



HAL
open science

Modélisation mécanique du plissement de la lithosphère

Joël Taverna

► **To cite this version:**

Joël Taverna. Modélisation mécanique du plissement de la lithosphère. Tectonique. Université Joseph-Fourier - Grenoble I, 1998. Français. NNT: . tel-00719943

HAL Id: tel-00719943

<https://theses.hal.science/tel-00719943>

Submitted on 23 Jul 2012

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

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



OBSERVATOIRE DE GRENOBLE
et
LABORATOIRE DE GEOPHYSIQUE INTERNE ET TECTONOPHYSIQUE

THESE

présentée par

Joël TAVERNA

pour obtenir le titre de DOCTEUR de
L'UNIVERSITE JOSEPH FOURIER - GRENOBLE I
(Arrêtés ministériels du 5 juillet 1984 et du 30 mars 1992)

Spécialité: Géophysique - Géomécanique - Géochimie

Modélisation mécanique du plissement de la lithosphère

Date de soutenance: 12 Juin 1998

Composition du jury:

Jean Robert Grasso	Président	Physicien, Observatoire, Grenoble
Philippe Davy	Rapporteur	Directeur de Géosciences Rennes
Yannick Ricard	Rapporteur	Directeur de recherches, Ecole Normale Supérieure, Lyon
Joseph Martinod	Directeur de thèse	Maître de conférences, Université Joseph Fourier, Grenoble
Jean Chéry	Examineur	Chargé de recherches, Université de Montpellier II

Univ. J. Fourier - O.S.U.G.
MAISON DES GEOSCIENCES
DOCUMENTATION
B.P. 53
F. 38041 GRENOBLE CEDEX
Tél. 04 76 63 54 27 - Fax 04 76 51 40 58
Mail : ptalour@ujf-grenoble.fr

25 AOUT 2003

OBSERVATOIRE DE GRENOBLE
et
LABORATOIRE DE GEOPHYSIQUE INTERNE ET TECTONOPHYSIQUE

THESE

présentée par

Joël TAVERNA

pour obtenir le titre de DOCTEUR de
L'UNIVERSITE JOSEPH FOURIER - GRENOBLE I
(Arrêtés ministériels du 5 juillet 1984 et du 30 mars 1992)

Spécialité: **Géophysique - Géomécanique - Géochimie**

Modélisation mécanique du plissement de la lithosphère

Date de soutenance: 12 Juin 1998

Composition du jury:

Jean Robert Grasso	Président	Physicien, Observatoire, Grenoble
Philippe Davy	Rapporteur	Directeur de Géosciences Rennes
Yannick Ricard	Rapporteur	Directeur de recherches, Ecole Normale Supérieure, Lyon
Joseph Martinod	Directeur de thèse	Maître de conférences, Université Joseph Fourier, Grenoble
Jean Chéry	Examineur	Chargé de recherches, Université de Montpellier II

10200618

Je tiens à remercier, au terme de ces quatre années passées à l'IRIGM, les personnes qui ont collaborées à cette thèse, et en particuliers Joseph Martinod pour la disponibilité et la patience dont il a fait preuve durant ces moments passés ensemble. Je remercie également les rapporteurs Mr Philippe Davy et Mr Yannick Ricard ainsi que les membres du jury pour leur présence. Pour finir, je voudrai saluer tout ceux et celles que j'ai cotoyé, tant à Grenoble qu'à Rennes. Je garde de tous un bon souvenir.

25 AOÛT 2003

Sommaire

Univ. J. Fourier - O.S.U.G.
MAISON DES GEOSCIENCES
DOCUMENTATION
B.P. 53
F. 38041 GRENOBLE CEDEX
Tél. 04 76 63 54 27 - Fax 04 76 51 40 58
Mail : ptalour@ujf-grenoble.fr

Introduction.	11
Chapitre 1. Exemples de plis lithosphériques.	17
<hr/>	
1. L'Océan Indien.	18
1.1 Les structures tectoniques observées dans l'Océan Indien.	18
1.2 Les plis de grande longueur d'onde.	20
1.3 Les chevauchements et les plis de faible longueur d'onde.	23
1.4 Estimations du taux de raccourcissement dans l'Océan Indien.	25
1.5 Le rôle des sédiments.	28
1.6 Modélisation de la formation des structures de grande longueur d'onde dans l'Océan Indien.	30
2. Le Japon.	31
2.1 Le contexte tectonique du Japon et la structure de l'archipel.	33
2.2 Les structures profondes sous le Japon.	34
2.3 Les anomalies gravimétriques le long de l'archipel japonais.	35
2.4 Les modèles tectoniques.	35

Chapitre 2. Rhéologie de la lithosphère.	41
1. Définition de la lithosphère.	41
2. Structure thermique de la lithosphère.	42
2.1 Lithosphère océanique.	42
2.2 Lithosphère continentale.	43
3. Comportement mécanique de la lithosphère.	43
3.1 Comportement élastique.	45
3.2 Comportement ductile, le fluage.	46
3.3 Comportement fragile et localisation de la déformation.	48
4. Profils rhéologiques de la lithosphère.	49
4.1 Domaine océanique.	49
4.2 Domaine continental.	51
5. Conclusion.	51
Chapitre 3. Les calculs analytiques.	55
1. La méthode des faibles perturbations.	55
2. Les calculs analytiques appliqués à l'étude de l'Océan Indien.	59
2.1 Rhéologie de la lithosphère océanique.	59
2.2 Distribution de la densité.	61
2.3 Modélisation des profils rhéologiques et de la distribution de la densité.	63
3. Résultats et discussion.	65
3.1 Instabilités de Rayleigh-Taylor et instabilités lithosphériques.	65
3.2 Caractéristiques des instabilités lithosphériques.	67
3.3 Influence des sédiments syn-déformations.	70

4. Conclusion.	73
Chapitre 4. Les modèles analogiques.	77
1. La modélisation analogique.	78
1.1 La notion de similitude .	78
1.2 Le dimensionnement des modèles expérimentaux.	79
2. Caractéristiques des matériaux analogues.	80
2.1 Les matériaux granulaires, le sable et l'éthyl-cellulose.	80
2.2 Les silicones.	88
2.3 Le miel.	89
3. Les modèles analogiques.	91
3.1 Le dispositif expérimental.	91
3.2 Conditions aux limites de l'enceinte expérimentale.	94
4. Résultats et discussion.	95
4.1 Les instabilités observées lors des expériences.	95
4.2 Les modèles deux couches.	98
4.3 Les modèles quatre couches.	107
4.4 Les modèles avec hétérogénéités initiales.	115
5. Conclusion.	118
Chapitre 5. Les calculs par la méthode des éléments finis.	121
1. La méthode des éléments finis.	122
2. Présentation des modèles numériques.	123
2.1 Lois de comportement mécanique.	123
2.2 Géométrie et caractéristiques physiques des modèles.	128

2.3 Conditions initiales et aux limites.	128
3. Modèles numériques de l'Océan Indien.	129
3.1 Géométrie et caractéristiques physiques des modèles.	129
3.2 Les conditions aux limites.	130
3.3 Influence des hétérogénéités initiales sur le développement des instabilités périodiques.	131
3.4 Raccourcissement horizontal de la lithosphère océanique: résultats et discussion.	137
3.5 Conclusion.	147
4. Modélisation par éléments finis du raccourcissement d'une lithosphère continentale: application au cas du Japon.	148
4.1 Géométrie et caractéristiques physiques des modèles.	148
4.2 Les conditions aux limites.	149
4.3 Raccourcissement horizontal de la lithosphère continentale: résultats et discussion.	150
4.4 Conclusion.	153
Conclusion.	157
Références bibliographiques.	161

Introduction

Depuis une vingtaine d'années, de nombreuses observations ont permis de mettre en évidence l'existence de champs de contraintes de direction uniforme, s'étendant sur de vastes régions à l'intérieur des plaques tectoniques (Zoback et Zoback, 1980; Zoback et al., 1989; Müller et al., 1992, 1996; Zoback, 1992). Ces contraintes sont produites pour l'essentiel par des phénomènes situés aux frontières des plaques, associés soit à leur formation (accrétion), soit à leur destruction (subduction, collision). Les propriétés mécaniques des roches lithosphériques permettent la transmission de ces contraintes jusqu'à l'intérieure des plaques lithosphériques, établissant ainsi les champs de contraintes intraplaques. La géométrie des plaques tectoniques, et les variations de conditions aux limites qui en résultent, détermine les variations de direction et d'intensité des champs de contraintes (Cløetingh et Wortel, 1986; Richardson, 1992; Zoback, 1992). Cependant, des mécanismes de couplage entre les plaques lithosphériques et l'asthénosphère ainsi que des perturbations locales associées à des anomalies de densité ou à des surcharges peuvent également, dans une moindre mesure, y contribuer (Richardson et al., 1979; Fleitout et Froidevaux, 1983; Richardson, 1992; Whittaker et al., 1992; Sandiford et al., 1995; Silver et al., 1998).

De nombreuses régions où les contraintes compressives sont suffisamment importantes pour déformer ou même casser la lithosphère ont été identifiées à la surface du globe. Elles sont situées essentiellement au cœur des plaques continentales, qui se déforment plus facilement que les plaques océaniques. Toutefois, le bassin Central de l'Océan Indien est un bon exemple de raccourcissement intraplaque en domaine océanique. Nous étudierons tout particulièrement cet objet géologique au cours de cette thèse. La nature des déformations observées est variée, elle peut aller de la réactivation de zones de faiblesse intra-crustales à la déformation par cisaillement simple ou pur de l'ensemble de la lithosphère (Weissel et al., 1980; Goleby et al., 1989; Bull et Scruton, 1992; Nikishin et al., 1993;

Huang et al., 1997, 1998). Cependant, la compréhension de ces structures tectoniques et a fortiori de leur histoire se heurte à de nombreuses contraintes. En premier lieu, les observations géologiques n'ont souvent pas permis d'expliquer de manière satisfaisante les mécanismes de leur mise en place à l'échelle de la lithosphère. En effet, les observations géologiques ne permettent d'étudier que les parties les plus superficielles des structures géologiques et sont le plus souvent limitées aux premiers kilomètres de la croûte. Elles n'apportent donc que peu d'information en ce qui concerne les structures plus profondes. Ce manque d'information concernant la géométrie des structures profondes de la lithosphère dans les zones de collision est d'autant plus gênante qu'en domaine continental, au moins, la croûte inférieure ductile découple les déformations superficielles des déformations du manteau sous-jacent. Des progrès sont cependant intervenus avec le développement de la géophysique qui a permis de déterminer la géométrie des structures profondes de la lithosphère et d'améliorer notre compréhension des mécanismes de déformations lithosphériques.

Le principal objectif de cette thèse est de décrire les mécanismes de la déformation de la lithosphère en régime compressif. Nous nous intéresserons en particulier au contrôle imposé par les paramètres mécaniques sur la manière dont le raccourcissement horizontal est accommodé (par la formation de plis, de chevauchements, ou encore par épaissement homogène). L'un des principaux problèmes que pose cette étude est la mauvaise connaissance de la rhéologie des roches lithosphériques. En effet, nous n'avons à l'heure actuelle aucune idée précise, ni du coefficient de friction, ni de la viscosité des roches lithosphériques. L'importance de mécanismes de déformation tels que la dissolution-recristallisation sous contrainte est également inconnu. Nous savons seulement que ces mécanismes peuvent être très efficaces dès les premiers kilomètres de profondeur, mais faute de pouvoir être quantifiés, ils sont généralement ignorés dans la plupart des études géomécaniques.

Pour l'étude mécanique de ces déformations lithosphériques nous avons utilisé plusieurs techniques de modélisation permettant de palier les inconvénients propres à chaque méthode. Il s'agit de calculs analytiques s'appuyant sur la résolution des équations de Navier-Stokes, de modèles analogiques, et enfin de calculs numériques par la méthode des éléments finis. Nous verrons que chaque méthode présente des avantages et des défauts qui lui sont propres, et qu'elles sont complémentaires les unes des autres. Les modèles analogiques permettent par exemple d'étudier l'apparition et l'évolution de structures tectoniques en trois dimensions pour des taux de déformation importants. Par contre, le nombre limité de matériaux analogues à notre disposition ne permet pas de réaliser d'études paramétriques complètes. En ce qui concerne les calculs analytiques, la résolution des équations de Navier-Stokes est limitée aux cas les plus simples. Par ailleurs, les méthodes numériques ne permettent pas de prendre en compte correctement les processus de déformation fragile et la simulation de géométries et de conditions aux limites réalistes nécessite le plus souvent une simplification excessive du phénomène. Ces inconvénients limitent donc les possibilités et la souplesse d'utilisation qu'offrent les méthodes numériques.

Dans un premier temps, nous commencerons par examiner en détail deux exemples de déformations intraplaques observés en contexte compressif. Le premier se situe dans l'Océan Indien et constitue à ce jour le seul exemple de plis lithosphériques connu en domaine océanique. Le second est situé en domaine continental le long de l'archipel japonais. Le chapitre suivant fait l'inventaire des principa-

les caractéristiques mécaniques de la lithosphère susceptibles d'expliquer la nature et les mécanismes responsables du développement d'instabilités non homogènes lors de son raccourcissement. L'objectif de ce chapitre est moins de proposer une description exhaustive de la physique des roches que de présenter brièvement l'état actuel de nos connaissances concernant la rhéologie de la lithosphère. Nous étudierons en particulier les principaux processus, et les différentes lois de comportement qui leur sont associées, nécessaires à la compréhension du comportement des roches lithosphériques (élastique, fragile et ductile). Nous présenterons ensuite lors des derniers chapitres les résultats obtenus à partir des différentes techniques de modélisation utilisées. Le chapitre 3 est consacré aux calculs analytiques. Nous verrons notamment que cette méthode nous a permis de déterminer l'influence des différentes propriétés mécaniques de la lithosphère sur le développement d'instabilités de grande longueur d'onde en domaine océanique. Lors du chapitre 4 nous présenterons deux séries d'expériences analogiques permettant d'observer l'évolution d'instabilités lithosphériques pour des taux de déformation importants. Nous verrons notamment l'influence que les hétérogénéités mécaniques exercent sur le développement d'instabilités périodiques en domaine continental. Enfin, ces résultats seront complétés lors du dernier chapitre par deux séries de calculs numériques par la méthode des éléments finis. Les premiers calculs ont permis de simuler la compression de la lithosphère océanique et les suivants celle de la lithosphère continentale. Les structures ainsi obtenues seront comparées aux exemples naturels présentés lors du premier chapitre.

Chapitre 1

Exemples de plis lithosphériques.

Au cours de ces dernières années, l'observation des structures terrestres a permis de mettre en évidence l'existence de plis lithosphériques de grande longueur d'onde à la surface du globe. Il semble que de telles déformations intraplaques ne soient observées en milieu océanique que lorsque des conditions dynamiques ou géométriques inhabituelles produisent des contraintes compressives au sein de la lithosphère capables d'atteindre le seuil de déformation plastique des roches. Une meilleure compréhension des conditions dans lesquelles se forment ces structures devrait donc nous permettre de mieux appréhender les mécanismes de déformation impliqués dans la dynamique de la lithosphère.

En domaine océanique, le seul exemple de plis lithosphériques connu se situe dans la partie centrale de l'Océan Indien. Les profils sismiques ont mis en évidence la présence d'ondulations de la couverture sédimentaire et de la croûte océanique sous-jacente de longueur d'onde comprise entre cent et trois cents kilomètres. En ce qui concerne les continents, l'observation de plis lithosphériques est moins évidente. En effet, nous verrons que le passé tectonique des continents et les hétérogénéités mécaniques qui en résultent semblent exercer un contrôle important sur le développement des plis lithosphériques. Un des exemples de plis lithosphériques en domaine continental, le mieux documenté à ce jour, se situe au centre de l'Australie. D'une longueur d'onde de 200 km et de quelques kilomètres d'amplitude, ces plis sont associés à la formation de bassins sédimentaires (pour plus de détails, voir par exemple Lambeck, 1983; Stephenson et Lambeck, 1985; Lambeck et al., 1988; Goleby et al.,

1989). Se basant sur des mesures de gravimétrie, Stephenson et al. (1990) et Stephenson et Clætingh (1991) suggèrent pour leur part que des plis lithosphériques se soient également développés dans des conditions similaires au nord du Canada. Dans la suite de ce chapitre, je présenterai un autre exemple de déformation lithosphérique en domaine continental situé le long de la côte est du Japon. Rydelek et Sacks (1990) et Huang et al. (1997, 1998) interprètent des anomalies de Bouguer de 150 à 200 km de longueur d'onde corrélées au relief par la présence de plis lithosphériques.

1. L'océan Indien.

L'intérêt de l'Océan Indien vient du fait qu'il s'agit à ce jour de l'un des exemples de déformation lithosphérique intraplaque les mieux documentés. Depuis une vingtaine d'années, les mesures géophysiques réalisées dans l'Océan Indien ont permis de mettre en évidence les signes d'une importante déformation tectonique de part et d'autre de la ride longeant le quatre-vingt-dixième méridien est. Cette portion de la plaque océanique (figure 1.1), comprenant les bassins Central, Cocos, et Wharton se caractérise par une activité sismique de forte magnitude (Sykes, 1970; Stein et Okal, 1978; Bergman et Salomon, 1985; Wiens, 1986; Petroy et Wiens, 1989; Levchenko et Ostrovsky, 1992; figure 1.2), des anomalies périodiques du géoïde d'approximativement 2 m d'amplitude et des anomalies gravimétriques comprises entre 30 et 80 mGal corrélées avec les déformations du soubassement océanique (Weissel et al., 1980; Stein et al., 1989; figure 1.3), ainsi que des anomalies locales du flux de chaleur (Weissel et al., 1980; Geller et al., 1983; Stein et Weissel, 1990; Verzhbitsky et Lobkovsky, 1993) associées aux circulations hydrothermales au sein de la couverture sédimentaire et de la croûte océanique (Stein et Weissel, 1990; Williams, 1990).

1.1 Les structures tectoniques observées dans l'Océan Indien.

Les profils de sismique réflexion réalisés dans la partie centrale de l'Océan Indien, comprenant la portion de la plaque indienne située entre les rides de Chagos-Laquadvives et du quatre-vingt-dixième méridien est, au sud-est du Sri Lanka (cf. figure 1.1), ont permis d'observer la présence de deux types de déformation tectonique active. Les anomalies gravimétriques et la topographie sont associées à des ondulations du soubassement océanique et de la couverture sédimentaire de grande longueur d'onde (200 km en moyenne), orientées approximativement est-ouest (Eittreim et Ewing, 1972; Weissel et al., 1980; Geller et al., 1983; cf. figure 1.3), auxquelles viennent se superposer des déformations de faible longueur d'onde (cf. figure 1.5). De nombreux chevauchements orientés approximativement est-ouest et espacés en moyenne de 10 km ont été observés dans la couverture sédimentaire et dans la croûte océanique. Dans la couverture sédimentaire, les chevauchements sont associés à des plis de courte longueur d'onde (Eittreim et Ewing, 1972; Weissel et al., 1980; Neprochnov et al., 1988; Levchenko, 1989; Bull, 1990; Bull et Scrutton, 1990, 1992; Chamot-Rooke et al., 1993).

Eittreim et Ewing (1972) ont été les premiers à émettre l'hypothèse que le contexte tectonique de la plaque indo-australienne pourrait générer des contraintes suffisamment importantes pour être à l'origine des déformations observées dans la partie nord du bassin Central: tandis que le mouvement

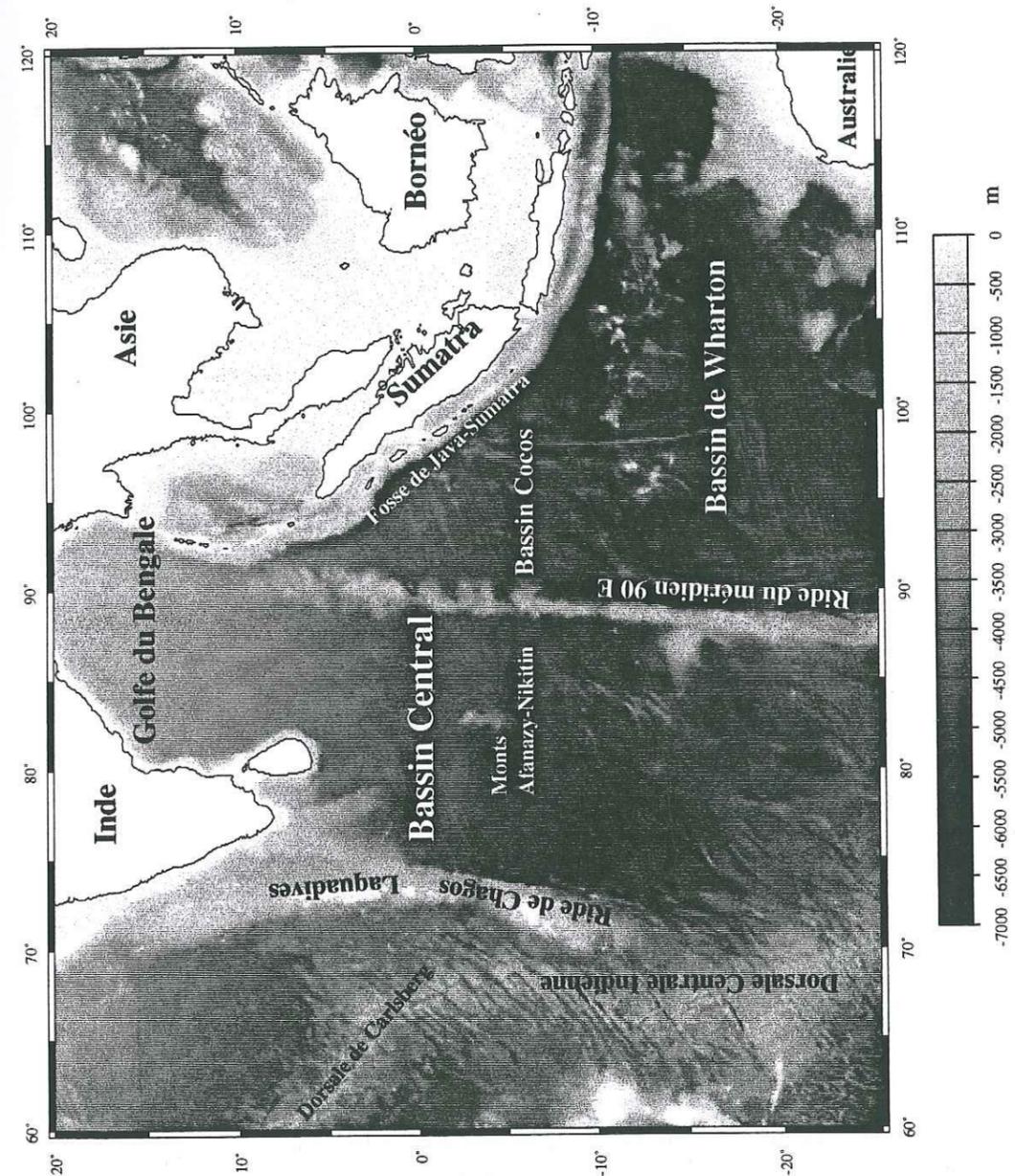


Figure 1.1. Bathymétrie de la partie centrale de l'Océan Indien, comprenant les bassins Cocos, Wharton et Central. Les bassins Central et Wharton sont séparés par une ride volcanique longeant le quatre-vingt-dixième méridien est.

vers le nord de la plaque indienne est ralenti par la collision des continents indien et asiatique, la plaque australienne est rapidement subductée sous l'Indonésie (voir par exemple DeMets et al., 1988, 1990; Petroy et Wiens, 1989). Ces différences de conditions appliquées aux limites de la plaque indo-australienne pourraient être à l'origine de contraintes horizontales anormalement élevées dans la partie centrale de l'Océan Indien (McAdoo et Sandwell, 1985; Cløetingh et Wortel, 1986; Sandiford et al., 1995). La direction de la contrainte horizontale principale est approximativement orientée nord-sud, perpendiculairement aux plis. Les mécanismes au foyer de la sismicité intraplaque (Bergman et Salomon, 1985; Levchenko, 1989; Petroy et Wiens, 1989; Govers et al., 1992; Zoback et al., 1989, Zoback, 1992), ainsi que les modèles numériques du champ de contraintes dans la plaque indo-australienne (Cløetingh et Wortel, 1986) indiquent une contrainte principale horizontale orientée N170° dans le bassin Central (figure 1.4).

Pour de nombreux auteurs ces déformations intraplaques sont interprétées comme les manifestations d'une frontière diffuse entre les plaques indienne et australienne (Wiens et al., 1985, 1986; Levchenko, 1989; Petroy et Wiens, 1989; Stein et al., 1990; Gordon et al., 1990; DeMets et al., 1990; Royer et Chang, 1991; Bull et Scrutton, 1992; Chemenda, 1992). Les mécanismes aux foyers indiquent des mouvements en extension près de la ride de Chagos et des décrochements ou de la compression dans les bassins Central Cocos et dans la partie nord du bassin de Wharton (Wiens et Stein, 1984; Bergman et Salomon, 1985; Petroy et Wiens, 1989). Plusieurs modèles tectoniques ont été proposés afin d'expliquer la présence de séismes intraplaques et de déformations dans le bassin Central de l'Océan Indien (Sykes, 1970; Stein et Okal, 1978; Neprochnov et al., 1988; Wiens et al., 1985; Stein et al., 1989; Gordon et al., 1990). Néanmoins, seul le modèle de Gordon et al. (1990) concilie l'ensemble des observations. L'Australie tourne suivant un mouvement anti-horaire par rapport à l'Inde, supposée fixe, de 0,31 degré par million d'années autour d'un pôle de rotation situé dans le bassin Central à 6°S, 78°E (figure 1.6). Ce mouvement permet d'expliquer l'extension observée près de la ride de Chagos à l'ouest de ce pôle et l'augmentation progressive du raccourcissement à l'est du pôle, comme en témoignent les mécanismes au foyer.

1.2 Les plis de grande longueur d'onde.

D'une amplitude comprise entre 1 et 2 km, la longueur d'onde des plis dans le bassin Central de l'Océan Indien varie d'une centaine de kilomètres au sud du bassin à près de trois cents kilomètres dans sa partie nord (Weissel et al., 1980; Geller et al., 1983; Neprochnov et al., 1988). Une carte des axes des principaux anticlinaux est représentée figure 1.7. Les plis sont observés dans la couverture sédimentaire sur près de 1500 km de long, entre 4°N et 8°S de latitude (Geller et al., 1983). L'âge du plancher océanique dans l'Océan Indien augmente également avec la latitude, et varie dans le bassin Central entre 60 et 80 Ma (Krishna et al., 1995). L'augmentation de l'épaisseur moyenne de la lithosphère qui en résulte (cf. chapitre 2), i.e. en d'autres termes sa rigidité, pourrait être reliée aux variations de longueur d'onde des ondulations (McAdoo et Sandwell, 1985). Les plis sont asymétriques, les anticlinaux étant plus marqués que les synclinaux (cf. figure 1.3).

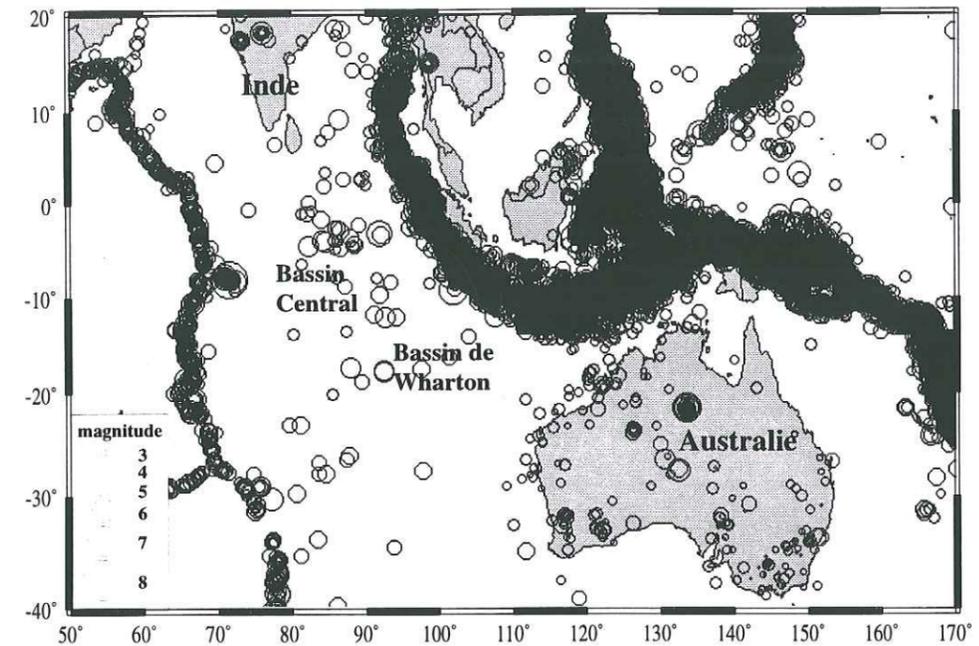


Figure 1.2. Sismicité de la plaque Indo-australienne de 1960 à 1993 (données USGS). Remarquer la sismicité intraplaque située au sud-est de l'Inde, le long du 90ème méridien et dans les bassins Central et de Wharton.

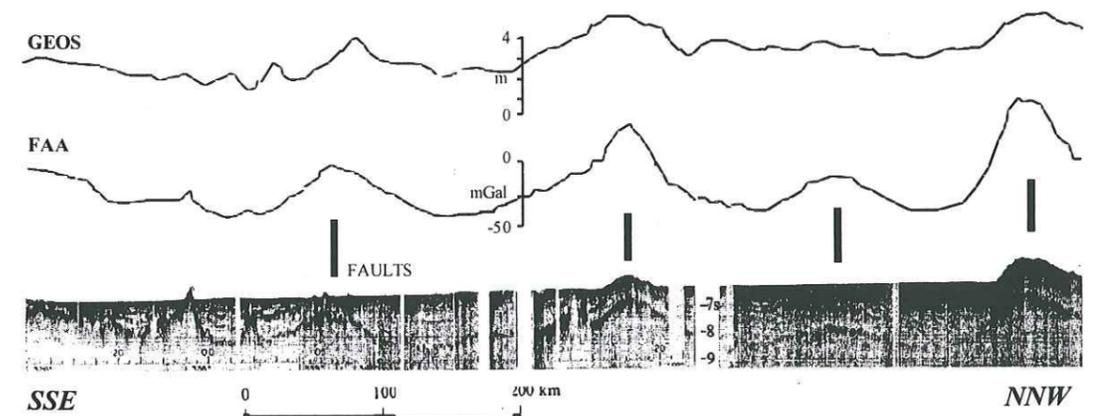


Figure 1.3. Déformations de grande longueur d'onde de la couche sédimentaire et de la croûte océanique mises en évidence sur un profil sismique réalisé dans le Bassin Central de l'Océan Indien. On peut noter les anomalies gravimétriques à l'air libre (FAA) et les ondulations périodiques du géoïde (GEOS) corrélées aux déformations du soubassement océanique (d'après Weissel et al., 1980).

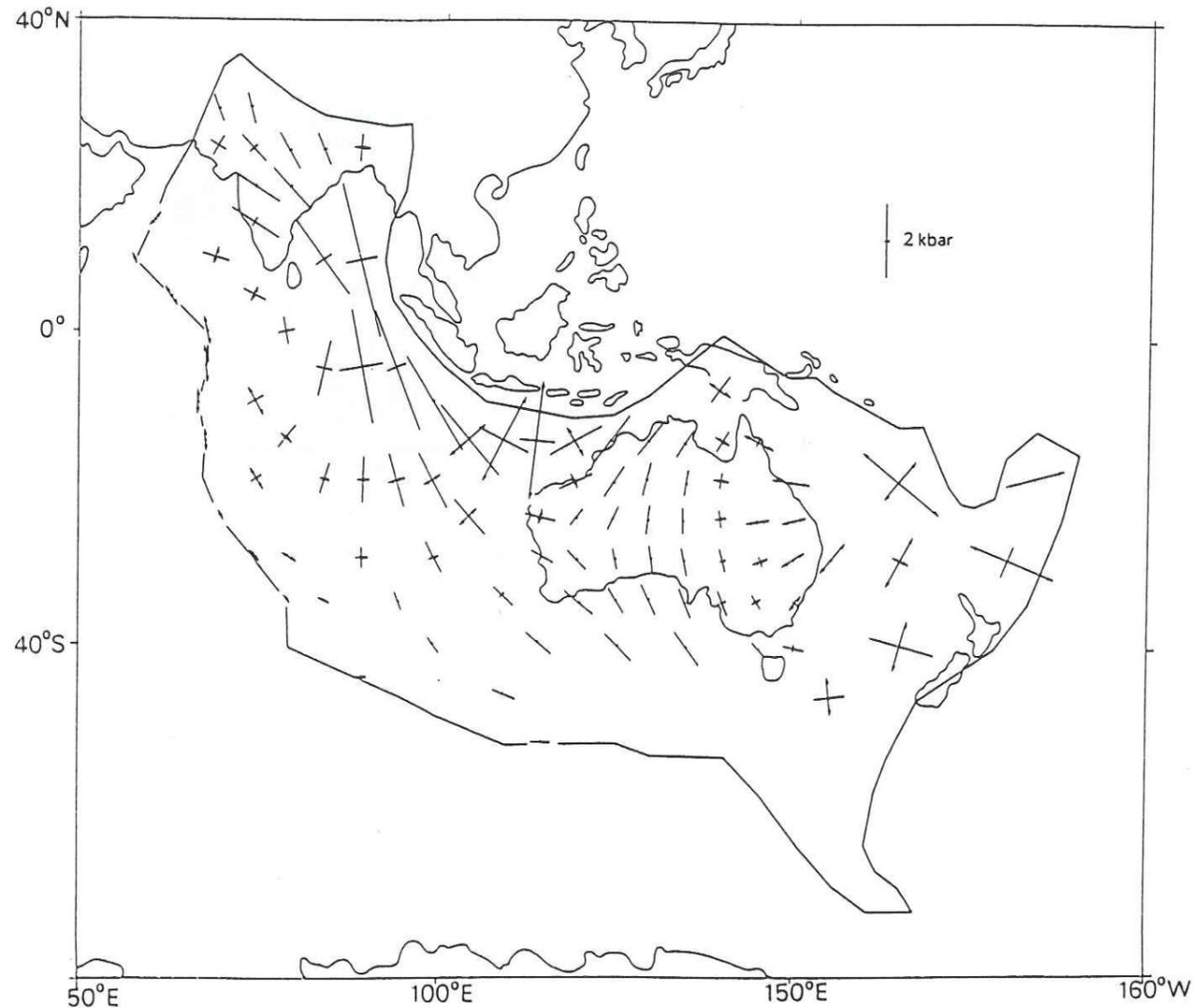


Figure 1.4. Simulation du champ de contraintes horizontales dans la plaque indo-australienne (d'après Cloetingh et Wortel, 1986). Les flèches noires représentent les directions des contraintes principales compressives et les traits correspondent aux contraintes extensives.

1.3 Les chevauchements et les plis de faible longueur d'onde.

Les failles chevauchantes sont identifiées sur les profils sismiques par la présence de discontinuités au niveau du soubassement océanique et de la couverture sédimentaire (figure 1.5). Des plis de courte longueur d'onde, 5 à 10 km, associés à ces chevauchements sont également visibles dans la couverture sédimentaire (Levchenko, 1989; Bull et Scrutton, 1990; Chamot-Rooke et al., 1993). Contrairement aux plis de grande longueur d'onde, la présence de ces déformations de courte longueur d'onde est attestée dans les bassins Central, Cocos et Wharton de l'Océan Indien (Bowles et al., 1978; Pilipenko et Sivukha, 1991; Bull et Scrutton, 1992). Le réseau constitué par ces failles est complexe, comme le montre les variations du sens de chevauchement, du pendage, de la direction des plans de faille, ainsi que de la longueur et de la profondeur à laquelle elles pénètrent dans la croûte océanique. La plupart des failles à fort pendage sont des failles inverses (Bull et Scrutton, 1990; Pilipenko et Sivukha, 1991).

Les failles visibles au niveau du soubassement océanique peuvent être divisées en deux groupes, celles plongeant vers le sud avec un pendage supérieur à 45°, et celles plongeant vers le nord avec un pendage compris entre 35 et 40°. Certaines failles de fort pendage ont été observées jusqu'à la profondeur supposée de la discontinuité de Mohorovicic, ou plus simplement Moho, et semblent pénétrer dans le manteau jusqu'à la profondeur d'environ 40 km (Bull, 1990; Bull et Scrutton, 1990, 1992). En pénétrant dans la couverture sédimentaire, probablement en raison du changement de rhéologie, le pendage des failles augmente pour devenir sub-vertical. Les failles sont approximativement orientées N90-100°, sont espacées d'environ 5 ou 6 km, et ont une longueur moyenne de 10 km. Vers 81°E de longitude, le mouvement vertical moyen sur un plan de faille est d'environ 170 m, atteignant parfois plusieurs centaines de mètres (Chamot-Rooke et al., 1993; van Orman et al., 1995). A cette longitude, les déformations sont observées sur environ 900 km de long, entre l'équateur et 8°S de latitude (Chamot-Rooke et al., 1993). Les chevauchements sont contemporains des plis de courte longueur d'onde, indépendamment du pendage des failles auxquelles ils sont associés. Les déformations dans la couverture sédimentaire semblent indiquer que le nombre de chevauchements associés à des failles se propageant vers le nord est équivalent au nombre de chevauchements associés à des failles se propageant vers le sud. L'analyse de la distribution spatiale de ces chevauchements montre l'absence de relation entre les déplacements sur un plan de faille et la position relative de ces plans par rapport aux plis du soubassement (Bull, 1990). Enfin, Chamot-Rooke et al. (1993) ont observé une périodicité du sens du pendage des failles à travers le bassin Central d'environ 600-700 km, indépendamment des ondulations de 200 km de longueur d'onde. Dans la partie la plus méridionale du bassin, les failles semblent plonger principalement vers le nord, dans son centre vers le sud, puis de nouveau vers le nord. Il n'y a cependant pas de relation entre la direction du pendage des failles et les ondulations du soubassement.

Neprochnov et al. (1988) puis Bull (1990) ont émis l'hypothèse que les chevauchements de fort pendage observés dans l'Océan Indien pourraient correspondre à la réactivation de failles normales préexistantes. Les profils sismiques ont révélé que certaines failles traversent la croûte dans sa totalité et semblent pénétrer dans le manteau supérieur jusqu'à la profondeur d'environ 40 km (Bull, 1990; Bull et Scrutton, 1990, 1992). Ces auteurs suggèrent que ces failles pourraient s'initier dans le man-

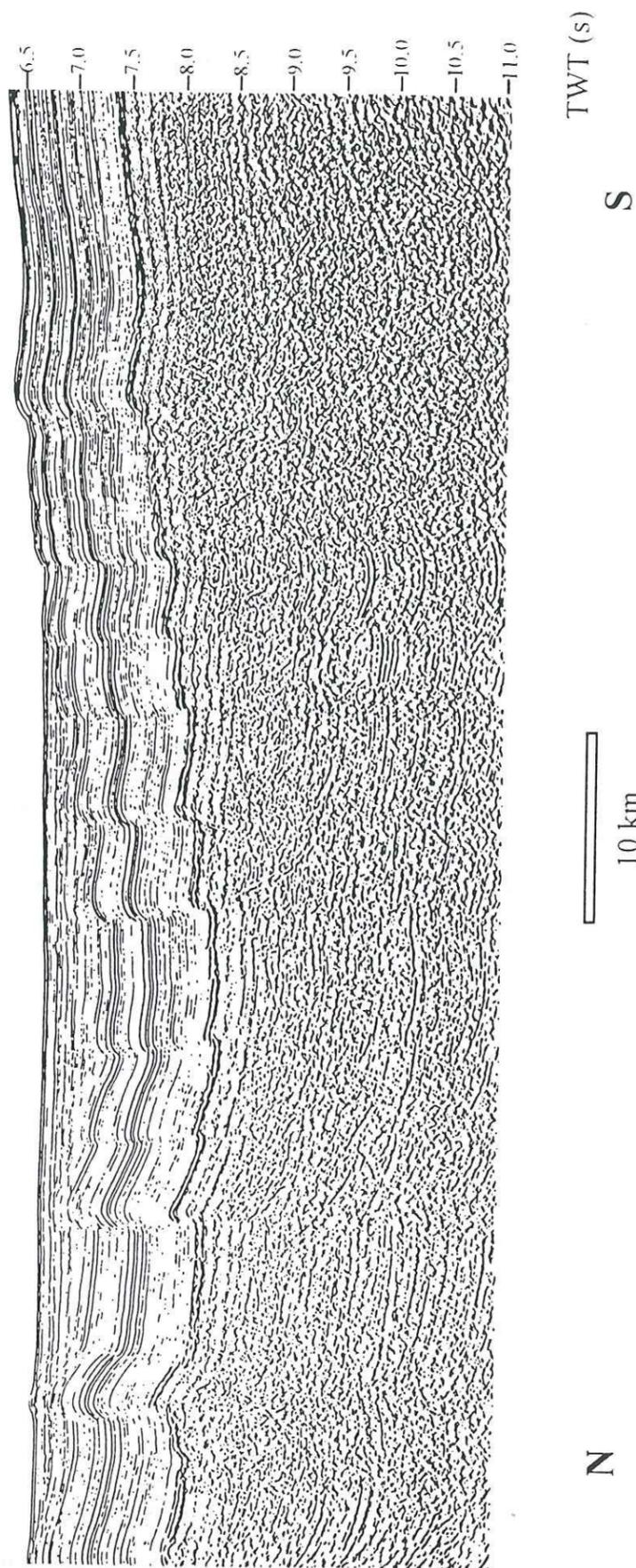


Figure 1.5. Exemple de profil sismique, orienté nord sud, entre 3.4 et 4°S; 80°E, illustrant le développement des structures de grande longueur d'onde et des chevauchements. On remarquera que des sédiments non déformés remplissent les synclinaux des ondulations (d'après Bull et Scruton, 1992).

teau, au niveau de la zone de transition entre comportement fragile et ductile. En se propageant ensuite vers le sommet de la plaque lithosphérique, elles pourraient réactiver des zones de faiblesses mécaniques de la croûte océanique. Des réseaux de failles similaires à celui décrit ci-dessus ont également été observés dans l'Océan Atlantique (White et al., 1990, 1994; Malinverno et Cowie, 1993) et semblent être une caractéristique de la lithosphère océanique formée au niveau de dorsales lentes (Lin et Parmentier, 1989; Agar, 1994). En effet, la formation de ces failles est associée aux mécanismes de subsidence thermique près des dorsales océaniques, où elles permettent d'accommoder les contraintes thermo-élastiques générées par le refroidissement de la lithosphère océanique.

Il n'existe pas de relations entre les plis de grande longueur d'onde et les chevauchements, sauf peut être en ce qui concerne la forme des plis. En effet, il semble que si les chevauchements ne sont pas consécutifs à l'apparition des plis, ces derniers modifient localement le réseau de failles. Les déplacements sur les plans de failles étant plus important près des anticlinaux des plis, les chevauchements accentuent leur relief (Neprochnov et al., 1988; Bull, 1990). Des modélisations par éléments finis d'interactions entre failles préexistantes et ondulations de grande longueur d'onde dans la lithosphère semblent confirmer cette hypothèse (Beekman, 1994; Wallace et Melosh, 1994).

1.4 Estimations du taux de raccourcissement dans l'Océan Indien.

La détermination du taux de déformation dans l'Océan Indien est un moyen privilégié de déterminer les mécanismes qui accommodent les déformations lithosphériques ainsi que le comportement rhéologique de la lithosphère. Différentes méthodes ont été utilisées pour estimer le taux de déformation: l'analyse des moments sismiques (Wiens et Stein, 1983; Petroy et Wiens, 1989), la détermination des mouvements relatifs entre plaques lithosphériques à partir des pôles d'Euler (Wiens et al., 1985, 1986; DeMets et al, 1988, 1990; Gordon et al., 1990), la reconstitution de la position des dorsales de la plaque indo-australienne depuis l'Eocène à partir d'anomalies magnétiques (Royer et Chang, 1991), et l'estimation de la déformation finie à partir de profils sismiques (Bull et Scruton, 1992; Chamot-Rooke et al., 1993, van Orman et al., 1995). Les vitesses de déformation estimées à partir de ces différentes méthodes varient entre quelques millimètres à plusieurs centimètres par an. Ceci correspond, pour une région déformée d'environ 1000 km de long, à une déformation finie comprise entre moins de 1 % à près de 10 %. La disparité de ces résultats est liée aux difficultés inhérentes aux méthodes, en particulier la quantification de la déformation finie et de sa durée.

La datation des déformations.

La datation de la déformation est obtenue à partir de données stratigraphiques. Les études de stratigraphie sismique ainsi que les forages réalisés dans les sédiments du cône de déjection du golfe du Bengale ont révélé la présence de deux discordances majeures dans la couverture sédimentaire de l'Océan Indien (Curray et Moore, 1971, 1974). La première, datant de l'Eocène (55 Ma), est corrélée avec les premiers stades de la collision entre les plaques indo-australienne et eurasiennne, mais il semble qu'elle soit antérieure à l'apparition des plis lithosphériques. Une discordance plus récente,

datée du Miocène tardif (7 Ma), est contemporaine d'une modification brutale du climat régional et de l'intensification du régime des moussons dans le sud-est asiatique (Molnar et al., 1993).

La discordance datant du Miocène apparaît sur l'ensemble des profils sismiques réalisés dans le bassin indien Central et sépare les sédiments pré- et syn-déformations. Elle est également observée dans la partie nord du bassin Central (Biswas et Majumdar, 1997; Gopala Rao et al., 1997), et semble être présente dans l'ensemble du cône de déjection du golfe du Bengale. Sa présence est confirmée par l'unique forage réalisé dans la partie centrale de l'Océan Indien (Cochran et al., 1987; Cochran, 1990), ainsi que par d'autres prélèvements réalisés dans la partie nord du bassin et sur la ride du 90^{ième} méridien est (Peirce et al., 1988; Curray et Munasinghe, 1989). Cet événement marque un des principaux épisodes de raccourcissement survenu dans l'Océan Indien, bien que des basculements de blocs et des chevauchements aient révélé la présence de déformations actives plus récentes (Bull et Scrutton, 1992). Molnar et al. (1993) pensent que les déformations observées dans l'Océan Indien pourraient résulter d'une augmentation des contraintes horizontales au sein de la plaque indienne consécutive à la surrection rapide du plateau tibétain. Cette surrection résulterait pour Molnar et al. (1993) du détachement de la racine mantellique sous le Tibet qui aurait été remplacée par l'asthénosphère plus légère.

De fortes contraintes horizontales au sein de la plaque indienne dès le début du Miocène ne sont toutefois pas à exclure. En effet, si une brusque accélération des mouvements verticaux du plateau tibétain semble être survenue entre 6 et 10 Ma, la surrection semble avoir débuté dès le début du Miocène entre 20 et 17 Ma (Copeland et al., 1987; Copeland et Harrison, 1990; Corrigan et Crowley, 1992; Harrison et al., 1992). D'autre part, la reconstruction des mouvements des plaques lithosphériques autour de la triple jonction de l'Océan Indien suggère l'apparition de fortes contraintes compressives dans l'Océan Indien dès la fin de l'Oligocène ou le début du Miocène (Royer et Chang, 1991; Royer et Dymant, 1998). Curray et Munasinghe (1989) ont également observé en certains endroits de la couverture sédimentaire une discordance datant du début du Miocène. Ces observations semblent être confortées par des études stratigraphiques plus récentes. Curray (1991, 1994) suggère la présence de sédiments syn-déformations dans le golfe du Bengale dès le début du Miocène. Cette hypothèse n'est pas infirmée par la datation effectuée à partir du forage situé dans le bassin Central (Cochran, 1990).

Estimation de la déformation finie.

L'interprétation des profils sismiques a révélé que l'essentiel des déformations intraplaques était accommodé par des chevauchements entre blocs crustaux, les ondulations de grande longueur d'onde représentant moins de 0,1 % du raccourcissement horizontal total (voir par exemple les estimations de Gordon et al., 1990). Les estimations de la déformation finie dans l'Océan Indien, et en particulier dans le bassin Central, sont issues de différentes méthodes, que l'on peut regrouper en trois catégories.

