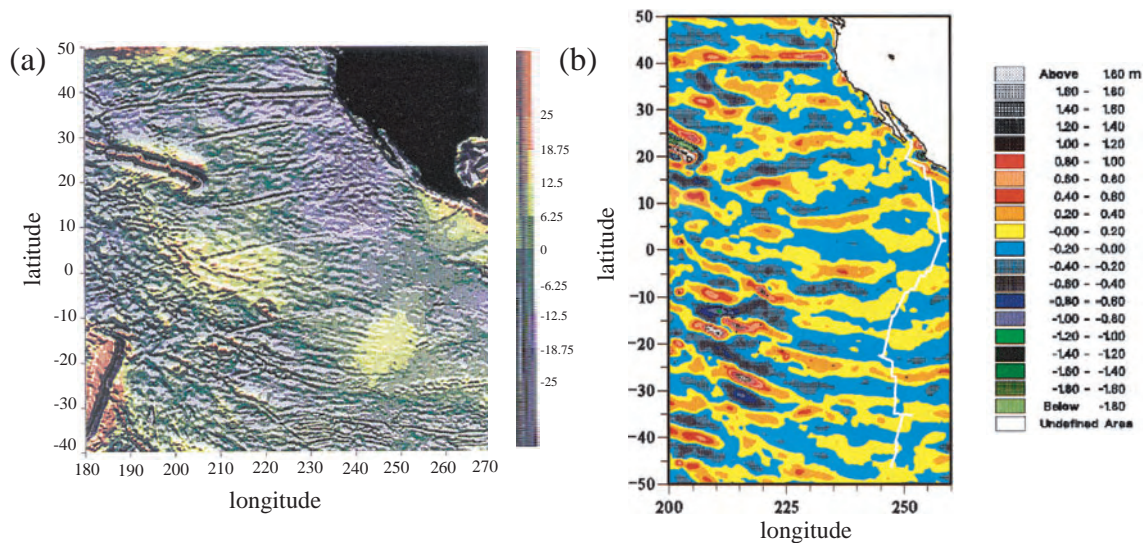


FIG. 8.2 – Anomalies du géoïde dans le Pacifique, filtrées par (a) Haxby & Weissel (1986) : $\lambda \sim 150 - 300$ km, (b) Cazenave et al. (1992) : $\lambda \sim 500 - 1000$ km.

Les anomalies du géoïde peuvent également donner des informations sur la répartition des masses en profondeur, et donc sur la forme de l'écoulement. La figure 8.2 montre deux représentations des anomalies du géoïde, filtrées à différentes longueurs d'onde par Haxby & Weissel (1986) et Cazenave et al. (1992). Les deux résultats montrent des anomalies longitudinales, s'étirant dans la direction du mouvement actuel de la plaque Pacifique.

8.2.2 Longueur d'onde

Le filtrage des anomalies du géoïde fait apparaître différentes longueurs d'onde caractéristiques. Ainsi, les exemples présentés dans la figure 8.2 montrent $\lambda \sim 150 - 300$ km (Haxby & Weissel, 1986) et $\lambda \sim 500 - 1000$ km (Cazenave et al., 1992). Marquart et al. (1999), à l'aide d'une analyse spectrale des données d'altimétrie satellite et de bathymétrie, révèlent dans l'océan Indien et dans le Pacifique Est des anomalies du même type, perpendiculaires à la ride et étirées selon la direction du mouvement de la plaque, avec une longueur d'onde de 150 à 180 km environ. Wessel et al. (1996) caractérisent de manière précise les ondulations apparaissant dans le géoïde et la bathymétrie, et trouvent ainsi des longueurs d'onde caractéristiques de 160 km, 225 km, 287 km, 400 km, 660 km, 850 km, 1000 km et 1400 km. Kroenke & Wessel (2003) trouvent également dans une étude récente des anomalies prononcées dans le champ de gravité, de morphologie identique aux précédentes, mais de longueur d'onde de l'ordre de 500 km. Cette multitude de longueurs d'onde caractéristiques ne fait que refléter la complexité du système convectif terrestre : la présence de discontinuités chimiques ou mécaniques à différentes profondeurs est responsable de l'ensemble des anomalies observées, et de la probable superposition de différents motifs de convection.

Les études précédentes montrent que l'échelle de longueur horizontale caracté-

ristique de cette convection de type Rayleigh-Bénard est de l'ordre de la profondeur de la couche convective (Richter & Parsons, 1975; Cserepes & Christensen, 1990; Kincaid et al., 1996; Marquart, 2001). Cette profondeur est dans la plupart des études considérée comme étant la profondeur atteinte par l'écoulement à grande échelle, c'est-à-dire soit la zone de transition à 660 km, soit la limite noyau-manteau à 2900 km (Olson, 1990). Cette hypothèse est compatible avec les expériences de laboratoire et les calculs analytiques de convection (Schlüter et al., 1965; Busse, 1967a; Busse & Whitehead, 1971). En utilisant 75 km comme l'épaisseur caractéristique de la lithosphère océanique (Kanamori & Press, 1970; Sclater & Francheteau, 1970), Richter & Parsons (1975) déduisent ainsi de leurs expériences de convection de Rayleigh-Bénard en vitesse imposée une profondeur de 575 km pour l'extension verticale des rouleaux de convection à petite échelle.

Notre étude expérimentale prédit une extension verticale des instabilités à petite échelle limitée à l'épaisseur de la zone cisailante, et donc piégées dans l'asthénosphère. La longueur d'onde, déduite de l'équation (6.22) et de l'estimation de l'épaisseur de l'asthénosphère par Ekström & Dziewonski (1998), est alors :

$$\lambda \sim 200 \text{ km} \quad (8.2)$$

en accord avec les résultats de Crambes et al. (2004). Ce résultat permet d'expliquer une partie des anomalies du géoïde, en particulier la courte longueur d'onde des linéations du signal filtré par Haxby & Weissel (1986) et Marquart et al. (1999). La présence d'autres longueurs d'onde caractéristiques, en particulier la longueur d'onde 'intermédiaire' (1000-2000 km) pourrait quant à elle correspondre à la signature des bombements bathymétriques entourant les points chauds, conséquence thermique et/ou dynamique de la remontée de panaches mantelliques chauds (Crough, 1983; Dubuffet et al., 2000).

8.2.3 Rouleaux ou panaches ?

L'avantage d'une étude expérimentale est qu'elle permet d'accéder à la structure tridimensionnelle des instabilités. Nos expériences montrent que la convection à petite échelle peut s'organiser essentiellement sous deux formes différentes, en présence de l'écoulement à grande échelle qui la cisaille (Figure 6.17, chapitre 6). Pour de faibles nombres de Rayleigh ou un rapport de vitesse v_{instab}/v_{shear} peu important, on aura une organisation en rouleaux, alignés dans la direction du mouvement de la plaque. Pour des nombres de Rayleigh plus importants, ou un rapport de vitesse élevé, les instabilités prennent la forme de panaches se détachant individuellement de la lithosphère et emportés par l'écoulement à grande échelle. Nous avons représenté dans le diagramme des régimes (Figure 8.3) l'intervalle des valeurs Ra_{lat} et v_{instab}/v_{shear} pouvant potentiellement caractériser le régime convectif terrestre. On peut se retrouver dans le cas de la Terre dans l'une ou l'autre forme d'organisation de la convection à petite échelle (panaches 3D ou rouleaux 2D), selon la valeur des paramètres associés aux mouvements convectifs. La vitesse verticale des instabilités n'est pas connue à l'heure actuelle, et

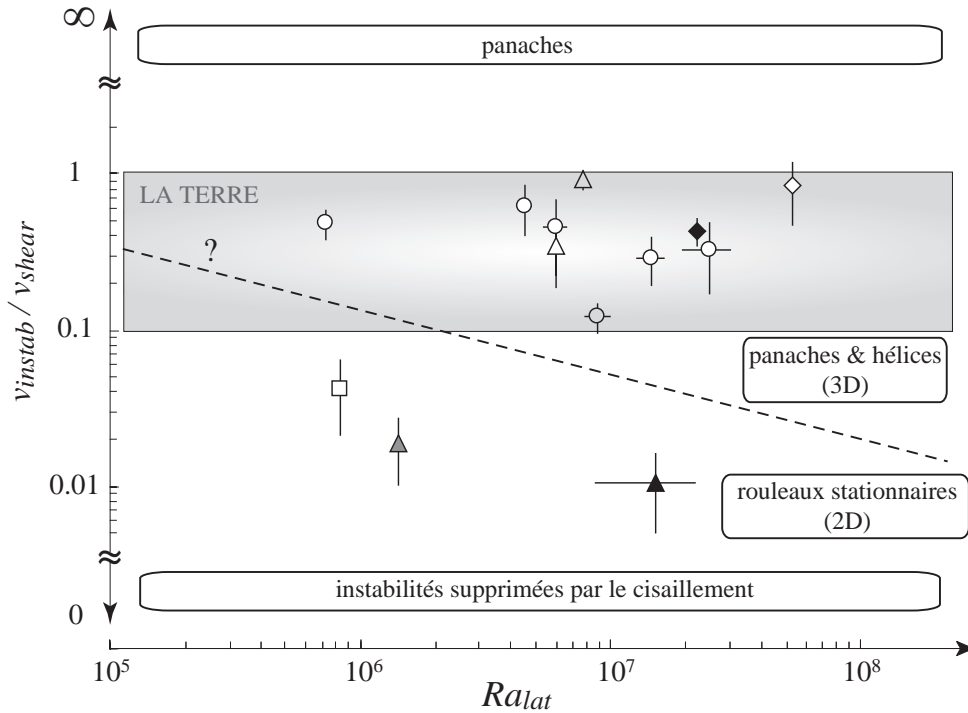


FIG. 8.3 – Diagramme représentant les différents régimes d'organisation de la convection à petite échelle en présence du cisaillement imposé par la grande échelle. v_{instab}/v_{shear} représente le rapport entre la vitesse verticale des instabilités, et la vitesse horizontale du cisaillement. Ra_{lat} est le nombre de Rayleigh défini en (6.5). Sont reportés ici les points expérimentaux (voir chapitre 6). La région grisée représente l'ensemble des paramètres possibles pour la Terre.

ne peut qu'être déduite de modèles ou d'expériences de laboratoire (Crambes et al., 2004). Nous pouvons cependant faire la prédiction suivante, au vu de nos résultats :

- pour des plaques rapides ($v_{shear} > 10$ cm/an, e.g. le Pacifique), le cisaillement va être assez important pour organiser la convection à petite échelle sous la forme de rouleaux stationnaires.
- pour des plaques lentes ($v_{shear} < 10$ cm/an, e.g. l'Atlantique), les instabilités vont plutôt prendre la forme de panaches individuels, dépendants du temps, emportés par l'écoulement cisailant qui s'organise en hélices autour de ces panaches.

Même dans le cas où les instabilités prennent la forme de panaches dépendants du temps, nos résultats expérimentaux montrent que ces panaches sont emportés selon des trajectoires parallèles à l'écoulement cisailant qui restent les mêmes sur de grandes échelles de temps, définissant ainsi des "couloirs" d'instabilités. Le régime où l'on s'attendrait à des panaches isolés, se formant et évoluant de manière indépendante sur l'ensemble de la base de la couche limite thermique froide, n'a pas été observé. Ces deux cas permettraient ainsi d'expliquer les linéations, orientées selon la direction du mouvement de la plaque, caractérisant la carte du géoïde filtré du Pacifique Central,

du Pacifique Ouest ou de l'océan Atlantique (Haxby & Weissel, 1986; Moriceau & Fleitout, 1989). Il semble difficile à l'heure actuelle de pouvoir différencier ces deux régimes convectifs dans les observables géophysiques. La tomographie sismique haute résolution permettra peut-être d'amener plus d'informations sur la morphologie de l'écoulement sublithosphérique sous les différentes plaques océaniques.

Topographie de la base de la lithosphère

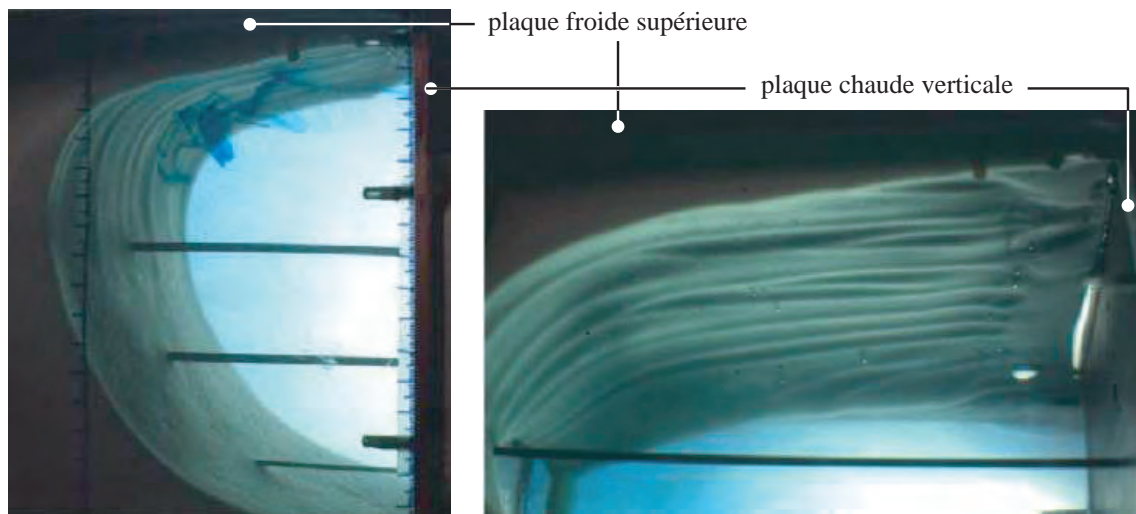


FIG. 8.4 – Topographie de la couche supérieure solide, dans le cas d'une transition de phase (expériences avec de la cire, Crambes 2000). Les parties claire et foncée correspondent à la cire liquide et solide, respectivement. *Gauche* : Visualisation de la convection à petite échelle par injection de colorant bleu. *Droite* : Zoom sous la base de la langue solide : observation des corrugations.

Les isothermes sous la condition froide supérieure dans nos expériences présentent une topographie particulière. La base de la lithosphère étant définie par un isotherme, la forme particulière de l'écoulement, due à l'organisation des instabilités convectives en présence du cisaillement, va générer une topographie particulière de la base de la lithosphère océanique (Dumoulin et al., 2001). Cette topographie a été mise en évidence par les expériences de Crambes (2000), dans un fluide présentant une transition de phase solide-liquide (Figure 8.4). On observe la formation de corrugations sous la langue solide, alignées selon la direction de l'écoulement à grande échelle, et présentant une longueur d'onde bien définie dans la direction transverse.

La figure 8.5 résume l'écoulement en base de lithosphère, déduit de notre étude : des instabilités convectives se détachent de la base de la lithosphère, tombent et s'organisent en rouleaux longitudinaux, ou en panaches emportés par la grande échelle et entourés d'un écoulement hélicoïdal, étirés dans la direction du cisaillement. Dans les deux cas, les instabilités restent piégées dans l'asthénosphère, et présentent une longueur d'onde caractéristique dans la direction transverse à l'écoulement principal. Ce résultat est en accord avec les récents modèles numériques de Morency (2003) et van Hunen et al. (2003).

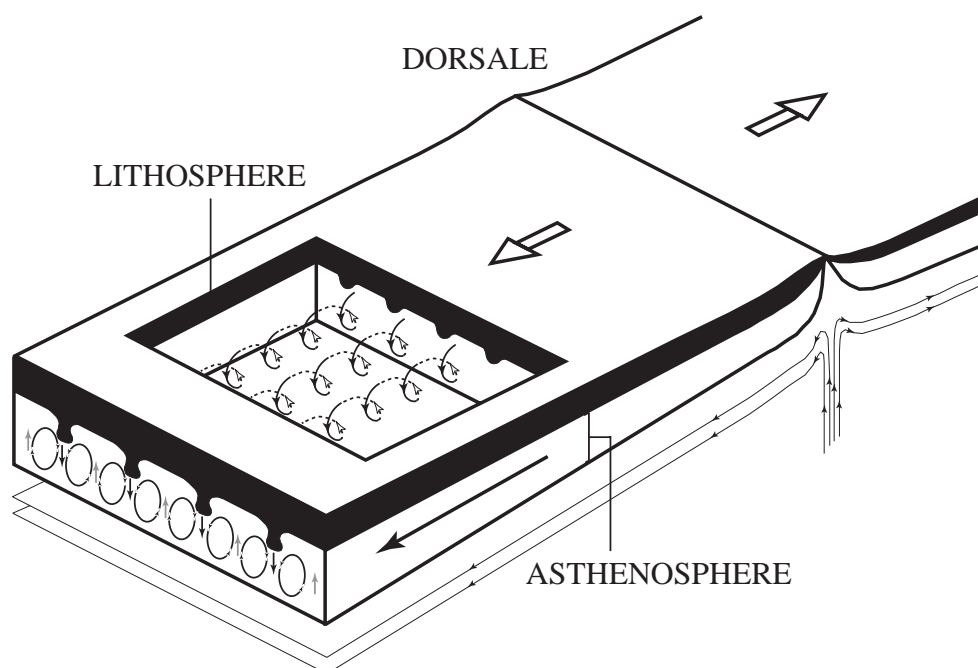


FIG. 8.5 – Représentation schématique de l'écoulement en base de lithosphère océanique. Les flèches blanches indiquent la direction du mouvement relatif de la plaque lithosphérique. Les vitesses de la lithosphère et de l'asthénosphère doivent être différentes pour créer le cisaillement responsable de l'organisation de la convection à petite échelle (voir texte).

8.3 Convection à petite échelle au niveau des points chauds

Le démarrage de la convection à petite échelle en base de lithosphère est directement lié à la température : la présence d'un point chaud intraplaque va donc sous certaines conditions générer des instabilités secondaires. Les modèles numériques de Ribe & Christensen (1994), Moore et al. (1998, 1999) et Ribe & Christensen (1999) montrent la formation d'instabilités à petite échelle dans la couche limite thermique associée à l'interaction panache-lithosphère. Ces études montrent qu'elles se développent pour des panaches dont la température est entre 100 et 200°C plus chaude que le manteau environnant, et s'organisent sous la forme de rouleaux alignés dans la direction du mouvement de la plaque. La figure 8.6 présente une coupe horizontale et une coupe verticale du champ de température calculé pour les paramètres du panache hawaïen (J. Browaeys, communication personnelle, d'après le code numérique d'interaction panache-lithosphère de Ribe & Christensen 1994, 1999). On observe la formation de convection à petite échelle à une certaine distance du conduit du panache. Les instabilités dans ce cas prennent la forme de rouleaux dont l'axe est aligné dans la direction du mouvement de la plaque.

Le développement d'une convection à petite échelle associée à un panache a également été observé dans les études expérimentales de Griffiths & Campbell (1991a). Ce

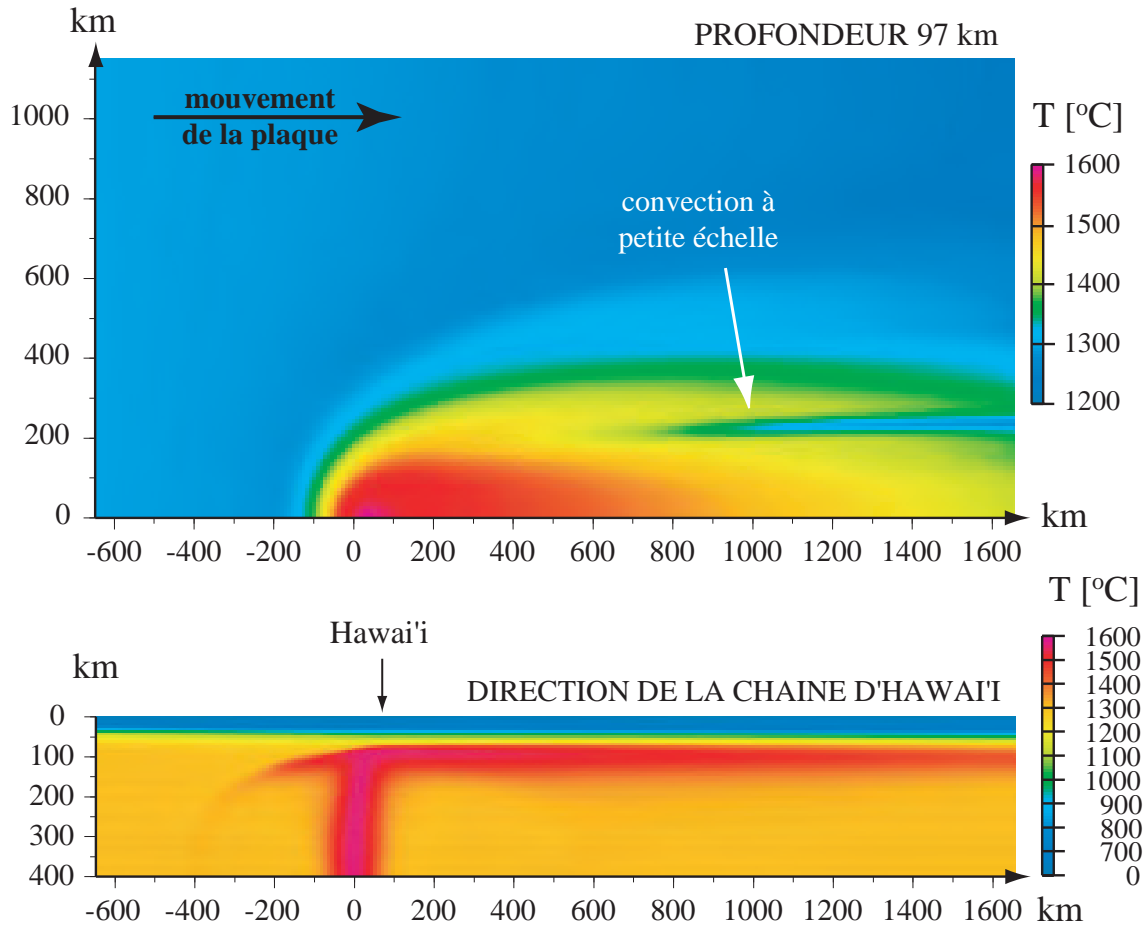


FIG. 8.6 – Coupe horizontale (*haut*) et verticale (*bas*) représentant le champ de température pour le panache hawaïen, et la formation de convection à petite échelle (J. Browaeys, communication personnelle).

phénomène peut avoir des conséquences très importantes concernant la dynamique du panache, et les caractéristiques du point chaud associé. Nous y reviendrons dans la partie II, et en particulier dans la section 12.1.

8.4 Conclusion

L'apparition de panaches thermiques est un phénomène classique pour la convection à haut nombre de Rayleigh, loin du seuil d'instabilité (Nataf, 1991; Siggia, 1994) et dans la limite des hauts nombres de Prandtl (Lemery et al., 2000). Nos résultats expérimentaux prédisent la formation d'instabilités convectives en base de lithosphère, qui vont se développer, et rester piégées dans l'asthénosphère. Ces expériences ont permis de définir l'échelle spatiale caractéristique de cette convection à petite échelle sur Terre. Même si notre étude ne permet pas de trancher entre un régime 2D (rouleaux stationnaires) ou 3D (panaches dépendants du temps), nous pouvons prédire le

développement d'une convection à petite échelle de longueur d'onde comprise entre 150 et 300 km environ, s'alignant dans la direction du mouvement de la plaque, en accord avec les linéations trouvées dans le géoïde filtré (Haxby & Weissen, 1986; Marquart et al., 1999). Il est intéressant de noter la robustesse des prédictions concernant la convection à petite échelle : que l'on considère une vitesse constante en surface ou un chauffage latéral, que l'on prenne en compte une viscosité newtonienne ou non-newtonienne, on retrouve environ les mêmes caractéristiques des instabilités, nous amenant à penser que leur existence est plus que probable en base de lithosphère océanique. La force de cette étude est que ses résultats ne se limitent pas à la lithosphère océanique : ils peuvent s'appliquer à n'importe quel système présentant un gradient thermique instable et un écoulement cisailant. Les prédictions concernant l'existence et la morphologie d'une convection à petite échelle peut ainsi s'appliquer aux points chauds.

L'incertitude sur les vitesses relatives de la lithosphère et de l'asthénosphère offre des perspectives intéressantes, concernant l'implication que peut avoir la détermination de la convection à petite échelle sous la lithosphère océanique. En effet, la morphologie de cette dernière dépendant du cisaillement, et donc de la vitesse relative lithosphère / asthénosphère, une cartographie précise des instabilités devrait en théorie permettre de remonter à une cartographie précise de la vitesse relative lithosphère / asthénosphère (J. Chéry, communication personnelle). Si l'on admet qu'une composante active de la convection mantellique est présente aux dorsales ($v_{asth.} > v_{lith.}$), et qu'en revanche c'est la traction des plaques plongeantes qui impose les conditions limites ($v_{lith.} > v_{asth.}$) au niveau des zones de subduction, on devrait observer successivement l'apparition d'instabilités à petite échelle, et donc de linéations dans le géoïde, à une distance x_f de la dorsale, la disparition de ces linéations lorsque $v_{asth.} \sim v_{lith.}$ (plus de cisaillement), puis leur réapparition lorsque l'on se rapproche des zones de subduction (réapparition du cisaillement à cause du *slab pull*). La limite actuelle est ici fixée d'une part, par le problème du traitement et de l'analyse des signaux géophysiques, en particulier du filtrage des anomalies du géoïde, qui peut faire apparaître différentes longueurs d'onde caractéristiques, selon la méthode employée; d'autre part, par la réelle présence de plusieurs phénomènes de tailles différentes, conséquences des conditions aux limites complexes présentes dans le manteau terrestre.

Deuxième partie

Evolution temporelle de l'activité du point chaud d'Hawaii

Chapitre 9

Filtrage et analyse des observables géophysiques

Sommaire

9.1	Introduction	137
9.2	Les données utilisées	138
9.3	Filtrage des données géophysiques	139
9.3.1	Les principales composantes	139
9.3.2	MiFil : une nouvelle méthode de filtrage spatial	141
9.4	Le problème de la référence	141
9.4.1	Quels points considérer ?	142
9.4.2	Différences régionales de subsidence : rôle des variations de profondeur de la dorsale Est-Pacifique (EPR)	143
9.4.3	Conclusion	145

9.1 Introduction

Dans la partie précédente, nous avons caractérisé les différents phénomènes convectifs intervenant dans le manteau, et en particulier le rôle de la convection à petite échelle qui peut sous certaines conditions se développer en base de lithosphère. Son influence sur l'expression des points chauds en surface est encore mal connue, mais on peut d'ores et déjà prévoir que dans le cas d'un panache important, du type Hawai'i, son rôle de filtre sera négligeable. La figure 9.1 illustre cette hypothèse, en comparant l'arrivée en base de lithosphère d'un panache faible (Figure 9.1*a*) et celle d'un panache important (Figure 9.1*b*).

La deuxième partie de cette thèse, qui vise à caractériser les panaches, autre échelle convective rencontrée sur Terre, tient compte des différentes difficultés que l'on peut rencontrer lorsque l'on traite des données géophysiques, tout en incluant

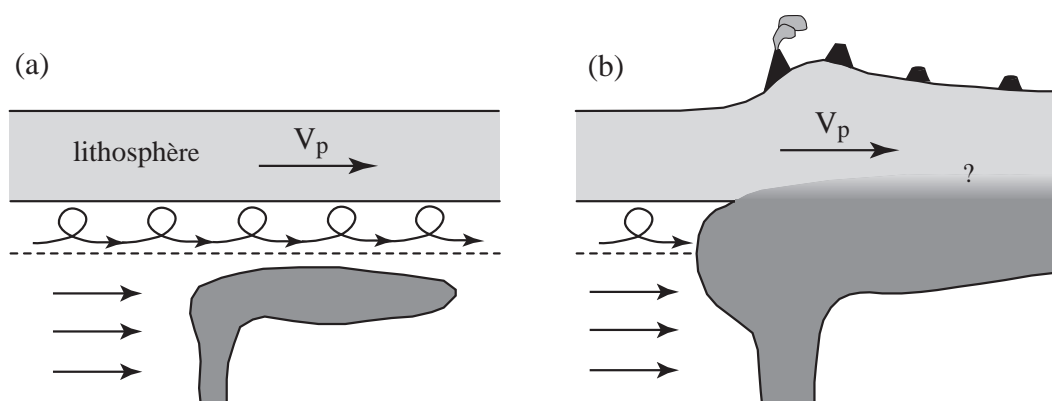


FIG. 9.1 – Influence de la convection à petite échelle sur l’expression de surface d’un panache mantellique. (a) Pour un panache faible, la convection à petite échelle, combinée à l’écoulement à plus grande échelle dans l’asthénosphère, va jouer le rôle de filtre et empêcher le panache de s’exprimer en surface. (b) Un panache important (type Hawai’i) va pouvoir s’exprimer en surface. La nature de l’interaction en base de lithosphère reste débattue. V_p indique la vitesse de la plaque. Les phénomènes représentés ne sont pas à l’échelle.

les résultats précédents concernant une éventuelle interaction entre un point chaud et la convection en base de lithosphère. Nous allons dans ce premier chapitre présenter les problèmes inhérents aux données elles-mêmes, en montrant comment il a été nécessaire de développer une nouvelle méthode de filtrage afin de séparer dans les signaux géophysiques les composantes qui nous intéressent. Nous nous attacherons par la suite au cas du point chaud d’Hawai’i, et en particulier à l’étude de sa variabilité dans le temps. Cet exemple a été choisi en tenant compte des remarques précédentes : c’est l’un des points chauds les plus importants sur Terre, et l’on peut dans ce cas supposer que la convection à petite échelle n’influence pas son expression en surface. Ceci nous permettra de l’étudier, sans avoir à prendre en compte des phénomènes mal contraints en base de lithosphère. Après avoir mis en évidence et quantifié l’importante variation de l’activité du point chaud d’Hawai’i au cours du temps, nous terminerons par quelques remarques, en essayant de comprendre l’origine des phénomènes observés en surface.

9.2 Les données utilisées

Les grilles de données utilisées, que ce soit la bathymétrie (Smith & Sandwell, 1997), la gravimétrie (Sandwell & Smith, 1997) ou les âges de la croûte (Müller et al., 1997) doivent toujours être considérées avec précaution, étant elles-mêmes basées sur des interpolations. Le traitement de la bathymétrie peut en particulier se révéler délicat, voire erroné. Dans les zones où l’on a des données acquises par des campagnes bateaux, la grille interpolée reflète de manière correcte les grandes échelles spatiales, mais peut être faussée pour les signaux de plus courte étendue, si la couverture n’est pas assez dense. L’attention la plus importante doit être portée aux régions où l’on a peu ou pas de données bateaux. Dans ce cas, en effet, Smith & Sandwell (1994, 1997) ont utilisé

les données d'altimétrie satellitaire pour prédire la bathymétrie, grâce à un modèle de densité de la croûte, en supposant une compensation isostatique du plancher océanique. Tout calcul flexural, nécessitant un ajustement du paramètre d'épaisseur élastique T_e en fonction de la gravimétrie, est alors bien évidemment sans signification.

Ce problème ne s'est pas présenté dans le cas de notre étude du point chaud d'Hawaï (chapitre 11), la couverture des campagnes maritimes autour de la chaîne étant assez dense pour éviter cet inconvénient (voir encart Figure 11.1). Il convient cependant de rester attentif à la provenance des données, afin d'éviter toute surinterprétation qui pourrait conduire à un résultat erroné. Pour une bonne discussion concernant la fiabilité des données bathymétriques, le lecteur pourra se reporter aux travaux de Smith (1990, 1993) et Smith & Sandwell (1997).

9.3 Filtrage des données géophysiques

La plupart des données géophysiques contiennent les contributions de différents phénomènes, chacun ayant une échelle de longueur caractéristique. Par exemple, le champ de gravité terrestre inclut les variations de masse à toutes les échelles de longueur et toutes les profondeurs, et la bathymétrie correspond de la même façon à la superposition de processus de longueurs caractéristiques très variables. La difficulté intervient lorsque l'on désire étudier un phénomène bien particulier, et donc isoler sa composante propre dans les signaux observés. Un filtrage est alors nécessaire, mais isoler les différentes composantes reste une étape délicate, car c'est toute l'interprétation géophysique qui en découle qui peut être affectée par une mauvaise séparation des signaux.

9.3.1 Les principales composantes

Nous avons présenté dans le chapitre 4 les différents modèles de subsidence qui visent à décrire le comportement au premier ordre du plancher océanique lorsque celui-ci s'éloigne de la dorsale au niveau de laquelle il a été créé. Malgré la faiblesse de leur prédiction aux âges anciens, ils donnent une bonne idée du refroidissement de la lithosphère, et estiment la variation de la bathymétrie, du géoïde et du flux de chaleur associés. En considérant un modèle empirique de subsidence pour calculer la profondeur prédite dans une région donnée (Menard, 1969; Sclater et al., 1971), les écarts par rapport à la valeur prédite sont désignés sous le terme d'*anomalies de profondeur* (Menard, 1973). Dans le cas où la profondeur est prédite par un modèle de plaque, par exemple PS (Parsons & Sclater, 1977) ou GDH1 (Stein & Stein, 1992), l'anomalie de profondeur correspond alors à tout processus différent du refroidissement de la plaque. Ces processus peuvent inclure des changements dans la composition chimique de la plaque, des variations d'épaisseur de la croûte (Watts & Daly, 1981), les effets thermiques et dynamiques associés à un point chaud (Crough, 1978; Detrick & Crough, 1978; Crough, 1979; Menard & McNutt, 1982; Von Herzen et al., 1982; Fischer et al.,

1986; McNutt, 1988) ou des processus convectifs dans le manteau (Menard, 1973; Cochran & Talwani, 1977, 1978; Menard & Dorman, 1977; McKenzie et al., 1980; Watts & Daly, 1981; Watts et al., 1985; Cazenave et al., 1986; Cazenave & Dominh, 1987).

Nous avons supposé dans un premier temps que les modèles de subsidence empiriques les plus classiques, et en particulier les modèles de plaque de Parsons & Sclater (1977) et Stein & Stein (1992), permettent d'éliminer du signal bathymétrique la composante grande longueur d'onde due à la subsidence thermique. Le signal correspondant à la bathymétrie corrigée de la subsidence thermique, qui correspond à l'amplitude de l'anomalie de profondeur, fait apparaître deux types d'anomalies :

1. des *élévations régionales* (Parsons & Sclater, 1977; Cochran & Talwani, 1978), correspondant à des régions anormalement peu profondes, s'étendant sur plusieurs centaines de kilomètres (leur échelle de longueur caractéristique est en général de 1000 km \sim).
2. les îles et monts sous-marins, qui contrairement aux élévations régionales n'occupent qu'un faible pourcentage du plancher océanique, par exemple 6% dans le bassin Est Pacifique (Smith & Jordan, 1988). On les désignera par la suite sous le terme de *topographie résiduelle*.

Ces deux manifestations de surface sont souvent associées à la présence d'un point chaud (bombement + alignement volcanique), et sont dans la plupart des cas étalées spatialement dans la direction du mouvement de la plaque (voir Figure 2.4, chapitre 2). Il existe cependant des anomalies de profondeur de plus grande longueur d'onde encore que les élévations régionales : les superbombements. Les deux superbombements connus, qui s'étendent sur plusieurs milliers de kilomètres, sont le Darwin Rise, dans le Pacifique nord-ouest (Menard, 1984) et le Superbombement du Pacifique central sud, ou South Pacific Superswell (McNutt & Fischer, 1987).

Il est crucial de séparer ces différentes contributions dans l'anomalie de profondeur si l'on veut comprendre les processus géophysiques qui en sont responsables. D'une part, la détermination correcte du volume des îles volcaniques (lié au taux de production magmatique) nécessite une bonne connaissance de l'élévation régionale sur laquelle elles se sont le plus souvent mises en place. D'autre part, les composantes régionales associées à du volcanisme en surface peuvent donner des informations précises sur la dynamique des panaches mantelliques et les phénomènes convectifs qui sont à l'origine du volcanisme.

La morphologie du Superbombement est relativement bien connue (McNutt & Fischer, 1987; Sichoix, 1997; Sichoix, Bonneville, & McNutt, 1998; Adam, 2003; Adam & Bonneville, 2004). Cependant, la séparation des composantes régionales et résiduelles reste problématique. Des approches spectrales sont le plus souvent employées, mais on peut s'attendre intuitivement à ce que "grande longueur d'onde" ne soit pas une bonne traduction quantitative de "régional" (Watts & Daly, 1981). Plusieurs méthodes alternatives ont par la suite été proposées, basées sur l'ajustement géométrique à des surfaces théoriques, ou sur un filtrage spatial, mais elles présentent toutes des faiblesses, conduisant à une mauvaise estimation des composantes régionales et résiduelles, et donc une interprétation erronée des phénomènes sous-jacents.

9.3.2 MiFil : une nouvelle méthode de filtrage spatial

Nous avons choisi au cours de cette thèse de développer notre propre méthode de filtrage, baptisée "MiFil" (pour "Minimisation et Filtrage"), pour caractériser les anomalies de profondeur régionales¹. Cette méthode, contrairement à de nombreuses méthodes existantes, ne s'appuie pas sur une analyse profil par profil le long de la trace d'un point chaud, mais est directement applicable sur des grilles 2D. De plus, elle ne requiert aucune hypothèse sur l'emplacement, l'amplitude ou l'étendue spatiale de l'anomalie - si ce n'est sa longueur caractéristique minimale. Ce travail a fait l'objet de l'article suivant, présenté dans l'annexe C :

C. Adam, V. Vidal and A. Bonneville, MiFil : A method to characterize hot-spot swells. Application to French Polynesia, *to be submitted to Journal of Geophysical Research* (2004)

La première partie est essentiellement méthodologique : après avoir passé en revue les différentes méthodes existantes en montrant leurs limites, et introduit la méthode MiFil, nous présentons une application à la caractérisation des bombements associés aux points chauds de Polynésie Française, ce dernier point ayant été réalisé dans le cadre de la thèse de C. Adam (Adam, 2003). Nous concluons en montrant comment cette nouvelle méthode de filtrage conduit à une meilleure compréhension de la zone étudiée. Ce travail n'est pas développé ici, et le lecteur intéressé pourra se reporter à l'annexe C. Nous allons dans la fin de ce chapitre discuter des opportunités offertes par la méthode MiFil, ainsi que des limitations qui malgré tout lui sont associées, avant de l'appliquer à l'étude du point chaud d'Hawai'i.

9.4 Le problème de la référence

"The central problem is in satisfactorily defining normal."

– Menard (1969).

Cette phrase de Menard (1969) résume le problème majeur de la détermination des anomalies de profondeur. En effet, même si la méthode de filtrage présentée ci-dessus permet d'isoler efficacement les anomalies de différentes longueurs caractéristiques : bombement et superbombement, et par soustraction, les îles volcaniques, la détermination de ces anomalies reste cependant très dépendante de ce que l'on définit comme le plancher océanique "normal", à partir duquel elles sont mesurées. Nous avons évoqué dans le chapitre 4 les inconvénients d'utiliser un modèle de subsidence global, et le fait que de nombreux modèles de subsidence prennent en compte dans l'ajustement de leurs paramètres des points du plancher océanique se situant sur une élévation régionale, introduisant de ce fait un biais vers les faibles profondeurs.

¹Ce travail a été réalisé en collaboration avec Claudia Adam, Institut de Physique du Globe de Paris (France).

Nous avons voulu étendre l'utilisation de la méthode MiFil pour mettre en évidence les différents problèmes liés à la détermination des paramètres de la subsidence thermique de la lithosphère dans le Pacifique. C'est ce que nous allons présenter dans cette partie.

9.4.1 Quels points considérer ?

Il faut, avant toute détermination des paramètres de la subsidence thermique, isoler les points dans la bathymétrie représentatifs d'un plancher océanique "normal", c'est-à-dire ne se trouvant ni sur une élévation régionale, ni sur une île volcanique, ni sur un superbombement. Nous avons utilisé pour cela deux méthodes différentes :

1ère méthode :

On corrige la bathymétrie d'un modèle de subsidence thermique donné : PS (Parsons & Sclater, 1977) ou GDH1 (Stein & Stein, 1992). Les deux modèles ont été testés, afin de voir les éventuelles différences dans le résultat final. Sur la grille d'anomalie de profondeur restante, on estime grâce à la méthode MiFil les différentes zones contenant des anomalies régionales. On prend également en compte la zone du Superbombement déterminée par Adam & Bonneville (2004). Ces zones ont la même étendue, quel que soit le modèle de subsidence employé (PS ou GDH1). Seule leur amplitude change de manière non-négligeable, mais sans conséquence pour notre présente étude, qui vise uniquement dans cette première étape à éliminer ces points "anormaux".

Une fois connues les zones précédentes, nous repassons à la carte bathymétrique du Pacifique, et nous masquons ces zones, de façon à éliminer les points appartenant aux anomalies régionales. Les points associés aux îles volcaniques sont facilement identifiables, et les zones concernées sont éliminées également.

2ème méthode :

Dans cette deuxième approche, on utilise directement MiFil sur la grille bathymétrique, sans faire intervenir de modèle de subsidence. Les paramètres de filtrage sont choisis de manière à rendre compte du comportement à l'ordre zéro du plancher océanique, en gommant toute variation locale (îles), régionale (bombements) ou de plus vaste étendue (Superbombement). Afin d'améliorer le filtrage près de la ride, où le changement de pente est le plus important, une variante est apportée : pour des profondeurs $d > 4000$ m, on utilise la technique MiFil (minimisation + filtrage médian) ; pour des profondeurs $d < 4000$ m, la minimisation n'est plus adaptée, et on utilise alors la valeur la plus probable au lieu de la valeur minimale, dans la première étape du filtrage, et un filtrage gaussien au lieu d'un filtrage médian dans la seconde étape. Les résultats de cette méthode empirique sont présentés dans la figure 9.2.

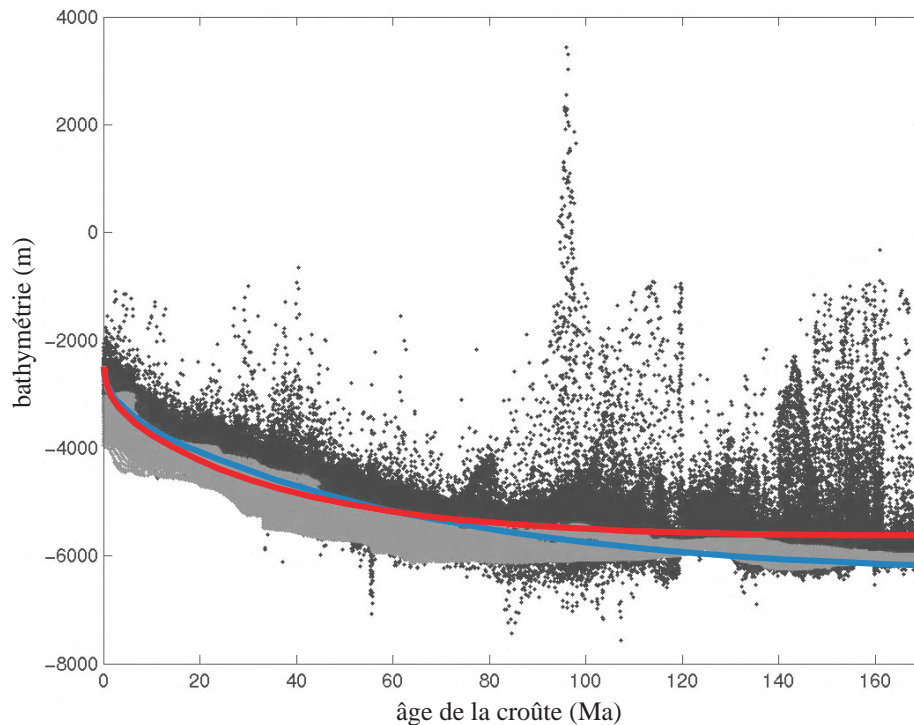


FIG. 9.2 – Bathymétrie du Pacifique en fonction de l'âge de la croûte (points noir). La bathymétrie filtrée de façon à éliminer les points sur des anomalies de profondeur (voir texte) est en grisé. En bleu et en rouge est représentée la bathymétrie prédite par les modèles de subsidence PS (Parsons, 1977) et GDH1 (Stein & Stein, 1992), respectivement.

Un bon recouvrement des points au niveau des deux méthodes permet de valider l'utilisation indéterminée de l'une ou de l'autre. Nous confirmons ainsi les deux observations suivantes :

- aplatissement de la bathymétrie aux âges anciens (Figure 9.2)
- variation de la loi de subsidence, suivant les régions considérées

Nous allons développer brièvement dans la section suivante le rôle que peut avoir la profondeur initiale de la dorsale, ainsi que ses variations spatiales et temporelles.

9.4.2 Différences régionales de subsidence : rôle des variations de profondeur de la dorsale Est-Pacifique (EPR)

Détermination

Plusieurs méthodes ont été testées afin d'avoir une bonne estimation de la profondeur de la dorsale Est-Pacifique (East Pacific Rise, ou EPR) en fonction de la latitude, en évitant les erreurs de pointage manuel ou les variations dues aux processus locaux

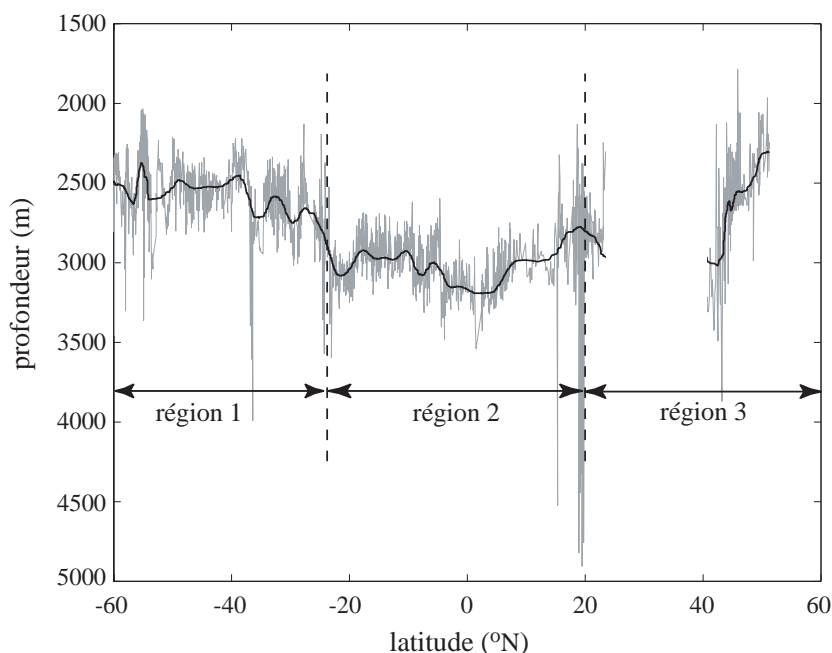


FIG. 9.3 – Profondeur de l'EPR en fonction de la latitude (courbe grise). La courbe noire représente la profondeur de l'EPR lissée (voir texte). On peut distinguer en première approximation trois régions distinctes. Le vide entre 23°N et 40.5°N correspond à l'absence de dorsale (continent nord-américain).

(volcanisme). Celle que nous avons retenue comme donnant la meilleure estimation, en considérant des profils bathymétriques tracés perpendiculaires à la dorsale, se base sur une sélection des points de la bathymétrie selon leur âge. On considère la grille d'âge de la croûte de Müller et al. (1997) : on balaye la grille de façon à ne garder que les points dont l'âge est compris dans l'intervalle 0-0.2 Ma. A une latitude donnée, on fait ensuite la moyenne de la bathymétrie correspondant à ces points, selon un profil perpendiculaire à l'EPR. La figure 9.3 montre les variations de profondeur de l'EPR ainsi trouvée en fonction de la latitude. Afin de lisser les variations à très courte longueur d'onde, on applique à ce profil trois filtrages médians successifs, à l'aide d'une fenêtre glissante incluant 10 points de profondeur successifs (courbe noire Figure 9.3).

La profondeur de l'EPR varie considérablement d'une région à l'autre, allant de 2500 m dans le Pacifique Sud à des valeurs pouvant atteindre 3200 m près de l'équateur. Dans une première approximation, on peut distinguer trois zones distinctes (régions 1, 2 et 3, Figure 9.3), dont les profondeurs moyennes sont données dans la table 9.1 :

- région 1 : Pacifique Nord ($\geq 20^\circ\text{N}$)
- région 2 : Pacifique Centre/Sud ($\sim 30^\circ\text{S}-20^\circ\text{N}$)
- région 3 : Pacifique Sud ($\sim 60^\circ\text{S}-30^\circ\text{S}$)

Conséquences

Marty & Cazenave (1989) et Kane & Hayes (1994) ont mis en évidence une corrélation négative entre le taux de subsidence ζ (pente de la droite 'profondeur vs

TAB. 9.1 – Profondeur moyenne de la dorsale Est Pacifique (EPR) pour les 3 régions définies dans la figure 9.3.

#	région	latitudes considérées	profondeur moyenne
1	Pacifique Nord	> 20°N	2660 m
2	Pacifique Centre/Sud	36°S-20°N	2950 m
3	Pacifique Sud	< 36°S	2520 m
moyenne	Pacifique	toutes	2710 m

\sqrt{age}) et la profondeur r de la ride : le plancher océanique subside d'autant plus rapidement que la ride est peu profonde (Hayes, 1988). Les modèles thermiques ne prédisent pas la profondeur de la ride r , qu'ils supposent constante (voir 4.1.2). Or cette dernière peut varier fortement, comme nous venons de le voir. Cette variation peut être la conséquence de plusieurs effets, le principal étant une variation de la température régionale. Langmuir et al. (1992) montrent que la température associée à une ride peu profonde (e.g. Kolbeinsey, Atlantique nord) correspond à une température du solidus dans le manteau de 1460°C, alors qu'une ride profonde (e.g. la ride sud-ouest indienne ou SWIR²) correspond à une température du solidus de 1210°C. Cet effet est présent sur toutes les rides, en particulier dans le Pacifique, où il a pu influencer la hauteur de la ride, que ce soit à une même époque, en fonction de la région (Doin, 1995), ou au cours du temps (Humler et al., 1999). L'une des causes invoquées pour les variations de profondeur de l'EPR selon son axe est l'effet thermique des continents, ignoré par les modèles de subsidence, qui peut jouer un rôle non négligeable sur la convection dans le manteau (Zhong & Gurnis, 1993; Guillou & Jaupart, 1995), et en particulier sur la température à la ride (Humler & Besse, 2002). On voit donc ici l'impossibilité d'interpréter les variations de r par les modèles thermiques globaux existants.

9.4.3 Conclusion

Les remarques ci-dessus montrent les limitations de l'utilisation de modèles de subsidence globaux, incapables par définition de prédire les variations régionales du taux de subsidence, ou les variations de profondeur de la ride, elles-mêmes liées au taux de subsidence. Les variations de ces deux paramètres peuvent entraîner d'importantes variations locales ou régionales de la profondeur du plancher océanique, et donc induire une erreur considérable dans l'interprétation de tout phénomène déduit d'un modèle de subsidence global.