L'analyse des moments sismiques et la détermination des mouvements relatifs entre les plaques lithosphériques fournissent une estimation de la vitesse de déformation actuelle. En supposant que cette vitesse ait peu varié au cours de la déformation, il est possible d'en déduire un taux de déforma-

tion moyen. La plupart des séismes intraplaques de forte magnitude se situant près de la ride longeant le méridien 90°E, les estimations basées sur cette méthode ne sont représentatives qu'à cette longitude. Wiens et Stein (1983) proposent à partir de l'analyse des moments sismiques un taux de déformation compris entre 10^{-15} s^{-1} et 10^{-17} s^{-1} près de la ride, et de 10^{-19} s^{-1} si l'ensemble de l'Océan Indien est déformé. A partir de la même méthode, Petroy et Wiens (1989) estiment pour leur part le taux de déformation sur la ride à $3 \cdot 10^{-16} \text{ s}^{-1}$. En ce qui concerne l'estimation du taux de déformation à partir des modèles de mouvements relatifs entre plaques lithosphériques, il apparaît que les résultats dépendent moins du nombre de plaques utilisées dans les modèles que des données (cinématiques, sismiques) utilisées. Wiens et al. (1985, 1986) estiment que les vitesses de déformation diminuent d'est en ouest, d'environ 1 cm/an à 90°E à 0,5-1 cm/an dans le bassin Central. DeMets et al. (1988, 1990) n'observent pas de déformation dans l'Océan Indien, et Gordon et al. (1990) proposent des vitesses de déformation d'environ 7 mm/an au sein de la plaque indienne, correspondant à un taux de déformation d'environ $3 \cdot 10^{-16} \text{ s}^{-1}$ à 90°E et $1,5 \cdot 10^{-16} \text{ s}^{-1}$ à 85°E. On peut noter que seul le modèle proposé par Gordon et al. (1990) permet d'expliquer l'ensemble des déformations observées dans le bassin Central (figure 1.6).

Utilisant les anomalies magnétiques du fond des océans pour reconstituer la position des dorsales de la plaque indo-australienne depuis l'Eocène, Royer et Chang (1991) prédisent un raccourcissement compris entre 0 et 98 km dans le bassin Central (85°E) si l'apparition des déformations date de 7 Ma, et de 123 ± 73 km si l'apparition des déformations remonte au début du Miocène (21 Ma). A 90°E, le raccourcissement est estimé à 80 ± 63 km (7 Ma) et 178 ± 91 km (21 Ma). Les déformations correspondantes sont comprises entre 0 et 10 % à 85°E et entre 1 et 14 % à 90°E, mais compte tenu des incertitudes concernant l'apparition des déformations dans le bassin Central, les auteurs estiment finalement une déformation finie comprise entre 3 et 7 % à 85°E et entre 4 et 9 % à 90°E suivant les hypothèses retenues. On peut également noter que ces modèles prédisent une déformation comprise entre 5 et 10 % dans le bassin de Wharton.

Enfin, la dernière approche consiste à estimer la déformation finie à partir des profils sismiques. En mesurant le rejet vertical et le pendage sur un plan de faille, il est possible d'estimer le raccourcissement horizontal accommodé par le chevauchement. D'autre part, cette méthode permet de déterminer précisément la région déformée en fonction de la position du profil. Chamot-Rooke et al. (1993) estiment entre 2,5 et 4,3 % la quantité de raccourcissement dans le bassin Central à partir d'un profil sismique de 2100 km de long orienté nord-sud, situé entre 14°S et 5°N de latitude à la longitude de 81,5°E. Les déformations dans la couverture sédimentaire n'étant observées à cette longitude que sur environ 900 km de long, l'estimation précédente correspond à un raccourcissement compris entre 22 et 37 km. A partir d'un profil sismique situé à la même longitude que le précédent entre l'équateur et 5,5°S, Bull et Scrutton (1992) estiment pour leur part un raccourcissement de 18 ± 6 km. Van Orman et al. (1995) ont estimé la distribution des déformations en fonction de la longitude à partir de profils d'environ 700 et 450 km situés à 78.8°E et 81°E de longitude. Le raccourcissement observé est respectivement de $11,2 \pm 2$ km et 27 ± 5 km. Les déformations finies correspondantes sont de $1,6 \pm 0,2$ % et $6 \pm 1,1$ %. En supposant que le raccourcissement de l'Océan Indien ait débuté il y a 7 Ma, les vitesses de déformation correspondantes sont respectivement de 6 ± 3 mm/an (Chamot-Rooke et al., 1993), $2,5 \pm 0,9$ mm/an (Bull et Scrutton, 1992), et $3,9 \pm 0,8$ mm/an (van Orman et al., 1995) vers 81°

est de longitude. Si l'on considère les résultats obtenus à partir du seul profil traversant la région déformée du nord au sud (Chamot-Rooke et al., 1993), on peut noter que la valeur proposée par ces auteurs est en accord avec les résultats obtenus par Royer et Chang (1991) et les modèles de Gordon et al. (1990).

Malgré les incertitudes concernant la détermination des déformations et leur durée¹, et bien que les profils sismiques suggèrent des fluctuations au cours du temps de la vitesse de déformation, le taux moyen de déformation dans le bassin Central peut donc être estimé à environ 10^{-16} s^{-1} . Cela correspond à une déformation finie de l'ordre de 4 % en une dizaine de millions d'années. Les différentes techniques utilisées pour évaluer ce taux de raccourcissement prédisent également une augmentation de la quantité de déformation de l'ouest vers l'est. Toutefois, on peut noter que les modèles de Royer et Chang (1991) prédisent une quantité de raccourcissement encore plus importante dans le bassin de Wharton situé à l'est du méridien 90°E, mais qu'en l'absence de sédiments et d'ondulations de grande longueur d'onde les profils sismiques ne permettent pas de mettre en évidence ce raccourcissement. Actuellement, des déformations intraplaques sont toujours observées dans la partie centrale de l'Océan Indien, comme le montre la sismicité de cette région (voir par exemple Bergman et Salomon, 1985; Levchenko, 1989; Petroy et Wiens, 1989; Levchenko et Ostrovsky, 1992). Des déformations intraplaques récentes sont également observées dans le sud de l'Inde (Subrahmanya, 1996) et dans le golfe du Bengale (Biswas et Majumdar, 1997; Gopala Rao et al., 1997).

1.5 Le rôle des sédiments.

L'observation des déformations au sein de la plaque indo-australienne a été, en partie, rendue possible par la présence de sédiments à la surface du plancher océanique. Dans la majeure partie nord de l'Océan Indien, ces sédiments proviennent pour l'essentiel du golfe du Bengale (Curry et al., 1982). En effet, le réseau hydrographique du Gange et du Brahmapoutre qui transporte une grande partie des sédiments provenant de l'Himalaya, est à l'origine du plus grand cône de déjection actuel. Dans le bassin Central, l'épaisseur de la couche sédimentaire varie de quelques centaines de mètres à 7°S (Chamot-Rooke et al., 1993) à environ 3 km vers l'équateur, augmentant en direction du golfe du Bengale, où plus de 20 km de sédiments d'âge Miocène et post Miocène sont accumulés sous l'embouchure du Gange et du Brahmapoutre (Curry et al., 1982; Curry, 1991). Dans les bassins Cocos et Wharton, l'origine des sédiments est identique, mais il semble que la présence de la ride longeant le méridien 90°E constitue un obstacle pour le flux sédimentaire. L'épaisseur de la couverture sédimentaire n'y excède pas quelques centaines de mètres (Bowles et al., 1978) et disparaît au sud du bassin Cocos (figure 1.7).

On peut noter que les âges et la structure de la lithosphère sont comparables de part et d'autre de la ride et que les contraintes horizontales sont du même ordre de grandeur dans les bassins Central et Wharton (Clœtingh et Wortel, 1986). D'autre part, les profils sismiques ont révélé la présence de chevauchements crustaux dans le bassin Wharton, signe d'une déformation active (Pilipenko et Sivukha, 1991). Par contre, bien que des anomalies périodiques de la hauteur du géoïde comparables à celle du

¹ Celles-ci ne sont d'ailleurs probablement pas synchrones dans l'ensemble du bassin (Curry, 1991, 1994).

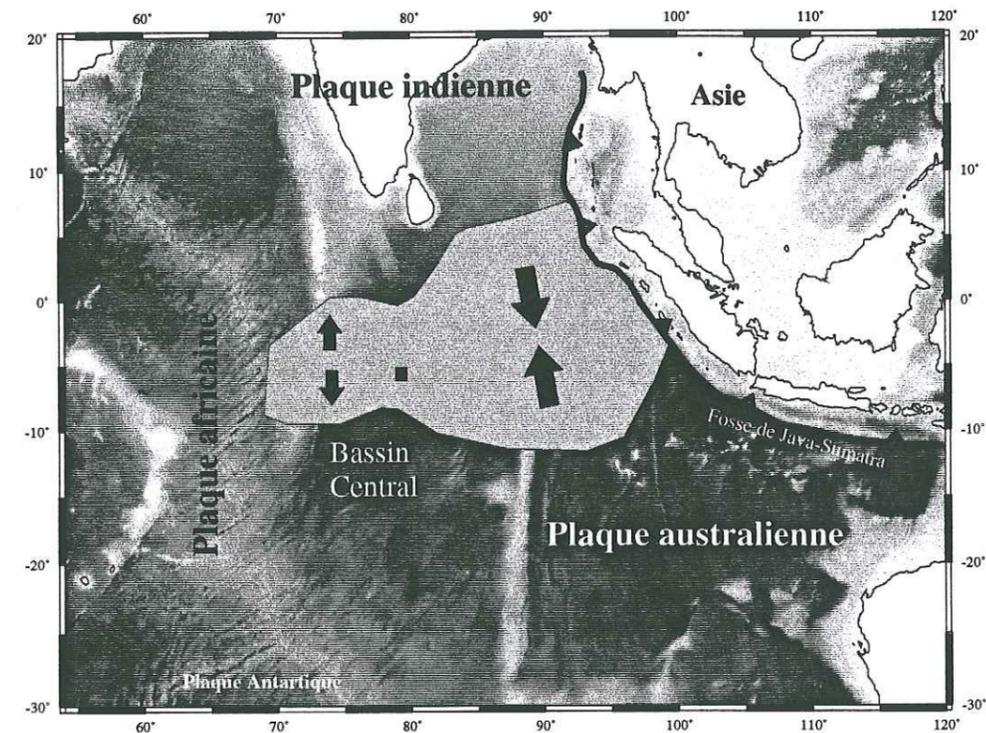


Figure 1.6. Carte tectonique de l'Océan Indien. La zone grisée représente la frontière diffuse entre les plaques indienne et australienne. La plaque australienne tourne par rapport à l'Inde (fixe) suivant un mouvement anti-horaire autour d'un pôle de rotation situé dans le bassin Central (carré noir, d'après Gordon et al., 1990). Ce mouvement rend bien compte de l'extension observée à l'ouest du pôle et de la compression croissante à l'est (flèches noires).

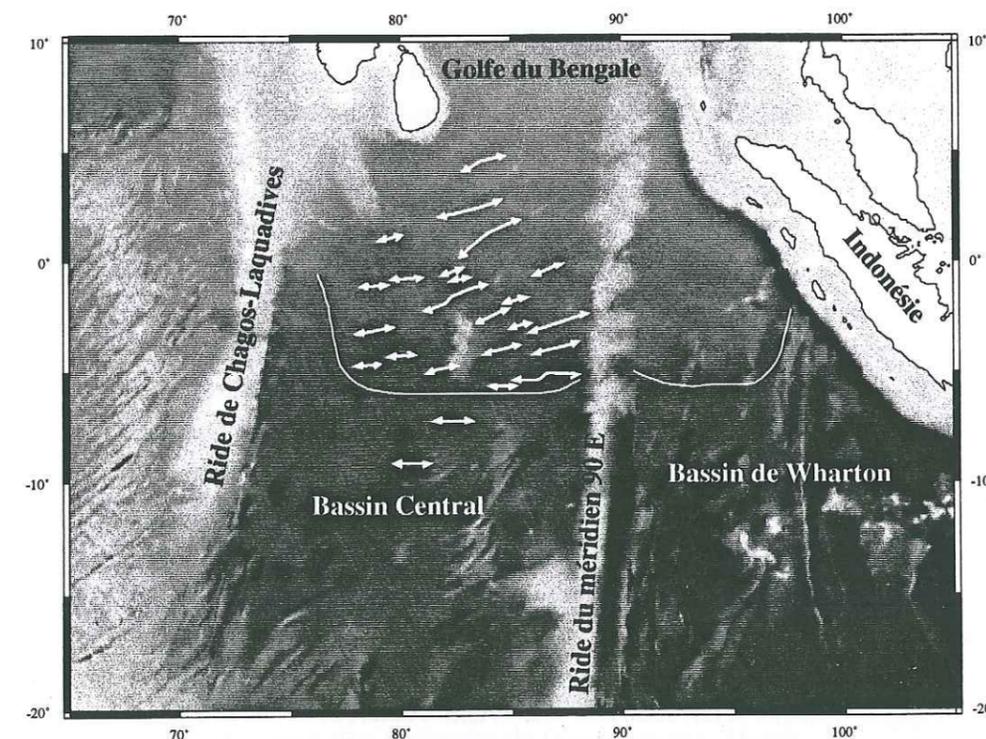


Figure 1.7. Carte des principaux anticlinaux des plis lithosphériques de l'Océan Indien (d'après Geller et al., 1983). Les plis sont situés sous, ou à proximité, du cône de déjection du golfe du Bengale, dont la limite méridionale est matérialisée par les traits blancs (d'après Geller et al., 1983 et Bowles et al., 1978).

bassin Central y aient été observées (Geller et al., 1983; Stein et al., 1989), les profils sismiques enregistrés dans les bassins Cocos et Wharton n'ont pas permis de mettre en évidence la présence d'ondulations de grande longueur d'onde (Bowles et al., 1978).

Karner et Weissel (1990) puis Martinod et Molnar (1995) ont remarqué que les plis lithosphériques dans le bassin Central n'ont été observés que sous, ou à proximité, du cône de déjection du golfe de Bengale. La présence des plis semblant donc coïncider approximativement avec la limite de dépôt des sédiments (figure 1.7). Dans le bassin de Wharton, aucune ondulation du socle n'a pu être observée alors qu'il semble avoir été fortement déformé depuis le Miocène (cf. paragraphe 1.4). Les plis sont visibles dans les couches de sédiments consolidés, antérieures à l'apparition des plis, tandis que dans la partie nord du bassin Central, les synclinaux sont progressivement remplis de sédiments non consolidés et non plissés (Curry et al., 1982; figure 1.5). A partir de ces observations, Martinod et Molnar (1995) ont avancé l'hypothèse que le dépôt de sédiments dans les synclinaux lithosphériques en cours de formation pouvait être une condition nécessaire à la croissance des plis, ou tout du moins, en augmentant le taux de croissance de ces instabilités favoriser leur apparition. En effet, leur présence minimise le contraste de densité au sommet de la lithosphère et diminue l'effet des forces gravitaires qui lui sont associées, lequel s'oppose à la croissance des instabilités de grande longueur d'onde (Biot, 1961; Ricard et Froidevaux, 1986).

1.6 Modélisation de la formation des structures de grande longueur d'onde dans l'Océan Indien.

De nombreux modèles tectoniques, ainsi que divers mécanismes, ont été proposés pour expliquer la formation des ondulations de grande longueur d'onde du soubassement de l'Océan Indien. Pour la plupart des auteurs, les structures de grande longueur d'onde correspondent à des plis affectant l'ensemble de la lithosphère (Weissel et al., 1980; McAdoo et Sandwell, 1985; Karner et Weissel, 1990; Martinod, 1991; Bull et al., 1992; Martinod et Davy, 1992; Beekman, 1994; Loudon, 1995; Zuber et Parmentier, 1996). Cependant, certains auteurs pensent que les structures résultent du boudinage inverse de la lithosphère sous l'effet de son raccourcissement (Zuber, 1987; Voisin et al., 1994). Les données géophysiques (gravimétrie, sismique réflexion) ne permettant pas d'observer la base de la lithosphère, il n'est pas possible de trancher entre ces deux hypothèses. Loudon (1995) a calculé à partir d'une étude de sismique réflexion et de données gravimétriques la structure crustale dans le bassin Central. Cette analyse montre que les modèles de plis lithosphériques sont préférables aux modèles de boudinage inverse (comme le suggéraient déjà les études gravimétriques précédentes, Stein et al., 1989, 1990; Bull et al., 1992), et que la croûte est amincie sous les anticlinaux d'environ 0,5-1 km par rapport aux synclinaux. Enfin, le dernier modèle, proposé par Verzhbitsky et Lobkovsky (1993), associe les ondulations au flambage de la croûte océanique seule. Ces auteurs suggèrent la présence d'une croûte inférieure suffisamment épaisse pour découpler la partie fragile de la croûte océanique du reste de la lithosphère. Le raccourcissement est accommodé par le flambage de la croûte supérieure tandis que le manteau serait subducté sous l'Asie. Toutefois, ce modèle suppose une épaisseur de croûte ductile peu réaliste (plusieurs kilomètres) et n'est pas compatible avec la gravimétrie (Loudon, 1995). D'autre part, un mouvement relatif entre la croûte fragile et le manteau implique la

présence d'une anomalie thermique régionale (dissipation de la chaleur produite par le cisaillement de la croûte inférieure), alors que les mesures de flux de chaleur sont dans l'ensemble compatibles avec les valeurs théoriques calculées pour une plaque océanique de 60-80 Ma (Weissel et al., 1980; Geller et al., 1983; Stein et Weissel, 1990).

En ce qui concerne les mécanismes responsables de la formation de ces structures périodiques, là encore de nombreuses hypothèses ont été avancées. Les premiers modèles proposés étaient basés sur le flambement de la plaque océanique. Toutefois, ces modèles nécessitent pour produire des plis de grande longueur d'onde des contraintes compressives de plusieurs milliers de MPa, supérieures au seuil de rupture des roches dans les parties fragiles de la lithosphère et au seuil de déformation ductile plus en profondeur (Weissel et al., 1980). Ces modèles ne permettant pas d'expliquer l'existence d'un tel flambage, divers mécanismes ont été invoqués pour minimiser les contraintes au sein de la lithosphère. McAdoo et Sandwell (1985) utilisent un modèle élasto-plastique, dans lequel l'augmentation des contraintes réduit, après plastification, l'épaisseur du domaine élastique à quelques kilomètres. Le flambage du "cœur élastique" de la lithosphère produit des instabilités de longueur d'onde comprise entre 160 et 240 km pour une épaisseur élastique comprise entre 5 et 10 km et une contrainte moyenne d'environ 600 MPa. Toutefois, ces résultats supposent que les contraintes appliquées à la plaque lithosphérique soient seulement utilisées pour déformer le cœur élastique, les 80 % de la lithosphère se déformant de manière plastique étant négligés. Toujours sur le même principe, Karner et Weissel (1990) minimisent les contraintes nécessaires pour faire flamber le cœur élastique de leur modèle en introduisant des déflexions périodiques initiales. Ces perturbations initiales sont supposées traduire la présence des monts marins Afanazy-Nikitin, situés à la longitude de 83°E, entre 2,5°S et 5,5°S de latitude (figure 1.1). L'épaisseur élastique effective nécessaire pour produire des ondulations d'environ 200 km est comprise entre 10 et 15 km avant déformation. Néanmoins, ces modèles nécessitent que la relation de Byerlee (1978) utilisée pour décrire le comportement fragile de la partie superficielle de la lithosphère soit vérifiée jusqu'à la base du domaine fragile (40 km), alors que cette relation n'est sans doute plus valide au-delà d'une dizaine de kilomètres (Carter et Tsenn, 1987; Ord et Hobbs, 1989). D'autre part, la plaque océanique ayant été raccourcie de 4 % environ, il est peu vraisemblable que l'élasticité soit à l'origine de la formation de ces structures. Pour ce taux de déformation, les déformations doivent être irréversibles, la plaque étant entièrement déformée soit par rupture fragile soit par fluage ductile. Ce sont vraisemblablement ces processus qui contrôlent la formation des structures lithosphériques. Nous verrons lors du chapitre 5, consacré aux calculs numériques par éléments finis, que l'ensemble du domaine fragile de la lithosphère est plastifié lorsque des ondulations se développent dans des conditions similaires à celles de l'Océan Indien.

2. Le Japon.

L'archipel japonais fait partie de la marge active de la plaque continentale asiatique. Cette région se caractérise par une activité sismique de forte magnitude (voir par exemple Rydelek et Sacks, 1990; Hasegawa et al., 1994), des anomalies régionales du flux de chaleur (Honda, 1985; Furukawa et Uyeda 1989; Huang et al., 1998), et des anomalies gravimétriques corrélées avec la topographie (Sato et Matsu'ura, 1992, 1993; Huang et al., 1997, 1998). Ces observations ont permis de mettre en évidence

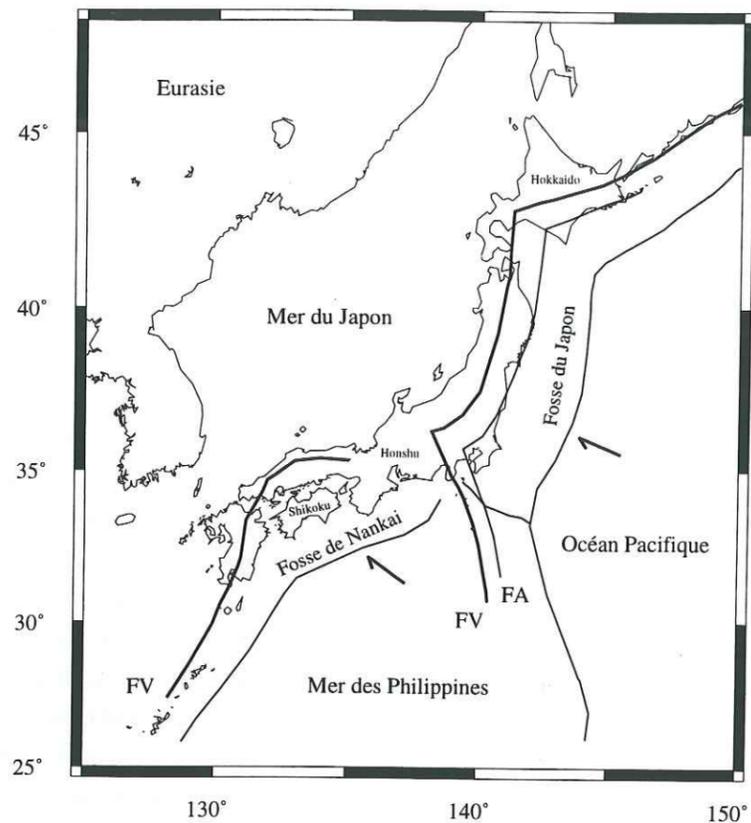


Figure 1.8. Carte tectonique de l'archipel japonais. Les abréviations FV et FA désignent les fronts volcaniques et asismique. Les flèches correspondent à la direction des mouvements de subduction des plaques océaniques du Pacifique et des Philippines (d'après Scholz et Campos, 1995).

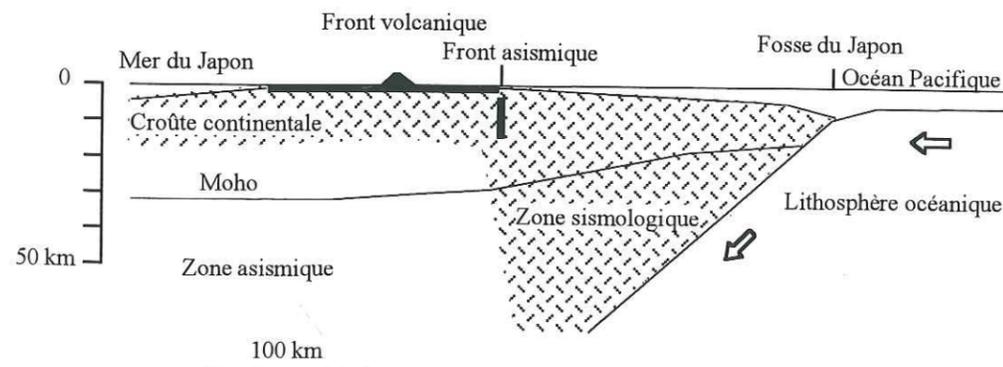


Figure 1.9. Coupe schématique de la lithosphère continentale sous le Japon du nord est. Les flèches indiquent le mouvement de subduction de la plaque pacifique sous le Japon.

des ondulations de grande longueur d'onde, 150-200 km environ, sub-parallèles aux fosses du Japon et de Nankai (Rydelek et Sacks, 1990; Huang et al., 1997, 1998).

2.1 Le contexte tectonique du Japon et la structure de l'archipel.

La formation de l'archipel japonais est à relier au contexte tectonique de l'ensemble de l'Asie, lequel est dominé par la collision des continents indien et asiatique et par la subduction de la plaque Pacifique sous l'Asie (Jolivet et al., 1994). L'arc japonais s'étend le long des zones de subduction des plaques océaniques du Pacifique et des Philippines, lesquelles sont subduites sous l'Asie le long des fosses du Japon et de Nankai (figure 1.8). Depuis l'Oligocène de nombreux événements ont contribué à la formation des îles, notamment l'ouverture de la mer du Japon durant la première moitié du Miocène (23-14 Ma, Otsuki, 1990a; Jolivet et al., 1994; Sato, 1994). La subduction de la plaque pacifique et de la plaque philippine le long des fosses du Japon et de Nankai a également été accompagnée d'une importante activité volcanique. L'augmentation de la vitesse de subduction de la plaque pacifique depuis 5 Ma (Cox et Engebretson, 1985; Pollitz, 1986) a entraîné la formation de l'arc volcanique actuel, lequel est matérialisé par le front volcanique (FV; Jolivet et al., 1994). Ce front volcanique est caractérisé par une importante sismicité dû à une augmentation locale des contraintes horizontales associée à l'amincissement de la partie sismologique de la croûte, probablement en raison de l'augmentation de la température (Hasegawa et al., 1994). La structure actuelle de l'archipel est donc complexe, des phases d'extension, d'orogénèse, et de volcanisme étant associées. L'arc japonais présente cependant, à l'échelle lithosphérique, les mêmes caractéristiques structurales du nord au sud suivant une direction perpendiculaire à l'archipel, et peut être schématisé par la figure 1.9. Dans la partie nord est de l'île d'Honshu, le front volcanique orienté nord-sud se situe approximativement le long de l'île en position médiane. La partie ouest de l'île constitue l'arc interne, et s'étend du centre de l'île jusqu'à la côte de la mer du Japon. L'arc externe comprend le reste de l'île dans sa partie est, et s'étend jusqu'au front asismique (FA) situé le long de la côte. Le front asismique est interprété comme étant une zone de forte pression fluide (von Huene et al., 1994) s'étendant jusqu'à une dizaine de kilomètres de profondeur (Suyehiro et Nishizawa, 1994). Dans la partie sud ouest de l'archipel, le front volcanique quaternaire se situe le long de la côte occidentale (figure 1.8).

Le régime de contrainte dominant auquel a été soumis l'ensemble du Japon depuis au moins la fin du Cénozoïque est un contexte compressif, bien que des mouvements décrochants aient été présents (Nakamura et Uyeda, 1980; Tamaki et Honza, 1985; DeMets, 1992; Sato et Matsu'ura, 1992; Sato, 1994). Le contexte tectonique actuel est depuis 4-5 Ma dominé dans la partie nord est du Japon par un mouvement rapide de subduction de la plaque pacifique sous le Japon approximativement perpendiculaire à la fosse du Japon. Dans la partie sud ouest de l'archipel, la plaque océanique des Philippines est subduite sous le Japon suivant une direction oblique à la fosse de Nankai. Les vitesses des plaques océaniques Pacifique et Philippine, calculées par rapport à des points chauds supposés fixes, sont respectivement dans le nord est et sud ouest du Japon de 10,4 cm/an suivant un azimuth de 294° et de 5 cm/an suivant un azimuth de 310° (Scholz et Campos, 1995; figure 1.8). Utilisant la même méthode, ces auteurs déterminent également un mouvement vers l'ouest de l'ensemble de l'archipel japonais. La partie nord est se déplace à la vitesse de 0,93 cm/an suivant un azimuth de 320° et la partie sud ouest se

déplace à la vitesse de 0,96 cm/an suivant un azimut de 316°.

De nombreuses déformations crustales sont associées à ce régime compressif. Dans la partie nord est du Japon, l'arc interne est affecté par un soulèvement d'ensemble. Les ruptures de pentes le long des profils des cours d'eau, associées à des failles inverses, ont permis de dater l'apparition de la déformation, vers 3,4-2,4 Ma sur la côte ouest et vers 0,9-0,5 Ma le long du front volcanique (Otsuki, 1990b). Dans la partie sud ouest de l'archipel, une subsidence est observée dans la région côtière située au nord du Japon, dans le bras de mer entre les îles d'Honshu et de Shikoku ainsi que dans la région située au sud de la fosse de Nankai. Par contre les reliefs, et en particulier la région comprenant le front volcanique et l'île de Shikoku, sont associés à un soulèvement (Huang et al., 1998). Des terrasses marines fossiles ont permis de quantifier ce mouvement le long des côtes des îles de Honshu et de Shikoku, où les mouvements verticaux cumulés durant les 100 000 dernières années sont ainsi estimés à plus de 1000 m (Sato et Matsu'ura, 1992).

2.2 Les structures profondes sous le Japon.

La géométrie de la zone de subduction est définie par les séismes interplaques et intraplaques. L'observation de séismes associés à la subduction des plaques Pacifique et Philippine, jusqu'à des profondeurs atteignant plusieurs centaines de kilomètres (Sacks, 1983; Zhao et Hasegawa, 1993; Hasegawa et al., 1991, 1994), permet d'estimer le pendage des plaques pacifique et philippine à environ 25-30°. Sous le Japon, la limite inférieure de la zone sismologique est située à la profondeur d'environ 15-20 km, atteignant environ 50 km près de la fosse océanique (Sacks, 1983; Hasegawa et al., 1991; Zhao et al., 1992a). Les séismes ne sont donc pas répartis uniformément, la sismicité étant localisée pour l'essentiel dans la croûte continentale supérieure et la partie du manteau continental située entre les fosses océaniques et les côtes du Japon (figure 1.9). Les séismes les plus importants sont situés le long des fosses océaniques du Japon et de Nankai (Kawakatsu et Seno, 1983; Rydelek et Sacks, 1990; Hasegawa et al., 1994). Le Moho est situé à la profondeur de 30-40 km dans la partie nord est du Japon et environ 30 km dans la partie sud ouest (Sacks, 1983; Zhao et al., 1990, 1992b, 1994).

Les mesures du flux de chaleur, à partir desquelles est déterminée la profondeur des isothermes, délimitent également sous l'archipel deux domaines distincts. Le premier se caractérise par des flux de chaleurs faibles (20-50 mW/m²) et le deuxième par des flux de chaleur plus élevés (80-120 mW/m²). La transition se situe, dans la partie nord est du Japon, entre le front asismique et le front volcanique (Honda, 1985), et le long du front volcanique dans la partie sud ouest de l'archipel (Huang et al., 1998). Les flux de chaleur les plus faibles sont enregistrés entre le front volcanique et les fosses du Japon et de Nankai. Ils sont interprétés par la présence d'une partie uniforme plus froide et rigide du manteau continental située approximativement à l'est du front volcanique et délimitée par la plaque subductée (Honda, 1985; Furukawa et Uyeda 1989). La distribution de flux de chaleur indique également que les isothermes doivent être moins profonds sous le Japon que dans le reste de la lithosphère asiatique située plus à l'ouest. La transition entre comportement fragile et ductile survient au sein de la croûte continentale vers 300-400°C (Toriumi, 1990) et se situe vers 15 km de profondeur (Honda, 1985). Le comportement du manteau supérieur est plus délicat à déterminer. En effet, le Moho se si-

tue approximativement à la profondeur de l'isotherme 600-700°C (Honda, 1985), ce qui correspond à la température de transition entre comportement fragile et ductile (cf. chapitre 3). La structure crustale déduite de données magnétiques aériennes corrobore les modèles thermiques. La profondeur de l'isotherme de Curie est estimée à environ 10-20 km sous l'arc interne, le minimum étant situé sous le front volcanique, augmentant jusqu'à 30 km près de la côte est (Okubo et Matsunaga, 1994). Une synthèse de ces données est présentée figure 1.9.

2.3 Les anomalies gravimétriques le long de l'archipel japonais.

Le long de l'archipel japonais, des plis lithosphériques de 150-200 km environ de longueur d'onde, sub-parallèles aux côtes, ont été mis en évidence à partir d'anomalies gravimétriques résiduelles (AGR) corrélées à la topographie (Huang et al., 1997, 1998). Les anomalies gravimétriques résiduelles sont définies par la différence entre l'anomalie de Bouguer mesurée et l'anomalie gravimétrique isostatique calculée à partir de la topographie, supposant une compensation d'Airy (Huang et al., 1997). Une correction liée à la plaque océanique sous-jacente est également effectuée. L'anomalie gravimétrique résiduelle peut être considéré comme une mesure de l'écart à l'équilibre isostatique, une anomalie positive indiquant que la topographie est supportée par des contraintes horizontales compressives. Les anomalies gravimétriques ainsi que la topographie le long de différentes sections le long des fosses japonaise et philippine sont présentées figure 1.10. Dans le nord est du Japon, l'arc externe correspond à une anomalie gravimétrique résiduelle positive, laquelle indique que la région n'est pas en équilibre isostatique. Dans la partie sud ouest du Japon, les anomalies gravimétriques sont également associées au relief, bien qu'une anomalie positive de grande longueur d'onde soit associée au Japon dans son ensemble. Cette particularité pourrait s'expliquer par la différence d'âge entre les plaques Pacifique (20 Ma) et Philippine (130 Ma, Sclater et al., 1981; Scholz et Campos, 1995). Les forces d'Archimède produites par le contraste de densité entre la plaque philippine et les roches mantelliques environnantes pourraient être à l'origine du soulèvement de l'ensemble du Japon (Sacks, 1983).

2.4 Les modèles tectoniques.

Différents modèles ont été invoqués pour rendre compte des anomalies gravimétriques le long des côtes du Japon. La plupart des modèles sont associés au flambement d'une plaque mince élastique (Rydelek et Sacks, 1990; Sato et Matsu'ura, 1992, 1993; Huang et al., 1997, 1998). Ces modèles ont tous en commun le même mécanisme à l'origine des déformations: la subduction des plaques océaniques pacifique et philippine sous le Japon. En deux dimensions, le couplage mécanique entre la lithosphère océanique et continentale est équivalent à l'action conjuguée d'une force verticale et d'un moment appliqués à l'extrémité de la plaque continentale, au niveau de la fosse océanique. Ce phénomène produit un contexte compressif au sein de la plaque continentale à l'origine du flambement. Toutefois, le flambement d'une plaque lithosphérique ne permet pas de rendre compte des particularités de l'arc japonais. Hormis les défauts inhérents à ces modèles (cf. paragraphe 1.6), le flambement d'une plaque élastique ne permet pas de relier la présence d'ondulations périodiques à la sub-

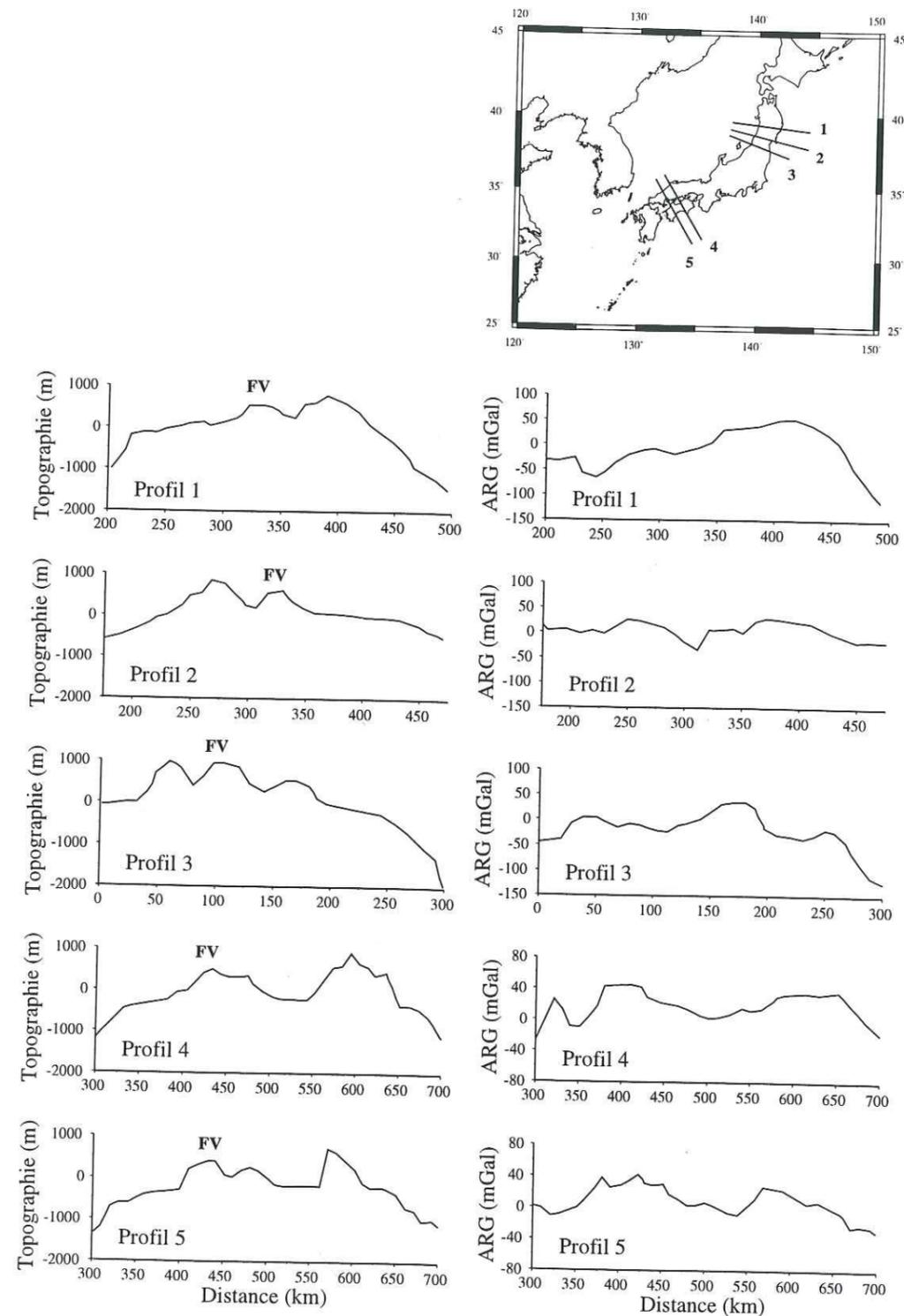


Figure 1.10. Topographie et anomalie résiduelle de gravité (ARG) le long de différents profils perpendiculaires à l'archipel japonais. Les initiales FV indiquent la présence du Front Volcanique. Remarquer les similitudes entre le relief et les anomalies de gravité, en particulier dans le sud du Japon (d'après Huang et al., 1997, 1998).

duction des plaques océaniques (Pacifique ou Philippine). En effet, si le flambement d'une plaque élastique uniforme le long d'une zone de subduction présente de bonnes similitudes avec des exemples naturels (Turcotte et Schubert, 1982; Karner et Watts, 1983), seule l'amplitude du premier pli est significative, même lorsque les phénomènes d'érosion, de sédimentation, ou d'accrétion de sédiments marins sont pris en considération (Sato et Matsu'ura, 1992, 1993). De plus, les contraintes ne sont pas réparties uniformément, des zones en compression (extrados des plis) alternant avec des zones en extension (intrados), la partie médiane de la plaque restant neutre. Ces contraintes internes se superposent au régime compressif dominant, et les contraintes les plus importantes sont situées là où les contraintes tectoniques et internes se renforcent ($\sim\lambda/2$), les moins élevées là où elles tendent à s'annuler ($\sim\lambda/4$). Toutefois, une telle augmentation des contraintes élastiques n'est réaliste que dans la partie superficielle de la plaque lithosphérique. Au-delà d'une profondeur d'environ 20 km, la sismicité sous le Japon est fortement réduite, et on peut supposer que des mécanismes de fluage ductile assurent la relaxation des contraintes au-dessous de cette profondeur. Dans ces conditions, les déformations produites par le flambage d'une plaque uniforme devraient se concentrer dans la partie la plus sollicitée de la plaque ($\sim\lambda/2$), ce qui ne semble pas être le cas. L'observation de la distribution des séismes superficiels au Japon indique plutôt une distribution aléatoire des séismes (Zhao et Hasegawa, 1993). Nous verrons lors du chapitre 5, que la compression d'un milieu stratifié plan permet également d'observer la formation de plis lithosphériques en contexte continental. D'autre part, comme dans le cas précédent, l'ensemble des domaines fragiles de la lithosphère est plastifié lorsque des ondulations se développent.

Les chapitres 3 à 5 seront consacrés en partie à l'étude de la formation des structures de grande longueur d'onde décrites lors de ce chapitre. Diverses méthodes de modélisation ont été utilisées, des expériences analogiques (cf. chapitre 4), et des calculs numériques (cf. chapitre 3 et 5). Les modèles numériques sont de type visco-plastique (chapitre 3) ou élasto-plastique et viscoélastique (chapitre 5).

Chapitre 2

Rhéologie de la lithosphère.

1. Définition de la lithosphère.

Apparue il y a une trentaine d'années, la tectonique des plaques est un modèle cinématique dans lequel l'enveloppe externe de la Terre est subdivisée en minces plaques rigides, d'environ 100 km d'épaisseur en moyenne, reposant sur l'asthénosphère sous-jacente. Les vitesses relatives des plaques sont de l'ordre de quelques centimètres par an, et bien que modestes, ces déplacements sont à l'origine de la plupart des déformations que l'on observe à la surface du globe. Ces manifestations sont généralement localisées aux frontières des plaques lithosphériques et sont liées à leurs mécanismes de formation (accrétion) et de destruction (subduction).

La lithosphère est constituée par la croûte (océanique ou continentale) et les parties les plus externes du manteau terrestre. Il n'est donc pas possible de définir la lithosphère par sa composition minéralogique. Il existe néanmoins différents critères pour la caractériser. En sismologie par exemple, la limite inférieure de la lithosphère est définie par la L.V.Z. (pour Low Velocity Zone), caractérisée par une forte diminution de la vitesse de propagation des ondes sismiques. D'un point de vue thermique,

les transferts de chaleur au sein de la lithosphère se font par conduction alors que l'asthénosphère est animée de mouvements convectifs. En tectonique, on utilise plutôt le comportement mécanique des roches, et en particulier les variations de viscosité avec la profondeur pour distinguer la transition entre la lithosphère et l'asthénosphère. Comme nous le verrons dans la suite de ce chapitre, le comportement mécanique d'une roche dépend essentiellement de la température et de la pression, autrement dit de la profondeur. La lithosphère peut donc se représenter de façon schématique par la partie du globe terrestre la plus résistante par rapport au reste du manteau terrestre, la transition entre les deux domaines étant caractérisée par un fort contraste de viscosité (plusieurs ordres de grandeur). La transition entre la lithosphère et l'asthénosphère correspond approximativement à l'isotherme 1300°C.

Pour un minéral donné, les mécanismes de fluage ductile sont généralement très sensibles aux variations de température en fonction de la profondeur (le gradient géothermique, ou géotherme). Le géotherme influence donc le comportement rhéologique des roches lithosphériques et déterminent la structure (épaisseur, rhéologie) de la lithosphère. La détermination du comportement mécanique de la lithosphère nécessite donc de connaître, pour une région donnée, la composition minéralogique du milieu (propriétés intrinsèques des roches), les lois de comportement des roches lithosphériques, et le géotherme.

2. Structure thermique de la lithosphère océanique et continentale.

Au sein de la lithosphère, les sources de chaleurs peuvent être d'origine interne (désintégration de radioéléments, réactions métamorphiques exothermes...) ou externes (apport de chaleur en provenance de l'asthénosphère lié à la convection mantellique). La lithosphère se refroidissant essentiellement par conduction, la conductivité thermique des roches et les transferts de chaleur qui lui sont associés influencent donc la structure mécanique de la lithosphère.

2.1 Lithosphère océanique.

Les caractéristiques thermiques et mécaniques de la lithosphère océanique, par exemple, la valeur du flux de chaleur en surface, la bathymétrie ou son épaisseur, sont fonction de l'âge de la plaque lithosphérique (Parson et Sclater, 1977; Sclater et al., 1980, 1981; Stein et Stein, 1992). En domaine océanique, les mesures du flux de chaleur montrent que la lithosphère se refroidit rapidement. Ce refroidissement s'accompagne d'une augmentation de son épaisseur, i.e. en d'autres termes de sa résistance mécanique. Ce phénomène peut être illustrée par l'augmentation de la profondeur des séismes intraplaques en fonction de l'âge de la plaque lithosphérique (Wiens et Stein, 1983; Chen et Molnar, 1983; Stein et Wiens, 1986), ou l'augmentation de l'épaisseur élastique équivalente de la lithosphère (Burov et Diament, 1995, 1996). La structure thermique de la lithosphère océanique peut être déterminée à partir de l'équation de la couche limite thermique, la chaleur provenant de l'asthénosphère sous-jacente (voir par exemple Turcotte et Schubert, 1982). Ces modèles sont suffisant pour décrire la structure d'une lithosphère océanique âgée de moins de 70 Ma (Stein et Stein, 1992).

2.2 Lithosphère continentale.

Contrairement à la lithosphère océanique, l'évolution thermique de la lithosphère continentale est plus complexe, en raison notamment de l'âge des continents pouvant atteindre plusieurs centaines de millions d'années. Durant de telles périodes, ces derniers ont le plus souvent subi plusieurs épisodes successifs de refroidissement et de réchauffement. En règles générales, il semble que l'événement thermique le plus récent détermine la structure thermique actuelle de la lithosphère. Il est donc également possible de relier les mesures du flux de chaleur en surface à la structure rhéologique de la lithosphérique. A la différence de la croûte océanique, la production interne de chaleur au sein de la croûte continentale supérieure nécessite pour déterminer le gradient de température l'adoption de modèles thermiques constitués de deux couches (la croûte supérieure et inférieure) reposant sur un demi-espace (le manteau).

3. Comportement mécanique de la lithosphère.

Le paragraphe suivant constitue une tentative de description des principaux processus et des lois de comportement qui leur sont associées nécessaires à la compréhension de la rhéologie de la lithosphère. Néanmoins, de nombreuses variantes, ainsi que des combinaisons de ces principaux processus peuvent exister, soit à l'intérieure, soit entre les différentes catégories de déformations. Certains processus peuvent être simultanés alors que d'autres tendent à être exclusifs. Pour ces raisons, seul les principaux concepts et les processus de déformation les plus communs seront présentés dans ce chapitre. Une description plus complète des processus mécaniques ou des lois de comportements pourra être trouvée dans des ouvrages de mécanique des milieux continus ou de mécanique des roches (par exemple Jaeger et Cook, 1976; Turcotte et Schubert, 1982; Scholz, 1990).

Le comportement mécanique des roches constituant la lithosphère peut varier en fonction de la température, de la pression de confinement, de la présence de fluides, des contraintes tangentielles, de la nature des roches (par exemple leur pétrologie ou la taille des grains), et de la durée des sollicitations externes (Kirby, 1983, 1985; Kirby et Kronenberg, 1987; Kuszniir et Park, 1987; Carter et Tsenn, 1987). Pour décrire le comportement rhéologique d'un minéral donné, il est donc nécessaire de dresser des cartes de déformation en fonction de la température, de la pression et de la vitesse de déformation (figure 2.1). La loi de comportement est déterminée théoriquement, soit à partir de résultats expérimentaux obtenus en soumettant des micro-échantillons à des contraintes et des températures similaires aux conditions in situ, soit empiriquement, en extrapolant les résultats obtenus dans les conditions du laboratoire aux conditions réelles (Byerlee, 1978; Goetze et Evans, 1979; Brace et Kohlstedt, 1980; Kirby, 1983; Carter et Tsenn, 1987; Kirby et Kronenberg, 1987; Ord et Hobbs, 1989; Kohlstedt et al., 1995). Bien que les mécanismes physiques de la déformation se situent au niveau atomique ou cristallin, nous n'envisagerons par la suite que des lois macroscopiques de comportement. Pour cela, les résultats théoriques obtenus en laboratoire sont supposés être extrapolables à des échelles macroscopiques et à des durées caractéristiques des phénomènes géodynamiques.

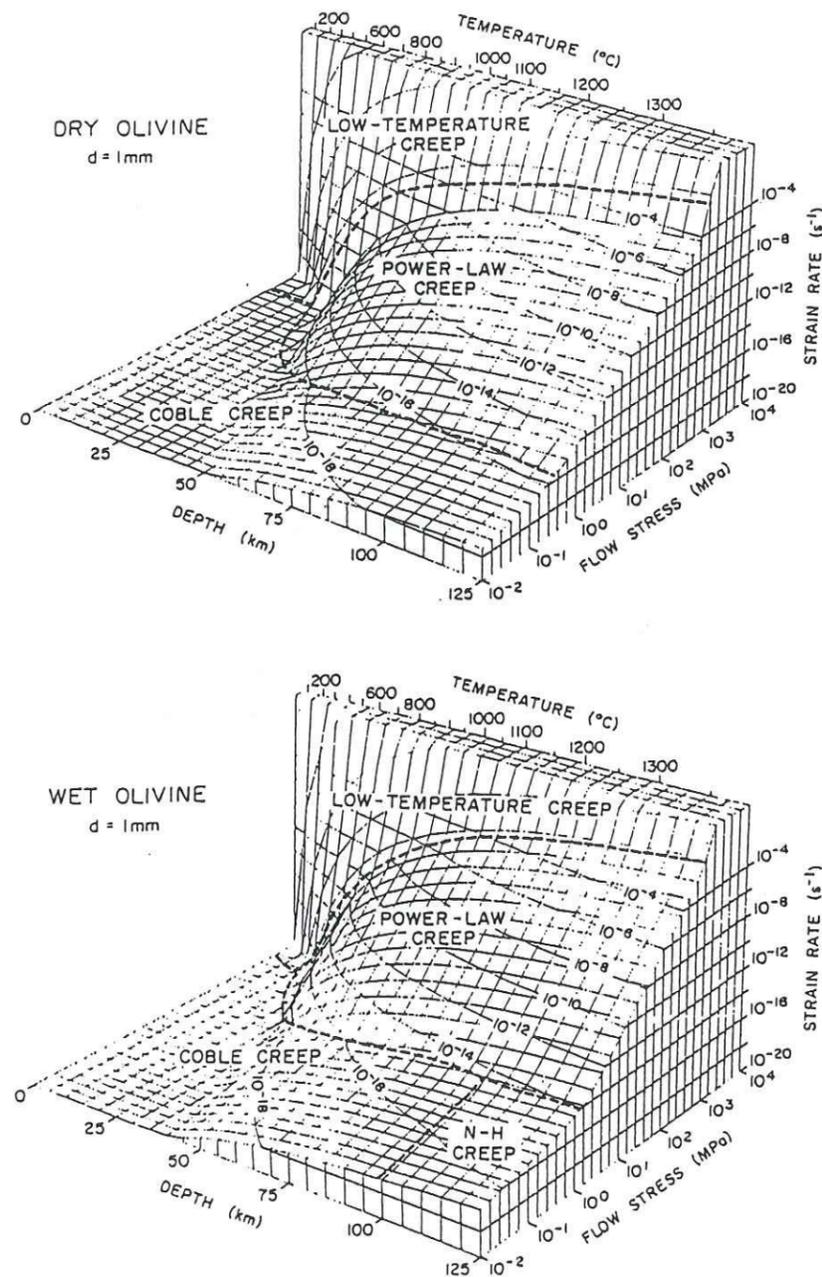


Figure 2.1. Cartes de déformation de l'olivine. (d'après Carter et Tsenn, 1987)

Pour des taux de déformation modérés et de faibles contraintes de confinement, le comportement mécanique de la plupart des roches s'apparente à celui d'un matériau élastique. Pour des taux de déformation plus importants les roches ont un comportement ductile. Les déformations sont alors permanentes. Pour de faibles contraintes et des grains de faibles tailles, les mécanismes de fluage par diffusion prédominent, et les roches cristallines se comportent alors comme un fluide newtonien. Lorsque les contraintes augmentent, les mécanismes de fluage par dislocation deviennent prépondérant, et le comportement des roches s'apparente à celui d'un fluide non newtonien. Si les sollicitations augmentent encore, la déformation des roches est localisée. La rupture est cataclastique (apparition de failles) à faibles températures et elle est associée à des mécanismes de fluage plastique pour des températures plus élevées. Si l'on augmente encore la température, le seuil de déformation plastique disparaît et les roches se déforment par fluage visqueux seulement. Il est ainsi possible de déterminer des cartes de déformations en fonction des conditions de pression et de température (voir par exemple Tsenn et Carter, 1987).

A partir de l'observation des structures tectoniques, des expérimentations, ou de considérations théoriques, le comportement rhéologique des roches lithosphériques peut donc correspondre à plusieurs catégories de déformations, tels que rupture fragile, comportement élastique, fluage visqueux ou plastique. Ces déformations sont décrites par une loi de comportement, laquelle relie les tenseurs de contraintes déviatoriques et de déformation, et dépend à la fois des propriétés intrinsèques du matériau et des conditions externes. De telles lois de comportement peuvent être déterminées empiriquement pour un minéral, ou une roche, à partir d'essais de déformation en variant les conditions d'essais. En comparant ces résultats avec les lois de comportement théorique déterminées pour une structure cristalline et des conditions de déformation idéales, il est possible de déterminer le mécanisme de déformation dominant dans l'échantillon de roche. Dans la suite de ce chapitre, seules les descriptions des principaux mécanismes de déformation associés aux lois de comportement sont présentés. Il faut cependant noter que le comportement mécanique des roches résulte le plus souvent de l'association de ces différentes relations, plusieurs mécanismes de déformation pouvant coexister simultanément. Dans la suite de ce chapitre, par souci de simplification, les roches seront supposées être homogènes et isotropes.

3.1 Comportement élastique.

Lorsque de faibles contraintes déviatoriques sont appliquées sur une roche, celle-ci se déforme de manière élastique. Le comportement élastique se caractérise par des déformations instantanées lors du chargement et de faibles déformations (inférieures au pour-cent). Le comportement élastique d'un solide résulte des forces inter-atomiques, lesquelles maintiennent les atomes dans leur position d'équilibre au sein du réseau cristallin et en assurent la cohésion. Les déformations sont réversibles, le matériau retrouvant son état initial lorsque le chargement disparaît. Toutefois, au-delà d'un certain seuil de contraintes la déformation devient irréversible. La loi de comportement (loi de Hooke) relie les tenseurs de contrainte σ et de déformation ϵ , et s'exprime sous forme indicelle dans le repère des contraintes principales suivant la relation

$$E \varepsilon_i = \sigma_i - \nu(\sigma_j + \sigma_k) \quad (2.1)$$

E étant le module d'Young et ν le coefficient de Poisson. L'ordre de grandeur du module d'Young des principales roches constituant la lithosphère est d'environ 10^{11} Pa, et le coefficient de poisson est compris entre 0,1 et 0,3. Pour des conditions de température et de pressions modérées, appliquées pendant de courtes périodes (propagation d'ondes sismologiques par exemple), les déformations des roches sont de nature élastique. Toutefois, nous verrons que les roches lithosphériques ne peuvent pas supporter des contraintes déviatoriques supérieures à quelques centaines de MPa, ce qui signifie que la lithosphère ne peut pas se déformer de plus d'un ou deux pour-cent sans subir des déformations irréversibles. Ce mécanisme de déformation n'est donc pas suffisant pour décrire le comportement mécanique et les structures au sein de la lithosphère.

3.2 Comportement ductile, le fluage.

De nombreux mécanismes de fluage peuvent être à l'origine de déformations permanentes au sein de la lithosphère, tels que la dissolution-cristallisation des roches sous contrainte et le fluage plastique pour ne citer que les plus efficaces. Le comportement ductile des roches de la lithosphère est donc complexe.

Dans des conditions de déformations modérées, et en présence d'une phase fluide, la dissolution-cristallisation des roches est un processus mécano-chimique de fluage très efficace. Les fluctuations locales de pression au sein des roches (assimilable à un déviateur de contrainte), associées à des différences de potentiels chimiques, sont à l'origine de transports de matière entre les zones de fortes contraintes (dissolution des espèces minéralogiques les plus mobiles) et les zones de faibles contraintes (recristallisation). Il existe plusieurs lois empiriques de fluage par dissolution-cristallisation, chacune étant basée sur le processus physique le plus lent, soit la cinétique de réaction solide-fluide, soit la cinétique de transfert. Les lois de comportement sont généralement linéaires, et peuvent s'apparenter à la loi d'écoulement d'un fluide (Rutter, 1976; Gratier, 1993).

Avec l'augmentation de la température, l'amplitude des oscillations des atomes autour de leur position d'équilibre augmente, et dans certaines conditions les atomes peuvent se déplacer au sein du réseau cristallin. Pour des contraintes et des tailles de grains faibles ($<10\mu\text{m}$), les déformations des roches cristallines sont principalement associées à des mécanismes de fluage par diffusion (Kirby, 1983, 1985; Poirier, 1985; Carter et Tsenn, 1987). Lorsque les grains cristallins sont soumis à des contraintes déviatoriques, le fluage se produit par diffusion d'atomes ou de lacunes, soit à travers le réseau cristallin, il s'agit alors du fluage de Nabarro-Herring, soit le long des joints de grains dans le cas du fluage de Coble. Dans les deux cas, les déformations des roches sont associées à des changements de forme des grains. Les deux mécanismes de fluage ne sont activés que lorsque la température est suffisamment importante pour vaincre les forces inter-atomiques. Le fluage de Coble est le seul mécanisme activé pour de faibles températures, tandis que pour des températures plus importantes les deux mécanismes de fluage sont simultanés. Dans ces conditions, les déformations associées au fluage de

Nabarro-Herring étant plus efficaces, ce mécanisme est prédominant. Le fluage par diffusion est décrit par une relation linéaire entre les tenseurs de contrainte σ et de taux de déformation $\dot{\varepsilon}$

$$\sigma = kT \exp(H_a/RT) \dot{\varepsilon} \quad (2.2)$$

où k est une constante dépendant du matériau, T la température absolue, H_a l'enthalpie d'activation (définie par $H_a = E_a + pV_a$, où E_a et V_a sont respectivement l'énergie et le volume d'activation nécessaire pour vaincre les forces inter-atomiques, et p la pression), et R la constante des gaz parfaits. Cette expression peut également s'exprimer sous une forme équivalente à loi d'écoulement d'un fluide newtonien

$$\sigma = 2\eta \dot{\varepsilon} \quad (2.3)$$

en définissant une viscosité de diffusion $\eta_{\text{diffusion}}$ suivant la relation

$$\eta_{\text{diffusion}} = kT \exp(H_a/RT) \quad (2.4)$$

La viscosité associée au mécanisme de fluage par diffusion augmente avec la pression et diminue lorsque la température augmente.

Plus en profondeur, avec l'augmentation de la température et de la pression, les mécanismes de fluage par mouvement de dislocations deviennent prépondérants. Le fluage par dislocation résulte du déplacement de dislocations au sein du réseau cristallin. Les dislocations contribuent au fluage des matériaux par des "montées" de dislocation et des "glissements" de dislocation. Les glissements de dislocation correspondent aux mouvements des dislocations au sein d'un plan cristallin sous l'action des contraintes appliquées au cristal. Les montées de dislocation font références à la diffusion de lacunes ou d'atomes à travers la dislocation, leur permettant de migrer d'un plan cristallin à un autre. Le fluage de Nabarro-Herring (diffusion intra grain) augmentant avec la température, les montées de dislocations sont également prédominantes lorsque la température augmente, tandis que les glissements de dislocation dominent pour de faibles températures (figure 2.1). Ne dépendant pas de mécanismes de diffusion (relativement lent), les mécanismes de fluage par montées de dislocation sont plus efficaces que les mécanismes associés aux glissements de dislocation. Les deux mécanismes de fluages sont activés thermiquement (ils nécessitent la rupture de liaisons inter-atomiques), bien que les dislocations par glissement puissent être également activées par une augmentation des contraintes. Il existe donc un seuil de contrainte, au-delà duquel les déformations permanentes apparaissent. Le seuil de contrainte définit le domaine de l'espace des contraintes à l'intérieur duquel toutes sollicitations externes n'engendrent que des déformations élastiques. La généralisation de la notion de seuil de plasticité à l'espace des contraintes est le critère de plasticité. Une fois le critère atteint, il se superpose aux déformations élastiques des déformations plastiques. Ces déformations sont indéterminées (les contraintes sont relaxées par les mécanismes de fluage), et seules les vitesses de déformation

sont définies. Les effets de la température et des contraintes se superposant avec l'augmentation de la température en profondeur, le seuil de contrainte nécessaire à l'apparition des déformations diminue.

Dans les parties ductiles de la lithosphère, le comportement des roches s'apparente à celui d'un fluide non newtonien et un coefficient de puissance n intervient dans l'expression de la relation entre contrainte et taux de déformation. Une viscosité équivalente des roches η peut être définie à partir du second invariant du tenseur des contraintes déviatoriques J_2 par la relation $\eta \propto J_2^{(1-n)/2}$ (Fletcher, 1974). La relation entre les tenseurs de contrainte déviatorique σ' ($\sigma' = \sigma - p\delta_{ij}$, $p\delta_{ij}$ représentant la partie isotrope du tenseur des contraintes σ) et de taux de déformation s'exprime, après activation, suivant la relation

$$\dot{\sigma}' = \eta_0 \exp(E_a/nRT) \dot{\epsilon}^{1/n} \quad (2.5)$$

où η_0 est une constante dépendante de la roche, n étant généralement compris entre 2 et 5 pour la plupart des roches cristallines (Carter et Tsenn, 1987; Kirby et Kronenberg, 1987; Carmichael, 1989). A partir de 15-20 km de profondeur, le comportement des roches devient plastique. On peut donc considérer que le coefficient de puissance n intervenant dans la relation (2.5) tend alors vers l'infini.

3.3 Comportement fragile et localisation de la déformation.

Les ruptures fragiles constituent une autre catégorie de déformation survenant dans la lithosphère. Lorsque les contraintes atteignent un certain seuil (le seuil de rupture), une rupture irréversible et instantanée des roches se développe (localisation de la déformation) accompagnée d'une relaxation des contraintes en deçà du seuil de rupture. La rupture est contrôlée par les défauts locaux du réseau cristallin, lesquels concentrent les contraintes. Les défauts les plus communs sont soit des dislocations, soit des micro-fissures. Dans les deux cas, les déformations sont associées à la propagation des défauts sous l'action de contraintes déviatoriques. La rupture par propagation de micro-fissures, initialement proposée par Griffith (1920), s'initie lorsque les contraintes atteignent un seuil de contrainte, le critère de rupture associé à ce mode de déformation étant similaire aux lois de frottements de Mohr-Coulomb. Lorsque la propagation de fissure est le mécanisme de déformation dominant, la rupture est cataclastique (apparition de discontinuités au sein de la roche). Un deuxième mécanisme de déformation, désigné par le terme de rupture semi-fragile, est également envisageable au sein de la lithosphère (Carter et Tsenn, 1987; Ord et Hobbs, 1989; Scholz, 1989, 1990). Le comportement semi-fragile des roches correspondrait à un comportement intermédiaire entre le comportement fragile et le comportement visqueux plus en profondeur.

De manière générale, les failles ne sont pas des surfaces parfaitement planes, mais comportent des irrégularités. La résistance aux frottements varie donc le long des fractures. Si après la fracturation, les glissements le long du plan de faille sont suffisants pour assurer la relaxation des contraintes à un niveau inférieur à celui du critère de rupture, la fracture est inhibée. Cependant, avec l'augmentation des contraintes tangentielles, de nouveaux glissements peuvent survenir. Le critère de rupture pour ce type de comportement fragile des roches est décrit par la relation de Byerlee (1978). C'est un critère

empirique, relativement simple et présentant l'avantage de décrire de manière satisfaisante les conditions de rupture macroscopique et la géométrie finale de la fracture. La contrainte cisailante nécessaire pour déformer les roches au sein de la lithosphère augmente linéairement avec la profondeur suivant la relation

$$\tau = C_0 + \text{tg } \phi (\sigma_n - p_f) \quad (2.6)$$

où τ représente les contraintes tangentielles sur le plan de faille, σ_n les contraintes normales, C_0 la cohésion des roches, $\text{tg } \phi$ le coefficient de friction (statique), et p_f la pression fluide. Bien que cette relation ne soit probablement pas vérifiée pour des profondeurs excédant 10 km (Ord et Hobbs, 1989), elle demeure en Sciences de la Terre un des critères le plus employé pour décrire la rupture dans les matériaux homogènes. En effet, même si la relation de Byerlee était vérifiée en profondeur, la pression fluide étant inconnue, il ne serait pas possible de déterminer les contraintes déviatoriques.

4. Profils rhéologiques de la lithosphère.

La détermination du comportement rhéologique de la lithosphère nécessite l'extrapolation des résultats précédents sur des échelles de temps similaires aux temps caractéristiques des déformations géologiques. On peut donc supposer que pour de faibles pressions de confinement et de faibles températures les déformations des roches sont localisées. En raison du caractère discontinu et fracturé des roches crustales, les déformations surviennent le plus souvent par glissement le long de failles pré-existantes et le critère de rupture correspondant est décrit par la relation de Byerlee (1978). Avec l'augmentation de la température, les roches se comportent comme un matériau visqueux. Les déformations des roches peuvent être décrites empiriquement par une loi d'écoulement. Cette loi de comportement dépend de la nature de la roche et du gradient vertical de température, et n'est donc définie que pour une profondeur donnée. Pour un taux de déformation donné, les critères de rupture fragile et le seuil de plasticité déterminé par les relations (2.5) et (2.6) définissent ainsi le seuil de contraintes déviatoriques que les roches peuvent supporter. Il est ainsi possible de construire des profils rhéologiques de la lithosphère en fonction de la profondeur. La détermination du comportement rhéologique nécessite donc une connaissance précise de la composition minéralogique de la lithosphère, de même que l'épaisseur des principaux niveaux. Or ces caractéristiques varient localement, en raison notamment de l'histoire tectonique des plaques lithosphériques. Dans la pratique, les profils rhéologiques ne représentent donc que des approximations simplistes de la réalité.

4.1 Domaine océanique.

La lithosphère océanique est composée d'une croûte basaltique, d'épaisseur comprise entre 6 et 7 km, reposant sur le manteau supérieur. Le manteau est supposé constitué principalement d'olivine. Les températures au sein de la croûte océanique et du manteau sous-jacent, loin des dorsales, ne sont pas suffisamment élevées pour permettre un comportement ductile des roches, lesquelles ont un com-

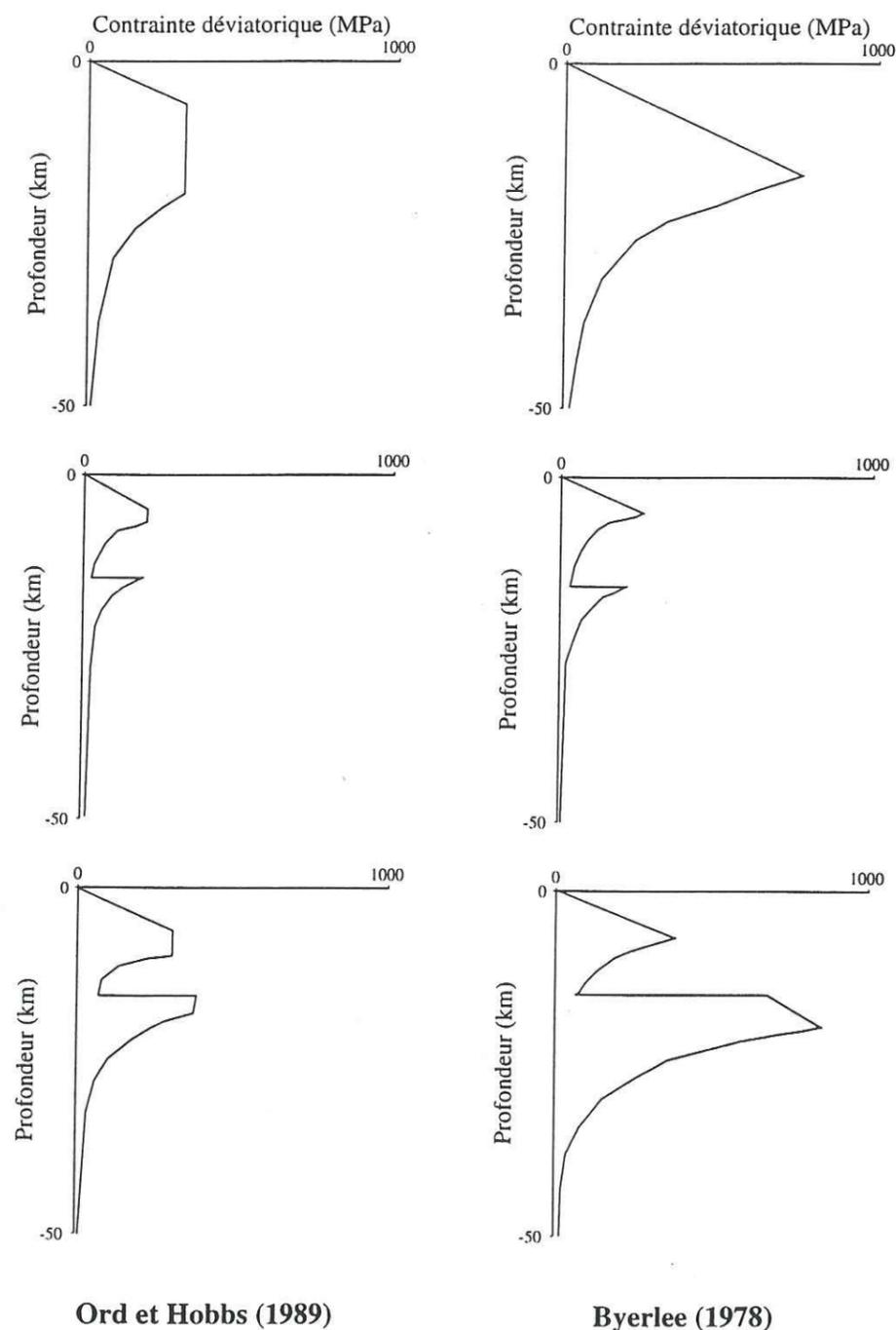


Figure 2.2. Exemples de profils rhéologiques simplifiés de la lithosphère en domaine océanique et continental. Le nombre de couches dépend du flux de chaleur. Les profils présentés sont construits selon, soit les hypothèses de Ord et Hobbs (1989), la lithosphère se déformant pour de très faibles contraintes déviatoriques, soit d'après l'hypothèse de Byerlee (1978), la résistance des niveaux fragiles augmentant linéairement avec la profondeur.

portement fragile. Plus en profondeur, avec l'augmentation de la température des phénomènes de fluage sont activés, et le comportement de la lithosphère océanique peut être modélisé par un niveau supérieur fragile reposant sur un domaine visqueux (Goetze, 1978; Goetze et Evans, 1979). En se refroidissant, l'épaisseur moyenne de la lithosphère océanique augmente, ce qui entraîne également une augmentation de la résistance moyenne de la plaque lithosphérique en fonction de son âge.

4.2 Domaine continental.

Comme dans le cas de la lithosphère océanique, il est possible de déterminer le profil rhéologique de la lithosphère continentale en se donnant la composition minéralogique des différents niveaux (croûte, manteau) et le géotherme, en contexte compressif ou extensif. Cependant, la composition minéralogique de la croûte continentale est fortement hétérogène et dépend de son passé tectonique. Les études sismiques permettent de déterminer deux domaines, la croûte supérieure et la croûte inférieure au sein desquels les vitesses sismiques sont constantes. Il est donc nécessaire de déterminer le minéral le plus abondant pour une profondeur donnée avant d'estimer un profil rhéologique. On peut de façon très schématique, supposer que la croûte supérieure est composée de quartzites, les roches étant de plus en plus pauvres en silice plus en profondeur. Le minéral le plus abondant dans le manteau est l'olivine. Ces variations minéralogiques sont généralement associées aux discontinuités de Conrad et au Moho, lesquelles séparent respectivement la croûte supérieure de la croûte inférieure et la croûte du manteau sous-jacent. La croûte inférieure peut être considérée comme un niveau peu compétent par rapport à la croûte supérieure et le manteau supérieur. Ces sauts importants de résistance aux niveaux des discontinuités sont attestés par la distribution de la sismicité, ainsi que par les modèles de vitesse sismique et de conductivité électrique des roches au sein de la lithosphère (Carter et Tsenn, 1987; Ranalli et Murphy, 1987). Cette alternance de niveau plus ou moins compétent peut influencer et contrôler le développement des structures tectoniques, notamment par l'apparition de niveaux de décollement ou par le découplage mécanique des différents niveaux de la lithosphère. L'utilisation de ces modèles rhéologiques stratifiés de la lithosphère et leur application à l'étude des déformations tectoniques dans diverses conditions fournit le plus souvent des résultats en bon accord avec les observations (Buck, 1991; Bassi et al., 1993; Burov et al., 1993; Cløetjng et al., 1995; Chemenda et al., 1995, 1996).

5. Conclusion.

Nous venons de voir, d'une part que les profils rhéologiques précédents ne sont définis que pour une région donnée, et d'autre part qu'il était utopique d'essayer de déterminer le comportement mécanique de la lithosphère avec précision, seules les principales caractéristiques étant accessibles.

A titre d'exemple, la figure 2.2 présente différents profils rhéologiques types de la lithosphère océanique et continentale en compression en fonction du flux de chaleur. La lithosphère océanique est caractérisée par des profils "deux couches", la lithosphère continentale étant associée à des profils "trois ou quatre couches" en fonction du géotherme. Ces profils sont construits soit à partir de l'hypo-

thèse de Byerlee (1978), la résistance des roches augmentant alors linéairement avec la profondeur, soit à partir de l'hypothèse de Ord et Hobbs (1989), la transition entre comportement fragile et plastique étant alors plus graduelle. Il faut cependant remarquer que dans la nature, les zones de transition entre comportement fragile et plastique sont sans doute moins marquées, le passage d'un mode de déformation à un autre se faisant progressivement.

Chapitre 3

Les calculs analytiques basés sur la méthode des faibles perturbations.

Les calculs analytiques basés sur la méthode des faibles perturbations permettent de décrire les instabilités périodiques susceptibles de se développer lors de la déformation d'un multicouche viscoplastique. C'est une méthode bidimensionnelle, permettant de prévoir en fonction de la rhéologie et de la géométrie initiale du milieu comment ce dernier accommodera la déformation lorsqu'il est soumis à un cisaillement pur. En régime compressif, les calculs permettent de prévoir si la déformation sera accommodée de manière privilégiée par épaissement homogène, boudinage inverse, ou formation de plis.

1. La méthode des faibles perturbations.

La méthode des perturbations permet d'étudier le développement d'éventuelles instabilités périodiques lors de la déformation d'un milieu stratifié horizontalement. C'est une méthode d'analyse bidimensionnelle basée sur des calculs de dynamique des fluides. Des calculs similaires ont déjà été utilisés par de nombreux auteurs pour étudier le développement d'instabilités, par exemple Biot (1961); Smith (1977); Fletcher et Hallet (1983); Ricard et Froidevaux (1986); Zuber et al. (1986); Zu-

ber (1987); Bassi et Bonnin (1988a, 1988b); Fleitout et al. (1992); Martinod et Davy (1992). La méthode prédit la longueur d'onde et la géométrie des instabilités susceptibles de se développer lors du raccourcissement ou de l'extension d'un milieu stratifié plan constitué de niveaux visqueux ou plastiques. Initialement développée pour l'étude de la déformation de bancs d'épaisseur métrique, ces calculs ont été appliqués à l'étude des déformations de la lithosphère au début des années quatre-vingt par Fletcher et Hallet (1983). Une description de la méthode utilisée dans ce chapitre est exposée en détail par Bassi et Bonnin (1988a). Je me contenterai dans le paragraphe suivant de présenter sommairement le principe de la méthode appliquée à l'étude de la déformation de la lithosphère en régime compressif.

Les résultats présentés dans ce chapitre sont basés sur la résolution analytique des équations de Navier-Stokes. Cette équation exprime l'égalité entre la variation temporelle de la quantité de mouvement et l'ensemble des forces qui s'exercent sur un volume unitaire de fluide. Son expression la plus générale exprimée sous forme indicelle s'obtient en appliquant la relation fondamentale de la dynamique à un élément de volume

$$\rho \frac{\delta v_i}{\delta t} + \rho v_j \frac{\delta v_i}{\delta x_j} = \rho f_i - \frac{\delta p}{\delta x_i} + \frac{\delta \sigma'_{ij}}{\delta x_j} \quad (3.1)$$

ρ représentant la masse volumique, v_i les composantes du vecteur vitesse, ρf_i les composantes des forces de volume, p la pression, et σ'_{ij} les composantes du tenseur des contraintes déviatoriques.

La résolution analytique des équations de Navier-Stokes suppose que la lithosphère se déforme essentiellement de manière homogène lorsqu'elle est soumise à un cisaillement pur et que les déformations restent confinées dans un plan vertical ($0, x, z$), ce qui en d'autres termes revient à supposer que seuls les termes diagonaux du tenseur de déformation sont différents de zéro. Superposant à ce mouvement homogène une perturbation infinitésimale, périodique et non homogène le long de l'axe ($0, x$), la méthode permet de prédire l'évolution de cette perturbation. On suppose pour cela que les modifications introduites par la perturbation dans l'expression des tenseurs de taux de déformation et de contrainte peuvent être traitées indépendamment de l'état initial. Ceci implique que les composantes tangentielles du tenseur de déformation liées à la perturbation soient négligeables par rapport aux déformations principales ϵ_{xx} et ϵ_{zz} , c'est à dire que les mouvements verticaux qui leur sont associés restent faibles par rapport à l'épaisseur de la lithosphère. La solution de l'équation de Navier-Stokes s'obtient en exprimant les grandeurs physiques du problème, champ des vitesses, de pression, tenseurs de taux de déformation et de contrainte, comme la somme des valeurs associées à l'état initial et à la perturbation (Smith, 1977).

Les équations de Navier-Stokes peuvent être résolues analytiquement dans le cas de fluides newtoniens en imposant les conditions aux limites en vitesse des différents niveaux du multicouche, et en décomposant par transformée de Fourier la perturbation périodique en perturbations sinusoïdales. Il est également possible de résoudre ces équations dans le cas de fluides non newtoniens en les linéarisant. Cela revient à négliger les termes responsables d'interactions entre les instabilités initiales de

différentes longueurs d'onde et à supposer que les instabilités susceptibles de se développer restent de faible amplitude par rapport au mouvement homogène (Fletcher, 1974). Dans ces conditions, les calculs ne sont valables que pour les premiers stades de l'évolution du multicouche. Si la perturbation initiale ne présente aucune longueur d'onde préférentielle, i.e. si le bruit initial est blanc, les instabilités ayant le plus fort taux de croissance vont devenir prépondérantes et contrôler la géométrie du milieu. Il est donc possible avec cette méthode de déterminer pour chaque couche du modèle, la longueur d'onde et l'amplitude des instabilités susceptibles de se développer, i.e. de déterminer la géométrie de chaque interface du multicouche.

La nature et les caractéristiques des instabilités susceptibles de se développer dépendent du profil rhéologique de la lithosphère, de la distribution de la densité en fonction de la profondeur, et du taux de déformation. La lithosphère initiale est constituée par une succession de couches horizontales anélastiques et isotropes dont on fixe l'épaisseur, la densité, la viscosité ainsi que le coefficient de puissance n intervenant dans la loi de comportement du milieu. Le tenseur de contraintes déviatoriques est supposé ne dépendre que du tenseur de vitesses de déformation suivant la relation

$$\partial \epsilon_{ij} / \partial t = c J_2^{n-1} (\sigma'_{ij}) \quad (3.2)$$

$\partial \epsilon_{ij} / \partial t$ étant le tenseur des taux de déformations, c une constante, σ'_{ij} le déviateur des contraintes¹, J_2 son second invariant et n un coefficient de puissance. Il est ainsi possible d'étudier le comportement de multicouches contenant des niveaux visqueux newtoniens ($n=1$), non newtoniens ($n>1$), ou plastiques (n proche de l'infini). Le comportement plastique permet de modéliser les déformations de matériaux fragiles et homogènes (en supposant les déformations soient essentiellement accommodées par la formation de failles), puisque dans les deux cas la déformation n'apparaît que lorsque la contrainte déviatorique ($\sigma_1 - \sigma_3$) dépasse une valeur seuil.

La résolution des équations de Navier-Stokes montre que les déplacements verticaux d'une interface du multicouche varient de manière exponentielle en fonction du raccourcissement horizontal ϵ_{xx} imposé au milieu. Pour chaque instabilité initiale sinusoïdale de longueur d'onde λ , l'amplitude A_λ correspondante varie en fonction du taux de raccourcissement ϵ_{xx} suivant la relation

$$A_\lambda(\epsilon_{xx}) = A_{\lambda 0} \exp(q |\epsilon_{xx}|) \quad (3.3)$$

q représentant le taux de croissance de l'instabilité et $A_{\lambda 0}$ son amplitude initiale. L'instabilité s'amplifie si $q > 0$ et elle s'atténue lorsque $q < 0$. Le principe de l'étude consiste à rechercher les instabilités initiales ayant le plus fort taux de croissance, ces instabilités devant se développer préférentiellement². Aucune instabilité ne peut se développer si tous les taux de croissance sont inférieurs à zéro. Dans ce cas le multicouche se déforme préférentiellement par épaissement homogène.

¹ $\sigma'_{ij} = \sigma_{ij} - \delta_{ij}(I_1/3)$, $\delta_{ij}(I_1/3)$ représentant la partie isotrope du tenseur des contraintes et I_1 le premier invariant.
² Ceci n'est vrai que dans le cas où les instabilités initialement présentes dans le modèle ont une amplitude du même ordre de grandeur, le cas idéal étant un bruit blanc.

La dernière hypothèse nécessaire à la résolution des équations de Navier-Stokes concerne l'expression de la viscosité. Lors des premiers calculs, la viscosité des différents niveaux était constante. Néanmoins, différents mécanismes de fluage (par diffusion ou déplacement de dislocations, dissolution-cristallisation, etc...) peuvent être activés dans la lithosphère en fonction des conditions de pression et de température. Plutôt que de détailler l'expression de la viscosité et de faire intervenir de nombreux paramètres, tels que la température, le taux de déformation, la taille des grains, la présence de fluide, ou encore l'énergie d'activation, il est préférable d'introduire une relation macroscopique regroupant ces différents mécanismes. Fletcher et Hallet (1983) ont proposé de résoudre les équations de Navier-Stokes en supposant que la viscosité varie en fonction de la profondeur suivant la relation

$$\eta(z) = \eta_0 \exp(\gamma z) \quad (3.4)$$

η_0 et γ étant des constantes. Le choix de η_0 et γ permet de modéliser la diminution rapide de la viscosité en fonction de la pétrologie, de l'augmentation de la température et de la pression. Cependant, les résultats obtenus à partir d'une distribution de la viscosité basée sur la relation (3.4) diffèrent des calculs effectués avec une distribution de viscosité uniforme (Fleitout et al., 1992; Zuber et Parmentier, 1996). Fleitout et al. (1992) ont montré qu'une telle distribution de la viscosité n'était pas adaptée à la résolution des équations de Navier-Stokes. En effet, lorsqu'une instabilité se développe au sein de la lithosphère les isothermes sont déformés et il apparaît des variations latérales de la viscosité. Dans le cas où la distribution de la viscosité est basée sur la relation (3.4), les isothermes sont supposés rester horizontaux tout au long du calcul et les variations latérales de viscosité sont négligées. Ces perturbations du géotherme peuvent néanmoins être atténuées par des effets de réajustement thermique, l'ordre de grandeur du phénomène étant pour des perturbations d'environ 200 km de longueur d'onde de 30 Ma. Par contre, pour des processus tectoniques dont la durée n'excède pas quelques millions d'années (10 Ma par exemple), une stratification plane de la lithosphère n'est pas adaptée, les variations latérales de la viscosité contribuant au développement des instabilités.

Deux solutions permettent de prendre en compte ces variations latérales de viscosité tout en conservant un profil rhéologique réaliste. La première solution consiste à utiliser une expression de la viscosité fonction à la fois de la profondeur et de la position horizontale, puis à résoudre numériquement les équations d'états (Ricard et Froidevaux, 1986; Fleitout et al., 1992). Une autre possibilité, physiquement proche du cas précédent, consiste à modéliser la lithosphère par une superposition de couches dont la viscosité est constante puis de résoudre analytiquement les équations. Fleitout et al. (1992) montrent que dans ces conditions, les variations latérales de viscosité d'origine thermique sont implicitement prises en compte dans les calculs par les conditions aux limites de chaque couche. En effet, la continuité de la contrainte cisailante τ_{xz} de part et d'autre d'une interface entre deux couches s'exprime au premier ordre

$$\Delta\tau_{xz} = (dh/dx) \Delta(\bar{\sigma}_{xx} - \bar{\sigma}_{zz}) \quad (3.5)$$

dh représentant la déflexion de l'interface, $\bar{\sigma}_{xx}$ et $\bar{\sigma}_{zz}$ les contraintes normales relatives à l'état initial. La discontinuité de résistance entre les différents niveaux est équivalente à une variation rapide

de température et sert de substitut aux variations latérales de la viscosité des calculs numériques.

Pour cette étude, nous avons retenu cette dernière solution. Les profils rhéologiques des modèles présentés dans ce chapitre sont discrétisés par une succession de couches uniformes puis les équations de Navier-Stokes sont résolues analytiquement après linéarisation.

2. Les calculs analytiques appliqués à l'étude de l'Océan Indien.

Nous avons appliqué la méthode des faibles perturbations à l'étude des déformations lithosphériques en régime compressif en traitant en particulier le cas de l'Océan Indien. En effet, cet exemple de déformation lithosphérique a l'avantage d'être relativement bien imagé, et compte tenu des limitations des calculs il correspond approximativement au domaine de validité de la méthode¹. D'autre part, son histoire tectonique et sa structure rhéologique restant relativement simple, il est aisé de modéliser le comportement d'une plaque océanique.

2.1 Rhéologie de la lithosphère océanique.

A partir des résultats présentés chapitre 2, nous avons supposé que la lithosphère océanique pouvait être représentée par un niveau supérieur fragile reposant sur un niveau visqueux. La résistance de la lithosphère augmente linéairement avec la profondeur depuis le sommet de la croûte jusqu'à la base du domaine fragile, puis décroît exponentiellement. Il est cependant clair que les profils rhéologiques obtenus à partir de résultats expérimentaux doivent être utilisés avec précautions. En effet, la détermination du comportement mécanique des roches lithosphériques in situ nécessite l'extrapolation des résultats obtenus en laboratoire sur plusieurs ordres de grandeur (voir par exemple Paterson, 1987; Ord et Hobbs, 1989).

La relation (3.2) est utilisée pour décrire le comportement des différents niveaux de la lithosphère, avec $n = 10^6$ pour la partie fragile et $n = 3$ pour la partie ductile. Le comportement mécanique de la croûte n'est pas différencié du reste de la partie fragile de la lithosphère. Il existe deux possibilités pour varier la rhéologie des matériaux, en modifiant soit le coefficient de puissance n , soit le seuil de plasticité. Toutefois, lorsque les parties fragiles de la lithosphère sont modélisées par un matériau non newtonien (avec $n > 100$ par exemple), la nature et les taux de croissance des instabilités ne sont pas modifiées par rapport aux résultats obtenus avec un matériau plastique ($n = 10^6$). Il semble que les valeurs du coefficient de puissance n influencent peu les résultats pour peu que celui-ci soit suffisamment élevé. La partie supérieure de la lithosphère peut donc être modélisée par un matériau plastique ($n = 10^6$), la transition entre comportement plastique et visqueux étant située à la profondeur h_p .

¹ La déformation de la plaque lithosphérique dans l'Océan Indien correspond avant tout à un épaissement homogène, les plis n'accommodant qu'environ 0,1 % du raccourcissement total (Gordon et al., 1990; cf. premier chapitre).

En se basant sur des expériences de déformation de roches réalisées en laboratoire (Brace et Kohlstedt, 1980; Ord et Hobbs, 1989; Carter et Tsenn, 1987), la transition entre domaine fragile et ductile, pour un milieu essentiellement constitué d'olivine et un taux de déformation de 10^{-16} s^{-1} environ, semble survenir à la température d'environ $620 \pm 120^\circ\text{C}$ (Martinod, 1991). Wiens et Stein (1984, 1985), en se basant sur l'analyse de la sismicité intraplaque en domaine océanique, proposent également une température de transition comprise entre 600 et 800°C . Dans des conditions similaires à celles du bassin Central, i.e. pour une lithosphère océanique âgée en moyenne d'une soixantaine de millions d'années avec un flux de chaleur de 60 mW m^{-2} (Stein et Stein, 1992), cette transition pourrait survenir vers 40 km de profondeur. Cette profondeur coïncide également avec la profondeur maximale des séismes enregistrés dans le bassin Central de l'Océan Indien (Wiens et Stein, 1983, Stein et Weissel, 1990). Nous supposons donc dans nos calculs que l'épaisseur de la partie fragile de la lithosphère est de 40 km , l'épaisseur totale de la lithosphère étant d'environ 80 km .

Comportement fragile.

De nombreuses données suggèrent que la contrainte déviatorique maximale dans la lithosphère soit, en l'absence de forte pression fluide, plus faible que les valeurs extrapolées à partir de la relation de Byerlee (voir par exemple chapitre 2; Richardson et al., 1979; Dalmayrac et Molnar, 1981; Ord et Hobbs, 1989). Par la suite, nous considérerons donc que la contrainte cisailante nécessaire pour déformer la lithosphère est mal connue. Nous avons calculé les taux de croissance des instabilités se développant lors du raccourcissement de la lithosphère en fonction du seuil de contrainte nécessaire pour activer la déformation fragile. Le seuil de plasticité est supposé augmenter linéairement avec la profondeur, et varie entre les valeurs $\Delta\sigma(0)$ au sommet de la plaque et $\Delta\sigma(h_p)$ à la base du niveau fragile. La contrainte moyenne nécessaire pour plisser une plaque élastique, avec une longueur d'onde d'environ 200 km dans des conditions semblables à celle de l'Océan Indien, est estimée approximativement à 600 MPa (McAdoo et Sandwell, 1985). D'autres estimations (moments sismiques, calculs numériques) proposent des contraintes déviatoriques responsables des déformations dans le bassin Central comprises entre 100 et 400 MPa (voir par exemple Cløetjng et Wortel, 1986; Govers et al., 1992). Toutefois, ces résultats représentent vraisemblablement des valeurs extrêmes des contraintes au sein de la plaque. Nous supposons par la suite que $\Delta\sigma(h_p)$ peut varier entre 15 et 600 MPa , en imposant seulement que $\Delta\sigma(0)$ reste inférieur à $\Delta\sigma(h_p)$.

Comportement ductile.

La partie ductile de la lithosphère est modélisée par une succession de couches visqueuses non newtoniennes, avec $n = 3$. La viscosité des différents niveaux décroît en fonction de la profondeur. Les variations sont basés sur la relation (3.4), et sont caractérisées par la longueur $L = 1/\gamma = nRT^2/(E_a\delta T/\delta z)$, où E_a représente l'énergie d'activation de l'olivine, T la température, $\delta T/\delta z$ le gradient de température, et R la constante des gaz parfaits (Fletcher et Hallet, 1983). L peut varier entre $0.07 h_p$ et $0.45 h_p$ lorsque E_a , $\delta T/\delta z$ et T varient respectivement entre 400 et 600 kJ mol^{-1} , 6 et 12°K km^{-1} , 900 et 1300°K (Turcotte et Schubert, 1982). Lors des calculs nous avons supposé que la viscosité de l'asthénosphère était d'environ 10^{19} Pa s , $\Delta\sigma(h_p)$ étant compris entre 15 et 600 MPa , L varie dans ces conditions entre $0.2 h_p$ et $0.28 h_p$.

2.2 Distribution de la densité.

Avec l'augmentation de la profondeur, les roches du manteau supérieur sont soumises d'une part à une augmentation de la pression, et d'autre part à l'augmentation de la température. L'augmentation de la pression a pour conséquence de diminuer la densité des roches lithosphériques en raison de leur compressibilité, tandis que l'expansion thermique des roches provoque une dilatation du milieu. Afin d'évaluer les variations de la densité des roches lithosphériques avec la profondeur, nous supposons par la suite que ces deux mécanismes sont indépendants. Dans ces conditions, la contribution respective de ces phénomènes peut être estimée à partir des valeurs de la dilatation thermique α et de la compressibilité β des roches. α représente la variation de volume en fonction de la température à pression constante, et β la variation de volume en fonction de la pression à température constante. Ces coefficients sont définis par les relations

$$\alpha = \frac{1}{V_T} \left(\frac{\partial V}{\partial T} \right)_P \quad (3.6)$$

$$\beta = \frac{-1}{V_T} \left(\frac{\partial V}{\partial P} \right)_T \quad (3.7)$$

V_T représentant le volume molaire à la température T , et P la pression. On supposera également par la suite que les variables précédemment définies ne sont fonction que de la profondeur.

Influence de la température.

Le gradient de température $\partial T/\partial z$ étant approximativement linéaire dans la lithosphère, si l'on ignore les effets de la pression, les variations de la masse volumique ρ des roches en fonction de la profondeur z peuvent s'exprimer en fonction de α et du gradient de température par

$$\frac{\partial \rho}{\partial z} = \frac{\partial \rho}{\partial T} \frac{\partial T}{\partial z} = \frac{-m}{V^2} \frac{\partial V}{\partial T} \frac{\partial T}{\partial z} = -\rho \alpha \frac{\partial T}{\partial z} \quad (3.8)$$

m représentant la masse par unité de volume V .

Influence de la pression.

En procédant comme précédemment, si l'on néglige les variations de température et en supposant que la pression des roches en profondeur est égale à la pression lithostatique, les variations de la masse volumique avec la profondeur peuvent s'exprimer après simplifications suivant la relation

$$\frac{\partial \rho}{\partial z} = \frac{\partial \rho}{\partial P} \frac{\partial P}{\partial z} = \frac{-m}{V^2} \frac{\partial V}{\partial P} \frac{\partial \rho g z}{\partial z} = \rho^2 \beta g \quad (3.9)$$

Finalement, les variations de la masse volumique des roches en fonction de la profondeur s'obtiennent en sommant les relations (3.8) et (3.9).

$$d\rho = \left(\frac{\partial\rho}{\partial z}\right)dz + \left(\frac{\partial\rho}{\partial z}\right)dz \text{ avec } \left(\frac{\partial\rho}{\partial z}\right) = \rho^2\beta g \text{ et } \left(\frac{\partial\rho}{\partial z}\right) = -\rho\alpha \frac{\partial T}{\partial z} \quad (3.10)$$

Suivant cette relation, les variations de la densité des roches au sein de la lithosphère ne dépendent que des coefficients élastiques α , β , et du gradient de température. Pour le calcul du profil de densité dans le cas de l'Océan Indien, nous avons supposé que le manteau supérieur était principalement constitué d'olivine. Le profil thermique est déduit d'un modèle de demi espace uniforme se refroidissant par conduction (Sclater et al., 1980), les valeurs du géotherme moyen et du gradient de température étant déterminées pour une plaque océanique de 60 Ma à partir de l'équation de la couche limite thermique (Turcotte et Schubert 1982, p. 164). Les valeurs de la dilatation thermique et de la compressibilité de l'olivine en fonction de la profondeur sont tirées d'un article d'Anderson et al. (1992).

Les variations du gradient de température et des coefficients α et β étant faibles dans le manteau supérieur, les variations du gradient de la densité le sont également. Un calcul tous les dix kilomètres est suffisant pour construire un profil de densité. Les valeurs des différents paramètres ainsi que les résultats des calculs sont présentés table 3.1. On constate que l'expansion thermique des roches contrôle les variations de la densité jusqu'à la profondeur d'environ 80 km, puis qu'au-delà de cette profondeur l'action de la pression devient prépondérante et la densité augmente.

z, km	T, °K	$\alpha, 10^{-15} \text{ }^\circ\text{K}^{-1}$	$\beta, 10^{-12} \text{ Pa}^{-1}$	$\partial T/\partial z, \text{ }^\circ\text{K km}^{-1}$	$\rho^2\beta g, 10^{-3} \text{ kg m}^{-4}$	$-\rho\alpha\partial T/\partial z, 10^{-3} \text{ kg m}^{-4}$	$\partial\rho/\partial z, 10^{-3} \text{ kg m}^{-4}$	$\rho, \text{ kg m}^{-3}$
0	300	2,72	7,75	14,7	0,83	-1,32	-0,49	3300,0
10	450	3,12	8,00	14,5	0,85	-1,49	-0,64	3295,1
20	625	3,39	8,30	13,	0,88	-1,55	-0,67	3288,7
30	775	3,56	8,57	13,0	0,91	-1,52	-0,61	3282,0
40	925	3,73	8,81	11,9	0,93	-1,45	-0,53	3275,9
50	1025	3,84	8,97	10,5	0,94	-1,32	-0,38	3270,6
60	1150	3,99	9,22	9,10	0,97	-1,19	-0,22	3266,9
70	1225	4,08	9,39	7,70	0,98	-1,03	-0,04	3264,6
80	1325	4,19	9,59	6,30	1,00	-0,89	0,14	3264,2
90	1400	4,27	9,80	5,00	1,03	-0,70	0,33	3265,6
100	1450	4,33	9,90	3,90	1,04	-0,55	0,49	3268,9

Table 3.1. Densité des roches lithosphériques en fonction de la profondeur pour une lithosphère océanique âgée de 60 Ma.

Influence du contraste de densité au sommet de la lithosphère.

Les profils sismiques réalisés dans la partie nord du bassin Central de l'Océan Indien ont montré que la couverture sédimentaire était déformée, lorsqu'elle est présente, de manière similaire au subsassement de la croûte océanique. D'autre part, les synclinaux des plis sont progressivement remplis de sédiments non déformés. Ceci indique la présence de sédiments dès l'initiation des ondulations. La présence de sédiments pré déformation ne semble pas influencer la longueur d'onde des instabilités

qui se développent lors du raccourcissement, en accord avec les résultats de Zuber (1987). Par la suite, nous supposons que la viscosité équivalente des sédiments est faible par rapport à celle de la croûte sous-jacente, les sédiments ne modifiant que le contraste de densité au sommet de la croûte. Martinod et Molnar (1995) ont avancé l'hypothèse que l'apport de sédiments dans le bassin Central lors de la croissance des ondulations pouvait être une condition nécessaire à la croissance des plis, ou tout du moins, favoriser leur apparition (cf. chapitre 1). En effet, l'apport de sédiments lors de la formation des instabilités minimiserait le contraste de densité au sommet de la lithosphère et augmenterait leur taux de croissance. Le dépôt de sédiments pourrait diminuer l'effet des forces gravitaires associées au contraste de densité au sommet de la plaque, lequel s'oppose à la croissance des instabilités (Biot, 1961; Ricard et Froidevaux, 1986). Nous avons testé l'influence des sédiments syn-déformations lors des calculs en diminuant le contraste de densité au sommet du modèle.