Il faut de plus souligner un facteur important qui n'est pas non plus pris en compte par les modèles de subsidence. Ceux-ci supposent en effet une température du manteau constante au cours du temps. Or l'analyse récente de carottes DSDP/ODP³ provenant

²South West Indian Ridge

³Deep Sea Drilling Project et son successeur, *Ocean Drilling Project*.

des océans Atlantique, Pacifique et Indien met en évidence une température moyenne du manteau plus élevée d'environ 50-70 K durant le Crétacé (Humler et al., 1999). L'évolution de la température du manteau au cours des derniers 130 Ma, obtenue en couplant cette analyse chimique avec la courbe âge-profondeur du plancher océanique (Figure 9.4), est incompatible avec un modèle de refroidissement standard de la Terre. Des modèles de convection numériques récents (Machetel & Humler, 2003; Machetel, 2003) expliquent cette température élevée par les effets thermiques d'une avalanche dans le manteau. Cette avalanche à grande échelle, générée par la déstabilisation de la couche à 660 km, serait responsable d'une augmentation de la température du manteau de quelques dizaines de degrés, suite à la remontée de matériel chaud en provenance du manteau inférieur durant l'avalanche. Ce réchauffement durant le Crétacé pourrait être responsable de l'aplatissement aux âges anciens de la subsidence thermique du plancher océanique. D'une manière plus générale, les modèles de subsidence globaux actuels ne prennent en compte aucune variation de température du manteau. Il semble pourtant que sa variabilité soit de plus en plus à l'ordre du jour, comme le montre l'étude récente de Bonatti et al. (2003), qui par une étude couplée de données multifaisceaux, sismique réflexion et analyse d'échantillons, mettent en évidence des variations thermiques au niveau de la ride médio-Atlantique.

Malgré leurs limitations, les modèles de subsidence globaux restent cependant utiles pour décrire le comportement au premier ordre du plancher océanique, et surtout pour isoler les anomalies. Il est en effet impossible de prendre en compte tous les paramètres expliquant de manière univoque la subsidence thermique, et la force des modèles de subsidence globaux réside précisément dans leur simplicité. La difficulté réside dès lors dans l'interprétation des "anomalies" mises en évidence par ces modèles, celles-ci pouvant inclure des événements à courte (volcanisme), moyenne (points chauds) ou grande longueur d'onde (Superbombement, variation de température du manteau, etc.). C'est dans cette optique que nous avons choisi d'utiliser un modèle global pour la caractérisation des anomalies de profondeur dans le Pacifique, au niveau de la Polynésie Française (présentée dans l'annexe C) ou d'Hawai'i (chapitre 11). Nous garderons cependant à l'esprit les remarques évoquées ici, en gardant un oeil critique sur les amplitudes absolues des anomalies déduites de ces modèles.

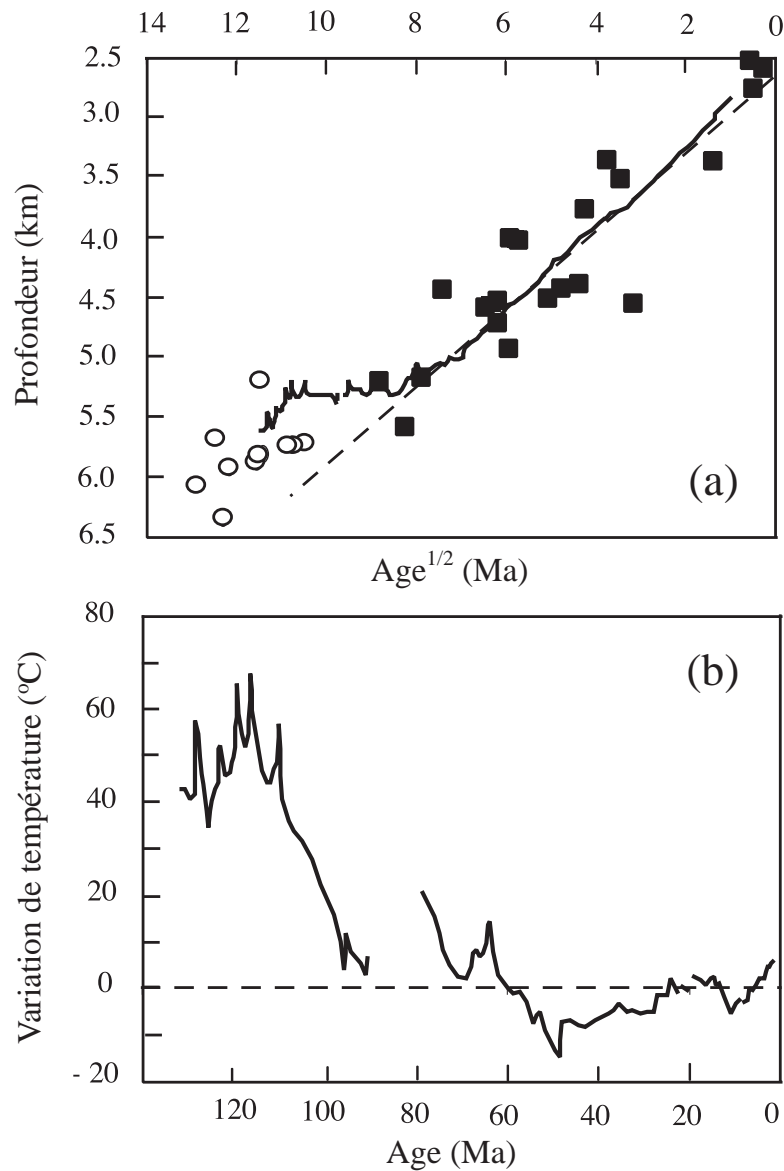


FIG. 9.4 – Corrélation entre la subsidence du plancher océanique et les variations de température dans le manteau (d'après Machetel & Humler, 2003). (a) Variation moyenne de la profondeur en fonction de \sqrt{age} (Smith & Sandwell, 1997). Les symboles (carrés et cercles) représentent les basaltes DSDP/ODP provenant des océans Atlantique, Pacifique et Indien utilisés par Humler et al. (1999) et Machetel & Humler (2003). (b) Variation moyenne de la température du manteau, calculée en utilisant la courbe âge-profondeur présentée en (a) et le taux de subsidence moyen déduit des échantillons DSDP/ODP. La ligne en pointillé montre l'évolution théorique de la profondeur du plancher océanique (a) et de la température du manteau (b), d'après le modèle de couche limite.

Chapitre 10

Etude d'un point chaud : Hawai'i

Sommaire

10.1 Les paramètres caractérisant un point chaud	149
10.1.1 Taux de production magmatique Q_v	149
10.1.2 Flux de flottabilité B	150
10.2 Variabilité d'un point chaud au cours du temps	152
10.2.1 Que sait-on vraiment ?	152
10.2.2 Les processus géophysiques influençant l'expression des points chauds	154
10.3 Le point chaud d'Hawai'i	156
10.3.1 Présentation	156
10.3.2 Le problème du sous-plaquage	158
10.3.3 Validation des codes numériques	158
10.3.4 Résumé français de "Variations of the Hawaiian hot spot ac- tivity revealed by variations of magma production rate" . . .	159

10.1 Les paramètres caractérisant un point chaud

Nous avons vu dans la partie 2.3 que l'interaction d'un panache avec la lithosphère induisait deux manifestations de surface : un alignement volcanique, et un bombement topographique. Ce sont ces deux observables qui vont fixer les paramètres permettant de décrire et de caractériser un point chaud.

10.1.1 Taux de production magmatique Q_v

Le volcanisme en surface peut être quantifié par le taux de production magmatique Q_v . Sa détermination correcte n'est pas simple. En effet, les estimations les plus cou-

rantes se font soit en considérant le volume de magma extrudé au niveau du volcan actif située à l'extrémité la plus jeune de la chaîne (Sleep, 1990), soit en calculant les volumes des volcans en prenant en compte leur relief au-dessus du plancher océanique (Bargar & Jackson, 1974). Or ces estimations sous-estiment de manière importante le taux de production magmatique. En effet, elles ne prennent pas en compte la racine sous-jacente du volcan, correspondant à la partie fléchie par le chargement de la lithosphère, dans le modèle élastique, ou à la compensation locale du modèle d'Airy (voir chapitre 4). Or un simple calcul d'ordre de grandeur, en considérant la compensation locale du modèle d'Airy $w_{Airy}(x, y) = [(\rho_v - \rho_w)/(\rho_m - \rho_v)]h(x, y)$, avec $\rho_m = 3300 \text{ kg m}^{-3}$, $\rho_v = 2800 \text{ kg m}^{-3}$, $\rho_w = 1080 \text{ kg m}^{-3}$ les masses volumiques du manteau, de la charge volcanique et de l'eau de mer, respectivement, montre que cette racine ($w_{Airy} \sim 3.4 h$) peut correspondre à 3 ou 4 fois le volume du volcan lui-même.

De plus, le taux de production magmatique caractérise un processus de surface. Il dépend du taux de fusion partielle, lui-même fonction de l'épaisseur de la lithosphère (et donc de son âge), et peut être fortement influencé par la présence d'autres phénomènes lithosphériques (fracturation locale de la lithosphère, remontée préférentielle le long de zones de faiblesse, etc.). Le rôle que peut prendre la lithosphère dans ce processus est loin d'être négligeable (Morgan et al., 1995). Il est donc difficile de faire un lien direct entre ce paramètre et le flux de matière associé au panache mantellique.

10.1.2 Flux de flottabilité B

On peut identifier trois sources différentes de flottabilité, responsables chacune d'une composante du bombement : thermique, compositionnelle, et par épaissement crustal (Morgan et al., 1995). Il est cependant pratique de regrouper ces trois phénomènes et de représenter l'anomalie de masse associée au swell par le flux de flottabilité. Celui-ci permet de relier le flux de volume Q_s associé au bombement, observé en surface, avec le flux de volume Q_p associé au panache lui-même, en supposant que le bombement est une conséquence directe du panache et que l'on a compensation en profondeur :

$$B = W\overline{E}(\rho_m - \rho_w)V_p = \overline{\Delta\rho_p}Q_p \quad (10.1)$$

où W est l'étendue du swell, \overline{E} son amplitude moyennée, V_p la vitesse de la plaque dans le référentiel du point chaud, et $\overline{\Delta\rho_p}$ la réduction moyenne de densité dans le flux de volume par unité de temps (Sleep, 1990). Ce paramètre permet ainsi de comparer les différents points chauds du globe, quelle que soit la plaque sur laquelle ils s'expriment. Courtillot et al. (2003) considèrent en particulier la relation $B > 1 \text{ Mg s}^{-1}$ comme un critère efficace pour identifier les panaches d'origine profonde, même si ce critère seul reste insuffisant (Albers & Christensen, 1996).

Dans le cas du point chaud d'Hawai'i, Davies (1988a, 1988b) utilise une vitesse de plaque $V_p = 96 \text{ mm yr}^{-1}$, et estime la section du bombement à $W\overline{E} = 900 \text{ km}^2$, ce qui donne un flux de flottabilité $B = 6.3 \text{ Mg s}^{-1}$. C'est l'un des premiers à fournir une synthèse des flux de flottabilité pour différents points chauds du globe, que nous avons reporté dans la Table 10.1. Sleep (1990) a par la suite repris cette étude, et proposé

TAB. 10.1 – Flux de flottabilité pour les points chauds (en Mg s^{-1}) : synthèse de Sleep (1990), Davies (1988a), et apport de cette étude.

Point chaud	Sleep (1990)	fiabilité	Davies (1988a)	cette étude*
Afar	1.2	bonne		
Australie, Est	0.9	moyenne		
Açores	1.1	moyenne		
Baja	0.3	mauvaise		
Bermudes	1.1	bonne	1.5	
Bouvet	0.4	moyenne		
Bowie	0.3	mauvaise	0.8	
Canaries	1.0	moyenne		
Cap Vert	1.6	bonne	0.5	
Caroline	1.6	mauvaise		
Crozet	0.5	bonne		
Discovery	0.5	mauvaise	0.4	
Pâques	3.3	moyenne		
Fernando	0.5	mauvaise	0.9	
Galapagos	1.0	moyenne		
Great Meteor	0.5	mauvaise	0.4	
Hawai'i	8.7	bonne	6.2	4.7 ± 1.7
Hoggar	0.9	moyenne	0.4	
Islande	1.4	bonne		
Juan de Fuca	0.3	moyenne		
Juan Fernandez	1.6	mauvaise	1.7	
Kerguelen	0.5	mauvaise	0.2	
Louisville	0.9	mauvaise	3.0	
Macdonald	3.3	moyenne	3.9	
Marquises	3.3	moyenne	4.6	1.86 ± 0.06
Martin	0.5	mauvaise	0.8	
Meteor	0.5	mauvaise	0.4	
Pitcairn	3.3	moyenne	1.7	
Réunion	1.9	bonne	0.9	
Rarotonga ⁽¹⁾				0.73 ± 0.46
Rarotonga ⁽²⁾				4.2 ± 3.4 (?)
St. Helena	0.5	mauvaise	0.3	
Samoa	1.6	mauvaise		
San Felix	1.6	mauvaise	2.3	
Tahiti	3.3	moyenne	5.8	3.02 ± 0.11
Tasman, Central	0.9	mauvaise		
Tasman, Est	0.9	mauvaise		
Tristan	1.7	moyenne	0.5	
Yellowstone	1.5	moyenne		

*Résultats également présentés dans Adam (2003).

une nouvelle synthèse plus complète, reportée aussi dans la Table 10.1. Son calcul sur le point chaud d'Hawai'i estime $W\bar{E} = 1430 \text{ km}^2$ et $B = 8.7 \text{ Mg s}^{-1}$. Nous avons également reporté dans la Table 10.1 les flux de flottabilité trouvés au cours de l'étude des bombements polynésiens : Tahiti, Marquises, Rarotonga (voir annexe C), et pour le bombement hawaïien (chapitre 11). Les commentaires concernant ces résultats sont faits dans les parties correspondantes.

Suivant l'équation (10.1), le flux de flottabilité B peut s'interpréter comme le taux de formation du bombement. Il permet de quantifier le flux de matière provenant du manteau, ce que ne fait pas le taux de production magmatique Q_v . Et il permet surtout d'avoir un critère quantitatif pour comparer les différents points chauds à la surface du globe. Malgré ses avantages, le flux de flottabilité reste cependant un paramètre estimé en surface, et donc entaché des éventuelles influences du "filtre" lithosphérique, qu'elles soient d'origine mécanique ou thermique. Une discussion concernant le réel apport de ces paramètres quant à la connaissance du panache sous-jacent est faite dans le chapitre 11.

10.2 Variabilité d'un point chaud au cours du temps

10.2.1 Que sait-on vraiment ?

De nombreux indices indiquent que l'activité d'un point chaud est fortement variable au cours du temps. Ainsi, des analyses géochimiques le long de la chaîne d'Hawai'i des boucliers tholéitiques, formant dans ce cas entre 95 et 98% de la masse des volcans (Clague & Dalrymple, 1987), montre d'importantes variations dans les concentrations en éléments majeurs et incompatibles, ainsi que dans les rapports isotopiques d'éléments radiogéniques (Sr, Nd, Pb). La corrélation entre les paramètres géochimiques et l'âge du volcanisme met en évidence le mélange dans des proportions différentes de deux sources mantelliques compositionnellement distinctes : une source MORB (la même qui génère les "mid-ocean ridge basalts" aux dorsales), et une source plus enrichie, avec des concentrations plus élevées en éléments incompatibles, un $^{143}\text{Nd}/^{144}\text{Nd}$ plus faible et un $^{87}\text{Sr}/^{86}\text{Sr}$ plus important que la source MORB. Chen & Frey (1983) interprètent ce résultat comme la signature d'un panache mantellique en provenance du manteau inférieur, expliquant ces variations de composition d'un volcan à l'autre par l'entraînement en proportions variables de basaltes MORB des conduits du panache par l'écoulement ascendant. Frey et al. (1994) préfèrent une interprétation en terme de différences dans le processus de fusion partielle, lors de la remontée du magma en surface.

Les études géophysiques de la variation de l'activité d'un point chaud au cours du temps, qui pourraient permettre de trancher entre les différentes hypothèses avancées par la géochimie, sont peu nombreuses et souvent incomplètes. Le point chaud peut en effet être caractérisé par les deux paramètres Q_v (taux de production magmatique) et Q_s (flux de volume associé au bombement), ce dernier étant directement relié au flux de

flottabilité du panache. La première tentative d'estimation de la variation du taux de production magmatique Q_v pour Hawai'i a été faite par Bargar & Jackson (1974), et est présentée dans la figure 10.1. Cependant, cette étude ne prend pas en compte la racine

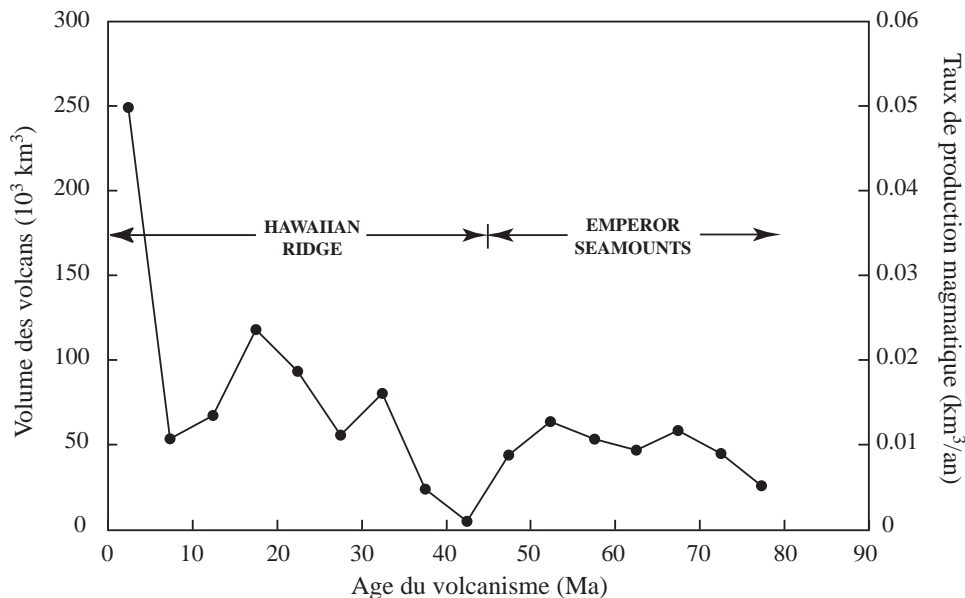


FIG. 10.1 – Taux de production magmatique le long de la chaîne d'Hawai'i, déduit du volume des volcans (d'après Bargar & Jackson, 1974.)

flexurale des volcans, et sous-estime donc de façon considérable le volume qui leur est associé. Plus récemment, White (1993) et Van Ark & Lin (2004) ont pris en compte ce volume, en se basant sur une hypothèse de compensation d'Airy (White, 1993) ou en comparant l'anomalie de Bouguer résiduelle observée à celle calculée à partir de différents modèles de compensation (Van Ark & Lin, 2004). On observe cependant de grandes différences dans l'amplitude des variations du taux de production magmatique, amenant à s'interroger sur la méthode d'estimation de ce dernier.

Il faut attendre Davies (1992) pour avoir une estimation de Q_s , mais dû à la difficulté de séparer les composantes régionale (bombement) et résiduelle (volcans) dans le signal bathymétrique, seuls huit points ont été estimés le long de la trace du point chaud. Aucune analyse conjointe n'a donc pu être faite entre ces deux paramètres.

Grâce à la méthode de filtrage MiFil présentée précédemment (voir également l'annexe C), nous nous proposons ici de considérer l'exemple du point chaud d'Hawai'i et d'étudier précisément les variations temporelles des paramètres géophysiques, afin d'en déduire des informations sur l'évolution de son activité au cours du temps. Toute interprétation nécessite cependant une bonne connaissance des phénomènes en jeu. Nous nous proposons donc ici de rappeler brièvement quels peuvent être les processus responsables de la variation des observables en surface.

10.2.2 Les processus géophysiques influençant l'expression des points chauds

Evolution naturelle du panache : variabilité de la source

La variabilité au cours du temps peut dans un premier temps être directement liée à la nature même d'un point chaud : c'est un panache mantellique, formé à haut nombre de Rayleigh par déstabilisation d'une couche limite thermique chaude (voir section 2.3). De nombreux modèles numériques ou expériences de laboratoire ont reproduit ce phénomène, en considérant la formation et la remontée d'un panache chaud et peu visqueux, dans un fluide de viscosité plus importante (Whitehead & Luther, 1975; Whitehead, 1982; Olson & Singer, 1985; Griffiths, 1986b, 1986a, 1986c; Griffiths & Campbell, 1990; Bercovici & Mahoney, 1994; Coulliette & Loper, 1995; Bercovici & Kelly, 1997; van Keken, 1997). Ces études montrent que le panache se compose d'une tête, suivie d'un conduit plus étroit la connectant avec la source. Deux morphologies ont été mises en évidence par Olson & Singer (1985) : si la viscosité du panache est comparable à celle du manteau environnant, le conduit, cylindrique, est surmonté d'une tête en forme de champignon (*'diapiric plumes'*); en revanche, si sa viscosité est très inférieure à celle du manteau, la tête est quasi-sphérique, et connectée à la source par un conduit très fin (*'cavity plumes'*). On peut distinguer plusieurs stades au cours de la vie d'un panache mantellique (et par conséquent d'un point chaud). Dans un premier temps, l'arrivée de la tête du panache en base de lithosphère, marquant le début du point chaud, va être associée à d'importants taux de volcanisme (Vogt, 1979). C'est ce mécanisme qui crée les plateaux basaltiques sur la lithosphère océanique (White & McKenzie, 1989; Richards et al., 1989). Par la suite, seul le conduit subsiste, alimentant le point chaud : c'est la vision classique du concept de 'point chaud'. Enfin, lorsque le matériel du panache mantellique est épuisé, on s'attend à une diminution progressive de l'activité du point chaud en surface, jusqu'à son extinction. Ces différents stades correspondent bien évidemment au cas le plus classique d'un panache mantellique, mais on peut s'attendre à observer des panaches de morphologie différente, par exemple des 'blobs' isolés.

Même en se plaçant dans la vision classique du point chaud, où un conduit alimente la surface et crée à la fois un bombement et un alignement volcanique (Figure 2.4), rien n'indique a priori que l'activité du panache (volume de matériel amené en surface, température, flottabilité) soit constante au cours du temps. En effet, les conduits des panaches sont des structures stables à condition que l'apport en matériau moins visqueux et plus chaud soit continu, et que ces conduits soient l'unique source de mouvement dans le milieu qu'ils pénètrent. Ce n'est pas le cas dans le manteau, où les panaches coexistent en particulier avec la convection à grande échelle associée à la tectonique des plaques.

Interaction avec la convection mantellique : diapirs

Les modèles numériques de Steinberger (2000a) suggèrent que le conduit du panache, sous l'effet de la convection mantellique (*mantle wind*), est incliné (*plume tilting*). Des expériences en laboratoire (Whitehead, 1982; Olson & Singer, 1985) montrent qu'au-delà d'un angle critique d'inclinaison, le conduit va devenir gravitationnellement instable et se segmenter en petites poches individuelles, qui vont à leur tour remonter (Whitehead & Helfrich, 1990). Cette hypothèse a été invoquée pour expliquer la formation d'alignements discrets d'îles le long des chaînes volcaniques (Skilbeck & Whitehead, 1978)¹. Elle permettrait également d'expliquer l'asymétrie du bombement hawaïen (Cox, 1999), ainsi que les variations des rapports isotopiques de Nd, Sr, Pb et He dans les laves hawaïennes (Frey & Rhodes, 1993). Ceux-ci traduisent en effet une augmentation du pourcentage de matériau mantellique entraîné par le panache (Ihinger, 1995; Valbracht et al., 1996), qui pourrait correspondre à la remontée de diapirs provenant de profondeurs différentes (Griffiths, 1986b; Richards & Griffiths, 1989; Griffiths & Campbell, 1991b; Lui et al., 1991).

Les modèles numériques de Richards & Griffiths (1988), ainsi que les expériences de Griffiths & Richards (1989), montrent cependant que dans le cas d'un conduit alimenté de manière continue, la courbure au niveau de sa trace en surface correspond à la déflexion maximale horizontale du conduit. Le coude marqué pour la chaîne d'Hawai'i à 43 Ma, à cause du changement de pôle de rotation de la plaque Pacifique, implique une déflexion de 200 km, attendue pour les panaches dont le flux de flottabilité est important, mais insuffisante pour générer des instabilités diapiriques.

Ondes solitaires dans le conduit

Les mouvements à grande échelle dans le manteau peuvent produire un autre type d'instabilités du conduit du panache : des ondes solitaires peuvent se développer dans le conduit, gouvernées par le flux de matière et les variations de pression (Olson & Christensen, 1986; Scott et al., 1986; Olson, 1990), même dans le cas où l'apport de la source est constant au cours du temps (Olson & Christensen, 1986; Schubert et al., 1989). Ces ondes sont un mécanisme possible pour expliquer la variabilité à haute fréquence des panaches mantelliennes, ainsi que le transport rapide de matériel depuis la couche limite d'origine jusqu'en surface (Whitehead & Helfrich, 1988, 1990).

L'estimation de la durée effective de ce phénomène par Whitehead & Helfrich (1990) montre qu'une onde solitaire transportant un volume 10^{17} m^3 de matériau de viscosité $2 \times 10^{15} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$ au travers d'un manteau de viscosité $2 \times 10^{18} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$, dans un conduit ayant un flux normal de $0.1 \text{ m}^3 \text{ s}^{-1}$ aurait une vitesse de propagation d'environ 17 cm/an, une longueur d'onde de 600 km et une durée effective de 7 Ma. Cette vitesse de propagation correspond à environ 15 fois la vitesse de Stokes pour un diapir de même volume : du matériel de signature géochimique distincte pourrait ainsi être transporté

¹Cette hypothèse reste cependant à démontrer. La formation d'alignements discrets d'îles peut en effet être due à de simples processus lithosphériques (Hieronymus & Bercovici, 1999).

rapidement jusqu'en base de lithosphère (Whitehead & Helfrich, 1988).

Rôle de la lithosphère

La variation apparente (mesurée par les observables de surface) de l'activité d'un point chaud au cours du temps peut être due non pas à des variations dans l'apport du point chaud lui-même, mais à des processus lithosphériques. Ainsi, la présence d'une zone de fracture ou d'une dorsale dans le voisinage d'un point chaud, à un moment de son histoire, peut faire qu'une partie du matériel produit par le point chaud n'apparaisse pas dans ses expressions de surface (Sleep, 2002a, 2002b), ou que l'on ait au contraire une manifestation en surface plus importante.

La première influence que peut avoir la lithosphère concerne le taux de production magmatique Q_v . L'existence d'un important volume d'intrusions à la base de la croûte (sous-plaquage) suggère en effet que l'expression superficielle du volcanisme ne représente qu'une fraction du volume de fusion généré par un point chaud. Les propriétés mécaniques et thermiques de la lithosphère jouent un rôle important dans la remontée du magma, influençant par exemple la création de chemins préférentiels, ou modulant l'histoire éruptive de la chaîne (ten Brink & Brocher, 1987). Le bombement peut refléter de la même façon les contraintes superficielles, tout autant que la variation de l'activité du point chaud.

Cependant, même si ce processus ne peut être négligé, il ne permet pas d'expliquer de manière univoque les variations trouvées dans la géochimie, ou dans le volume du volcanisme, le long de la trace du point chaud d'Hawai'i en particulier. En effet, si les variations isotopiques peuvent résulter d'un mélange entre le panache et la lithosphère océanique (Liu & Chase, 1991), West et al. (1987) montrent que les évolutions des rapports $^{87}\text{Sr}/^{86}\text{Sr}$ - $^{206}\text{Pb}/^{204}\text{Pb}$ ne sont pas compatibles avec un simple mélange plume-MORB. En ce qui concerne les variations du volcanisme observé en surface, Maaløe (1999) démontre que l'hypothèse d'un apport discontinu de produits de fusion est plus probable qu'un apport continu percolant à travers la lithosphère.

10.3 Le point chaud d'Hawai'i

10.3.1 Présentation

Afin de combler le manque de données quantitatives traduisant la variation de l'activité d'un point chaud au cours du temps, et de tenter d'identifier les différents phénomènes cités ci-dessus, nous avons choisi de nous intéresser au point chaud d'Hawai'i, dans le Pacifique Nord (Figure 2.3). Notre choix s'est appuyé sur les remarques suivantes :

1. c'est l'une des chaînes les plus étudiées, mettant donc à disposition un nombre

TAB. 10.2 – Paramètres caractéristiques du point chaud d'Hawai'i.

Paramètre	Valeur	Références
flux de magma	9 – 12 km ³ an ⁻¹	(Davies, 1988a; Sleep, 1990)
température maximale	1500°C	(Wyllie, 1988)
$\Delta T_{\text{panache/manteau}}$	225 – 300°C	(Davies, 1988a; Sleep, 1990)
	250°C	(Liu & Chase, 1989)
	200°C	(Olson, 1990) ¹
	300°C	(Putirka, 1999) ²
profondeur de fusion	200 – 400 km	(Putirka, 1999)
degré de fusion	6.6%	(Watson & McKenzie, 1991)
vitesse dans le panache	340 mm an ⁻¹	(Watson & McKenzie, 1991) ³
volume bouclier typique	20000 – 45000 km ³	(Frey et al., 1994)
densité du manteau	4000 kg m ⁻³	(Davies, 1988a)
	3330 kg m ⁻³	(Watts & ten Brink, 1989)
	3330 kg m ⁻³	(Morgan et al., 1995)
densité de la croûte	3100 kg m ⁻³	(Morgan et al., 1995)
densité de la charge	2800 kg m ⁻³	(Watts & ten Brink, 1989)
	2700 kg m ⁻³	(Wessel, 1993b)
	2820 kg m ⁻³	(Kauahikaua et al., 2000)
densité du sous-plaquage	3030 kg m ⁻³	(Watts & ten Brink, 1989)

¹Correspondant à l'anomalie de densité $(\rho - \rho_p)/(\rho - \rho_w) = 0.01$ pour le modèle de panache de Olson (1990). ²En accord avec les différences de température déduites de la tomographie (Romanowicz, 1994; Anderson et al., 1992) et des études géodynamiques (Sleep, 1990; Schilling, 1991; Ribe & Christensen, 1994). ³Estimation de la vitesse de remontée à l'axe.

important de données géophysiques et géochimiques ;

2. c'est un point chaud de longue durée (plus de 80 Ma), dont l'étude va permettre la caractérisation sur une longue période ;
3. il est localisé à l'intérieur de la plaque Pacifique, loin des limites (dorsale ou zone de subduction), et n'est donc pas directement influencé par ces dernières ;
4. il est supposé d'origine profonde (Ji & Nataf, 1998; Clouard & Bonneville, 2001), et son flux de flottabilité est élevé (Davies, 1988a; Sleep, 1990), faisant de lui l'un des points chauds les plus importants ;
5. il a du fait de son importance peu de chance d'être influencé par la présence ou non de convection à petite échelle en base de lithosphère (voir chapitre 9), permettant dans un premier temps de négliger ce phénomène mal contraint ;
6. la tectonique de la zone est relativement bien connue, permettant de contraindre les propriétés thermiques et mécaniques de la lithosphère océanique en fonction de l'âge du volcanisme (Watts et al., 1985).

La table 10.2 présente quelques-uns des paramètres spécifiques au point chaud d'Hawaii. Nous n'avons pas reporté ici les valeurs de flux de flottabilité trouvées par différents auteurs. Ces valeurs sont présentées et commentées dans le chapitre 11.

10.3.2 Le problème du sous-plaquage

Avant d'aborder l'étude, présentée dans le chapitre suivant, il est important d'évoquer le problème du sous-plaquage. En effet, afin d'avoir une estimation correcte du taux de production magmatique Q_v , il est nécessaire de prendre en compte à la fois le volume de la racine volcanique, souvent négligé (voir chapitre suivant), et le volume de matériau sous-plaqué, s'il existe. Une étude sismique de Watts et al. (1985) montre que la croûte océanique flexurée, sous la chaîne d'Hawai'i, à l'aplomb de l'île d'Oahu, présente à sa base un corps de densité moins importante, de 4 km d'épaisseur environ. Des données successives de sismique réflexion et réfraction sous la même île (ten Brink & Brocher, 1987) confirment la présence d'un corps plutonique, s'étalant sur près de 200 km en base de croûte, et centré sur Oahu. La présence de sous-plaquage est par la suite montrée sous d'autres îles de la chaîne d'Hawai'i (Watts & ten Brink, 1989), mais le peu de données sismiques rend impossible toute cartographie complète de ces intrusions crustales le long de la trace du point chaud.

On voit donc l'impossibilité de déterminer de manière objective l'influence dans les observables de surface du sous-plaquage, et par conséquent son rôle dans l'évolution temporelle des paramètres caractérisant le point chaud, du simple fait que l'on ignore la présence d'un sous-plaquage tout au long de la chaîne, son étalement ou son amplitude. Nous avons testé dans un premier temps un modèle supposant un sous-plaquage constant le long de la chaîne, connaissant ses caractéristiques au niveau de l'île d'Oahu. Cependant, outre la difficulté supplémentaire imposée par la correction topographique due au sous-plaquage avant tout calcul flexural, ce modèle n'a aucun moyen d'être validé physiquement, et n'offre donc que des perspectives limitées.

Nous avons donc choisi dans la suite de notre étude d'ignorer toute contribution du sous-plaquage. Afin de voir quelle influence cette omission peut avoir sur nos résultats, nous prendrons en compte l'erreur associée. Cette dernière peut simplement se traduire par une variation du paramètre-clé intervenant dans le calcul flexural : l'épaisseur élastique T_e (voir chapitre 4). La figure 10.2 montre l'influence de la présence ou non de sous-plaquage sur la détermination de la valeur de l'épaisseur élastique. C'est cette incertitude qui va représenter la plus grande source d'erreur dans notre modélisation. Mais c'est elle qui va aussi nous permettre une estimation objective de la variation temporelle des paramètres associés au point chaud : au lieu de prendre une valeur bien définie d'épaisseur élastique dans notre calcul, nous supposerons une barre d'erreur sur T_e telle qu'elle inclue les effets d'un sous-plaquage éventuel, pas pris en compte dans notre modèle.

10.3.3 Validation des codes numériques

Tous nos codes 3D, présentés ci-après, ont été testés en calculant la flexure associée avec une seule île. Nous nous sommes placés dans le cas d'Oahu, car la présence d'un profil sismique transverse permet de bien contraindre les interfaces sous-jacentes. Dans ce cas particulier, le but étant de valider le code numérique 3D, nous avons pris en

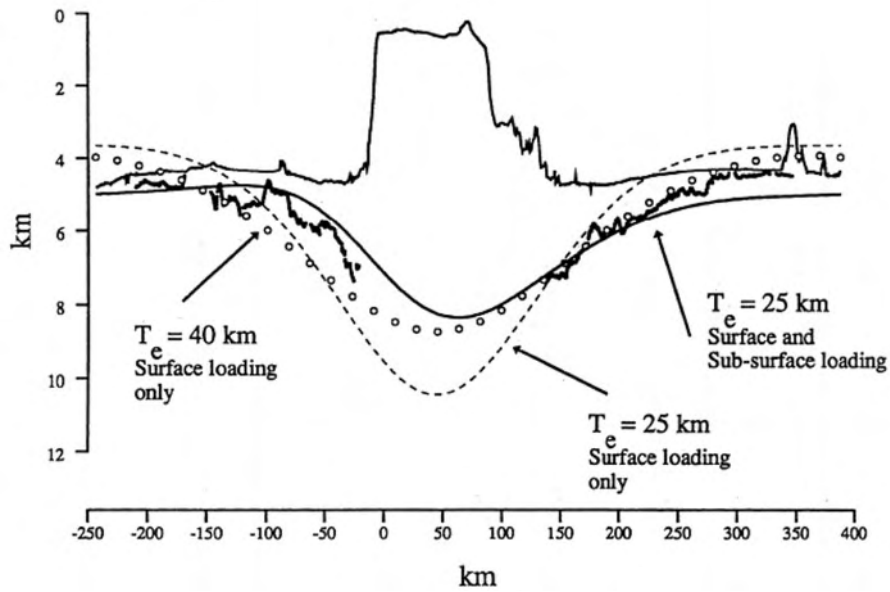


FIG. 10.2 – Variation de l'épaisseur élastique lors de la prise en compte du sous-plaquage (d'après Watts & ten Brink, 1989). Le profil supérieur indique la topographie selon un profil traversant l'île d'Oahu (Hawai'i). Au-dessous, en noir : données sismiques indiquant un réflecteur (le Moho). Les autres courbes indiquent différents ajustements du modèle élastique (voir texte).

compte le sous-plaquage et calculé la flexure associée à l'île volcanique. La méthode étant présentée dans le chapitre 11, nous ne la détaillerons pas ici. Afin de comparer avec les observables géophysiques et de valider la méthode, nous avons ensuite calculé l'anomalie à l'air libre (AAL) créée par les interfaces, à l'aide de la formule de Parker (1973). Cette formule permet de calculer l'anomalie de gravité produite pour L contrastes de densité $\Delta\rho_j$ aux profondeurs z_j , à l'ordre n , dans l'espace de Fourier :

$$G(\vec{k}) = 2\pi G \sum_{j=1}^L \Delta\rho_j \exp(-2\pi|\vec{k}|z_j) \sum_{n=1}^{\infty} \frac{|2\pi\vec{k}|^{n-1}}{n!} H_j^n(\vec{k}) \quad (10.2)$$

où $H_j(\vec{k})$ représente la transformée de Fourier de la topographie de la $j^{\text{ème}}$ interface. La déflexion trouvée sous Oahu (~ 4 km) qui ajuste le mieux l'anomalie à l'air libre observée est en accord avec les données sismiques (ten Brink & Brocher, 1987; Watts & ten Brink, 1989).

10.3.4 Résumé français de "Variations of the Hawaiian hot spot activity revealed by variations of magma production rate"

Afin d'évaluer l'activité du point chaud d'Hawai'i, nous avons calculé à la fois le taux de production magmatique, associé au volcanisme, et le taux de formation du

bombement, caractéristique du comportement du panache. Les deux calculs sont faits le long de la chaîne Empereur-Hawai'i. L'anomalie de profondeur est estimée en corrigeant la grille bathymétrique 2' de Smith & Sandwell (1997) de la subsidence thermique. L'application de notre nouvelle méthode de filtrage permet ensuite de séparer la topographie associée au volcanisme et le bombement associé au point chaud. Le volume de magma inclut la racine sous-jacente à la charge volcanique, calculée en supposant une compensation locale (modèle d'Airy) ou régionale (modèle flexural). Le volume correspondant au bombement est ensuite estimé comme le volume compris entre la grille d'amplitude du bombement, et la valeur de référence zéro de l'anomalie de profondeur. Les variations temporelles des deux volumes sont ensuite calculées grâce à des fenêtres $1^\circ \times 10^\circ$, translatées le long de la trace du point chaud. Les deux flux de volume sont corrélés dans le temps, et présentent : 1) une augmentation de l'amplitude pour les derniers 30 Ma, indiquant un accroissement de l'activité du point chaud, et 2) des oscillations à courte longueur d'onde, de période 5 Ma, qui pourraient refléter la présence d'ondes solitaires dans le conduit du panache. Contrairement au flux de volume associé au bombement, le taux de production magmatique n'est pas dépendant du modèle de subsidence utilisé, et son estimation est de plus toujours valide pour la partie ancienne de la chaîne. Il apparaît donc comme le paramètre le plus approprié pour décrire les variations temporelles de l'activité du point chaud d'Hawai'i.

Chapitre 11

Variations of the Hawaiian hot spot activity revealed by variations in magma production rate

Sommaire

11.1 Introduction	162
11.2 Topography of the Hawaii-Emperor alignment	164
11.3 New determination of the Hawaiian swell	166
11.4 Local or regional compensating root	168
11.5 Temporal variations of the magma production rate	172
11.6 Swell evolution and buoyancy flux	175
11.7 Estimation of the plume volume flux	178
11.8 Discussion	178
11.8.1 Short-term variations	179
11.8.2 Long-term variations	179
11.8.3 Implications for the Hawaiian hot spot activity	180
11.9 Conclusion	181

V. Vidal and A. Bonneville, Variations of the Hawaiian hot spot activity revealed by variations in the magma production rate, *Journal of Geophysical Research* **109**, B03104, doi : 10.1029/2003JB002559 (2004)

Abstract

In order to evaluate the activity of the Hawaiian hot spot, we calculate both the magma production rate, associated with volcanism, and the rate of swell formation, characteristic of the plume behavior. Both computations are made along the Emperor-Hawaii track. Depth anomaly is calculated by correcting the 2' bathymetry grid of

Smith & Sandwell (1997) from thermal subsidence. A new filtering method is then used to separate the topography associated with volcanism and the swell surrounding the hot spot chain. The volume of magma includes the compensating root underlying the volcanoes, computed assuming either an Airy compensation (local) or a flexural root (regional) associated with the volcanic load. Next, the volume corresponding to the swell is calculated between the swell amplitude map and the zero value of the depth anomaly. Temporal variations of both volumes are then computed by the means of $1^\circ \times 10^\circ$ windows translated along the hot spot track. Both volume fluxes are correlated through time, and present : 1) a general increase in amplitude for the last 30 Ma, indicating an increase in hot spot activity 2) short-wavelength oscillations with a 5 m.y. period, which may reflect the presence of solitary waves in the plume conduit. Contrary to the swell volume flux, the magma production rate estimation is not dependent on the subsidence model, and is still valid for the older part of the chain. It is thus the most relevant parameter to describe the temporal variation of the Hawaiian hot spot behaviour.

11.1 Introduction

The concept of hot spots and mantle plumes first appeared to explain the formation of linear seamount chains such as the Hawaiian Islands (Wilson, 1963). Since the hot spot activity may last for many millions years (at least 70 Ma for Hawaii), an interesting point to study is their variability through time. Two main surface manifestations generally associated with a hot spot can give a good basis to the determination of its strength and temporal variations. The first parameter is the production rate of volcanic material Q_v . It corresponds to the total volume of material brought by the hot spot in a given time, including the volume of the volcanic edifices, and the compensating root, right under the edifice, due to flexural deformation of the plate, with an eventual underplating component. The second parameter is the volume flux Q_s associated with the positive depth anomaly surrounding hot spots, called a swell (Crough, 1983; McNutt, 1998). The swell is a direct consequence of the buoyant mantle upwelling. Assuming depth compensation, the rate of swell formation, or buoyancy flux, is given by

$$B = (\rho_m - \rho_w)AV_p = \overline{\Delta\rho_p}Q_p \quad (11.1)$$

where ρ_m and ρ_w are mantle and seawater densities respectively, A is the area of the swell in a vertical plane transverse to the hot spot track, V_p plate velocity in the hot spot frame, Q_p denotes the plume volume flux and $\overline{\Delta\rho_p}$ the average density reduction in the volume flux per time for the plume (Sleep, 1990).

The buoyancy parameter B seems the most appropriate to quantify the hot spot activity. However, its use becomes irrelevant over long periods of time, due to the own subsidence of the hot spot swell. It is more relevant to determine the production rate of volcanic material Q_v , but this latter parameter only characterizes the surface manifestation of a hot spot, and not the plume flux. The degree of melting can link both parameters, but needs to be known, which is not the case all along the Emperor-Hawaii chain. However, Morgan et al. (1995) deduce from both the volume of hot spot

volcanism and the size of the swell that they have a shared origin. That is why we propose here a comparison of the variations of the two parameters Q_v and Q_s (or B) all along the hot spot chain. The swell subsidence will not make possible any long-term comparison, but the short-term variations for the swell, associated with the long-term variations of the magma production rate, can provide pertinent informations on the Hawaiian hot spot activity through time.

The majority of studies concerning the Hawaiian hot spot have estimated these parameters for present day only. Vogt (1979) has calculated the present eruption rate at $0.1 \text{ km}^3 \text{ yr}^{-1}$ for Hawaii. Davies (1988a) and Sleep (1990) have used an average estimation of the swell cross-section and found a buoyancy flux for the Hawaiian hot spot of $B = 6.2 \text{ Mg s}^{-1}$ and $B = 8.7 \text{ Mg s}^{-1}$ respectively. Some attempts have been made to estimate both parameters all along the hot spot chain. Bargar & Jackson (1974) were among the first ones to calculate the volume of the volcanic edifices along the Hawaiian ridge. Davies (1992) have shown the variations of the buoyancy flux through time, by separating roughly the volcanic and swell contributions, on eight profiles along the Hawaiian chain. Many problems arise from these previous studies. One of the most important points is the uncertainty on the separation of the regional (swell) and residual (volcanic) contributions (Smith, 1990; Wessel, 1998), often leading to unreproducible results. Another problem is the fact that these studies did not take into account the volume of volcanic rocks included in the seamounts or islands compensating root. This leads to a strong underestimation of Q_v , and an overestimation of Q_s , by not subtracting this volume to the swell volume in the same region. White (1993) attempted a precise calculation of the melt production rate of the Hawaiian plume, assuming a local Airy compensation to estimate the total igneous volume. However, the initial edifices volumes were taken from Bargar & Jackson (1974), with the uncertainties explained above. An accurate estimation of the temporal variations of both the melt production rate Q_v and the swell volume flux Q_s thus remains undone.

This paper proposes a precise determination of the temporal variations of the volume fluxes corresponding to 1) the magma production rate, including the volume of magma trapped in the compensating root, and 2) the rate of swell formation for the Hawaiian hot spot. After removing a subsidence model from the 2' bathymetric grid of Smith & Sandwell (1997), using seafloor ages from Müller's global age grid (version 1.3) (Müller et al., 1997), we separate the swell contribution from the volcanic edifices with a new filtering method, based on a direct length scales separation. The volume of magma is then computed, taking into account the root volume by assuming either a local Airy compensation, or a regional flexural compensation (three-dimensional elastic plate model). The volume associated with the swell is also determined. Both corresponding volume fluxes temporal evolution are calculated by translating windows along the chain. Finally, we discuss the correlation between these two parameters, and their respective use as a measure of the hot spot activity through time.

11.2 Topography of the Hawaii-Emperor alignment

The global topography (depth anomaly) corresponds to the bathymetry corrected from thermal subsidence, due to the cooling of the oceanic seafloor when spreading away from mid-ocean ridges. We have used the satellite-derived 2' bathymetric grid of Smith & Sandwell (1997). Over the Emperor-Hawaii chain, this grid contains mostly ship soundings data as illustrated by the dense shiptrack coverage in Figure 11.1 and our results will not be biased by the density and flexural model used to predict bathymetry from altimetry.

Correction is deduced from subsidence models. As we need a global model for determining depth anomalies on the whole grid, we have chosen to consider the two most classical plate models : the PS model (Parsons & Sclater, 1977), giving the following theoretical depth d as a function of the age of the seafloor :

$$\begin{aligned} d(t) &= 2500 + 350\sqrt{t} & t < 70 \text{ Ma} \\ d(t) &= 6400 - 3200 \exp(-t/62.8) & t > 20 \text{ Ma} \end{aligned} \quad (11.2)$$

and the GDH1 (Global Depth and Heat flow) model (Stein & Stein, 1992), which is defined with slightly different coefficients :

$$\begin{aligned} d(t) &= 2600 + 365\sqrt{t} & t < 20 \text{ Ma} \\ d(t) &= 5651 - 2473 \exp(-0.0278t) & t \geq 20 \text{ Ma} \end{aligned} \quad (11.3)$$

These models only represent a rough tendency of the 'normal' seafloor, and display many drawbacks. The PS model includes points from the Bermuda and Hawaiian rise, too near hot spots to be unbiased (Crough, 1983), and fails to predict all the seafloor flattening at old ages. The GDH1 model does not take into account most of the bathymetric data for which the depth anomaly may be induced by a hot spot and uses a joint fitting of bathymetry and heat flow data, implying that the lithosphere is hotter and thinner than previously described. However, in its attempt to achieve a greater flattening at old ages, it predicts too much initial subsidence and a too early onset of flattening (Smith & Sandwell, 1997).

No global subsidence model is able to take into account the flattening at old ages so it can explain all the bathymetric data. This is confirmed by the following observation : the seafloor does not flatten at the same rate everywhere, but rather has different behaviours, depending on its location, in particular from one subsidence corridor to another (Marty & Cazenave, 1989). Renkin & Sclater (1988) have also pointed out this, using a very detailed and complete study of the depth and age relationship in the North Pacific. However, due to their limited database, they were not able to use an empirical relation derived from the data and finally decided to use the plate (PS) model. Their depths were corrected from sediment load but we can demonstrate that it does not change our results since the sediment cover over almost the entire Hawaiian ridge is thin and homogeneous.