2.3 Modélisation des profils rhéologiques et de la distribution de la densité.

La lithosphère océanique est modélisée par un ensemble de couches visqueuses stratifiées horizontalement reposant sur un demi espace à viscosité constante modélisant l'asthénosphère (figure 3.1). Le comportement mécanique de la lithosphère océanique est approché par un niveau fragile ($n = 10^6$) reposant sur un niveau ductile ($n = 3$). Le niveau supérieur de la lithosphère favorise la croissance rapide de structures périodiques, tandis que la partie ductile de la lithosphère a tendance à retarder leur développement (voir par exemple Martinod et Davy, 1992). Le rapport entre les épaisseurs des niveaux fragile et ductile de la lithosphère ainsi que la viscosité du niveau ductile exercent donc un contrôle important sur le développement des instabilités, et sont les paramètres importants de notre modélisation. La résistance au sein de la partie fragile de la lithosphère augmente linéairement avec la profondeur, depuis le sommet de la croûte jusqu'à la profondeur h_p de 40 km. L'épaisseur totale de la lithosphère est supposée être d'environ 80 km. Le contraste de densité associé au Moho (fixé à 6 km de profondeur) est de 400 kg m^{-3} , la croûte étant supposée être composée essentiellement par des basaltes (2900 kg m^{-3}) et le manteau supérieur d'olivine (3300 kg m^{-3}).

Trois séries de calculs ont été réalisés, diverses hypothèses concernant la distribution de densité ayant été envisagées. Les profils rhéologiques et la distribution de densité utilisés pour les calculs sont décrits en détail au paragraphe 2.1 de ce chapitre. En première approximation, nous avons considéré une distribution uniforme de la densité au sein de la lithosphère. La masse volumique des roches est de 2900 kg m^{-3} au sein de la croûte océanique et de 3300 kg m^{-3} dans le reste de la lithosphère. La plupart des études basées sur la méthode des perturbations présentées dans la littérature reposent sur cette hypothèse. Les calculs suivants sont réalisés avec un profil de densité plus réaliste reproduisant les variations de la densité associées aux phénomènes d'expansion thermique. Pour finir nous avons étudié l'influence du contraste de densité au sommet de la lithosphère sur le développement des instabilités. La densité de la croûte est supposée constante (2900 kg m^{-3}) dans les trois cas de figure, la densité des roches constituant le manteau varie le cas échéant suivant la relation (3.10). Le contraste de densité au sommet de la lithosphère diminue approximativement de 1900 à 700 kg m^{-3} lorsque les sédiments se déposant au cœur des synclinaux lithosphériques en cours de formation sont pris en compte.

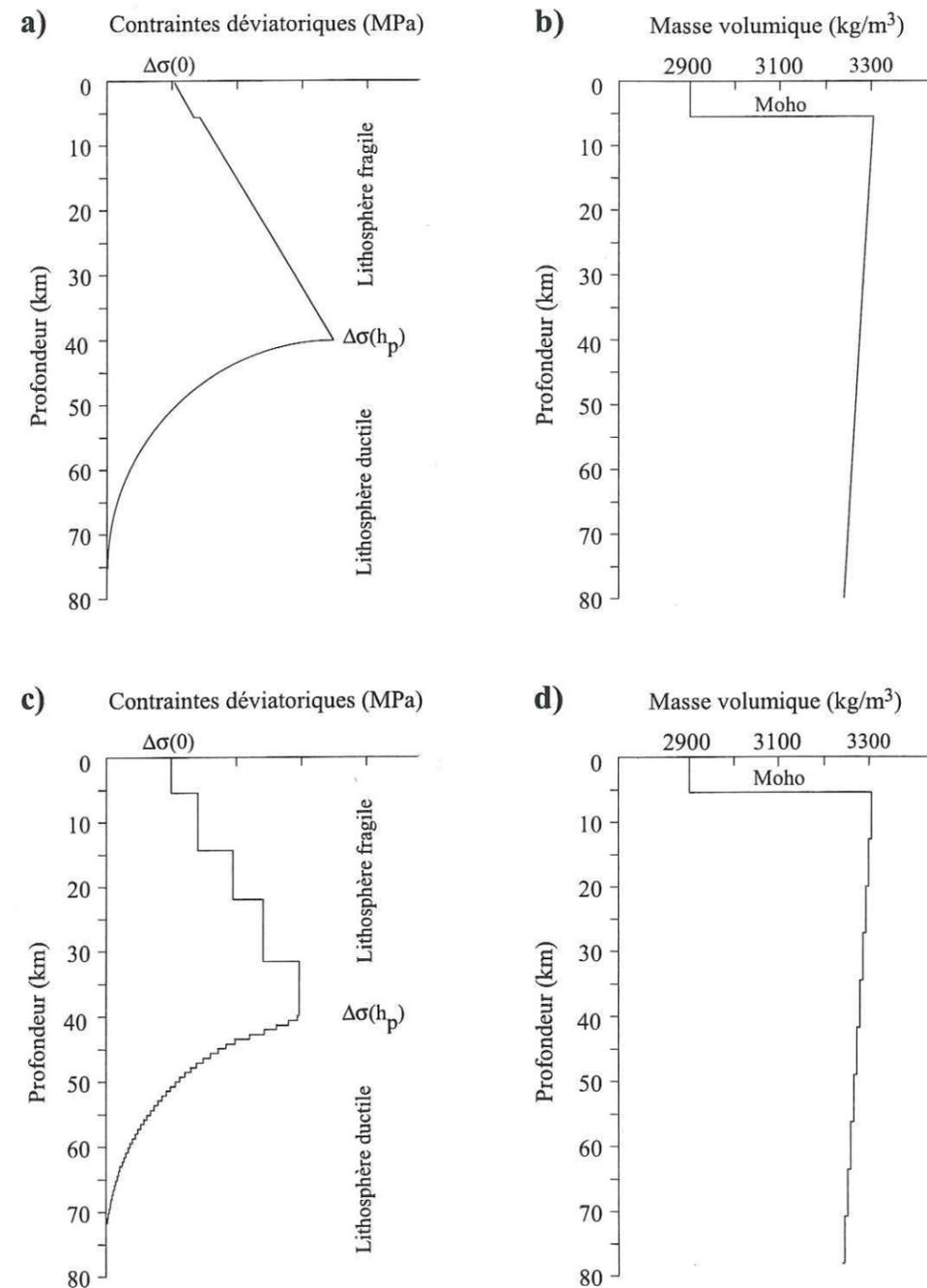


Figure 3.1. Exemples de profil rhéologique et de distribution de la densité pour une lithosphère océanique âgée de 60 Ma. Les figures a et b représentent les profils théoriques, et les figures c et d leur analogue utilisé lors des calculs. Dans la partie fragile de la lithosphère, la résistance des roches augmente linéairement avec la profondeur. Sous l'interface fragile-ductile survenant à la profondeur h_p , la viscosité des roches décroît exponentiellement. Dans le manteau supérieur, la densité des roches décroît suivant la relation (3.12).

Nous avons observé que pour décrire correctement le développement des plis lithosphériques il était nécessaire de représenter les parties fragile et ductile de la lithosphère par un nombre suffisant de couches. Dans les calculs présentés ci-dessous, la partie fragile de la lithosphère océanique est représentée par 5 niveaux de viscosité et de densité constante, tandis que la partie ductile de la lithosphère est représentée par 18 niveaux. L'augmentation du nombre de couches (jusqu'à plus de 60) ne modifie pas la nature et le taux de croissance des instabilités lithosphériques calculées. Le profil rhéologique et la distribution de densité utilisés pour les différents calculs sont représentés figure 3.1.

3. Les résultats.

3.1 Instabilités de Rayleigh-Taylor et instabilités lithosphériques.

On constate que dans la plupart des modèles plusieurs instabilités peuvent être activées simultanément durant la déformation de la lithosphère. Ces instabilités peuvent influencer la géométrie du multicouche si leur taux de croissance est similaire ou si elles résultent de la déformation de différentes interfaces du modèle (Ricard et Froidevaux, 1986; Bassi et Bonnin, 1988a, 1988b; Martinod et Davy, 1994). Nous avons notamment observé que des instabilités de Rayleigh-Taylor¹ et des plis lithosphériques pouvaient se développer simultanément lors du raccourcissement du modèle. De plus, nous avons observé que l'apparition des instabilités de Rayleigh-Taylor dépend essentiellement des variations de densité à la base de la lithosphère, tandis que les instabilités lithosphériques sont contrôlées par le profil rhéologique de la plaque, même si des interactions entre la croissance de ces différentes instabilités sont possibles (Conrad et Molnar, 1997; Houseman et Molnar, 1997).

Cependant, il est peu probable que la topographie et la géométrie de la partie supérieure de la lithosphère soient affectées de manière significative par les instabilités de Rayleigh-Taylor (Bassi et Bonnin, 1988b; Conrad et Molnar, 1997). Les calculs montrent que celles-ci se développent à des profondeurs comparables à leur longueur d'onde, et n'affectent que les parties les plus profondes de la lithosphère. Pour des taux de déformation comparables à ceux observés dans la nature (10^{-15} - 10^{-16} s⁻¹), les instabilités lithosphériques contrôlent la déformation des parties les plus rigides de la lithosphère même si les instabilités de Rayleigh-Taylor ont un taux de croissance supérieur (figure 3.2). Finalement, seule la géométrie, la longueur d'onde, et le taux de croissance des instabilités lithosphériques seront examinés par la suite, les instabilités de Rayleigh-Taylor susceptibles de se développer lors du raccourcissement de la plaque océanique ne pouvant pas être responsables des structures observées à la surface de l'Océan Indien.

¹ Les instabilités de Rayleigh-Taylor apparaissent lorsqu'une couche dense repose sur un niveau plus léger. Des phénomènes purement gravitaires sont donc à l'origine du développement de ce type d'instabilités.

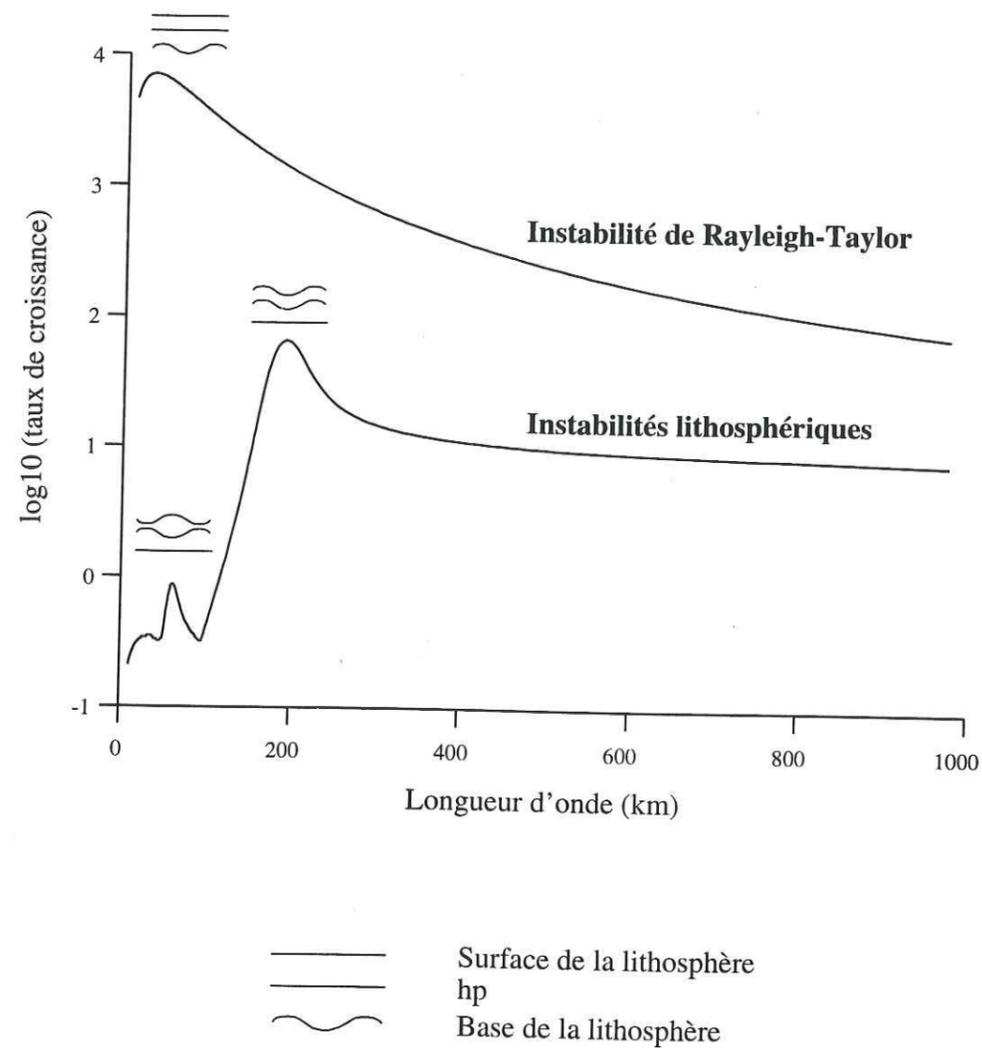


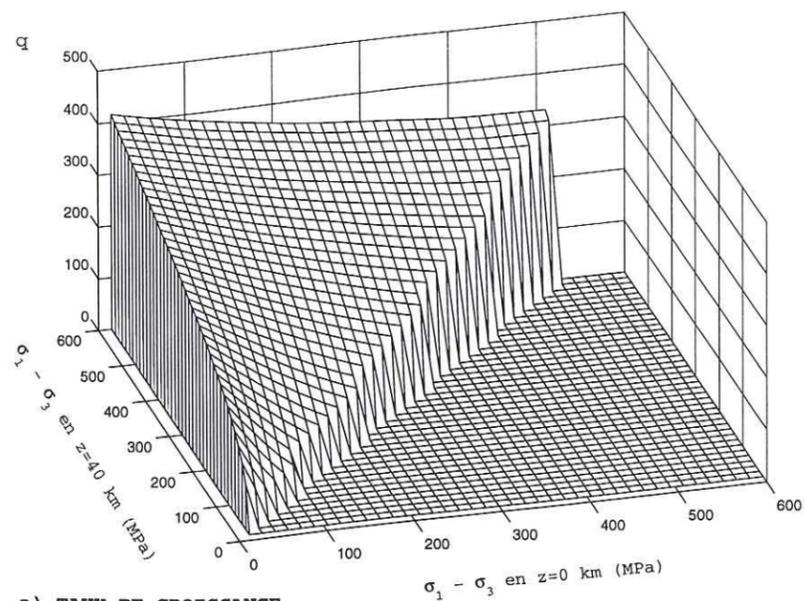
Figure 3.2. Longueur d'onde des différentes instabilités susceptibles de se développer lors du raccourcissement de la lithosphère océanique. Les calculs prédisent la croissance de plusieurs instabilités simultanément. Les instabilités de Rayleigh-Taylor correspondent à la déflexion de la base de la lithosphère et n'affectent que les parties les plus profondes de la lithosphère. Elles ne modifient donc pas la topographie du planché océanique (Bassi et Bonnin, 1988b; Conrad et Molnar, 1997). D'autre part, leur longueur d'onde n'est que de quelques dizaines de kilomètres (du même ordre de grandeur que le boudinage inverse) alors que celles des plis et d'environ 200 km. Pour des taux de déformation comparables à ceux observés dans la nature (10^{-16} s^{-1} environ), les instabilités lithosphériques contrôlent la déformation des parties les plus rigides de la lithosphère, même si les instabilités de Rayleigh-Taylor ont un taux de croissance supérieur.

3.2 Caractéristiques des instabilités lithosphériques.

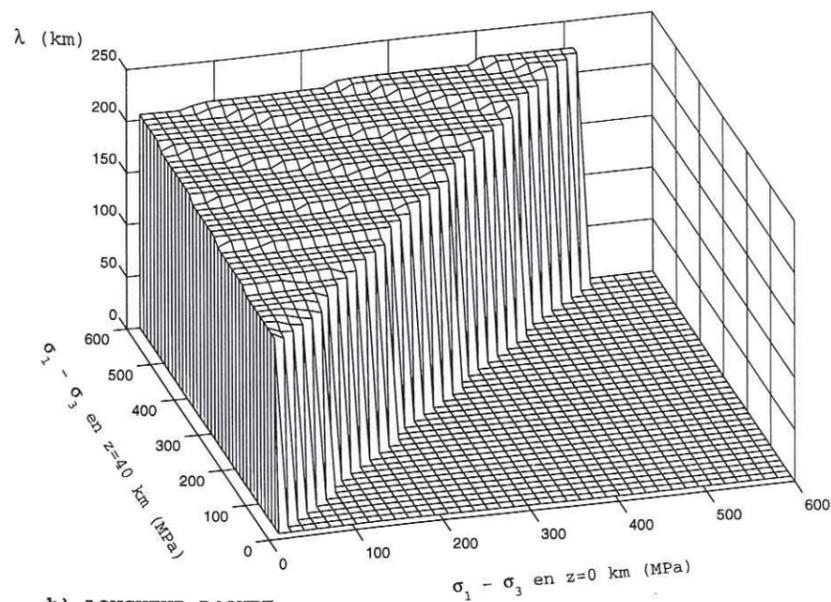
Les taux de croissance ainsi que les longueurs d'ondes associées aux instabilités lithosphériques susceptibles d'être activées sont représentés sur les figures 3.3 et 3.4 en fonction de la contrainte déviatorique au sommet de la plaque lithosphérique $\Delta\sigma(0)$ et à la base du niveau fragile $\Delta\sigma(h_p)$. Ricard et Froidevaux (1986) et Zuber (1987) ont montré, théoriquement, que le raccourcissement d'une plaque plastique reposant sur un demi espace visqueux pouvait être accommodé soit par des plis de grande longueur d'onde soit par du boudinage de courte longueur d'onde. La longueur d'onde des plis est d'environ $4h_p$ et celle du boudinage de $1,3h_p$ (Ricard et Froidevaux, 1986). En accord avec ces résultats, nous observons que deux instabilités sont susceptibles de se développer lors du raccourcissement de la lithosphère. En premier lieu, on observe qu'une instabilité, d'environ 200 km de longueur d'onde, correspondant à des plis lithosphériques se développe quel que soit le profil rhéologique considéré. Pour des contraintes déviatoriques $\Delta\sigma(0)$ et $\Delta\sigma(h_p)$ inférieure à 200 MPa, il existe également une seconde instabilité d'une soixantaine de kilomètres de longueur d'onde, correspondant au boudinage inverse de la partie fragile de la lithosphère. Toutefois, le taux de croissance des plis est d'un ou deux ordres de grandeur supérieur à celui des structures associées au boudinage inverse. D'autre part, la longueur d'onde du boudinage inverse n'étant pas adaptée pour rendre compte des structures observées dans l'Océan Indien, seuls les résultats associés aux plis lithosphériques seront présentés par la suite (cf. figure 3.2).

Les figures 3.3a et b présentent les valeurs du taux de croissance et de la longueur d'onde associée aux plis lithosphériques pour une distribution de densité uniforme. On constate qu'une instabilité est activée quel que soit le profil rhéologique considéré, contrairement aux résultats présentés précédemment par Martinod et Molnar (1995). Les profils rhéologiques utilisés par ces auteurs sont constitués d'un niveau fragile de résistance uniforme reposant sur une couche ductile dont la viscosité décroît exponentiellement avec la profondeur, suivant la relation (3.4). Ceci pourrait expliquer les différences de comportement observées. En effet, la résolution des équations de Navier-Stokes utilisée par ces auteurs pour étudier l'apparition d'instabilités périodiques ne prenait pas en compte les variations latérales de la viscosité, lesquelles peuvent contribuer à leur développement (cf. paragraphe 1). Il semble donc à la vue de ces résultats que contrairement à ce que suggéraient ces auteurs, la présence de plis lithosphériques n'apporte pas d'information concernant les contraintes nécessaires pour déformer la plaque océanique.

La longueur d'onde des plis est moins influencée par la rhéologie de la plaque que par h_p . Lorsque $\Delta\sigma(h_p)$ varie de 15 à 600 MPa (i.e. augmente d'un facteur 40) la longueur d'onde des plis augmente de 180 à 240 km (25 % d'augmentation). Cette augmentation provient du fait que l'influence des forces gravitaires diminue lorsque la résistance de la plaque augmente. Or ces forces s'opposent au développement des plis lithosphériques et en particulier au développement des plis de grande longueur d'onde (voir par exemple Ricard et Froidevaux, 1986; Martinod et Molnar 1995). Ainsi, pour une contrainte déviatorique $\Delta\sigma(0)$ fixée, le taux de croissance q des instabilités augmente d'environ 40 à 400 lorsque $\Delta\sigma(h_p)$ croît. D'autre part, on note également que pour une contrainte déviatorique $\Delta\sigma(h_p)$ fixée, le taux de croissance des instabilités augmente lorsque $\Delta\sigma(0)$ diminue. En effet, plus les niveaux superficiels sont incompetents et moins la topographie est marquée. Les forces gravitaires étant de ce fait

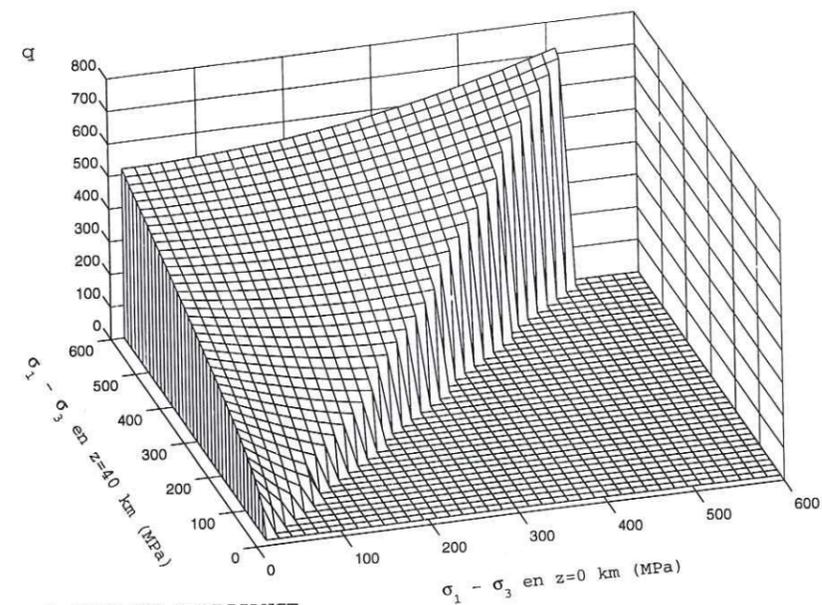


a) TAUX DE CROISSANCE

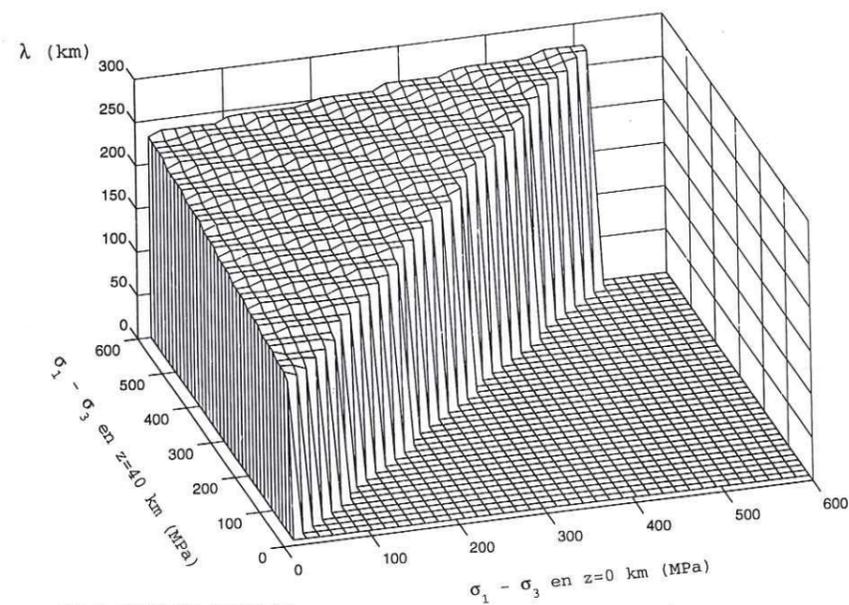


b) LONGUEUR D'ONDE

Figure 3.3. Variations du taux de croissance q et de la longueur d'onde λ associée aux plis lithosphériques, en fonction de la contrainte déviatorique au sommet et à la base de la partie fragile de la lithosphère. Les résultats présentés correspondent à une distribution uniforme de la densité au sein de la lithosphère (2900 kg m^{-3} dans la croûte et 3300 kg m^{-3} dans le manteau supérieur). Remarquer l'augmentation du taux de croissance en fonction de la résistance moyenne de la plaque lithosphérique.



a) TAUX DE CROISSANCE



b) LONGUEUR D'ONDE

Figure 3.4. Influence du contraste de densité au sommet de la lithosphère océanique sur les variations du taux de croissance q et de la longueur d'onde λ associés aux plis lithosphériques. Les calculs sont réalisés dans les mêmes conditions que précédemment (cf. figure 3.3), mais le contraste de densité au sommet de la lithosphère est de 700 kg m^{-3} au lieu de 1900 kg m^{-3} . On constate que si la longueur d'onde des plis évolue peu, leur taux de croissance est multiplié par un facteur compris entre 1 et 2 par rapport aux calculs précédents.

minimisées, la croissance des plis s'en trouve facilitée. Enfin, la nature des instabilités ainsi que leur longueur d'onde ne sont pas affectés de manière significative par les variations de densité des roches lithosphériques. Les résultats de ces calculs sont en tout point similaires à ceux de la figure 3.3.

3.3 Influence des sédiments syn-déformations.

Les calculs suivants ont été réalisés afin d'étudier l'influence des sédiments se déposant dans les synclinaux lithosphériques en cours de formation. Les sédiments sont supposés ne modifier que le contraste de densité au sommet de la plaque lithosphérique. Dans ces conditions, le contraste de densité au sommet de la lithosphère diminue approximativement de 1900 à 700 kg m⁻³. Les figures 3.4a et b présentent les valeurs du taux de croissance et de la longueur d'onde associée aux plis lithosphériques. On peut noter sur la figure 3.4a que, par rapport aux calculs précédents, l'apport de sédiments au cours de la déformation influence peu la longueur d'onde des plis. Comme précédemment la longueur d'onde des plis augmente de 200 km à 280 km environ (28 % d'augmentation), en raison principalement de l'augmentation de la résistance de la plaque laquelle permet de minimiser l'influence des forces gravitaires. Par contre, le taux de croissance des instabilités est multiplié par un facteur compris entre 1 et 2, l'augmentation du taux de croissance étant proportionnelle à la résistance de la plaque et en particulier à $\Delta\sigma(0)$ (figure 3.5). Le taux de croissance des plis varie dans ces conditions entre 40 et 780. On constate que, lorsque $\Delta\sigma(0)$ est inférieure à 100 MPa environ, l'apport de sédiments syn-déformations influence peu le taux de croissance des plis, celui-ci étant surtout observé pour les valeurs supérieures de $\Delta\sigma(0)$. Il faut cependant remarquer que si l'apport de sédiments favorise la croissance des instabilités et amplifie les mouvements verticaux, il n'est pas nécessaire à leur apparition.

Cependant, les observations actuelles n'ont mis en évidence la présence de plis dans l'Océan Indien que sous le cône de déjection des sédiments du golfe du Bengale (cf. figure 1.7). Si on admet que l'amplitude des plis croît de manière exponentielle suivant la relation (3.3), il est possible de comparer l'amplitude finale des plis obtenus avec ou sans l'apport de sédiments. Il suffit pour cela de connaître l'amplitude initiale A_0 des hétérogénéités de 200 km de longueur d'onde et le raccourcissement horizontal ϵ_{xx} . A partir d'un profil bathymétrique réalisé dans le sud de l'Océan Atlantique (Gilbert et Malinverno, 1988), l'analyse de la topographie a révélé que l'amplitude des structures de longueurs d'ondes comprises entre 150 et 250 km variait entre 50 et 100 mètres environ (figure 3.6). Le plancher océanique est relativement jeune le long de ce profil, et ne doit présenter que peu de déformations tectoniques. En supposant une histoire géologique identique dans l'Océan Indien, on peut estimer que l'amplitude initiale A_0 des instabilités périodiques de 200 km de longueur d'onde dans l'Océan Indien était du même ordre de grandeur avant que cette plaque ne subisse le raccourcissement nord-sud actuel.

Nous supposons par la suite que l'amplitude initiale A_0 des hétérogénéités de 200 km de longueur d'onde était d'environ 75 m. D'autre part, nous savons que l'amplitude des plis observés dans l'Océan Indien est actuellement d'environ 1500 m (Bull. et Scruton, 1992). Dans ces conditions, on peut remarquer à titre d'information qu'en supposant une croissance exponentielle des plis lithosphériques

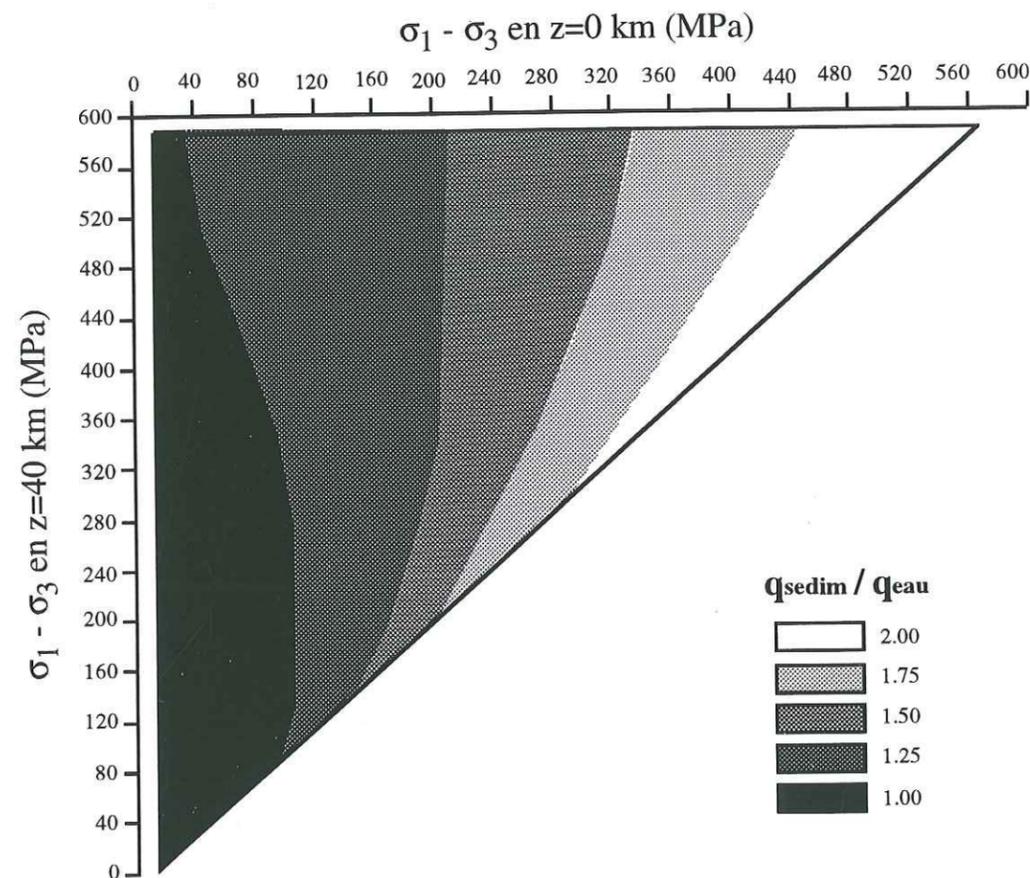


Figure 3.5. Influence de l'apport de sédiments dans les synclinaux lithosphériques lors de leur formation sur le taux de croissance des plis. Dans ces conditions, le contraste de densité au sommet de la lithosphère diminue de 1900 kg m⁻³ à 700 kg m⁻³.

25 AOÛT 2003
 Univ. J. Fourier - O.S.U.G.
 MAISON DES GEOSCIENCES
 DOCUMENTATION
 B.P. 53
 F. 38041 GRENOBLE CEDEX
 Tél. 04 76 63 54 27 - Fax 04 76 51 40 58
 Mail : ptalour@ujf-grenoble.fr

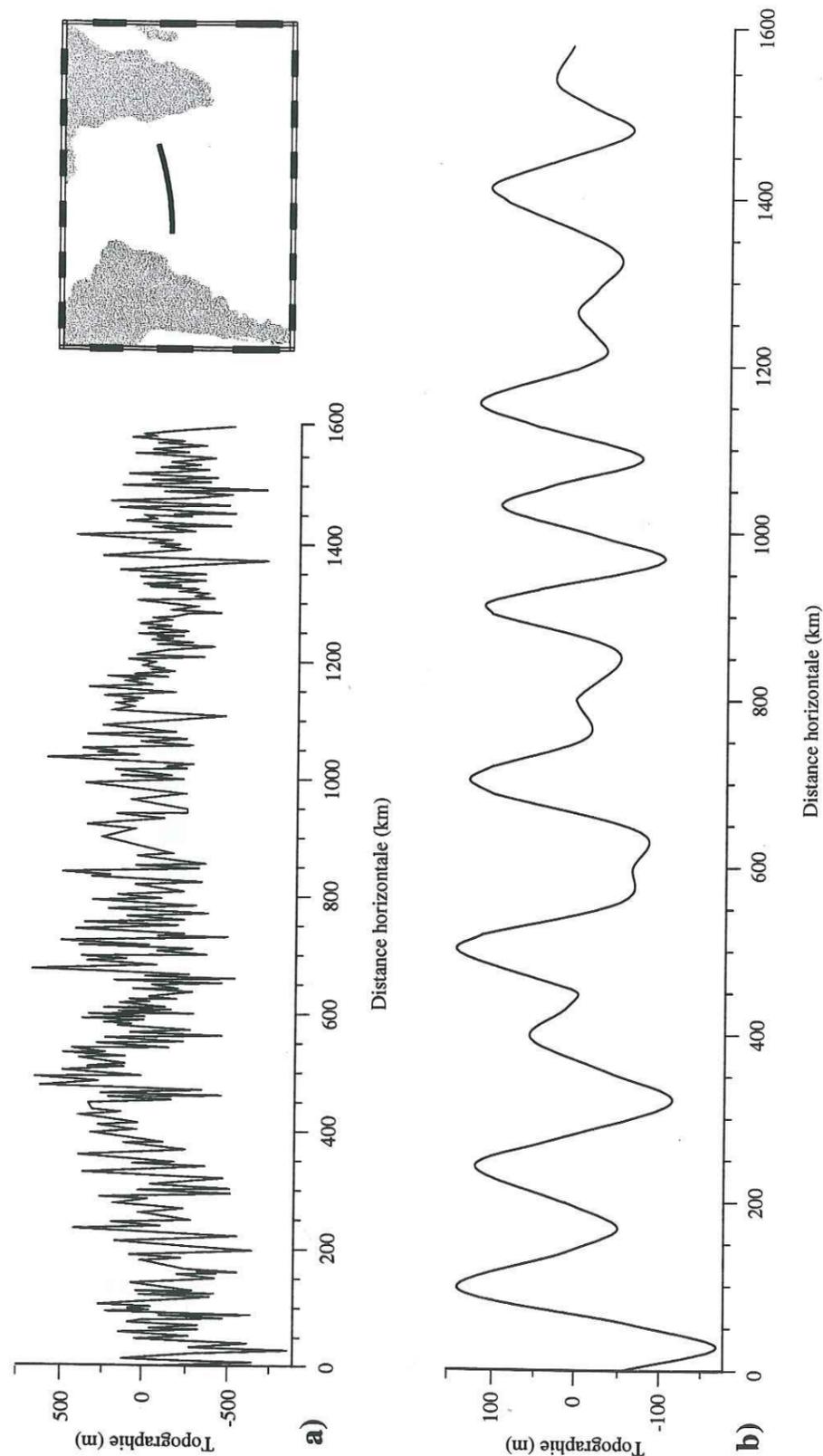


Figure 3.6. a) profil topographique orienté est ouest du plancher océanique de l'océan Atlantique par vingt degrés de latitude sud après correction des variations topographiques de grandes longueurs d'onde. (d'après Guilbert et Malinverno, 1988). b) amplitude des composantes de la transformée de Fourier de longueur d'onde comprise entre 150 et 250 kilomètres.

observés dans l'Océan Indien, le taux de croissance de ces structures obtenu à partir de la relation (3.3) pour 3,5 % de déformation est d'environ 86. L'amplitude finale des plis dans le cas où les sédiments se déposent $A_{\text{sédiments}}$ est supérieure à l'amplitude des plis sans apport de sédiments A_{eau} puisque le taux de croissance augmente avec l'apport de sédiments syn-déformations (figure 3.5). Ainsi, pour un seuil de contrainte de 200 MPa, valeur compatible avec la relation de Byerlee (1978) pour des roches situées sous 5 km d'eau et quelques kilomètres de sédiments, le taux de croissance peut être multiplié par un facteur 1,75 lorsque des sédiments se déposent à la surface de la plaque océanique. Le rapport entre A_{eau} et $A_{\text{sédiments}}$ peut alors s'exprimer

$$A_{\text{eau}} = A_0 \exp(q_{\text{eau}} \epsilon_{xx}) = A_0 \exp(q_{\text{sédiments}} \epsilon_{xx} / 1,75) = A_0^{3/7} A_{\text{sédiments}}^{4/7} \quad (3.11)$$

Dans ces conditions, l'amplitude des plis devrait être en l'absence de sédiments inférieure à 400 m, ϵ_{xx} étant évalué à environ 3,5 % dans le bassin Central de l'Océan Indien (cf. chapitre 1). Cela montre que, bien que des plis aient pu se développer dans les régions de l'Océan Indien dépourvues de sédiments, ils l'aient fait trop lentement pour être clairement identifiés à l'heure actuelle au sud du cône de déjection du golfe du Bengale.

4. Conclusion.

Les calculs précédents montrent que les profils rhéologiques de la lithosphère influencent peu l'apparition et le développement d'instabilités lithosphériques. Quel que soit le profil rhéologique considéré, le raccourcissement de la lithosphère océanique est accommodé par la formation de plis affectant l'ensemble de la lithosphère, leur longueur d'onde étant d'environ $4h_p$. Il semble donc aux vues de ces résultats qu'une contrainte déviatorique même faible au sein de la lithosphère soit compatible avec la formation de plis lithosphériques. D'autre part, si l'apport de sédiments syn-déformations favorise la croissance des instabilités, il n'est pas nécessaire à leur apparition. Enfin, la distribution de densité au sein de la lithosphère n'influence pas la croissance des plis.

En ce qui concerne la méthode elle-même, nous venons de voir que le principal avantage de ces calculs est le faible nombre de paramètres impliqués. La méthode des faibles perturbations permet de déterminer rapidement la nature et les caractéristiques des instabilités susceptibles de se développer lors de la déformation de la lithosphère, ainsi que la réalisation d'études paramétriques complètes. Néanmoins, l'application de la méthode à des exemples de déformation en domaine continental est plus complexe, en raison notamment du passé tectonique des continents et des hétérogénéités qui en résultent. Les calculs ne permettent pas d'étudier l'influence de ces hétérogénéités lithosphériques initiales sur le développement d'instabilités et le mode de déformation accommodant le raccourcissement. Or les expériences analogiques qui sont présentées dans le chapitre suivant montrent clairement que la présence d'hétérogénéités préexistantes contrôlent la nature d'éventuelles instabilités lithosphériques. De plus, les calculs ne donnent aucune information sur l'évolution des instabilités pour des taux de déformation importants, et les processus de déformation fragile sont mal pris en compte. On peut par exemple imaginer, ce que confirment les modèles analogiques, que des failles se formant

lorsque l'amplitude des instabilités périodiques de la lithosphère dépasse un certain seuil affectent la totalité de la lithosphère. Quelle est la géométrie des chevauchements lithosphériques et quelles sont les déformations qui leur sont associées? La méthode des perturbations ne permettant pas d'aborder ces questions d'autres méthodes seront envisagées pour les traiter. La modélisation analogique fait l'objet du chapitre suivant, et la modélisation numérique par éléments finis sera abordée lors du dernier chapitre.

Chapitre 4

Modélisation analogique des déformations de la lithosphère.

Nous venons de voir que la résolution analytique des équations de Navier-Stokes permettait de déterminer la nature des instabilités susceptibles de se développer lors du raccourcissement de la lithosphère océanique. Toutefois, si ces calculs analytiques sont relativement simples à mettre en œuvre, ils sont peu représentatifs d'un exemple naturel. En effet, la complexité des structures géologiques fait, qu'en général, il n'est pas possible de résoudre de façon analytique les équations différentielles régissant l'évolution de ces phénomènes. De plus, les calculs ne fournissent pas d'information concernant la nature et l'évolution des déformations au sein de la lithosphère pour des déformations finies, et ne permettent pas de prendre en compte le comportement fragile ou les hétérogénéités initiales de la lithosphère. La modélisation analogique est une méthode expérimentale permettant de simuler à différentes échelles un phénomène physique et devrait donc nous permettre de s'affranchir de certains de ces inconvénients.

L'analogie entre exemples naturels et modèles réduits nécessite toutefois certaines précautions. Il s'agit de trouver un système reproduisant, à des facteurs d'échelles près, le comportement du phénomène à étudier. Dans ces conditions, les résultats des expériences analogiques sont directement extrapolables à l'exemple naturel. Cette étape fait l'objet du dimensionnement, lequel est basé sur la notion

de similitude. Ceci signifie que pour un choix convenable des unités employées les solutions des équations d'états régissant l'évolution de l'exemple naturel et du modèle réduit, lesquelles sont d'un point de vue analytique de la même forme, soient numériquement identiques. Les modèles réduits sont donc caractérisés de manière similaire aux exemples naturels par leur profil rhéologique et leurs conditions aux limites. Néanmoins, le dimensionnement des modèles réduits reste approximatif, en raison notamment de nos connaissances insuffisantes des structures profondes ou de la rhéologie de la lithosphère, et du choix limité de matériaux analogues à notre disposition. D'autre part, plusieurs mécanismes de déformation concurrents (rupture fragile, fluage, mais aussi dissolution-cristallisation, cf. chapitre 2) sont susceptibles d'être activés simultanément lors de la formation des structures tectoniques, ce que les modèles analogiques ne permettent pas d'étudier.

1. La modélisation analogique.

Selon Goguel (1948), les premières tentatives de modélisation analogique remonteraient au 18^e siècle et seraient donc contemporaines des premières études structurales. Avec l'apparition de l'analyse dimensionnelle dans les années trente (Hubbert, 1937), les premiers modèles, purement qualitatifs, ont fait place aux modèles analogiques contemporains. Nous avons constaté lors du premier chapitre qu'en géophysique les observations sont généralement insuffisantes pour reconstituer un phénomène naturel dans son ensemble. Nos connaissances des structures profondes ou de leur passé tectonique sont donc le plus souvent incomplètes. La modélisation analogique est un moyen de tester et de déterminer, par comparaison entre modèles naturels et prototypes expérimentaux, le ou les mécanismes d'évolution les plus plausibles. Toutefois, les modèles analogiques ne représentent qu'une approximation triviale de la lithosphère. La réalisation de modèles réduits permet moins de reproduire les structures terrestres que de cerner les mécanismes responsables de leur apparition et de leur évolution. C'est donc un outil qui, via quelques précautions, permettra de tester l'influence des paramètres susceptibles de contrôler la mise en place et l'évolution des structures naturelles. Ceci n'est possible que lorsque les maquettes sont représentatives du phénomène à étudier, i.e. que les propriétés mécaniques des différents niveaux composant les modèles analogiques (telles que leur résistance, leur densité ou leur épaisseur) sont proportionnelles à celles des différents niveaux lithosphériques.

1.1 La notion de similitude.

Le principe de l'analyse dimensionnelle a été introduit en Sciences de la Terre par Hubbert (1937) et Ramberg (1967). Cette technique a depuis été reprise par de nombreux auteurs et appliquée à différentes catégories de matériaux analogues, telles que les matériaux granulaires et les silicones (Davy et Cobbold, 1991), des mélanges de paraffine et d'hydrocarbures (Chemenda, 1992, 1993; Chemenda et Grocholsky, 1992) ou des résines thermo-sensibles (Cobbold et Jackson, 1992).

La modélisation analogique consiste à simuler à l'échelle du laboratoire, i.e. le mètre, l'heure, le kilogramme, des phénomènes naturels d'échelles différentes, par exemple le kilomètre, le million d'années et la tonne. Les modèles présentés dans la suite de ce chapitre n'étant dimensionnés que par

rapport aux caractéristiques mécaniques de la lithosphère (les effets thermiques ne sont pas modélisés), seules trois unités fondamentales (longueur L , temps T , masse M) sont nécessaires pour définir les variables du système (par exemple viscosité, contrainte, accélération, masse volumique). Afin de comparer modèle réduit et prototype naturel, la première étape consiste à déterminer par chaque système un ensemble de trois constantes indépendantes (par exemple L_0 , T_0 , M_0), puis à définir les variables adimensionnelles (l^* , v^* , p^* , σ^* , etc.) intervenant dans les équations d'états. Les variables adimensionnelles sont définies par le rapport entre la variable et la constante de même dimension. Pour qu'un modèle réduit soit correctement dimensionné, il suffit que les variables adimensionnelles qui le caractérisent soient toujours identiques à celles du prototype naturel. Les deux systèmes sont alors dits similaires. En réalité, il existe un quatrième degré de liberté. En effet, si l'on considère l'équation locale de la dynamique exprimée en termes de variables adimensionnelles, on a en tout point M de coordonnées x_i

$$\frac{V_0}{g_1 T_0} \left(\frac{\partial v_i^*}{\partial t^*} + \frac{\partial v_i^*}{\partial x_j^*} v_j^* \right) = \frac{\sigma_0}{g \rho_0 L_0} \left(-\frac{\partial p^*}{\partial x_i^*} - \frac{\partial \tau_{ij}^*}{\partial x_j^*} + \frac{\rho g_i L_0}{\sigma_0} \right) \quad (4.1)$$

v_i , g_i et τ_{ij} représentant respectivement les composantes du vecteur vitesse, de l'accélération gravitaire et du tenseur des contraintes déviatoriques, p et ρ la pression et la masse volumique en M , et t le temps. Il apparaît dans cette expression deux termes sans dimension V_0/gT_0 et $\sigma_0/g\rho_0L_0$ exprimant le rapport entre, d'une part les forces inertielles M_0V_0/T_0 et les forces gravitaires M_0g , et d'autre part l'influence des forces gravitaires sur le champ de contraintes locales. Le terme inertiel étant petit par rapport au deuxième terme dans le cas du modèle et du prototype (table 4.1), il peut être négligé. En ce qui concerne le second terme, σ_0 étant définie par le comportement rhéologique des matériaux analogues, il s'agit d'un critère de similitude à prendre en compte.

	L_0 (m)	T_0 (s)	V_0 (m s ⁻¹)	ρ_0 (kg m ⁻³)	η_0 (Pa s)	σ_0 (Pa)	V_0/gT_0	$\sigma_0/g\rho_0L_0$
Nature	30 000	3 10 ¹³	3 10 ⁻¹⁰	3300	10 ²²	100 10 ⁶	10 ⁻²⁴	0,1
Modèle	0,01	3600	3 10 ⁻⁶	1400	10 ⁴	10	10 ⁻¹²	0,1

Table 4.1. Caractéristiques des modèles réduits et des prototypes naturels.

1.2 le dimensionnement des modèles expérimentaux.

Des quatre critères de similitude restant pour dimensionner les modèles, 3 sont imposés par les conditions expérimentales. Les expériences sont réalisées dans le champ de gravité normal, et le choix des matériaux analogues utilisés détermine leur densité et leur résistance mécanique. Le dernier degré de liberté restant est le rapport d'échelle entre le modèle et le prototype. Toutes les autres grandeurs, telles que le taux de déformation, l'épaisseur des différents niveaux, sont imposées par le dimensionnement.

Toutefois, le dimensionnement ne peut pas être parfait. En effet, nous avons vu lors du chapitre 2 que le comportement rhéologique des roches était complexe et que, la résistance des roches étant déterminée par leur température, la rhéologie de la lithosphère varie en fonction de la profondeur. En pratique, il s'avère difficile de trouver des matériaux analogues reproduisant un tel comportement et les niveaux ductiles sont modélisés par des couches de silicone de résistance uniforme. Par conséquent, les matériaux ne pouvant pas être rhéologiquement similaires, la répartition des contraintes ne l'est pas. Une solution consiste à considérer l'équation (4.1) non plus en termes de contraintes, mais dans une version intégrée par rapport à la profondeur (Davy et Cobbold, 1991). Il suffit alors de calculer la résistance moyenne des différents niveaux de la lithosphère, le dimensionner permettant d'en déduire la résistance des différentes couches des modèles.