The choice of the reference surface taken for the ocean floor is critical as it can introduce an error in the next stages of our study. In order to estimate its influence ,

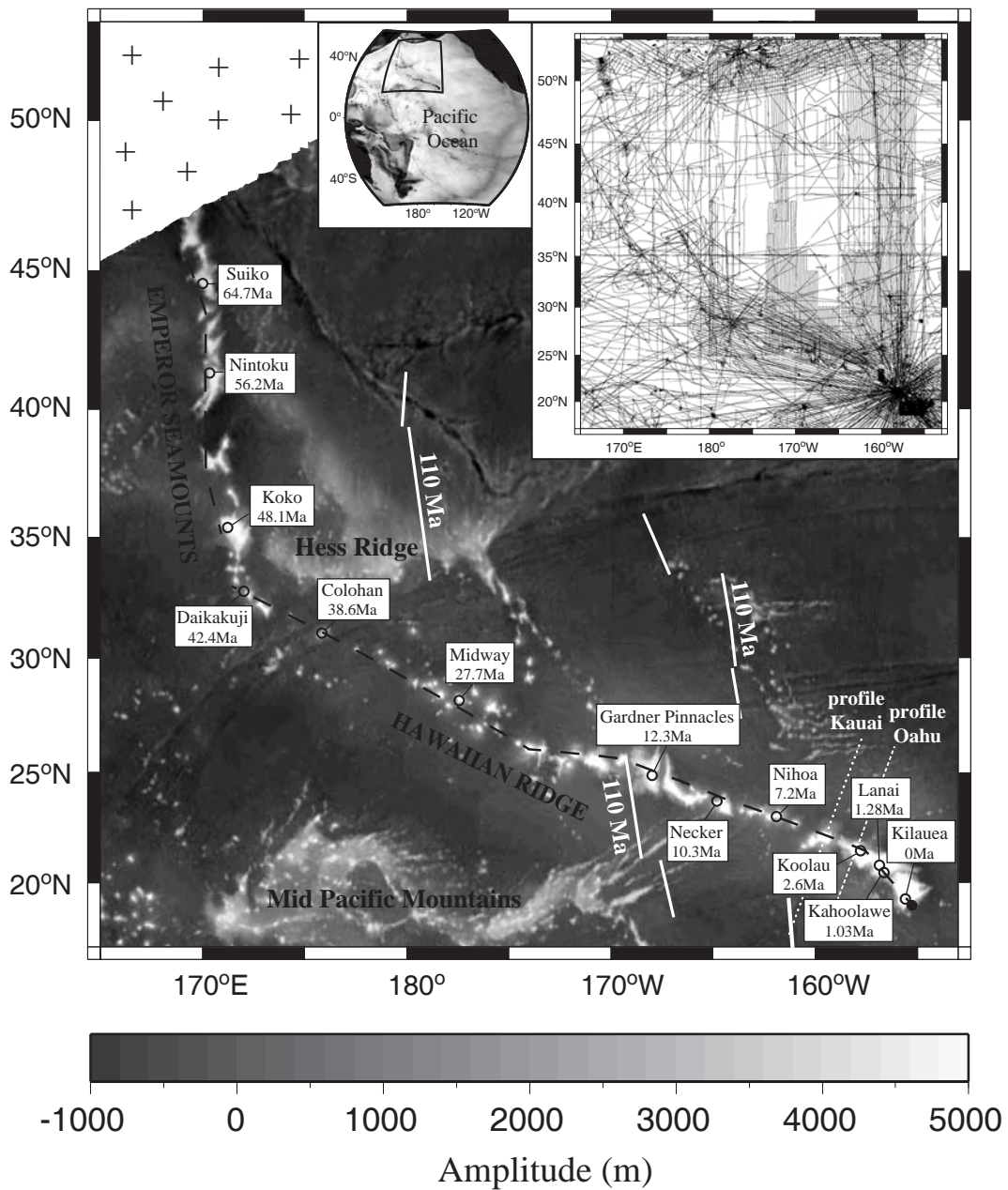


FIG. 11.1 – Global topography (depth anomaly) of the Hawaii-Emperor chain calculated with GDH1 model (see text). Location is shown in the upper left inset and the ship bathymetric coverage is displayed in the right upper inset. Short-wavelength (volcanism) and long-wavelength (swell) contributions to seafloor topography are clearly distinguishable. Ages of volcanism are given for the Hawaiian islands : Kahoolawe (Naughton et al., 1980), Lanai (Bonhommet et al., 1977), Koolau (McDougall, 1964; Doell & Dalrymple, 1973), Nihoa and Necker (Dalrymple et al., 1974), Gardner Pinnacles (Garcia et al., 1986), Midway (Dalrymple et al., 1977) ; and for the Emperor seamounts : Colohan (Duncan & Clague, 1984), Daikakuji (Dalrymple & Clague, 1976), Koko (Clague & Dalrymple, 1973; Dalrymple & Clague, 1976), Nintoku and Suiko (Dalrymple et al., 1980). The crosses represent regions with no seafloor age data. The dashed line is the trace of the Hawaiian hot spot along the chain. The black disk south-east of the chain represents the actual location of the hot spot.

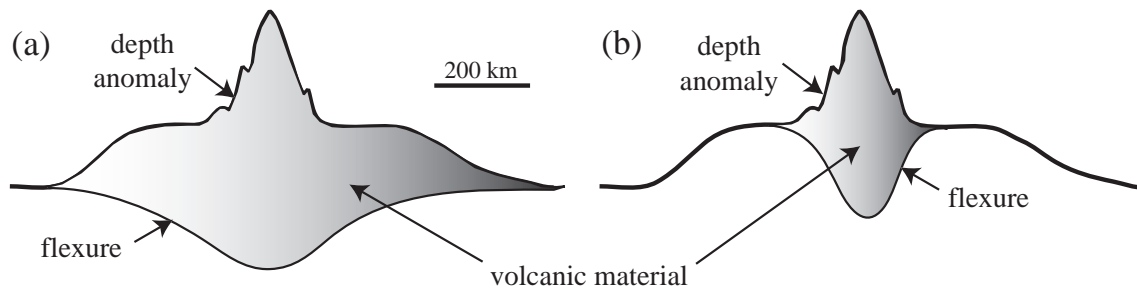


FIG. 11.2 – Sketch of a cross-section perpendicular to the hot spot track showing two possible ways in calculating the volume of extruded material. (a) The swell must be taken into account in the volume computation. (b) The swell must be removed before any further calculation. The compensating root has been drawn here in the case of a flexural response of the lithosphere. Vertical scale is exaggerated.

we have performed all calculations considering both Stein & Stein (1992) and Parsons & Sclater (1977) reference seafloor depth. Among the classical cooling models, they can be considered as endmembers and thus are supposed to give a good estimate of residual depth variations. We have chosen by convenience to display only the resulting global topography obtained with GDH1 model (Figure 11.1). Next sections show that the choice of the subsidence model introduces differences in the swell amplitude determination, while it does not affect the calculated magma production rate.

11.3 New determination of the Hawaiian swell

Large bathymetric features (swells) unrelated to standard cooling and subsidence, and wider than volcanic features, are present in the topography obtained when correcting bathymetry from thermal subsidence (Figure 11.1). Figure 11.2 illustrates two possible configurations for a cross-section perpendicular to the hot spot track : (a) the swell is formed like the seamounts by volcanic material, or (b) the swell is not generated by volcanism, and thus it has to be removed before further calculation.

A shallow support mechanism has been originally suggested to explain the Hawaiian swell. The first mechanism invoked is a broad thickening of the oceanic crust by lava flows emanating from the islands (Betz & Hess, 1942). Later seismic-refraction surveys indicated an uniform crustal thickness on the Hawaiian swell (Shor & Pollard, 1964). Moreover, a seismic profile transversal to the Hawaiian hot spot track, across Oahu Island (Watts & ten Brink, 1989), demonstrates that Walcott (1970c)'s hypothesis of a flexural origin for the Hawaiian swell is not valid. Free-air gravity anomaly profiles from Watts (1976) confirm this result (Crough, 1983). All studies lead to the same conclusion, that the swell is not created by volcanic material (Figure 11.1a), but has a deeper support mechanism (Morgan, 1971; Anderson et al., 1973). Therefore, it must be removed from the global topography before computing flexural or Airy compensating root, and calculating the magma production rate.

A first cartography of depth anomalies in the North Pacific has been done by Menard (1973). Afterwards, many studies have been performed in order to have a precise determination of the amplitude of a hot spot swell. The different methods that attempt to isolate the swell component from the depth anomalies map can be divided into three different categories. First, and because the presence of a broad feature in topography implies a large length scale, low-pass convolutive filters have been used (Watts & Daly, 1981; Watts et al., 1985; Cazenave & Dominh, 1987). The most common among them is the Gaussian filter. However, these spectral filters remove only sinusoidal components of the data, so the residual (i.e. the seamount component removed by the filter) integrates to zero. No volume computation is therefore possible for the seamounts topography. Moreover, these filters are generally biased toward shallow values near seamounts. The second method is graphical : the parameters of a given shape (gaussian in general) are determined in order to best fit a swell profile. Wessel (1993a) approximated the profile of swell topography using super-gaussians instead of the classical gaussian curves, which are known to overestimate the swell amplitude. But this method can be applied on profiles only - usually taken transversal to the hotspot track - and needs strong assumptions on the shape of the swell topography. The third method consists of non-convolutive filters, based on the fact that geophysical data of a given length scale usually contains many wavelengths, due to their topography far from a well-defined sinusoidal arch (Wessel, 1998). These filters work on the spatial length scales of features, and not their spectral components, and provide a much better separation of the small length scales (seamounts) and large length scales (swell). Among them are the mean, median and mode filters. The mean filtering also tends to overestimate the broad features amplitude. The modal and median filters are recognize the most efficient to determine the topography of the swell amplitude. Sichoix et al. (1998) have used a modal depth analysis to find the seafloor swells and Superswell amplitudes in French Polynesia. However, in spite of some small bias toward the high topographic values, Smith (1990) demonstrates that the median filter is better than the modal one, for it is less noisy and more convenient to compute.

The filtering method we introduce here, developed by Adam and Vidal (personal communication), belongs to the third category among the methods presented above. It corresponds to an improved use of the median 2D filtering first described by Smith (1990). Indeed, the main shortcoming of a median filter alone is its bias toward shallow depth values (Smith, 1990; Wessel, 1998), which can lead to a misinterpretation of the computed volumes of the swell and volcanic material, respectively, due to a wrong volume distribution. Therefore, we have added a stage before the median depth anomaly filtering, in order to eliminate this unwanted bias.

Seamounts elimination is performed through two different stages. During the first stage (*minimization*), the major part of the topographic features smaller than a given wavelength λ is eliminated by translating a $l \times l$ window along the whole topography grid. The translation step t is equal to the grid step. For each step, the value taken for the output grid at the present location is the minimum of the depth anomaly found in that window. The outer edges of the grid remain unchanged over a length $l/2$. A local minimum value in the depth anomaly grid therefore generates a $2l \times 2l$ area displaying this value in the minimized grid. If λ is the maximum topographic wavelength to

eliminate, the condition on the size of the translating window is :

$$2l \sim \lambda \tag{11.4}$$

This stage tends to spread local minimum values of the depth anomaly. Therefore, a compromise has to be found between i) a large l , removing efficiently the small-wavelength features, and ii) a small l , in order not to extend anomalous minimal values such as those introduced by fracture zones.

A median filter from the Generic Mapping Tools (GMT) software (Wessel & Smith, 1991) is then applied on the resulting minimalized grid. It considers a disk of diameter $2R$ centered on each point, in which the median value is taken. This second stage smoothes the shape and removes the remaining small-wavelength topography. In order to completely remove a wavelength λ , we must take (Wessel, 1998) :

$$R \geq \sqrt{2}\lambda \tag{11.5}$$

In order to test the robustness of the method, the influence of all parameters have been analyzed. No difference has been found when using different grid steps ($2'$, $4'$ and $8'$). l has been tested on a wide range : under 50 km, the depth anomaly is not sufficiently filtered, and for $l \geq 150$ km the influence of the fracture zones is too much amplified. In our computation, the translating window is 70×70 km wide, corresponding to the elimination of all topographic features smaller than about 140 km in extent. Similar tests have been performed for the parameter R of the median filter. A physically acceptable range of this parameter has been explored (not too large in order to keep the long-wavelength), and the best value is $R = 600$ km.

Figure 11.3*a* shows the global topographic profile along the hot spot track, as well as the resulting minimized profile and swell profile. Two examples of transverse profiles are shown in Figure 11.3*b* and Figure 11.3*c*. The maximum amplitude on these profiles is about 1000 m. The amplitude of the swell in the Emperor region is found near or under zero : there is no swell on the older part of the Hawaiian-Emperor chain. The swell map for the whole region is presented in Figure 11.4, when correcting the initial bathymetric grid from the GDH1 model. The same map has been obtained with the PS model : even if the swell amplitude varies when using PS instead of GDH1, its spatial extension is not modified.

11.4 Local or regional compensating root

Seismic data, imaging the reflectors associated with the flexural profile (Watts et al., 1985; Lindwall, 1988; Watts & ten Brink, 1989) are not numerous enough to map the whole compensation surface under the Hawaiian Islands, and directly estimate the total volume of volcanic material. Hypotheses have thus to be made on the compensation mode, in order to compute the compensating root, and find the total igneous volume along the chain. Previous authors (Smith, 1990; White, 1993) have

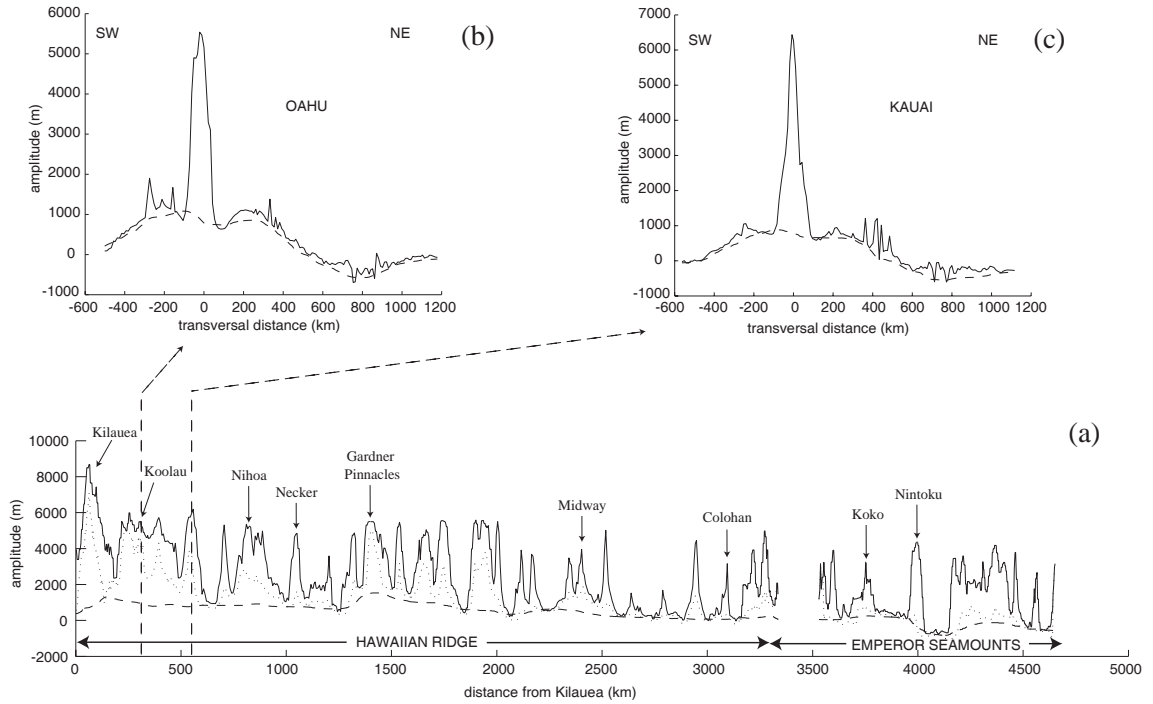


FIG. 11.3 – Depth anomaly obtained with GDH1 subsidence model (solid line) and swell computed with our method (dashed line). (a) Profile along the hot spot track for the Hawaii and Emperor part of the chain (dashed line on Figure 1). The dotted line represents the amplitude along these profiles after the minimization stage (see text), and the dashed line is the swell amplitude found by our filtering method. (b) Transverse profile crossing Oahu Island (see Figure 11.1). (c) Transverse profile crossing Kauai Island (see Figure 11.1).

assumed a local Airy compensation, although White (1993) doubted of its validity for old lithosphere. We know that simple Airy compensation is not the actual compensation mechanism for the Hawaiian Islands (Watts & ten Brink, 1989), and a regional compensation by an elastic plate must be invoked (Watts et al., 1980). However, it can be proved that for volume computation, the Airy approximation gives the same result at all lithospheric ages.

In order to confirm this non-intuitive assertion in the case of temporal variations computation, we have performed both calculations of volumes along the chain. Deformation w_{Airy} (positive downward) due to a local compensation is proportional to the topography h of the load itself :

$$w_{Airy} = \left(\frac{\rho_v - \rho_w}{\rho_m - \rho_v} \right) h \quad (11.6)$$

where $\rho_v = 2800 \text{ kg m}^{-3}$, $\rho_w = 1030 \text{ kg m}^{-3}$ and $\rho_m = 3300 \text{ kg m}^{-3}$ are the volcanic load, sea water and mantle densities respectively. On the other hand, the three-dimensional numerical approach developed by Watts et al. (1975) has been used to calculate the deformation w_{flex} caused by the loading of an elastic plate. Computation is performed in the Fourier domain, where this deformation can be written as a direct

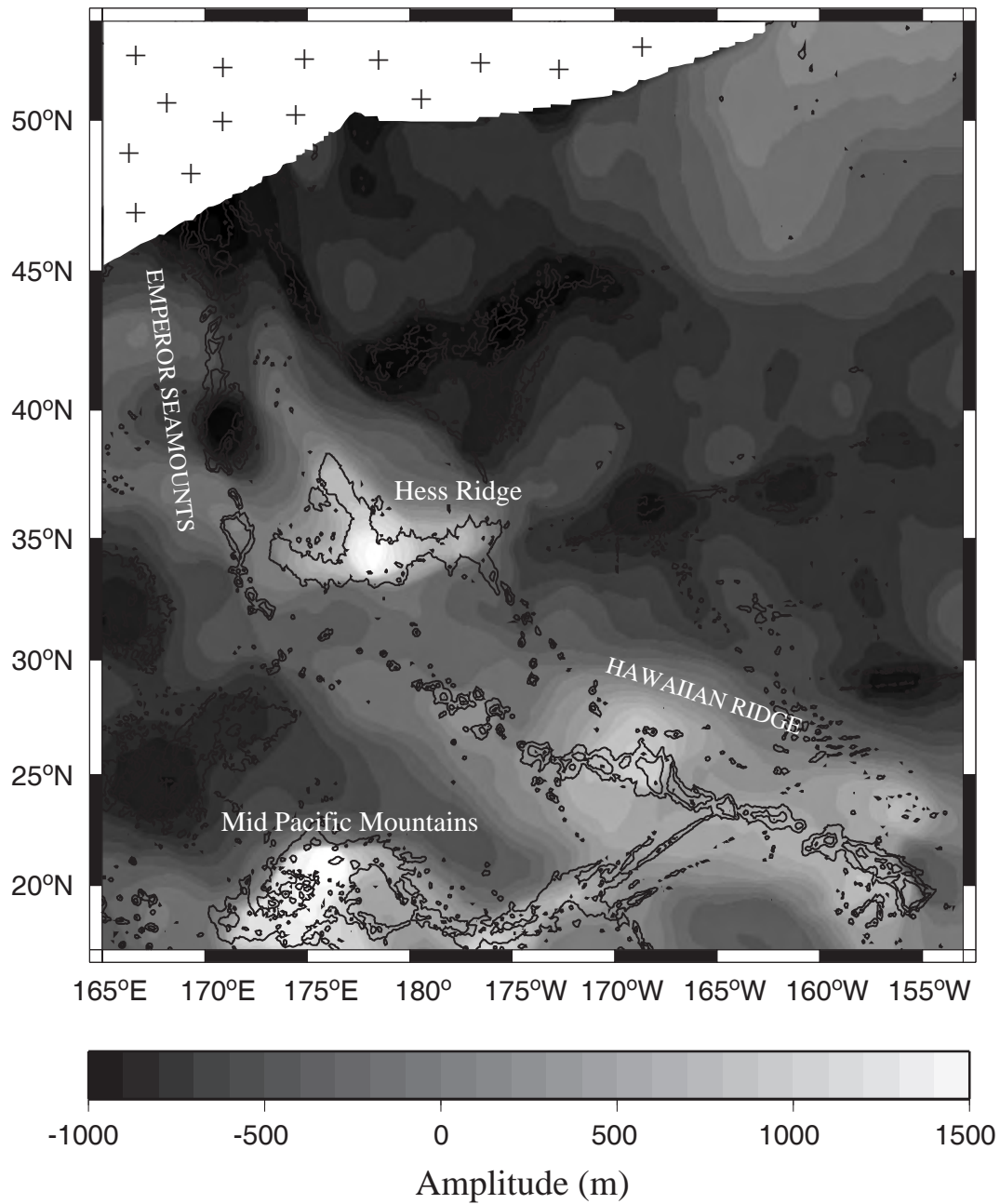


FIG. 11.4 – Map of the Hawaiian swell, obtained after removing the GDH1 subsidence model. Isobaths are drawn every 2000m, from -6000m to 4000m. The crosses represent regions with no seafloor age data. The same map has been obtained using the PS model : the swell amplitude is modified, but not its spatial extension (see text).

function of the size of the volcanic load H and the effective flexural rigidity D of the plate (Parker, 1973; McNutt, 1983) :

$$W_{flex} = (\rho_v - \rho_w) \left[\frac{(2\pi k)^4 D + (\rho_m - \rho_v)g}{g} \right]^{-1} H \quad (11.7)$$

where $W_{flex}(k_x, k_y)$ is the deflection of the plate due to a topography $H(k_x, k_y)$, $g = 9.8 \text{ m s}^{-2}$ the acceleration of gravity and $k = \sqrt{k_x^2 + k_y^2}$ the wavenumber modulus. The flexural lithospheric rigidity D is linked to the elastic thickness of the lithosphere T_e and depends mainly on the temperature, hence on the age of the lithosphere at the time of loading (Watts, 1978) :

$$D = \frac{ET_e^3}{12(1 - \sigma^2)} , \quad (11.8)$$

where $E = 8.10^{10} \text{ Pa}$ is Young's modulus, and $\sigma = 0.25$ is Poisson's ratio. Poisson's ratio is taken slightly different from the value $\sigma = 0.5$ proposed by Lambeck & Nakiboglu (1981) for the incompressible model. Compressibility of the plate is thus included in our computation, which avoids an overestimation of the flexural parameter D for young volcanic loads (Nakada & Lambeck, 1986). For an average lithosphere elastic thickness $T_e = 30 \text{ km}$, the flexural rigidity is $D \sim 1.9 \times 10^{23} \text{ N m}$, a value commonly accepted for the Hawaiian Islands (Suyenaga, 1979; Turcotte & Schubert, 1982).

To estimate the real flexure along the hot spot track is very difficult, because it should take into account the history of chain formation. Multiple episodes of volcanism in close proximity and even overlapping is sure to bias simple estimates of elastic plate thickness (Jordahl, 1999), and thus flexure calculation. Since we want a simple determination of the volume of volcanic material brought to the surface by the hot spot, we use a major simplification : we directly calculate the flexure created by the whole volcanic topography previously determined, and ignore the loading history. The elastic thickness corresponds to the isotherm 450°C (Watts, 1978), and therefore is given by

$$T_e = 3.1\sqrt{a_c} \quad (11.9)$$

where a_c is the crustal age at the time of loading, in Ma. Variations of T_e along the chain are taken into account. Deflection associated with the whole chain is then computed with the method presented below. Due to our approximations, the resulting flexure does not correspond to the seismic reflectors and has no physical meaning. However, the volume estimated is equal to the sum of the individual volumes calculated for each seamount.

We demonstrate in the next sections that the volumes computed both with the local Airy compensation assumption or with the flexural root of a loaded 3D elastic plate are closely the same. The morphology of the root is of course different, but the volume corresponding to the total igneous material remains unchanged, except for slight variations that will be discussed further in the paper. The main difference between the two results is that the flexure spreads the volumes associated with a volcanic load. We will focus on this aspect later on.

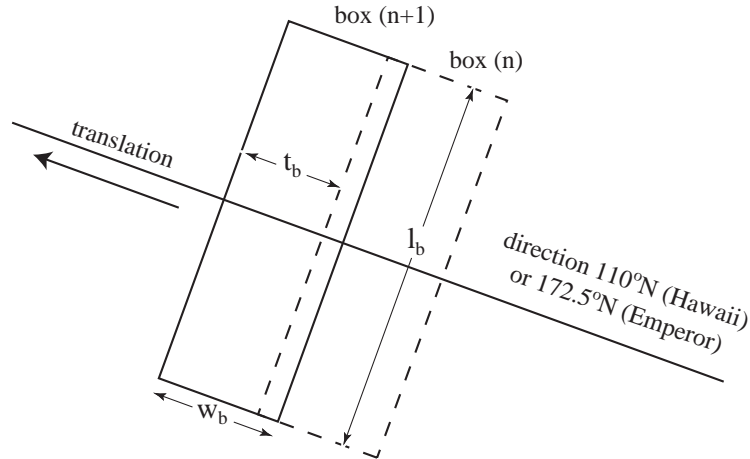


FIG. 11.5 – Temporal variation computation of T_e , Q_v and Q_s along the chain : definition of the translating window parameters and orientation.

11.5 Temporal variations of the magma production rate

In order to take into account the variations in lithospheric thickness at the time of loading along the hot spot track for the flexure computation, and to calculate the temporal variations of the volume of volcanic material in both local and regional compensation mode assumptions, we have used a method of translating windows along the hot spot trend. The *trend* here represents the main direction of the hot spot on the Emperor and the Hawaiian part, taken respectively as 172.5°N and 110°N . The two main directions of the hot spot track have been used instead of the real hot spot track in order to simplify the computation. We consider windows of length l_b , width w_b and translation step t_b along the Emperor or Hawaiian trend (Figure 11.5). The length l_b is taken constant in all computations and large enough ($l_b = 10^\circ$) in order to include all the topographic features created by the hot spot and/or all the flexure spatial extension. Therefore, considering a translation along the main hot spot direction (trend) instead of the hot spot track scarcely changes the volume calculation. Both topographies of the Hess Ridge and the Mid-Pacific Mountains, respectively north and south of the Hawaiian chain (Figure 11.1) are masked. Indeed, they do not belong to the surface expression of the Hawaiian hot spot, and keeping them into the swell and volcanic topography grids leads to an important overestimation of the volumes associated with both features, due to their vicinity. To avoid volume recovering, we have considered in all computations $t_b = w_b$.

In order to quantify the influence of w_b , the Airy and flexural roots created by the volcanic load have been computed with $w_b = 1^\circ, 2^\circ, 4^\circ$ and 10° . For every computation, we translate the window along the Hawaiian and Emperor trends. For each window, in the flexural case, the deflection of the elastic plate due to the volcanic load present in this box is computed with $T_e(a_c)$, a_c being the age of the lithosphere at the time of loading, at the center of the window. The cumulated flexure, which represents the

key parameter for the estimate of the volume of magma, is the sum of all the deflections. Very little flexural variations can be observed when changing the width of the windows w_b in the computation, which proves the robustness of the method. In the case of Airy compensation, the determination is much easier : the grid corresponding to the compensating root is merely obtained from the topography grid, by the way of equation 6.

The volume flux of magma Q_v as a function of time is then computed in the following way. We translate again the window along the Hawaii and Emperor trends. The volume of magma for each box is the one included between the topography and the compensating surfaces, local (Airy) or regional (flexure). The corresponding period of time Δt during which it was produced is the difference in the ages of volcanism at the younger and older ends of the window. The black and gray lines in Figure 11.6 present the results for Q_v associated with the flexural and Airy compensations, respectively.

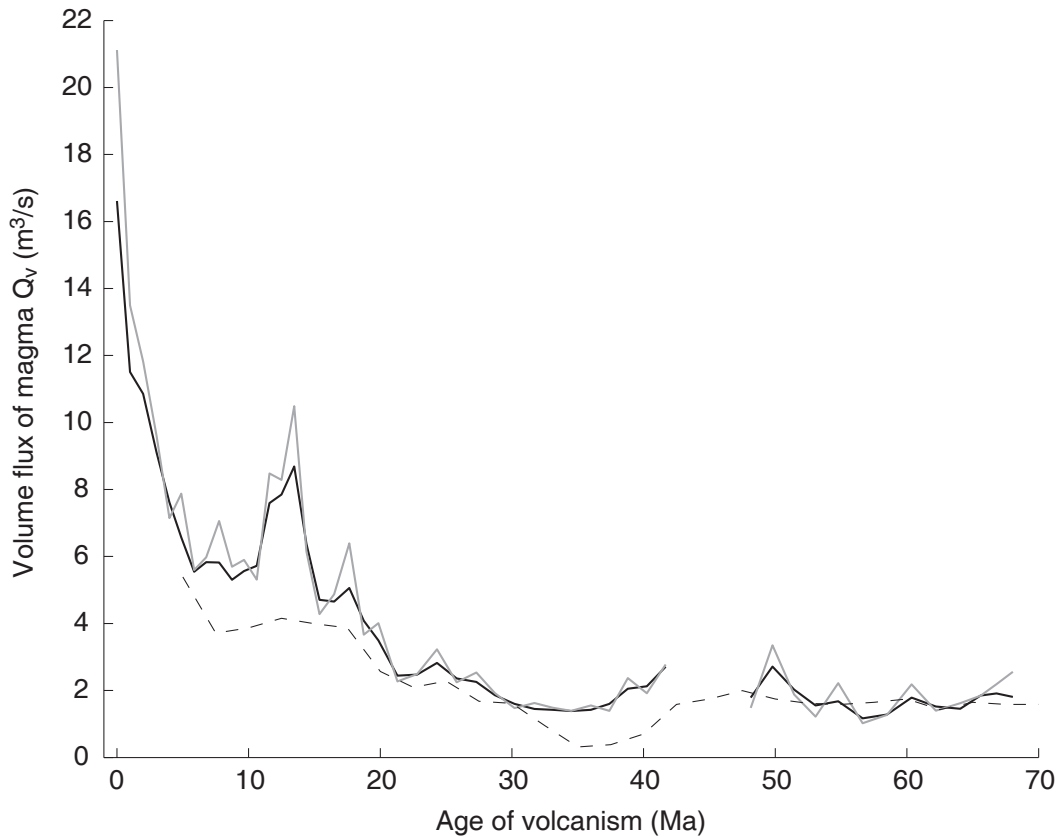


FIG. 11.6 – Temporal variation of the volume flux of magma calculated assuming a local (Airy) compensation (solid gray line) or a regional (flexural) compensation (solid black line). Short-term (~ 5 m.y. oscillations) and long-term (\sim exponential increase) behaviour can be observed (see discussion). No volume flux is estimated near the bend (43-46 Ma) to avoid biased values due to the computation method at the Hawaii and Emperor trends crossing. The dashed line indicated the values found by White (1993), assuming an Airy compensation. Q_v values for ages younger than 3 Ma have to be considered carefully (see text for discussion).

The two curves show the same temporal evolutions for both calculations, except some differences in amplitudes. The curve associated with the local compensation (Airy) has a less smoothed behaviour through time. This can easily be understood if considering the spatial distribution of the compensating roots in both case : for Airy compensation, the underlying root has the exact spatial distribution of the volcanic load, whereas for flexural compensation, the root associated with a single volcano is distributed over a wider space. This spatial distribution increases with the elastic thickness of the plate (i.e. with the age of the lithosphere at the time of loading) : in the computation, the root volume corresponding to the volcanic load present in one translating window is spread over the neighboring windows, which leads to a smoother aspect of the final curve. Assuming an Airy compensation is therefore a better approach when estimating the melt production rate Q_v through time, for it localizes all the compensating root right under the associated overlying volcanic load. The volume computation in translating windows along the chain thus gives a more realistic idea of the temporal evolution of the igneous volume.

In Figure 11.6, the melt production rate found by White (1993), who assumed a local Airy compensation, is also represented (dashed line). This estimation is systematically below our result, in the Hawaiian part of the hot spot chain. Moreover, it seems to smooth the short-wavelength variations of periodicity ~ 5 m.y.. One of the causes could be the use of the volumes of volcanoes determined by Bargar & Jackson (1974), who might tend to underestimate the surface volume of volcanic material. In our computation, when reducing the size of the window w_b , i.e. using more windows along the trend, the resolution of the curve logically improves, but the shape remains the same. Therefore, for all the following study, we have considered the results with the smaller window width calculation only ($w_b = 1^\circ$).

Two very different behaviours can be distinguished according to the Emperor or Hawaiian part of the chain. The production of magma is found mainly constant in the Emperor part, whereas it increases exponentially for the last 30 Ma. Moreover, in both regions some fluctuations can be observed, with a periodicity of about 5 m.y., except for a continuous increasing period slightly after the bend (from 38 to 23 Ma) and in the most recent volcanic activity (from 5 Ma until now). These features are discussed in the next sections. The increase by about an order of magnitude on the Hawaiian part was also found by White (1993) for the period 3-35 Ma, assuming a local compensation with a 2.5 Ma step along the seamount chain. Our values increase drastically for the last 5 Ma. However, our Q_v estimation for the most recent period (< 3 Ma) includes currently active volcanoes (Mauna Loa, Kilauea and Loihi) and should therefore be considered carefully. It is probable that in the youngest part of this region, isostasy is not valid anymore, due to the non-instantaneous response of the lithosphere to a surface load. A viscoelastic model where the rigidity decreases as the loading time increases should be used. The multilayered viscoelastic plate model of Watts & Zhong (2000) shows that this effect must be considered only for the first 100 k.y. after the onset of loading. In our case, this will induce a slight reduction of the total estimate of volume for the 3 Ma period and thus we choose to neglect it. We have also to mention that the swell amplitude could have been underestimated due to the presence of a deep trough northward of Big Island. This could have induced a slight overestimation of Q_v for this

period.

Neither a different hypothesis on the compensation mode, nor the variation of the relevant computational parameter w_b change the shape of the temporal evolution of the volume flux of volcanic material. Moreover, the result is independent from the choice of the thermal subsidence model (Parsons & Sclater (1977) or Stein & Stein (1992)), which underlines the efficiency of our filtering method (see section 3). However, it may not reflect directly the temporal evolution of the plume activity. Indeed, the volume of magma and its spatial distribution (island spacing) is controlled by surface parameters, in particular plate rigidity (ten Brink, 1991; Hieronymus & Bercovici, 1999).

11.6 Swell evolution and buoyancy flux

In order to check if the volcanic activity reflects the plume behaviour, and therefore if our method is applicable as a characterization of the hot spot temporal evolution, we have computed the temporal evolution of the swell, which is supposed to characterize best the temporal evolution of the plume flux (Davies, 1992), using the same method. The direct analysis of the volume flux associated with the swell is difficult, not only because it depends strongly on the subsidence model used for the swell determination, but also because of thermal subsidence of the swell itself through time. This last phenomenon prevents the knowledge of the swell history all along the chain. Figure 11.7 gives the swell amplitude along the hot spot track from the swell grid calculated in section 3. The first observation is that despite the strong dependence on the subsidence model, the shape of the two swell amplitudes are the same : they follow a general decreasing trend from younger to older ages of volcanism. After 35-40 m.y., the swell has completely disappeared and the Emperor seamounts remain the only witnesses of the hot spot trace. Nonetheless, as previously noticed by Davies (1992), the swell does not monotonically subside with age as predicted by the model of Detrick & Crough (1978), but rather presents undulations that seem to be correlated with variations in volcanic activity. For instance, we observe the same peak around 13-15 Ma than in Figure 11.6, corresponding to the Gardner Pinnacles episode found by Vogt (1979) when estimating the eruption rate through the hot spot history. This peak can partially be explained by the change in plate motion that can be observed by the slight bend in Figure 11.1 between the longitudes 170°W and 175°W. However, no recent increasing is observed in the swell amplitude. Indeed, the swell is not yet totally formed under the most recent part of the chain, due to the nonnegligible onset time for thermal and/or dynamical swell support.

The volume flux associated with the swell Q_s , corresponding to the volume between the reference floor and the swell, is computed with the same method (section 5). The temporal variations are given for the same translating window width $w_b = 1^\circ$. The results are presented in Figure 11.8. Almost no volume flux associated with the swell is observed for ages older than about 25-30 Ma (Figure 11.8). No swell is discernible along the Emperor seamount chain. In this region, the buoyant material has been smeared

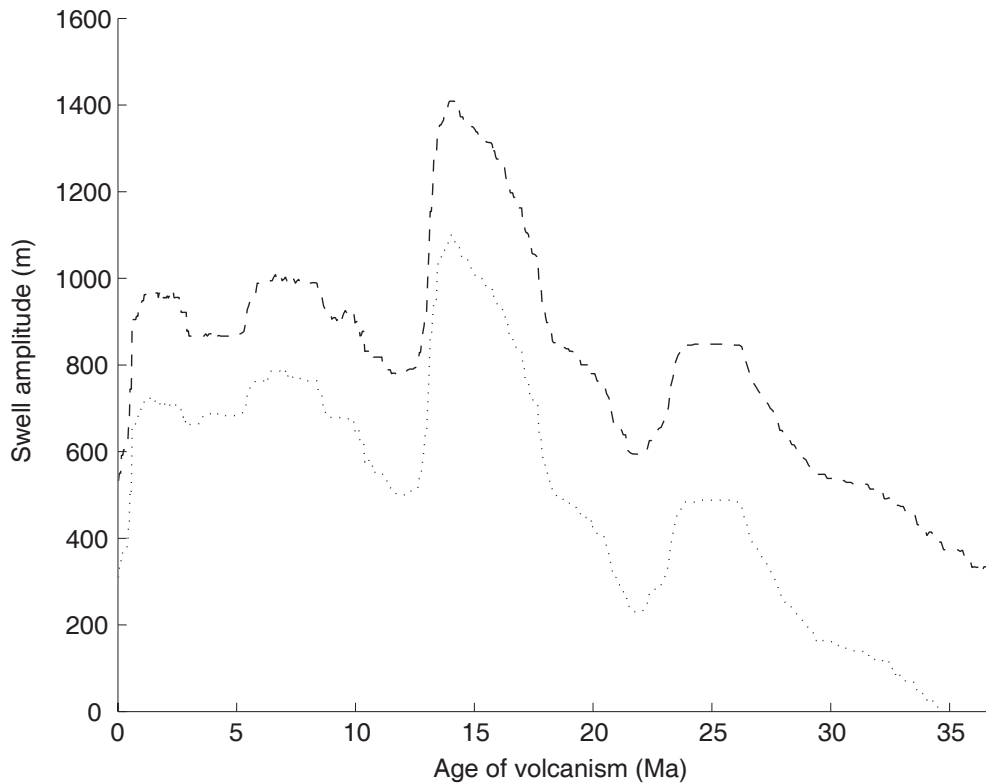


FIG. 11.7 – Temporal variation of the swell amplitude along the Hawaiian hot spot track for the PS (dashed line) and the GDH1 (dotted line) thermal subsidence models.

out by horizontal shearing, which has been transverse to the Emperor chain since the change in plate direction 43 m.y. ago (Davies, 1992). The general shape of the swell evolution in Figure 11.7 could be interpreted this way : the first 5 Ma correspond to the dynamic uplift centered on the plume (of radius ~ 500 km (Sleep, 1990)); and the following rough decreasing to both influences of gravitational spreading and conductive heat loss (for older ages).

Equation 1 can be rewritten as a fonction of our parameters :

$$B = (\rho_m - \rho_w)Q_s , \tag{11.10}$$

where Q_s is the volume flux associated with the swell volume. The temporal evolution of the buoyancy flux calculated with equation 10, is shown in Figure 11.8. The buoyancy flux calculated by our method is smaller than the one proposed by Sleep (1990) or Davies (1988a). The major problem is that the determination depends strongly on the subsidence model. Moreover, the strength of our method, which works on 2D grids instead of transverse profiles or rough estimations, becomes a weakness in the particular case of the swell volume calculation. Indeed, the swell volume is calculated as the volume of material included between the swell surface and the reference surface taken at $z = 0$. But the swell grid contains regions of negative amplitude, due to deep flank moats, fracture zones, or merely problems linked to the choice of the subsidence model. Those regions are taken into account in the volume calculation, and tend to underestimate the

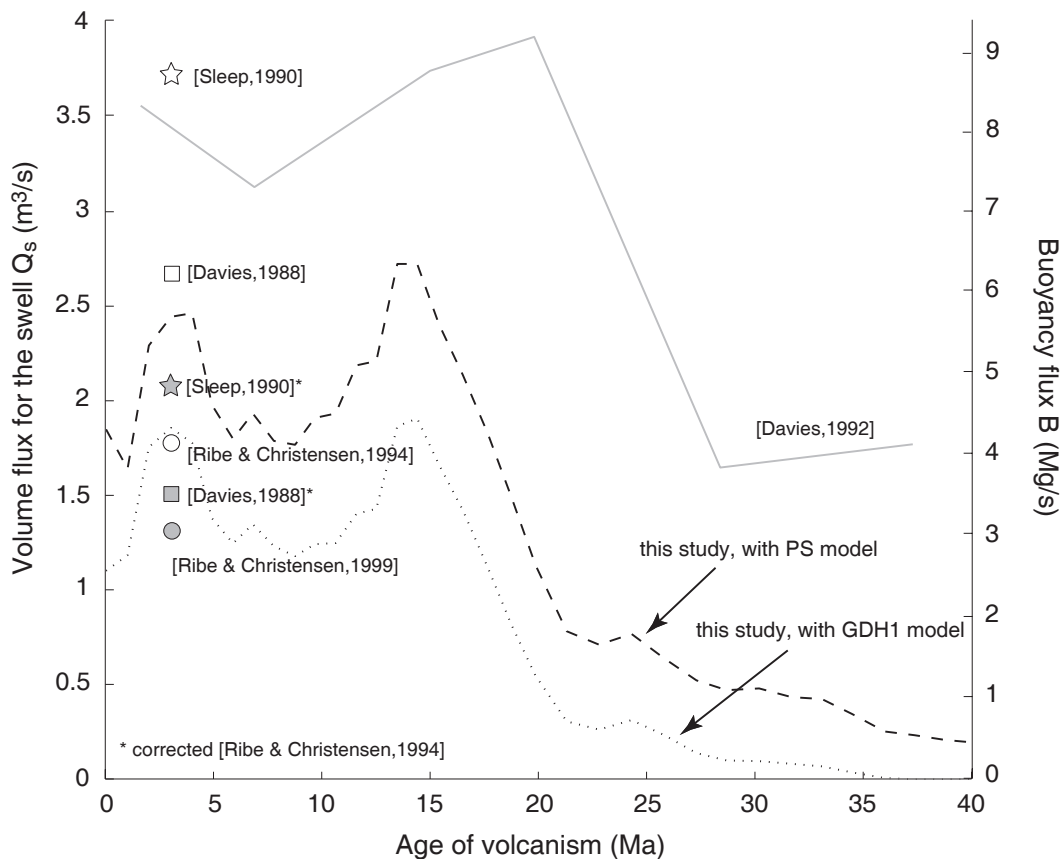


FIG. 11.8 – Temporal variation of the volume flux Q_s associated with the swell and of the buoyancy flux B , when using the PS (dashed line) or GDH1 (dotted line) thermal subsidence model. In gray is reported the rough curve found by Davies (1992) (6 points along the chain for B). Open symbols show the determinations of B from Davies (1988a) (square), Sleep (1990) (star) and Ribe & Christensen (1994) (circle). The filled square and star (*) are values from the same authors, corrected from the horizontal flux of buoyancy (Ribe & Christensen, 1994). The filled circle is the same computation than the open one, but taking into account the depletion buoyancy (Ribe & Christensen, 1999). All symbols represent estimations of B for present day, without age precision given by the authors. We have chosen to represent them at 3 Ma, corresponding to the most recent swell maximum amplitude.

total volume flux associated with the swell, and therefore the buoyancy flux itself. Ribe & Christensen (1994) best fitted the Hawaiian swell topography with their numerical model for $B = 4.1 \text{ Mg s}^{-1}$. Later, they took depletion buoyancy into account and estimated $B \sim 3 \text{ Mg s}^{-1}$ (Ribe & Christensen, 1999). They suggested that current estimates of B were too high, due to the fact that they were based on the hypothesis that the vertical buoyancy flux B supplied by the plume is equal to the horizontal flux (due to plate motion) of buoyancy B_{swell} associated with the swell. The equivalence is relevant if the plume buoyancy is of thermal origin, but Ribe & Christensen (1994) showed that the horizontal flux of buoyancy B_{swell} associated with the swell topography can exceed by up to 80% the buoyancy flux B carried by the plume. This would give new values $B = 3.5 \text{ Mg s}^{-1}$ for Davies (1988a) and $B = 4.8 \text{ Mg s}^{-1}$ for Sleep

(1990) (also plotted in Figure 11.8). Our value is determined as a B_{swell} , and as so, remains underestimated. However, our global method of determination seems to act as a compensation between an underestimation due to the whole grid consideration, and an overestimation due to the hypothesis that the plume buoyancy flux is of thermal origin.

11.7 Estimation of the plume volume flux

Even with both estimations of the volume fluxes corresponding to the magma production rate Q_v and the rate of swell formation Q_s , it remains difficult to estimate the plume volume flux Q_p . The buoyancy flux determined by the swell volume estimation can far exceed the buoyancy flux carried by the plume (Ribe & Christensen, 1994). Even if we admit a constant ratio between these two parameters, we still have the indetermination due to the choice of the thermal subsidence model. If the density anomaly in equation 1 is due to thermal expansion, the buoyancy flux can be rewritten as :

$$B = \alpha \rho_m \Delta T Q_p \quad (11.11)$$

where $\alpha \simeq 3 \times 10^{-5} \text{C}^{-1}$ is the thermal expansion coefficient, ρ_m the mantle density, and ΔT the excess temperature. Both parameters Q_p and ΔT cannot be accessed independently.

Geochemical considerations can provide informations on the excess temperature. Hawaiian volcanoes provide evidence that the Hawaiian plume is zoned in terms of temperature and melting rate (DePaolo et al., 2001). The correlation between intershield differences in some incompatible element abundances ratios (La/Nb and Sr/Nb) and isotopic ratio, indicate that each shield has been formed from a compositionally distinct source (Putirka, 1999). But some of the intershield compositional differences reflect differences in mantle upwelling processes (Frey et al., 1994), i.e. the systematic changes in the partial melting extent (Eggins, 1992). Consequently, the excess temperature ΔT is not constant through the Hawaiian hot spot history and we cannot deduce from equation 11 the temporal variations of the plume volume flux.

11.8 Discussion

Temporal variations of the volume fluxes can be due to three different phenomena : 1) a change in the hot spot activity with time ; 2) the sum of all superficial constraints (e.g. velocity of the plate, presence of fracture zones) ; 3) variations due to the oscillations that can appear when a hot plume interacts with an upper moving plate, leading for example to a periodical tilting of the plume. It is not easy to decorrelate these contributions in order to find the origin of the temporal variations.

11.8.1 Short-term variations

Both temporal evolutions of the volume flux associated with the magma production Q_v and to the swell Q_s present undulations with a periodicity of about 5 m.y.. A possible explanation could be the tilt of plume conduit through time, due to mantle advection generated by large-scale convection in the mantle (Steinberger, 2000a). According to Whitehead (1982), conduits should become unstable when tilted more than 60° from the vertical. These short-wavelength undulations in the volume flux could be generated by the oscillations of relaxation due to the periodic adjustment of the plume to plate motion (Griffiths & Campbell, 1991b; Skilbeck & Whitehead, 1978; Ihinger, 1995). However, even if the tilts can explain large variation in volume through time, their periodicity is still not well demonstrated. Steinberger (2000a) shows that a plume may survive despite a tilt greater than 60° , depending on the surrounding mantle viscosity. An alternative explanation for these features is the ability of a plume conduit, deformed by large-scale motions in the mantle, to produce and propagate a variety of disturbances and instabilities, including solitary waves and diapir chains. These small structures, observed experimentally by Olson (1990), are often present in plume conduits (Olson & Christensen, 1986; Schubert et al., 1989). The rapid transport of geochemical heterogeneities by solitary waves (Whitehead & Helfrich, 1988) could explain the isotopic heterogeneity indicated by the $^{87}\text{Sr}/^{86}\text{Sr}$ - $^{206}\text{Pb}/^{204}\text{Pb}$ trend of Hawaiian shield lavas, which is not consistent with simple mixing of a plume and MORB-like components (West et al., 1987). A calculation by Whitehead & Helfrich (1990) estimates a pulse duration of approximately 7 m.y., comparable to our periodic variations.

11.8.2 Long-term variations

The magma flow rate is approximately constant in the Emperor region (47-70 Ma). A recent geochemical study of lava composition along the Emperor Seamounts (Regelous et al., 2003) suggests that the variations in the degree of melting from 85 to 42 Ma can be linked to the differences in lithospheric thickness. Therefore the plume activity can be considered constant over this period. No volume fluxes can be estimated in the region near the bend (43-46 Ma) because of the computation method, which would lead to overlapping windows, and thus a false estimation of the volumes. The striking increase of the volume flux of magma for ages <30 Ma (Figure 11.6) is not an effect of our computation : all variations of the parameters linked to the swell determination, the translating window method or the choice of the subsidence model do not affect the shape of the evolution through time. The only slight overestimation occurs for the last 3 Ma, by considering the volumes associated with currently active volcanoes. As stated above, a viscoelastic model should be preferred for the last 100 k.y. (Watts & Zhong, 2000) and the swell determination might induce a bias towards a greater Q_v . The most recent Q_v values should therefore be taken with care. However, the general increasing trend from 30 Ma to present time remains. This confirms the result of White (1993), who has found the same shape when estimating the melt production

rate through time assuming Airy isostasy, with the volumes estimated by Bargar & Jackson (1974).

11.8.3 Implications for the Hawaiian hot spot activity

After a period of almost constant production (70-47 Ma), the activity of the Hawaiian hot spot has strongly increased (last 30 Ma). Correlation in the temporal variations of volume fluxes associated with the magma production rate and to the swell (Figure 11.9) demonstrates that the excess temperature is not responsible for the important variations in both volume fluxes. Therefore, it is the variation of the volume flux Q_p of material supplied by the plume itself that drives all other parameters.

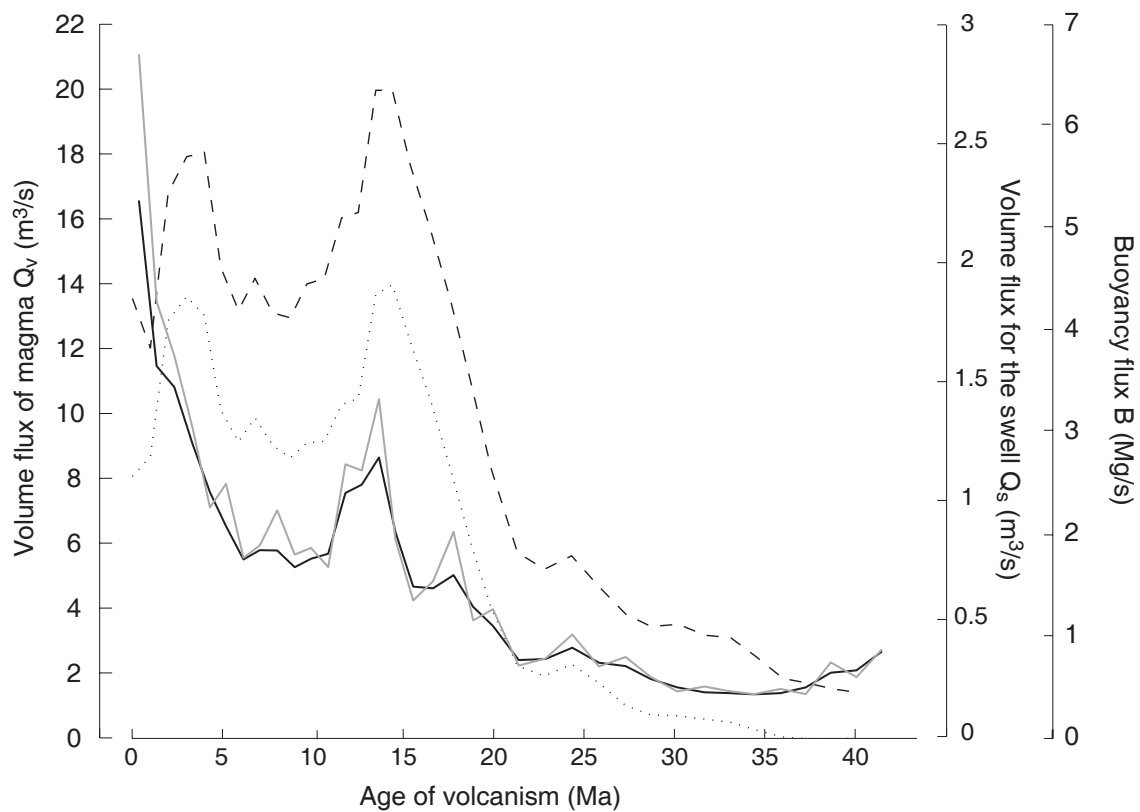


FIG. 11.9 – Correlation between the two calculated parameters : 1) Temporal variation of the volume flux of magma (left axis) when assuming an Airy compensation (gray) or a flexural deformation (black). 2) Temporal variation of the volume flux Q_s associated with the swell and buoyancy flux B (right axis) for the PS (dashed line) and the GDH1 (dotted line) thermal subsidence model. All values before 3 Ma are not reliable (see text).

The swell and volcanic material volume fluxes reflect globally the same evolution. The calculation of the volume flux of volcanic material is thus a good indicator of the temporal variations in the hot spot activity. Moreover, it appears to be a more effective

indicator than the volume flux associated with the swell, because it is independent of the choice of the subsidence model needed for its estimation.

11.9 Conclusion

A precise determination of the temporal variations of the volume fluxes corresponding to the magma flow rate and to the rate of swell formation for the Hawaiian hot spot has been performed. A new filtering method directly applicable to 2D depth anomaly grids allows the separation of the swell and volcanic contributions. This leads to an estimation of the volume of magma produced by the Hawaiian hot spot independent of the subsidence model, and taking into account the volume of the compensating root. On older lithosphere, the compensating mode becomes more and more regional, and the shape of the underlying root is better approximated by a flexural approach. However, even in this case, the local Airy assumption remains the best way to estimate the magma production volume along the chain.

Total volumes of volcanic material calculated for the Emperor and Hawaiian chains are $1.19 \times 10^6 \text{ km}^3$ and $5.89 \times 10^6 \text{ km}^3$ respectively. These values are about three times greater than the first estimations of Bargar & Jackson (1974) for 107 volcanoes along the Hawaiian Ridge-Emperor Seamount chain. This difference is essentially due to their method of estimation, which did not include the compensating root of the volcanoes.

The study of temporal variations in magma production rate shows a striking increase from older ages until the last 3 Ma (a $\sim 300\%$ increase). The increase in melt production rate is even more drastic for ages < 3 Ma. Although real, this latter increase is probably slightly overestimated. The increasing shape is also present in the volume flux associated with the swell, but with a less marked increase at recent ages, due to the long time required for the complete swell formation. These results indicate a strong increase in the Hawaiian hot spot activity for the last 30 Ma. The 5 m.y. oscillations in the volume production can be explained either by plume tilting, or by the presence of solitary waves in the hot spot conduit. Geochemistry seems to be more in favor of the second hypothesis (Frey & Rhodes, 1993). The intershield isotopic heterogeneities could therefore reflect intrinsic heterogeneities in the plume, brought to surface by the quick propagation of solitary waves.

Correlation between both volume fluxes associated with the swell and with volcanic material demonstrates that the plume volume flux is responsible for temporal variations in magma flow rate. This latter parameter is easier to determine than the rate of swell formation, which has an intrinsic thermal evolution with age. The magma production rate thus appears as a relevant parameter in the characterization of the temporal variations of a hot spot activity.

Acknowledgments. This paper has been greatly improved by the detailed comments of the AE David Sandwell and of the reviewers Walter Smith and Norman Sleep. A special thank to W. Smith who sent us the chapters of his PhD thesis relevant to our paper. This paper also greatly benefited

of several discussions with Anne Davaille, Neil Ribe, Cinzia Farnetani and Vincent Courtillot. We are also grateful to Robert White and Jeroen van Hunen for their pertinent remarks. Finally, we wish to thank Claudia Adam, for contributing to the elaboration and testing of the filtering method. This is IGP contribution # 1957.

Chapitre 12

Discussion et conclusion

Sommaire

12.1 Le bombement hawaïien	183
12.1.1 Amincissement lithosphérique	184
12.1.2 Support dynamique	185
12.1.3 Modèle hybride : importance de la convection à petite échelle	186
12.2 Une possible origine profonde de l'augmentation de l'ac-	
 tivité du point chaud d'Hawai'i	186
12.2.1 Apport de la sismique	186
12.2.2 Les indices de la géochimie	187
12.2.3 Déstabilisation de la couche D''	187
12.3 Conclusion	189

Nous allons dans ce chapitre revenir sur certains aspects qui n'ont pas été développés dans l'article présenté précédemment. Dans un premier temps, il paraît important de s'interroger sur l'origine du bombement hawaïien, qui reste encore à l'heure actuelle sujet à controverse. Nous verrons comment l'apport de notre étude permet d'orienter les hypothèses et de conclure sur l'importance des phénomènes convectifs. Dans un deuxième temps, nous reviendrons sur la question de l'origine même du panache mantellique qui crée le point chaud d'Hawai'i.

12.1 Le bombement hawaïien

Le fait que l'amplitude du bombement hawaïien décroisse lentement, dans la direction de la chaîne, indique la présence d'une force sous-jacente qui permet de le maintenir pendant plusieurs millions d'années. Deux hypothèses principales s'affrontent (Ribe, 2004) : l'idée d'un amincissement lithosphérique, purement thermique (Figure 12.1*a*), ou un support dynamique (Figure 12.1*b*). Nous allons discuter brièvement ces hypothèses, ainsi qu'un modèle hybride, faisant intervenir la convection à petite échelle (Figure 12.1*c*).

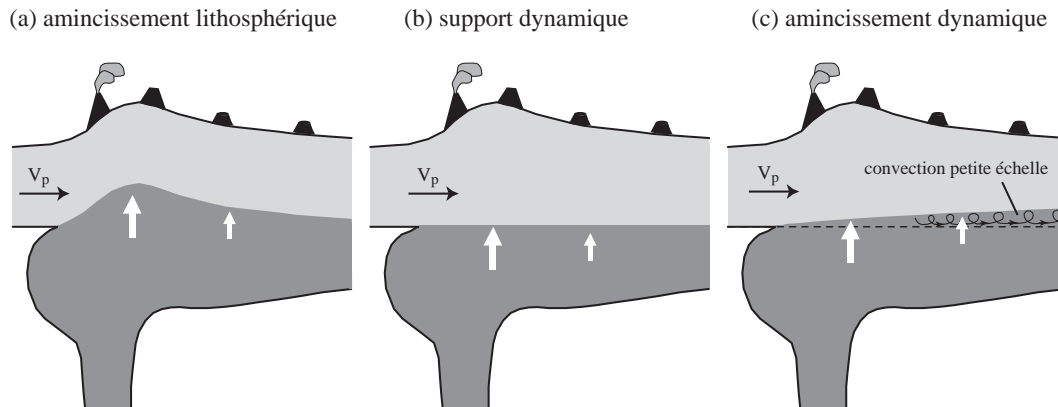


FIG. 12.1 – Origine du bombement hawaïien (d’après Ribe, 2004). (a) Rajeunissement thermique de la lithosphère : le bombement est compensé par du matériel plus chaud présent en base de lithosphère, qui est amincie. (b) Le bombement est supporté par la remontée dynamique de matériel chaud du panache, qui s’étale en base de lithosphère. (c) Modèle hybride, dans lequel la compensation est dynamique, mais où la convection à petite échelle qui se déclenche amincit la lithosphère.

12.1.1 Amincissement lithosphérique

La similitude entre la décroissance de l’amplitude du bombement hawaïien et la subsidence de la lithosphère océanique lorsqu’elle s’éloigne de la dorsale où elle a été formée a conduit Crough (1978) et McNutt (1984) à proposer un modèle dans lequel la lithosphère est ”rajeunie thermiquement” lorsqu’elle passe à l’aplomb d’un point chaud. Il en résulte un amincissement de la lithosphère, remplacée à sa base par du matériel plus chaud, qui va engendrer le bombement par simple poussée d’Archimède (Figure 12.1a).

Ce modèle a depuis été largement débattu (voir par exemple Moore et al., 1999). Les mesures sismiques de Laske et al. (1999), qui mettent en évidence de faibles vitesses dans la partie inférieure de la lithosphère, supportent l’idée d’une lithosphère thermiquement affectée par la présence du point chaud. Cette hypothèse est appuyée par les analyses de laves hawaïiennes par Putirka (1999), qui explique l’important rapport Na/Ti par une lithosphère amincie. En revanche, Priestley & Tilmann (1999) déduisent de leur modèle de vitesse une lithosphère d’épaisseur 88 ± 7 km, compatible avec celle d’une lithosphère océanique âgée de 80-90 Ma, indiquant selon eux l’absence d’un amincissement lithosphérique significatif. Ce résultat est en accord avec la structure du panache hawaïien proposée par le modèle numérique de Watson & McKenzie (1991), pour lequel l’épaisseur de la couche limite mécanique est de 72 km, et la plus faible profondeur de fusion est à 82 km.

De nombreux modèles thermiques supposent que le bombement est la conséquence du transfert de chaleur conductif dans la lithosphère en provenance du panache (Sandwell, 1982; Detrick et al., 1986; Liu & Chase, 1989). Or un simple calcul d’ordre de grandeur montre l’impossibilité dans ce cas d’avoir une formation du bombement

aussi rapide (< 5 Ma). Von Herzen et al. (1982) entreprirent des mesures de flux de chaleur sur le bombement hawaïien entre Hawai'i et Midway, afin de tester l'hypothèse de réchauffement de la lithosphère. Un modèle de réchauffement rapide (< 5 Ma) de la base de la lithosphère permettait d'expliquer ces mesures, ainsi que les anomalies du géoïde, qui impliquaient une région de faible densité dans la partie inférieure de la lithosphère. Cependant, les mesures de Von Herzen et al. (1989), selon un profil perpendiculaire à la trace du point chaud, n'ont permis de mettre en évidence qu'une très faible anomalie de flux de chaleur associée au bombement hawaïien ($\sim 5-10$ nW m⁻²). Les mesures ultérieures de Harris et al. (2000a), au nord d'Oahu et de Maro Reef n'ont pas permis non plus de mettre en évidence d'anomalie de flux de chaleur significative. Il est cependant possible que la présence de circulations hydrothermales masque le signal associé à la présence du point chaud (Harris et al., 2000b).

La difficulté de la mesure ne permet pas d'écarter catégoriquement la présence d'un réchauffement conductif de la lithosphère. Les modèles thermiques sont cependant en désaccord avec les expériences de laboratoire (Olson et al., 1988), rendant impossible toute comparaison de l'évolution de l'amplitude du bombement avec le modèle de subsidence thermique de Detrick & Crough (1978). Il faut donc invoquer la présence d'autres phénomènes expliquant la formation du bombement associé au point chaud (Ribe & Christensen, 1994; McNutt & Bonneville, 2000), sans écarter pour autant la possibilité de la présence possible d'un réchauffement conductif, qui peut se révéler importante dans la partie la plus ancienne du bombement (voir Bonneville et al., 1997).

12.1.2 Support dynamique

De nombreux modèles numériques (Robinson et al., 1987; Monnereau et al., 1993; Ribe & Christensen, 1994) suggèrent que les bombements sont supportés par des variations de pression dynamique, plutôt que par un amincissement lithosphérique. Le modèle de support dynamique (Figure 12.1b) propose que le bombement soit créé par l'écoulement ascendant du panache. Lorsqu'il atteint la base de la lithosphère, il s'étale latéralement (Olson, 1990), et génère une pression suffisante pour créer le bombement. Ce modèle permet de rendre compte de la formation rapide du bombement, ainsi que de l'absence d'anomalie de flux de chaleur. Cependant, il est incapable d'expliquer les anomalies du géoïde observées, qui suggèrent bien la présence une région de faible densité dans la partie inférieure de la lithosphère.

12.1.3 Modèle hybride : importance de la convection à petite échelle

Une étude sismique récente (Li et al., 2004) montre que la lithosphère a bien une épaisseur de 100-110 km sous Big Island (Hawai'i), comme on peut s'y attendre pour une plaque océanique normale de 90-100 Ma. En revanche, les auteurs mettent en évidence un amincissement progressif de long de la chaîne en allant vers le nord-ouest, jusqu'à une épaisseur de 50-60 km sous Kauai. La largeur de cette zone est d'environ 300 km. Afin d'expliquer ces observations, il est nécessaire de coupler les modèles thermique et dynamique (Ribe, 2004). C'est la présence de convection à petite échelle en base de lithosphère qui va être à la base de ce modèle hybride, qualifié d'*amincissement dynamique* (Figure 12.1c).

La présence de convection à petite échelle créée par un point chaud a été abordée dans la partie I (section 8.3). Son effet sur l'érosion mécanique de la lithosphère a été considérée par Yuen & Fleitout (1985), Sleep (1994) et Moore et al. (1998, 1999). Ces derniers montrent, à l'aide d'un modèle numérique 3D dépendant du temps, que des panaches mantelliques ayant une température en excès de 100 à 200°C par rapport au manteau environnant peuvent, grâce à la formation d'instabilités à petite échelle, éroder la lithosphère de manière significative. C'est le cas pour Hawai'i, dont la température en excès est estimée entre 200 et 300°C (Table 10.2). Ce processus est capable d'expliquer la formation rapide (~ 10 Ma) du bombement hawaïien (Heestand & Crough, 1981), et le taux d'amincissement, de l'ordre de 10 km Ma^{-1} , requis par les observations géophysiques (Detrick & Crough, 1978; Heestand & Crough, 1981) et géochimiques (Wendlandt & Morgan, 1982).

Ce modèle est celui qui, à l'heure actuelle, permet d'expliquer au mieux l'ensemble des données, et qui est cohérent avec les études à la fois numériques et expérimentales.

12.2 Une possible origine profonde de l'augmentation de l'activité du point chaud d'Hawai'i

12.2.1 Apport de la sismique

Les études sismiques ne donnent pas de résultat univoque concernant l'origine du panache hawaïien. En effet, la présence d'un panache devrait induire de faibles vitesses sismiques. Or Wolfe et al. (2002) ne détectent aucune anomalie de faible vitesse sous Big Island, où le panache devrait se situer, jusqu'à une profondeur de 150 km . Les auteurs détectent en revanche une anomalie de faible vitesse sous les îles de Maui et Molokai, 250 km plus au nord. L'analyse des ondes ScS (ondes de cisaillement réfléchies sur le noyau) suite au séisme de 1973 (magnitude 6.2) indique que leur vitesse est plus élevée que la moyenne pour le Pacifique (Katzman et al., 1998), contrairement à ce que l'on pourrait attendre pour une région où la température est élevée et où l'on a de la

fusion partielle (Julian & Foulger, 2003). La tomographie, dont la résolution peut aller jusqu'à quelques centaines de kilomètres (Ritsema et al., 1999), met en évidence une importante anomalie de faible vitesse, à 200 km au nord-ouest d'Hawai'i environ (Ji & Nataf, 1998), semblable à celle détectée par Wolfe et al. (2002). Elle permet de plus de montrer que cette anomalie s'étend jusqu'à la limite noyau-manteau, conduisant Ji & Nataf (1998) à l'interpréter comme un panache d'origine profonde. Le décalage entre la source du panache et son expression de surface pourrait alors être expliqué, selon les auteurs, par des modèles d'advection du panache par l'écoulement à grande échelle dans le manteau (*'mantle wind'*).

12.2.2 Les indices de la géochimie

Hofmann & White (1982) proposent un modèle géochimique pour le volcanisme de point chaud, en supposant que les panaches mantelliques sont en fait de la croûte océanique qui a été recyclée dans le manteau lors de la subduction. Les basaltes formés à la ride (MORB), après avoir plongé dans le manteau au niveau des zones de subduction, et avoir été déformés et mélangés par la convection à grande échelle, se retrouvent-ils dans les panaches mantelliques sous la forme d'OIB? De nombreuses études géochimiques ont tenté d'apporter des réponses dans le cas du point chaud d'Hawai'i (Halliday, 1999). Putirka (1999) se base sur la sensibilité du rapport Na/Ti à la pression durant la fusion partielle pour écarter l'idée de recyclage de la croûte océanique. Ces arguments s'opposent à ceux de Hauri (1996) : son analyse des éléments majeurs et des isotopes des volcans hawaiiens Loihi, Kilauea, Mauna Loa, Mauna Kea, Kohala, Kahoolawe, Haleakala et Koolau montre des corrélations inexplicables par la fusion partielle variable d'une source homogène, les rapports isotopiques n'étant pas affectés par le processus de fusion. Cela implique une origine mantellique pour ces variations et probablement la présence de croûte océanique recyclée, comme le suggère la signature isotopique en Os (Hauri, 1996). Ici encore, on ne peut pas trancher en ce qui concerne l'origine du panache hawaïen.

12.2.3 Déstabilisation de la couche D''

Si l'on suppose, malgré les incertitudes évoquées précédemment, que le point chaud d'Hawai'i est d'origine profonde (Ji & Nataf, 1998; Norman & Garcia, 1999; Clouard & Bonneville, 2001; Courtillot et al., 2003), on peut avancer une hypothèse pour expliquer l'augmentation frappante de son activité au cours des derniers 30 Ma, mise en évidence par notre étude (chapitre 11). Dans cette hypothèse, le panache hawaïen est ancré à la limite noyau manteau (CMB), au niveau de la couche D'' . Les expériences de Namiki & Kurita (1999) expliquent la formation d'un panache à la CMB par déformation de la couche limite inférieure, qui va générer des instabilités et contrôler leur emplacement et leur dynamique lorsque l'amplitude de sa topographie dépasse une valeur critique. L'observation par la sismique de variations latérales d'épaisseur de la couche D'' semble confirmer l'hypothèse d'existence de panaches profonds. Les expériences de Jellinek &

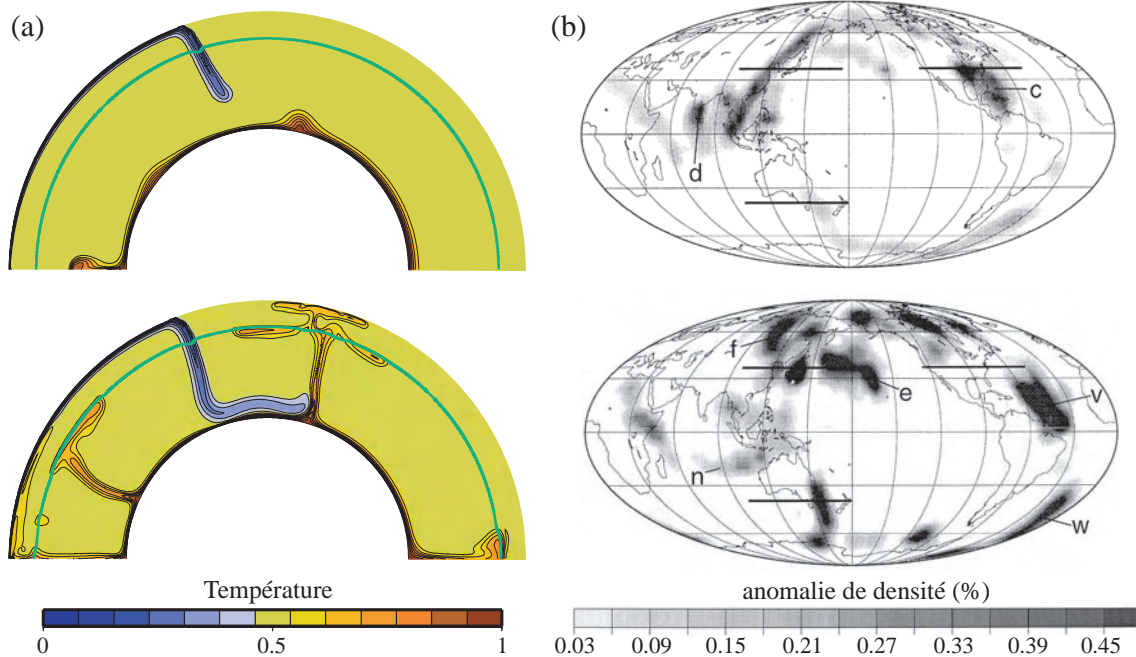


FIG. 12.2 – (a) Formation d'un panache à la CMB par l'arrivée d'une plaque plongeante (modèle numérique de Tan et al., 2002). *Haut* : la plaque plongeant dans le manteau inférieur génère un écoulement descendant qui amincie la couche limite thermique à la CMB sous-jacente, et l'épaissit dans la région voisine, qui peut alors devenir instable et générer un panache. *Bas* : Lorsque la plaque atteint la CMB, elle s'étale horizontalement et pousse le matériel chaud latéralement (y compris la base du panache). (b) Anomalies de densité dans le manteau prédites par le modèle de Steinberger (2000b) reconstruisant la position des plaques subductées. *Haut* : moyenne entre 1100 et 1700 km de profondeur. *Bas* : moyenne entre 2300 et 2900 km de profondeur.

Manga (2002) ont par la suite montré que la présence d'une couche dense en bas du manteau pouvait non seulement induire des variations latérales de température et de viscosité, mais aussi ancrer les panaches. L'entraînement d'un fluide de viscosité plus faible que le manteau environnant peut ainsi ancrer un panache pendant plusieurs centaines de millions d'années (Jellinek & Manga, 2002), tout comme la présence d'une stratification chimique (Davaille et al., 2002), si ces phénomènes sont couplés à une topographie interfaciale. Les récentes expériences de Pouilloux (2003) montrent que l'apparition d'une topographie, outre l'ancrage du panache, est aussi responsable d'une augmentation importante du flux de matière transporté par ce dernier.

Tan et al. (2002) ont expliqué la formation d'une topographie de la couche *D''* par l'arrivée d'une plaque plongeante dans le manteau inférieur (Figure 12.2a). Selon ces auteurs, ce phénomène pourrait être responsable de la naissance de panaches à la CMB. Dans le cas du panache hawaïen, nous préférons l'hypothèse alternative suivante : le panache, ancré à la CMB, "voit" depuis les derniers 30 Ma l'amplitude de la topographie de sa base augmenter. Nous proposons comme cause l'arrivée d'une plaque subductée, ce qui semble confirmé par les modèles de reconstruction de Steinberger (2000b), qui prédisent la présence d'une plaque dans le manteau inférieur, au niveau d'Hawai'i (Fi-

gure 12.2*b*). Cette explication reste bien sûr spéculative, les éléments à l'heure actuelle étant trop peu nombreux pour infirmer ou confirmer cette hypothèse. Ce pourrait cependant être une justification de l'impressionnante augmentation de l'activité du point chaud d'Hawai'i au cours des derniers 30 Ma.

12.3 Conclusion

La deuxième partie de ce travail a permis d'aborder le problème du filtrage et de l'analyse des signaux géophysiques. Les problèmes inhérents aux grilles de données, en particulier l'interpolation et l'utilisation de la bathymétrie prédite à partir de l'altimétrie satellite dans les zones où il n'y a pas de sondages bateau, sont les premiers auxquels il convient de prêter attention. Ils ne se sont pas présentés dans le cas de l'étude du point chaud d'Hawai'i, du fait de la bonne couverture des traces bateaux autour de la chaîne. Le problème du filtrage de ces données est ensuite déterminant, puisque c'est grâce à lui que l'on va séparer les signaux associés aux différents processus géophysiques, dans le but de les interpréter. Notre méthode de filtrage MiFil a permis une bonne séparation de la topographie régionale et résiduelle, conduisant à des calculs de volumes fiables.

Notre étude, en plus de la caractérisation de l'activité du point chaud d'Hawai'i au cours du temps, a permis de pointer les problèmes liés au calcul flexural. En effet, le calcul de la flexure par le modèle élastique 3D suppose que les charges soient compensées isostatiquement (Watts, 1978). Quelle que soit l'épaisseur élastique considérée, le volume de compensation de la charge volcanique doit donc rester le même, et seule sa répartition spatiale doit être modifiée. Ce n'est pas ce que l'on observe, le calcul flexural dans l'espace de Fourier étant lui-même un filtrage : plus l'épaisseur élastique T_e considérée est grande, plus on va filtrer les courtes longueurs d'onde, et donc éliminer artificiellement par le calcul une partie du volume de matériel volcanique de la racine flexurale. L'interprétation qui en résulte peut ainsi s'avérer fautive sans un minimum de précaution. Nous espérons que ce travail aidera à distinguer la démarche à suivre selon le but recherché : si l'on veut estimer la profondeur réelle du Moho, une approche flexurale est nécessaire, en tenant compte d'un éventuel sous-plaquage ; si l'on veut en revanche simplement estimer le volume de la racine crustale, un simple calcul de compensation d'Airy reste le mieux adapté : même si la répartition spatiale de la masse sous-jacente n'est pas correcte, le volume estimé est juste. Le problème de la présence ou non de sous-plaquage demeure cependant. Nous ne pouvons que regretter l'absence de données sismiques sur l'ensemble de la chaîne d'Hawai'i, qui seules permettraient une estimation directe du volume de matériel volcanique, en incluant de manière précise la racine flexurale et le sous-plaquage.

L'étude des points chauds permet donc non seulement de mieux comprendre et contraindre les mécanismes qui leur sont associés, mais également d'avoir une vision plus précise de la convection à l'échelle terrestre. Ce travail sur le point chaud d'Hawai'i a permis de réunir des informations objectives sur son origine et son activité. Malgré les

nombreux débats qui subsistent, concernant son origine en particulier, l'impressionnante augmentation de son activité au cours des derniers 30 Ma reste indéniable, et ne fait que confirmer l'importance d'Hawai'i par rapport à l'ensemble des points chauds du globe.

Conclusion générale

Conclusion et perspectives

Afin de mieux comprendre les différentes échelles de la convection terrestre, nous avons abordé au cours de cette thèse deux aspects différents :

Dans la première partie, nous nous sommes attachés à décrire la morphologie de l'écoulement en base de lithosphère océanique. Nous avons utilisé pour cela une approche expérimentale, en quantifiant les mouvements convectifs de fluides de rhéologies différentes dans une cuve chauffée par un côté, et refroidie par le dessus. Les différentes techniques d'observation (acquisition des températures, visualisation des isothermes et du champ de vitesse) nous ont permis de caractériser d'une part l'écoulement à grande échelle, et d'autre part les instabilités se formant sous la couche limite thermique supérieure froide. Nous avons montré que l'écoulement à grande échelle, qui prend la forme d'une cellule de convection occupant toute la cuve, peut se décomposer en un écoulement vertical montant le long du mur chaud, une intrusion chaude (*'jet'*) se développant sous la couche limite thermique supérieure, un écoulement retour, et un cœur stratifié au centre de la cellule convective. Tous ces régimes ont été caractérisés, et des lois d'échelle ont été déduites et interprétées pour chacun d'eux. Nous nous sommes ensuite focalisés sur les instabilités froides, à plus petite échelle, qui se développent sous la couche limite thermique supérieure. Nous avons vu comment ces instabilités s'organisaient en présence du cisaillement imposé par la grande échelle, et comment ce phénomène pouvait se ramener à une convection de Rayleigh-Bénard "locale" en présence d'un cisaillement, entre la condition chaude imposée par le jet et la condition froide imposée par la limite supérieure. Les paramètres clés régissant la morphologie de cette convection à petite échelle sont d'une part le nombre de Rayleigh associé au système, et d'autre part le rapport entre la vitesse verticale des instabilités froides se détachant de la couche limite thermique et la vitesse horizontale du cisaillement. Cette convection à petite échelle peut s'organiser sous la forme de rouleaux stationnaires, à faible nombre de Rayleigh ou faible rapport de vitesse, ou sous la forme de panaches dépendant du temps, emportés par l'écoulement à grande échelle, à haut nombre de Rayleigh ou pour un rapport de vitesse élevé. Nous avons ensuite ramené ce système à l'échelle terrestre, en regardant quelles conclusions pouvaient être tirées de cette étude, concernant l'écoulement en base de lithosphère. Si l'existence d'instabilités convectives sublithosphériques semble plus que probable, les conditions régissant leur démarrage et leur morphologie sont très mal contraintes. L'étude expérimentale présentée ici a cependant permis de déduire les lois physiques régissant ce phénomène. Sa prise en compte lors d'une étude locale du volcanisme intraplaque, par exemple, nous semble

fondamentale pour comprendre les valeurs de la bathymétrie ou du géoïde.

Dans la deuxième partie, nous avons étudié un exemple de manifestation de la dynamique du manteau à une échelle intermédiaire : le point chaud d'Hawai'i, résultant de l'interaction entre la remontée d'un panache mantellique chaud, supposé fixe, et la lithosphère sus-jacente en mouvement. Après avoir montré la difficulté du traitement et de l'analyse des signaux géophysiques, nous avons été conduits à élaborer une nouvelle méthode de filtrage, MiFil, permettant une séparation correcte des signatures topographiques des édifices volcaniques et du bombement associées à un point chaud. L'application au point chaud d'Hawai'i permet de quantifier l'activité de ce dernier au cours du temps. Nous montrons ainsi que la corrélation entre le flux de volume associé au matériel volcanique et le flux de flottabilité, caractérisant le panache, permet de conclure à une augmentation importante de l'activité du point chaud hawaïien au cours des derniers 30 Ma. Nous montrons également l'impossibilité de déterminer de manière quantitative le flux réel associé au panache seul, et comment le flux de volume associé aux remontées magmatiques peut être considéré comme le meilleur indicateur de l'activité temporelle du point chaud. Le dernier chapitre revient sur l'origine des différents phénomènes responsables des manifestations en surface du point chaud d'Hawai'i.

Les perspectives de ce travail sont nombreuses. Il serait intéressant d'appliquer notre méthode à l'ensemble des points chauds du globe, de façon à recalculer précisément les caractéristiques qui leur sont associées (flux de magma, flux de flottabilité), et leur évolution temporelle si la longueur de la trace le permet. Ce travail est actuellement en cours. Une application plus globale de la méthode de filtrage MiFil est également envisagée. Il serait ainsi intéressant de caractériser la subsidence par couloirs, dans le Pacifique en particulier. La quantification de la subsidence thermique région par région, en ayant éliminé de manière efficace les anomalies liées aux édifices volcaniques, aux points chauds ou au Superswell, permettrait d'avoir une référence robuste pour la profondeur du plancher océanique. Cette référence est nécessaire si l'on veut espérer quantifier en particulier les flux de matière associés aux points chauds. Enfin, il serait intéressant du point de vue expérimental d'introduire l'analogue d'un point chaud dans le système. Cela permettrait de quantifier l'effet du filtre composé de la lithosphère et de l'écoulement sous-jacent sur la remontée d'un panache mantellique. Il est en effet probable que la convection à petite échelle en base de lithosphère océanique joue un rôle non négligeable dans l'expression de surface des points chauds.

Bibliographie

- Adam, C. (2003). *Signature topographique et gravimétrique des panaches du manteau dans le Pacifique*. Thèse de doctorat (non publiée), Institut de Physique du Globe de Paris / Université de Polynésie Française. (221 p.)
- Adam, C., & Bonneville, A. (2004). New extent for the South Pacific Superswell. *Submitted to J. Geophys. Res.*
- Albers, M., & Christensen, U. (1996). The excess temperature of plumes rising from the core-mantle boundary. *Geophys. Res. Lett.*, *23*(24), 3567–3570.
- Anderson, D. (1975). Chemical plumes in the mantle. *Tectonophysics*, *86*, 1593–1600.
- Anderson, D. (2000). The thermal state of the upper mantle : no role for mantle plumes. *Geophys. Res. Lett.*, *27*, 1593-1600.
- Anderson, D., Tanimoto, T., & Zhang, Y. (1992). Plate tectonics and hotspots : The third dimension. *Science*, *256*, 1645–1651.
- Anderson, R., McKenzie, D., & Sclater, J. (1973). Gravity, bathymetry, and convection in the earth. *Earth Planet. Sci. Lett.*, *18*, 391–407.
- Bargar, K., & Jackson, E. (1974). Calculated volumes of individual shield volcanoes along the Hawaiian-Emperor chain. *J. Res. U.S. Geol. Survey*, *2*, 545–550.
- Bejan, A. (1984). *Convection heat transfer*. Wiley.
- Bejan, A., Al-Homoud, A., & Imberger, J. (1981). Experimental study of high-Rayleigh-number convection in a horizontal cavity with different end temperatures. *J. Fluid Mech.*, *109*, 283–299.
- Belmonte, A., & Libchaber, A. (1996). Thermal signature of plumes in turbulent convection : The skewness of the derivative. *Phys. Rev. E*, *53*, 4893–4898.
- Bénard, H. (1901). Les tourbillons cellulaires dans une nappe liquide transportant de la chaleur par convection en régime permanent. *Ann. Chim. Phys.*, *23*(7), 62–144.
- Bendat, J., & Piersol, A. (1986). *Random data : analysis and procedure analysis*. New York : John Wiley and Sons.
- Bercovici, D., & Kelly, A. (1997). The non-linear initiation of diapirs and plume heads. *Phys. Earth Planet. Inter.*, *101*, 119–130.
- Bercovici, D., & Mahoney, J. (1994). Double flood basalts and plume head separation at the 660-kilometer discontinuity. *Science*, *266*, 1367–1369.
- Bercovici, D., Schubert, G., & Glatzmaier, G. (1989). Three-dimensional, large-scale convection in the Earth's mantle. *Science*, *244*, 950–955.

- Betz, F., & Hess, H. (1942). The floor of the North Pacific Ocean. *Geogr. Rev.*, *32*, 99-116.
- Bird, P. (1998). Testing hypotheses on plate-driving mechanisms with global lithosphere models including topography, thermal structure, and faults. *J. Geophys. Res.*, *103*, 10115-10129.
- Bodine, J., Steckler, M., & Watts, A. (1981). Observations of flexure and the rheology of the oceanic lithosphere. *J. Geophys. Res.*, *86*(B5), 3695-3707.
- Bonatti, E., Ligi, M., Brunelli, D., Cipriani, A., Fabretti, P., Ferrante, V., Gasperini, L., & Ottolini, L. (2003). Mantle thermal pulses below the Mid-Atlantic Ridge and temporal variations in the formation of oceanic lithosphere. *Nature*, *423*, 499-505.
- Bonhommet, N., Beeson, M., & Dalrymple, G. (1977). A contribution to the geochronology and petrology of the island of Lanai, Hawaii. *Geol. Soc. Am. Bull.*, *88*(9), 1282-1286.
- Bonneville, A., Von Herzen, R., & Lucazeau, F. (1997). Heat flow over Reunion hot spot track : additional evidence for thermal rejuvenation of oceanic lithosphere. *J. Geophys. Res.*, *102*(B10), 22731-22747.
- Booker, J. (1976). Thermal convection with strongly temperature-dependent viscosity. *J. Fluid Mech.*, *76*, 741-754.
- Boussinesq, J. (1903). *Théorie analytique de la chaleur, Vol. 2*. Gauthier-Villars, Paris.
- Brousse, R., Barszczus, G., Bellon, H., Cantagrel, J.-M., Diraison, C., Guillou, H., & Leotot, C. (1990). Les Marquises (Polynésie Française) : volcanologie, géochronologie, discussion d'un modèle de point chaud. *Bull. Soc. Géol. France*, *6*, 933-949.
- Buck, W. (1987). Analysis of the cooling of a variable-viscosity fluid with applications to the Earth. *Geophys. J. R. Astr. Soc.*, *89*, 549-577.
- Buck, W., & Parmentier, E. (1986). Convection beneath young oceanic lithosphere : implications for thermal structure and gravity. *J. Geophys. Res.*, *91*(B2), 1961-1974.
- Busse, F. (1967a). On the stability of two-dimensional convection in a layer heated from below. *J. Math. Phys.*, *46*, 140-150.
- Busse, F. (1967b). The stability of finite amplitude cellular convection and its relation to an extremum principle. *J. Fluid Mech.*, *30*, 625-649.
- Busse, F. (1989). Fundamentals of thermal convection. In W. Peltier (Ed.), *Mantle convection, plate tectonics and global dynamics* (pp. 23-95). Gordon and Breach, New York. (881 p.)
- Busse, F., & Bolton, E. (1984). Instabilities of convection rolls with stress-free boundaries near threshold. *J. Fluid Mech.*, *146*, 115-125.
- Busse, F., & Clever, R. (2000). Bursts in inclined layer convection. *Phys. Fluids*, *12*(8), 2137-2140.
- Busse, F., & Whitehead, J. (1971). Instabilities of convection rolls in a high-Prandtl number fluid. *J. Fluid Mech.*, *47*, 305-320.
- Busse, F., & Whitehead, J. (1974). Oscillatory and collective instabilities in large Prandtl number convection. *J. Fluid Mech.*, *66*, 67-79.

- Byerlee, J. (1968). Observations of flexure and rheology of the oceanic lithosphere. *J. Geophys. Res.*, *73*, 4741–4750.
- Byerlee, J. (1978). Friction of rocks. *Pure Appl. Geophys.*, *116*, 615–626.
- Čadek, O., & Fleitout, L. (1999). A global geoid model with imposed plate velocities and partial layering. *J. Geophys. Res.*, *104*(B12), 29055–29075.
- Caress, D., & Chayes, D. (1995). New software for processing data from side-scan-capable multibeam sonars. In *Oceans'95 : Challenges of our changing global environment* (Vol. 2, pp. 997–1000). Washington DC, NY, USA : MTS-IEEE.
- Carey, V., & Mollendorf, J. (1980). Variable viscosity effects in several natural convection flows. *Int. J. Heat Mass Transfer*, *23*, 95–109.
- Castaing, B., Gunaratne, G., Heslot, F., Kadanoff, L., Libchaber, A., Thomae, S., Wu, X.-Z., Zaleski, S., & Zanetti, G. (1989). Scaling of hard-thermal turbulence in Rayleigh-Bénard convection. *J. Fluid Mech.*, *204*, 1–30.
- Cazenave, A., & Dominh, K. (1987). Global relationship between oceanic geoid and seafloor depth : new results. *Geophys. Res. Lett.*, *14*, 1–4.
- Cazenave, A., Dominh, K., Allègre, C., & Marsh, J. (1986). Global relationship between oceanic geoid and topography. *J. Geophys. Res.*, *91*(B11), 11439–11450.
- Cazenave, A., Houry, S., Lago, B., & Dominh, K. (1992). Geosat-derived geoid anomalies at medium wavelength. *J. Geophys. Res.*, *97*, 7081–7096.
- Cazenave, A., Lago, B., Dominh, K., & Lambeck, K. (1980). On the response of the oceanic lithosphere to seamount loads from Geos3 satellite radar altimeter observations. *Geophys. J. R. Astr. Soc.*, *63*, 233–252.
- Chandrasekhar, S. (1961). *Hydrodynamic and hydromagnetic stability*. Dover, New York. (652 p.)
- Chandrasekhar, S. (1977). *Liquid crystals*. Cambridge Univ. Press. (342 p.)
- Chen, C.-Y., & Frey, F. (1983). Origin of Hawaiian tholeiite and alkalic basalt. *Nature*, *302*, 785–789.
- Christensen, U. (1984). Heat transport by variable viscosity convection and implications for the Earth's thermal evolution. *Phys. Earth Planet. Inter.*, *35*, 264–282.
- Christensen, U. (1998). Fixed hotspots gone with the wind. *Nature*, *391*, 739–740.
- Ciliberto, S., Cioni, S., & Laroche, C. (1996). Large-scale properties of turbulent thermal convection. *Phys. Rev. E*, *54*, R5901–R5904.
- Ciofalo, M., Signorino, M., & Simiano, M. (2003). Tomographic particle-image velocimetry and thermography in Rayleigh-Bénard convection using suspended thermochromic liquid crystals and digital image processing. *Exp. Fluids*, *34*, 156–172.
- Clague, D., & Dalrymple, G. (1973). Age of Koko Seamount, Emperor Seamount Chain. *Earth Planet. Sci. Lett.*, *17*(2), 411–415.
- Clague, D., & Dalrymple, G. (1987). The Hawaiian-Emperor volcanic chain. Part1 : Geologic evolution. *USGS Prof. Paper*, *1350*, 5–54.
- Clever, R., & Busse, F. (1977). Instabilities of longitudinal convection rolls in an inclined layer. *J. Fluid Mech.*, *81*, 107–127.

- Clever, R., & Busse, F. (1991). Instabilities of longitudinal rolls in the presence of Poiseuille flow. *J. Fluid Mech.*, 229, 517–529.
- Clever, R., & Busse, F. (1992). Three-dimensional convection in a horizontal fluid layer subjected to a constant shear. *J. Fluid Mech.*, 234, 511–527.
- Clouard, V., & Bonneville, A. (2001). How many Pacific hotspots are fed by deep-mantle plumes? *Geology*, 29(8), 695–698.
- Cochran, J., & Talwani, M. (1977). Free-air gravity anomalies in the world's oceans and their relationship to residual elevation. *Geophys. J. R. Astr. Soc.*, 50, 495–552.
- Cochran, J., & Talwani, M. (1978). Gravity anomalies, regional elevation and the deep structure of the North Atlantic. *J. Geophys. Res.*, 83, 4907–4924.
- Colin, P., & Fleitout, L. (1990). Topography of the ocean floor : thermal evolution of the lithosphere and interaction of deep mantle heterogeneities with the lithosphere. *Geophys. Res. Lett.*, 17(11), 1961–1964.
- Cormack, D., Leal, L., & Imberger, J. (1974). Natural convection in a shallow cavity with differentially heated end walls. Part 1. Asymptotic theory. *J. Fluid Mech.*, 65, 209–229.
- Cormack, D., Leal, L., & Seinfeld, J. (1974). Natural convection in a shallow cavity with differentially heated end walls. Part 2. Numerical solutions. *J. Fluid Mech.*, 65, 231–246.
- Coulliette, D., & Loper, D. (1995). Experimental, numerical and analytical models of mantle starting plumes. *Phys. Earth Planet. Inter.*, 84, 3–13.
- Courtillot, V., Davaille, A., Besse, J., & Stock, J. (2003). Three distinct types of hotspots in the Earth's mantle. *Earth Planet. Sci. Lett.*, 205, 295–308.
- Courtney, R., & Beaumont, C. (1983). Thermally-activated creep and flexure of the oceanic lithosphere. *Nature*, 305, 201–204.
- Courtney, R., & White, R. (1986). Anomalous heatflow and geoid across the Cape Verde Rise : evidence of dynamic support from a thermal plume in the mantle. *Geophys. J. R. Astr. Soc.*, 87, 815–868.
- Cox, R. (1999). Hawaiian volcanic propagation and Hawaiian swell asymmetry : evidence of northwestward flow of the deep upper mantle. *Tectonophysics*, 310, 69–79.
- Crambes, C. (2000). *Deux approches du processus de fusion A- Etude expérimentale de la fusion d'un bloc de solide sous une géométrie verticale B- Etude du volcanisme tibétain*. Thèse de doctorat (non publiée), Institut de Physique du Globe, Paris. (260 p.)
- Crambes, C., Davaille, A., Lee, A., & Lee, J. (2004). Small-scale convection confined under the lithosphere. *Submitted to Geophys. Res. Lett.*
- Crough, S. (1975). Thermal model of oceanic lithosphere. *Nature*, 256, 388–390.
- Crough, S. (1978). Thermal origin of mid-plate hot-spot swells. *Geophys. J. R. Astr. Soc.*, 55, 451–469.
- Crough, S. (1979). Hotspot epeirogeny. *Tectonics*, 61, 321–333.
- Crough, S. (1983). Hotspot swells. *Ann. Rev. Earth Planet. Sci.*, 11, 165–193.

- Crough, S., & Jurdy, D. (1980). Subducted lithosphere, hotspots, and the geoid. *Earth Planet. Sci. Lett.*, *48*, 15–22.
- Cserepes, L., & Christensen, U. (1990). Three-dimensional convection under drifting plates. *Geophys. Res. Lett.*, *17*, 1497–1500.
- Curlet, N. (1976). *Experimental and numerical modeling of three-dimensional natural convection in an enclosure*. Thèse de doctorat (non publiée), Massachusetts Institute of Technology, Cambridge.
- Dabiri, D., & Gharib, M. (1991). Digital particle image thermometry : the method and implementation. *Exp. Fluids*, *11*, 77–86.
- Dabiri, D., & Gharib, M. (1996). The effects of forced boundary conditions on flow within a cubic cavity using digital particle image thermometry and velocimetry (DPITV). *Exp. Thermal Fluid Sci.*, *13*, 349–363.
- Dalrymple, G., & Clague, D. (1976). Age of the Hawaiian-Emperor bend. *Earth Planet. Sci. Lett.*, *31*, 313–329.
- Dalrymple, G., Clague, D., & Lanphere, M. (1977). Revised age for Midway Volcano, Hawaiian volcanic chain. *Earth Planet. Sci. Lett.*, *37*(1), 107–116.
- Dalrymple, G., Lanphere, M., & Clague, D. (1980). Conventional and $^{40}\text{Ar}/^{39}\text{Ar}$ K-Ar ages of volcanic rocks from Ojin (Site 430), Nintoku (Site 432) and Suiko (Site 433) seamounts and the chronology of volcanic propagation along the Hawaiian-Emperor chain. *Initial Reports of the Deep Sea Drilling Project*, *55*, 659–676.
- Dalrymple, G., Lanphere, M., & Jackson, E. (1974). Contributions to the petrography and geochronology of volcanic rocks from the Leeward Hawaiian Islands. *Geol. Soc. Am. Bull.*, *85*(5), 727–738.
- Davaile, A. (1991). *La convection thermique dans un fluide à viscosité variable - Applications à la Terre*. Thèse de doctorat (non publiée), Université Paris VI, Pierre et Marie Curie, Paris. (257 p.)
- Davaile, A. (1999a). Simultaneous generation of hotspots and superswells by convection in a heterogeneous planetary mantle. *Nature*, *402*, 756–760.
- Davaile, A. (1999b). Two-layer thermal convection in miscible fluids. *J. Fluid Mech.*, *379*, 223–253.
- Davaile, A., Girard, F., & Le Bars, M. (2002). How to anchor hotspots in a convecting mantle? *Earth Planet. Sci. Lett.*, *203*, 621–634.
- Davaile, A., & Jaupart, C. (1993). Transient high-Rayleigh-number thermal convection with large viscosity variations. *J. Fluid Mech.*, *253*, 141–166.
- Davaile, A., & Jaupart, C. (1994). Onset of thermal convection in fluids with temperature-dependent viscosity : Application to the oceanic mantle. *J. Geophys. Res.*, *99*(B10), 19853–19866.
- Davaile, A., LeBars, M., Vidal, V., & Carbonne, C. (2004). Visualization of thermal convection temperature field by thermo-sensitive liquid crystals. *In preparation for Exp. Fluids*.
- Davies, G. (1988a). Ocean bathymetry and mantle convection, 1, Large-scale flow and hotspots. *J. Geophys. Res.*, *93*(B9), 10467–10480.

- Davies, G. (1988b). Ocean bathymetry and mantle convection, 2, Small-scale flow. *J. Geophys. Res.*, *93*(B9), 10481–10488.
- Davies, G. (1990). Mantle plumes, mantle stirring and hotspot chemistry. *Earth Planet. Sci. Lett.*, *99*, 94–109.
- Davies, G. (1992). Temporal variation of the Hawaiian plume flux. *Earth Planet. Sci. Lett.*, *113*, 277–286.
- Davis, E., & Lister, C. (1974). Fundamentals of ridge-crest topography. *Earth Planet. Sci. Lett.*, *21*, 405–413.
- de Gennes, P., & Prost, J. (1993). *The Physics of Liquid crystals*. Clarendon Press, Oxford. (2nd edition, 597 p.)
- Deardorff, J. (1965). Gravitational instability between horizontal plates with shear. *Phys. Fluids*, *8*, 1027–1030.
- DeLaughter, J., Stein, S., & Stein, C. (1999). Extraction of a lithospheric cooling signal from oceanwide geoid data. *Earth Planet. Sci. Lett.*, *174*, 173–181.
- DePaolo, D., Bryce, J., Dodson, A., Shuster, D., & Kennedy, B. (2001). Isotopic evolution of Mauna Loa and the chemical structure of the Hawaiian plume. *Geochim. Geophys. Geosyst.*, *2*.
- Desonie, D., Duncan, R., & Natland, J. (1993). Temporal and geochemical variability of volcanic products of the Marquesas hotspot. *J. Geophys. Res.*, *98*, 17649–17665.
- Detrick, R., & Crough, S. (1978). Island subsidence, hot spots, and lithospheric thinning. *J. Geophys. Res.*, *83*(B3), 1236–1244.
- Detrick, R., Von Herzen, R., Crough, S., Epp, B., & Fehn, U. (1981). Heat flow on the Hawaiian swell and lithospheric reheating. *Nature*, *292*, 142–143.
- Detrick, R., Von Herzen, R., Parsons, B., Sandwell, D., & Dougherty, M. (1986). Heat flow observations on the Bermuda rise and thermal models of midplate swells. *J. Geophys. Res.*, *91*(B3), 3701–3723.
- Didden, N., & Maxworthy, T. (1982). The viscous spreading of plane and axisymmetric gravity currents. *J. Fluid Mech.*, *121*, 27–42.
- Dietz, R. (1961). Continent and ocean basin evolution by spreading of the sea floor. *Nature*, *190*, 854–857.
- Diraison, C. (1991). *Le volcanisme aérien des archipels polynésiens de la Société, des Marquises et des Australes-Cook*. Thèse de doctorat (non publiée), Université de Bretagne Occidentale. (413 p.)
- Doell, R., & Dalrymple, G. (1973). Potassium-argon ages and paleomagnetism of the Waianae and Koolau volcanic series, Oahu, Hawaii. *Geol. Soc. Am. Bull.*, *84*(4), 1217–1242.
- Doin, M. (1995). *Structure des lithosphères océaniques et continentales et anomalies du champ de gravité de la Terre*. Thèse de doctorat (non publiée), Université Paris VI, Pierre et Marie Curie, Paris. (295 p.)
- Doin, M., & Fleitout, L. (1996). Thermal evolution of the oceanic lithosphere : an alternative view. *Earth Planet. Sci. Lett.*, *142*, 121–136.

- Doin, M., Fleitout, L., & Christensen, U. (1997). Mantle convection and stability of depleted and undepleted continental lithosphere. *J. Geophys. Res.*, *102*(B2), 2771–2787.
- Domaradzki, J., & Metcalfe, R. (1988). Direct numerical simulations of the effects of shear on turbulent Rayleigh-Bénard convection. *J. Fluid Mech.*, *193*, 499–531.
- Dubuffet, F., Rabinowicz, M., & Monnereau, M. (2000). Multiple scales in mantle convection. *Earth Planet. Sci. Lett.*, *178*, 351–366.
- Dumoulin, C., Doin, M.-P., & Fleitout, L. (2001). Numerical simulations of the cooling of an oceanic lithosphere above a convective mantle. *Phys. Earth Planet. Inter.*, *125*, 45–64.
- Duncan, R., & Clague, D. (1984). The earliest volcanism on the Hawaiian Ridge. *EOS Trans., AGU*, *65*(45), 1076.
- Duncan, R., & McDougall, I. (1974). Migration of volcanism with time in the Marquesas Islands, French Polynesia. *Earth Planet. Sci. Lett.*, *21*(4), 414–420.
- Duncan, R., & McDougall, I. (1976). Linear volcanism in French Polynesia. *J. Volcanol. Geotherm. Res.*, *1*(3), 197–227.
- Duncan, R., & Richards, M. (1991). Hotspots, mantle plumes, flood basalts, and true polar wandering. *Rev. Geophys.*, *29*, 31–50.
- Dziewonski, A., & Anderson, D. (1981). Preliminary Reference Earth Model (PREM). *Phys. Earth Planet. Inter.*, *25*, 297–356.
- Eggins, S. (1992). Petrogenesis of Hawaiian tholeiites. 2. Aspects of dynamic melt segregation. *Contrib. Mineral. Petrol.*, *110*, 398–410.
- Ekström, G., & Dziewonski, A. (1998). The unique anisotropy of the Pacific upper mantle. *Nature*, *394*, 168–172.
- Elbashbeshy, E., & Ibrahim, F. (1993). Steady free convection flow with variable viscosity and thermal diffusivity along a vertical plate. *J. Phys. D : Appl. Phys.*, *26*, 2137–2143.
- Fischer, K., McNutt, M., & Shure, L. (1986). Thermal and mechanical constraints on the lithosphere beneath the Marquesas swell. *Nature*, *332*, 733–736.
- Fleitout, L. (1985). Small scale mantle convection. *Nature*, *317*, 478–479.
- Fleitout, L., & Moriceau, C. (1991). Topography and geoid anomalies due to density heterogeneities at the base of the thermal lithosphere : application to oceanic swells and small-wavelength geoid lineations. *Geophys. J. Int.*, *107*, 265–277.
- Fleitout, L., & Yuen, D. (1984a). Secondary convection and the growth of the oceanic lithosphere. *Phys. Earth Planet. Inter.*, *36*, 181–212.
- Fleitout, L., & Yuen, D. (1984b). Steady state, secondary convection beneath lithospheric plates with temperature- and pressure-dependent viscosity. *J. Geophys. Res.*, *89*, 9227–9244.
- Forsyth, D., & Uyeda, S. (1975). On the relative importance of the driving forces of plate motion. *Geophys. J. R. Astr. Soc.*, *43*, 163–200.
- Forte, A., & Mitrovica, J. (1996). New inferences of mantle viscosity from joint inversion of long-wavelength mantle convection and post-glacial rebound data. *Geophys. Res. Lett.*, *23*, 1147–1150.