2. Caractéristiques des matériaux analogues.

Nous avons vu lors du chapitre 2 que la lithosphère pouvait être représentée, en première approximation, par une succession de niveaux caractérisés par un mode de déformation privilégié. Dans les parties supérieures de la croûte et du manteau continental, ainsi que dans la partie supérieure de la lithosphère océanique, les déformations sont localisées et le comportement mécanique des roches s'apparente à celui d'un matériau fragile. Dans les parties inférieures de la croûte et du manteau continental ainsi que dans la partie inférieure de la lithosphère océanique, le comportement mécanique des roches s'apparente à celui d'un fluide visqueux non newtonien. Le coefficient de puissance n intervenant dans la relation entre contraintes et taux de déformation est compris le plus souvent entre 2 et 5 (voir par exemple Carter et Tsenn, 1987; Carmichael, 1989). La modélisation analogique repose sur le choix de matériaux reproduisant ces différents comportements rhéologiques des roches, compte tenu des facteurs d'échelle.

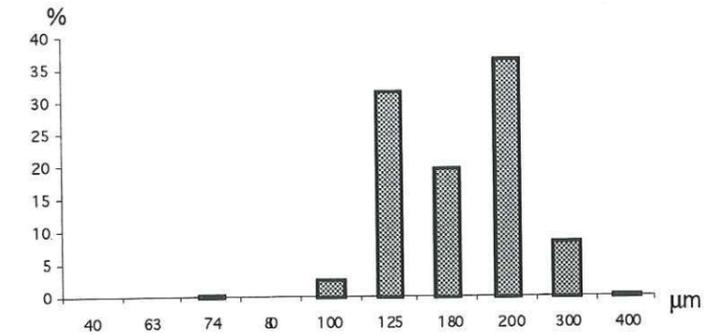
Dans nos modèles, les parties fragiles et ductiles de la lithosphère sont modélisées respectivement par du sable ou un mélange de sable et d'éthyl-cellulose et de la silicone. Les propriétés rhéologiques de ces matériaux sont particulièrement bien adaptées à la modélisation analogique des déformations lithosphériques. Les expériences étant réalisées dans le champ de gravité terrestre, le dimensionnement impose des durées expérimentales d'une heure environ. Les couches de sable et de silicone flottent sur une solution dense (du miel) représentant l'asthénosphère. Les propriétés mécaniques de ces matériaux ont déjà été étudiées (Davy et Cobbold, 1991; Krantz, 1991; Martinod, 1991; Kuntz, 1994), et je me contenterai donc de rappeler brièvement leurs principales caractéristiques.

2.1 Les matériaux granulaires, le sable et l'éthyl-cellulose.

Les parties fragiles ou plastiques de la lithosphère sont modélisées par des matériaux granulaires. Il s'agit de sable de Fontainebleau, utilisé soit pur, soit mélangé à une poudre d'éthyl-cellulose pour en diminuer la densité. Comme tous les matériaux granulaires les propriétés mécaniques du sable ou des mélanges sable éthyl-cellulose dépendent, entre autres, de la taille des grains et de la porosité (Mandl et al., 1977; Desrues, 1984; Hammad, 1991; Mokni, 1992). Les études préliminaires réalisées sur ces

Granulométrie du sable de Fontainebleau

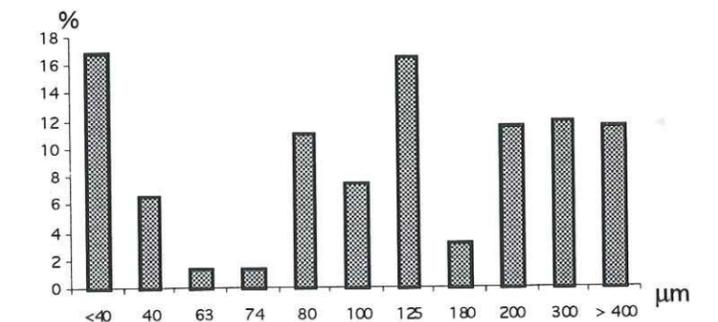
tamis μm	retenus %	fraction gr	cumulé gr
> 400	0,24	2,4	2,4
300 - 400	8,64	86,4	88,8
200 - 300	36,65	366,5	455,3
180 - 200	19,66	196,6	651,9
125 - 180	31,56	315,6	967,5
100 - 125	2,65	26,5	994
80 - 100	0,13	1,3	995,3
74 - 80	0,39	3,9	999,2
60 - 74	0,03	0,3	999,5
40 - 60	0,05	0,5	1000



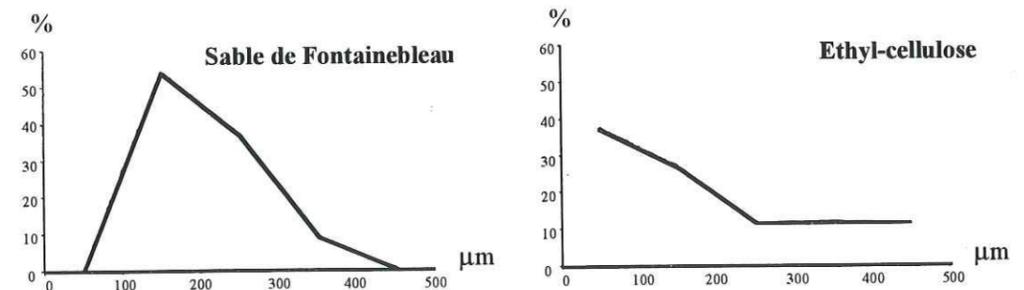
a) Granulométrie du sable de Fontainebleau.

Granulométrie de l'éthyl cellulose

tamis μm	retenus %	fraction gr	cumulé gr
> 400	11,5	29,4	29,4
300 - 400	12	30,6	60
200 - 300	11,6	29,7	89,7
180 - 200	3,2	8,2	97,9
125 - 180	16,6	42,4	140,3
100 - 125	7,4	19	159,3
80 - 100	11,1	28,4	187,7
74 - 80	1,4	3,5	191,2
60 - 74	1,5	3,7	194,9
40 - 60	6,6	16,8	211,7
< 40	17	44	255



b) Granulométrie de l'éthyl-cellulose.



c) Courbes corrigées des effets de taille des tamis.

Figure 4.1. Comparaison de la composition granulométrique des matériaux analogues; a) sable de Fontainebleau, b) éthyl-cellulose. c) Courbes corrigées des effets de taille des tamis. Remarquer la distribution quasi unimodale de la taille des grains de sable de Fontainebleau, ainsi que la présence d'une fraction pulvérulente dans l'éthyl-cellulose non négligeable.

matériaux (Krantz, 1989, 1991) ont montré la nécessité d'utiliser un mode opératoire garantissant l'uniformité des niveaux fragiles. Les variations de densité peuvent atteindre 20 % selon le degré de compaction, i.e. selon la manière dont le matériau a été déposé sur le modèle (en vrac, avec un tamis, ou à l'aide d'un chariot distributeur).

Lors de la réalisation des modèles présentés dans ce mémoire, l'utilisation d'un chariot distributeur monté sur rails (cf. figure 4.7b) assure un débit et une hauteur de chute des grains constante. Le sable de Fontainebleau est constitué de grains de quartz (99 %), la phase résiduelle étant constituée pour l'essentiel d'argile. Les grains se sont déposés en milieu marin, leur forme est quelconque, et ils sont le plus souvent émoussés (Kuntz, 1994). La composition granulométrique du sable de Fontainebleau est quasi unimodale, avec une prépondérance de grains compris entre 125 et 200 μm de diamètre. Les mélanges de sable et d'éthyl-cellulose sont plus hétérogènes, la courbe granulométrique des grains d'éthyl-cellulose étant plus dispersée avec notamment la présence d'une fraction pulvérulente du matériau non négligeable (voir figure 4.1). Pour une hauteur de chute similaire à celle du chariot verseur (environ 15 cm), la densité du sable pur est d'environ 1,6-1,7, tandis que la densité du mélange sable éthyl-cellulose à volume égal utilisé pour les modèles est d'environ 1-1,2. La densité de l'éthyl-cellulose pure est de 0,3-0,4.

Le comportement rhéologique de ces matériaux est de type Mohr-Coulomb. Il suffit donc pour les caractériser de déterminer les valeurs de l'angle de friction interne et de la cohésion. Ces caractéristiques mécaniques dépendent également du degré de compaction et de la composition granulométrique mais leur détermination est plus problématique. Les bancs expérimentaux ne sont habituellement pas dimensionnés pour réaliser des essais dans les conditions rencontrées dans nos modèles. Pour information, la figure 4.2 présente les résultats d'essais de compression biaxiale effectués sur des échantillons de sable pur et du mélange de sable et d'éthyl-cellulose. Le comportement de ces matériaux est caractérisé par une phase de déformation homogène de quelques % associée à une contractance, puis une relaxation de la contrainte appliquée aux extrémités de l'échantillon due à l'apparition d'une bande de cisaillement et une dilatance pendant sa propagation. Il s'ensuit une cinématique de glissement de blocs rigides. Pour une contrainte de confinement σ_3 de 100 kPa, la contrainte principale σ_1 au pic est du même ordre de grandeur dans les deux cas (environ $6 \sigma_3$), mais la localisation de la déformation survient pour 4 % de raccourcissement dans le cas du sable pur et 11 % pour le mélange. Cette différence de comportement entre les deux matériaux peut s'expliquer par la différence de densité initiale des échantillons. En effet, les études précédentes ont révélé qu'une diminution de la densité du matériau se traduisait par une augmentation de la déformation axiale au pic (Hammad, 1991; Mokni, 1992). Il faut cependant noter que les conditions auxquelles sont soumis les échantillons lors des essais biaxiaux ne sont pas représentatives des conditions expérimentales rencontrées dans nos modèles où les contraintes ne dépassent pas le kPa. Toutefois, si l'on considère les résultats obtenus par Kuntz (1994), on constate que dans des conditions semblables aux modèles analogiques, l'évolution de la contrainte en fonction de la déformation est similaire aux essais de compression biaxiale¹ (figure 4.2c). Le dispositif expérimental utilisé par Kuntz (1994) est constitué par une boîte de 60 x 20 x 10

¹ En réalité, les conditions expérimentales ne sont pas tout à fait semblables aux essais effectués sur presse biaxiale. Bien que les parois latérales de l'enceinte soient lubrifiées par un antistatique pour réduire les frottements, seule une face de l'échantillon est libre.

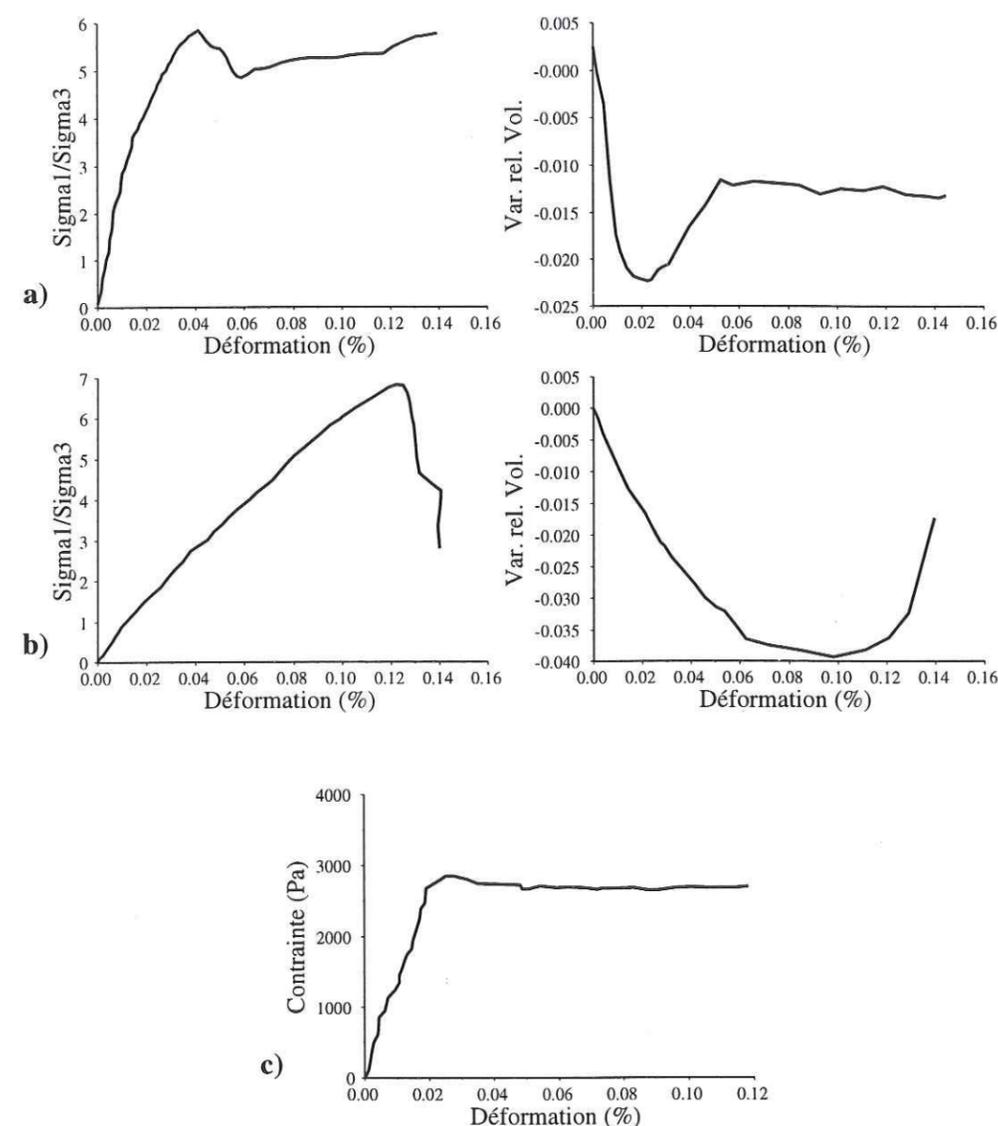


Figure 4.2. Evolution de la contrainte et variation relative de volume associées au chargement biaxial. a) sable de Fontainebleau, b) mélange sable éthyl-cellulose à volume égal. La pression de confinement est, dans les deux cas de 100 kPa. Le développement d'une bande de cisaillement s'accompagne d'une perte de cohésion locale, et se manifeste par une chute de contrainte. Après le développement complet de la bande de cisaillement, il s'instaure une cinématique de glissement de blocs rigides. Le palier correspond à un adoucissement du matériau. c) Courbe contrainte-déformation du sable de Fontainebleau obtenue pour des conditions expérimentales similaires à celles des expériences analogiques (d'après Kuntz, 1994).

cm de côté remplie de sable que l'on déforme par l'intermédiaire d'une paroi mobile. Un capteur de contrainte placé sur le piston permet d'étudier l'évolution de la contrainte horizontale parallèle à la direction de déplacement. Ce dispositif, développé spécifiquement pour l'étude de la déformation des assemblages granulaires sous faibles contraintes de confinement, peut dans son principe être représenté par la figure 4.6.

Reprenant le principe du dispositif expérimental développé par Krantz (1989, 1991), les enveloppes de rupture du sable et du mélange sable éthyl-cellulose ont été déterminées pour de très faibles contraintes normales, comparables à celles rencontrées dans les modèles analogiques. Le dispositif expérimental est basé sur le principe de la boîte de Casagrande. Il est constitué par deux cylindres, la partie supérieure étant suspendue au-dessus de la partie inférieure fixe (cf. figure 4.3bis). L'espace entre les deux compartiments est d'environ 0,1 mm et permet de réaliser des essais de cisaillement simple en imposant la surface de rupture. Il suffit pour cela de mesurer la contrainte τ nécessaire pour cisailier l'échantillon en fonction de la contrainte normale σ_n correspond au poids de la colonne de sable située au-dessus du plan de rupture. Les résultats précédents ont révélé que l'angle de friction interne dépendait du degré de compaction du matériau, et variait entre 25° (sable de Fontainebleau en vrac, densité de 1,4) et 40° (sable tamisé, densité de 1,7; Krantz, 1989, 1991). Les échantillons ont donc été tamisés pour une meilleure reproductibilité, la densité du sable pur et du mélange étant respectivement de 1,7 et 1,1 (1 cm de matériaux équivaut à une contrainte normale de 170 ou 110 Pa environ). Afin de minimiser les effets des élingues, des boîtes de différent diamètre ont été utilisées. La figure 4.3 synthétise les résultats obtenus pour des boîtes de 4, 6 et 14 cm de diamètre. Ce dispositif a permis de déterminer l'enveloppe de rupture des matériaux pour de très faibles valeurs de la contrainte normale, néanmoins, pour des hauteurs de sable inférieures à environ 2 cm les résultats ne sont plus reproductibles. Dans le cas du sable pur, les valeurs de la contrainte cisailante nécessaire à la réactivation du plan de rupture sont généralement inférieures d'une centaine de Pascal à la valeur de la contrainte déterminée pour son initiation. Pour le mélange, les résultats sont moins évidents. On observe une importante dispersion des résultats (figure 4.3b). L'angle de friction interne moyen du sable pur et du mélange est respectivement de 32° et 26° environ. L'angle de friction interne de ces matériaux est donc comparable à celui de la plupart des roches lithosphériques, i.e. environ 30° (Byerlee, 1978).

Il n'est par contre pas possible de déterminer la valeur de la cohésion des matériaux à partir de ces résultats. Nous savons seulement que la valeur de la cohésion dépend de la taille moyenne des grains (Mandl et al., 1977; Desrues, 1984; Mokni, 1992). Si l'on suppose que les critères précédents sont linéaires, on obtient des valeurs de la cohésion comprises entre 200 et 300 Pa en les prolongeant jusqu'à l'axe des ordonnées, pour le sable pur comme pour le mélange sable et éthyl-cellulose (voir également Krantz, 1989, 1991). Toutefois, toujours en supposant que les critères sont linéaires, la cohésion du sable pur déterminée à partir de la hauteur des talus que l'on peut créer avec du sable sec est négligeable. Par contre, dans le cas du mélange de sable et d'éthyl-cellulose, la cohésion du matériau peut ainsi être évaluée à une centaine de Pascal environ (on observe des "falaises" de 3-4 cm de haut). Deux solutions sont envisageables. Soit les enveloppes de Mohr sont linéaires et le dispositif expérimental surestime la valeur de la contrainte cisailante (peut être en raison de frottements entre les deux cylindres ou de la raideur des élingues), soit les critères de rupture s'incurvent vers l'origine.

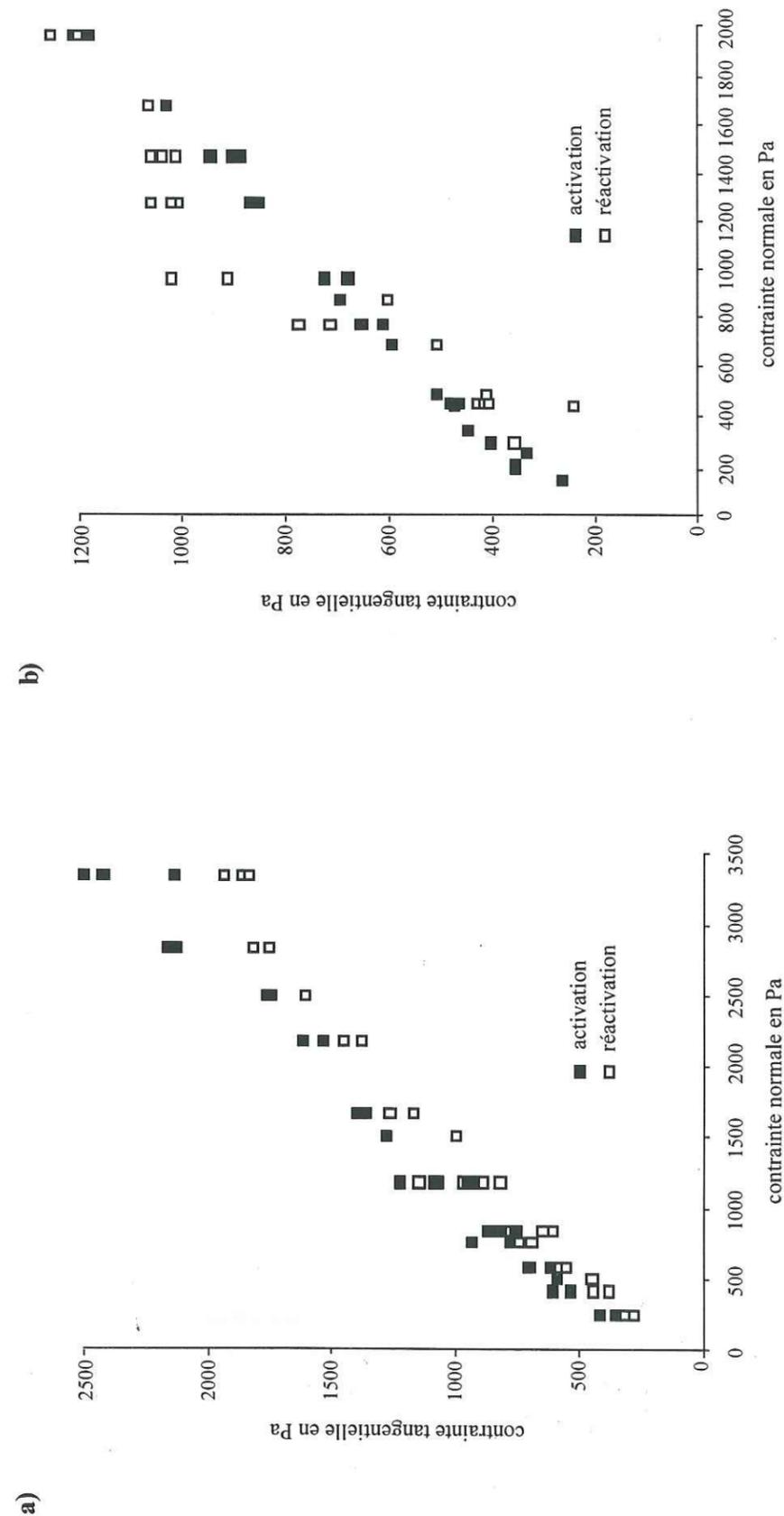


Figure 4.3. Détermination de l'angle de friction interne par des essais de cisaillement simple (dispositif expérimental de type "boîte de Casagrande", i.e. avec bande de cisaillement imposée, cf schéma du dispositif expérimental, figure 4.3bis). a) sable pur, b) mélange de sable et d'éthyl cellulose à proportion égale. La contrainte normale correspond au poids de la colonne de sable, la contrainte tangentielle à la force nécessaire pour cisailier l'échantillon. Les carrés noirs représentent la force nécessaire à l'initiation des bandes de cisaillement, les blancs à leur réactivation.

Si l'angle de friction interne variait avec la profondeur, on devrait observer des failles courbes dans nos modèles, leur pendage diminuant en surface, ce qui n'est pas le cas. Il est donc probable que l'expression des critères de rupture soit de la forme

$$\tau = \tan\phi \sigma_n + C_0 \quad (4.2)$$

avec $\phi \approx 32^\circ$ et $C_0 = 0$ Pa dans le cas du sable pur, $\phi \approx 26^\circ$ et $C_0 \approx 100$ Pa pour le mélange de sable et d'éthyl-cellulose.

Ces résultats peuvent être comparés à la relation de Byerlee (1978) déterminée pour les roches lithosphériques en l'absence de pression fluide.

$$\begin{aligned} \tau &= \tan 40^\circ \sigma_n && \text{si } \sigma_n < 200 \text{ MPa} \\ \tau &= \tan 30^\circ \sigma_n + 60 \text{ MPa} && \text{si } \sigma_n > 200 \text{ MPa} \end{aligned} \quad (4.3)$$

On constate que le sable ou le mélange sable éthyl-cellulose sont donc des analogues des roches acceptables, pour peu que les roches lithosphériques se déforment suivant la relation de Byerlee et que la pression fluide reste modérée. Néanmoins, il semble qu'au-delà de 10 km de profondeur la relation de Byerlee ne soit plus vérifiée, le comportement des roches devenant vraisemblablement plastique (Ord et Hobbs, 1989). Dans ces conditions, la contrainte nécessaire pour les déformer n'augmentant plus avec la profondeur, la relation de Byerlee surestimerait donc le critère de rupture (figure 2.2).

En ce qui concerne les propriétés élastiques des roches, on peut considérer que les matériaux granulaires sont également des analogues acceptables bien qu'ils n'aient pas de propriétés élastiques. En effet, tant que les déformations sont produites en contexte compressif, l'évolution de la contrainte lors du chargement est similaire à celle des roches, la rupture ne survenant qu'après une phase de compaction (non réversible) de l'échantillon (figure 4.2). L'ordre de grandeur du module d'Young des roches lithosphériques est de 10^{10} Pa, et en compression les contraintes nécessaires pour atteindre le critère de rupture sont de quelques centaines de MPa (Ord et Hobbs, 1989). Le domaine de déformation élastique n'excède donc pas 1 % dans la lithosphère, alors que les déformations du sable sont localisées pour 2,5 % de raccourcissement (figure 4.2c). Ceci est acceptable, si l'on considère le degré de précision recherché dans les modèles. Un autre inconvénient du sable est l'augmentation locale de volume due au réarrangement des grains qui accompagne la localisation de la déformation. En pratique ces variations de volume peuvent être négligées, les quantités de matériaux et le nombre de faille étant limités.

En conclusion, on peut retenir qu'étant donné le degré de précision recherché pour les modèles analogiques, les matériaux granulaires peuvent être considérés comme des analogues satisfaisants, les propriétés fragiles et élastiques de la lithosphère étant correctement simulées.

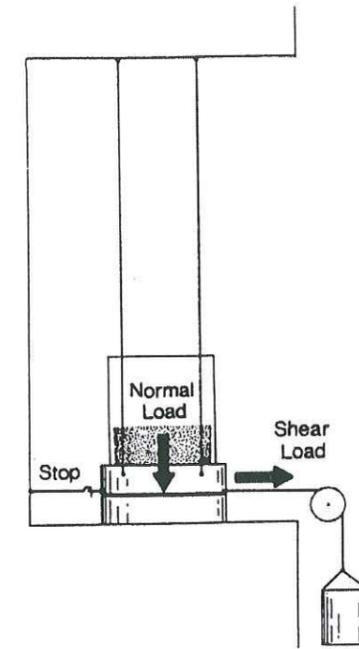


Figure 4.3bis. Schéma du dispositif expérimental utilisé pour les essais de cisaillement simple (d'après Krantz, 1991).

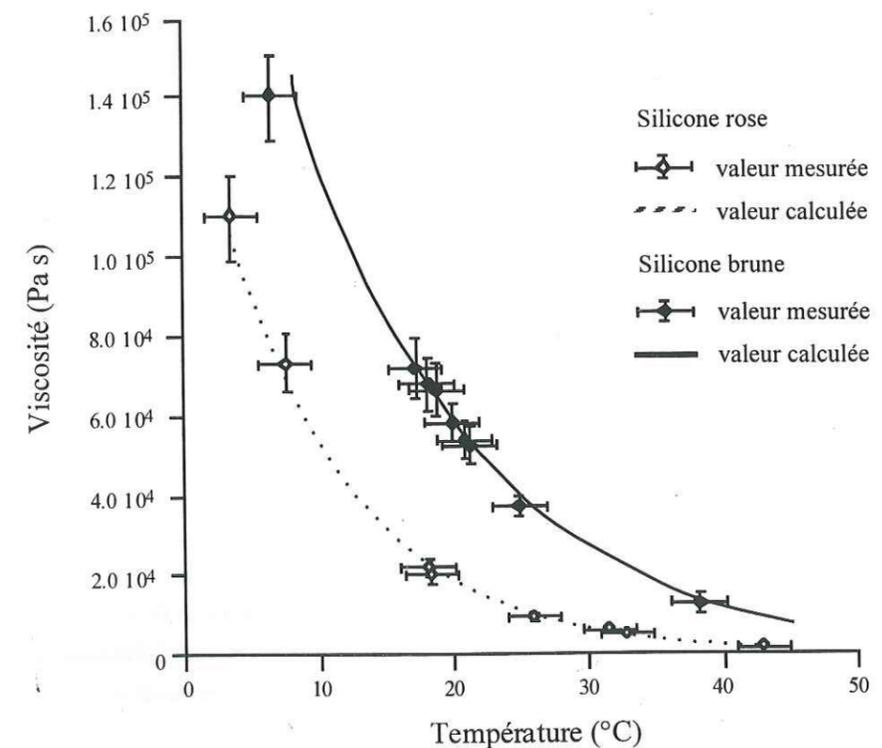


Figure 4.4. Variation de la viscosité des silicones rose (données T. Nalpas) et brune en fonction de la température.

2.2 Les silicones.

Les parties ductiles de la lithosphère sont modélisées par de la silicone (gomme GS1R de Rhône-Poulenc¹). Pour respecter les contrastes de densité naturels, la silicone est utilisée soit pure (silicone dite rose de densité 1,18), soit additionnée de poudre de galène (silicone brune de densité comprise entre 1,35 et 1,37). La silicone rose est utilisée pour simuler la croûte continentale inférieure, la silicone brune étant plus adaptée pour modéliser la partie ductile du manteau.

Le comportement mécanique des silicones utilisées dépend de la température (figure 4.4), mais également de la fréquence des stimulations externes et de leur durée. A basse fréquence et pour des temps longs, le matériau coule avec une certaine viscosité. Ce comportement correspond à des mouvements translationnels des molécules. Pour les hautes fréquences et des temps courts, le comportement est vitreux, en raison de mouvements vibrationnels des molécules. Dans une gamme de fréquence et de temps intermédiaire, le matériau est caoutchoutique. Dans ce cas, la déformation est associée à des mouvements rotationnels des molécules (Perez, 1992). Le comportement des silicones peut donc être successivement celui d'un matériau vitreux, d'un élastomère, puis d'un fluide.

A température ambiante (20°) et dans la gamme de vitesses de déformation utilisée pour les expériences analogiques (≈ 1 cm/h), le comportement des silicones est liquide. Les viscosités des silicones rose et brune, mesurées au viscosimètre rotatif (constitué de deux cylindres coaxiaux), sont respectivement de $2 \cdot 10^4$ et $7 \cdot 10^4$ Pa s. Les parties ductiles de la lithosphère sont donc modélisées par des niveaux ductiles de viscosité constante, et les profils rhéologiques des modèles réduits ne reproduisent pas les variations de viscosité avec la profondeur des profils lithosphériques (figure 4.5). Notons tout de même que les variations de viscosité avec la profondeur dans la lithosphère sont souvent très mal connues, puisqu'elles dépendent de la température, mais aussi de la minéralogie des roches, ou encore de la présence de fluides. D'autre part, contrairement aux roches le comportement de la silicone est celui d'un fluide newtonien (cf. fig. 2, Treagus et Sokoutis, 1992). En pratique, on suppose que ces matériaux constituent de bons analogues. En effet, la résistance des niveaux ductiles est négligeable par rapport à celle des niveaux fragiles à épaisseur équivalente, or seules la résistance des niveaux ductiles dépend du taux de déformation. Il en est de même dans la nature, la résistance de la lithosphère dépendant peu du taux de déformation (Kusnir et Park, 1984a, 1984b; Sonder et England, 1986). Si la résistance moyenne du niveau de silicone est équivalente à celle du niveau réel, aux facteurs d'échelle près, on peut donc considérer que les modèles sont correctement dimensionnés (Davy et Cobbold, 1991). Pour ce faire, étant donné que dans les conditions expérimentales la viscosité de la silicone varie dans une gamme de valeur très limitée, il suffit d'imposer la vitesse de déformation de la couche de silicone. Il est cependant nécessaire que leur durée n'excède pas 1 ou 2 heures afin de s'assurer que la résistance des niveaux de silicone soit constante durant la compression. En effet, les spots halogènes utilisés pour l'éclairage des modèles peuvent produire des différences de température

¹ La gomme GS1R fait partie des polymères thermoplastiques, les molécules sont libres de diffuser entre elles contrairement aux polymères thermodurcissables, auxquels on a ajouté des éléments réticulants. Une fois ces éléments activés (élévation de température, rayons, etc...), les molécules ne peuvent plus diffuser les unes par rapport aux autres et l'état liquide n'est plus possible.

atteignant parfois plusieurs degrés entre les deux extrémités du modèle (jusqu'à 10°C en une demi-journée). La résistance de la silicone varie dans ces conditions d'un ordre de grandeur (cf. figure 4.4).

2.3 Le miel.

Les déformations affectant la lithosphère étant le plus souvent compensées isostatiquement dans le manteau, il est nécessaire de modéliser l'asthénosphère dans les modèles analogiques. Par rapport à la lithosphère, l'asthénosphère se caractérise par une faible résistance mécanique, et son comportement mécanique s'apparente à celui d'un fluide peu visqueux. Les contraintes déviatoriques au sein de l'asthénosphère sont négligeables par rapport aux contraintes dans la lithosphère, et il suffit de modéliser l'asthénosphère par un fluide faiblement visqueux par rapport à la silicone. Nous utilisons pour cela une solution dense, en l'occurrence du miel, dont la viscosité est d'environ 20 Pa s. Pour des raisons pratiques, le contraste de densité négatif entre lithosphère mantellique et asthénosphère ne peut pas être reproduit dans nos modèles réduits, ceux-ci devant flotter à la surface de la solution. Le contraste de densité entre la silicone brune et le miel est de 50 kg m^{-3} ou moins ($1350\text{-}1370 \text{ kg m}^{-3}$ pour la silicone brune et 1400 kg m^{-3} pour le miel), alors que dans la nature, la densité de l'asthénosphère est inférieure à celle de la lithosphère mantellique (3200 kg m^{-3} contre 3300 kg m^{-3}). Toutefois, des calculs analytiques (cf. chapitre 3) ont montré que ce contraste de densité positif influençait peu l'initiation et le développement des instabilités susceptibles de se développer lors du raccourcissement du modèle, bien qu'il s'oppose aux mouvements descendants de la lithosphère.

La superposition de ces différents matériaux permet donc de réaliser des modèles réduits simulant les principaux niveaux rhéologiques de la lithosphère. Les principales caractéristiques des matériaux analogiques utilisés pour la réalisation des modèles réduits sont résumées ci-dessous.

	$\rho, \text{ kg m}^{-3}$	$\phi, ^\circ$	$C_0, \text{ Pa}$	$\eta, \text{ Pa s}$
Sable de Fontainebleau	1600	32	0	-
Sable et éthyl-cellulose	1200	26	100	-
Silicone rose	1180	-	-	$2 \cdot 10^4$
Silicone brune	1350-1370	-	-	$7 \cdot 10^4$
Miel	1400	-	-	20

Table 4.2. Caractéristiques des matériaux analogues utilisés lors des expériences analogiques. La densité du mélange sable éthyl-cellulose correspond à un mélange à volume égal.

Bien que ces modèles ne permettent qu'une approche très simplifiée des mécanismes de déformations intraplaques, il est ainsi possible de visualiser les structures formées en contexte compressif jusqu'à des quantités de déformation importantes, et en particulier la formation de chevauchements. Il ne reste donc plus qu'à définir les conditions aux limites à appliquer à ces modèles.

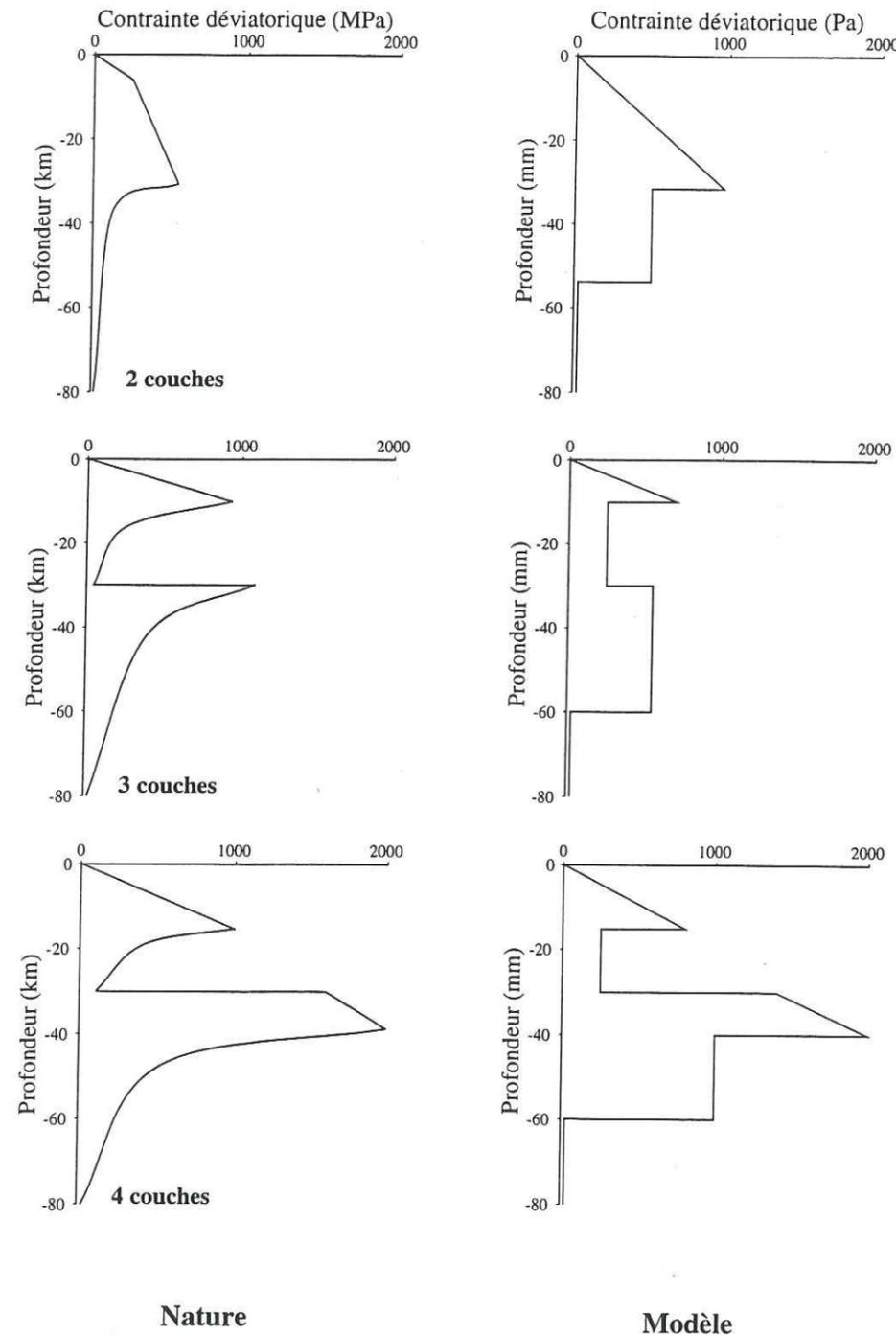


Figure 4.5. Exemples de profils rhéologiques simplifiés de la lithosphère et des modèles analogiques en contexte compressif. Le nombre de couches dépend du flux de chaleur. Les modèles 2 couches correspondent à la lithosphère océanique ou continentale pour un flux de chaleur important. Les modèles 3 et 4 couches correspondent à la lithosphère continentale pour des flux de chaleur intermédiaires ou faibles.

3. Les modèles analogiques.

Les modèles analogiques sont donc constitués par une alternance de couches fragiles (sable et/ou mélange de sable et d'éthyl-cellulose) et ductiles (silicones) modélisant la lithosphère, l'ensemble reposant sur un liquide très faiblement visqueux (miel) assimilé à l'asthénosphère. Les modèles peuvent être regroupés en fonction du nombre de couches modélisant la lithosphère. Les plus simples, les modèles "2 couches" sont constitués d'une couche fragile reposant sur un niveau ductile et sont dimensionnés pour simuler la lithosphère océanique. Les modèles "4 couches", constitués d'une alternance de niveaux fragiles et ductiles, sont mieux adaptés à l'étude de la lithosphère continentale pour un flux de chaleur modéré (figure 4.5). Les modèles 2 couches peuvent également simuler une lithosphère continentale pour un flux de chaleur important, seuls les contrastes de densité entre la croûte continentale et le manteau n'étant pas respectés. Les caractéristiques des différents modèles réalisés lors de cette étude sont rappelées table 4.3 et 4.4. Les plaques de silicone sont déposées directement dans l'enceinte expérimentale, la couche inférieure flottant à la surface du miel. Lors de la mise en place des niveaux fragiles, nous avons utilisé un versoir monté sur rails afin d'obtenir un débit constant et de s'assurer ainsi d'une densité uniforme au sein de la couche de sable (cf. figure 4.7b).

3.1 Le dispositif expérimental.

Le dispositif expérimental utilisé pour la réalisation des expériences analogiques est schématisé figure 4.6. Il est constitué par une enceinte en Plexiglas remplie de miel, sur lequel flotte le modèle analogique. Une paroi mobile (le piston) reliée à un vérin actionné par un moteur pas à pas permet de déformer le modèle à vitesse constante (figure 4.7a). Lors de l'expérience, la circulation du miel de part et d'autre du piston est libre. L'enceinte expérimentale mesure 50 cm de large pour 80 cm de long, et les dimensions des modèles sont de 46 cm de large pour environ 70 cm de long. Plusieurs techniques sont employées pour analyser et quantifier les déformations. Un appareil photographique placé au-dessus du modèle permet de réaliser des clichés de la surface du modèle pendant l'expérience. Un dispositif de télémétrie laser permet également d'enregistrer les variations topographiques le long d'un profil longitudinal (cf. figure 4.7b). La fréquence d'acquisition des clichés et des profils topographiques dépend de la vitesse du piston (le plus souvent elle est de quelques minutes) et correspond à environ 0,1 % de déformation. Ces techniques permettent de visualiser les structures qui se développent en surface (mouvements flexuraux, émergence des failles) ainsi que leur évolution temporelle, i.e. de déterminer quel mode de déformation ou quelle structure en particulier accommode le raccourcissement à un instant donné de l'expérience. Par contre, elles ne donnent pas d'informations sur la façon dont les déformations sont accommodées en profondeur, notamment la géométrie des chevauchements ainsi que les rejets qui leur sont associés. Afin de répondre à ces questions, les modèles quatre couches ont été congelés en fin d'expérience. Les modèles, préalablement recouverts d'une couche de sable pour préserver les structures, étaient mouillés puis congelés. Des coupes verticales sont finalement réalisées parallèlement à la direction d'avancée du piston. Bien qu'il existe vraisemblablement des réajustements isostatiques au sein des modèles lors de la congélation, les coupes montrent que les principales structures sont préservées. On peut donc considérer que ces structures sont représentatives de l'état final des modèles (cf. figure 4.14c, 4.17b).

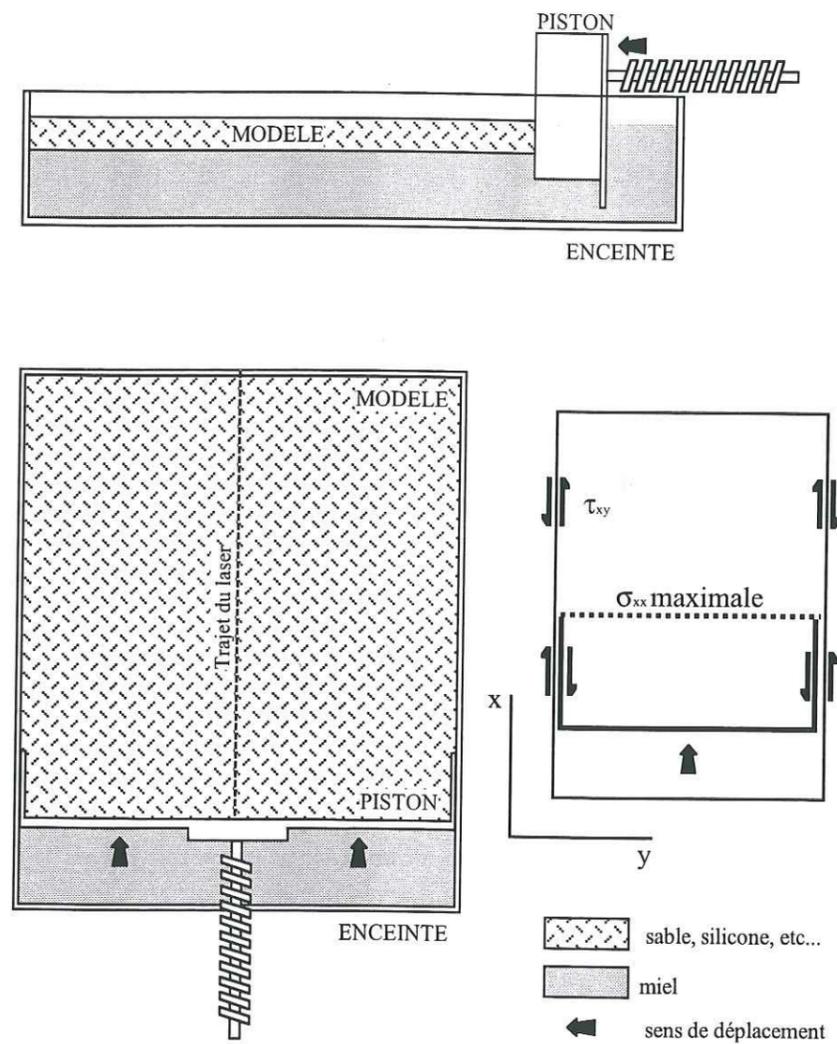
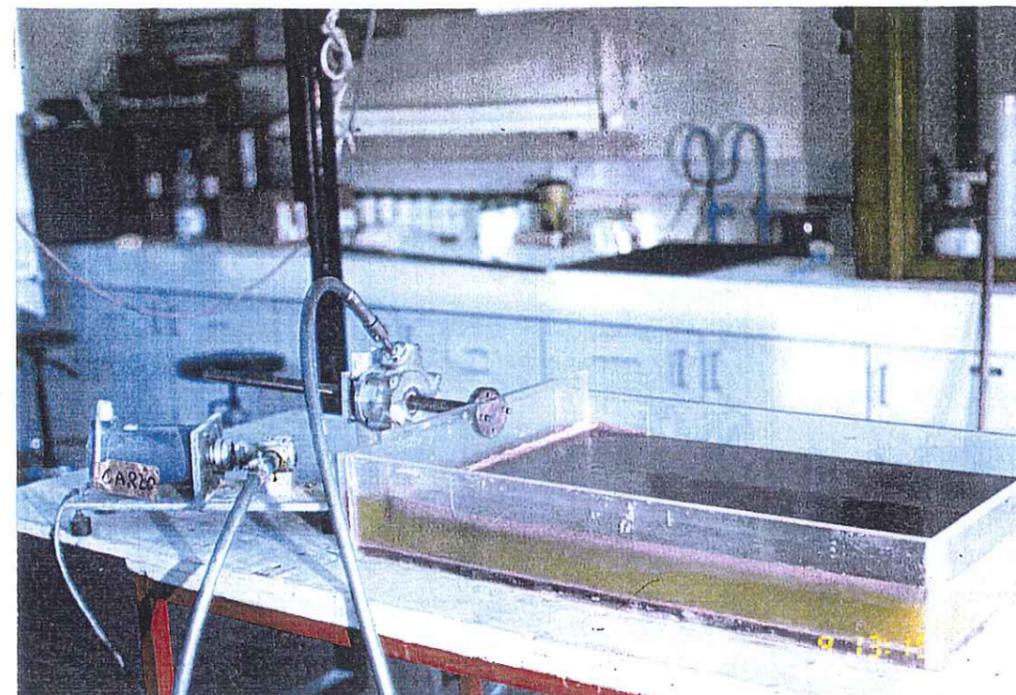
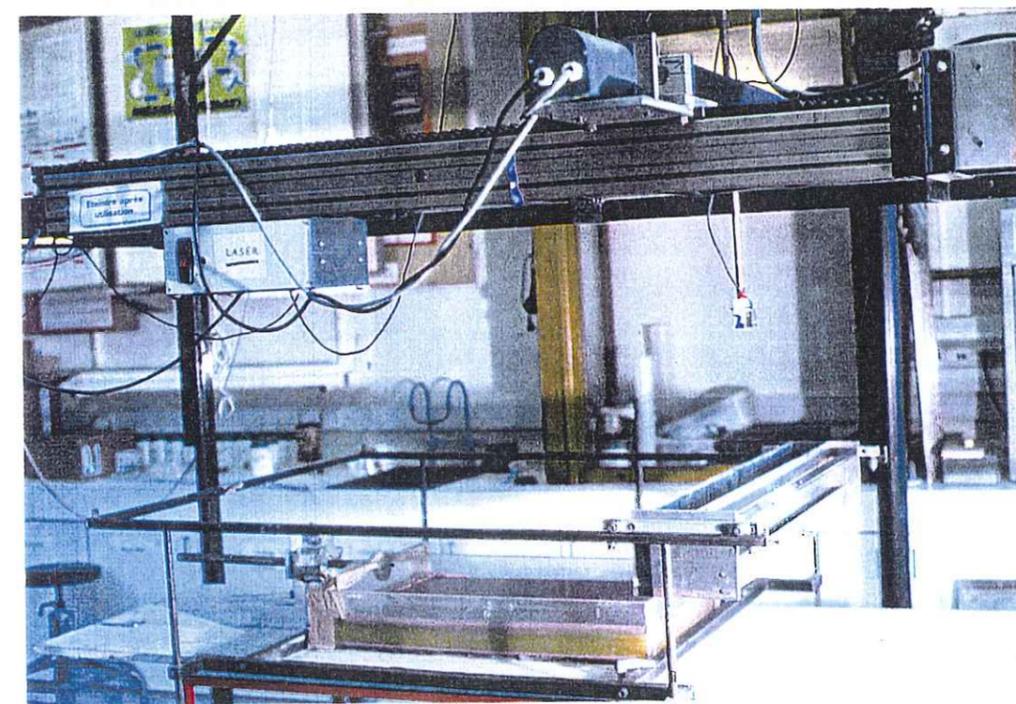


Figure 4.6. Vues en coupe longitudinale et de dessus du dispositif expérimental utilisé pour la réalisation de modèles analogiques. Les contraintes cisillantes τ_{xy} sont maximales le long des parois latérales, et la contrainte principale horizontale σ_{xx} entre les extrémités du piston.



a)



b)

Figure 4.7. a, vue de l'enceinte expérimentale et du vérin actionnant la paroi mobile. Les mouvements du piston sont contrôlés par ordinateur. b, vue d'ensemble du dispositif expérimental. Sous le laser, se trouve le chariot distributeur utilisé pour la mise en place des niveaux fragiles.