- Frey, F., Garcia, M., & Roden, M. (1994). Geochemical characteristics of Koolau Volcano : Implications of intershield geochemical differences among Hawaiian volcanoes. *Geochim. Cosmochim. Acta*, 58(5), 1441–1462.
- Frey, F., & Rhodes, J. (1993). Intershield geochemical differences among Hawaiian volcanoes : Implications for source compositions, melting process, and magma ascent paths. *Phil. Trans. Roy. Soc. London A*, 342, 121–136.
- Froideveaux, C., & Schubert, G. (1975). Plate motion and structure of the continental asthenosphere : a realistic model of the upper mantle. *J. Geophys. Res.*, 80(17), 2553–2564.
- Fujii, T., Takeuchi, M., Fujii, M., Suzaki, K., & Uehara, H. (1970). Experiments on natural-convection heat transfer from the outer surface of a vertical cylinder to liquids. *Int. J. Heat Mass Transfer*, 13, 753–787.
- Fujisawa, N., & Adrian, R. (1999). Three-dimensional temperature measurement in turbulent thermal convection by extended range scanning liquid crystal thermometry. *J. Visualization*, 1, 355–364.
- Fujisawa, N., & Funatani, S. (2000). Simultaneous measurement of temperature and velocity in a turbulent thermal convection by the extended range liquid crystal visualization technique. *Exp. Fluids*, 29, 158–165.
- Fujisawa, N., & Hashizume, Y. (2001). An uncertainty analysis of temperature and velocity measured by a liquid crystal visualization technique. *Meas. Sci. Technol.*, 12, 1235–1242.
- Garcia, M., Moser, A., Gurriet, P., & Frey, F. (1986). Geochemistry of submarine glasses from the island of Hawaii ; inferences for source heterogeneity. *EOS Trans., AGU*, 67(44), 1272.
- Gill, A. (1966). The boundary-layer regime for convection in a rectangular cavity. *J. Fluid Mech.*, 26, 515–536.
- Gill, A., & Davey, A. (1969). Instabilities of a buoyancy-driven system. *J. Fluid Mech.*, 35, 775–798.
- Glatzmaier, G., Coe, R., Hongre, L., & Roberts, P. (1999). The role of the Earth's mantle in controlling the frequency of geomagnetic reversals. *Nature*, 401, 885–890.
- Gluckman, B., Willaime, H., & Gollub, J. (1993). Geometry of isothermal and isoconcentration surfaces in thermal turbulence. *Phys. Fluids A*, 5, 647–651.
- Goetze, C. (1978). The mechanisms of creep in olivine. *Phil. Trans. Roy. Soc. London A*, 288, 99–119.
- Goetze, C., & Evans, B. (1979). Stress and temperature in the bending lithosphere as constrained by experimental rock mechanics. *Geophys. J. R. Astr. Soc.*, 59, 463–478.
- Gorkov, L. (1957). Stationary convection in a plane liquid layer near the critical heat transfer point. *Sov. Phys. J.E.T.P.*, 6, 311–315.
- Griffiths, R. (1986a). Dynamics of mantle thermals with constant buoyancy or anomalous internal heating. *Earth Planet. Sci. Lett.*, 78, 435–446.

- Griffiths, R. (1986b). The differing effects of compositional and thermal buoyancies on the evolution of mantle diapirs. *Phys. Earth Planet. Inter.*, *43*, 261–273.
- Griffiths, R. (1986c). Thermals in extremely viscous fluids, including the effects of temperature-dependent viscosity. *J. Fluid Mech.*, *166*, 115–138.
- Griffiths, R., & Campbell, I. (1990). Stirring and structure in mantle starting plumes. *Earth Planet. Sci. Lett.*, *99*, 66–78.
- Griffiths, R., & Campbell, I. (1991a). Interaction of mantle plume heads with the Earth's surface and onset of small-scale convection. *J. Geophys. Res.*, *96*(B11), 18295–18310.
- Griffiths, R., & Campbell, I. (1991b). On the dynamics of long-lived plume conduits in the convecting mantle. *Earth Planet. Sci. Lett.*, *103*, 214–227.
- Griffiths, R., & Richards, M. (1989). The adjustment of mantle plumes to changes in plate motion. *Geophys. Res. Lett.*, *16*(5), 437–440.
- Guillou, H., & Jaupart, C. (1995). On the effect of continents on mantle convection. *J. Geophys. Res.*, *100*, 24217–24238.
- Gunn, R. (1943). A quantitative evaluation of the influence of the lithosphere on the anomalies of gravity. *Franklin Inst. J.*, *236*, 47–65.
- Gutenberg, B. (1913). Über die konstitution des Erdinnern, erschlossen aus Erdbebenbeobachtungen. *Phys. Z.*, *14*, 1217–1218.
- Hager, B., Clayton, R., Richards, M., Corner, R., & Dziewonski, A. (1985). Lower mantle heterogeneity, dynamic topography, and the geoid. *Nature*, *313*, 541–545.
- Halliday, A. (1999). Unmixing Hawaiian cocktails. *Nature*, *399*, 733–734.
- Harris, R., Von Herzen, R., McNutt, M., Garven, G., & Jordahl, K. (2000a). Submarine hydrogeology of the Hawaiian archipelagic apron 1. Heat flow patterns north of Oahu and Maro reef. *J. Geophys. Res.*, *105*(B9), 21353–21369.
- Harris, R., Garven, G., Georgen, J., McNutt, M., Christiansen, L., & Von Herzen, R. (2000b). Submarine hydrogeology of the Hawaiian archipelagic apron 2. Numerical simulations of coupled heat transport and fluid flow. *J. Geophys. Res.*, *105*(B9), 21371–21385.
- Hart, J. (1971). Stability of the flow in a differentially heated inclined box. *J. Fluid Mech.*, *47*, 547–576.
- Hathaway, D., & Sommerville, R. (1986). Nonlinear interactions between convection, rotation and flows with vertical shear. *J. Fluid Mech.*, *164*, 91–105.
- Hauri, E. (1996). Major-element variability in the Hawaiian mantle plume. *Nature*, *382*, 415–419.
- Haxby, W., & Turcotte, D. (1978). On isostatic geoid anomalies. *J. Geophys. Res.*, *83*(B11), 5473–5478.
- Haxby, W., & Weissel, J. (1986). Evidence for small-scale mantle convection from SEASAT altimeter data. *J. Geophys. Res.*, *91*(B3), 3507–3520.
- Hayes, D. (1988). Age-depth relationships and depth anomalies in the Southeast Indian ocean and South Atlantic ocean. *J. Geophys. Res.*, *93*(B4), 2937–2954.

- Heestand, R., & Crough, S. (1981). The effect of hot spots on the oceanic age-depth relation. *J. Geophys. Res.*, *86*, 6107–6114.
- Heslot, F., Castaing, B., & Libchaber, A. (1987). Transition to turbulence in helium gas. *Phys. Rev. A*, *36*, 5870–5873.
- Hey, T., Kleinrock, M., Miller, S., Atwater, T., & Searle, R. (1986). Sea Beam/Deep-Tow investigation of an active oceanic propagating rift system, Galapagos 95.5°W. *J. Geophys. Res.*, *91*, 3369–3393.
- Hieronymus, C., & Bercovici, D. (1999). Discrete, alternating hotspot islands formed by the interaction of magma transport and lithospheric flexure. *Nature*, *397*, 604–607.
- Hirth, G. (2002). Laboratory constraints on the rheology of the upper mantle. *Reviews in Mineralogy and Geochemistry*, *51*, 97–120.
- Hofmann, A. (1997). Mantle geochemistry : the message from oceanic volcanism. *Nature*, *385*, 219–229.
- Hofmann, A., & White, W. (1982). Mantle plumes from ancient oceanic crust. *J. Geophys. Res.*, *87*(B10), 8570–8580.
- Holden, J., & Vogt, P. (1977). Graphic solutions to problems of plumacy. *EOS Trans., AGU*, *56*, 573–580.
- Holman, J. (1976). *Heat transfer*. McGraw Hill, New York.
- Houseman, G. (1983). Large aspect ratio convection cells in the upper mantle. *Geophys. J. R. Astr. Soc.*, *75*, 309–334.
- Houseman, G., & McKenzie, D. (1982). Numerical experiments on the onset of convective instability in the Earth's mantle. *Geophys. J. R. Astr. Soc.*, *68*, 133–164.
- Houston, J., M.H., & Bremaecker, J.-C. D. (1975). Numerical models of convection in the upper mantle. *J. Geophys. Res.*, *80*(5), 742–751.
- Howard, L. (1966). Convection at high Rayleigh number. In H. Görtler (Ed.), *Proceedings of the 11-th International Congress of Applied Mechanics (1964)* (pp. 1109–1115). Springer, Berlin.
- Huang, J., Zhong, S., & van Hunen, J. (2003). Controls on sublithospheric small-scale convection. *J. Geophys. Res.*, *108*(B8), 2405, doi :10.1029/2003JB002456.
- Humler, E., & Besse, J. (2002). A correlation between mid-ocean-ridge basalt chemistry and distance to continents. *Nature*, *419*, 607–609.
- Humler, E., Langmuir, C., & Daux, V. (1999). Depth versus age : new perspectives from the chemical compositions of ancient crust. *Earth Planet. Sci. Lett.*, *173*, 7–23.
- Huppert, H. (1982). The propagation of two-dimensional and axisymmetric viscous gravity currents over a rigid horizontal surface. *J. Fluid Mech.*, *121*, 43–58.
- Ihinger, P. (1995). Mantle flow beneath the Pacific plate : evidence for seamount segments in the Hawaiian-Emperor chain. *Am. J. Sci.*, *295*, 1035–1057.
- Imberger, J. (1974). Natural convection in a shallow cavity with differentially heated end walls. Part 3. Experimental results. *J. Fluid Mech.*, *65*, 247–260.

- Inagaki, T., & Komori, K. (1995). Heat transfer and fluid flow of natural convection along a vertical flat plate in the transition region : experimental analysis of the wall temperature field. *Int. J. Heat Mass Transfer*, *38*, 3485–3495.
- Ingersoll, A. (1966). Thermal convection with shear at high rayleigh number. *J. Fluid Mech.*, *25*, 209.
- Ito, G., McNutt, M., & Gibson, R. (1995). Crustal structure of the Tuamotu Plateau, 15°S and implications for its origin. *J. Geophys. Res.*, *100*, 8097–8114.
- Ito, G., Shen, Y., Hirth, G., & Wolfe, C. (1999). Mantle flow, melting, and dehydration of the Iceland mantle plume. *Earth Planet. Sci. Lett.*, *165*, 81–96.
- Jarvis, G., & Peltier, W. (1989). Convection models and geophysical observations. In W. Peltier (Ed.), *Mantle convection, plate tectonics and global dynamics* (pp. 479–594). Gordon and Breach, New York. (881 p.)
- Jaupart, C., & Parsons, B. (1985). Convective instabilities in a variable viscosity fluid cooled from above. *Phys. Earth Planet. Inter.*, *39*, 14–32.
- Jeanloz, R., & Morris, S. (1986). Temperature distribution in the crust and mantle. *Ann. Rev. Earth Planet. Sci.*, *14*, 377–415.
- Jellinek, A., & Manga, M. (2002). The influence of a chemical boundary layer on the fixity, spacing and lifetime of mantle plumes. *Nature*, *418*, 760–763.
- Ji, Y., & Nataf, H.-C. (1998). Detection of mantle plumes in the lower mantle by diffraction tomography : Hawaii. *Earth Planet. Sci. Lett.*, *159*, 99–115.
- Jordahl, K. (1999). *Tectonic evolution and midplate volcanism in the South Pacific*. Thèse de doctorat (non publiée), Woods Hole Oceanographic Institution, Massachusetts Institute of Technology. (139 p.)
- Jordahl, K., Caress, D., McNutt, M., & Bonneville, A. (2004). Seafloor morphology of the South Pacific Superswell region. In R. Hekinian (Ed.), *Oceanic Hot Spots*. Springer Verlag.
- Julian, B., & Foulger, G. (2003). What can seismology say about hot spots? In *The hotspot handbook*. Proceedings of Penrose Conference Plume IV : Beyond the Plume Hypothesis. Hveragerdi, Iceland.
- Jurdy, D., & Stefanick, M. (1991). The forces driving the plates : Constraints from kinematics and stress observations. *Phil. Trans. Roy. Soc. London A*, *337*, 127–139.
- Kadanoff, L. (2001). Turbulent heat flow : Structures and scaling. *Phys. Today*, *54*, 34–39.
- Kanamori, H., & Press, F. (1970). How thick is the lithosphere? *Nature*, *226*, 330–331.
- Kane, K., & Hayes, D. (1994). A new relationship between subsidence rate and zero-age depth. *J. Geophys. Res.*, *99*(11), 21759–21777.
- Karato, S., & Wu, P. (1993). Rheology of the upper mantle : a synthesis. *Science*, *260*, 771–778.
- Katzman, R., Zhao, L., & Jordan, T. (1998). High-resolution, two-dimensional vertical tomography of the central Pacific using ScS reverberations and frequency-dependent travel times. *J. Geophys. Res.*, *103*(B8), 17933–17971.

- Kauahikaua, J., Hildenbrand, T., & Webring, M. (2000). Deep magmatic structures of Hawaiian volcanoes, imaged by three-dimensional gravity models. *Geology*, *28*(10), 883–886.
- Kimura, I., Hyodo, T., & Ozawa, M. (1998). Temperature and velocity measurement of 3D thermal flow using thermo-sensitive liquid crystals. *J. Visualization*, *1*, 145–152.
- Kimura, I., Takamori, T., Ozawa, M., Takenaka, N., & Manabe, Y. (1989). Quantitative thermal flow visualizations using color image processing : Application to a natural convection visualized by liquid crystals. In K. B., M. Braun, & C. Freitas (Eds.), *Flow visualization* (pp. 69–76). ASME FED-Vol. 85.
- Kincaid, C., Sparks, D., & Detrick, R. (1996). The relative importance of plate-driven and buoyancy-driven flow at mid-ocean ridges. *J. Geophys. Res.*, *101*, 16177–16193.
- Kirby, S. (1983). Rheology of the lithosphere. *Rev. Geophys. Space Phys.*, *24*, 1458–1487.
- Kirby, S., & Kronenberg, A. (1987). Rheology of the lithosphere : Selected topics. *Rev. Geophys.*, *25*, 1219–1244.
- Knittle, E., Jeanloz, R., & Smith, G. (1986). Thermal expansion of silicate perovskite and stratification of the Earth's mantle. *Nature*, *319*, 214–216.
- Kohlstedt, D., Evans, B., & Mackwell, S. (1995). Strength of the lithosphere : Constraints imposed by laboratory experiments. *J. Geophys. Res.*, *100*(9), 17587–17602.
- Krishnamurti, R. (1970). On the transition to turbulent convection. *J. Fluid Mech.*, *42*, 295–320.
- Kroenke, L., & Wessel, P. (2003). The effect of a major change in plate motion on hotspot volcanism. *EOS Trans., AGU*, *84*(46), Fall Meet. Suppl., Abstract F1489-0573.
- Lambeck, K., & Nakiboglu, S. (1981). Seamount loading and stress in the ocean lithosphere 2. Viscoelastic and elastic-viscoelastic models. *J. Geophys. Res.*, *86*, 6961–6984.
- Lambeck, K., Smither, C., & Johnston, P. (1998). Sea-level change, glacial rebound and mantle viscosity for northern Europe. *Geophys. J. Int.*, *134*, 102–144.
- Langmuir, C., Klein, E., & Plank, T. (1992). Petrological systematics of mid-ocean ridge basalts : Constraints on melt generation beneath oceanic ridges. *AGU Geophys. Monogr.*, *71*, 183–280.
- Laske, G., Morgan, J. P., & Orcutt, J. (1999). First results from the Hawaiian SWELL Pilot Experiment. *Geophys. Res. Lett.*, *26*(22), 3397–3400.
- LeBars, M. (2003). *Convection thermique dans un fluide visqueux hétérogène : phénoménologie, lois d'échelle et applications aux systèmes terrestres*. Thèse de doctorat (non publiée), Institut de Physique du Globe, Paris. (224 p.)
- Lehmann, I. (1936). *P. Publ. Bur. Cent. Seism. Int. A*, *14*, 87–115.
- Lemery, C., Ricard, Y., & Sommeria, J. (2000). A model for the emergence of thermal plumes in Rayleigh-Bénard convection at infinite Prandtl number. *J. Fluid Mech.*, *414*, 225–250.

- Lemoine, F., Kenyon, S., Factor, J., Trimmer, R., Pavlis, N., Chinn, D., Cox, C., Klosko, S., Luthcke, S., Torrence, M., Wang, Y., Williamson, R., Pavlis, E., Rapp, R., & Olson, T. (1998). The development of the joint NASA GSFC and National Imagery and Mapping Agency (NIMA) Geopotential Model EGM96. *NASA Technical Paper NASA/TP-1998-206861*, Goddard Space Flight Center, Greenbelt, USA.
- Li, X., Kind, R., Yuan, X., Wölbern, I., & Hanka, W. (2004). Rejuvenation of the lithosphere by the Hawaiian plume. *Nature*, *427*, 827–829.
- Lindwall, D. (1988). A two-dimensional seismic investigation of crustal structure under the Hawaiian Islands near Oahu and Kauai. *J. Geophys. Res.*, *93*, 12107–12122.
- Lister, C., Sclater, J., Davis, E., Villinger, H., & Nagihara, S. (1990). Heat flow maintained in ocean basins of great ages : investigations in the north-equatorial West Pacific. *Geophys. J. Int.*, *102*, 603–630.
- Liu, M., & Chase, C. (1989). Evolution of midplate hotspot swells : numerical simulation. *J. Geophys. Res.*, *94*, 5571–5584.
- Liu, M., & Chase, C. (1991). Evolution of Hawaiian basalts : a hotspot melting model. *Earth Planet. Sci. Lett.*, *104*, 151–165.
- Lloyd, J., & Sparrow, E. (1970). On the instability of natural convection flow on inclined plates. *J. Fluid Mech.*, *42*, 465–470.
- Lohse, D. (1994). Temperature spectra in shear flow and thermal convection. *Phys. Lett. A*, *196*, 70–75.
- Loper, D. (1985). A simple model of whole mantle convection. *J. Geophys. Res.*, *90*, 1809–1836.
- Loper, D., & Lay, T. (1995). The core-mantle boundary region. *J. Geophys. Res.*, *100*, 6397–6420.
- Lord Rayleigh. (1916). On convection currents in a horizontal layer of fluid when the higher temperature is on the under side. *Phil. Mag.*, *32*(6), 529–546.
- Lorenz, V. (1934). Die Wärmeübertragung von einer ebenen, senkrechten Platte an Öl bei natürlicher Konvektion. *Zeitschr. f. techn. Physik*, *9*, 362–366.
- Lucazeau, F. (1981). *Flux de chaleur, production de chaleur et évolution géodynamique récente du Massif Central français*. Thèse de doctorat (non publiée), Université des Sciences et Techniques du Languedoc, Académie de Montpellier.
- Lui, M., Yuen, D., Zhao, W., & Honda, S. (1991). Development of diapiric structures in the upper mantle due to phase transitions. *Science*, *252*, 1836–1839.
- Maaløe, S. (1999). Magma accumulation in Hawaiian plume sources. *Am. J. Sci.*, *299*, 139–156.
- Machetel, P. (2003). Global thermal and dynamical perturbations due to Cretaceous mantle avalanche. *C. R. Geoscience*, *335*, 91–97.
- Machetel, P., & Humler, E. (2003). High mantle temperature during Cretaceous avalanche. *Earth Planet. Sci. Lett.*, *208*, 125–133.
- Machetel, P., & Yuen, D. (1986). The onset of time-dependent convection in spherical shells as a clue to chaotic convection in the Earth's mantle. *J. Geophys. Res.*, *13*, 1470–1473.

- Malkus, W. (1954). The heat transport and spectrum of thermal turbulence. *Proc. Roy. Soc., Ser. A*, 225, 196–212.
- Malkus, W., & Veronis, G. (1958). Finite amplitude convection. *J. Fluid Mech.*, 4, 225–260.
- Marquart, G. (2001). On the geometry of mantle flow beneath drifting lithospheric plates. *Geophys. J. Int.*, 144(2), 356–372.
- Marquart, G., Schmeling, H., & Braun, A. (1999). Small-scale instabilities below the cooling oceanic lithosphere. *Geophys. J. Int.*, 138, 655–666.
- Marty, J., & Cazenave, A. (1989). Regional variations in subsidence rate of oceanic plates : a global analysis. *Earth Planet. Sci. Lett.*, 94, 301–315.
- Marzocchi, W., & Mulargia, F. (1993). Patterns of hot spot volcanism. *J. Geophys. Res.*, 98, 14029–14039.
- McDougall, I. (1964). Potassium-argon ages from lavas of the Hawaiian Islands. *Geol. Soc. Am. Bull.*, 75(2), 107–128.
- McKenzie, D. (1967). Some remarks on heat flow and gravity anomalies. *J. Geophys. Res.*, 72(24), 6261–6273.
- McKenzie, D., & Bickle, M. (1988). The volume and composition of melt generated by extension of the lithosphere. *J. Petrology*, 29, 625–679.
- McKenzie, D., Watts, A., Parsons, B., & Roufousse, M. (1980). Planform of mantle convection beneath the Pacific Ocean. *Nature*, 288, 442–446.
- McNutt, M. (1983). Influence of plate subduction on isostatic compensation in Northern California. *Tectonics*, 2(4), 399–415.
- McNutt, M. (1984). Lithospheric flexure and thermal anomalies. *J. Geophys. Res.*, 89(B13), 11180–11194.
- McNutt, M. (1988). Thermal and mechanical properties of the Cape Verde Rise. *J. Geophys. Res.*, 93, 2784–2794.
- McNutt, M. (1998). Superswells. *Rev. Geophys.*, 36(2), 211–244.
- McNutt, M., & Bonneville, A. (2000). A shallow, chemical origin for the Marquesas swell. *Geochim. Geophys. Geosyst.*, 1, Paper number : 1999GC000028.
- McNutt, M., & Fischer, K. (1987). The South Pacific Superswell. In B. Keating, P. Fryer, R. Batiza, & G. Boechlert (Eds.), *Seamounts, Islands and Atolls* (Vol. 43, pp. 25–34). AGU Geophysical Monograph.
- McNutt, M., Fischer, K., Kruse, S., & Natland, J. (1989). The origin of the Marquesas fracture zone ridge and its implications for the nature of hot spots. *Earth Planet. Sci. Lett.*, 91, 381–393.
- McNutt, M., & Menard, H. (1978). Lithospheric flexure and uplifted atolls. *J. Geophys. Res.*, 83(B3), 1206–1212.
- Menard, H. (1969). Elevation and subsidence of oceanic crust. *Earth Planet. Sci. Lett.*, 6, 275–284.
- Menard, H. (1973). Depth anomalies and the bobbing motion of drifting islands. *J. Geophys. Res.*, 78, 5128–5137.

- Menard, H. (1984). Darwin reprise. *J. Geophys. Res.*, *89*, 9960–9968.
- Menard, H., & Dorman, L. (1977). Dependence of depth anomalies on latitude and plate motion. *J. Geophys. Res.*, *82*, 5329–5335.
- Menard, H., & McNutt, M. (1982). Evidence for and consequence of thermal rejuvenation. *J. Geophys. Res.*, *87*(B10), 8570–8580.
- Mitrovica, J., & Forte, A. (1997). Radial profile of mantle viscosity : Results from the joint inversion of convection and postglacial rebound observables. *J. Geophys. Res.*, *102*, 2751–2769.
- Mohorovicic, A. (1909). Das Beben vom 8.X. *Jb. met. Obs. Zagreb*, *9*, 1–63.
- Molnar, P., & Atwater, T. (1973). Relative motion of hot spots in the mantle. *Nature*, *246*, 288–291.
- Monnereau, M., Rabinowicz, M., & Arquís, E. (1993). Mechanical erosion and reheating of the lithosphere : A numerical model for hotspot swells. *J. Geophys. Res.*, *98*, 809–823.
- Montagner, J.-P. (2002). Upper mantle low anisotropy channels below the Pacific plate. *Earth Planet. Sci. Lett.*, *202*, 263–274.
- Moore, W., Schubert, G., & Tackley, P. (1998). Three-dimensional simulations of plume-lithosphere interaction at the Hawaiian swell. *Science*, *279*, 1008–1011.
- Moore, W., Schubert, G., & Tackley, P. (1999). The role of rheology in lithospheric thinning by mantle plumes. *Geophys. Res. Lett.*, *26*(8), 1073–1076.
- Morency, C. (2003). *Etude numérique de l'interaction manteau convectif/lithosphère illustrée par deux exemples : amincissement d'une lithosphère continentale et écoulement en base de la lithosphère océanique*. Thèse de doctorat (non publiée), Ecole Normale Supérieure, Paris. (168 p.)
- Morgan, J., Morgan, W., & Price, E. (1995). Hotspot melting generates both hotspot volcanism and a hotspot swell? *J. Geophys. Res.*, *100*(B5), 8045–8062.
- Morgan, J., & Smith, W. (1992). Flattening of the sea-floor age-depth curve as a response to asthenospheric flow. *Nature*, *359*, 524–527.
- Morgan, W. (1971). Convection plumes in the lower mantle. *Nature*, *230*, 42–43.
- Morgan, W. (1972). Plate motion and deep mantle convection. *Geol. Soc. Am. Bull.*, *132*, 7–22.
- Moriceau, C., & Fleitout, L. (1989). A directional analysis of the small wavelength geoid in the Pacific Ocean. *Geophys. Res. Lett.*, *16*(3), 251–254.
- Morris, S., & Canright, D. (1984). A boundary-layer analysis of Bénard convection in a fluid of strongly temperature-dependent viscosity. *Phys. Earth Planet. Inter.*, *36*, 355–373.
- Müller, D., Roest, W., Royer, J.-Y., Gahagan, L., & Sclater, J. (1997). Digital isochrons of the world's ocean floor. *J. Geophys. Res.*, *102*, 3211–3214.
- Munsch, M., Antoine, C., Guille, G., & Guillou, H. (1998). La croûte océanique et les points chauds de la Polynésie française (Océan Pacifique central). *Géol. France*, *3*, 5–13.

- Nakada, M., & Lambeck, K. (1986). Seamount loading of a compressible viscoelastic plate : an analytical solution. *J. Geodynamics*, *5*, 103–110.
- Namiki, A., & Kurita, K. (1999). The influence of boundary heterogeneity in experimental models of mantle convection. *Geophys. Res. Lett.*, *26*, 1929–1932.
- Nataf, H.-C. (1991). Mantle convection, plates, and hotspots. *Tectonophysics*, *187*, 361–371.
- Nataf, H.-C., Froideveaux, C., Levrat, J., & Rabinowicz, M. (1981). Laboratory convection experiments : effects of lateral cooling and generation of instabilities in the horizontal boundary layers. *J. Geophys. Res.*, *86*, 6143–6154.
- Nataf, H.-C., & Richter, F. (1982). Convection experiments in fluids with highly temperature-dependent viscosity and the thermal evolution of the planets. *Phys. Earth Planet. Inter.*, *29*, 320–329.
- Naughton, J., McDonald, G., & Greenberg, V. (1980). Some additional potassium-argon ages of Hawaiian rocks : the Maui volcanic complex of Molokai, Maui, Lanai and Kahoolawe. *J. Volcanol. Geotherm. Res.*, *7*, 339–355.
- Niemela, J., Skrbek, L., Sreenivasan, K., & Donnelly, R. (2001). The wind in confined thermal convection. *J. Fluid Mech.*, *449*, 169–178.
- Nishimura, C., & Forsyth, D. (1985). Anomalous Love-wave phase velocity in the Pacific : sequential pure path and spherical harmonic inversion. *Geophys. J. R. Astr. Soc.*, *64*, 389–407.
- Nishimura, C., & Forsyth, D. (1989). The anisotropic structure of the upper mantle in the Pacific. *Geophys. J.*, *96*, 203–229.
- Niu, F., Solomon, S., Silver, P., Suetsugu, D., & Inoue, H. (2002). Mantle transition-zone structure beneath the South Pacific Superswell and evidence for a mantle plume underlying the Society hotspot. *Earth Planet. Sci. Lett.*, *198*, 371–380.
- Norman, M., & Garcia, M. (1999). Primitive magmas and source characteristics of the Hawaiian plume : petrology and geochemistry of shield picrites. *Earth Planet. Sci. Lett.*, *168*, 27–44.
- Norton, I. (1995). Plate motions in the North Pacific : the 43 Ma nonevent. *Tectonics*, *14*(5), 1080–1094.
- Ogawa, M., Schubert, G., & Zebib, A. (1991). Numerical simulations of three-dimensional thermal convection in a fluid with strongly temperature-dependant viscosity. *J. Fluid Mech.*, *233*, 299–328.
- Okal, E., & Cazenave, A. (1985). A model for the plate tectonic evolution in the East-central Pacific based on SEASAT investigations. *Earth Planet. Sci. Lett.*, *72*, 99–116.
- Okamoto, K., Nishio, S., Saga, T., & Kobayashi, T. (2000). Standard images for particle-image velocimetry. *Meas. Sci. Technol.*, *11*, 685–691.
- Oldenburg, D. (1975). A physical model for the creation of the lithosphere. *Geophys. J. R. Astr. Soc.*, *43*, 425–451.
- Oldenburg, D., & Brune, J. (1972). Ridge transform fault spreading pattern in freezing wax. *Science*, *178*, 301–304.

- Oldenburg, D., & Brune, J. (1975). An explanation for the orthogonality of ocean ridges and transform faults. *J. Geophys. Res.*, *80*(17), 2575–2585.
- Olson, P. (1990). Hot spots, swells and mantle plumes. In M. Ryan (Ed.), *Magma transport and storage* (pp. 33–51). John Wiley & Sons. (420 p.)
- Olson, P., & Christensen, U. (1986). Solitary wave propagation in a fluid conduit within a viscous matrix. *J. Geophys. Res.*, *91*(B), 6367–6374.
- Olson, P., Schubert, G., Anderson, C., & Goldman, P. (1988). Plume formation and lithosphere erosion : a comparison of laboratory and numerical experiments. *J. Geophys. Res.*, *93*, 15065–15084.
- Olson, P., Silver, P., & Carlson, R. (1990). The large-scale structure of convection in the Earth's mantle. *Nature*, *344*, 209–215.
- Olson, P., & Singer, H. (1985). Creeping plumes. *J. Fluid Mech.*, *158*, 511–531.
- Ozawa, M., Muller, U., Kimura, I., & Takamori, T. (1992). Flow and temperature measurement of natural convection in a Hele-Shaw cell using a thermo-sensitive liquid crystal tracer. *Exp. Fluids*, *12*, 213–222.
- Palm, E. (1960). On the tendency towards hexagonal cells in steady convection. *J. Fluid Mech.*, *8*, 183–192.
- Palm, E. (1975). Nonlinear thermal convection. *Ann. Rev. Fluid Mech.*, *7*, 39–61.
- Pantokratoras, A. (2003). Laminar free-convection in glycerol with variable physical properties adjacent to a vertical plate with uniform heat flux. *Int. J. Heat Mass Transfer*, *46*, 1675–1678.
- Park, H., Dabiri, D., & Gharib, M. (2000). Digital particle image velocimetry/thermometry and application to the wake of a heated circular cylinder. *Exp. Fluids*, *30*, 327–338.
- Parker, R. (1973). The rapid calculation of potential anomalies. *Geophys. J. R. Astr. Soc.*, *31*, 447–455.
- Parker, R., & Oldenburg, D. (1973). Thermal model of ocean ridges. *Nature Phys. Sci.*, *242*, 137–139.
- Parmentier, E., Turcotte, D., & Torrance, K. (1975). Numerical experiments on the structure of mantle plumes. *J. Geophys. Res.*, *80*(32), 4417–4424.
- Parsons, B., & McKenzie, D. (1978). Mantle convection and the thermal structure of the plates. *J. Geophys. Res.*, *83*(B9), 4485–4496.
- Parsons, B., & Sclater, J. (1977). An analysis of the variation of ocean floor bathymetry and heat flow with age. *J. Geophys. Res.*, *82*(5), 803–827.
- Peltier, W., & Jiang, X. (1996). Glacial isostatic adjustment and Earth rotation : Refined constraints on the viscosity of the deepest mantle. *J. Geophys. Res.*, *101*, 3269–3290.
- Pittman, J., Richardson, J., Sharif, A., & Sherrard, C. (1994). Heat transfer from a planar surface to a fluid in laminar flow. An experimental and computational study. *Int. J. Heat Mass Transfer*, *37*(Suppl. 1), 333–346.

- Pittman, J., Richardson, J., & Sherrard, C. (1999). An experimental study of heat transfer by laminar natural convection between an electrical-heated vertical plate and both Newtonian and non-Newtonian fluids. *Int. J. Heat Mass Transfer*, *42*, 657–671.
- Pouilloux, L. (2003). Etude locale d'un panache thermochimique par Particle Image Velocimetry. In *Rapports de stage de D.E.A., Vol. 12*. Institut de Physique du Globe de Paris. (27 p.)
- Presnall, D., & Helsley, C. (1982). Diapirism of depleted peridotite - a model for the origin of hot spots. *Phys. Earth Planet. Inter.*, *29*, 148–160.
- Priestley, K., & Tilmann, F. (1999). Shear-wave structure of the lithosphere above the Hawaiian hot spot from two-station Rayleigh wave phase velocity measurements. *Geophys. Res. Lett.*, *26*(10), 1493–1496.
- Procaccia, I., Ching, E., Constantin, P., Kadanoff, L., Libchaber, A., & Wu, X. (1991). Transition in convective turbulence : the role of thermal plumes. *Phys. Rev. A*, *44*, 8091–8102.
- Putirka, K. (1999). Melting depths and mantle heterogeneity beneath Hawaii and the East Pacific Rise : constraints from Na/Ti and rare earth element ratios. *J. Geophys. Res.*, *104*(B2), 2817–2829.
- Qiu, X.-L., Xiao, S.-H., & Tong, P. (2000). Large-scale coherent rotation and oscillation in turbulent thermal convection. *Phys. Rev. E*, *61*, R6075–R6079.
- Raffel, M., Willert, C., & Kompenhans, J. (1998). *Particle Image Velocimetry*. Springer, Berlin.
- Ravi, M., Henkes, R., & Hoogendoorn, C. (1994). On the high-Rayleigh-number structure of steady laminar natural-convection flow in a square enclosure. *J. Fluid Mech.*, *262*, 325–351.
- Regelous, M., Hofmann, A., Abouchami, W., & Galer, S. (2003). Geochemistry of lavas from the Emperor Seamounts, and the geochemical evolution of Hawaiian magmatism from 85 to 42 Ma. *J. Petrology*, *44*(1), 113–140.
- Renkin, M., & Sclater, J. (1988). Depth and age in the North Pacific. *J. Geophys. Res.*, *93*(B4), 2919–2935.
- Rhee, H., Koseff, J., & Street, R. (1984). Flow visualization of a recirculating flow by rheoscopic and liquid crystal techniques. *Exp. Fluids*, *2*, 57–64.
- Ribe, N. (2004). Through thick and thin. *Nature*, *427*, 793–795.
- Ribe, N., & Christensen, U. (1994). Three-dimensional modeling of plume-lithosphere interaction. *J. Geophys. Res.*, *99*(B1), 669–682.
- Ribe, N., & Christensen, U. (1999). The dynamical origin of Hawaiian volcanism. *Earth Planet. Sci. Lett.*, *171*, 517–531.
- Ribe, N., & Valpine, D. de. (1994). The global hotspot distribution and instability of D". *Geophys. Res. Lett.*, *21*(14), 1507–1510.
- Ribe, N., & Watts, A. (1982). The distribution of intraplate volcanism in the Pacific Ocean : a spectral approach. *Geophys. J. R. Astr. Soc.*, *71*, 333–362.
- Richards, M., Duncan, R., & Courtillot, V. (1989). Flood basalts and hotspot tracks : plume heads and tails. *Science*, *246*, 103–107.

- Richards, M., & Griffiths, R. (1988). Deflection of plumes by mantle shear flow : experimental results and a simple theory. *Geophys. J.*, *94*, 367–376.
- Richards, M., & Griffiths, R. (1989). Thermal entrainment by deflected mantle plumes. *Nature*, *342*, 900–902.
- Richards, M., & Lithgow-Bertelloni, C. (1996). Plate motion changes, the Hawaiian-Emperor bend, and the apparent success and failure of geodynamic models. *Earth Planet. Sci. Lett.*, *137*, 19–27.
- Richter, F. (1973). Convection and the large-scale circulation of the mantle. *J. Geophys. Res.*, *78*(35), 8735–8745.
- Richter, F., & McKenzie, D. (1981). On some consequences and possible causes of layered mantle convection. *J. Geophys. Res.*, *86*(B7), 6133–6142.
- Richter, F., & Parsons, B. (1975). On the interaction of two scales of convection in the mantle. *J. Geophys. Res.*, *80*(17), 2529–2541.
- Ritsema, J., van Heijst, H., & Woodhouse, J. (1999). Complex shear wave velocity structure imaged beneath Africa and Iceland. *Science*, *286*, 1925–1928.
- Robinson, E., & Parsons, B. (1988). Effect of a shallow low-viscosity zone on small-scale instabilities under the cooling oceanic plates. *J. Geophys. Res.*, *93*(B4), 3469–3479.
- Robinson, E., Parsons, B., & Daly, S. (1987). The effect of a shallow low viscosity zone on the apparent compensation of mid-plate swells. *Earth Planet. Sci. Lett.*, *82*, 335–348.
- Romanowicz, B. (1994). Anelastic tomography : A new perspective on upper mantle thermal structure. *Earth Planet. Sci. Lett.*, *128*, 113–121.
- Rousseeuw, P., & Leroy, A. (1987). *Robust regression and outlier detection*. Wiley, New York. (329 p.)
- Sabadini, R., Giunchi, C., Gasperini, P., & Boschi, E. (1992). Plate motion and dragging of the upper mantle : lateral variations of lithospheric thickness and their implications for intraplate volcanism. *Geophys. Res. Lett.*, *19*(8), 749–752.
- Sandwell, D. (1982). Thermal isostasy : response of a moving lithosphere to a distributed heat source. *J. Geophys. Res.*, *87*, 1001–1014.
- Sandwell, D., & MacKenzie, K. (1989). Geoid height versus topography for oceanic plateaus and swells. *J. Geophys. Res.*, *94*, 7403–7418.
- Sandwell, D., & Poehls, K. (1980). A compensation mechanism for the central Pacific. *J. Geophys. Res.*, *85*, 3751–3758.
- Sandwell, D., & Schubert, G. (1980). Geoid height versus age for symmetric spreading ridges. *J. Geophys. Res.*, *85*(B12), 7235–7241.
- Sandwell, D., & Schubert, G. (1982). Geoid height-age relation from SEASAT altimeter profiles across the Mendocino fracture zone. *J. Geophys. Res.*, *87*, 3949–3958.
- Sandwell, D., & Smith, W. (1997). Marine gravity anomaly from Geosat and ERS-1 satellite altimetry. *J. Geophys. Res.*, *102*, 10039–10054.
- Sano, M., Wu, X., & Libchaber, A. (1989). Turbulence in helium gas free convection. *Phys. Rev. A*, *40*, 6421–6430.

- Schilling, J.-G. (1991). Fluxes and excess temperatures of mantle plumes inferred from their interaction with migrating mid-ocean ridges. *Nature*, *352*, 397–403.
- Schlichting, H. (1979). *Boundary-layer theory*. McGraw-Hill. (7th edition, 817 p.)
- Schlüter, A., Lortz, D., & Busse, F. (1965). On the stability of steady finite amplitude convection. *J. Fluid Mech.*, *23*, 129–144.
- Schmidt, R., & Saunders, O. (1938). On the motion of a fluid heated from below. *Proc. Roy. Soc., Ser. A*, *165*, 216–228.
- Schroeder, W. (1984). The empirical age-depth relation and depth anomalies in the Pacific ocean basin. *J. Geophys. Res.*, *89*(B12), 9873–9883.
- Schubert, G., Froidevaux, C., & Yuen, D. (1976). Oceanic lithosphere and asthenosphere : Thermal and mechanical structure. *J. Geophys. Res.*, *81*, 3525–3540.
- Schubert, G., Olson, P., Anderson, C., & Goldman, P. (1989). Solitary waves in mantle plumes. *J. Geophys. Res.*, *94*, 9523–9532.
- Schubert, G., Turcotte, D., & Olson, P. (2001). *Mantle convection in the Earth and planets*. Cambridge University Press. (940 p.)
- Sclater, J., Anderson, R., & Bell, M. (1971). Elevation of ridges and evolution of the Central Eastern Pacific. *J. Geophys. Res.*, *76*(32), 7888–7915.
- Sclater, J., & Francheteau, J. (1970). The implication of terrestrial heat flow observations on current tectonic and geochemical models of the crust and upper mantle of the Earth. *Geophys. J. R. Astr. Soc.*, *20*, 509–542.
- Sclater, J., Parsons, B., & Jaupart, C. (1981). Oceans and continents : similarities and differences in the mechanisms of heat loss. *J. Geophys. Res.*, *86*(B12), 11535–11552.
- Scott, D., Stevenson, D., & Whitehead, J. (1986). Observations of solitary waves in viscously deformable pipe. *Nature*, *319*, 759–761.
- Segel, L. (1969). Distant side-walls cause slow amplitude modulation of cellular convection. *J. Fluid Mech.*, *38*, 203–224.
- Seki, N., Fukusako, S., & Inaba, H. (1978). Visual observation of natural convective flow in a narrow vertical cavity. *J. Fluid Mech.*, *84*, 695–704.
- Shaw, H., & Jackson, E. (1973). Linear island chains in the Pacific ; result of thermal plumes or gravitational anchors. *J. Geophys. Res.*, *78*, 8634–8652.
- Shor, G., & Pollard, D. (1964). Mohole site selection studies north of Maui. *J. Geophys. Res.*, *69*, 1627–1637.
- Sichoix, L. (1997). *Le volcanisme de la Polynésie française : caractérisation des points chauds et du superbombement à partir d'une nouvelle synthèse bathymétrique*. Thèse de doctorat (non publiée), Université Française du Pacifique, Tahiti. (297 p.)
- Sichoix, L., & Bonneville, A. (1996). Prediction of bathymetry in French Polynesia constrained by shipboard data. *Geophys. Res. Lett.*, *23*(18), 2469–2472.
- Sichoix, L., Bonneville, A., & McNutt, M. (1998). The seafloor swells and Superswell in French Polynesia. *J. Geophys. Res.*, *103*(B11), 27123–27133.

- Siggia, E. (1994). High Rayleigh number convection. *Ann. Rev. Fluid Mech.*, *26*, 137–168.
- Simons, M., & Hager, B. (1997). Localization of the gravity field and the signature of glacial rebound. *Nature*, *390*, 500–504.
- Skilbeck, J., & McKenzie, D. (1979). An approximate method for determining the stability of two-scale flow in the mantle. *Pure Appl. Geophys.*, *117*, 958–987.
- Skilbeck, J., & Whitehead, J. (1978). Formation of discrete islands in linear island chains. *Nature*, *272*, 499–501.
- Sleep, N. (1990). Hotspots and mantle plumes : some phenomenology. *J. Geophys. Res.*, *95*(B5), 6715–6736.
- Sleep, N. (1994). Lithospheric thinning by midplate mantle plumes and the thermal history of hot plume material ponded at sublithospheric depths. *J. Geophys. Res.*, *99*, 9327–9343.
- Sleep, N. (2002a). Local lithospheric relief associated with fracture zones and ponded plume material. *Geochim. Geophys. Geosyst.*, *3*(12).
- Sleep, N. (2002b). Ridge-crossing mantle plumes and gaps in tracks. *Geochim. Geophys. Geosyst.*, *3*(12).
- Smith, D., & Jordan, T. (1988). Seamount statistics in the Pacific Ocean. *J. Geophys. Res.*, *93*, 2899–2918.
- Smith, W. (1990). *Marine geophysical studies of seamounts in the Pacific Ocean Basin*. Thèse de doctorat (non publiée), Columbia University, New York.
- Smith, W. (1993). On the accuracy of digital bathymetric data. *J. Geophys. Res.*, *98*(B6), 9591–9603.
- Smith, W., & Sandwell, D. (1994). Bathymetric prediction from dense altimetry and sparse shipboard bathymetry. *J. Geophys. Res.*, *99*, 21803–21824.
- Smith, W., & Sandwell, D. (1997). Global sea floor topography from satellite altimetry and ship depth soundings. *Science*, *277*, 1956–1962.
- Solomon, T., & Gollub, J. (1990). Sheared boundary layers in turbulent Rayleigh-Bénard convection. *Phys. Rev. Lett.*, *64*(20), 2382–2385.
- Solomon, T., & Gollub, J. (1991). Thermal boundary layers and heat flux in turbulent convection : the role of recirculating flows. *Phys. Rev. A*, *43*(12), 6683–6693.
- Spalding, D., & Grudace, R. (1961). Theory of the steady laminar buoyant flow above a line heat source in a fluid of large Prandtl number and temperature-dependent viscosity. *Int. J. Heat Mass Transfer*, *3*, 55–59.
- Sparrow, E., & Husar, R. (1969). Longitudinal vortices in natural convection flow on inclined plates. *J. Fluid Mech.*, *37*, 251–255.
- Stein, C., & Stein, S. (1992). A model for the global variation in oceanic depth and heat flow with lithospheric age. *Nature*, *359*, 123–129.
- Steinberger, B. (2000a). Plumes in a convecting mantle : Models and observations for individual hotspots. *J. Geophys. Res.*, *105*(B5), 11127–11152.
- Steinberger, B. (2000b). Slabs in the lower mantle - results of dynamic modelling compared with tomographic images and the geoid. *Phys. Earth Planet. Inter.*, *118*, 242–257.

- Stewart, C., & Turcotte, D. (1989). The route to chaos in thermal convection at infinite Prandtl number 1. Some trajectories and bifurcations. *J. Geophys. Res.*, *94*(B10), 13707–13717.
- Suyenaga, W. (1979). Isostasy and flexure of the lithosphere under the Hawaiian Islands. *J. Geophys. Res.*, *84*(B10), 5599–5604.
- Tait, S., & Jaupart, C. (1989). Compositional convection in viscous melts. *Nature*, *338*, 571–574.
- Tan, E., Gurnis, M., & Han, L. (2002). Slabs in the lower mantle and their modulation of plume formation. *Geochim. Geophys. Geosyst.*, *3*(11), 1067, doi :10.1029/2001GC000238.
- Tarduno, J., & Cottrell, R. (1997). Paleomagnetic evidence for motion of the Hawaiian hotspot during formation of the Emperor seamounts. *Earth Planet. Sci. Lett.*, *153*, 171–180.
- Tarduno, J., Duncan, R., Scholl, D., Cottrell, R., Steinberger, B., Thordarson, T., Kerr, B., Neal, C., Frey, F., Torii, M., & Carvallo, C. (2003). The Emperor Seamounts : Southward motion of the Hawaiian hotspot plume in the Earth's mantle. *Science*, *301*, 1064–1069.
- Tarduno, J., & Gee, J. (1995). Large-scale motion between Pacific and Atlantic hotspots. *Nature*, *378*, 477–480.
- Telford, W., Geldart, L., Sheriff, R., & Keys, D. (1986). *Applied geophysics*. Cambridge University Press, London. (860 p.)
- ten Brink, U. (1991). Volcano spacing and plate rigidity. *Geology*, *19*, 397–400.
- ten Brink, U., & Brocher, T. (1987). Multichannel seismic evidence for a subcrustal intrusive complex under Oahu and a model for Hawaiian volcanism. *J. Geophys. Res.*, *92*(B13), 13687–13707.
- Thoraval, C., & Richards, M. (1997). The geoid constraint in global geodynamics : Viscosity structure, mantle heterogeneity models and boundary conditions. *Geophys. J. Int.*, *131*, 1–8.
- Torrance, K., & Turcotte, D. (1971). Thermal convection with large viscosity variations. *J. Fluid Mech.*, *47*, 113–125.
- Turcotte, D., & Oxburgh, E. (1967). Finite amplitude convective cells and continental drift. *J. Fluid Mech.*, *28*, 29–42.
- Turcotte, D., & Oxburgh, E. (1969). Convection in a mantle with variable physical properties. *J. Geophys. Res.*, *74*(6), 1458–1474.
- Turcotte, D., & Schubert, G. (1982). *Geodynamics - Applications of continuum physics to geological problems*. John Wiley & Sons. (450 p.)
- Turner, D., & Jarrad, R. (1982). K-Ar dating of the Cook-Austral island chain : A test of the hot-spot hypothesis. *J. Volcanol. Geotherm. Res.*, *12*, 187–220.
- Turner, J. (1973). *Buoyancy effects in fluids*. Cambridge University Press. (368 p.)
- Valbracht, P., Staudigel, H., Honda, M., McDougall, I., & Davies, G. (1996). Isotopic tracing of volcanic source regions from Hawaii : decoupling of gaseous from lithophile magma components. *Earth Planet. Sci. Lett.*, *144*, 185–198.