Ces différentes techniques d'analyse permettent donc de décrire et de quantifier la déformation en trois dimensions des modèles analogiques. L'ensemble du dispositif expérimental est présenté figure 4.7b, hormis le micro ordinateur contrôlant les déplacements du piston, du laser, et le stockage des données topographiques.

3.2 Conditions aux limites de l'enceinte expérimentale.

Les modèles sont déformés par l'intermédiaire d'un piston entraînant le modèle à l'une de ses extrémités à vitesse constante. Le mécanisme d'entraînement permet de créer un champ de contrainte uniforme, si l'on exclut toutefois l'influence des parois latérales. En effet, les bordures introduisent une discontinuité de vitesse le long des parois à l'origine de contraintes cisailantes τ_{xy} . En raison de la symétrie du dispositif expérimental, τ_{xy} est nulle dans la partie médiane du modèle et présente un maximum au niveau des parois latérales. Par conséquent, suivant la relation $\partial\sigma_{xx} / \partial x = -\partial\tau_{xy} / \partial y$, la contrainte principale σ_{xx} présente un maximum au bord du piston (cf. schéma figure 4.6) et s'atténue en s'éloignant du piston suivant l'axe des x (les frottements à la base du modèle sont supposés négligeables).

Dans la pratique, il existe plusieurs solutions pour limiter les effets des parois latérales et produire les structures les plus cylindriques possibles. La première consiste à utiliser une enceinte expérimentale la plus large possible (le cas idéal serait évidemment une enceinte infiniment large) afin de limiter l'influence des parois dans la partie centrale du modèle. Une autre possibilité consiste à réduire les frottements le long des parois latérales de l'enceinte. Toutefois, cette solution est contraignante, et si l'on observe que les déformations sont mieux réparties au sein du modèle, les structures observées ne diffèrent pas de manière significative des résultats obtenus sans lubrification des parois. Enfin, l'utilisation d'un piston en forme de "U" permet d'initier les déformations en avant du piston (cf. figure 4.6). En effet, les parois latérales du piston, constituées d'une plaque de Plexiglas d'une dizaine de centimètre de long et de 2 mm d'épaisseur, produisent des discontinuités de vitesse aux extrémités du U du piston modifiant le champ de contrainte. Dans ces conditions, σ_{xx} n'est ainsi plus maximale devant la paroi mobile mais entre les extrémités du U, où les premières structures s'initient préférentiellement. La géométrie des structures est ainsi moins perturbée par la présence du piston.

Les expériences présentées dans la suite de ce chapitre sont réalisées dans une enceinte expérimentale de 50 cm de large. On constate que les déformations se répartissent uniformément au sein des modèles, excepté à proximité des parois latérales, et que la déformation est homogène jusqu'à l'apparition des premiers chevauchements. La géométrie des structures est le plus souvent symétrique (effet des parois latérales), ces dernières étant approximativement perpendiculaires à la direction d'avancée du piston. Il est donc possible de considérer que le champ de contrainte compressive est uniforme à l'intérieur du modèle, la contrainte horizontale majeure étant parallèle à la direction d'avancée du piston.

4. Les résultats.

Deux séries d'expérience ont été réalisées au Laboratoire de Modélisation de Géosciences Rennes en 1994 et 1996, douze expériences "2 couches" (océan) et onze "quatre couches" (continent). Outre leur intérêt didactique, les premiers modèles 2 couches ont permis de mettre en évidence le contrôle exercé par les forces gravitaires sur le mode de déformation, de mieux cerner les caractéristiques mécaniques des matériaux analogiques et l'importance d'éventuelles hétérogénéités initiales lors du raccourcissement. Les modèles 4 couches constituent une tentative d'extension des résultats obtenus précédemment au domaine continental. Les tables 4.3 et 4.4 résument les caractéristiques et les conditions initiales des différents modèles¹. Les résultats de ces expériences ont également été comparés aux expériences de raccourcissement lithosphérique réalisées précédemment par Suzanne (1988), Martinod (1991), et Tondji-Biyo (1995). Ces expériences sont identiques dans leur principe aux expériences réalisées pour cette étude, seuls les épaisseurs et les contrastes de densité étant différents (cf. table 4.5 et 4.6).

4.1 Les instabilités observées lors des expériences.

Les structures produites lors du raccourcissement des modèles diffèrent selon le nombre de couches, néanmoins, il est possible d'observer des similitudes dans l'évolution des modèles et en particulier en début de compression. En général, on observe en début d'expérience une première phase de déformation liée aux instabilités initiales présentes près du piston. En effet, l'épaisseur des couches fragiles est plus importante à la périphérie du modèle car une partie du sable déposé par le chariot verseur rebondit sur les rebords de l'enceinte expérimentale et retombe à l'intérieur, près des parois. Les couches fragiles ne sont donc pas rigoureusement planes, mais présentent un léger épaissement (essentiellement près du piston et au fond de la boîte) d'un ou deux millimètres sur quelques centimètres de largeur (< 3 cm). Cet épaissement est toutefois suffisant pour que les déformations apparaissent de manière privilégiée à proximité des parois. Le raccourcissement augmentant, il apparaît dans la plupart des modèles des ondulations périodiques, parfois de très faible amplitude, de longueur d'onde égale à environ 3 ou 4 fois l'épaisseur totale du modèle. Lorsque la déformation atteint environ 4-5 %, les premiers chevauchements apparaissent. Ces chevauchements sont le plus souvent situés approximativement dans les synclinaux des plis. La première faille se forme généralement entre les extrémités des parois latérales du piston, puis la déformation se propage à l'intérieur du modèle. La fin de l'expérience est généralement caractérisée par une compétition entre plissement et localisation de la déformation, les différents modes de déformation étant le plus souvent simultanés. Les données laser ont également permis de mettre en évidence une déformation homogène, liée à l'épaissement des niveaux de silicone.

¹ Lorsque la confusion ne sera pas possible, et pour faciliter la lecture, les différents niveaux des modèles analogiques seront désignés par abus de langage par leur analogue lithosphérique. Ainsi, "la couche de sable inférieure représentant le manteau fragile" sera simplement désignée par "la manteau fragile".

Modèles		Raccourcissement		Dimensions initiales Long. (cm) x larg. (cm)	Niveau fragile		Niveau ductile		
		vitesse piston	racc. total		épaisseur initiale (cm)	densité	épaisseur initiale (cm)	densité	viscosité (Pa s)
		(cm / h)	(cm)						
23/11/94	2C1	20	20	64 x 46	1	1,6	1,5	1,37	7 10 ⁴
28/11/94	2C2	4	20	67 x 46	1	1,6	1,5	1,37	7 10 ⁴
01/12/94	2C3	0,5	20	67 x 46	1	1,6	1,5	1,37	7 10 ⁴
06/12/94	2C4	20	20	67 x 46	1	1	1,5	1,37	7 10 ⁴
08/12/94	2C5	4	20	67 x 46	1	1	1,5	1,37	7 10 ⁴
10/12/94	2C6	4	20	67 x 46	1	1	1,5	1,37	7 10 ⁴
14/12/94	2C7	0,5	20	67 x 46	1	1	1,5	1,37	7 10 ⁴
17/12/94	2C8	0,5	20	67 x 46	1	1,6	1,5	1,37	7 10 ⁴
20/12/94	2C9	4	20	67 x 46	1 et 1 hétérogénéité	1	1,5	1,37	7 10 ⁴
21/12/94	2C10	4	20	67 x 46	aléatoire ≈ 0,5-1 cm	1	1,5	1,37	7 10 ⁴
30/05/96	2C11	4	15	74 x 46	1	1,6	1,5	1,37	7 10 ⁴
04/07/96	2C12	5	15	74 x 46	1	1	1,5	1,37	7 10 ⁴

Table 4.3. Dimensions initiales et rhéologie des modèles deux couches. L'hétérogénéité est une bande d'environ 3 cm de large, le long de laquelle l'épaisseur de la couche de sable est diminuée de moitié. Les expériences du 28/11/94, 01 et 08/12/94 sont réalisées avec des bords libres (largeur de la couche fragile inférieure à celle de la boîte). Analyse de la déformation par photographies et profils topographiques pour chaque modèle.

Modèles		Raccourcissement		Niveau fragile supérieur		Niveau ductile supérieur			Niveau fragile inférieur		Niveau ductile inférieur		
		vitesse piston	racc. total	épaisseur initiale h _{CF} (cm)	densité	épaisseur initiale h _{CD} (cm)	densité	viscosité (Pa s)	épaisseur initiale h _{MF} (cm)	densité	épaisseur initiale h _{MD} (cm)	densité	viscosité (Pa s)
		(cm / h)	(cm)										
04/06/96	4C1	4	16	0,5	1,2	0,5	1,2	2 10 ⁴	0,5	1,2	1,5	1,37	7 10 ⁴
08/06/96	4C2	20	20	0,5	1,2	0,7	1,2	2 10 ⁴	0,5	1,2	1,5	1,37	7 10 ⁴
12/06/96	4C3	10	30	0,5	1,2	0,5	1,2	2 10 ⁴	0,5 et 1 hétérogénéité	1,2	1,5	1,37	7 10 ⁴
17/06/96	4C4	20	20	0,5	1,2	0,5	1,2	2 10 ⁴	1	1,2	1,5	1,37	7 10 ⁴
20/06/96	4C5	20	16	0,5	1,2	0,5	1,2	2 10 ⁴	2	1,2	1,5	1,37	7 10 ⁴
24/06/96	4C6	20	18	0,5	1,2	0,5	1,2	2 10 ⁴	1	1	1,5	1,37	7 10 ⁴
26/06/96	4C7	20	15	0,5	1,2	0,5	1,2	2 10 ⁴	1 et 7 hétérogénéités	1,2	1,5	1,37	7 10 ⁴
01/07/96	4C8	20	11	0,5	1,2	0,5	1,2	2 10 ⁴	2	1,6	1,5	1,37	7 10 ⁴
06/07/96	4C9	20	11	0,5	1,2	0,5	1,2	2 10 ⁴	1 et 4 hétérogénéités	1,2	1,5	1,37	7 10 ⁴
09/07/96	4C10	20	12	1	1,2	0,5	1,2	2 10 ⁴	1	1,2	1,5	1,37	7 10 ⁴
11/07/96	4C11	20	10	0,5	1,2	0,5	1,2	2 10 ⁴	1	1,2	1,5	1,37	7 10 ⁴

Table 4.4. Dimensions initiales et rhéologie des modèles quatre couches. Les couches supérieures modélisent la croûte continentale, les niveaux inférieures la partie mantéllique de la lithosphère continentale. Les modèles mesurent initialement 74 cm de long et 46 cm de large. Les parois de l'enceinte sont lubrifiées (vaseline) lors de l'expérience du 11/07/96. Les hétérogénéités sont des bandes d'environ 3 cm de large, le long desquelles l'épaisseur de la couche de sable est diminuée de moitié. L'espacement initial entre les hétérogénéités est respectivement de 5 et 12 cm dans les modèles du 26/06/96 et 06/07/96. Analyse de la déformation par photographies, profils topographiques, et coupes pour chaque modèle.

Il est cependant difficile de quantifier la déformation au cours de l'expérience. Le déplacement du piston permet de déterminer le raccourcissement total, mais dès l'apparition des premiers chevauchements la déformation n'est plus homogène. Le taux de déformation au sein des modèles n'est alors plus uniforme, mais dépend du mécanisme accommodant la déformation. Or ceux-ci sont multiples, déformation fragile, plissement ou épaissement homogène étant le plus souvent simultanés.

4.2 Les modèles deux couches.

Afin d'étudier l'influence des forces gravitaires lors du raccourcissement de la lithosphère en fonction de sa résistance moyenne, deux séries d'expériences ont été réalisées dans les mêmes conditions (initiales et aux limites). Les modèles diffèrent seulement par la densité du niveau fragile supérieur, celle-ci étant modifiée par addition d'éthyl-cellulose au sable. Ces modèles sont constitués d'une couche fragile d'un centimètre d'épaisseur reposant sur une couche de 1,5 cm de silicone brune (table 4.3 ou 4.5). Pour augmenter la résistance des modèles nous avons fait varier la vitesse du piston. Le comportement de la couche fragile étant de type Mohr-Coulomb (indépendant de la vitesse), seule la résistance du niveau ductile est ainsi modifiée. En effet, le comportement de la silicone étant newtonien, la résistance de la couche de silicone est proportionnelle au taux de déformation (équa. 2.3), i.e. à la vitesse d'avancée du piston puisque la longueur initiale des modèles ne varie pas. Les vitesses de raccourcissement sont pour chaque série de 0,5, 4, et 20 cm/h. La résistance du niveau ductile est ainsi multipliée par 8 ou 40.

Nous verrons dans un premier temps comment le dispositif expérimental et la rhéologie des modèles influencent la nature et l'évolution des instabilités qui se développent lors des différentes expériences. En effet, on observe le développement de plis de grande longueur d'onde lors des expériences réalisées avec du sable pur et seulement de la fracturation avec dans les expériences réalisées avec du sable allégé. Pourquoi certaines expériences ne montrent pas d'instabilités périodiques mais semblent accommoder le raccourcissement seulement par de la fracturation? Quel est le paramètre contrôlant l'apparition des plis? A priori, il est possible d'envisager plusieurs solutions. On peut imaginer par exemple que ces différents comportements soient reliés aux propriétés mécaniques des matériaux granulaires (rhéologie, densité) ou aux conditions initiales (perturbations initiales de différentes longueurs d'onde). D'autre part, la longueur d'onde des plis est en moyenne de $7 h_f$ alors que la théorie prévoit des longueurs d'onde de 3 à $4 h_f$ seulement. D'où provient cette différence? Enfin, nous essayerons de déterminer le rôle des instabilités périodiques sur la périodicité des failles inverses.

Description des différentes instabilités observées à la surface des modèles.

La table 4.5 présente la longueur d'onde des instabilités qui se développent en début d'expérience. Outre les modèles réalisés pour cette étude, les résultats précédemment obtenus par Suzanne (1988) et Martinod (1991) sont également rappelés (modèles A à K). La longueur d'onde λ des ondulations est mesurée, soit directement à partir des vues de la surface des modèles ou des profils topographiques obtenus avec le laser, soit à partir de l'analyse par transformée de Fourier des profils topographiques.

Modèle	Niveau fragile		Niveau ductile		Vitesse piston (cm/h)	λ (cm)	λ/h_f	$\lambda/(h_f + h_d)$
	épaisseur h_f (cm)	densité	épaisseur h_d (cm)	densité				
2C1	1	1,6	1,5	1,37	20	9	9	3,6
2C2	1	1,6	1,5	1,37	4	8,5	8,5	3,4
2C3	1	1,6	1,5	1,37	0,5	8	8	3,2
2C4	1	1	1,5	1,37	20	-	-	-
2C5	1	1	1,5	1,37	4	-	-	-
2C6	1	1	1,5	1,37	4	-	-	-
2C7	1	1	1,5	1,37	0,5	-	-	-
2C8	1	1,6	1,5	1,37	0,5	10	10	4
2C11	1	1,6	1,5	1,37	4	10	10	4
2C12	1	1	1,5	1,37	5	-	-	-
A	2	1,6	1,2	1,37	1	12	6	3,75
B	2	1,6	1,2	1,37	11	8,5	4,2	2,7
C	2	1,6	1,2	1,37	23	12,5	6,2	3,9
D	2	1,6	1,2	1,37	1	13,5	6,7	4,2
E	2	1,6	1,2	1,37	23	16	8	5
F	1,3	1,6	0,8	1,37	7	9	6,7	4,3
G	1	1,6	0,6	1,37	9	8	8	5
H	1	1,6	1,2	1,37	5	5,5	5,5	2,5
I	1	1,6	1,2	1,37	1,6	8	8	3,6
J	3	1,6	0,7	1,37	2,8	14	4,7	3,8
K	2,5	1,6	12,5	1,37	3	11	4,4	0,7

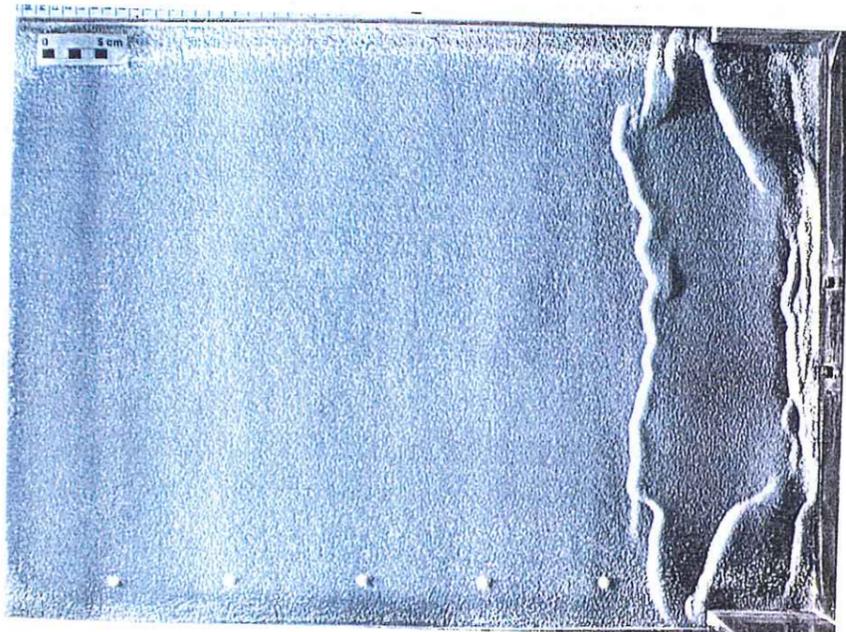
Table 4.5. Longueur d'onde des plis observés dans les modèles deux couches (les lettres majuscules se réfèrent aux modèles réalisés par Suzanne, 1988, et Martinod, 1991). Les plis ne sont observés que lorsqu'il existe un fort contraste de densité entre le niveau fragile et la couche de silicone. La longueur d'onde λ ne dépend alors que de l'épaisseur du niveau fragile h_f , λ étant d'environ $7h_f$.

Il apparaît aux vues des résultats que la longueur d'onde des instabilités initiales est plus influencée par la densité du niveau fragile que par la vitesse de déformation. En effet, une augmentation de 40 fois la vitesse du piston ne modifie pas la longueur d'onde des plis (cf. modèles 2C1 à 2C12). On vérifie également que la longueur d'onde des instabilités est indépendante de l'épaisseur de la couche de silicone. La longueur d'onde des ondulations observées dans les expériences J et K, par exemple, sont du même ordre de grandeur, 4,7 et $4,4h_f$, alors que l'épaisseur de la couche de silicone est respectivement de 7 et 125 mm. Néanmoins, la déformation n'est sans doute pas accommodée de la même manière dans les deux cas. En effet, la base de la couche de silicone de l'expérience K reste plane, alors que l'on observe distinctement à travers les parois de l'enceinte expérimentale le plissement de l'ensemble des modèles lors du développement des plis. En d'autres termes, lorsque l'épaisseur de la couche de silicone reste modérée, sa résistance est suffisamment faible par rapport à celle du niveau fragile pour ne pas influencer la longueur d'onde des instabilités qui se développent lors du raccourcissement.

Dans les modèles réalisés avec du sable pur (couche supérieure dense, $d=1,6$), des plis apparaissent en début de compression, leur longueur d'onde ($\lambda = 10,8 \pm 3,5$ cm) étant proportionnelle à l'épaisseur de la couche de sable h_f ($\lambda/h_f = 7,1 \pm 2$ cm). Aucun pli n'apparaît dans les modèles réalisés avec le mélange de sable et éthyl-cellulose, des chevauchements se formant alors régulièrement tout les 3 ou 4 cm environ. Il semble que les phénomènes flexuraux contrôlent la position relative des différents chevauchements les uns par rapport aux autres. L'épaisseur et la densité de la couche de sable semblent donc contrôler le développement des instabilités en début d'expérience. Qu'en est-il pour des taux de déformation plus importants?

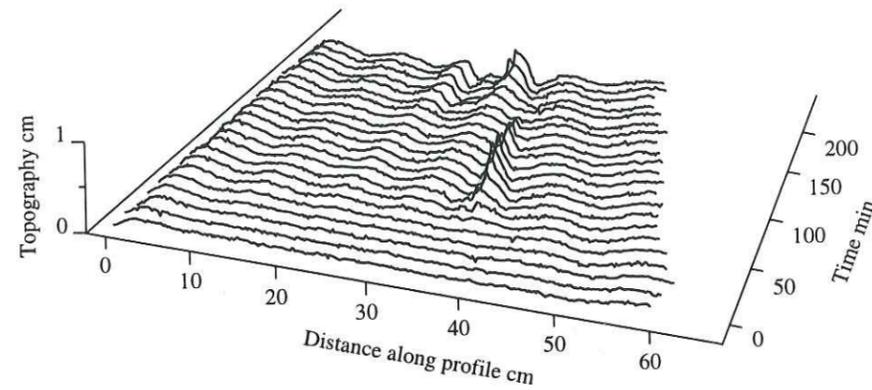


a)



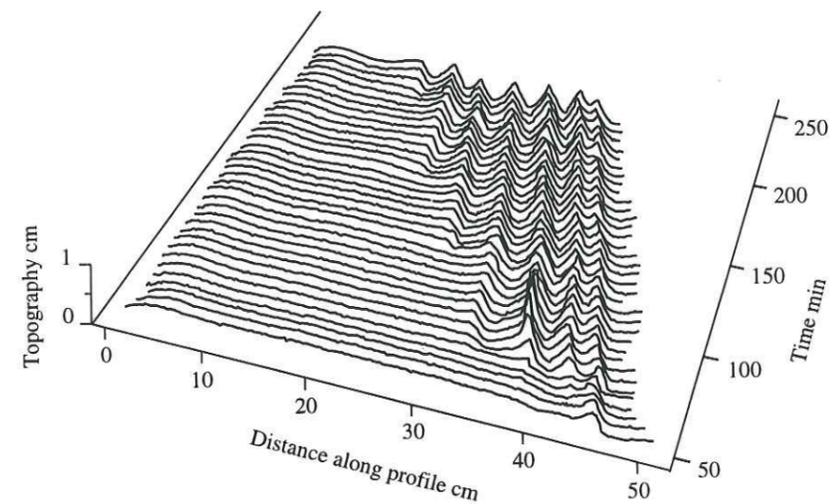
b)

Figure 4.8. Vues de la surface des expériences 2C2 (a) et 2C6 (b) après 5 % de raccourcissement environ. Le piston se situe à droite des modèles. Lors de la première expérience, le raccourcissement est accommodé par la formation de plis, alors que dans la seconde, réalisée dans les mêmes conditions mais avec du sable allégé ($d=1,0$ environ au lieu de 1,6), le raccourcissement est accommodé par un chevauchement situé entre les extrémités du piston. Les instabilités initiales présentes en début d'expérience sont similaires dans les deux expériences.



Vitesse de raccourcissement (cm/h)	4	
Déplacement total du piston (cm)	20	
Épaisseur de sable (cm)	1	densité = 1,6
Épaisseur de silicone (cm)	1,5	densité = 1,35

a)



Vitesse de raccourcissement (cm/h)	4	
Déplacement total du piston (cm)	20	
Épaisseur de sable (cm)	1	densité = 1
Épaisseur de silicone (cm)	1,5	densité = 1,35

b)

Figure 4.9. Evolution de la topographie des expériences 2C2 (a) et 2C6 (b). Le piston se situe à l'extrémité droite des profils. Des plis contrôlent l'évolution du premier modèle et l'apparition du premier chevauchement après 5,2 % (54 min) de compression. La deuxième expérience réalisée dans les mêmes conditions mais avec du sable allégé ($d=1,0$ au lieu de 1,6) accomode le raccourcissement uniquement par la formation de chevauchements, le premier apparaissant après 4,5 % (47 min) de déformation environ. Les structures en amont restent confinées près du piston.

Ces différences de comportement observées lors du raccourcissement des modèles peuvent s'illustrer par les expériences 2C2 et 2C6. La figure 4.8 présente une vue de la surface des modèles réalisée après 5 % de déformation environ. Le raccourcissement est accommodé principalement par des plis de 8,5 cm de longueur d'onde dans le premier cas (modèle 2C2, figure 4.8a) et par un chevauchement situé entre les extrémités des parois latérales du piston dans le second (modèle 2C6, figure 4.8b). L'évolution d'un profil topographique obtenu par télémétrie laser au cours des deux expériences est présentée figure 4.9. Les relevés sont réalisés dans la partie médiane des modèles. On observe que les premières failles inverses apparaissent après 5 % de raccourcissement environ, quel que soit la densité du niveau fragile. On peut remarquer sur la figure 4.9a que les plis initiaux subsistent pour de grandes déformations, même après l'apparition du premier chevauchement i.e. après 5,2 % de raccourcissement. Ceci est vérifié dans la plupart des modèles, les plis contrôlant leur évolution ultérieure.

On observe que la première faille se forme entre les extrémités des parois latérales du piston. La déformation se propage ensuite à l'intérieur du modèle, les nouveaux chevauchements s'initiant généralement dans les synclinaux des plis. La fin de l'expérience se caractérise alors par une compétition entre la formation de nouvelles failles inverses et la réactivation des chevauchements antérieurs. Le plus souvent ces différents modes de déformation sont simultanés. A la différence du modèle 2C2, on observe qu'aucun pli n'apparaît dans le modèle réalisé avec le mélange de sable et éthyl-cellulose (2C6). Des chevauchements se forment régulièrement tout les 3 ou 4 cm environ durant toute la durée de l'expérience (figure 4.9b).

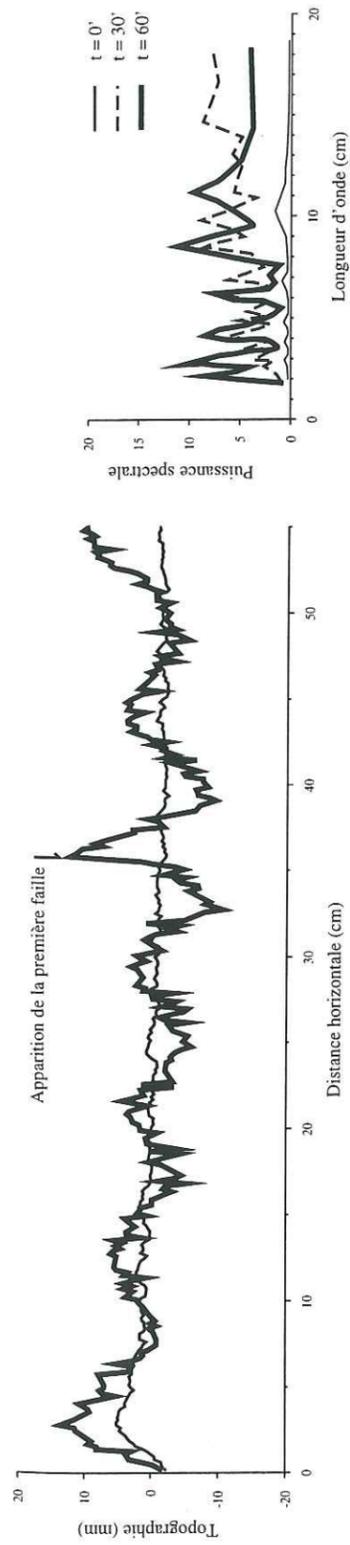
Variation du rapport λ/h_f en fonction des conditions expérimentales.

Il semble que la différence de comportement observée en début d'expérience ne soit pas reliée aux longueurs d'onde des instabilités initiales présentes à la surface des modèles. La figure 4.10 présente l'évolution de la topographie des modèles 2C2 et 2C6 jusqu'à l'apparition du premier chevauchement ainsi que la densité d'énergie spectrale (D.E.S., ou puissance spectrale) des différents profils en fonction de la longueur d'onde des instabilités. L'échelle verticale représente l'énergie relative des différentes instabilités présentes dans les modèles à un instant donné. Elle est proportionnelle à l'amplitude des instabilités (les unités sont arbitraires). L'analyse de la topographie des modèles par transformées de Fourier révèle que les amplitudes et les longueurs d'onde des différentes instabilités qui coexistent initialement dans les deux expériences sont du même ordre de grandeur. On observe par ailleurs que si plusieurs instabilités sont présentes avant la compression (entre 3 et 20 cm de longueur d'onde) une partie d'entre elles seulement est activée lors du raccourcissement. Certaines instabilités initiales sont activées dès le début de l'expérience, mais le bruit initial est suffisamment faible pour que des instabilités de longueur d'onde différente puissent également se développer. En règle générale, une seule instabilité se développe et contrôle la longueur d'onde des plis. La longueur d'onde de l'instabilité dominante (celle dont le taux de croissance est le plus important) est le plus souvent voisine de $7h_f$ alors que la théorie prévoit plutôt des longueurs d'onde d'environ $4h_f$. Cette différence de comportement peut sans doute s'expliquer par les conditions expérimentales. En effet, le bruit initial des expériences analogiques est plus riche en grandes longueurs d'onde qu'en petites (cf. figure 4.10), à la différence des études théoriques effectuées avec un bruit blanc (cf. chapitre 3).

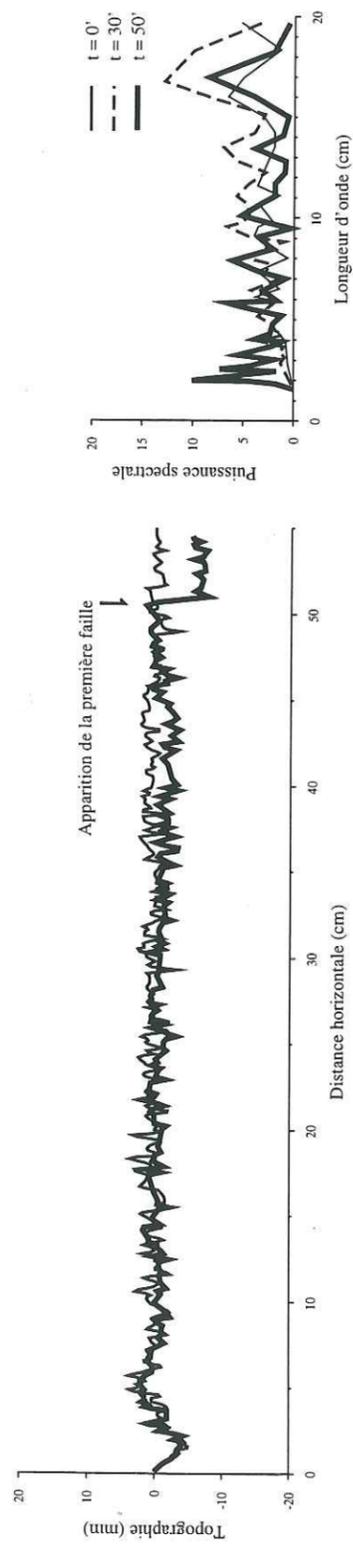
Toutefois, les conditions initiales des expériences analogiques étant proches des hypothèses faites lors des calculs analytiques, nous les avons utilisés pour étudier l'influence du contraste de densité entre les niveaux fragile et ductile sur le développement des plis. En effet, nous venons de voir que les instabilités initiales étaient suffisamment faibles pour ne pas influencer le développement d'ondulations périodiques et les profils topographiques permettent de vérifier que la forme des ondulations qui se développent est sinusoïdale (figure 4.10a). D'autre part, leur croissance semble exponentielle, le logarithme népérien de l'amplitude des plis augmentant linéairement en fonction de la déformation au moins jusqu'à l'apparition du premier chevauchement. La figure 4.11 montre, dans le cas de l'expérience 2C2, que la croissance des plis de 8,5 cm de longueur d'onde est peu affectée par l'apparition du premier chevauchement.

Les calculs analytiques ont été réalisés en modélisant les modèles par 5 couches de résistance uniforme (on obtient les mêmes résultats avec seulement 3 niveaux, 2 fragiles et 1 ductile). Les 4 niveaux supérieurs représentent la couche de sable. Leur comportement mécanique est celui d'un matériau plastique (cf. chapitre 3) et la résistance de chaque couche augmente progressivement avec la profondeur. Le dernier niveau modélise la couche de silicone et son comportement est celui d'un fluide newtonien. Les conditions initiales et aux limites de ces modèles sont basées sur les expériences 2C2 et 2C6. L'épaisseur des niveaux fragile et ductile, la vitesse de déformation ainsi que la viscosité et la densité du niveau ductile sont donc identiques dans les deux cas (cf. table 4.3). En ce qui concerne la résistance du niveau fragile, nous avons supposé qu'elle était indépendamment du matériau granulaire utilisé dans les modèles analogiques (l'angle de friction interne ϕ est de 30° et la cohésion C_0 nulle). Les calculs diffèrent seulement par la densité du niveau fragile. Elle est soit unitaire (sable allégé), soit de 1,6 (sable pur). La figure 4.12a présente l'évolution du taux de croissance des instabilités susceptibles de se développer lors du raccourcissement en fonction de leur longueur d'onde dans les deux cas. Ces calculs montrent que le taux de croissance des instabilités de longueur d'onde comprise entre 3 et 7 cm est supérieur, d'au moins un facteur 2, lorsque le contraste de densité entre le niveau fragile et ductile est négatif (sable pur).

De plus, dans le cas d'un contraste de densité positif (sable allégé), seule une instabilité de 3 cm environ de longueur d'onde est susceptible de se développer. Dans les mêmes conditions, pour un contraste de densité négatif les instabilités de longueur d'onde comprises entre 3 et 8 cm ont toutes un taux de croissance du même ordre de grandeur. Pour 5 % de déformation (apparition du premier chevauchement), l'amplitude d'une instabilité initiale de 3 cm de longueur d'onde est ainsi multipliée par un facteur 12 (si on suppose que son amplitude croît exponentiellement, cf. équ. 3.3) si la couche de sable est allégée et par un facteur 150 dans le cas contraire. Ainsi, l'amplitude d'une instabilité initialement d'un demi millimètre serait dans le premier cas de moins d'un millimètre après 5 % de déformation (amplification de 1,8) mais de quatrevingt-dix centimètres dans le second (amplification de 1800). Ces calculs permettent donc d'expliquer les différences de comportement observées précédemment. Si certaines expériences semblent accommoder le raccourcissement par de la fracturation plutôt que par la formation de plis, c'est sans doute parce que leur taux de croissance est trop faible pour permettre de les observer avant l'apparition du premier chevauchement. On peut cependant penser que ces instabilités sont présentes, l'espacement entre les chevauchements correspondant à la longueur d'onde des plis susceptibles de se développer. L'espacement moyen entre deux failles inverses lors de



a) Expérience 2C2



b) Expérience 2C6

Figure 4.10. Topographie des modèles deux couches 2C2 (a) et 2C6 (b) en début d'expérience et après l'apparition de la première faille. L'analyse par transformées de Fourier de la topographie révèle que les perturbations initiales sont similaires dans les deux expériences. On observe que les plis ne se développent que lorsque la densité du niveau fragile est supérieure à celle des niveaux sous-jacents.

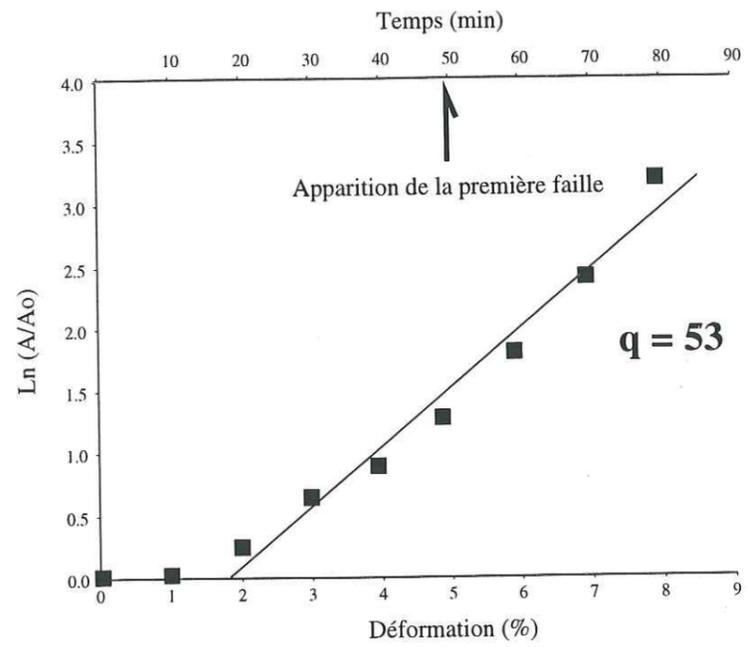


Figure 4.11. Evolution de l'amplitude de l'instabilité de 8.5 cm de longueur d'onde dominant la déformation de l'expérience 2C2.

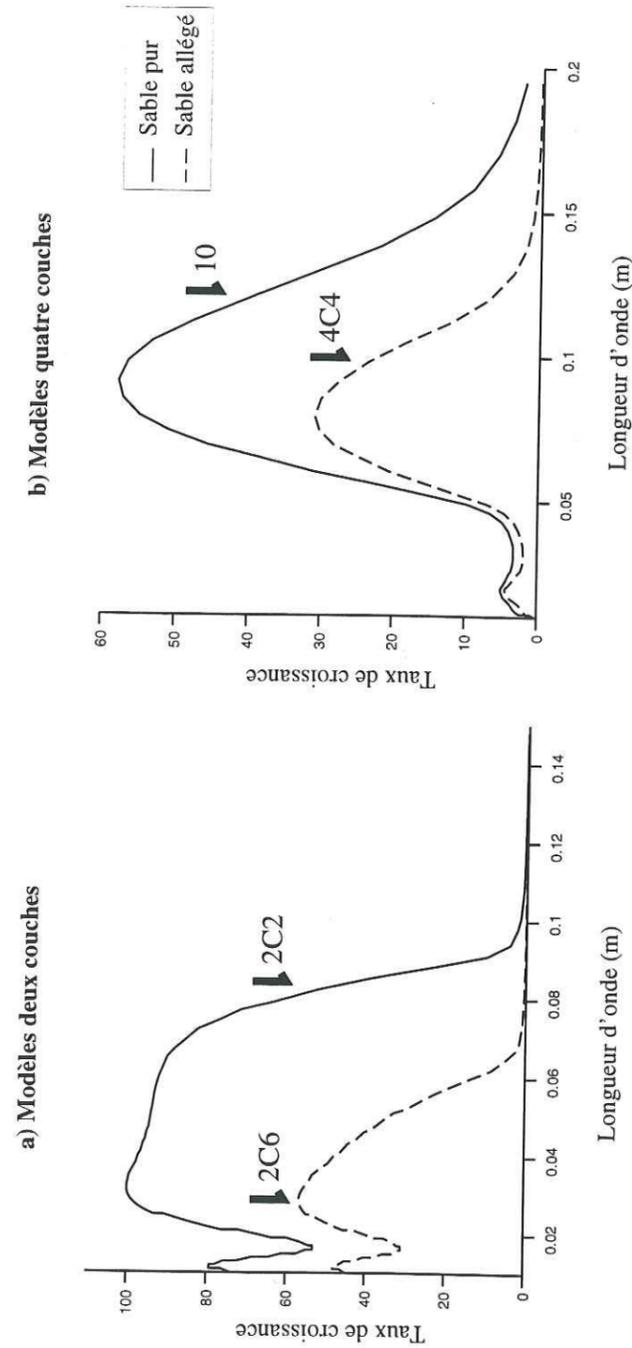


Figure 4.12. Comparaison des taux de croissance des instabilités susceptibles de se développer lors du raccourcissement des modèles analogiques. On observe que la longueur d'onde ainsi que le taux de croissance des plis sont plus importants lorsque les niveaux fragiles sont constitués de sable pur aussi bien dans le cas des modèles deux couches (a) que quatre couches (b). Les caractéristiques mécaniques des calculs analytiques sont basées sur celles des modèles analogiques 2C2 ou 2C6 en ce qui concerne les modèles 2 couches et 4C4 ou 4C10 pour les modèles 4 couches (cf. tables 4.3 et 4.4). Les flèches indiquent la longueur d'onde de l'instabilité observée dans les modèles analogiques.

l'expérience 2C6 est probablement de 3-4 cm parce que les instabilités de longueur d'onde supérieures n'ont pas été activées (la théorie prévoit des plis de 3 cm) à la différence des modèles réalisés avec du sable pur (2C2). On peut donc supposer que la différence de comportement observée entre les différents modèles analogiques est liée au contraste de densité et non à la résistance du niveau fragile.

Evolution des expériences en fonction de la vitesse de déformation.

Nous venons de voir que les modèles accommodaient initialement le raccourcissement soit par la formation de plis soit par l'apparition de chevauchements, et que la nature de ces déformations conditionnait leur évolution ultérieure (cf. figure 4.9). Ceci n'est pas vérifié lors des expériences réalisées avec de faibles vitesses de déformation pour de forts taux de déformation. En effet, le comportement des modèles réalisés avec des vitesses de raccourcissement comprises entre 4 et 20 cm/h semble identique pendant toute la durée des expériences, même pour des déformations atteignant parfois 25 %. Néanmoins, lorsque la vitesse du piston est plus lente (0,5 cm/h), les structures qui accommodent le raccourcissement sont de nature différente. Tant que les déformations restent modérées (<5 %), le comportement de ces modèles (2C3, 2C7, et 2C8) est identique aux autres. Par contre, après l'apparition du premier chevauchement entre les extrémités du piston, on observe que la déformation s'y concentre et ne se propage plus à l'intérieur du modèle. Il se forme alors une structure semblable à un "bassin sédimentaire" mais sans équivalent dans la nature. Le raccourcissement n'est pas accommodé par un mécanisme de subsidence mais par fluage de la couche de silicone, provoqué par l'épaississement local de la couche de sable.

Pour conclure ce paragraphe, on peut remarquer que la physique des modèles analogiques deux couches ne semble pas compatible avec les calculs analytiques réalisés précédemment. Il ressort notamment que les conditions initiales ne permettent pas une comparaison directe entre les résultats issus des différentes méthodes, et en particulier en ce concerne la validité des calculs analytiques pour des taux de déformation importants. L'utilisation de calculs numériques par la méthode des éléments finis, présentés chapitre 5, nous permettra d'aborder ce point.

4.3 Les modèles quatre couches.

Cette étude est plus délicate du fait de la complexité et de notre mauvaise connaissance de la rhéologie des continents. D'autre part, le nombre de paramètres est beaucoup plus important du fait de leur stratification rhéologique, et en raison de leur passé tectonique, les structures préexistantes ont probablement une influence plus importante. Nous allons par la suite essayer de déterminer l'influence de certains de ces paramètres et en particuliers l'influence des hétérogénéités initiales lors du raccourcissement de la lithosphère continentale. Les principaux paramètres dont l'influence a été testée sont l'épaisseur relative des différents niveaux fragiles/ductiles ainsi que leur densité (table 4.4). Nous verrons également comment la présence d'hétérogénéités initiales influe sur le développement des instabilités périodiques. On peut remarquer que les résultats précédemment obtenus avec les modèles deux couches peuvent dans leur ensemble s'appliquer à ces expériences. Dans la plupart des modèles quatre couches, des ondulations périodiques précèdent l'apparition des premiers chevauche-

ments. La table 4.6 présente la longueur d'onde de la principale instabilité qui se développe en début d'expérience à la surface des expériences. Les abréviations CF, CD, MF, et MD se réfèrent à la Croûte Fragile, Ductile ainsi qu'au Manteau Fragile et Ductile. Outre les modèles réalisés pour cette étude, les résultats précédemment obtenus par Martinod (1991) et Tondji-Biyo (1995) sont également rappelés table 4.6 (modèles 1 à 11). La longueur d'onde des ondulations est mesurée, soit directement à partir des vues de la surface des modèles ou des profils topographiques obtenus avec le laser, soit à partir de l'analyse par transformée de Fourier des profils topographiques.

Différence de longueur d'onde des plis observés dans les modèles en fonction de la densité de la couche de sable.

A la vue de la table 4.6, on constate que la longueur d'onde λ des instabilités est proportionnelle à l'épaisseur des trois niveaux supérieurs $h_{CF}+h_{CD}+h_{MF}$ (les deux couches de sable et la couche de silicose intermédiaire). Les instabilités sont associées à des plis affectant l'ensemble des modèles. Le rapport $\lambda/(h_{CF}+h_{CD}+h_{MF})$ est en moyenne de $2,8 \pm 0,2$ lorsque les niveaux fragiles sont constitués de sable allégé et de $5,3 \pm 1$ dans les modèles réalisés avec du sable pur. Ces valeurs sont du même ordre de grandeur que les résultats obtenus avec les modèles deux couches. Les calculs analytiques présentés dans le paragraphe précédent ont été réitérés, en les adaptant aux modèles quatre couches. La figure 4.12b présente l'évolution du taux de croissance des instabilités susceptibles de se développer lors du raccourcissement en fonction de leur longueur d'onde, suivant la densité des niveaux fragiles. Ces calculs montrent que les variations du taux de croissance présentent un maximum pour les longueurs d'onde voisines de 8 et 9 cm suivant la densité des niveaux fragiles. Par contre, on remarquera surtout que le taux de croissance de ces instabilités est multiplié par un facteur compris entre 2 et 4 pour les longueurs d'onde situées entre 8 et 12 cm lorsque le contraste de densité entre le niveau fragile et ductile est négatif (sable pur). Ainsi, dans le cas d'un contraste de densité positif (sable allégé), seule une instabilité de 8 cm environ de longueur d'onde est susceptible de se développer (le taux de croissance décroît rapidement). Dans les mêmes conditions, et pour un contraste de densité négatif (sable pur), les instabilités de longueur d'onde comprises entre 7 et 12 cm ont toutes un taux de croissance du même ordre de grandeur. Cette différence du taux de croissance des plis en fonction de la densité des niveaux fragiles semble être confirmée par les modèles. En effet, contrairement à la plupart des modèles réalisés seulement avec du sable pur par Suzanne (1988) ou Martinod (1991), nous n'observons pas le développement de plis de très grandes longueurs d'onde, i.e. $\lambda/(h_{CF}+h_{CD}+h_{MF}) > 5$ par exemple. On observe donc que le taux de croissance q des plis augmente lorsque la densité du niveau fragile augmente et que la longueur d'onde des instabilités augmente également car le bruit initial favorise les grandes longueurs d'onde. Cette augmentation n'est pas due au fait que q est maximal pour les plus grandes longueurs d'onde mais au fait que la gamme de longueurs d'onde amplifiées est plus large. Il faut noter que lorsque la couche de silicone intermédiaire est suffisamment épaisse pour découpler les deux niveaux fragiles (modèles 3 à 5), une deuxième instabilité de faible longueur d'onde se développe (environ 10 fois l'épaisseur de la croûte supérieure h_{CF}). Cette instabilité crustale coïncide avec le deuxième pic des courbes présentées figure 4.12b.

Modèle	CF		CD		MF		MD	Vitesse Piston (cm/h)	λ (cm)	$\lambda/(h_{CF}+h_{CD}+h_{MF})$
	épaisseur (cm)	densité	épaisseur (cm)	épaisseur (cm)	densité	épaisseur (cm)				
4C1	0,5	1,2	0,5	0,5	1,2	1,5	4	8,5	2,8	
4C2	0,5	1,2	0,7	0,5	1,2	1,5	20	8	2,5	
4C4*	0,5	1,2	0,5	1	1,2	1,5	20	10	2,9	
4C5	0,5	1,2	0,5	2	1,2	1,5	20	-	-	
4C6*	0,5	1,2	0,5	1	1	1,5	20	10	2,9	
4C8	0,5	1,2	0,5	2	1,6	1,5	20	-	-	
4C10	1	1,2	0,5	1	1,2	1,5	20	11	2,8	
4C11	0,5	1,2	0,5	1	1,2	1,5	20	10,5	3	
1	0,8	1,6	0,2	0,5	1,6	0,3	5	9	6	
2	1	1,6	0,4	0,3	1,6	0,8	5	10	5,9	
3	0,3	1,6	0,8	0,3	1,6	2	12	9	6,4	
4	0,3	1,6	0,9	0,3	1,6	1,6	12	9	5,8	
5	0,4	1,6	0,8	0,3	1,6	2	2	75	5	
6	0,6	1,6	0,6	0,5	1,6	2	12	9	5,3	
7	1	1,6	1	1	1,6	1	2,5	9	3	
8	1,8	1,6	1	1	1,6	0,8	3	16	4,2	
9	1,5	1,6	0,5	0,6	1,6	1,4	4	13	5	
10*	0,5	1,6	1	0,7	1,6	1,3	1	12,5	5,7	
11*	0,5	1,6	1	0,7	1,6	1,3	5	12,5	5,7	

Table 4.6. Longueur d'onde des plis observés dans les modèles quatre couches (les modèles 1 à 11 se réfèrent aux expériences réalisées par Martinod, 1991, et Tondji-Biyo, 1995). Les abréviations CF, CD, MF, et MD se réfèrent à la Croûte Fragile, Ductile et au Manteau Fragile et Ductile. Les densités des silicones rose et brune sont respectivement de 1,2 et 1,37 environ. * modèles utilisés comme référence pour les calculs analytiques (cf. figure 4.12b).