- Van Ark, E., & Lin, J. (2004). Time variation in igneous volume flux of the Hawaii-Emperor hotspot seamount chain. *Submitted to J. Geophys. Res.*
- van Hunen, J., Huang, J., & Zhong, S. (2003). The effect of shearing on the onset and vigor of small-scale convection in a Newtonian rheology. *Geophys. Res. Lett.*, *30*(19), 1991, doi :10.1029/2003GL018101.
- van Keken, P. (1997). Evolution of starting mantle plumes : A comparison between numerical and laboratory models. *Earth Planet. Sci. Lett.*, *148*, 1–11.
- Vidal, V., & Bonneville, A. (2004). Variations of the Hawaiian hot spot activity revealed by variations in the magma production rate. *J. Geophys. Res.*, *109*, B03104, doi :10.1029/2003JB002559.
- Vidal, V., Crambes, C., & Davaille, A. (2003). Intermittence des instabilités petite échelle dans la convection de Rayleigh-Bénard forcée par un écoulement cisailant. In Y. Pomeau & R. Ribotta (Eds.), *Compte-rendus de la 6e Rencontre du Non-Linéaire* (pp. 301–306). Non-Linéaire Publications.
- Villiermaux, E. (1995). Memory-induced low frequency oscillations in closed convection boxes. *Phys. Rev. Lett.*, *76*, 4618–4621.
- Vogt, P. (1979). Global magmatic episodes : New evidence and implications for the steady-state mid-ocean ridge. *Geology*, *7*, 93–98.
- Von Herzen, R., Cordery, M., Detrick, R., & Fang, C. (1989). Heat flow and the thermal origin of hot spot swells : the Hawaiian swell revisited. *J. Geophys. Res.*, *94*(B10), 13783–13799.
- Von Herzen, R. R. D., Crough, S., Epp, D., & Fehn, U. (1982). Thermal origin of the Hawaiian swell : heat flow evidence and thermal models. *J. Geophys. Res.*, *87*(B8), 6711–6723.
- Walcott, R. (1970a). Flexural rigidity, thickness, and viscosity of the lithosphere. *J. Geophys. Res.*, *75*(20), 3941–3954.
- Walcott, R. (1970b). Experimental isostasy 2. An isostatic model for the U.S.A. derived from gravity and topographic data. *J. Geophys. Res.*, *75*, 3941–3954.
- Walcott, R. (1970c). Flexure of the lithosphere at Hawaii. *Tectonophysics*, *9*, 435–446.
- Walcott, R. (1976). Lithospheric flexure, analysis of gravity anomalies and the propagation of seamount chains. In G. Sutton, M. Manghnani, & R. Moherly (Eds.), *The Geophysics of the Pacific Ocean Basin and its Margins* (pp. 431–438). American Geophysical Union, Washington D.C.
- Watson, S., & McKenzie, D. (1991). Melt generation by plumes : A study of Hawaiian volcanism. *J. Petrology*, *32*, 501–537.
- Watts, A. (1976). Gravity and bathymetry in the central Pacific Ocean. *J. Geophys. Res.*, *81*, 1533–1553.
- Watts, A. (1978). An analysis of isostasy in the world's oceans 1. Hawaiian-Emperor seamount chain. *J. Geophys. Res.*, *83*(B12), 5989–6004.
- Watts, A. (1979). On geoid heights derived from GEOS3 altimeter data along the Hawaiian-Emperor seamount chain. *J. Geophys. Res.*, *84*, 3817–3826.
- Watts, A. (2001). *Isostasy and flexure of the lithosphere*. Cambridge University Press. (458 p.)

- Watts, A., Bodine, J., & Ribe, N. (1980). Observations of flexure and the geological evolution of the Pacific Ocean basin. *Nature*, *283*, 532–537.
- Watts, A., & Burov, E. (2003). Lithospheric strength and its relationship to the elastic and seismogenic layer thickness. *Earth Planet. Sci. Lett.*, *213*, 113–131.
- Watts, A., & Cochran, J. (1974). Gravity anomalies and flexure of the lithosphere along the Hawaiian-Emperor seamount chain. *Geophys. J. R. Astr. Soc.*, *38*, 119–141.
- Watts, A., Cochran, J., & Selzer, G. (1975). Gravity anomalies and flexure of the lithosphere : A three-dimensional study of the Great Meteor Seamount, northeast Atlantic. *J. Geophys. Res.*, *80*, 1391–1399.
- Watts, A., & Daly, S. (1981). Long-wavelength gravity and topography anomalies. *Ann. Rev. Earth Planet. Sci.*, *9*, 415–448.
- Watts, A., McKenzie, D., Parsons, B., & Roufousse, M. (1985). The relationship between gravity and bathymetry in the Pacific Ocean. *Geophys. J. R. Astr. Soc.*, *83*, 263–298.
- Watts, A., & ten Brink, U. (1989). Crustal structure, flexure, and subsidence history of the Hawaiian islands. *J. Geophys. Res.*, *94*(B8), 10473–10500.
- Watts, A., ten Brink, U., Buhl, P., & Brocher, T. (1985). A multichannel seismic study of lithospheric flexure across the Hawaiian-Emperor seamount chain. *Nature*, *315*, 105–111.
- Watts, A., & Zhong, S. (2000). Observations of flexure and the rheology of oceanic lithosphere. *Geophys. J. Int.*, *142*, 855–875.
- Wegener, A. (1915). *Die Entstehung der Kontinente und Ozeane*. Vieweg, Braunschweig. (94 p.). (*The origin of continents and oceans*, Trans. from 3rd german ed. by J.G.A. Skerl, ed. E.P. Dutton, New York, 212 p. (1924))
- Wendlandt, R., & Morgan, P. (1982). Lithospheric thinning associated with rifting in East Africa. *Nature*, *298*, 734–736.
- Wessel, P. (1993a). Observational constraints on models of the Hawaiian hot spot swell. *J. Geophys. Res.*, *98*(B9), 16095–16104.
- Wessel, P. (1993b). A reexamination of the flexural deformation beneath the Hawaiian Islands. *J. Geophys. Res.*, *98*(B7), 12177–12190.
- Wessel, P. (1998). An empirical method for optimal robust regional-residual separation of geophysical data. *J. Math. Geol.*, *30*, 391–408.
- Wessel, P., Kroenke, L., & Bercovici, D. (1996). Pacific Plate motion and undulations in geoid and bathymetry. *Earth Planet. Sci. Lett.*, *140*, 53–66.
- Wessel, P., & Smith, W. (1991). Free software helps map and display data. *EOS Trans., AGU*, *72*, 441.
- West, H., Gerlach, D., Leeman, W., & Garcia, M. (1987). Isotopic constraints on the origin of Hawaiian lavas from the Maui Volcanic Complex, Hawaii. *Nature*, *330*, 216–219.
- White, D. (1988). The planforms and onset of convection with a temperature-dependent viscosity. *J. Fluid Mech.*, *191*, 247–286.

- White, R. (1993). Melt production rates in mantle plumes. *Phil. Trans. Roy. Soc. London A*, *342*, 137–153.
- White, R., & McKenzie, D. (1989). Magmatism at rift zones : the generation of volcanic continental margins and flood basalts. *J. Geophys. Res.*, *94*, 7685–7730.
- White, W., & Duncan, R. (1996). Geochemistry and geochronology of the Society Islands : New evidence for deep mantle recycling. *AGU Geophys. Monogr.*, *95*, 183–206.
- Whitehead, J. (1982). Instabilities of fluid conduits in a flowing Earth - Are plates lubricated by the asthenosphere? *Geophys. J. R. Astr. Soc.*, *70*, 415–433.
- Whitehead, J., & Helfrich, K. (1988). Wave transport of deep mantle material. *Nature*, *338*, 59–61.
- Whitehead, J., & Helfrich, K. (1990). Magma waves and diapiric dynamics. In M. Ryan (Ed.), *Magma transport and storage* (pp. 53–76). John Wiley & Sons. (420 p.)
- Whitehead, J., & Luther, D. (1975). Dynamics of laboratory diapir and plume models. *J. Geophys. Res.*, *80*(5), 705–717.
- Willert, C., & Gharib, M. (1991). Digital Particle Image Thermometry. *Exp. Fluids*, *10*, 181–193.
- Wilson, J. (1963). A possible origin of the Hawaiian Islands. *Canadian J. Phys.*, *41*, 863–870.
- Wolfe, C., McNutt, M., & Detrick, R. (1994). The Marquesas archipelagic apron : Seismic stratigraphy and implications for volcano growth, mass wasting, and crustal underplating. *J. Geophys. Res.*, *99*(B7), 13591–13608.
- Wolfe, C., Solomon, A., Silver, P., VanDecar, J., & Russo, R. (2002). Inversion of body-wave delay times for mantle structure beneath the Hawaiian islands : results from the PELENET experiment. *Earth Planet. Sci. Lett.*, *198*, 129–145.
- Worster, M., & Leitch, A. (1985). Laminar free convection in confined regions. *J. Fluid Mech.*, *156*, 301–319.
- Wyllie, P. (1988). Solidus curves, mantle plumes and magma generation beneath Hawaii. *J. Geophys. Res.*, *93*, 4171–4181.
- Yuen, D., & Fleitout, L. (1984). Stability of the oceanic lithosphere with variable viscosity : an initial-value approach. *Phys. Earth Planet. Inter.*, *34*, 173–185.
- Yuen, D., & Fleitout, L. (1985). Thinning of the lithosphere by small-scale convective destabilization. *Nature*, *313*, 125–128.
- Yuen, D., & Schubert, G. (1976). Mantle plumes : a boundary-layer approach for Newtonian and non-Newtonian temperature-dependent rheologies. *J. Geophys. Res.*, *81*, 2499–2510.
- Zhang, J., Childress, S., & Libchaber, A. (1997). Non-Boussinesq effect : thermal convection with broken symmetry. *Phys. Fluids*, *9*(4), 1034–1042.
- Zhang, J., Childress, S., & Libchaber, A. (1998). Non-Boussinesq effect : Asymmetric velocity profiles in thermal convection. *Phys. Fluids*, *10*(6), 1534–1536.
- Zhong, S., & Gurnis, M. (1993). Dynamic feedback between a continental-like raft and thermal convection. *J. Geophys. Res.*, *98*, 12219–12232.

Zocchi, G., Moses, E., & Libchaber, A. (1990). Coherent structures in turbulent convection, an experimental study. *Physica A*, 166, 387–407.

Annexes

Annexe A

Thermosensitive liquid crystal visualization technique

In preparation for Exp. Fluids.

A.1 Introduction

Temperature measurement in experimental thermal convection has been a major step in data acquisition, as the temperature field, and thus phenomenological processes, can be deduced from it. One classical way to measure temperature in a fluid flow is the use of thermocouple probes. However, this method is not satisfactory, for the presence of the probe in the fluid induces perturbations in the flow, hence in the temperature field itself.

A method developed in engineering some years ago introduced the use of liquid crystals in order to visualize the temperature field in the fluid flow without perturbing it (Rhee et al., 1984; Dabiri & Gharib, 1991; Willert & Gharib, 1991). It has been applied then to many physical and engineering problems (Solomon & Gollub, 1990, 1991; Dabiri & Gharib, 1996; Park et al., 2000). Liquid crystals are mesomorphic phases which have peculiar optical properties due to the presence of some degree of anisotropy (Chandrasekhar, 1977). One particular class of these mesophases, *chiral nematics* (*cholesterics*) present a structure that undergoes an helical distortion. Because of their periodic structure, cholesterics give rise to Bragg reflections at optical wavelengths. The pitch of a cholesteric and hence the wavelength of the Bragg-reflected light depends on the temperature T (de Gennes & Prost, 1993). Thus the colour of the material can change drastically over a temperature interval of a few degrees.

When the liquid crystal particles are illuminated by white light, their colour changes when increasing the temperature from colourless to red at low temperatures, passes through green and blue to violet and turns colourless again at high tempera-

tures. The use of this method needs a very precise calibration of the colour of the liquid crystal particles against the true temperature. One of the main applications of this technique has been the study of turbulent fluid flows (Gluckman et al., 1993). It has been extended then to the joint measurement of temperature and velocity in a three-dimensional field (Kimura et al., 1998; Fujisawa & Funatani, 2000; Ciofalo et al., 2003). An uncertainty analysis performed by Fujisawa & Hashizume (2001) gives an error less than 0.1°C for a calibration method based on a hue-saturation-intensity (*H-S-I*) approach (Fujisawa & Adrian, 1999). This result indicates the precision of the method, and the new way liquid crystals can open in visualizing the temperature field in a fluid.

We describe here the method of visualization we have used to characterize thermal convection in our experiments with thermo-sensitive liquid crystals, and its calibration. The particularity of our technique is the visualization of a single isotherm instead of the whole temperature field. In order to observe the illumination of the liquid crystal particles for a temperature range as small as possible, the experiment needs to be lightened by a unique wavelength (laser) instead of a white light. We thus have reached a precision in temperature visualization of $\pm 0.4^{\circ}\text{C}$. Even if the precision is much less than with the use of a white light illumination and a *H-S-I* approach, our technique has the advantage to provide clear pictures of the temperature field shape, by introducing different liquid crystal slurries in the fluids, without needing any image postprocessing. Moreover, liquid crystals here brighten in restricted regions only, making it possible to couple isotherm observation to Particle Image Velocimetry (PIV) measurements without introducing any bias in the cross-correlation computation.

A.2 Experimental setup

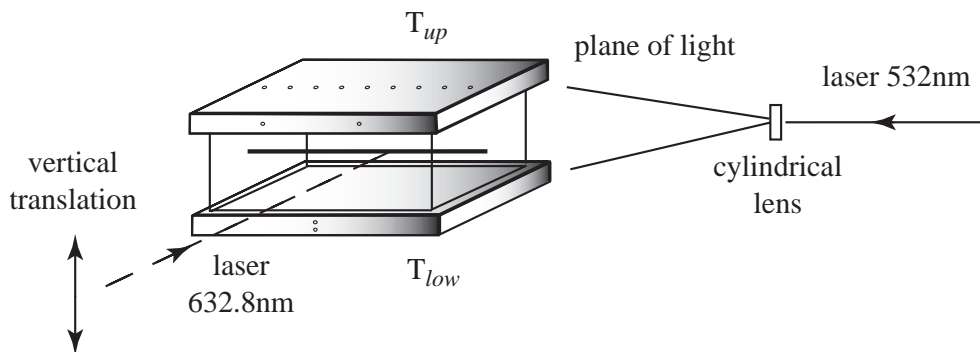


FIG. A.1 – Sketch of the experimental apparatus and calibration technique. The internal dimensions of the tank are 300×300 mm wide and 148 mm high. The thick line inside the tank represents one isotherm (see text).

All experiments are performed in a plexiglas tank 300×300 mm wide and 148 mm high (Figure A.1). Temperature boundary conditions are imposed at the top and bottom of the tank (T_{up} and T_{low} , respectively) by the mean of copper plates. A fluid

at constant temperature is driven through these plates by a cryostat Haake CC4060 (ethanol, cold plate) or by a thermostat Lauda RK20 KP (distilled water, hot plate), in order to keep their temperature constant through time. The temperatures of the top and bottom plates are measured all along the experiment by thermocouples located inside these plates. All other sides are covered with a layer of Styrofoam, in order to keep an adiabatic condition. The tank is filled with inverted sugar SI9566, whose viscosity and density properties depending on temperature are presented in Figure A.2.

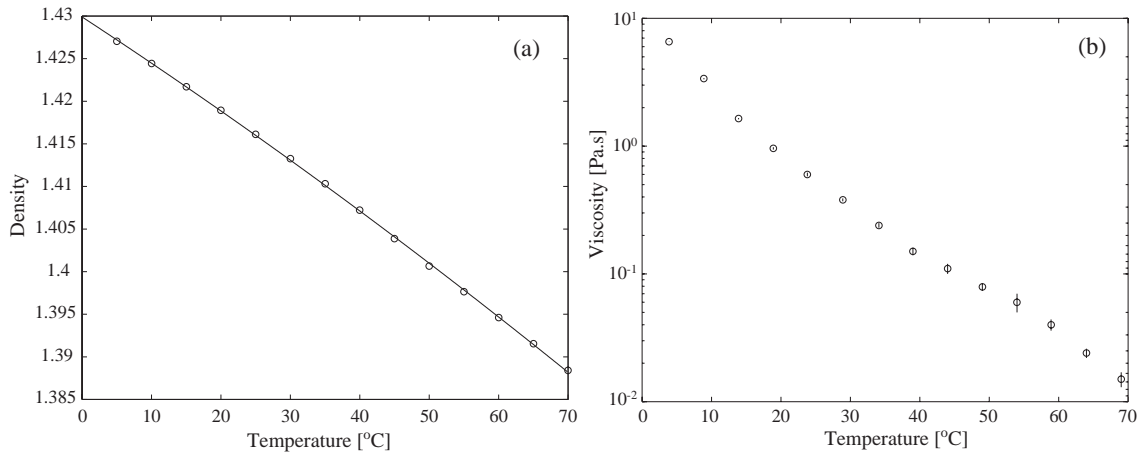


FIG. A.2 – (a) Fluid density versus temperature, measured with a Anton Paar DMA 5000 density meter. The general curves is plotted using a cubic spline interpolation. (b) Fluid viscosity versus temperature, measured with a Haake RV20 viscosimeter. Error bars on measurement are plotted.

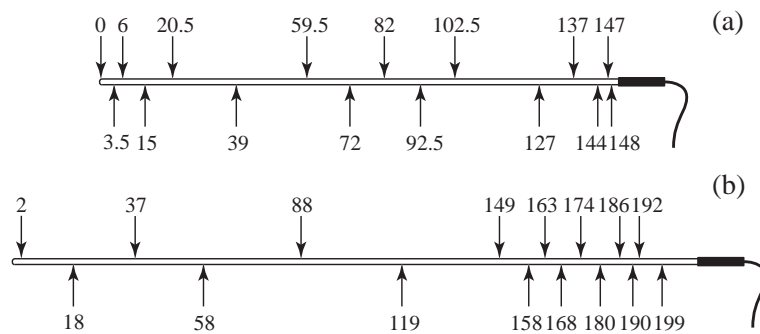


FIG. A.3 – Probes for temperature measurements. Thermocouples locations are given in *mm* from the extremity.

Temperature measurements are performed with a probe that can be placed vertically on different locations, through holes in the upper plate. The probe contains 16 thermocouples, located at different distances from its extremity (Figure A.3). For the following calibration, we have chosen for the probe the central position in the tank, in order to minimize boundary effects and thermal loss.

Hallcrest temperature sensitive liquid crystal mixtures have been used. Each mixture comes under the form of a temperature sensitive aqueous slurry containing mi-

croencapsulated chiral nematics liquid crystals. The physical and chemical properties are presented in Table A.1. Temperature limits for the different colours are given in Table A.2.

TAB. A.1 – Physical and chemical properties of the liquid crystal slurries (from constructor).

Form :	liquid
Colour :	milky white/tan
Odour :	almost odourless
Melting temperature :	$< 0^{\circ}\text{C}$
Boiling temperature :	100°C
Density (g/mL) :	~ 1.0
Solubility in water :	miscible in all proportions
Explosion limits :	lower : no data
Ignition temperature :	no data

TAB. A.2 – Description of the temperature sensitive liquid crystal mixture (from Hallcrest). Temperature tolerance is $\pm 0.5^{\circ}\text{C}$.

Product name	BM/10C2W /S40	BM/24C2W /S40	BM/31C2W /S40	BM/40C2W /S40
Visible Start (VS)	9.8°C	23.9°C	30.7°C	39.9°C
Red Start (RS)	10.2°C	24.3°C	31.0°C	40.1°C
Green Start (GS)	11.0°C	25.0°C	31.6°C	40.7°C
Bright Green (BG)	11.4°C	25.4°C	32.1°C	41.0°C
Blue Start (BS)	12.3°C	26.5°C	33.2°C	42.2°C
Colourless (CL)	31.2°C	39.3°C	45.5°C	53.6°C

A.3 Calibration

Table A.2 indicates that, when illuminated with a white light, the liquid crystals response is over the whole spectrum, and over a wide temperature range (from 13.7°C for the 40C2W to 21.4°C for the 10C2W). In order to visualize a single isotherm, with a temperature range as narrow as possible, the solution has been lightened with a single wavelength. We have used a compact solid-state diode-pumped, frequency doubled Nd :Vanadate (Nd :YVO₄) laser, providing single-frequency green (532 nm) output at high power levels (2W maximum). A cylindrical lens (focal 6.35m) creates a vertical plan of monochromatic light, which is sent through the tank.

All four liquid crystal slurries are introduced and mixed in the fluid, in the proportion of 0.1 g/L each. Table A.1 indicates that they are miscible in all proportions in a

water solution, which guaranties an homogeneous repartition in our fluid. A stable thermal gradient is applied in our two calibration experiments, with $T_{low} = 3^\circ\text{C}$ for both, and $T_{up} = 50$ or 60°C . Thermocouples show that the plates temperature is uniform within 0.1°C . The stable convective regime needs a characteristic time

$$\tau \sim \frac{d^2}{\kappa} \sim 44\text{h} \quad (\text{A.1})$$

to develop, where $d = 14.8$ cm is the characteristic length (tank height) and $\kappa = 1.42 \times 10^{-7} \text{ m}^2 \cdot \text{s}^{-1}$ the thermal diffusivity. All measurements below have been performed in the stable convective regime.

Figure A.4 shows a picture of the experiment. The vertical probe is clearly visible, as well as an horizontal thermocouple probe, introduced in order to check the stability of the thermal gradient through time. Each liquid crystal slurry brightens at a given

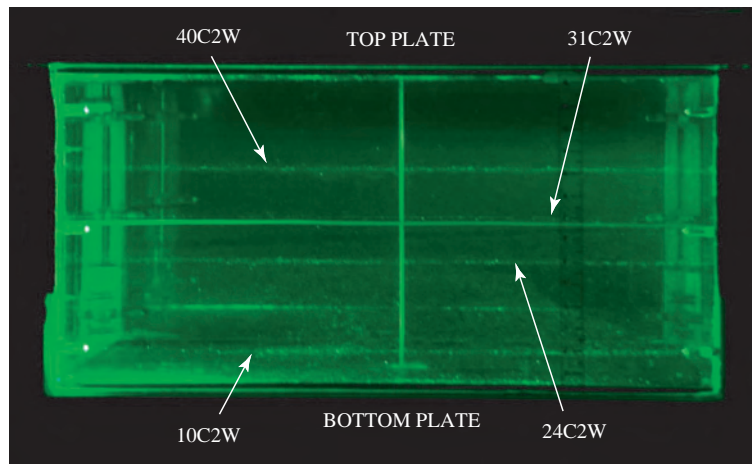


FIG. A.4 – Isotherms visualized with the liquid crystal technique (horizontal bright green stripes). For this experiment, $T_{up} = 60^\circ\text{C}$ and $T_{low} = 3^\circ\text{C}$ and $P_{laser} = 2.0\text{W}$. The vertical and horizontal probes are clearly visible (see text).

temperature, which is visible in Figure A.4 by the presence of four horizontal bright green lines, corresponding to the four small ranges of temperature for which each liquid crystal mixture illuminates.

A direct determination of the position of these lines is not accurate. Indeed, the effects of parallax introduces a 0.5 cm uncertainty, which is far below the precision we desire for such a calibration. In order not to have measurements biased by the parallax effects, we have used the technique presented in Figure A.1. A He-Ne Class IIIb laser (30 mW maximum at 632.8 nm) is pointed in the direction perpendicular to the green plan of light. It is mounted on a table translating vertically with a 0.1 mm precision. Horizontality is checked for the laser, and height measurement is performed on both sides of the tank (crossed by the red beam), in order to minimize the error. The precision on the measurement technique and the width of the laser beam (< 0.5 mm) gives a total uncertainty of 0.5 mm.

Measurements are presented in Figure A.5, and the temperature ranges corresponding to each liquid crystals illumination deduced from it are shown in Table A.3.

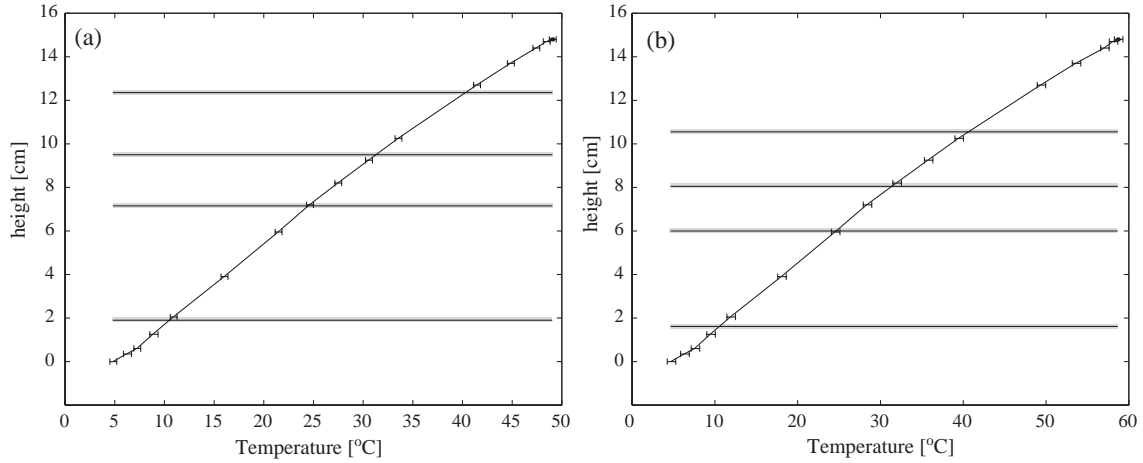


FIG. A.5 – Heights pointed by the He-Ne laser for the four isotherms (horizontal lines). Points and error bars represent the temperature measurements with the thermocouples probe. (a) $T_{low} = 3^{\circ}\text{C}$, $T_{up} = 50^{\circ}\text{C}$ and (b) $T_{low} = 3^{\circ}\text{C}$, $T_{up} = 60^{\circ}\text{C}$. The thickness of the horizontal lines (in gray) represents the uncertainty, taking into account both the uncertainty on measurements, and the width of the horizontal isotherm.

TAB. A.3 – Calibration results : temperature range for liquid crystals illumination (in $^{\circ}\text{C}$).

slurry	$T_{up} = 50^{\circ}\text{C}$	$T_{up} = 60^{\circ}\text{C}$
BM/10C2W/S40	10.24-10.75	10.24-10.84
BM/24C2W/S40	24.23-24.75	24.33-24.95
BM/31C2W/S40	31.00-31.59	31.02-31.73
BM/40C2W/S40	39.99-40.63	40.23-41.04

A.4 Discussion

The strength of the method presented above is to visualize single isotherms. Calibration shows that a given liquid crystal mixture, added in good proportions (typically 0.1 g/L) to a fluid illuminates when lightened by a 532 nm green laser with a precision of about $\pm 0.4^{\circ}\text{C}$ in temperature. This uncertainty takes into account not only the width of the isotherm itself, due to the change in the liquid crystal optical properties over a non-zero temperature range, but also all the errors due to pointing the heights of the isotherms and measuring the true temperature field via the thermocouple probe.

Temperatures of the isotherms illuminated due to the four liquid crystals slurries are resumed in Table A.4.

TAB. A.4 – Temperature for each liquid crystals illumination and cumulated uncertainty (in °C).

slurry	$T(^{\circ}\text{C})$
BM/10C2W/S40	10.5 ± 0.4
BM/24C2W/S40	24.6 ± 0.4
BM/31C2W/S40	31.4 ± 0.4
BM/40C2W/S40	40.5 ± 0.5

In we compare these results with the calibration given by Hallcrest in Table A.2, we observe a shift in wavelength for equal temperatures. All our critical temperatures, corresponding to the illumination for a 532 nm (green) light, fall between the red start and the green start predicted by the constructor, meaning that all our wavelengths (greater) are shifted towards red. This can be explained by the different method of calibration used by Hallcrest. Indeed, the data given in Table A.2 result from a calibration in normal (white) light, by recording the temperature at which each colour of reflected light is observed. The light wavelength used for illumination is expected to shift the colour-vs-temperature profile (Hallcrest, personal communication), hence our slightly different results, and the need for a systematic in situ calibration.

A.5 Conclusion

Previous studies and experimental techniques have displayed interesting uses of thermosensitive liquid crystals. With the use of a white light, intensity images of the liquid crystal particles provide quantitative informations on the velocity field using the algorithm of cross correlation in particle image velocimetry (PIV) (Fujisawa & Hashizume, 2001). Hence, the liquid crystal visualization technique can be easily extended to the simultaneous measurement of temperature and velocity in a two-dimensional plane illuminated by a sheet of light. This technique has been applied to various problems in engineering, such as thermal convection inside a cavity (Gluckman et al., 1993; Dabiri & Gharib, 1996). Furthermore, it was extended to the measurement of temperature and velocity in a three-dimensional field (Kimura et al., 1998; Fujisawa & Funatani, 2000). Ozawa et al. (1992) employed the techniques developed by Kimura et al. (1989) in white light to study natural convection in a Hele-Shaw cell. The liquid crystal technique has also been used under the form of liquid crystal sheet, located on a surface which temperature field is to be analysed, for example the temperature field on a vertical heated wall immersed in water (Inagaki & Komori, 1995). However, the scanning of the wide range of colors introduced biased temperature results, due to the use of a single-chip color camera (Dabiri & Gharib, 1996).

Our new method of single-wavelength visualization allows single isotherms observations, and a greater accuracy in simultaneous interpretation of both the temperature and velocity field, when coupling this technique with Particle Image Velocimetry (PIV) measurements. The calibration presented here has been used to interpret quantitatively the images of our experiments.

Acknowledgments. We are grateful to SYRAL for providing the sugar syrup used in our experiments.

Annexe B

Intermittence des instabilités petite échelle dans la convection de Rayleigh-Bénard forcée par un écoulement cisailant

Sommaire

A.1	Introduction	223
A.2	Experimental setup	224
A.3	Calibration	226
A.4	Discussion	228
A.5	Conclusion	229

V. Vidal, C. Crambes et A. Davaille, Intermittence des instabilités petite échelle dans la convection de Rayleigh-Bénard forcée par un écoulement cisailant, *Comptes-rendus de la 6e Rencontre du Non-Linéaire*, ed. Y. Pomeau & R. Ribotta, *Non-Linéaire Publications*, 301-306 (2003)

Résumé

La convection petite échelle apparaît sous une couche limite thermique froide lorsque le nombre de Rayleigh local excède une valeur critique Ra_δ (Palm, 1975). Son interaction avec un écoulement cisailant est étudiée expérimentalement dans une cuve chauffée par une paroi latérale et refroidie par le dessus. Deux échelles de mouvement sont observées : une cellule de convection grande échelle sur l'ensemble de la cuve et, pour un nombre de Rayleigh suffisamment élevé, un mouvement de convection petite échelle. Ces instabilités sont piégées dans la zone de cisaillement et suivent un chemin hélicoïdal dont l'axe est orienté dans la direction du cisaillement. La présence de ces instabilités sous la lithosphère terrestre serait en mesure d'expliquer certaines obser-

vables géophysiques telles que la présence de linéations à courte longueur d'onde dans le champ de gravité terrestre.

B.1 Introduction

La tectonique des plaques est une preuve de la convection thermique du manteau terrestre. Les plaques qui se forment puis s'éloignent des dorsales océaniques, et enfin plongent dans le manteau supérieur au niveau des zones de subduction sont les couches limites thermiques associées à la plus grande échelle de la convection mantellique. Lorsqu'un fluide est refroidi par le dessus, il va développer des instabilités de type Rayleigh-Bénard à la base de la couche limite thermique supérieure froide. Cette convection petite échelle est susceptible de se produire lorsque la partie supérieure du manteau terrestre se refroidit en s'éloignant de la dorsale. Elle se superpose alors au mouvement grande échelle de la tectonique des plaques. En présence d'un cisaillement horizontal, la convection de Rayleigh-Bénard tend à s'organiser pour minimiser l'interférence convective avec le mouvement à grande échelle, formant des rouleaux de convection longitudinaux, ou *rouleaux de Richter* (Palm, 1975; Richter, 1973; Richter & Parsons, 1975). Les mécanismes de ce phénomène sont cependant encore mal connus.

Nous avons étudié expérimentalement l'interaction entre la convection à petite échelle qui se développe sous une couche limite thermique froide avec un écoulement cisailant, pour des fluides à haut nombre de Rayleigh.

B.2 Dispositif expérimental

Nos expériences sont réalisées dans deux cuves en plexiglas de dimensions $30 \times 30 \times 10$ cm et $40 \times 30 \times 20$ cm (longueur, largeur et hauteur respectivement). La paroi supérieure et l'une des parois verticales latérales sont des plaques de cuivre maintenues à température constante (on refroidit et on chauffe respectivement) par des bains thermostatés (Fig.B.1). Le fond de la cuve correspond à une condition limite adiabatique, ou est maintenu à la même température froide que la plaque supérieure selon la cuve utilisée. Différents types de fluides ont été utilisés dans nos expériences : des mélanges d'eau et d'hydroxyéthylcellulose (polymère de viscosité constante), des sirops de sucre (forte dépendance en température de la viscosité) et de la cire (présentant une transition de phase, i.e. un saut de viscosité infini). Les nombres de Rayleigh sont compris entre 10^4 et 10^8 , et les nombres de Prandtl sont grands (> 1000).

Des profils de température verticaux sont enregistrés au cours du temps à l'aide d'une canne de thermocouples pouvant être placée à différentes distances de la plaque verticale chaude. Nous utilisons également une technique de visualisation non perturbative : des cristaux liquides micro-encapsulés sont introduits en petite quantité dans le fluide étudié. Cette méthode, développée à l'origine pour observer le champ de

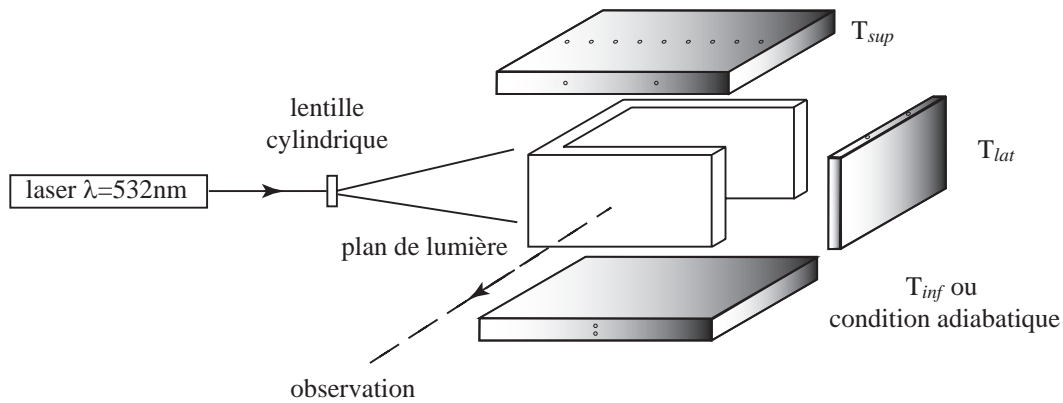


FIG. B.1 – Dispositif expérimental. Le plan de lumière laser peut être vertical ou horizontal, et la visualisation des isothermes se fait également dans un plan vertical parallèle à la plaque verticale chaude (à 90° du schéma ci-dessus).

température par éclairage en lumière blanche et analyse du spectre (Dabiri & Gharib, 1991), est ici améliorée. On éclaire la cuve par un plan de lumière monochromatique (laser solide Nd :YVO₄, $\lambda=532\text{nm}$), ce qui permet de ne visualiser qu'une isotherme bien particulière, correspondant aux propriétés optiques des cristaux liquides introduits. On atteint ainsi des précisions de l'ordre de 0.1°C . Quatre types de cristaux liquides sont utilisés, permettant de visualiser les isothermes 10°C , 24°C , 31°C et 40°C . Toutes les observations sont faites dans le régime stationnaire.

B.3 Les deux échelles de convection

La première observation est la présence d'un rouleau de convection grande échelle, d'axe parallèle à la plaque latérale chaude, avec présence d'un coeur de température constant T_m au centre de ce rouleau. Une étude expérimentale par interférométrie différentielle dans un cas similaire (Nataf et al., 1981) prédit une dépendance de w/h , où w est la largeur du rouleau de convection grande échelle et h la hauteur de la cuve, en Ra_{lat}^σ . Ra_{lat} désigne ici le nombre de Rayleigh latéral $Ra_{lat} = \alpha g(T_{lat} - T_{sup})h^3/\kappa\nu$, où α est le coefficient de dilatation thermique, g l'accélération de la pesanteur, κ la diffusivité thermique et ν la viscosité cinématique. σ est un coefficient déterminé expérimentalement. Cette relation empirique prévoit la formation d'un unique rouleau de convection grande échelle dans toutes nos expériences, ce que l'on observe effectivement. Cependant, on observe également dans certains cas la formation d'un rouleau secondaire, près de la plaque verticale chaude. Ce rouleau correspond toujours à l'ordre 0 de la convection, au même titre que le rouleau grande échelle étendu sur l'ensemble de la cuve. Il apparaît lorsque le nombre de Rayleigh latéral dépasse une valeur critique de 8.10^5 (Fig.B.2a).

On peut expliquer sa formation par la déstabilisation de la couche limite latérale, due à une stratification de l'environnement suffisamment importante pour forcer un écoulement vers le bas dans la partie extérieure de la couche limite (Worster & Leitch,

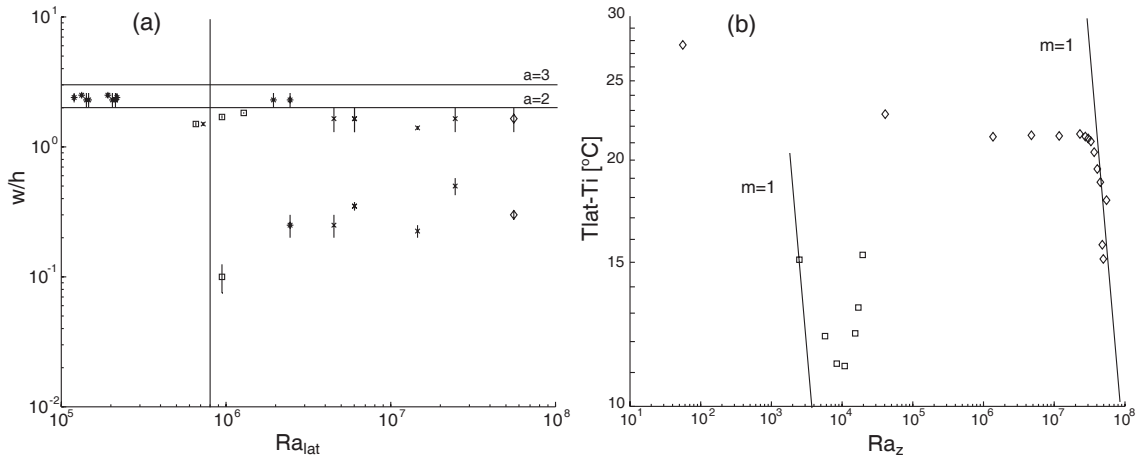


FIG. B.2 – Caractéristiques de la convection grande échelle. (a) Régime de formation d'un rouleau secondaire pour des expériences réalisées dans la cuve de rapport d'aspect $a=3$ avec des mélanges d'hydroxyéthylcellulose (étoiles) et dans la cuve de rapport d'aspect $a=2$ avec des mélanges d'hydroxyéthylcellulose (croix), du sirop de glucose (carrés) et du sirop de sucre inverti (losanges). (b) Vérification de la loi de similitude : pour le sirop de glucose, très visqueux (carrés), on a toujours $m < 1$ (pas de rouleau près de la couche limite verticale) ; un sirop de sucre moins visqueux (losanges) montre une déstabilisation de la couche limite thermique verticale, avec formation d'un rouleau de convection supplémentaire ($m > 1$).

1985). Les équations de couche limite pour une convection 2D proche d'une paroi verticale s'écrivent :

$$uw_x + ww_z = \nu w_{xx} + \alpha g(T - T_i)$$

$$uT_x + wT_z = \kappa T_{xx}$$

où u et w sont les composantes de la vitesse selon les directions horizontale x et verticale z respectivement, T la température locale et $T_i(z)$ la température du fluide ambiant (Turner, 1973). La température du fluide ambiant peut être écrite comme

$$T_i = T_{lat} - \Delta T Ra_z^{-m}$$

où $\Delta T = T_{lat} - T_{sup}$ est l'échelle caractéristique de température et $Ra_z = \alpha g \Delta T z^3 / \kappa \nu$ le nombre de Rayleigh local. L'introduction de la variable de similitude ξ telle que $\xi = Ra_z^{1/4(1-m)} x/z$ et de la fonction courant ψ telle que $u = -\psi_z$ et $w = \psi_x$ montre que ψ augmente avec z pour $0 \leq m < 1$ et décroît avec z pour $m > 1$ (Worster & Leitch, 1985). La figure B.2b montre l'évolution de $(T_{lat} - T_i)$ en fonction de Ra_{lat} : le rouleau de convection secondaire (pour la convection à l'ordre 0) apparaît lorsque la pente excède la valeur critique $m = 1$. C'est donc la déstabilisation de la couche limite associée à la paroi verticale chaude qui est responsable de sa formation. Le rouleau secondaire précédemment décrit reste cependant limité à une région proche de la plaque verticale, et ne semble pas modifier le comportement des autres échelles de convection.

Pour des nombres de Rayleigh suffisamment grands, des instabilités à petite échelle se forment sous la couche limite supérieure froide à une distance x_f de la plaque verticale chaude, et sont cisailées par l'écoulement grande échelle. Elles correspondent

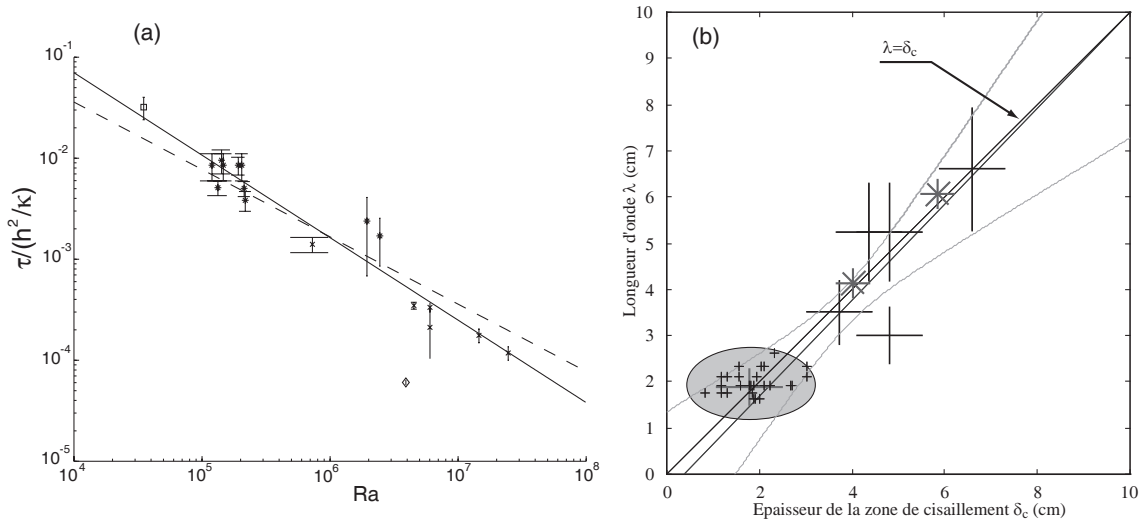


FIG. B.3 – Périodicité de la convection petite échelle. (a) temporelle : $\tau \propto Ra^{-0.81}$; la droite en pointillés correspond à $\tau \propto Ra^{-2/3}$. (b) spatiale : la longueur d'onde des corrugations est directement proportionnelle à l'épaisseur de la zone cisailante δ_c .

aux instabilités classiques de Rayleigh-Bénard, qui se développent sous une couche limite thermique froide (Davaile & Jaupart, 1993). Elles apparaissent quand le nombre de Rayleigh local dans la couche limite thermique instable atteint une valeur critique $Ra_\delta = \alpha g(T_m - T)\delta_i^3 / \kappa \nu_m$ (Davaile & Jaupart, 1993). Deux régimes ont été observés. Dans le premier régime, les instabilités sont piégées dans la zone de cisaillement et s'enroulent en formant les rouleaux de Richter. Dans le deuxième régime, visible lorsque la vitesse de cisaillement est plus faible, le champ de température n'est pas stationnaire au cours du temps, mais reflète le décrochement périodique de panaches froids qui se font emporter par l'écoulement grande échelle sans s'enrouler.

L'étude de la périodicité τ de formation de ces instabilités montre que :

$$\tau = \frac{d^2}{\pi \kappa} \left(\frac{Ra_c}{Ra} \right)^{\frac{2}{3}}$$

Cette relation est vérifiée expérimentalement (Fig.B.3a). Ces instabilités présentent également une périodicité spatiale : leur longueur d'onde est directement proportionnelle à la largeur de la zone de cisaillement δ_c (Fig.B.3b).

B.4 Etude statistique des séries temporelles

L'étude de l'asymétrie de la dérivée temporelle de la température est une méthode utilisée pour caractériser les fluctuations générées par la propagation de fronts thermiques en turbulence dure (Belmonte & Libchaber, 1996). Ce régime particulier de turbulence se caractérise par la présence d'un écoulement grande échelle cohérent dans la cellule de convection, auquel se superpose les instabilités générées par le gradient

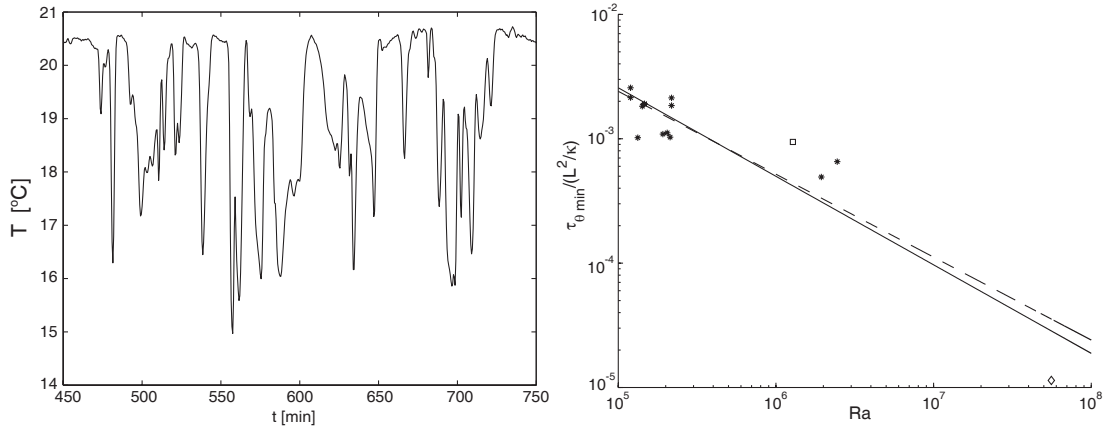


FIG. B.4 – Etude statistique des séries temporelles. (a) Exemple de signal de température. (b) Echelle de temps thermique normalisée par le temps de diffusion. La droite en trait plein correspond à $Ra^{-0.71}$, celle en pointillé à $Ra^{-2/3}$.

vertical de température. Il est donc intéressant de faire le parallèle avec des expériences en écoulement cisailant forcé. L'asymétrie moyenne de la dérivée de la température est mesurée par sa skewness S' , définie par :

$$S' = \frac{\langle (\frac{\partial T}{\partial t})^3 \rangle}{\langle (\frac{\partial T}{\partial t})^2 \rangle^{3/2}}$$

Contrairement au régime de turbulence dure, la dérivée de la skewness en convection forcée par un écoulement cisailant ne présente pas la forme caractéristique d'un front thermique. L'enroulement des instabilités petite échelle dans la direction longitudinale (front thermique montant puis descendant) empêche toute caractérisation de ces instabilités par l'étude de l'asymétrie moyenne de l'écoulement à une distance donnée de la plaque verticale chaude. On peut cependant calculer le minimum du paramètre τ_{θ} , échelle de temps thermique définie par

$$\tau_{\theta} = \frac{\langle (T - \langle T \rangle)^2 \rangle^{1/2}}{\langle (\frac{\partial T}{\partial t})^2 \rangle^{1/2}}$$

et fonction de la distance à la plaque froide supérieure (Belmonte & Libchaber, 1996). Cette quantité, adimensionnée par le temps de diffusion thermique pour la cuve (h^2/κ), correspond à l'inverse de la puissance dissipative Q (Procaccia et al., 1991). Même si la structure cohérente des fluctuations thermiques n'est pas analogue au régime de turbulence dure, on retrouve cependant la loi d'échelle $\tau_{\theta, \min} \propto Ra^{-2/3}$ (Fig.B.4). Ce comportement semble donc indépendant de la structure de l'écoulement (rouleaux ou panaches turbulents), et caractéristique des instabilités thermiques de couche limite.

B.5 Conclusion et implications géophysiques

Nos expériences cherchent à caractériser de manière précise le comportement des instabilités qui se développent sous une couche limite thermique froide, lorsqu'elles sont cisailées par un écoulement à plus grande échelle. Ces instabilités sont périodiques dans l'espace (rouleaux longitudinaux) et dans le temps. L'analogie avec la convection dans le manteau terrestre ne peut se faire qu'à condition que la vitesse dans l'asthénosphère soit plus grande que la vitesse dans la lithosphère. Cette condition peut être remplie soit par l'existence d'une expansion latérale liée à une dorsale océanique, soit par la présence d'un panache mantellique (point chaud). Si tel est le cas, nos expériences montrent qu'une convection petite échelle peut se développer sous la lithosphère, et rester piégée dans l'asthénosphère. Elle forme alors des rouleaux de Richter, d'axe parallèle au mouvement des plaques, qui auraient une longueur d'onde de 150-300 km. Ce phénomène est susceptible d'être à l'origine des linéations de courte longueur d'onde (quelques centaines de kilomètres) observées dans les anomalies du géoïde et du champ de gravité dans certaines régions du Pacifique (Haxby & Weissel, 1986).

Annexe C

MiFil : A method to characterize hotspot swells. Application to French Polynesia

Sommaire

B.1	Introduction	232
B.2	Dispositif expérimental	232
B.3	Les deux échelles de convection	233
B.4	Etude statistique des séries temporelles	235
B.5	Conclusion et implications géophysiques	237

C. Adam, V. Vidal and A. Bonneville, MiFil : A method to characterize hotspot swells. Application to French Polynesia, *to be submitted to Journal of Geophysical Research* (2004)

Abstract

We propose here a new filtering method to characterize large-scale depth anomalies. This 2D method, applicable directly on depth anomaly grids, does not require any assumption on the emplacement, amplitude or width of the large-scale feature to describe - except its minimal width. It therefore allows a precise mapping of different bathymetric features. It has been used to characterize depth anomalies at different spatial length scales : hotspot swells and Superswell in the South Pacific. Filtering is also applied to the geoid anomaly, to investigate the origin of the anomalies. Comparison between both informations provides a new understanding of the complex history of this zone.

C.1 Introduction

Variations in seafloor depth with age when the oceanic lithosphere spreads away from mid-ocean ridges reflects at first order the cooling and sinking of a plate when moving away from a hot boundary (Turcotte & Oxburgh, 1967; Sclater & Francheteau, 1970). However, bathymetric features can regionally depart from the subsidence models describing this conductive cooling (Parker & Oldenburg, 1973; Parsons & Sclater, 1977). The depth anomalies map (Menard, 1973) is obtained by subtracting the expected depth based on crustal age from the observed depth. It displays anomalies of different length scales : the volcanic edifices (~ 100 km), wide shallow regions around hotspots (Wilson, 1963; Morgan, 1971), called *swells* (~ 1000 km) and a huge shallow region (several thousand kilometers) in the South Pacific : the Superswell (McNutt & Fischer, 1987; Sichoix et al., 1998).

A precise characterization of hotspot swells is required in order to understand the phenomena at the origin of these anomalies. Moreover, their precise description is necessary to have reliable quantification, such as the flow of material from the mantle, which helps to distinguish deep plumes from more superficial ones. Therefore, we present here a 2D-filtering method allowing a precise characterization of large-scale topographic features. This method (MiFil) does not require any assumption on the emplacement, shape or extension of the anomalies we want to describe. It is applied to French Polynesia (South Pacific), a region well-known for its high concentration of volcanism and a complex tectonic history. In our region, many phases of volcanism are often superimposed on the same alignment. One alignment could thus present several swells. This hypothesis cannot be checked by the modal analysis (Crough, 1983) previously used on this region (Sichoix et al., 1998). Wessel (1993a) approximated the profile of a swell topography with super-gaussians transversal to the hotspot track. This approach needs two strong hypotheses : the shape of the swell and its emplacement along the volcanic chain. We demonstrate in this study that these characteristics are not systematic. Moreover, the swells are superimposed on the South Pacific Superswell. These two observables have never been isolated, leading to a bad estimation of the swells amplitude in this region. However, geophysical interpretations require a precise knowledge of the anomalous bathymetry. Indeed, an uncertainty of 100 m on a swell amplitude can lead to an error of 60°C on the thermal structure of the underlying plume (Sleep, 1990).

Figure C.1 presents the Pacific bathymetry, from Smith & Sandwell (1997) version 8.2. In the first part of this study, we have used this map to discuss different filtering methods applied on several Pacific swells. But for more quantitative studies, we have used a more adequate data set, which is discussed the second part of this work.

C.2 Regional-residual separation of geophysical data

Many geophysical datasets consist of a variety of different length-scale features. In order to analyze and interpret them, these different length-scale phenomena need to

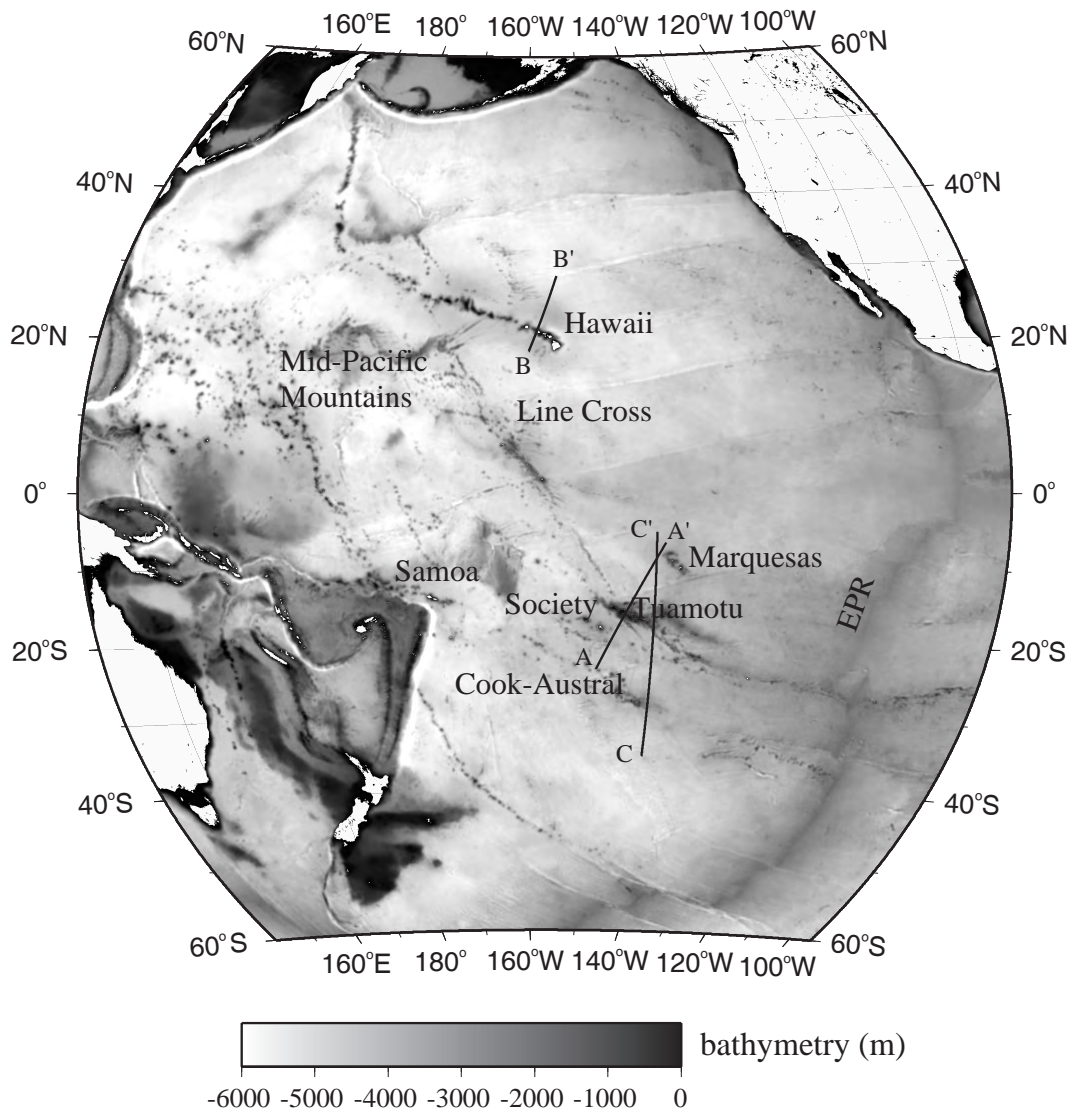


FIG. C.1 – Bathymetry of the Pacific, from Smith & Sandwell (1997) version 8.2. Profiles AA', BB' and CC' are discussed in the text.

be separated. This process, referred to as regional-residual separation (Telford et al., 1986), has generated many filtering methods. Next section presents a review of the most commonly employed methods, and lists their shortcomings. The existing filtering techniques can be classified into three main categories : spectral filtering, adjustment of the anomaly by a mathematical surface, or spatial filtering.

C.2.1 Traditional filtering techniques

Spectral filtering.

Because of the presence of different spatial length scales in the datasets, low-pass convolutive filters have often been used (Watts & Daly, 1981; Ribe & Watts, 1982;

Watts et al., 1985; Cazenave & Dominh, 1987). However, the finite and non-periodic characteristics of most geophysical observables can introduce an important bias in the regional-residual separation. The problem of a finite signal is illustrated in Figure C.2. The spectrum associated with a periodic signal (Figure C.2a), with a well-defined frequency is shown in Figure C.2b. The sharp peak indicates the right frequency : 0.5. If we isolate a part of this signal by convolution with a window function (Figure C.2c,d,e) (Bendat & Piersol, 1986), we show the most important problem of finite signal filtering (Figure C.2f) : the leakage of a given frequency towards the neighbouring frequencies. This effect can be strongly attenuated by using convolutive windows with a different

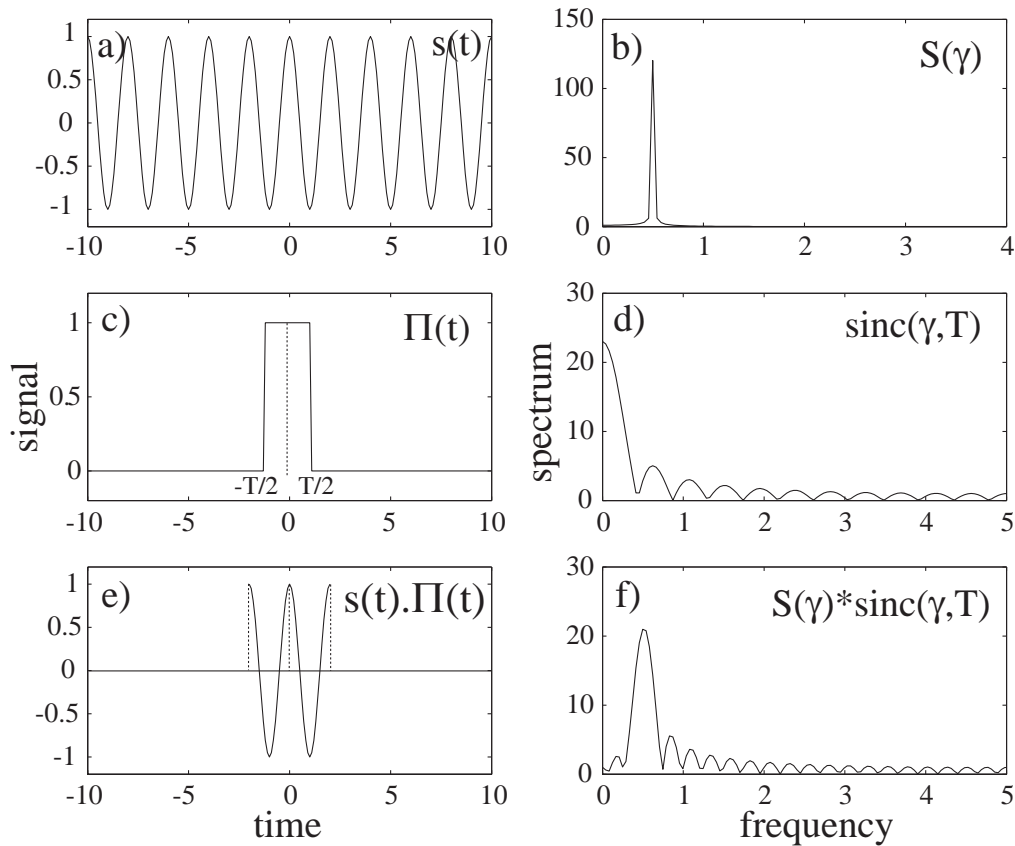


FIG. C.2 – Illustration of the consequences of the finite nature of a periodic signal on the spectral domain. (a) Periodic function s (cosine, period 2) and its sharp spectrum (b). (c) Window function Π used to shorten the signal to two periods. Its spectrum (d) is a cardinal sine function. (e) Truncated periodic signal, and its spectrum (f) : the energy is partially distributed toward neighbouring frequencies.

and smoother spectral signature, such as gaussian windows. The gaussian convolutive filtering has therefore been one of the most used convolutive filtering in data analysis. However, even if in a lesser way than the above example, it still deteriorates the initial signal, and makes the spectral analysis somehow biased. The second important shortcoming of the spectral filtering is that this method assumes that features of interest have most of their spectral power at wavelengths not strongly represented in the background field. This strong hypothesis is not always checked, due to the frequent wavelength range overlapping between regional and residual features (Wessel, 1998). Moreover,

even when assuming that the phenomena have non-overlapped spectral ranges, their existence as finite and non-periodic series introduces a strong bias in their characterization. This is illustrated in Figure C.3, where are plotted a periodic signal (cosine

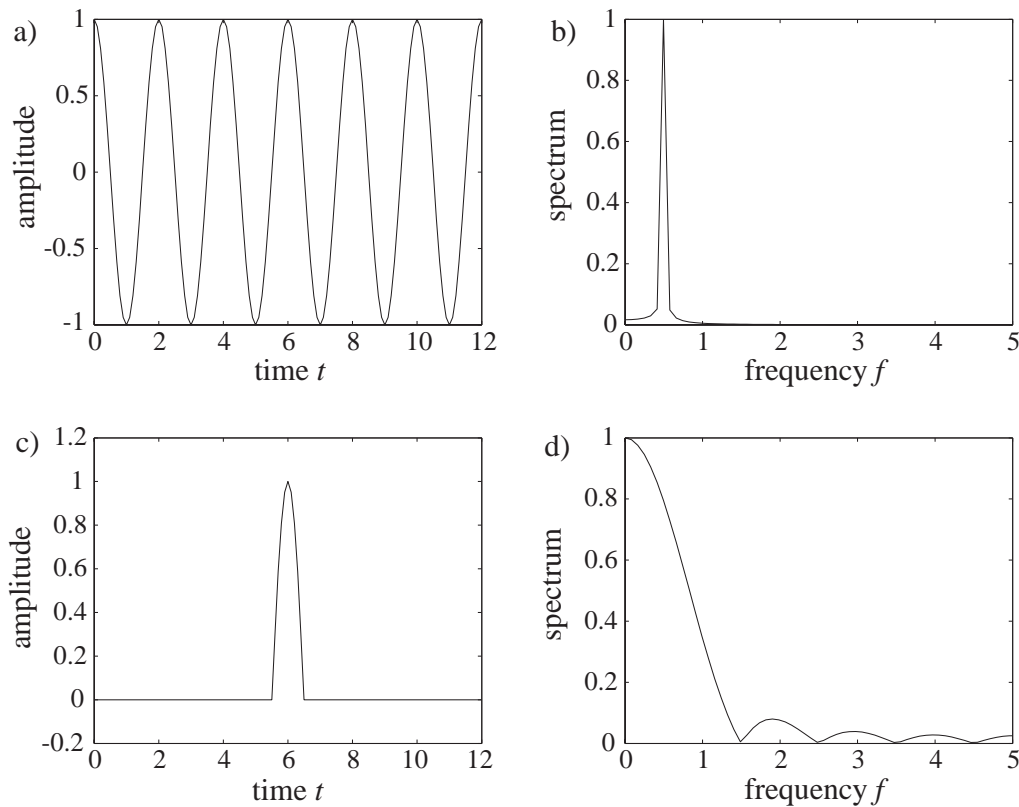


FIG. C.3 – Spectrum computation of a periodic and a non-periodic signal. (a) Periodic function (cosine, periodicity 2, dashed line) and (c) non-periodic function (cosine arch). (b) Spectrum of the periodic function and (d) spectrum of the cosine arch.

function) and a single cosine arch, and their associated spectra. In the periodic case, the spectrum indicates the wavelength of the original signal. In the non-periodic case, however, the frequency peak is shifted toward a much lower frequency. In particular, bathymetry can have isolated features whose shape can be roughly approximated by an arch. For a geographical restricted zone, a bathymetric feature which is not repeated enough times to have a significant spectral signature will not appear at the correct frequency in the spectral domain. All these considerations illustrate the fact that the term "wavelength" is not appropriate for bathymetric features. "Spatial length-scale" has to be used in order to avoid any misunderstanding. Finally, a last and important shortcoming of the spectral filters has to be pointed at. Convolutional filters only manipulate the amplitudes of the data's sinusoidal components, meaning that the residual function integrates to zero. In particular, the use of such filters to separate the swell component from topography associated with volcanism, in the case of a hotspot chain, hinders any further volume computation. Figure C.4 illustrates the problems linked to the use of convolutional filters. We have filtered the depth anomaly grid along the profile shown in figure C.1, in order to isolate the regional (swell) component. No satisfying compromise can be found between the fitting wavelength and amplitude. Therefore,

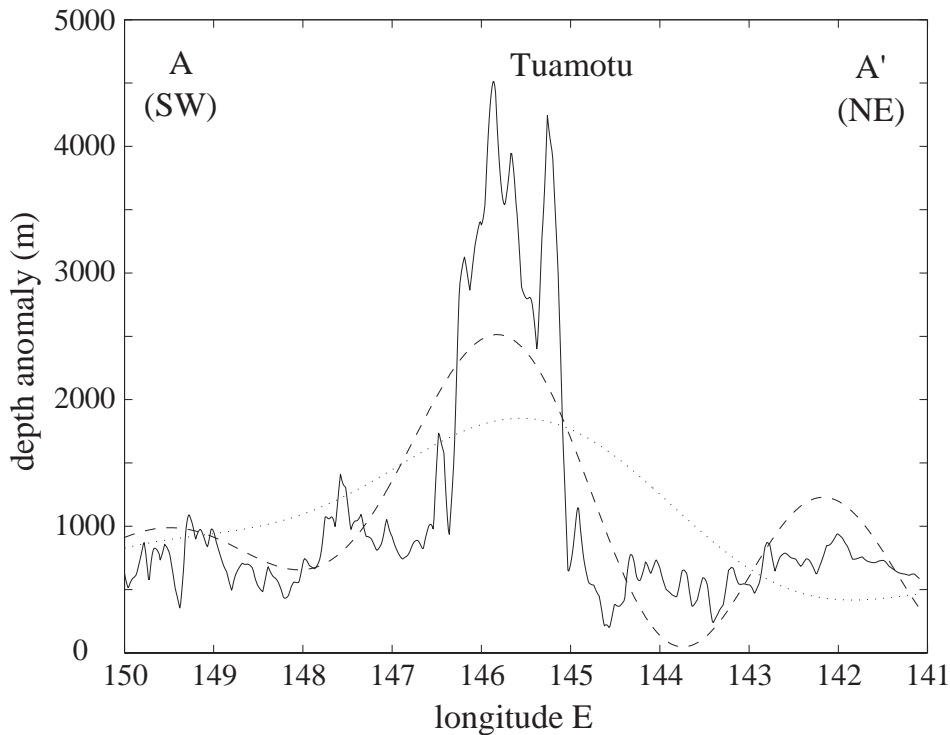


FIG. C.4 – Swell determination in the Tuamotu region by spectral filtering (profile AA' located in Figure C.1). The depth anomaly (solid line) is filtered with convolutive filters of cut-off wavelength 100 km (dashed) and 200 km (dotted).

spectral filtering is not adapted to depth anomalies characterization.

Geometrical methods.

An alternative method consists in estimating the regional depth by a mathematical shape. Swells have been first approximated as gaussian functions (Crough, 1978) in the direction perpendicular to the hotspot chain. Based on theoretical (Huppert, 1982) and experimental (Didden & Maxworthy, 1982) studies, predicting a swell flattening, Wessel (1993a) proposed to fit the topographic swells by super-gaussians

$$f(x) = h_0 \exp\left(-\left|\frac{x}{w}\right|^p\right) \quad (\text{C.1})$$

where h_0 is the swell amplitude, w the standard deviation and p determines the curve shape ($p = 2$ is the gaussian case). Figure C.5 shows the determination of the Hawaiian hotspot swell with the geometrical method. This method seems more accurate than the spectral method, for it does not overestimate the swell amplitude. However, many shortcomings are also associated with this method. First, it works on profiles, and is not directly applicable on two-dimensional grids. Second, the simultaneous non-linear adjustment of the five parameters (h_0 , w , centre of the super-gaussian, regional depth and slope) has to be done on the flanks of the depth anomaly, in order not to take into account the topography associated with volcanism. The choice of the fitting region remains subjective. Third, this method assumes a strong hypothesis : the swell has to

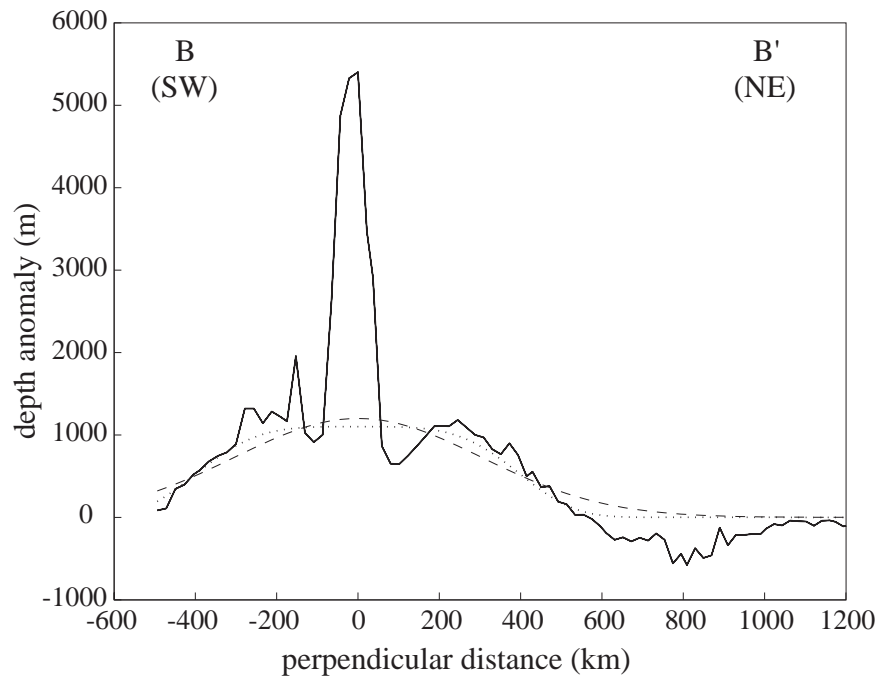


FIG. C.5 – Swell determination with the geometrical method for the Hawaiian hotspot (profile BB' indicated in figure C.1). Depth anomaly is the solid black line. Its regional component is adjusted by a gaussian (dashed) or a super-gaussian (dotted, $p = 4$).

be symmetrically developed on each side of the main alignment. This is not always checked, and indeed is not the case for the South Central Pacific swells, as we will show in section C.4. Finally, the choice of a super-gaussian shape has no physical signification, and therefore remains a purely convenient graphical fitting method.

Spatial filtering.

Filters in the spatial domain are based on the fact that geophysical data of a given length scale usually contains many wavelengths, due to their complex topography (Wessel, 1998). Indeed, these non-linear filters do not have a spectral representation. They work directly on the spatial length scales of features, and not their spectral component, and so provide a much better separation of the regional and residual components (respectively swell and seamounts for bathymetry). The most used among them are the mean, median and mode filters. Figure C.6 shows the determination of the Tuamotu swell with different spatial filters. The mean filtering also tends to overestimate the broad features amplitude, and is the less appropriate for the regional and residual components separation. The modal filter, introduced by Crough (1978), has been extensively used to find the swell characteristics, in particular in French Polynesia, where Sichoix et al. (1998) determined the swells and Superswell amplitudes. However, this approach supposes the knowledge of the regional anomaly axial spreading. Moreover, it can introduce an overestimation of the swell amplitude near the hotspot trend, because of the influence of the volcanic edifices topography (Adam, 2003). Smith (1990) demonstrates that the median filter is better than the modal one, for it is less noisy and

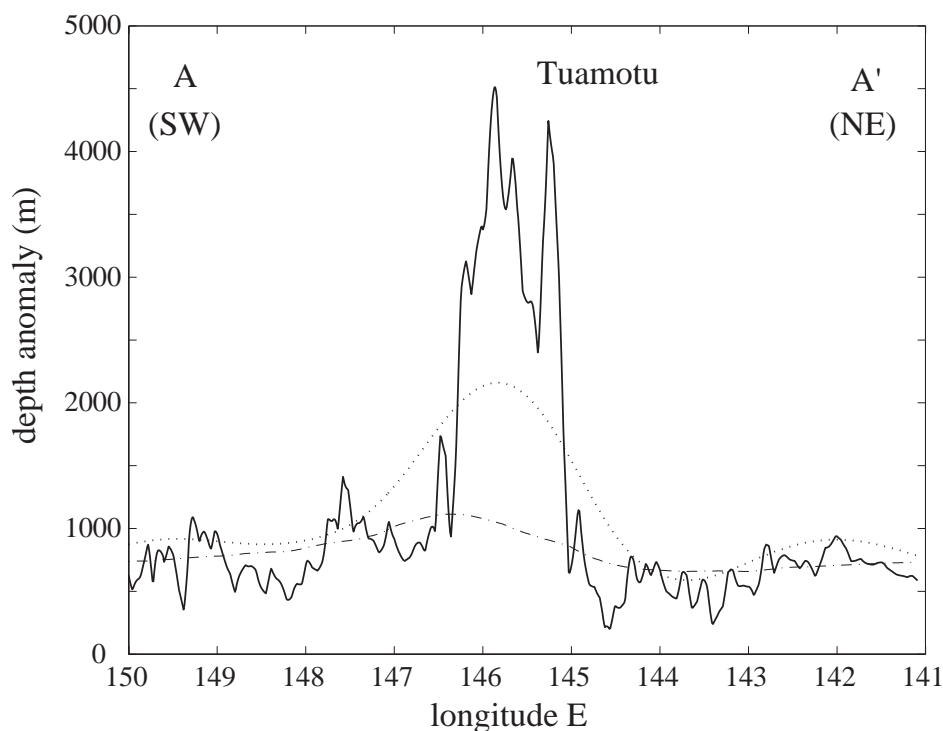


FIG. C.6 – Swell determination with spatial filters for the Tuamotu (profile AA' indicated in figure C.1). Depth anomaly is the solid black line. Its regional component is adjusted by a probability filter (dotted) or by a median filter (dash dotted).

more convenient to compute. Median filters return the median value inside the filtering window. In Figure C.6 the profile associated with the median filtering is plotted for the Tuamotu swell. This is the best fitting one among the spatial filters. It is particularly well adapted to bathymetry, which includes steep features like fracture zones (Smith, 1990). Indeed, because of its ability to ignore the presence of values far from the typical one, it makes it possible to completely eliminate features (Wessel, 1998). The insensitivity to extreme values is the characteristics of robust estimators (Rousseeuw & Leroy, 1987).

The median filter is therefore the best filtering method among all the classical filtering techniques. However, as shown in Figure C.6, it still does not fit the regional component as expected, and tends to slightly overestimate the regional depth component in the vicinity of the volcanic edifices. Moreover, if the reference seafloor is not perfectly flat, with for instance seamounts distributed not symmetrically about the seafloor location, or a sloping background, then the median will be biased toward shallow values (Smith, 1990; Wessel, 1998).

C.2.2 The MiFil method

In order to remove efficiently all topographic features smaller than a given spatial length scale, we have elaborated a new filtering method. Based on the previous

works, we know that the spatial filters (and in particular the median one) are the most adapted for the regional-residual separation, but still overestimate the regional depth component, for they do not remove efficiently enough the volcanic edifices contribution to topography. One more stage has then to be added. The method presented here is based on the two following stages : the first stage minimizes the original grid, in order to roughly remove the volcanic edifices contributions, and the second stage sweeps the resulting grid with a median filter, in order to smooth the previous grid and definitely eliminate the volcanic edifices contributions. This method, hereafter called MiFil (Minimization / Filtering), is an efficient method for regional-residual separation (Vidal & Bonneville, 2004). Details of the two stages are described below.

1st stage : Minimization.

The first stage of MiFil (Minimization) consists of translating a square window of size l through the depth anomaly grid. l is a constant in km : when translating the square window directly over the latitude/longitude grid, its size has to take into account the increasing deformation towards increasing latitudes. The translation step t is equal to the grid step. For each step, the new value taken for the resulting minimized grid at the center of the translating window corresponds to the minimum of the depth anomaly found in that window. The outer edges of the grid remain unchanged over a length $l/2$.

If λ_c is the maximum topographic length to eliminate, the size l of the translating window has to be :

$$l \sim \lambda_c/2 \quad (\text{C.2})$$

A compromise has to be found on the l value. Indeed, any local minimum value in the original depth anomaly grid will be spread on a $l/2 \times l/2$ area. A too large l value could therefore extend over an unwanted area some minimal values such as those introduced by fracture zones, and then introduce an important error on the regional depth estimation. Figure C.7, stage I shows two profiles extracted from the minimized grid with different window sizes l . Observe in particular the minimized curve in the vicinity of the Marquesas fracture zone. In both cases, the small spatial length scale features are flattened but not completely removed, due in particular to the necessity of this compromise.

2nd stage : Filtering.

The second stage of MiFil (Filtering) smoothes the shape and totally removes the small spatial length scale remaining topography. We use a median filter from the Generic Mapping Tools (GMT) software (Wessel & Smith, 1991). This filter considers for each point of the entering grid a disk of diameter $2R$ centered on that point. The value of the resulting filtered grid is the median of all points found inside this disk. The disk is then swept through the grid. The median measures the central tendency : it smoothes the minimized grid, and removes the remaining small spatial length scale topographic features. Outliers like minima associated with fracture zones have little effect on it. It was thus preferred to the mean value, which is too much influenced by

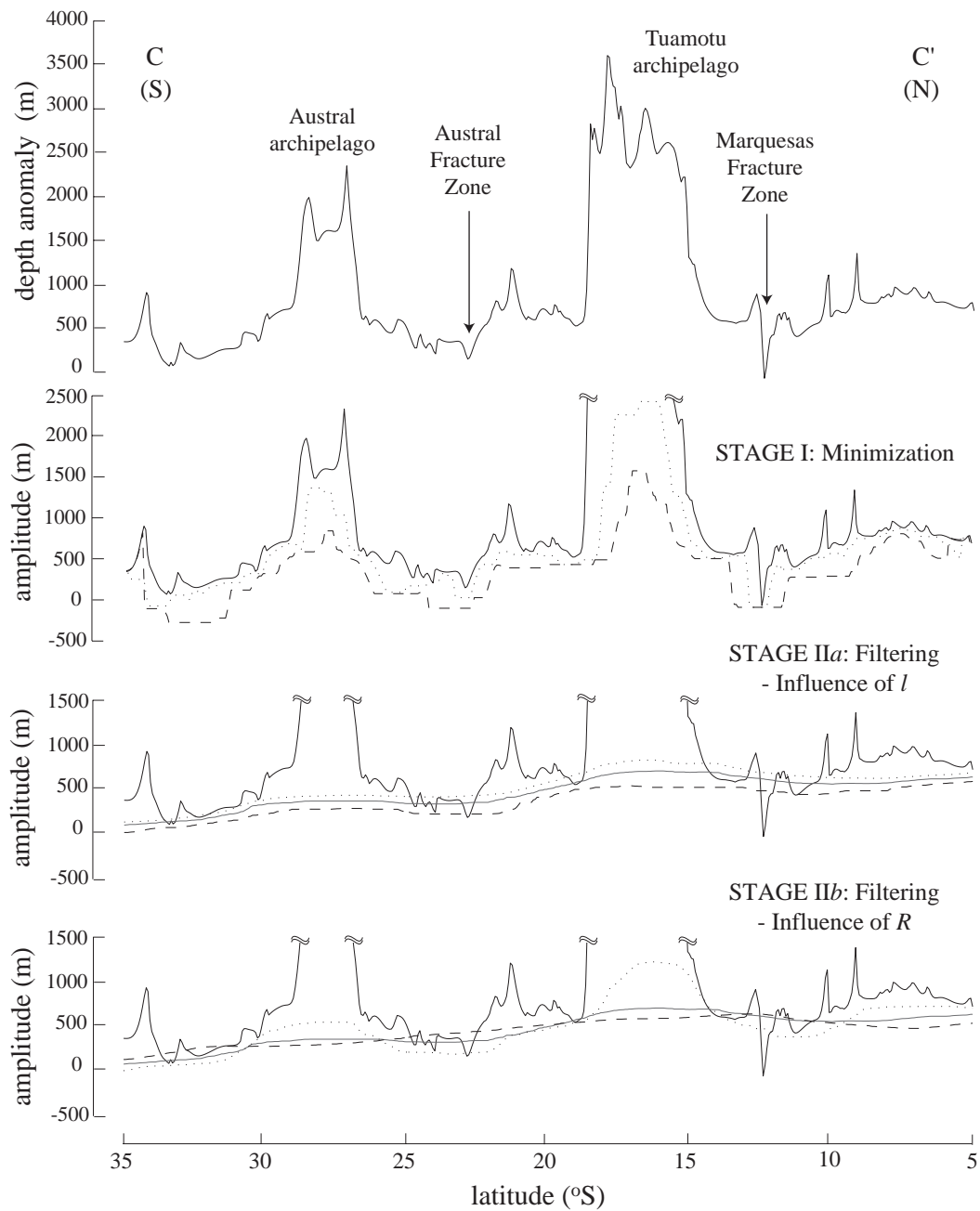


FIG. C.7 – The top solid black line represents a profile of depth anomaly at longitude 217.8°E (profile CC', Figure C.1). Stage I) minimization with different window sizes : $l = 70$ km (dotted) and $l = 170$ km (dashed). Stage IIa) minimization with $l = 70$ km (dotted), $l = 100$ km (solid gray) and $l = 170$ km (dashed), and filtering with $R = 500$ km. Stage IIb) minimization with $l = 100$ km and filtering with $R = 300$ km (dotted), $R = 500$ km (solid gray) and $R = 700$ km (dashed).

seamounts' topography and is thus unable to remove it completely. The condition to completely remove a length scale λ is (Wessel, 1998) :

$$R \geq \sqrt{2}\lambda \quad (\text{C.3})$$

However, R must not be taken too large, for large spatial length scales will also be removed. We explore a physically acceptable range of this parameter (close to $\sqrt{\lambda}$) in order to check its influence.

Influence of the parameters (l, R).

The MiFil method can be directly applied to 2D depth anomaly grids. Its strength lies on the fact that no assumption is required on the location or width of the depth anomaly to be characterized. Therefore, it is applicable to depth anomaly characterization of different spatial length scales, like hotspot swells (Vidal & Bonneville, 2004) or the South Pacific Superswell (Adam & Bonneville, 2004). In this study, we have used it to precisely determine the swells characteristics in French Polynesia (Pacific). It is important, before any discussion concerning the swells shape and amplitudes, to test the robustness of the method. It has been done by analysing the influence of the MiFil parameters : translation step t , size of the window l and radius of the median filter R .

Window translation is performed with a translation step t equal to the grid spacing. 2', 4' and 8' grids have been used, and no notable differences have been found in this range of values. The size l of the translating window is taken between 50 and 170 km : under 50 km the depth anomaly is not sufficiently filtered and above 170 km the fracture zones influence is too widened. Figure C.7, stage IIa, shows the influence of the size of the minimizing windows on the final result. Window sizes of 70, 100 and 170 km are used, all of them filtered afterwards with the same $R = 500$ km median filter. The 70×70 km window overestimates the Tuamotu swell : the grid is not minimized enough. The median filtering amplifies this lack of minimization by shifting up the final profile. On the contrary, the 170×170 km window underestimates the swell amplitude by spreading the local minimal values associated in particular with fracture zones. The 100×100 km window fits well the swell shape, and removes efficiently the volcanic features associated with the hotspot activity. All these parameters are specific to the Tuamotu swell : the best minimizing window size for the Austral swell for $R = 500$ km is $l = 70$ km (Figure C.7, stage IIa). The best fitting parameters have thus to be determined for each studied large spatial length scale anomaly.

Wessel (1993a) and Sichoix (1997) indicate spatial scales between 500 and 1000 km for the swells. Moreover, volcanic edifices have a maximum spatial scale of about 150 km (Tuamotu archipelago). We thus considered radii R between 300 km and 2000 km (see equation C.3). The analysis of the influence of the median filter radius R is shown in Figure C.7, stage IIb. Stage I is performed with a $l = 100$ km window and filtered with $R = 300, 500$ and 700 km median filter radius. For the lowest values of the radius (300 km), the contribution of the volcanoes is not totally removed from the Tuamotu swell. For higher values ($R = 700$ km) we obtain a large spatial length scale filtered depth

anomaly not related to the local swells anymore. The best fitting parameters for the Tuamotu swell are thus $l = 100$ km and $R = 500$ km.

The reliability of the MiFil method has been tested by computing for each swell the error associated with the choice of the parameters l and R . The maximum and minimum amplitudes are computed with the extrema l and R , within the physically acceptable range. The error is obtained by subtracting the two extreme large spatial length scale depth anomaly grids. It does not exceed 10% of the swells amplitude.

Parameters (l, R) for the South Pacific swells.

The best-fitting (l, R) parameters have been determined for each South Pacific swell, with the above method. Figure C.8 shows the results for the Tuamotu and the Austral swells. In order to find the local swell contribution to regional topography, we must first remove the South Pacific Superswell contribution. The gray line in Figure C.8

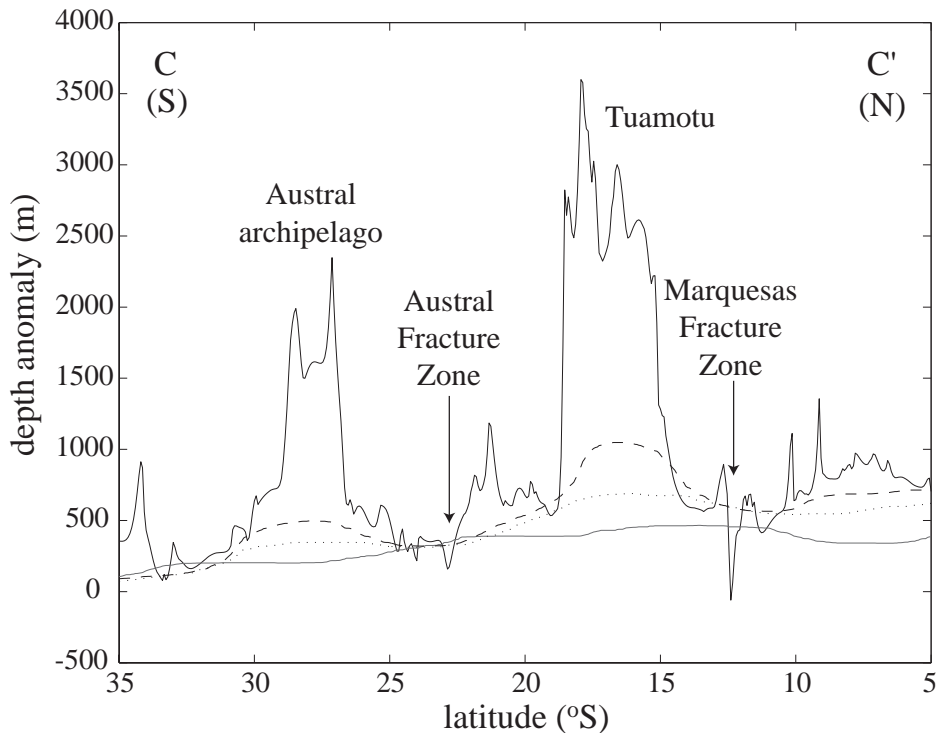


FIG. C.8 – Swells and Superswell : the solid black line is the depth anomaly at longitude 217.8°E (profile CC', Figure C.1). Parameters $l = 70$ km and $R = 500$ km best fit the Tuamotu swell (dotted line); $l = 55$ km and $R = 250$ km best fit the Austral swell (dashed line); and $l = 170$ km and $R = 800$ km best fit the Superswell (solid gray line).

shows the best estimation of the Superswell ($l = 170$ km and $R = 800$ km) on a N-S profile crossing French Polynesia (see Figure C.1). A complete study of the South Pacific Superswell characteristics can be found in Adam & Bonneville (2004). After isolating the Superswell contribution, we have determined the best-fitting parameters for the local swells. Figure C.8 displays the example of the Tuamotu and Austral swells,

and illustrates once more the fact that the best-fitting MiFil parameters have to be determined independently for each studied large spatial length scale anomaly.

In the next section, we use the MiFil method to characterize the hotspot swells in French Polynesia.

C.3 Data

The hotspot swells in the South Pacific have been studied with the bathymetric and geoid data. In the following paragraphs, we discuss the data and the corrections we applied before filtering them.

C.3.1 Depth anomaly

At first, we have computed the depth anomaly which is the difference between the observed bathymetry and a theoretical depth given by a model of thermal subsidence of the lithosphere. In this study, the observed bathymetry is elaborated using original singlebeam and multibeam ship soundings. We have analysed 567 oceanographic expeditions with satellite navigation collected since 1973. In the southern part (between latitudes 0° and 35°S) the cruises have been extracted from a database created by Sichoix & Bonneville (1996) and recently updated (Jordahl et al., 2004). In the northern part, cruises have been extracted from the National Geophysical Data Center (NGDC). More than 3,500,000 points have been used to set up a 1' × 1' grid, interpolated with the GMT surface and blockmedian functions (Wessel & Smith, 1991). This bathymetry map and the ship tracks of the cruises are displayed in Figure C.9. The coverage of the region is good and seems quite adequate for the determination of the hotspot swells.

We have corrected this bathymetry grid for sediment loading. The relation between the observed bathymetry (H) and the bathymetry corrected for sediment loading (H') is given by equation (C.4), where ρ_s , ρ_m and ρ_w are the densities of sediments, mantle and sea water, respectively, and h the sediment thickness compiled by the National Geophysical Data Center (NGDC) :

$$H' = H - \left(\frac{\rho_s - \rho_m}{\rho_m - \rho_w} \right) h \quad (\text{C.4})$$

The theoretical depth is given by thermal subsidence models which describe the evolution of the seafloor depth with age. To compute this theoretical depth (H_{theo}), we have used the global age grid of Müller et al. (1997) (version 1.3) and the GDH1 thermal subsidence model (Stein & Stein, 1992). As the Polynesian hotspots are superimposed on the South Pacific Superswell, we have to remove this component (H_{SS}) in order to have a correct estimation of the hotspot swell amplitude. The precise characterization of H_{SS} given in Adam & Bonneville (2004) is used here.

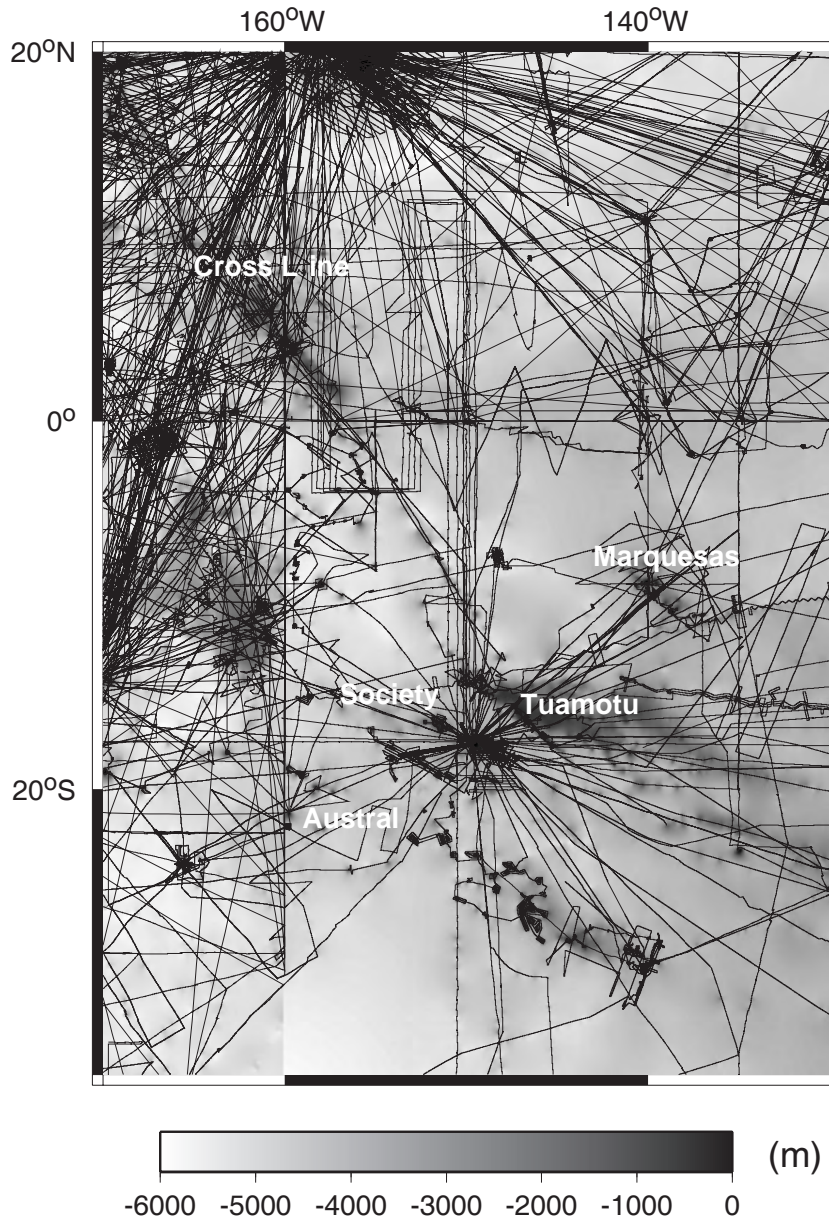


FIG. C.9 – Bathymetry obtained from original ship soundings. The lines represent the ship tracks used in this compilation.

The depth anomaly (ΔH) we use hereafter is the difference between observed depth corrected for sediment loading (H' in equation C.4) and a theoretical depth predicted by the GDH1 subsidence model (H_{theo}), added to the Superswell component (equation C.5) :

$$\Delta H = H' - H_{theo} - H_{SS} \quad (C.5)$$

We have then to remove the volcanoes contribution. In the first part of this paper, we have shown that the MiFil method is the most adequate way to do it. We have applied it to the depth anomaly grids. In order to avoid the influence of the neighbouring alignments, we had to apply masks on each archipelago before filtering it (Figure C.10). The filtering parameters are summarized in Table C.1.

Buoyancy flux

The mass anomaly associated with the swell can be represented by the buoyancy flux. It quantifies the material flux from the mantle which creates the swell associated with some hotspots (Sleep, 1990). Courtillot et al. (2003) use it as a criterion to distinguish between deep plumes, which involve a buoyancy flux greater than 1 Mg s^{-1} , and more superficial plumes. It is computed through the equation (Sleep, 1990) :

$$B = WE(\rho_m - \rho_w)V_L \quad (\text{C.6})$$

where W is the swell's width, E its mean amplitude, ρ_m and ρ_w the mantle and sea water densities and V_L the plate velocity.

We compute the buoyancy flux for each alignment. Our values are summarized in Table C.1. In the following sections, the results are discussed and interpreted for each archipelago.

C.3.2 Geoid

To understand the phenomena at the origin of the depth anomalies, it is interesting to consider an other observable : the geoid. The positive geoid anomalies indicate compensation by a density deficiency. The depth at which this compensation occurs for hotspots is generally about 50-100 km (Crough, 1978). In this study, we have used the (Smith, 1993)'s geoid grid (version 9.2). To remove the large wavelength component, relative to deep phenomena, one generally extracts a theoretical field, obtained from gravimetric and satellite data, decomposed in spherical harmonics. In this study we have used the EGM96 model (Lemoine et al., 1998) developed until the order and degree 20.

We removed the volcanoes contribution by applying then again the MiFil method. The filtering parameters are the same that those used to characterize the swells. This approach is appropriate since at short spatial length scale, gravity anomalies correlate quite well with bathymetric features. Through the bathymetry and geoid observables, we can compute the compensation depth. It is computed assuming isostatic compensation, which is to say that the seafloor uplift is due to a density deficiency (related to the plume). In this case, the geoid anomaly is given by equation C.7, where k is the 2D wavenumber, T the Fourier's transform of the depth anomaly, γ the gravitational constant, g the gravity acceleration, d the mean water depth, t the depth where the compensation occurs and ρ_c and ρ_w the crust and sea water densities, respectively.

$$G(k) = \frac{\gamma}{gk} [(\rho_c - \rho_w)e^{-|k|d} - (\rho_c - \rho_w)e^{-|k|(d+t)}] T(k) \quad (\text{C.7})$$

The geoid anomaly is thus composed of two terms (equation C.7) : the first one expresses the mass excess due to the uplift of the seafloor, the second one is a negative term related to the density reduction. To obtain the compensation depth (t), we compute the least square difference between this synthetic geoid anomaly grid and the filtered geoid grid.

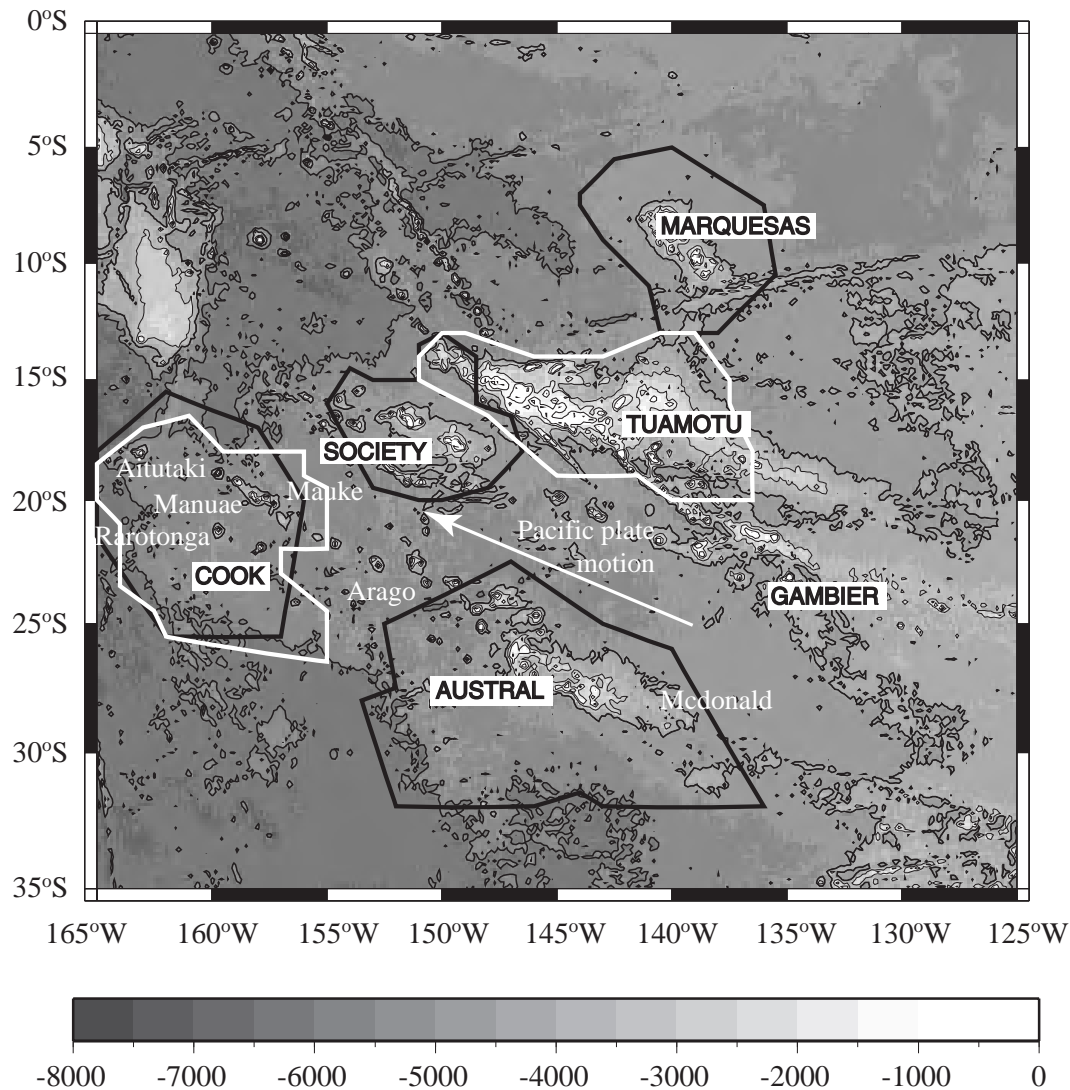


FIG. C.10 – Shipboard bathymetry (in meters). Isobaths are plotted every 1000 m. The black and white lines are the mask contours for each archipelago (see text). The black and white masks on the Cook region indicate the masks used for filter 1 or filter 2, respectively (see text).

We compute the compensation depth for each archipelago. Our values are summarized in Table C.1 and are discussed and interpreted in the following sections.