La fracturation. Influence du rapport h_{MF}/h_{CF} .

En ce qui concerne les modèles réalisés lors de cette étude, il ressort que l'on peut les classer en trois catégories en fonction du rapport h_{MF}/h_{CF} (épaisseur du Manteau Fragile/épaisseur de la Croûte Fragile), qui sont respectivement $h_{MF}/h_{CF} = 1$, $h_{MF}/h_{CF} = 2$, et $h_{MF}/h_{CF} = 4$. La première catégorie, correspondant aux expériences 4C1, 4C2 et 4C3, n'est pas représentative d'exemples naturels, les modèles accommodant le raccourcissement horizontal essentiellement par des plis, et ce même pour de forts taux de déformation (cf. figure 4.13a). Pour cette raison, seuls les deux autres catégories seront présentés en détail dans la suite. Les modèles deux modèles représentatifs des autres (4C4 et 4C8). A titre d'exemple, la figure 4.13 présente l'évolution de la topographie de différents modèles. L'utilisation de miel pour modéliser l'asthénosphère n'a pas permis de congeler entièrement les modèles avant de les scier en tranches. Les coupes verticales réalisées à partir de ces modèles ne permettent donc de observer les structures présentes dans les niveaux fragiles et la couche de silicone intermédiaire (cf. figure 4.14).

On peut juger figure 4.14 de la qualité des coupes ainsi obtenues. Je présenterai donc pour argumenter ma discussion plutôt des reconstitutions de l'évolution de la section médiane des expériences réalisées en utilisant la technique des coupes équilibrées (figures 4.15, 4.16, et 4.18). La combinaison des différentes techniques d'analyse utilisées (photos de la surface et laser) permet de décrire et de quantifier précisément la déformation pendant l'expérience, les structures profondes finales étant connues par l'intermédiaire des coupes verticales. Dans ces conditions, il est possible de déterminer la position des chevauchements mantelliques lors de leur apparition, ces derniers se formant à l'aplomb des structures observées à la surface des modèles. D'autre part, le sable se compacte peu, et le rac-

courcissement ne peut être accommodé dans les niveaux fragiles que par chevauchement ou rotation des différents blocs délimités par les failles.

L'épaisseur de la couche de sable représentant le manteau fragile des premiers modèles réalisés lors de cette étude n'était que de 5 mm ($h_{MF}/h_{CF} = 1$; modèles 4C1, 4C2). L'analogue dans la nature de chaque couche fragile de la lithosphère serrait d'environ 15 km si l'on considère que l'épaisseur de la croûte continentale est d'environ 30 km. Le raccourcissement est dans ces conditions accommodé par des plis de forte amplitude affectant l'ensemble du multicouche (cf. figure 4.13a). Le problème que posent de telles structures, est qu'elles ne sont pas isostatiquement compensées, et qu'il n'existe pas de tels objets dans la nature à notre connaissance (leur équivalent dans la nature correspondrait à des plis de plusieurs dizaines de kilomètres d'amplitude). On peut donc conclure que de telles structures rhéologiques sont peu probables dans la nature ou alors que les hétérogénéités préexistantes jouent un rôle prépondérant. Nous allons envisager les deux possibilités par la suite. La série d'expériences suivante a été réalisée pour une épaisseur de la couche correspondante au manteau fragile d'un centimètre, i.e. le double de la couche de sable supérieure.

Le modèle 4C4 illustre ce type d'expérience ($h_{MF}/h_{CF} = 2$; modèles 4C4, 4C6, et 4C11). Les structures produites dans le modèle 4C10 présentent également des similarités avec ces modèles (les épaisseurs des niveaux fragiles sont égales, mais celle de la croûte ductile intermédiaire est très faible). L'évolution topographique du modèle 4C4 est présentée figures 4.13b. Des vues du modèle après 3 et 25 % de raccourcissement, i.e. respectivement après 6 et 55 minutes de compression, ainsi qu'une coupe verticale réalisée après congélation sont également présentées figure 4.14. Ces informations sont résumées figure 4.15. Le piston est placé à droite du modèle et la taille relative des flèches indique la quantité incrémentale de raccourcissement accommodé par les chevauchements. On observe après un premier stade de plissement modéré l'apparition dans le manteau fragile de chevauchements de même vergence accommodant la déformation. On peut noter que la périodicité de ces structures est déterminée par le plissement initial, les chevauchements affectant le manteau fragile apparaissant au niveau des synclinaux. Ces chevauchements sont reliés en surface dans la croûte fragile à des structures symétriques délimitant des "pop-up". Ils délimitent des zones plus déformées et subsidentes, assimilables à des bassins compressifs. On constate également que le raccourcissement est absorbé simultanément par de l'épaississement et par la propagation de la déformation vers l'intérieur du modèle. Lorsque le taux de raccourcissement augmente, la déformation se propage dans le modèle et de nouveaux chevauchements mantelliques apparaissent en même temps que de nouvelles failles sont créées dans les bassins compressifs précédemment formés.

Pour finir, la figure 4.16 illustre l'évolution des modèles 4C5 et 4C8 ($h_{MF}/h_{CF} = 4$). Deux modèles ont été réalisés, le premier avec du sable allégé (4C5), et le second avec du sable pur (4C8). On constate que le comportement des modèles est similaire dans les deux cas et qu'il s'apparente à un essai de compression simple (figure 4.16). La phase initiale de plissement n'apparaît plus, et le raccourcissement est accommodé dès les premiers stades de la déformation par des chevauchements de vergence alternée dans le manteau. Comme précédemment, ces chevauchements sont reliés en surface dans la croûte fragile à des systèmes de failles conjuguées délimitant des compartiments en surrection (pop-up).

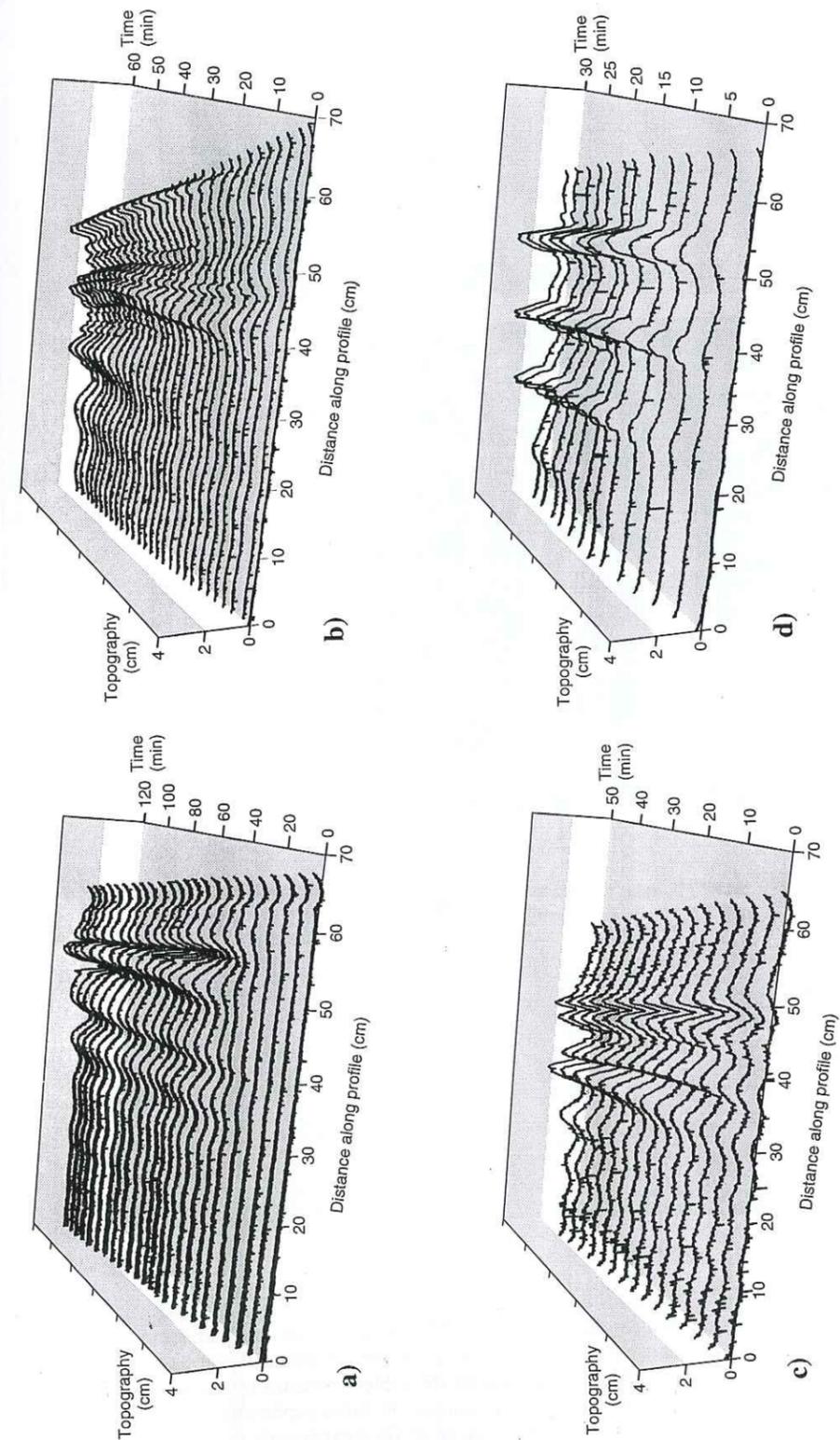


Figure 4.13. Evolution de la topographie des modèles quatre couches 4C1 (a), 4C4 (b), 4C7 (c), et 4C9 (d).

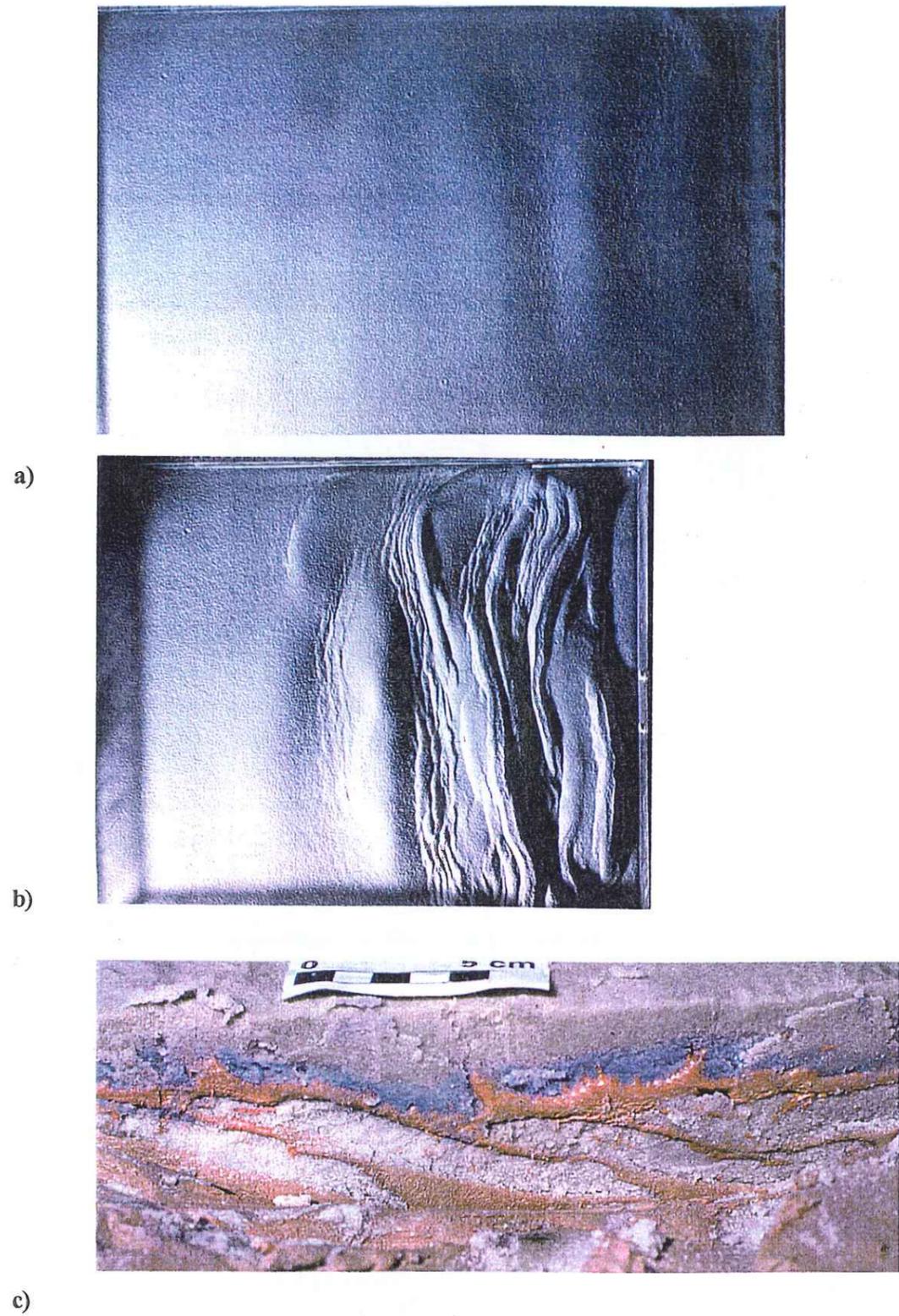


Figure 4.14. Vue de la surface du modèle du 17 juin 96 (4C4) après 3% de raccourcissement (a), 25% (b), et coupe verticale correspondante (c). On observe sur la section verticale, de bas en haut, la couche de silicone brune (manteau ductile), la couche de sable inférieure (manteau supérieur fragile), la couche de silicone rose (croûte ductile), et la couche de sable supérieure (croûte fragile, en bleu). La couche de sable la plus superficielle est rajoutée en fin d'expérience pour préserver les structures. Le raccourcissement est accommodé par des chevauchements. Le piston se situe à droite du modèle.

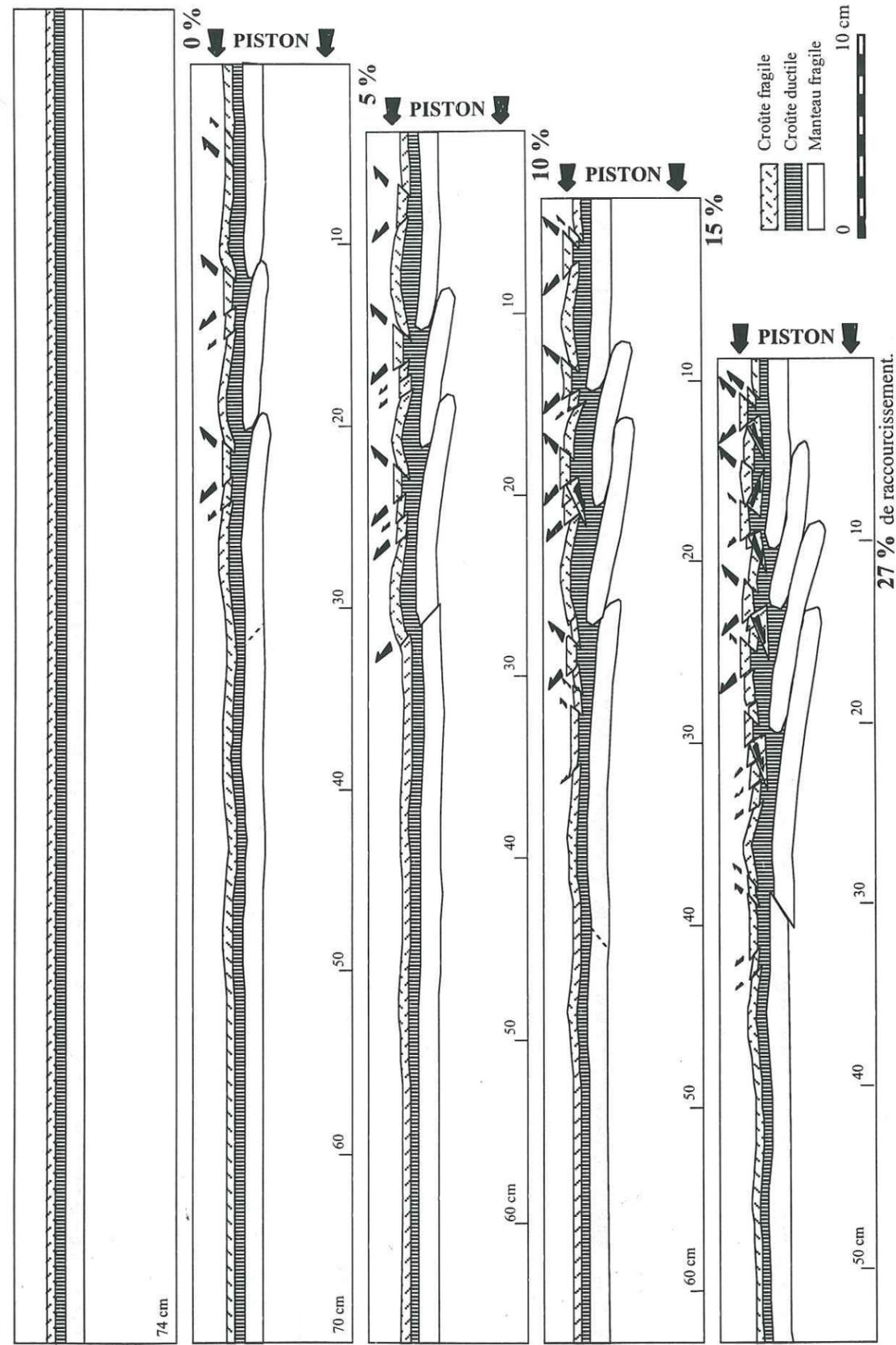


Figure 4.15. Evolution des structures profondes de l'expérience du 17 juin 96 (4C4). Seules les couches modélisant la croûte et le manteau fragile sont représentées. La dimension des flèches est proportionnelle à la quantité de raccourcissement absorbée par les failles inverses qui leur sont associées.

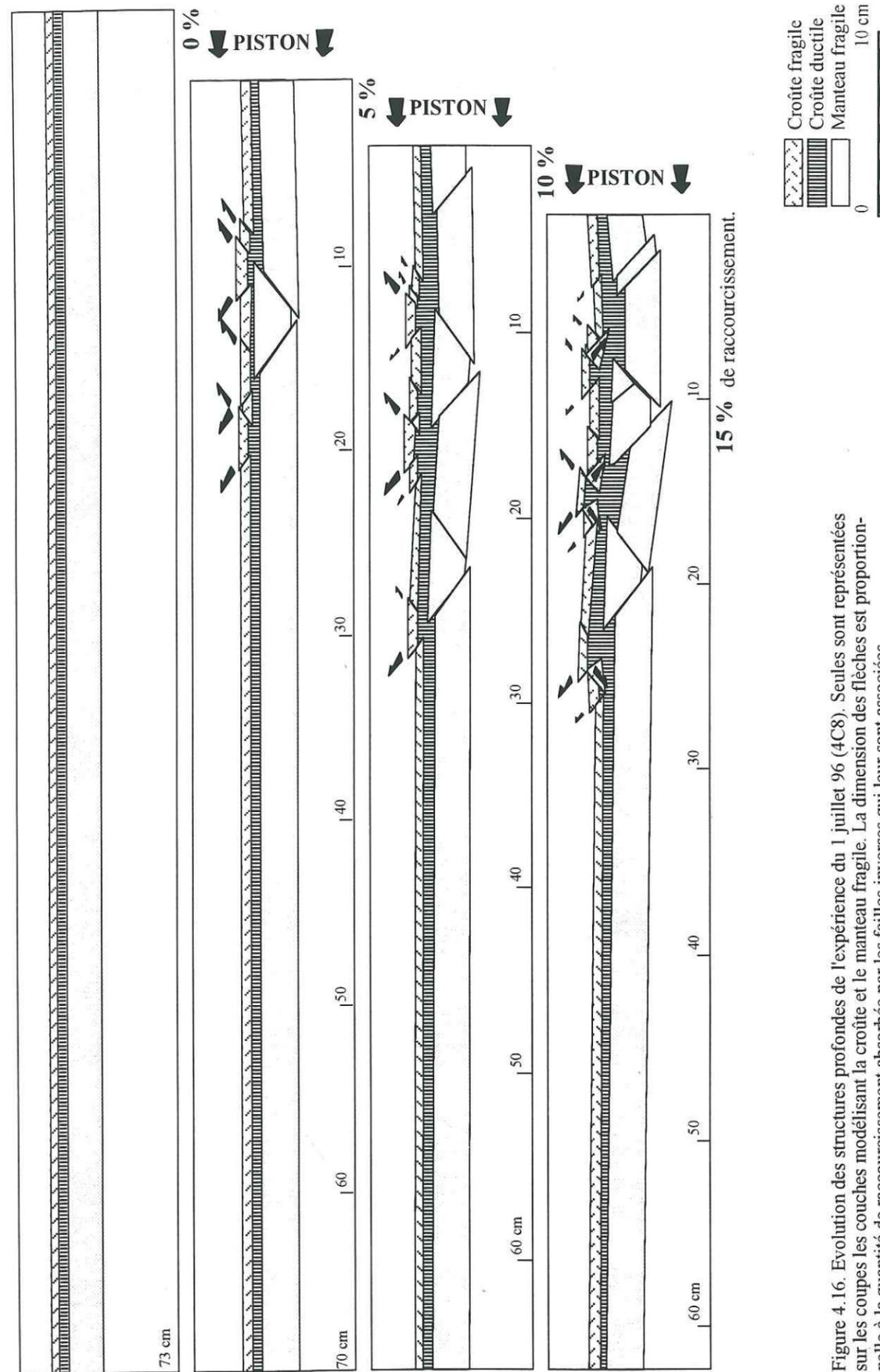


Figure 4.16. Evolution des structures profondes de l'expérience du 1 juillet 96 (4C8). Seules sont représentées sur les coupes les couches modélisant la croûte et le manteau fragile. La dimension des flèches est proportionnelle à la quantité de raccourcissement absorbée par les failles inverses qui leur sont associées.

Pour conclure ce paragraphe, on peut retenir que la longueur d'onde des instabilités dépend des rapports de densité, ceux-ci privilégiant le développement d'instabilités de grandes longueurs d'onde. D'autre part, lorsque le rapport h_{MF}/h_{CF} augmente, le raccourcissement n'est plus accommodé par des plis mais par de la fracturation seulement.

4.4 Les modèles avec hétérogénéités initiales.

Nous avons pour finir réalisé deux expériences dans le cas $h_{MF}/h_{CF} = 2$ avec des discontinuités initiales (modèles 4C7 et 4C9). Les discontinuités ne sont en fait marquées dans les expériences que par l'amincissement local de la couche de sable inférieure. On sait que des zones de faiblesse existent dans la nature et peuvent, par exemple, correspondre à une ancienne suture. L'évolution de la topographie des modèles en cours de compression est présentée figures 4.13c et d. Un cliché de la surface du modèle 4C9 en fin d'expérience, après 16 % de raccourcissement, ainsi qu'une coupe verticale après congélation sont présentées figure 4.17. Les figures montrent que dans ce cas l'évolution du modèle est entièrement déterminée par les hétérogénéités initiales, le raccourcissement étant principalement accommodé par les structures se formant au niveau des discontinuités.

La figure 4.18 illustre ce type d'expérience. Les instabilités initiales sont dans ce cas distantes de 2 cm environ. On constate dans cette expérience l'apparition de chevauchements dans le manteau fragile de même vergence. A la verticale des chevauchements mantelliques, il apparaît systématiquement dans la croûte fragile un système de failles chevauchantes conjuguées. Dans la nature, cette structure pourrait correspondre à la formation d'une chaîne de montagne constituée par des chevauchements crustaux disposés "en éventail" de part et d'autre de l'axe de la chaîne. Les premières failles inverses en surface sont symétriques. Elles se situent de part et d'autre des hétérogénéités et individualisent un "horst" crustal. Le raccourcissement augmentant, une seule de ces failles crustales continue à accommoder la déformation. On peut vérifier sur les coupes qu'elle est associée en profondeur à une faille mantellique de même vergence. On constate également que les portions de lithosphère ainsi délimitées subsident. Il y a formation de bassins compressifs, se comportant comme des blocs rigides et accommodant en partie le raccourcissement par un basculement d'ensemble. Cette géométrie semble pouvoir accommoder de grandes quantités de déformation sans modifications majeures, seuls de nouveaux chevauchements se formant dans la croûte supérieure à l'avant des précédents. L'altitude des structures crustales semble alors ne plus augmenter, la déformation se propageant à l'intérieur des bassins. La figure 4.18 permet de vérifier que l'histoire de la subsidence comparée de part et d'autre de chaque chaîne est à mettre en relation avec la structure profonde du modèle. Les bassins d'avant pays qui se forment de part et d'autre d'une chaîne ne montrent pas le même taux de subsidence. Celui-ci est systématiquement plus important dans le bassin dont le manteau sous-jacent est chevauché, plus modéré dans l'autre (figure 4.13d). Une conséquence de ceci est que la déformation se propage de manière privilégiée vers le bassin d'avant pays le plus subsident. Cette déformation est liée à la formation de chevauchements et de rétrochevauchements affectant la croûte fragile. On peut noter que lorsque l'espacement moyen entre les discontinuités est inférieur de moitié à la longueur d'onde des plis susceptibles de se développer en l'absence d'hétérogénéités, seule une instabilité sur deux est activée (figure 4.13c).

a)



b)



Figure 4.17. Vue de la surface du modèle du 6 juillet 96 (4C9) en fin d'expérience après 8% de raccourcissement (a), et coupe verticale correspondante (b). On observe sur la section verticale, de bas en haut, la couche de silicone brune (manteau ductile), la couche de sable inférieure (manteau fragile), la couche de silicone rose (croûte ductile), et la couche de sable supérieure (croûte fragile, en bleu). La couche de sable la plus superficielle est rajoutée en fin d'expérience pour préserver les structures. Le piston se situe à droite.

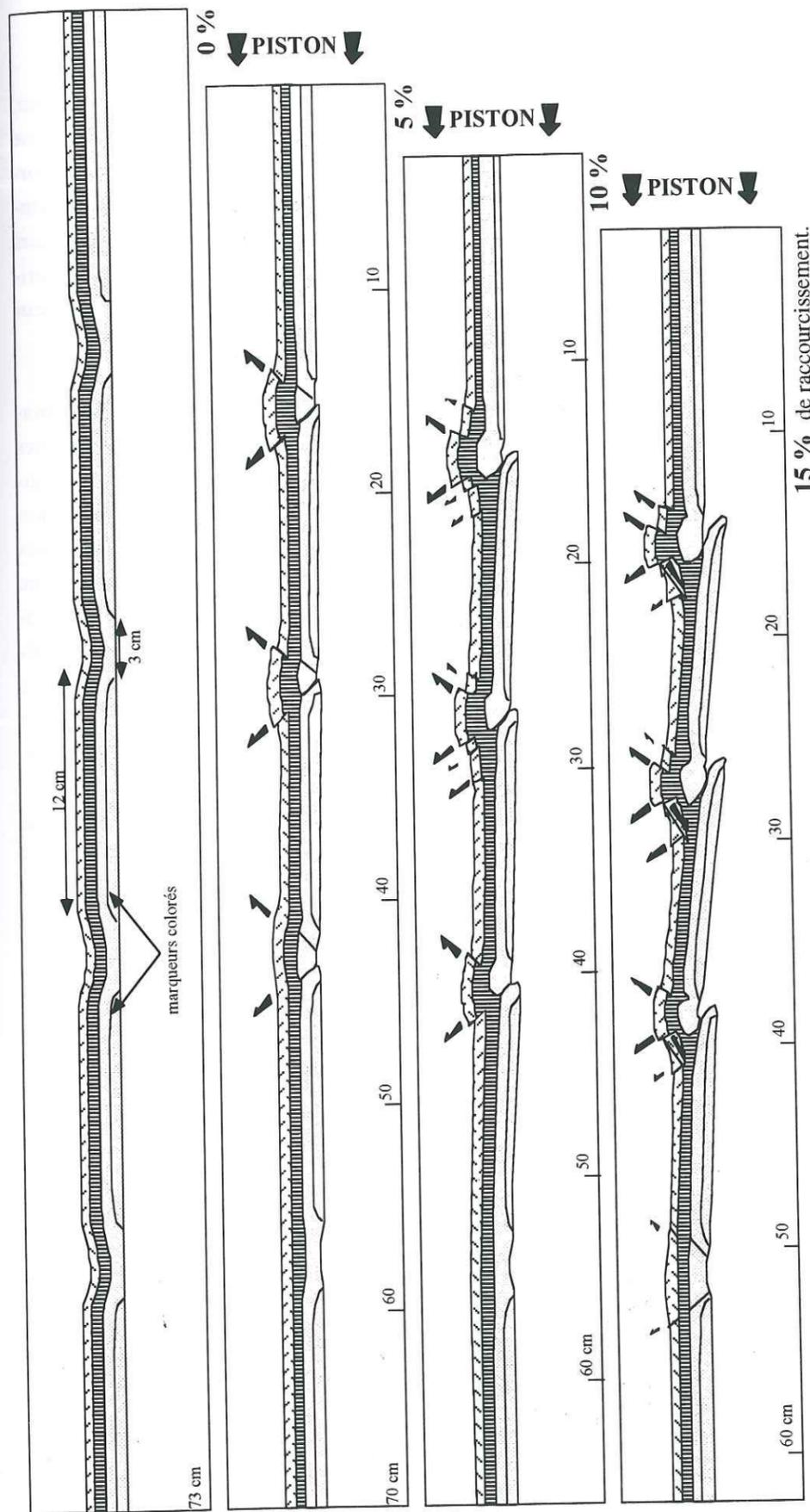


Figure 4.18. Evolution des structures profondes de l'expérience du 6 juillet 96 (4C9). Seules sont représentées sur les coupes les couches modélisant la croûte et le manteau fragile. On observe que la déformation se concentre là où le manteau fragile est localement aminci de quelques millimètres. La dimension des flèches est proportionnelle à la quantité de raccourcissement absorbée par les failles inverses qui leur sont associées.

5. Conclusion.

Les expériences "4 couches" ont permis de vérifier que la déformation du niveau le plus résistant, ou la présence de faiblesses mécaniques, contrôlait la déformation de l'ensemble du modèle. Une augmentation du rapport h_{MF}/h_{CF} entraîne un changement de comportement des modèles. Le raccourcissement n'est alors plus accommodé par des plis mais seulement par de la fracturation. Les structures ainsi obtenues correspondent mieux aux observations faites dans la nature. On observe par ailleurs que les hétérogénéités initiales jouent un rôle essentiel pour l'initiation des plis. Elles peuvent favoriser l'apparition de failles aux dépens des plis de grandes longueurs d'onde. Cependant, la longueur d'onde des déformations reste en partie contrôlée par celle des plis lithosphériques.

On peut également noter, que ces résultats ne sont valables que pour les premiers stades de formation des structures. En effet, nos modèles ne sont pas adaptés pour étudier l'influence de phénomènes d'érosion ou de sédimentation alors que leur évolution est déterminée par ces phénomènes (Tondji-Biyo, 1995). Dans les modèles analogiques de lithosphère continentale réalistes (i.e. croûte de 30 km d'épaisseur, manteau fragile de 30 km ou plus), l'épaisseur du manteau fragile est un des principaux paramètres contrôlant la manière dont le raccourcissement est accommodé par la lithosphère. D'autre part, il apparaît que l'épaisseur de la couche de silicone modélisant la croûte inférieure influence également l'évolution des modèles. Lorsque l'épaisseur de silicone est importante, les mécanismes de déformation accommodant le raccourcissement des différents niveaux fragiles sont indépendants alors que dans le cas contraire, la déformation du manteau fragile contrôle la déformation de la lithosphère tout entière. Enfin, ces modèles ont permis de montrer que la déformation de la lithosphère continentale était vraisemblablement déterminée par la présence de zones de faiblesse mécanique préexistantes, i.e. que le comportement de la lithosphère continentale pourrait être déterminée par son passé tectonique. Dans les expériences avec hétérogénéités initiales, on observe systématiquement à la verticale des chevauchements mantelliques l'apparition dans la croûte fragile d'un système de failles chevauchantes conjuguées ainsi que la subsidence des portions de lithosphère ainsi délimitées. Ces structures s'apparentent donc à la formation de bassins compressifs.

Chapitre 5

Modélisation numérique des déformations de la lithosphère. La méthode des éléments finis.

Nous venons de voir que si les modèles analogiques permettent de confirmer les résultats obtenus lors de la résolution analytique des équations de Navier-Stokes, ils ne permettraient pas en revanche de réaliser une étude quantitative précise des mécanismes de déformation. En effet, l'évaluation des contraintes ou des déformations au sein des modèles n'est pas réalisable. D'autre part le nombre limité de matériaux analogues ne permet pas de varier la rhéologie des modèles dans des gammes de valeurs importantes, et l'influence des conditions initiales ou aux limites sur les structures est mal connue.

Les calculs par éléments finis devraient nous permettre de réaliser des études paramétriques plus complètes, les conditions initiales, aux limites, ainsi que la rhéologie des matériaux étant parfaitement connues puisque déterminées par l'expérimentateur. De plus, ils permettent la visualisation des tenseurs de contraintes et de déformations au sein des modèles en cours de déformation, de même que le champ de déplacements ou de pression. Par contre, ils ne fournissent pas d'informations concernant l'évolution des structures pour des déformations excédant quelques pour-cents. Les modèles présentés dans ce chapitre sont bidimensionnels, i.e. qu'à la différence des modèles analogiques, ils ne permettent pas d'observer, par exemple, l'influence d'une surcharge ponctuelle sur le développement des plis de grandes longueurs d'onde.

1. La méthode des éléments finis.

Une présentation complète de la méthode des éléments finis n'est pas du domaine de cette thèse, je me contenterai donc d'introduire brièvement les principes fondamentaux sur lesquelles repose la méthode et les caractéristiques du programme de calculs.

La résolution d'un problème de mécanique des milieux continus nécessite de connaître la rhéologie du milieu (loi constitutive), l'équilibre des forces et des moments puis la compatibilité des déformations (continuité du milieu). Le principe des calculs par éléments finis est similaire et peut se résumer ainsi. Dans un premier temps, la méthode consiste à subdiviser le milieu initial supposé continu en sous domaines ou "éléments" reliés entre eux par des nœuds. Cette opération est le maillage. Le comportement des sous domaines ainsi formés est supposé identique à celui du milieu initial et ils sont régis par les mêmes équations. L'étape suivante consiste à définir l'état mécanique initial ainsi que le comportement du domaine, puis à perturber cet état initial en appliquant aux limites du domaine des conditions en déplacement et/ou en contrainte. Il s'agit de la perturbation du système. La dernière étape consiste à évaluer les grandeurs physiques régissant le système durant la perturbation.

Les calculs présentés dans ce chapitre ont été réalisés avec le programme de calcul de déformations par éléments finis "Adeli". Ce code a été développé par Jean Chery et Riad Hassani du Centre de Géophysique de l'Université de Montpellier. Le lecteur pourra trouver une description du programme dans Hassani et al. (1997). La version du programme utilisée lors de cette étude est un programme de calcul de déformations de domaine bidimensionnel adapté à la modélisation des phénomènes géodynamiques et à l'étude des matériaux lithosphériques. A cette fin, il fait appel à des lois de comportement en grande déformation de type élastique, élasto-plastique, et viscoélastique. Après discrétisation du problème, la méthode consiste à résoudre un système d'équations vectorielles obtenues en appliquant l'équation fondamentale de la dynamique à chaque nœud du domaine. Les équations sont de la forme

$$M d^2 u / dt^2 = F_{int}(u, du/dt, t) + F_{ext}(u, t) + F_{cont}(u, du/dt, t) \quad (5.1)$$

où M représente la matrice de masse, u le vecteur déplacement, du/dt le vecteur vitesse, $d^2 u / dt^2$ le vecteur accélération, et où les termes F désignent respectivement les vecteurs des forces internes, externes, et de contact. Chaque terme de l'équation (5.1) est obtenu en sommant la contribution de chaque élément du milieu. Le programme repose sur une méthode de calculs quasi-statiques, i.e. que les termes inertiels sont supposés négligeables dans l'équation fondamentale de la dynamique. L'état quasi-statique est supposé être atteint lorsque le terme $M d^2 u / dt^2$ est négligeable par rapport à F_{ext} . La discrétisation temporelle de l'équation est réalisée en utilisant une méthode par différences finies. Les calculs présentés par la suite ont été réalisés en utilisant entre 80000 et 100000 pas de temps, ce qui représente pour des durées de déformation de 10 ou 12 Ma à un calcul tous les 120 ans environ.

2. Présentation des modèles numériques.

Comme dans toute démarche de modélisation, la simulation numérique repose sur la connaissance même partielle de l'état actuel de l'objet d'étude. Les informations fournies par la géophysique, la géologie ainsi que la tectonique permettent de contrôler la simulation. Supposant a priori un état initial peu déformé comme point de départ, il reste alors à définir les conditions aux limites et la loi de comportement du milieu. Le problème mécanique est alors entièrement déterminé.

2.1 Lois de comportement mécanique.

La simulation du comportement mécanique des roches n'est pas simple. Nous avons vu lors du chapitre 2 que la réponse des roches à une sollicitation extérieure dépendait des conditions de pression et de température, mais également de l'échelle de temps. Le comportement des roches peut être celui d'un matériau rigide à l'échelle humaine, et s'apparente à celui d'un fluide pour des temps caractéristiques des phénomènes géologiques. Afin de reproduire le comportement mécanique des roches décrit lors du deuxième chapitre, et en particulier la localisation des grandes déformations, nous avons retenu deux lois de comportement distinctes, l'élastoplasticité et la viscoélasticité. Idéalement, une loi de comportement est une fonction G reliant les tenseurs des contraintes σ , des déformations ϵ , des vitesses des contraintes $\dot{\sigma}$, et des vitesses des déformations $\dot{\epsilon}$, telle que

$$G(\sigma, \epsilon, \dot{\sigma}, \dot{\epsilon}) = 0 \quad (5.2)$$

Une telle fonction est généralement difficile à déterminer précisément, compte tenu du peu d'information dont on dispose sur le comportement des roches. Les lois de comportement suivantes ne représentent donc qu'une simplification de leur comportement mécanique réel.

Elasticité.

Le comportement élastique se caractérise par des déformations instantanées lors du chargement et de faibles déformations, et des déformations réversibles, le matériau retrouvant son état initial lorsque le chargement disparaît. La loi de Hooke relie les tenseurs de contrainte σ et de déformation ϵ , et s'exprime sous forme indicelle dans le repère des contraintes principales suivant la relation

$$E \epsilon_i = \sigma_i - \nu(\sigma_j + \sigma_k) \quad (5.3)$$

E étant le module d'Young, et ν le coefficient de Poisson. Ces paramètres sont définis lors d'essais de déformation axiale, E reliant la contrainte et la déformation axiale, ν étant défini par le rapport des déformations axiale et radiale. Les roches lithosphériques ne pouvant pas supporter des contraintes déviatoriques supérieures à quelques centaines de MPa, la lithosphère ne peut pas se déformer de plus

d'un ou deux pour-cent sans subir des déformations irréversibles. Ces déformations sont accommo-
dées par d'autres mécanismes de déformation, essentiellement la plasticité et/ou la viscosité.

Critère de plasticité.

La notion de plasticité repose sur un état de contrainte limite, pour lequel les contraintes sont
constantes et les déformations illimitées, les déformations étant élastiques en deçà de cette limite. Le
critère de plasticité implique donc une notion de seuil σ_s , lié à l'état de contrainte du matériau. De
plus, on observe également que le comportement des roches est indépendant de la contrainte hydro-
statique. Il suffit donc de faire intervenir les invariants du tenseur des contraintes déviatoriques J_1 , J_2 ,
et J_3 dans l'expression du critère, lequel peut s'exprimer par une relation du type

$$G(J_1, J_2, J_3, \sigma_s) = 0 \tag{5.4}$$

Un des critères les plus simples est celui de Mohr-Coulomb (pour une revue complète des diffé-
rents critères voir par exemple Desrues, 1984). Sous sa forme la plus classique, ce critère est caracté-
risé non plus par un palier mais par un pic de contraintes. Considérant le cercle de Mohr correspon-
dant au pic comme l'état de contrainte à la rupture, et faisant l'hypothèse que le critère ne dépend pas
de la contrainte intermédiaire σ_2 , le critère s'exprime en fonction des contraintes principales σ_1 et σ_3
sous la forme

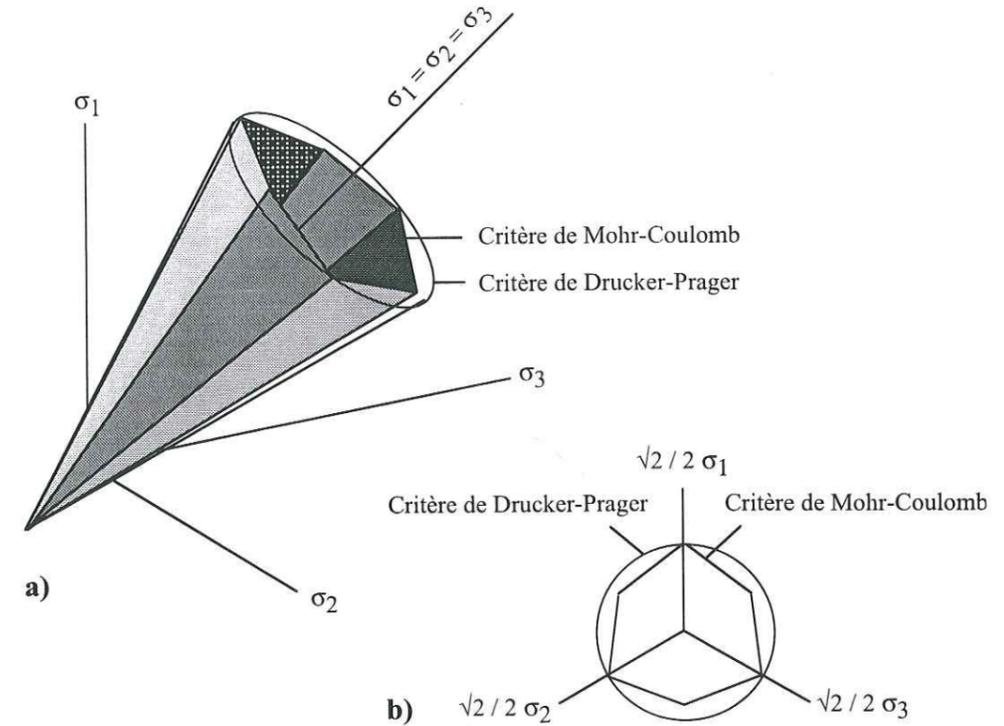
$$(\sigma_1 - \sigma_3) - (\sigma_1 + \sigma_3) \sin \phi - 2C_0 \cos \phi = 0 \tag{5.5}$$

si $\sigma_1 \geq \sigma_2 \geq \sigma_3$, C_0 représentant la cohésion et ϕ l'angle de friction interne. En compression (i.e. avec
 σ_3 verticale et égale à la pression lithostatique $\rho g z$) l'expression précédente peut également s'exprimer
en fonction de la contrainte déviatorique $(\sigma_1 - \sigma_3)$ suivant la relation

$$(\sigma_1 - \sigma_3) = 2 (\rho g z \sin \phi + C_0 \cos \phi) / (1 - \sin \phi) \tag{5.6}$$

Dans l'espace des contraintes principales, la frontière est représentée par une pyramide rombo-
édrique d'axe confondu avec la première trisectrice (la droite d'équation $\sigma_1 = \sigma_2 = \sigma_3$). Les équations
des différentes facettes s'obtiennent en permutant le rôle des contraintes principales dans l'expression
précédente. Ce critère est pratique si l'on travaille dans l'espace de Mohr, mais avec le développe-
ment des calculs numériques et l'utilisation pratique des critères de plasticité, il est nécessaire
d'introduire d'autres critères. En effet, le passage d'une facette à une autre de la pyramide introduit
des discontinuités difficilement modélisables, et il est pratique d'approximer le critère de Mohr-
Coulomb par un cône d'axe confondu avec la première trisectrice. Le critère utilisé lors des calculs en
plasticité est celui de Drucker-Prager (figure 5.1). Son expression analytique dans le repère des con-
traintes principales est

$$\sqrt{J_2} = p_1 + p_2 I_1 = [1/6\{(\sigma_3 - \sigma_1)^2 + (\sigma_1 - \sigma_2)^2 + (\sigma_2 - \sigma_3)^2\}]^{1/2} \tag{5.7}$$



L'ajustement du critère de Drucker-Prager sur celui de Mohr-Coulomb peut s'obtenir en exprimant les paramètres p_1 et p_2 , décrivant respectivement la position et l'ouverture du cône, en fonction de la cohésion C_0 et de l'angle de friction interne ϕ suivant les expressions suivantes:

$$p_1 = (6C_0 \cos \phi) / \sqrt{3(3 - \sin \phi)} \quad \text{et} \quad p_2 = (2 \sin \phi) / \sqrt{3(3 - \sin \phi)}$$

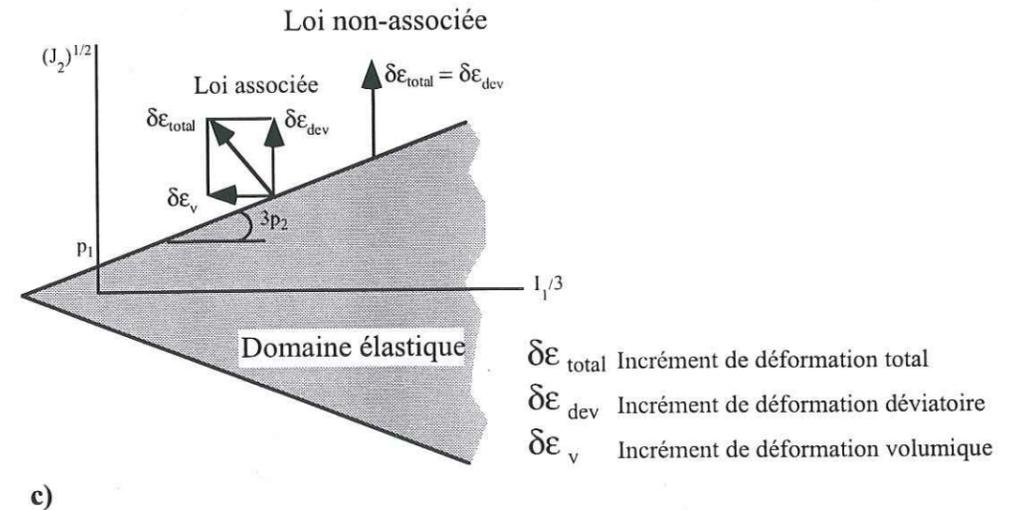


Figure 5.1. a) Représentation dans l'espace des contraintes principales du critère de Mohr-Coulomb (pyramide hexagonale) et de son approximation par le critère de Drucker-Prager (cône externe). b) Intersections des critères avec un plan perpendiculaire à la première trisectrice. c) Représentation de la loi non-associée. La déformation plastique effective (ϵ_p) se caractérise par l'absence d'effet de dilatance (ϵ_v) et ne porte que sur le déviateur des contraintes (ϵ_{dev}).

p_1 et p_2 étant deux paramètres décrivant respectivement la position et l'ouverture du cône (cf. figure 5.1c) et I_1 le premier invariant du tenseur des contraintes. Les expressions des paramètres p_1 et p_2 en fonction de la cohésion C_0 et de l'angle de friction interne ϕ , caractéristiques plus usuels du critère de Mohr-Coulomb, sont données figure 5.1. Enfin, on peut noter que cette loi de comportement possède une loi non-associée, en ce sens qu'il n'y a pas de déformations plastique volumique, ou en d'autres termes que la dilatance est nulle. La déformation plastique ε_p à un instant t donné, dite "équivalente" ou "effective", ne porte donc que sur la composante déviatorique du tenseur des déformations (cf. figure 5.1c). Elle se définit comme la somme des incréments de déformation plastique de l'état initial jusqu'au temps t . Chaque incrément de déformation plastique se déduit de la racine carrée du second invariant du déviateur de déformation incrémentale non élastique. Si la composante élastique de la déformation totale est négligeable, la déformation plastique effective en déformation plane est alors peu différente du second invariant du tenseur de déformation, et s'exprime dans le repère principal par

$$\varepsilon_p = [2/3 \{(\varepsilon_3 - \varepsilon_1)^2 + (\varepsilon_1 - \varepsilon_2)^2 + (\varepsilon_2 - \varepsilon_3)^2\}]^{1/2} \quad (5.8)$$

Par la suite, la déformation plastique effective sera simplement désignée par le terme de déformation plastique. Enfin, il est possible d'introduire des phénomènes d'écroutissage en faisant varier l'angle de friction interne au cours de la déformation.