C.4 The polynesian hotspots

In French Polynesia, we find a great concentration of volcanism : 14% of the active volcanism is concentrated in an area covering less than 5% of the globe. At least five active hotspots are required to explain the volcanic chains in this region : Macdonald, Arago and Rarotonga in the Cook-Austral archipelago, Mehetia in the Society Islands,

and a seamount southeast of Fatu Iva in the Marquesas. In order to understand the phenomena at their origin, a precise characterization of the geophysical observables associated with volcanism is required. Next sections show how the anomalies' morphology helps to understand and quantify the phenomena at their origin.

C.4.1 Society

Archipelago description

The Society islands (Figure C.11a) are situated between latitudes 16°S and 19°S and longitudes 147°W and 153°W on a seafloor displaying ages between 65 and 95 Ma. They stretch along a 200-km-wide and 500-km-long band orientated in the direction of the present Pacific plate motion : $N115 \pm 15^\circ$. The age progression is uniform from the youngest submarine volcano, Mehetia (0.264 Ma, Duncan & McDougall (1976)), situated at the southeast extremity to the oldest dated island, Maupiti (4.8 Ma, White & Duncan (1996)).

Swell

The topographic anomaly associated with this alignment is shown in Figure C.11b. It stretches along the volcanic chain. Its maximal amplitude, 1000 m, is reached 150 km northwest of Tahiti (206 km from active volcanism), and is not correlated with any volcanic structure. This demonstrates that the volcanoes contribution is efficiently removed by the MiFil method. For this archipelago, the swell description corresponds to the one previously reported for hotspot swells, created by the simple interaction of a plume with the lithosphere : the swell stretches along the volcanic chain and subsides along the direction of the plate motion, and its maximum is located downstream from the active volcanism,

Buoyancy flux

For the Society archipelago we find a buoyancy flux of $3.02 \pm 0.11 \text{ Mg s}^{-1}$, using $V_L = 110 \text{ mm yr}^{-1}$. Previous estimations (Davies, 1988a; Sleep, 1990) are greater, mostly because the authors overestimated the swell volume. Indeed, in their estimations the volcanoes component was not efficiently removed. Anyway, our buoyancy flux confirms the presence of a deep plume which may initiate at the upper/lower mantle boundary (Courtilot et al., 2003).

Geoid anomaly

The geoid anomaly associated with the Society archipelago is shown in Figure C.11c. It correlates well with the depth anomaly. As no other phenomenon seems to perturb the plume interaction with the lithosphere, we can then infer the compensation depth $t = 50 \text{ km}$.

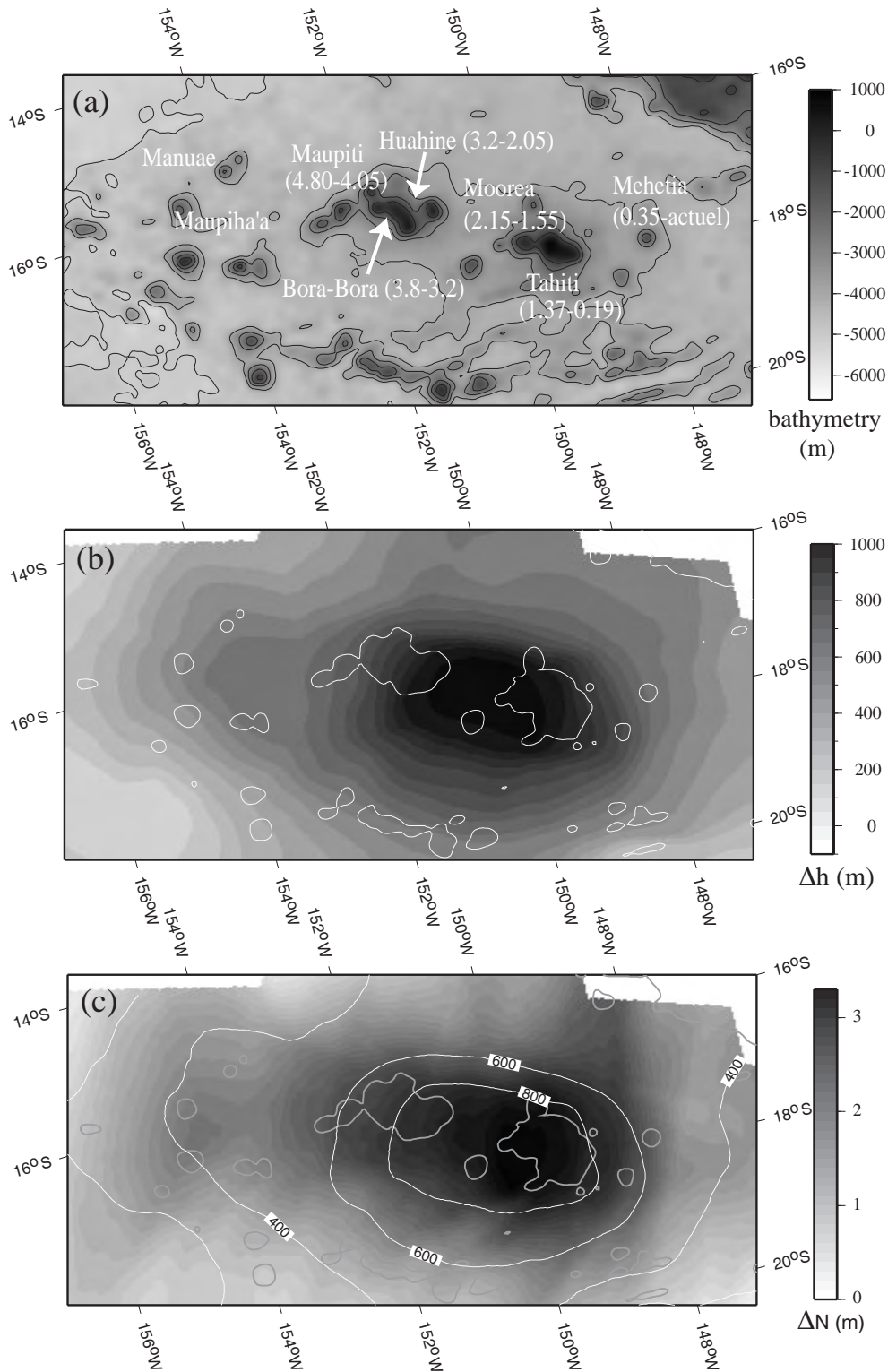


FIG. C.11 – Society archipelago. (a) Shipboard bathymetry. Isobaths are reported every 1000 m. (b) Hotspot swell. White line is the 3000 m isobath. (c) Geoid anomaly, filtered for the swell spatial length scale. White line is the 3000 m isobath, and gray lines are isovalues of the swell (b). All maps are projected along the direction of the present Pacific plate motion (N115°).

C.4.2 Marquesas

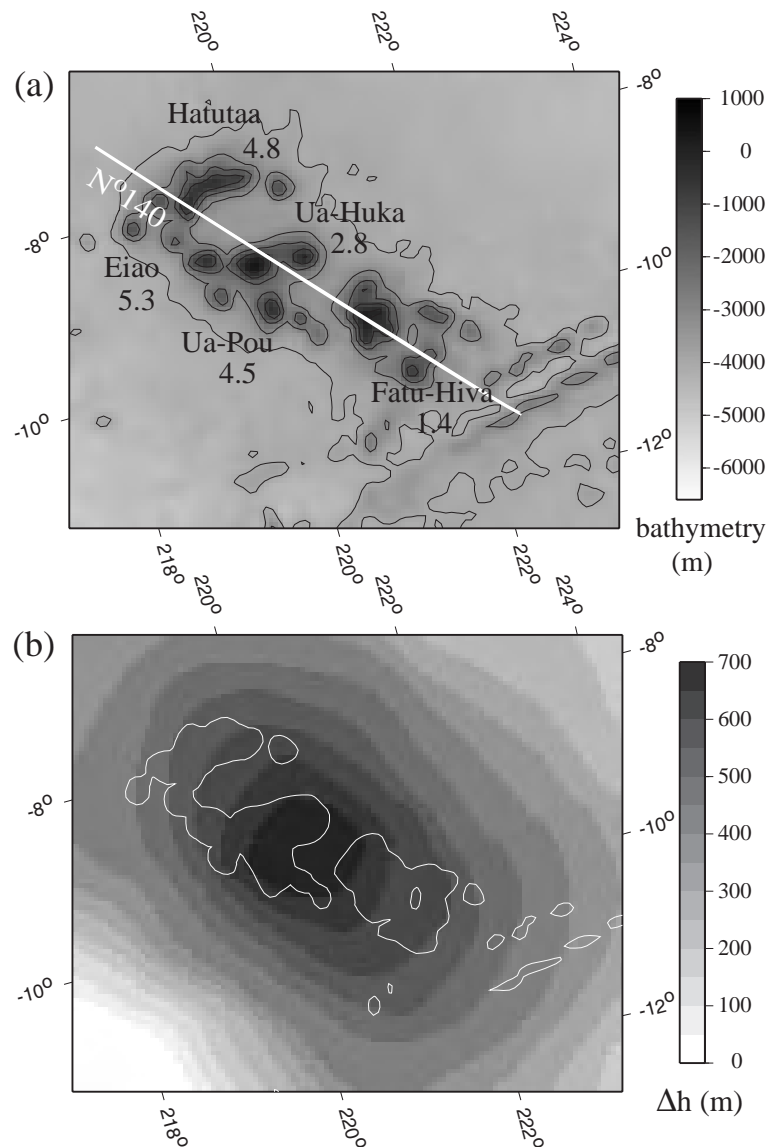
Archipelago description

FIG. C.12 – Marquesas archipelago. (a) Shipboard bathymetry. Isobaths are reported every 1000 m. (b) Hotspot swell. White line is the 3000 m isobath. The maps are projected along the direction of the present Pacific plate motion (N115°).

The Marquesas islands stretch between latitudes 7°S and 11°S and longitudes 137°W and 142°W (Figure C.12a) on a seafloor displaying ages between 50 and 58 Ma (Munsch et al., 1998). It seems to be a classical hotspot, with a regular age progression (Duncan & McDougall, 1974; Diraison, 1991; Brousse et al., 1990) from a seamount southeast of Fatu Iva, which is only a few hundred thousand years old (Desonie et al., 1993), to the Eiao atoll, situated northwest of the chain, displaying an 8 Ma age. The direction of this archipelago varies according to the authors : McNutt et al. (1989) report a N140-146°E direction, whereas Brousse et al. (1990) prefer a N160-170°E

direction. In all cases, this direction differs from those of the Pacific plate motion. The analysis of seismic velocities points out a crustal thickening of several kilometers (Wolfe et al., 1994; Caress & Chayes, 1995). McNutt & Bonneville (2000) show that the swell associated with this alignment is mostly due to underplating.

Swell

The swell associated with this archipelago is shown in Figure C.12*b*. It spreads along the chain axis (if we consider a N140°E direction). Its maximal amplitude (650 m) is reached on the main axis between Nuku Hiva and Hiva Oa, 200 km away from the most recent volcanism. It has an irregular shape since its width is almost constant all along the volcanic alignment. When the swell is due to a classical plume-lithosphere interaction, it is more important near the youngest part of the chain. For the Marquesas, this difference confirms the hypothesis of underplating at its origin. Moreover, it does not subside along the chain direction but along the plate direction. As we cannot infer which part of the swell corresponds either to the plume effect, or to the underplating one, its study cannot lead to any reliable quantifications.

Geoid anomaly

The geoid anomaly that we have characterized for this archipelago is shown in Figure C.13*a*. The geoid anomaly is shifted 150 km northwest from the chain axis. It is due to the coalescence of two anomalies, as we can see in Figure C.13*b* where the unfiltered geoid anomaly is shown : one spreads along the volcanic chain and the second is located northwest and stretches along the N150°E direction, between the 46.17 and 50.43 Ma isochrons. Several phenomena can create such a geoid anomaly, not correlated with any topographic anomaly. It may be a plume who has not yet reached the lithosphere. At such a depth, the isostatic compensation is not required. Moreover, a density anomaly will create, whatever its depth, a geoid anomaly. This anomaly can also originate from a dipole located in the lithosphere : a positive density anomaly situated over a negative anomaly. Whatever the case, the phenomenon at the origin of this N150°E orientated anomaly may also have influenced the volcanism emplacement. This remark and the fact that the swell has an unusual shape indicate that these anomalies are due to a sum of phenomena occurring at different depths. Then again, we cannot make any reliable quantifications such as the compensation depth.

C.4.3 Tuamotu

Archipelago description

Situated between the Marquesas and Austral Fracture Zones, the Tuamotu archipelago (Figure C.14*a*) has the characteristics of both island chains and oceanic plateaus. The sixty atolls composing the Tuamotu fall under two parallel alignments orientated N115°E (gray dashed lines in figure C.14*a*), thus suggesting a hotspot origin (Morgan, 1972; Okal & Cazenave, 1985). They are superimposed on a large plateau capped with

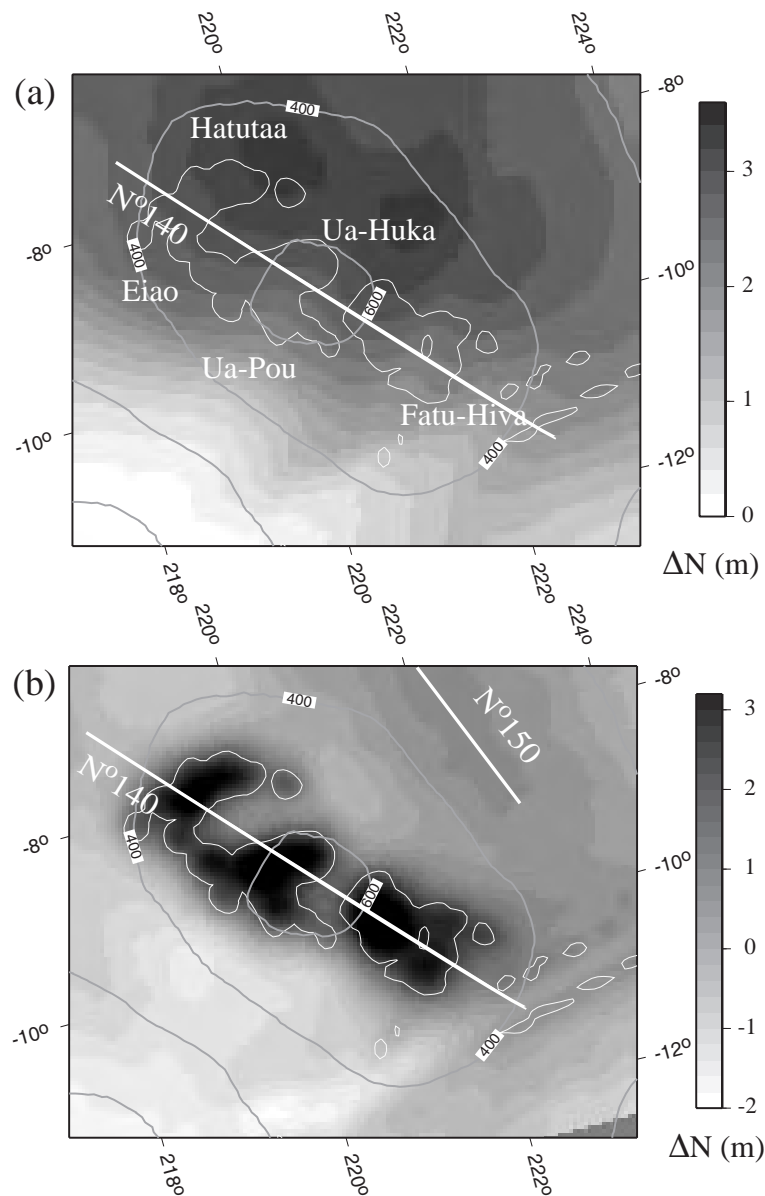


FIG. C.13 – Marquesas archipelago. (a) Geoid anomaly filtered for the swell spatial length scale and (b) unfiltered geoid anomaly. White line is the 3000 m isobath, and gray lines are isovalues of the swell (Figure C.12b). All maps are projected along the direction of the present Pacific plate motion (N115°).

sediments, limestone and basalt layers. The origin of the plateau still remains controversial. Ito et al. (1995) propose a scenario according to which the northern segment of the Pacific-Farallon spreading center propagates southward in an inner pseudofault and a failed rift (see figure C.14a) and northward in an outer pseudofault. The southern discontinuities would enclose a block of lithosphere transferred from the Farallon plate to the Pacific plate, called the "lithospheric transfer zone" by Hey et al. (1986) (hatched in figure C.14a). This discontinuity zone focuses volcanism along the Tuamotu Plateau, channels the magma uplift and is then responsible for the plateau shape and morphology.

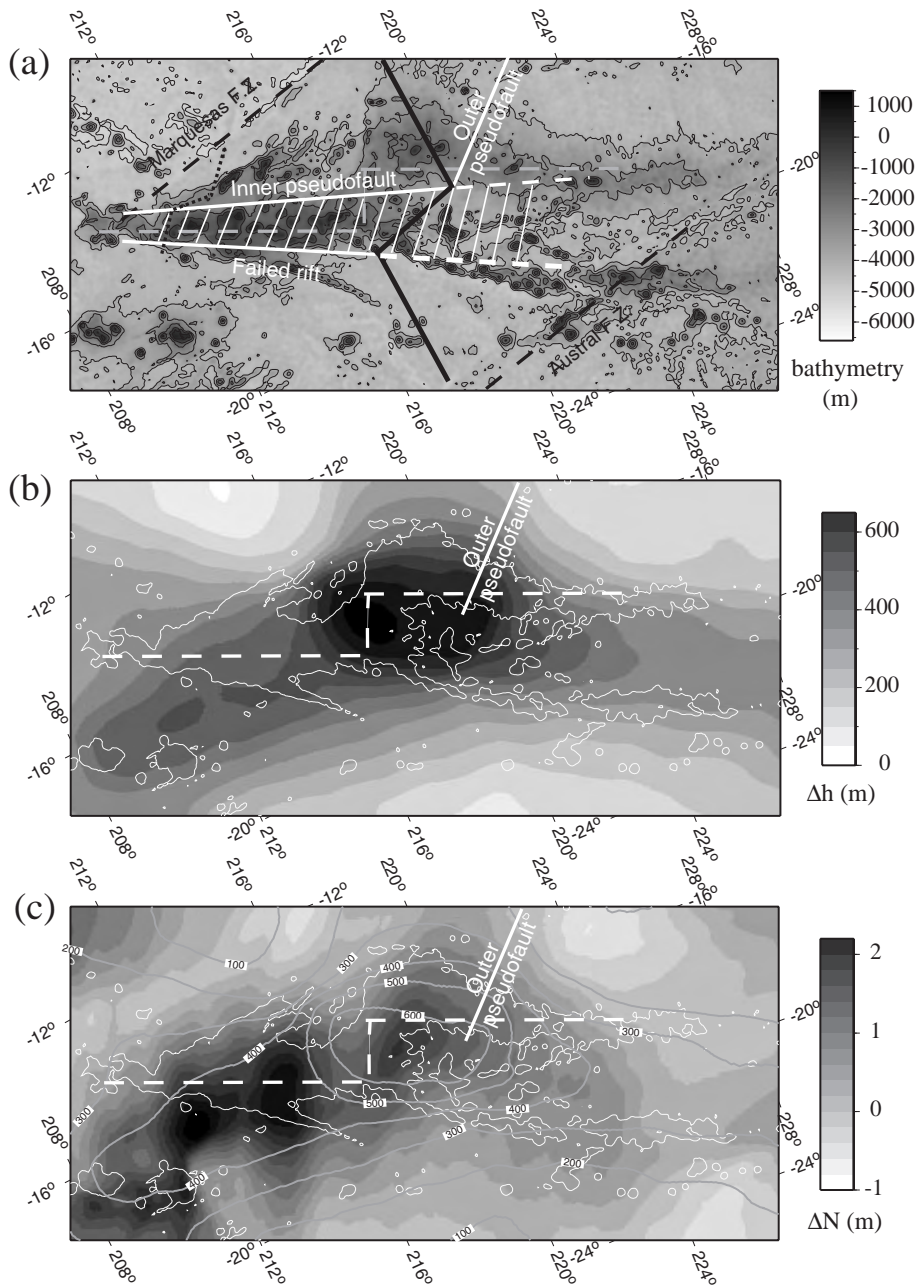


FIG. C.14 – Tuamotu archipelago. (a) Shipboard bathymetry. Isobaths are reported every 1000 m. The thickest black lines represent the geometry of the Pacific-Farallon spreading center at time 50 Ma, which propagates southward in an inner pseudofault and a failed rift, and northward in an outer pseudofault (white lines). The hachured area represents a part of lithosphere transferred from the Farallon to the Pacific plate. The dotted black line indicates the location of the seismic profile. (b) Hotspot swell. White line is the 3000 m isobath. (c) Geoid anomaly, filtered for the swell spatial length scale. White line is the 3000 m isobath, and gray lines are isovalues of the swell (b). All maps are projected along the direction of the present Pacific plate motion (N115°).

Swell

The interpretation of the swell morphology (Figure C.14*b*) is in this case difficult since we cannot remove the plateau component. There is only one seismic profiles across this archipelago (Ito et al. (1995), black dotted line in figure C.14*a*), showing great variations in the thicknesses of the limestone and basalt layers. Therefore, we cannot infer the structure and extension of the plateau. We can just make qualitative interpretations. The swell that we characterized (Figure C.14*b*) is a composite feature : to the west, a large horizontal band stretches between longitudes 145 and 150°W, at the 16°S latitude. It is situated between the Society and Tuamotu archipelagoes. To the east, one finds a swell orientated along the direction of the present Pacific plate motion : $N115 \pm 15^\circ$. Its maximum (600 m) corresponds to the jump between the two volcanic segments. This swell continues after the end of the Tuamotu archipelago and is then correlated with the Easter alignment.

Geoid anomaly

The filtered geoid anomaly is shown in figure C.14*c*, where we have also reported the 3000 m isobath (white line) and the isovalues of the swell (gray lines). In this case, it is not well correlated with the depth anomaly. The geoid anomaly is composed of three lineations orientated along the outer pseudofault direction ($N25^\circ$). The eastern anomaly corresponds to the jump between the two volcanic alignments. It tallies with the swell maximum. A part of the western geoid anomaly is correlated with the east-west orientated swell. These geoid anomalies could be due to the magma trapped in the structural discontinuities left in the lithosphere by the working of the outer pseudofault.

C.4.4 The Cook-Austral

Archipelago description

The Cook-Austral archipelago stretches along a 240-km-wide and 2200-km-long band from the Aitutaki atoll (at the northwest end) to the active submarine volcano Macdonald (Figure C.15). It is composed of many submarine seamounts, islands and atolls orientated roughly along the direction of the present Pacific plate motion : $N115 \pm 15^\circ$. The volcanism spreads over 55 Ma and the present day and sets up on a crust aged between 40 and 84 Ma.

The available datations (A. Hildenbrandt, personal communication) and geochemical analysis (L. Dosso and A. Bonneville, personal communication) show that several volcanic stages overlap on this chain and sometimes on the same volcanoes. For example, the Austral islands (from Rimatara to Raivavae) are created by two distinct volcanic episodes separated by 10 m.y. ("old" and "young Rurutu"), which coexist with an older stage (≈ 55 Ma, see Figure C.15). Further south, the volcanism which is now active at the Macdonald is also responsible for the most recent stage at Marotiri (4 Ma) and for the creation of Rapa, ZEP2-19 and Mangaia. It overlaps an older stage which built Ra, Marotiri and the Nielson bank. Concerning Rarotonga, neither the observed

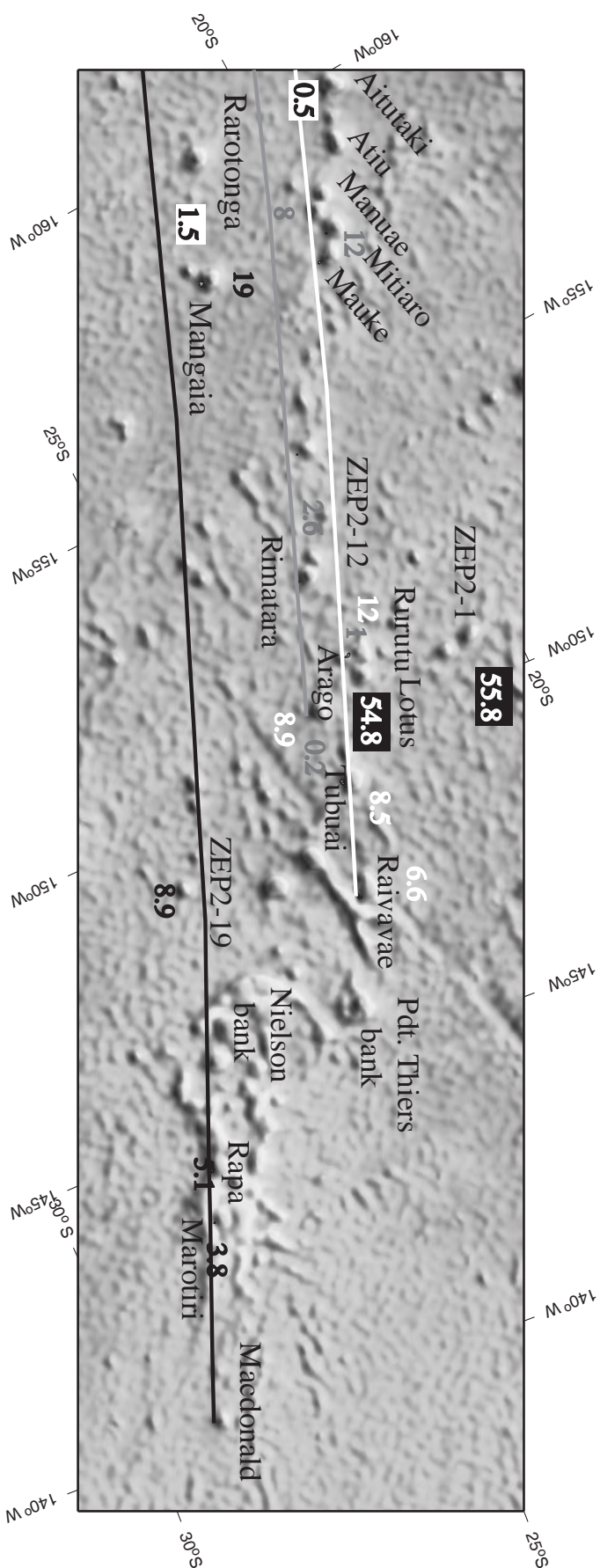


FIG. C.15 – Shipboard bathymetry of the Cook-Austral archipelago, projected along the direction of the present Pacific plate motion (N115°). The white, gray and black lines represent the “old Rurutu”, “young Rurutu” and Macdonald volcanic traces. The volcanism ages are in Ma.

age (1 Ma), nor the isotopic analysis make it possible to connect it with the other traces. It seems to be an isolated plume. Some fresh basalts (0.5 Ma, Turner & Jarrad (1982)) have also been reported at Aitutaki, an atoll situated less than 250 km north of Rarotonga. They have the same isotopic signature than the Rarotonga source. At Aitutaki, this recent volcanic stage is superimposed over an older stage, corresponding to the "young Rurutu" trace. We will see how the characterization of the geoid and topography anomalies helps to reconstruct the tectonic history of this archipelago.

Rarotonga

For the northern part of the Cook-Austral, the characteristics of the depth anomaly change completely according to the filtering parameters. This is illustrated in Figure C.16, where we show the swell obtained with two different filters. In the first case, we find an almost circular swell centered on Rarotonga. In the second case (filter 2), we find two parallel swells : one north, centered on the Atiu-Mitiaro-Mauke islands and a second south, elongated along a subparallel axis orientated in the direction of the present Pacific plate motion, 150 km south of Rarotonga.

On the profile shown in Figure C.17, we can see that this duplication is not an artifact of the filtering method but that there are indeed two swells of different spatial length scale that are superimposed : the one with the largest spatial length scale, centered on Rarotonga, shown in Figure C.16a, the other centered on the Atiu-Mitiaro-Mauke islands, shown in Figure C.16b. This second one may correspond to a lithospheric magma transfer. The source which creates Rarotonga may use the weakness zones left in the lithosphere by the first loading (Atiu-Mitiaro-Mauke) and express itself at Aitutaki. If we want to quantify the plume effect on the lithosphere, we have then to compute the buoyancy flux from the swell obtained by filter 1. We obtain in this case $B = 0.73 \pm 0.46 \text{ Mg s}^{-1}$.

The filtered geoid anomaly is shown in Figure C.16c, where we also reported the 3000 m isobath (white line) and the isovalues of the swell filtered with filter 1 (gray lines). We tried both filters to characterize the geoid anomaly and in this case, its morphology is not very sensitive to the filtering parameters. There are also two positives anomalies : the most important has an almost circular shape and is situated a hundred kilometers southeast of Rarotonga ; the other one has an elongated form and stretches along the 158°W longitude, between latitudes 21.5 and 19°S. It seems to arise from the source southeast of Rarotonga and its north extremity corresponds roughly to the Aitutaki emplacement. This seems to confirm the previous hypothesis, which is to say the source which creates Rarotonga uses the weakness zones left in the lithosphere by the first loading (Atiu-Mitiaro-Mauke) and expresses itself at Aitutaki, in agreement with the reported age (0.5 Ma) and the isotopic analysis, showing a tendency close to the Rarotonga one.

Austral islands

The Austral Islands are associated neither to a depth anomaly nor to a geoid anomaly. A reason that could explain these observations is that the emplacement of

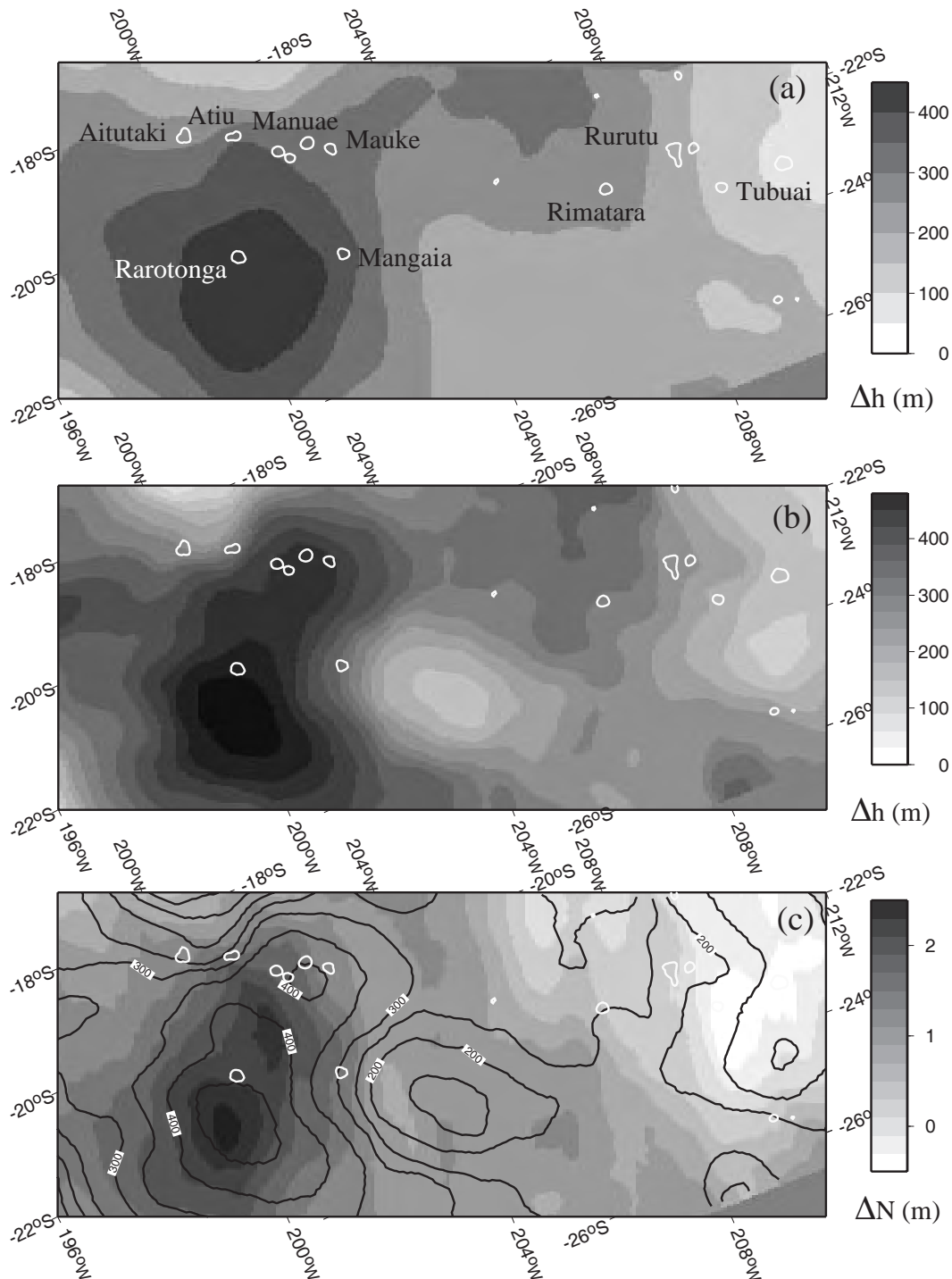


FIG. C.16 – Cook archipelago. (a) and (b) Hotspot swell obtained with filter 1 ($l = 55$ km, $R = 250$ km) and filter 2 ($l = 40$ km, $R = 150$ km), respectively. White line is the 3000 m isobath. (c) Geoid anomaly, filtered for the swell spatial length scale (filter 2). White line is the 3000 m isobath, and gray lines are isovalues of the swell filtered with filter 2 (a). All maps are projected along the direction of the present Pacific plate motion (N115°).

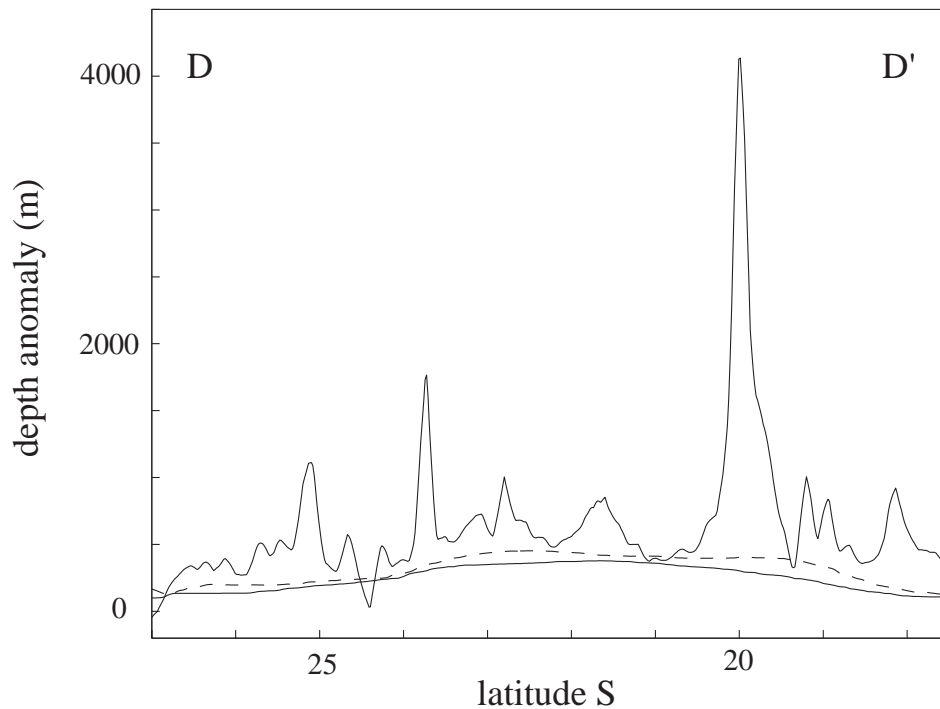


FIG. C.17 – Depth anomaly (solid black line), swell obtained with filter 1 (dashed line) and filter 2 (dotted line) for the Cook-Austral archipelago. The profile DD' is located in the Cook archipelago (see Figure C.16a).

the latest volcanism is favoured by a lithospheric weakness left in the lithosphere by the previous stages and not to the 'classical' dynamic uplift of a plume.

Macdonald

The swell obtained for the southern part of the Austral islands is shown in Figure C.18a. It has an irregular shape : a part of the swell stretches along the axis connecting Macdonald and Rapa ; an other part is shifted south and is not correlated with any volcanic structure. This peculiar morphology indicates that the topographic anomaly is the sum of several physical phenomena. The spatial length scale of the swell is about 1500 km. The maximal amplitude reaches 450 m and is located 500 km from the active volcanism (Macdonald).

For this region we also show the geoid anomaly on Figure C.18b. The shape of this anomaly is elongated along the north-south direction. The maximum of the geoid anomaly reaches 1.5 m and is correlated with the swell maximum. This irregular shape confirms the hypothesis which involves several physical phenomena. In this case, it is difficult to make any reliable quantifications.

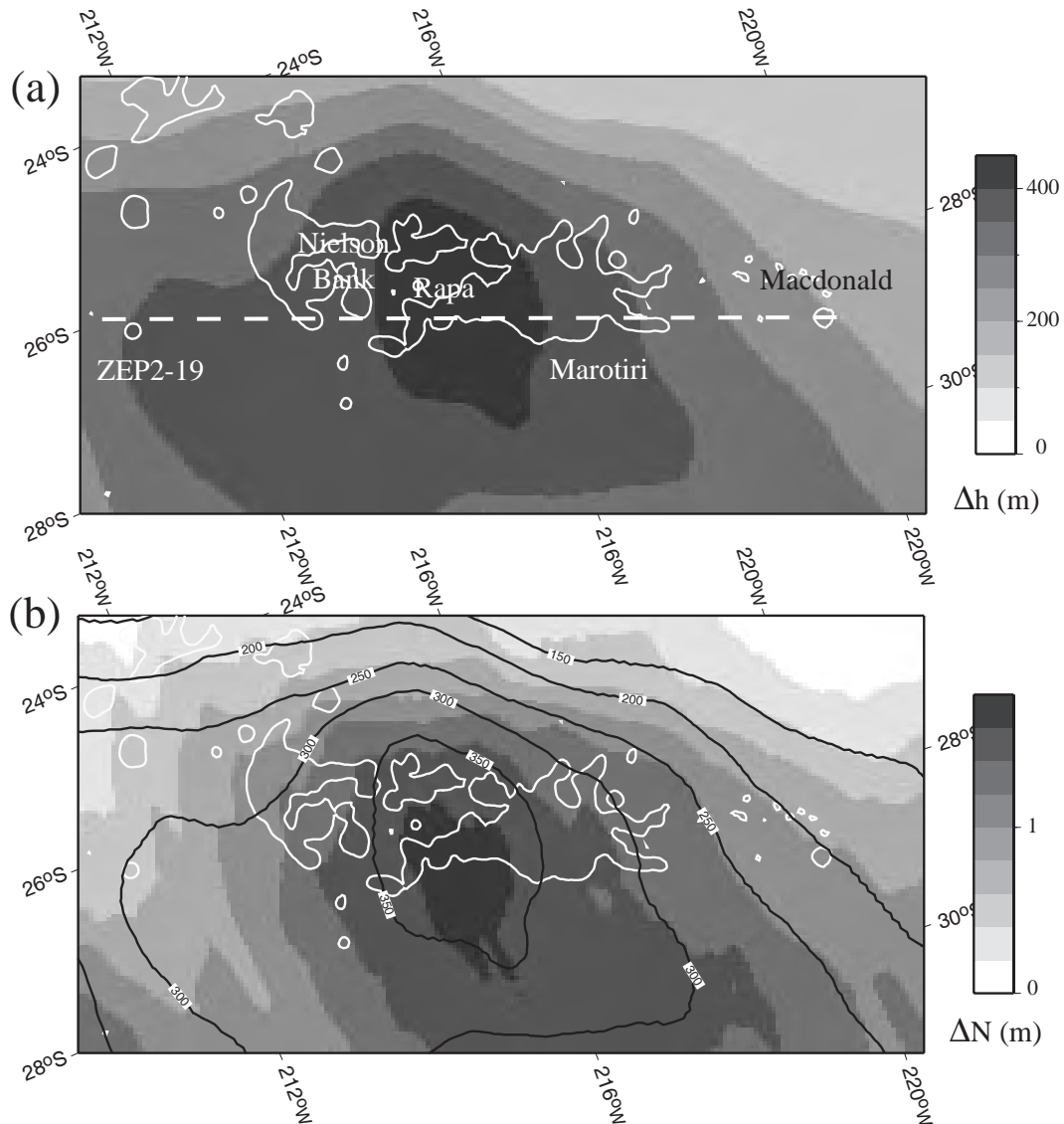


FIG. C.18 – Southern part of the Austral archipelago. (a) Hotspot swell. White line is the 3000 m isobath. (b) Geoid anomaly, filtered for the swell spatial length scale. White line is the 3000 m isobath, and gray lines are isovalues of the swell (a). All maps are projected along the direction of the present Pacific plate motion (N115°).

C.5 Discussion

The Society is the only "classical" alignment : its trace is parallel to the direction of the present Pacific plate motion and volcanic ages increase regularly to the northwest. The topography and geoid anomalies stretch symmetrically along the main axis. The swell morphology is classical with an important upwelling of the seafloor near the active volcanism. The swell maximum and the active volcanism are separated in space by a hundred kilometers and in time by 2 m.y.. Northwest of the maximum, the swell subsides along the direction of the Pacific plate motion. No other superficial phenomenon seems to perturb the plume-lithosphere interaction.

The Marquesas archipelago also corresponds to some of these characteristics since the volcanism age progression is regular and since the swell spreads symmetrically along the alignment axis, reaching its maximum a hundred kilometers from the most recent volcanism. However, the swell morphology does not correspond to a classical plume-lithosphere interaction : the swell width is constant along the volcanic alignment and its subsidence, which occurs a few hundred kilometers to the end of the volcanic alignment, happens along the direction of the Pacific plate, and not along the direction of the volcanic chain. Moreover, McNutt & Bonneville (2000) show that this topographic anomaly can be explained by underplating. We also show that there is a geoid anomaly, along the N150° direction, not correlated with any topographic anomaly. The phenomenon responsible for this anomaly may also have influenced the volcanism emplacement. Anyway, the observations infer several phenomena to explain the geoid and topography anomalies.

The previous studies overestimated the amplitude of the hotspot swells since they used statistical approaches which did not allow the complete removal of the volcanic edifices. The present approach is well appropriate to the characterization of hotspot swells. Indeed, as the transversal width of the swell varies along the volcanic chain, our estimation fits well the existing swell, as demonstrated in the discussed profiles. The influence of the volcanoes is efficiently removed, thus allowing a good estimation of the swell amplitude. The previous studies also supposed that the hotspot swells are symmetrically distributed along the chain axis. We have seen that such an hypothesis is not justified for the polynesian swells. Moreover, this approach does not bring any information on the transversal spreading of the swell, or more generally on the swell morphology. Now, this morphology leads clues which help to understand the tectonic history of the region, allowing for example to circumscribe the lithospheric magma transfer zones.

That is the case for the Cook-Austral archipelago, where the inferred anomalies indicate peculiar phenomena at their origin. For the southern part of this alignment, we note indeed that the distance between the swell maximum and the active volcanism (Macdonald seamount) is 500 km, that is to say five times more than for the Marquesas and the Society archipelagoes. It may be explained if assuming that the plume reaches the end of its activity and is no more strong enough to influence the thermal structure of the lithosphere. This hypothesis is corroborated by Adam (2003)'s study of the

elastic thickness which shows a localized thinning of the lithosphere beneath Mangaia, ZEP2-19 and Rapa, whereas Macdonald loaded a 'normal' lithosphere.

For the Cook, according to the filtering parameters, one or two swells appear : an almost circular swell located slightly south of Rarotonga and a swell focused on Atiu-Mitiaro-Mauke. This peculiar morphology indicates a lithospheric magma transfer at the origin of the second swell. This hypothesis is confirmed by the geoid study. A part of the source which creates Rarotonga uses the weakness zones left in the lithosphere by the emplacement of Atiu, Manuae, Mitiaro, Mauke and Atiu (the 8.5 Ma stage) and expresses itself again at Aitutaki (the 0.5 Ma stage, Turner & Jarrad (1982)). The morphology of the Rarotonga swell is also peculiar since the almost circular swell does not show any subsidence along the direction of the plate movement. It may be due to the interaction of the plate with a young plume who just reached the lithosphere. This hypothesis is consistent with the surface observations : no other older volcano is associated with this trace.

The Cook-Austral region stands out because apparently the lithospheric control plays a major role. We found no "classical" swell, whose description corresponds to the one previously reported (Crough, 1983). On the other hand, there are volcanic alignments not associated with any swell, as the one including Raivavae, Tubuai and Rurutu, whose tectonic history involves the superposition of different volcanic stages.

The study of the correlation between the geoid and topographic anomalies provides informations on the compensation depth. The plume magma, hotter and less dense than the surrounding environment, raises the oceanic seafloor so as to obtain an isostatic equilibrium. For all the archipelagoes, we found a 50 km compensation depth. But as we have noticed before, the correlation is not always obvious. In our region, several phenomena get mixed up. It is important to isolate each of them if we want to infer the characteristics of the plume at the origin of the volcanic alignment, such as the compensation depth and/or the buoyancy flux. The values we infer for the Society archipelago, the only "classical" alignment are the only reliable values. Although we find here a smaller value, the buoyancy flux indicates a deep plume at the origin of this alignment (Courtilot et al., 2003). This assertion is in agreement with Niu et al. (2002)'s results, who show from the reflexion of the shear waves on the 410 and 660 km discontinuities that the thickness of the transition zone is 25 km lower on an area situated northwest of Tahiti and whose diameter is less than 500 km.

The last column in Table C.1 indicates the volume associated with the swell, calculated between a reference floor at $z = 0$ and the surface of the depth anomaly. This volume can be directly linked to the buoyancy flux of the hot rising plume creating the swell, and thus give informations on the plume strength (Sleep, 1990). The two most important swells of French Polynesia are the Society and the South Austral one. Among the weakest hotspots are the Marquesas and the North Cook-Austral swells, case 1 (one circular swell centred near Rarotonga). However, even if according to Courtilot et al. (2003) criterion, most of these hotspots can be considered as deep ones, they remain small compared to the Hawaiian swell ($V = 9.53 \times 10^5 \text{ km}^3$, Vidal & Bonneville (2004)). Many plumes are concentrated in French Polynesia, but they are much less important

than the isolated Hawaiian plume.

C.6 Conclusion

We propose here a new 2D method, MiFil, to map different length scale depth anomalies. Its reliability allows a precise characterization of the amplitude and the shape of hotspot swells. The application to French Polynesia helps to infer some quantifications if the anomalies' morphology corresponds to the classical interaction of a plume with the lithosphere as it is the case for the Society hotspot. For this one, the buoyancy indicates a rather deep plume whose compensation occurs at a 50 km depth. These new reliable constraints lead to a better understanding of the plume-lithosphere interaction. In the other cases, the anomalies' morphology indicates that these are due to the sum of several phenomena occurring at different depths. Quantifications are then impossible but the study of the anomalies' morphology brings new insights on their physical origin and therefore helps to reconstruct the tectonic history of the region. We show here that the lithospheric structure plays a major role in the emplacement of almost all the volcanic alignments in French Polynesia.

Acknowledgments. The authors are grateful to Michel Diament for reading the first proof of this manuscript. All maps have been drawn with the GMT software.

Tab. C.1 – Filtering parameters and swells characterization (see text). a is the swell amplitude, L and w the swell extensions in the longitudinal and transversal directions respectively, d_{av} the distance of the swell maximum from active volcanism and V the volume associated with the swell (see text).

	Filtering			Swell parameters			Volume / Fluxes (volume/buoyancy)		
	l [km]	R [km]	a [m]	L [km]	w [km]	d_{av} [km]	$V \times 10^5$ [km ³]	V_f [m ³ s ⁻¹]	B [Mg s ⁻¹]
Society	27	150	1000	1000	900	206	2.20	1.09±0.04	3.02±0.11
Marquesas	40	200	650	1000	700	204	1.89	0.67±0.02	1.86±0.06
Tuamotu	20	800	520	1200	500	-	2.31	-	-
South Austral	55	250	450	2000	1500	522	2.24	-	-
Cook (1)	55	250	380	900	900	0 [†]	1.62	0.26±0.17	0.73±0.46
Cook (2) N/S	40	150	450/470	400/1000	300/500	876*/141 ^{††}	2.03	-/1.5±1.25(?)	-/4.2±3.4(?)
Hawaii	40	150	1100	2800	1000	35	9.53	2.0±0.7	4.7±1.7

[†]Extrapolating the actual hotspot position from Rarotonga (1.1 Ma). *Supposing the associated hotspot is located at Arago seamount.

^{††}Same as [†]. In this case, the maximum of the swell is located south of this position.

INTERACTION DES DIFFÉRENTES ÉCHELLES DE CONVECTION
DANS LE MANTEAU TERRESTRE

Résumé : Deux approches nous ont permis d'améliorer la compréhension des modes de convection dans le manteau terrestre. Nous avons étudié expérimentalement les mouvements de fluides visqueux dans une cuve chauffée latéralement et refroidie par le dessus. La convection à petite échelle qui se développe par déstabilisation de la couche limite thermique froide, analogue de la lithosphère océanique, s'organise en présence de l'écoulement cisailant de la tectonique des plaques. Elle prend alors la forme de rouleaux stationnaires ou de panaches, deux régimes possibles dans le cas de la Terre. L'interaction d'un panache avec la lithosphère a quant à elle été étudiée grâce à une analyse précise des observables géophysiques associées au point chaud d'Hawai'i. L'évolution temporelle des volumes du bombement et des édifices volcaniques met en évidence une importante augmentation de l'activité de ce dernier depuis 30 Ma. Le taux de production magmatique en est le meilleur indicateur.

Mots-clés : convection, lithosphère océanique, instabilités à petite échelle, point chaud, panaches, Hawai'i.

INTERACTION OF DIFFERENT CONVECTIVE SCALES
IN THE EARTH'S MANTLE

Abstract : Two analysis have been used to characterize the interaction of different convective scales in the Earth's mantle. First, the experimental study of viscous fluid convective motions in a tank heated by one side and cooled from above makes it possible to describe small-scale convection morphology at the bottom of the oceanic lithosphere, where instabilities from the upper cold boundary layer are sheared by plate tectonics flow. We show that these instabilities can be organized in stationary rolls or in plumes. Second, a precise analysis of geophysical data leads to the characterization of the Hawaiian hot spot signature resulting from the interaction of a plume with the oceanic lithosphere. Time evolutions of the swell and volcanic edifices volumes show an important increase since 30 Ma, and point out the magma production rate as the best relevant parameter to describe the hot spot temporal evolution.

Keywords : convection, oceanic lithosphere, small-scale instabilities, hot spot, plumes, Hawaii.

Discipline : Géophysique interne

Thèse réalisée au Laboratoire de Géosciences Marines et au Laboratoire de Dynamique des Systèmes Géologiques, Institut de Physique du Globe de Paris, 4 place Jussieu, 75252 Paris cedex 05 (France).