Comportement ductile.

Le comportement ductile des roches est approximé par le modèle de Maxwell. Dans le cas unidimensionnel, le modèle se représente par un ressort monté en série avec un amortisseur. Pour de brèves sollicitations, le matériau se comporte comme un corps élastique de module d'Young E . La déformation est donc instantanée et réversible lorsque la sollicitation cesse. Par contre, pour un taux de déformation constant, le matériau se comporte comme un fluide de viscosité constante η . Les contraintes au sein du matériau sont alors constantes et proportionnelles à la viscosité. L'expression du critère fait intervenir le tenseur des contraintes σ ainsi que les tenseurs des taux de contrainte et de déformation $\dot{\sigma}$ et $\dot{\varepsilon}$ suivant la relation

$$E\sigma + \eta\dot{\sigma} = \eta E\dot{\varepsilon} \quad \text{ou} \quad \sigma + t_R\dot{\sigma} = \eta\dot{\varepsilon} \quad \text{avec} \quad t_R = \eta/E \quad (5.9)$$

t_R représentant le temps de relaxation des contraintes. On peut noter que la relation (5.9) est linéaire, alors que nous avons vu lors du deuxième chapitre que le comportement des roches lithosphériques est non-newtonien. Cette simplification permet de s'affranchir des problèmes thermo-mécaniques et en particulier de la détermination du géotherme qui n'est plus nécessaire à la résolution des calculs (cf. chapitre 2). En pratique, cette hypothèse paraît d'autant plus réaliste que la résistance des niveaux ductiles de nos modèles est faible par rapport à celle des niveaux fragiles. Par conséquent, ce sont les niveaux plastiques qui contrôlent en premier lieu le développement des instabilités périodiques de la lithosphère.

2.2 Géométrie et caractéristiques physiques des modèles.

La géométrie initiale du domaine sur lequel porte cette étude est arbitrairement restreint à un profil de quelques milliers de kilomètres de longueur et quelques dizaines de kilomètres de profondeur. Nous modélisons tant en domaine océanique que continental une plaque lithosphérique type. Leur profil rhéologique correspond respectivement aux modèles 2 ou 4 couches décrits lors du second chapitre. Pour l'étude portant sur l'Océan Indien, les modèles sont constitués d'un niveau fragile reposant sur une couche ductile, pouvant être assimilés à la partie fragile de la lithosphère (croûte et manteau fragile) et au manteau ductile. En domaine continental, les modèles sont constitués par l'alternance de niveaux fragiles et ductiles, similaires aux modèles analogiques "4 couches". Les calculs présentés par la suite portent sur une géométrie initiale rectangulaire. Il faudra distinguer les contours verticaux, sans signification physique des contours horizontaux. Le contour horizontal inférieur représente la base de la lithosphère, supposée initialement horizontal. Le contour supérieur représente la surface libre de la lithosphère. L'évolution de sa forme est une information topographique directement confrontable aux observations géologiques, compte tenu des simplifications introduites lors de la modélisation. La figure 5.2 résume la géométrie des différents modèles ainsi que les conditions aux limites employées lors des calculs.

2.3 Conditions initiales et aux limites.

Les conditions aux limites peuvent être cinématiques, lorsqu'elles consistent à appliquer des déplacements, ou statiques lorsqu'il s'agit d'appliquer des contraintes (conditions aux limites en pression et gravité). Les déplacements horizontaux aux extrémités des modèles sont utilisés pour simuler les poussées tectoniques (Melosh et Williams 1989; Beekman, 1994; Wallace et Melosh, 1994; Huang et al., 1997, 1998). Les modèles sont initialement chargés par des forces de volume (précontraintes lithostatiques) et une pression uniforme est appliquée sur la surface supérieure. Les conditions aux limites géométriques concernent les contours verticaux sur lesquels sont appliqués des déplacements horizontaux afin de reproduire un contexte tectonique compressif. Les déplacements verticaux sur ces faces sont libres. A la base du modèle, les effets de l'asthénosphère sont modélisés seulement par une pression hydrostatique (voir par exemple Melosh et Raefsky, 1980; Melosh et Williams 1989; Beekman, 1994; Huang et al., 1997, 1998). En effet, la viscosité de l'asthénosphère étant de plusieurs ordres de grandeur inférieure à celle de la lithosphère, elle peut être négligée. Il n'existe donc pas d'interactions fluides entre les deux domaines dans nos modèles. Par ailleurs, si dans la nature la valeur de ces contraintes cisailantes est difficile à évaluer précisément (Richardson et al., 1979), elles semblent être suffisamment faibles (10^{-2} MPa ou moins) pour être négligées dans le bilan des forces tectoniques (Richardson, 1992). La lithosphère flotte donc à la surface d'un fluide, ce qui permet de modéliser des effets de compensation isostatique. L'asthénosphère exerce sur la base des modèles une pression d'Archimède qui dépend du contraste de densité entre la lithosphère et l'asthénosphère, et des déplacements verticaux du modèle. Les mouvements verticaux et horizontaux sont donc possibles. On peut noter que cette hypothèse est similaire aux conditions aux limites appliquées aux modèles analogiques (cf. chapitre 4). La surface des modèles peut, quant à elle, être soumise à la pression atmosphérique (surface libre), ou à une pression simulant le poids d'une couche supérieure.

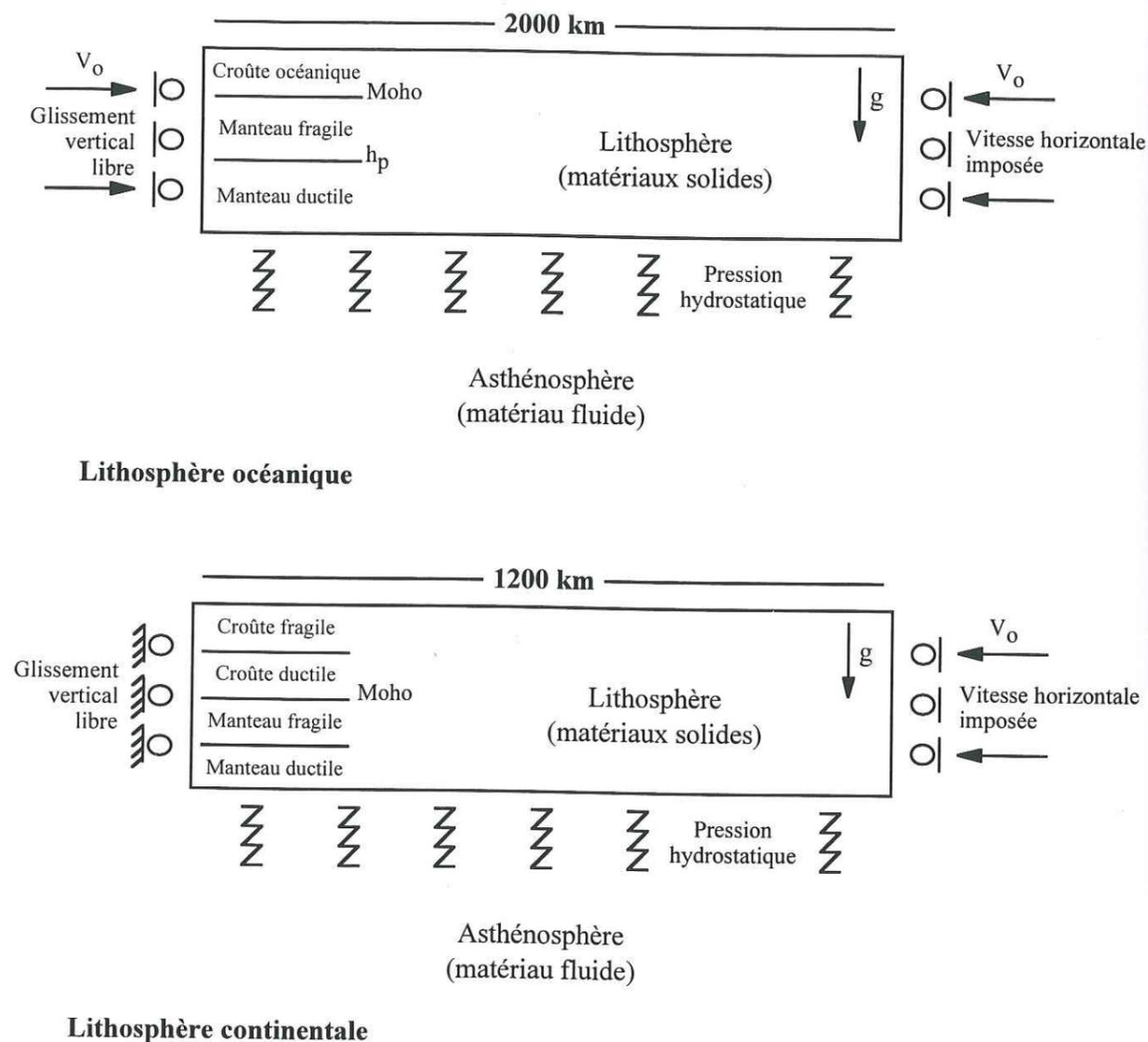


Figure 5.2. Représentation schématique des modèles utilisés pour les calculs. La lithosphère est modélisée par une série de niveaux solides reposant sur un fluide (invisible) représentant l'asthénosphère. L'action de l'asthénosphère à la base de la lithosphère est modélisée par une pression hydrostatique. Les déplacements verticaux sont libres aux deux extrémités des modèles, tandis que les déplacements horizontaux sont imposés. Dans le cas des modèles océaniques (Océan Indien) les deux extrémités se déplacent à la même vitesse (constante), alors que l'extrémité gauche des modèles continentaux (Japon) est fixe.

3. Modèles numériques de l'Océan Indien.

Nous avons utilisé le programme de calculs par éléments finis décrit ci-dessus pour étudier la croissance d'instabilités périodiques lors du raccourcissement de la lithosphère océanique. Plusieurs dizaines de calculs ont été réalisées lors de cette étude et seuls les principaux résultats seront présentés par la suite. Les calculs ont permis de déterminer l'influence des forces gravitaires en fonction de la rhéologie de la lithosphère et des contrastes de densité au sommet de la lithosphère sur la nature et la géométrie des structures.

3.1 Géométrie et caractéristiques physiques des modèles.

Les modèles représentent une section rectangulaire verticale de 2000 km de long, orientée nord-sud à travers le bassin Central de la plaque indo-australienne. La géométrie des modèles utilisés pour les calculs numériques est basée sur les caractéristiques présentées lors du premier chapitre. La lithosphère est modélisée par un niveau élasto-plastique représentant la croûte et la partie fragile du manteau, le tout reposant sur un niveau viscoélastique correspondant à la partie ductile de la lithosphère. La résistance des niveaux fragile augmente linéairement avec la profondeur, tandis que celle du niveau ductile est indépendante de la profondeur. En effet, plusieurs hypothèses concernant la distribution de la viscosité en fonction de la profondeur et le coefficient de puissance n intervenant dans la loi de comportement (relation 3.2) ont été testées. Les résultats montrent que les variations de viscosité influence peut le développement des instabilités tant que la viscosité des niveaux ductiles est suffisamment faible pour être négligeable par rapport à la résistance moyenne du domaine fragile de la lithosphère. De plus, il n'existe pas de différences significatives entre les modèles lorsque le coefficient de puissance n varie entre 1 et 3. Par simplification, la partie ductile de la lithosphère est donc simplement modélisée par un matériau ductile newtonien ($n = 1$) dont la viscosité est de 10^{22} Pa s. Il suffit donc de déterminer l'angle de friction interne et la cohésion des parties fragiles de la lithosphère et la valeur de la viscosité du domaine ductile pour définir le comportement des modèles. En pratique, il apparaît que la cohésion des roches est suffisamment faible par rapport aux contraintes déviatoriques déterminées par la relation (5.6) pour être négligée dans les calculs. Une deuxième stratification, concernant seulement les variations de densité, a également été utilisée afin de tester les effets des variations de densité au sein de la lithosphère. Le programme ne permettant pas de faire varier la densité d'un domaine en fonction de la profondeur, les modèles ont été décomposés en une dizaine de niveaux (5 pour la partie fragile et 5 pour la partie ductile). La densité de chaque niveau ainsi défini est uniforme. Les variations de densité sont basées sur les calculs effectués lors du chapitre 3 (cf. table 3.1). Hormis la brusque variation de densité caractéristique du Moho, les variations de densité au sein de la lithosphère restent modérées. La stratification utilisée est donc similaire à celle utilisées lors des calculs analytiques, et reste a priori suffisante pour cette étude.

La plaque océanique modélisée dans cette étude comprend une croûte basaltique d'environ 6 km d'épaisseur, reposant sur le manteau supérieur, essentiellement constitué d'olivine. L'âge de l'Océan Indien varie dans la partie où sont observées les déformations intraplaques entre 60 et 80 Ma, et leur apparition remonte au Miocène (cf. chapitre 1). Par la suite, nous supposerons que les déformations

sont apparues il y a 12 Ma et que l'âge moyen de la plaque était initialement de 60 Ma. Ceci correspond donc à une lithosphère océanique de 80 km d'épaisseur environ. Pour un milieu essentiellement constitué d'olivine et à un taux de déformation d'environ 10^{-16} s^{-1} , la transition entre domaine fragile et ductile semble survenir à la température de $\approx 620 \pm 120^\circ\text{C}$ (Martinod, 1991). Pour une lithosphère océanique âgée d'une soixantaine de millions d'années et un flux de chaleur de 60 mW m^{-2} (Stein et Stein, 1992), cette transition pourrait survenir vers quarante kilomètres de profondeur (voir chapitre 3). On peut remarquer que cette profondeur coïncide également avec la profondeur maximale des séismes enregistrés dans la partie centrale de l'Océan Indien (Wiens et Stein, 1983, Stein et Weissel, 1990). Finalement, nous supposons que l'épaisseur de la partie fragile de la lithosphère est de 40 km, l'épaisseur totale de la lithosphère étant de 80 km. La géométrie des modèles est schématisée figure 5.2.

La table suivante synthétise les caractéristiques communes à l'ensemble des différents modèles réalisés lors de cette étude, et notamment aux modèles de références.

Définition	Symbole	Valeur			Unité
accélération gravitaire	g	9,81			m s^{-2}
densité de l'eau	ρ_e	1000			kg m^{-3}
densité des sédiments	ρ_s	2200			kg m^{-3}
densité de l'asthénosphère	ρ_a	3300			kg m^{-3}
profondeur du Moho	z_m	6			km
transition Fragile-Ductile	h_p	40			km
vitesse de raccourcissement	V_o	0,4 (x2)			cm/an
taux de déformation	$\dot{\epsilon}$	10^{-16}			s^{-1}
		Croûte	Manteau fragile	Manteau ductile	
pétrologie		basaltes	olivine	olivine	
épaisseur du niveau		6	34	40	km
loi comportement mécanique		élasto-plastique	élasto-plastique	viscoélastique	
masse volumique	ρ	2900	3300	3300	kg m^{-3}
module d'Young	E	90	70	70	GPa
coefficient de Poisson	ν	0,25	0,25	0,25	-
Loi de comportement		Source			
élasto-plastique	Drucker-Prager	Carmichael, 1989			
viscoélastique	Maxwell avec $\eta = 10^{22} \text{ Pa s}$.				

Table 5.1. Caractéristiques physiques et lois de comportement utilisées lors les calculs (Océan Indien).

3.2 Les conditions aux limites.

Les conditions aux limites horizontales appliquées aux extrémités des modèles modélisent les effets de la collision himalayenne, de la subduction le long des arcs de Banda et Sunda, et de la poussée exercée par la dorsale océanique sur la plaque indo-australienne. Ces conditions aux limites induisent de fortes contraintes horizontales, orientées approximativement nord-sud dans le bassin Central (Clœtingh et Wortel, 1986). Pour modéliser ce contexte tectonique, les déplacements horizontaux sont

imposés à chaque extrémité du domaine, tandis que les déplacements verticaux sont libres. Le taux de raccourcissement imposé au modèle est de 10^{-16} s^{-1} . Dans les modèles présentés par la suite, la vitesse de déformation V_o imposée aux deux extrémités est de 4 mm/an, et ces déformations sont appliquées au modèle durant une douzaine de millions d'années. Pour une plaque initialement de 2000 km de long, cela correspond à un raccourcissement total de 96 km, soit 4,8 % de déformation en fin d'expérience.

Les modèles sont initialement chargés par des forces de volume (précontraintes lithostatiques) et une pression uniforme est appliquée sur la surface supérieure. Cette surcharge permet de modéliser le poids de la colonne d'eau ou de sédiments situés au-dessus du plancher océanique. Les modèles lithosphériques reposent sur des ressorts modélisant les effets de l'asthénosphère (une pression hydrostatique), notamment les phénomènes de compensation isostatique. Leur raideur est proportionnelle aux déplacements verticaux de la base des modèles. Le contraste de densité entre la lithosphère et l'asthénosphère est supposé nul. En effet, le contraste de densité étant fonction de l'âge de la plaque océanique, lequel est constant dans les modèles, nous avons supposé que ses effets étaient suffisamment faibles pour être négligés.

3.3 Influence des hétérogénéités initiales sur le développement des instabilités périodiques.

Les études théoriques montrent que la présence de perturbations initiales est nécessaire pour déstabiliser le raccourcissement homogène d'une plaque en compression et initier d'autres modes de déformation. En effet, il est nécessaire d'introduire des perturbations initiales pour modifier l'état initial des modèles. Les conditions aux limites étant similaires à celles d'un essai de cisaillement pur, le raccourcissement d'un modèle dont la stratification initiale est plane, sans aucune topographie ou hétérogénéité particulière, est accommodé par un épaississement uniforme. Il est donc nécessaire - et la résolution des équations de Navier-Stokes utilisées lors du chapitre 3 le montre clairement - d'introduire des hétérogénéités initiales dans les modèles pour que des instabilités apparaissent. En effet, aucune instabilité ne se développe lorsque le modèle est parfaitement stratifié, comme le prédisent les calculs analytiques. Cette constatation permet de comprendre et d'interpréter les résultats obtenus par Beekman (1994) lorsqu'il essaye de modéliser l'apparition d'instabilités périodiques dans l'Océan Indien. L'auteur introduit dans ces modèles des hétérogénéités initiales de très faible longueur d'onde, constituées de failles crustales préexistantes au raccourcissement, espacées régulièrement tout les 5 km. Ces perturbations sont suffisantes pour activer le développement d'instabilités de grande longueur d'onde, mais seulement après un important taux de raccourcissement et ne sont donc pas satisfaisantes pour expliquer le développement des plis lithosphériques. Nous verrons ci-dessous qu'il existe dans la lithosphère océanique de nombreuses hétérogénéités susceptibles de déclencher le développement d'ondulations de grande longueur d'onde.

Différentes hétérogénéités initiales ont été testées afin d'obtenir des conditions proches des calculs analytiques et des modèles analogiques. Si l'on considère les études publiées précédemment, divers mécanismes ont été proposés pour initier le développement des instabilités périodiques de la litho-

sphère. Certains auteurs ont invoqué des surcharges ponctuelles de la plaque lithosphérique, telles celles résultant de la ride du quatre-vingt-dixième méridien est (McAdoo et Sandwell, 1985) ou la présence de volcans sous marins (Karner et Weissel, 1990). D'autres modèles sont basés sur le développement d'instabilités mantelliques (Zuber, 1987) représentant par exemple les déformations produites à la base de la lithosphère par le passage de la plaque au-dessus de panaches mantelliques (Fleitout et Moriceau, 1992; Fleitout et al., 1992) ou des mouvements convectifs au sein de l'asthénosphère (Fleitout et Yuen, 1984; Buck et Parmentier, 1986; Haxby et Weissel, 1986). Les structures ainsi obtenues sont périodiques et leur longueur d'onde est d'environ 200 km. Enfin, nous avons vu que des modèles sont également basés sur la réactivation de failles crustales (Beekman, 1994).

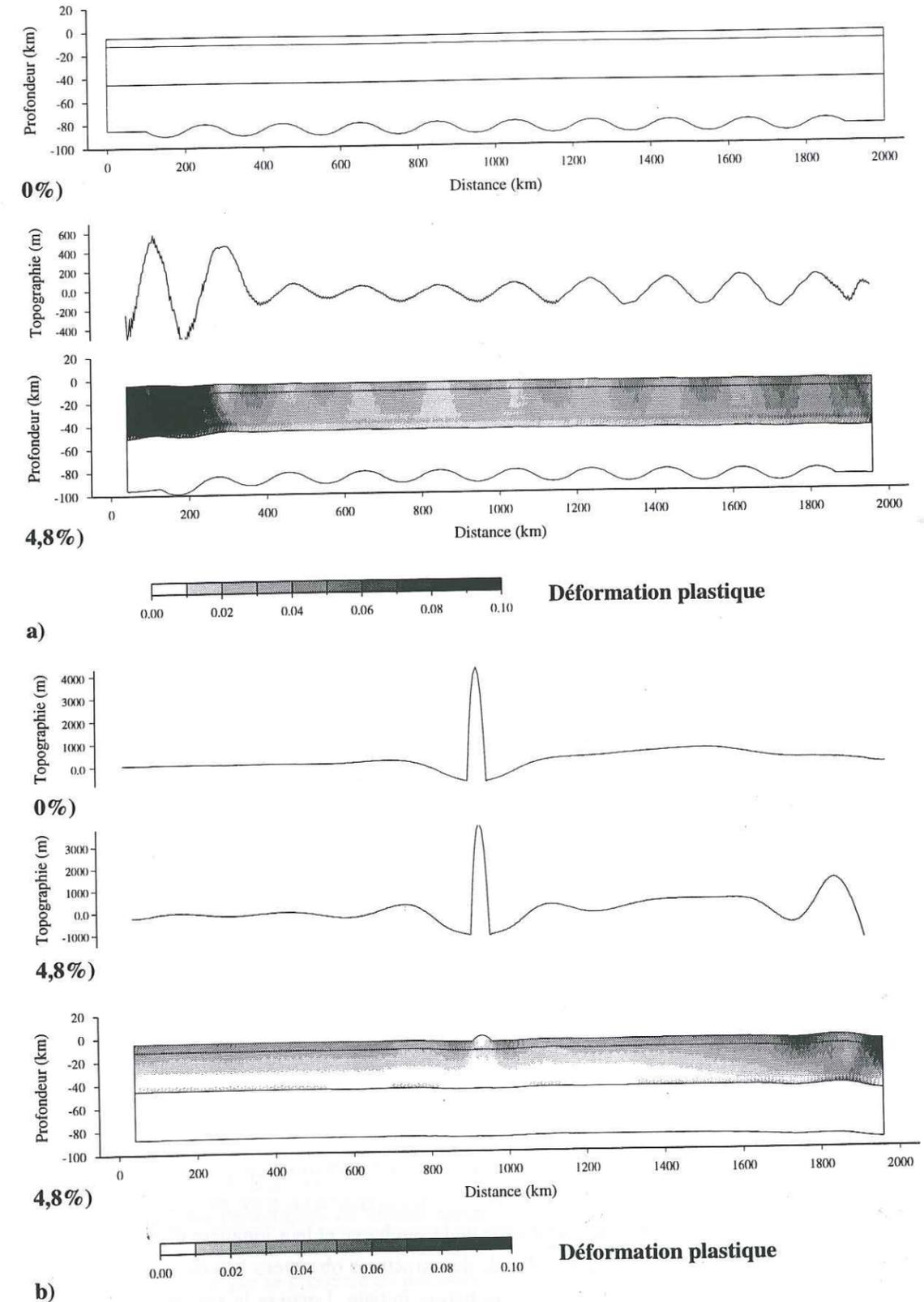
Plusieurs séries de calculs ont été réalisées afin de tester l'influence de ces différentes perturbations initiales. Pour chaque type d'instabilité utilisée, plusieurs calculs successifs ont été réalisés en faisant varier progressivement la résistance de la lithosphère. L'angle de friction interne ϕ de la partie fragile de la lithosphère varie entre 5 et 30° par pas de 5°, la viscosité de la partie ductile étant constante et de 10^{22} Pa s. Ces calculs ont révélé l'importance du choix de l'instabilité utilisée pour perturber le système et initier les déformations. Ces résultats font l'objet des paragraphes suivants.

Influence d'instabilités périodiques situées à la base de la lithosphère.

Les modèles suivants ont été réalisés en utilisant une instabilité mantellique (Zuber, 1987) pour initier les déformations non-homogènes. Les instabilités périodiques dans cet exemple sont de forme sinusoïdale avec une longueur d'onde initiale de 200 km et une amplitude de 5 km (figure 5.3a). Les résultats obtenus diffèrent très peu en fonction de la résistance de la lithosphère. Il apparaît que l'utilisation de perturbations à la base de la lithosphère n'est pas suffisante pour perturber de manière significative la surface du modèle, même si leur présence est plausible. Elles présentent toutefois de nombreux inconvénients.

En premier lieu, les mécanismes de formation de ces structures font que leur orientation privilégiée est parallèle à la direction de déplacement de la plaque lithosphérique (Fleitout et Yuen, 1984; Buck et Parmentier, 1986; Fleitout et Moriceau, 1992) à la différence des ondulations observées dans l'Océan Indien. D'autre part, le développement d'une instabilité située à la base du niveau le moins compétent des modèles est très lent. Les perturbations de moins de 100 km de longueur d'onde et de moins de 500 ou 1000 m d'amplitude initiale sont rapidement inhibées. Pour des amplitudes initiales plus importantes (plusieurs kilomètres pour une longueur d'onde initiale comprise entre 100 et 300 km) et d'importants taux de déformations (jusqu'à 10 % de raccourcissement), les déformations observées en surface ne dépassent pas quelques dizaines de mètres d'amplitude (cent ou deux cents mètres tout au plus près des extrémités). Enfin, il apparaît que la longueur d'onde des plis observés en surface est déterminée par celle de la perturbation initiale (cf. figure 5.3a). Il faut cependant remarquer que ces calculs ne sont sans doute pas suffisants pour l'étude des déformations situées à la base de la lithosphère. En effet, les effets de la température, des variations de la viscosité ou de la densité (instabilités de Rayleigh-Taylor) n'étant pas ou très mal modélisés.

Influence d'une surcharge localisée à la surface de la lithosphère.



Certains auteurs utilisent une surcharge locale à la surface de la plaque pour expliquer l'initiation des déformations non-homogènes (McAdoo et Sandwell, 1985; Karner et Weissel, 1990). Dans la modèle de Karner et Weissel (1990), la surcharge localisée au centre du modèle simule la présence des monts marins Afanazy-Nikitin, situés à la longitude de 83°E, entre 2,5°S et 5,5°S de latitude (figure 1.1). La base du "volcan" mesure 50 km de long et il culmine à 5000 m au-dessus du plancher océanique (figure 5.3b).

Les calculs suivant nous ont permis d'étudier l'influence d'une surcharge topographique localisée à la surface des modèles. Cependant, les calculs étant bi-dimensionnels, les surcharges que nous introduisons dans nos modèles ne simulent pas des charges ponctuelles mais plutôt des charges linéaires, perpendiculaires à la direction de raccourcissement. Il est donc certain que nos calculs surestiment l'influence de la surcharge. Lors du calcul des précontraintes lithostatique, la surcharge introduit des déflexions périodiques de grande longueur d'onde à la surface du modèle dû à la compensation isostatique et à la flexure élastique de la plaque. Contrairement aux calculs précédents, la perturbation initiale n'est donc plus placée dans le niveau le moins compétent de la lithosphère mais à la surface du domaine fragile, i.e. dans un cas beaucoup plus favorable. La longueur d'onde λ_e des déflexions périodiques qui se forment vaut

$$\lambda_e = 2\pi \{Eh^3/12(1-\nu^2)\rho g\}^{1/4} \quad (5.10)$$

h étant l'épaisseur de la plaque élastique, ρ sa masse volumique, E et ν le module d'Young et le coefficient de poisson et g le module de l'accélération gravitaire. En première approximation, si on suppose que dans la lithosphère $E = 70$ GPa, $\nu = 0,25$, $\rho = 3300$ kg m⁻³ et $g = 9,81$ m s⁻², l'équation (5.10) équivaut à $\lambda_e \approx 130 h^{3/4}$. Pour une plaque élastique de 40 km d'épaisseur (i.e. équivalente à l'épaisseur de la partie fragile des modèles), la longueur d'onde correspondante est d'environ 370 km.

On vérifie aisément dans nos modèles que la longueur d'onde des déflexions introduites par la surcharge correspond approximativement à celle produite par le flambement d'une plaque élastique de 40 km d'épaisseur (figure 5.3b). La longueur d'onde des ondulations initiales est en effet d'environ 350 km. Par la suite, lors du raccourcissement, l'instabilité de 350 km de longueur d'onde se développe de manière privilégiée, son amplitude initiale étant prépondérante. Ce mécanisme est d'autant plus efficace que la plaque lithosphérique est résistante (i.e. que l'angle de friction interne du domaine fragile est important), puisque dans ces conditions le cœur élastique demeure présent pour des déformations atteignant plusieurs pour-cent. A titre d'exemple, la figure 5.3b présente le domaine et la déformation plastique obtenue après 4,8 % de raccourcissement dans le cas où $\phi = 30^\circ$ ainsi que la topographie initiale et en fin de calcul du modèle. On constate après 5 % de déformation qu'une partie non négligeable du domaine fragile de la lithosphère, environ 15 km d'épaisseur, n'est pas plastifiée. L'amplitude des plis s'atténue rapidement de part et d'autre de la surcharge et leur longueur d'onde correspond à celle des déflexions initiales. La longueur d'onde des structures observées lors du raccourcissement semble donc entièrement déterminée par la perturbation initiale. Lorsque la résistance de la lithosphère diminue ($\phi < 20^\circ$ par exemple), on constate que l'amplitude de la perturbation initiale s'atténue rapidement le long du profil, la compensation de la surcharge étant localisée autour de la surcharge. Lors de la compression, il se forme alors une bande de cisaillement de part et d'autre de la surcharge

accommodant l'essentiel du raccourcissement, le reste de la déformation étant absorbée par l'épaississement homogène de la plaque. En aucun cas on observe l'apparition et le développement de structures périodiques dans l'ensemble du modèle.

Ces modèles dans lesquels les instabilités se développent à partir d'une hétérogénéité ponctuelle ne permettent donc pas d'expliquer la formation des plis observés dans l'Océan Indien lorsque l'on tient compte de la rhéologie fragile-ductile des plaques océaniques. Ceci n'était pas le cas des modèles purement élastiques de McAdoo et Sandwell (1985) et de Karner et Weissel (1990). D'autre part, nous avons vu lors du premier chapitre que le développement de plis lithosphériques lors du raccourcissement horizontal de la lithosphère ne peut pas résulter du flambage élastique de la plaque océanique. En effet, les contraintes nécessaires pour produire de telles déformations sont bien supérieures à celles que peuvent supporter les roches lithosphériques. De plus, la plaque océanique ayant été raccourcie d'environ 4 % (cf. chapitre 1), il est peu vraisemblable que l'élasticité soit à l'origine de la formation de ces structures. Pour ce taux de déformation, les déformations doivent être irréversibles, la plaque étant entièrement déformée soit par rupture fragile soit par fluage ductile.

Influence de faibles perturbations situées à la surface de la lithosphère.

Les premiers calculs par éléments finis de déformations intraplaques utilisant des instabilités à la surface de la lithosphère ont été réalisés par Beekman (1994). Ces modèles dont nous avons parlé précédemment sont basés sur une rhéologie fragile-ductile et le développement ou la réactivation de failles crustales qui constituent les perturbations initiales permettant le développement de déformations lithosphériques. Toutefois ces perturbations initiales sont très faibles. Pour produire des structures d'un ou deux kilomètres d'amplitude, comparable à celles observées dans l'Océan Indien, elles nécessitent que la plaque lithosphérique soit suffisamment résistante pour permettre un développement rapide des instabilités périodiques ($\phi = 30^\circ$ et $\bar{\eta} = 10^{24}$ Pa s). En contrepartie, plus la plaque est résistante plus la longueur d'onde de l'instabilité dominante augmente. C'est pourquoi les modèles réalisés par Beekman (1994) sont constitués d'une plaque mince de 40 km d'épaisseur, la transition fragile-ductile survenant à la profondeur h_p de 23 km. Or ceci est en contradiction avec les observations effectuées dans l'Océan Indien (cf. chapitre 1). La longueur d'onde des plis qui se développent dans les modèles de Beekman (1994) est de 250 km, ce qui correspond approximativement à la longueur d'onde λ_e des plis observés pour un domaine élastique d'épaisseur équivalente. Les plis ne se développent qu'après plastification complète du domaine fragile qui survient après 2,3 % de raccourcissement, leur croissance étant ensuite exponentielle (Beekman, 1994). Le comportement de ses modèles rappelle donc celui des modèles élastiques présentés précédemment.

En s'inspirant des modèles réalisés par Beekman (1994), nous avons utilisé pour initier le développement d'instabilités périodiques de faibles variations de l'épaisseur du niveau fragile de la lithosphère. En effet, nous avons vu lors du premier chapitre que la topographie du plancher océanique actuel est caractérisée par la présence de nombreuses failles normales préexistantes. La surface de la lithosphère océanique est constituée par une succession de blocs crustaux délimités par des failles normales de quelques centaines de mètres d'amplitude et espacées de 10 ou 15 km en moyenne. La figure 5.4a reprend le profil topographique réalisé dans le sud de l'Océan Atlantique par Gilbert et Ma-

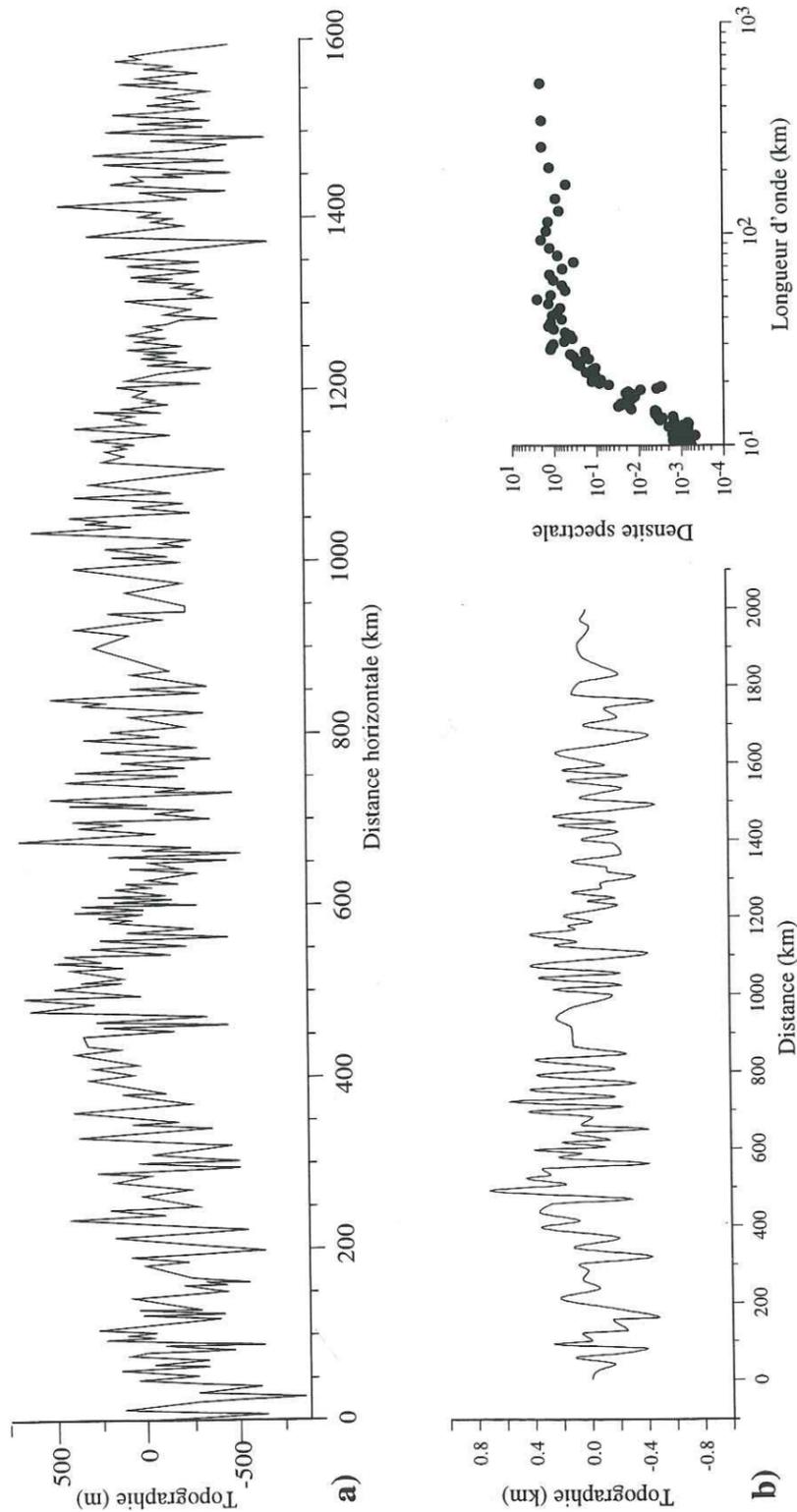


Figure 5.4. a) profil topographique du plancher océanique de l'Océan Atlantique orienté est-ouest par vingt degrés de latitude sud (après Guilbert et Malinverno, 1988). b) profil simplifié utilisé pour les calculs par éléments finis et analyse spectrale des composantes de la transformée de Fourier. On observe que les amplitudes initiales des perturbations dont la longueur d'onde est comprise entre 30 et 500 km sont toutes du même ordre de grandeur.

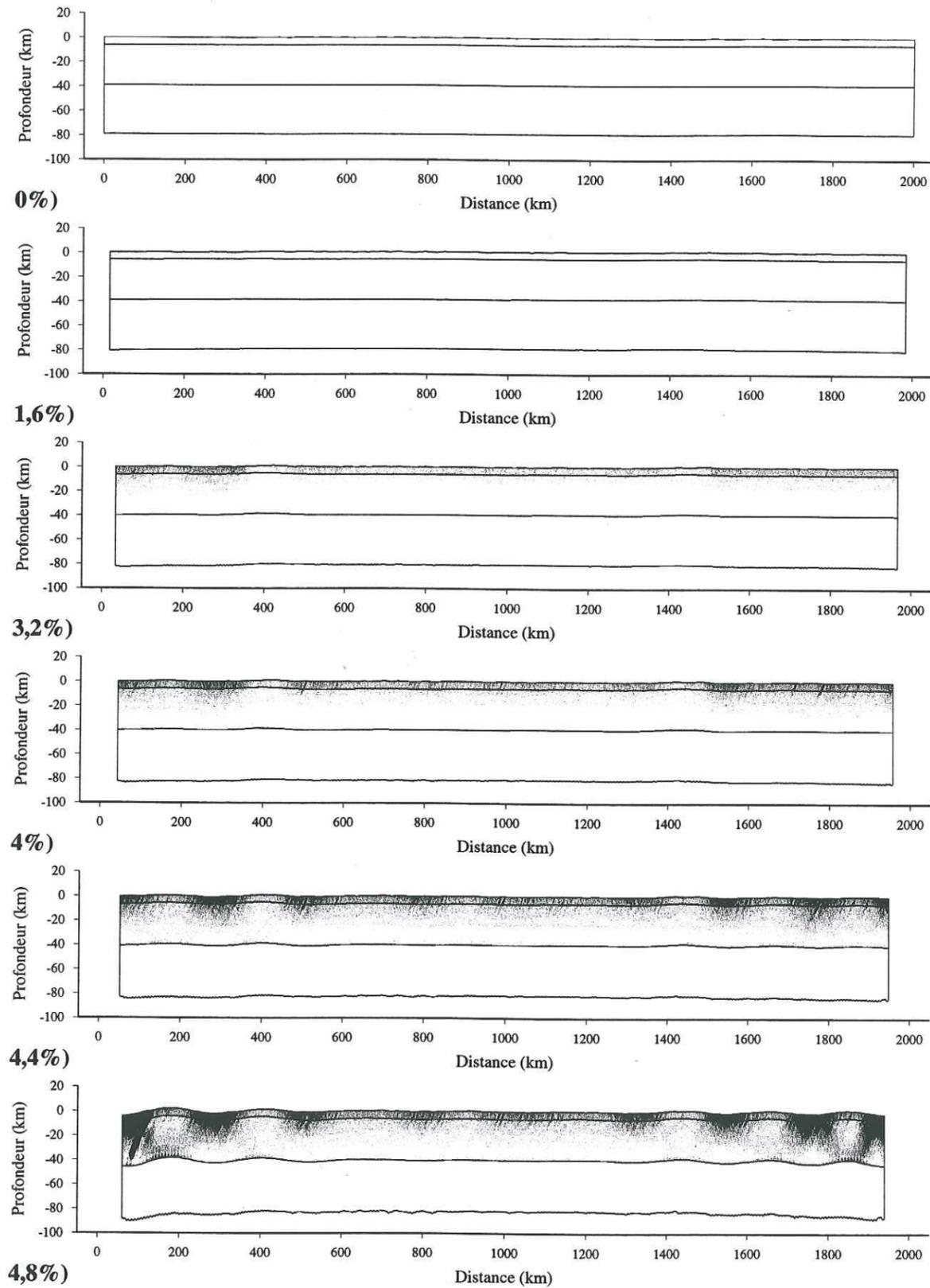
linverno (1988) et présenté lors du chapitre 3 (figure 3.6). Le plancher océanique est relativement jeune le long de ce profil et ne doit présenter que peu de déformations tectoniques. En supposant une histoire géologique identique dans l'Océan Indien, on peut supposer que l'amplitude initiale des instabilités périodiques présentes dans l'Océan Indien était similaire avant le raccourcissement nord-sud actuel. L'analyse de la topographie a révélé que la longueur d'onde caractéristique de ce profil est d'environ 15 km (Malinverno et Cowie, 1993). La figure 5.4b présente le profil utilisé lors des calculs ainsi que son analyse spectrale. La simplification du profil introduite par la numérisation élimine l'instabilité dominante de 15 km de longueur d'onde. Nous nous sommes surtout attachés à garder les grandes longueurs d'onde du signal topographique, qui seront responsables du développement des instabilités lithosphériques. L'analyse spectrale de ce profil, présentée figure 5.4b, révèle que l'amplitude initiale des hétérogénéités de longueurs d'onde comprise entre 25 et 500 km sont toutes du même ordre de grandeur. Il n'existe donc pas d'instabilité de longueur d'onde privilégiée dans nos modèles avant déformations. Le paragraphe suivant est consacré à l'étude de la déformation d'une lithosphère océanique dont la topographie constitue la seule hétérogénéité initiale.

3.4 Raccourcissement horizontal de la lithosphère océanique: résultats et discussion.

Les résultats présentés dans ce paragraphe ont tous été obtenus en utilisant l'instabilité située à la surface du modèle décrite dans le paragraphe précédent. Les variations d'épaisseur du domaine fragile sont présentées figure 5.4b. La rhéologie des modèles et les conditions aux limites sont celles présentées au paragraphe 3.2. Dans un premier temps nous verrons comment les propriétés mécaniques de la lithosphère (rhéologie, loi de comportement, densité) influencent le développement d'instabilités de grande longueur d'onde. Par la suite nous étudierons l'influence des contrastes de densité au sommet de la lithosphère et la géométrie des structures périodiques. Les conditions initiales étant proches des hypothèses utilisées lors des calculs analytiques, nous tenterons également de comparer les résultats obtenus par ces différentes méthodes.

Influence de l'angle de friction interne ϕ sur le développement des instabilités périodiques.

Le domaine fragile de la lithosphère est modélisé par un matériau élasto-plastique tandis que la partie ductile de la lithosphère est représentée par un matériau viscoélastique. La résistance du niveau fragile augmente linéairement avec la profondeur, celle du niveau ductile étant indépendante de la profondeur. La viscosité de la lithosphère ductile est de 10^{22} Pa s. On peut distinguer trois comportements différents en fonction de la résistance de la lithosphère. Pour ϕ compris entre 20° et 30° les plis qui se développent sont de longueur d'onde supérieure à 250 km. Pour ϕ compris entre 20° et 5° , la longueur d'onde des plis est d'environ 200 km. Enfin, lorsque ϕ est inférieur à 5° , le raccourcissement horizontal est accommodé par de l'épaississement homogène. Il faut cependant noter que les transitions entre chaque catégorie se font progressivement. Les longueurs d'onde des instabilités sont des caractéristiques communes à tous les modèles au sein d'une catégorie, seules des variations de leur taux de croissance étant observées. Nous allons maintenant examiner en détail le développement d'instabilités périodiques de grande longueur d'onde au travers de deux expériences réalisées respectivement pour un angle de friction interne ϕ de 30° et 10° .



Déformation plastique

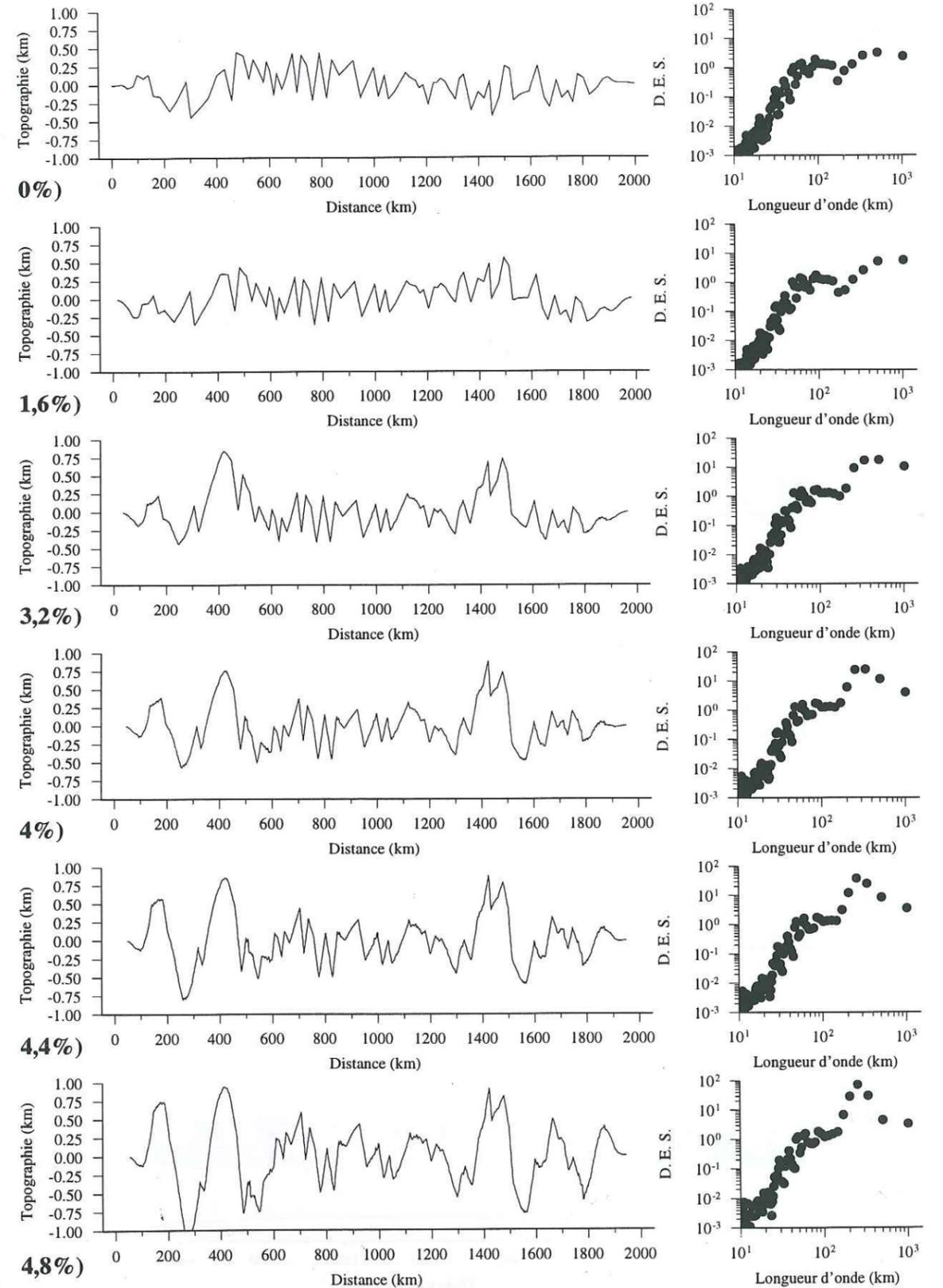


Figure 5.5. Domaine de déformation plastique effective et variation de la topographie en fonction du raccourcissement horizontal total pour un angle de friction interne de 30 degrés. Les variations de densité d'énergie spectrale (D.E.S.) montrent que plusieurs instabilités de grande longueur d'onde se développent au cours de la compression. La longueur d'onde dominante jusqu'à 4 % de raccourcissement est de 700 km. Il se développe ensuite une deuxième instabilité de 250 km de longueur d'onde. Remarquer qu'une fraction non négligeable du domaine fragile (environ 20 %) n'est pas plastifiée après 4,8 % de déformation.

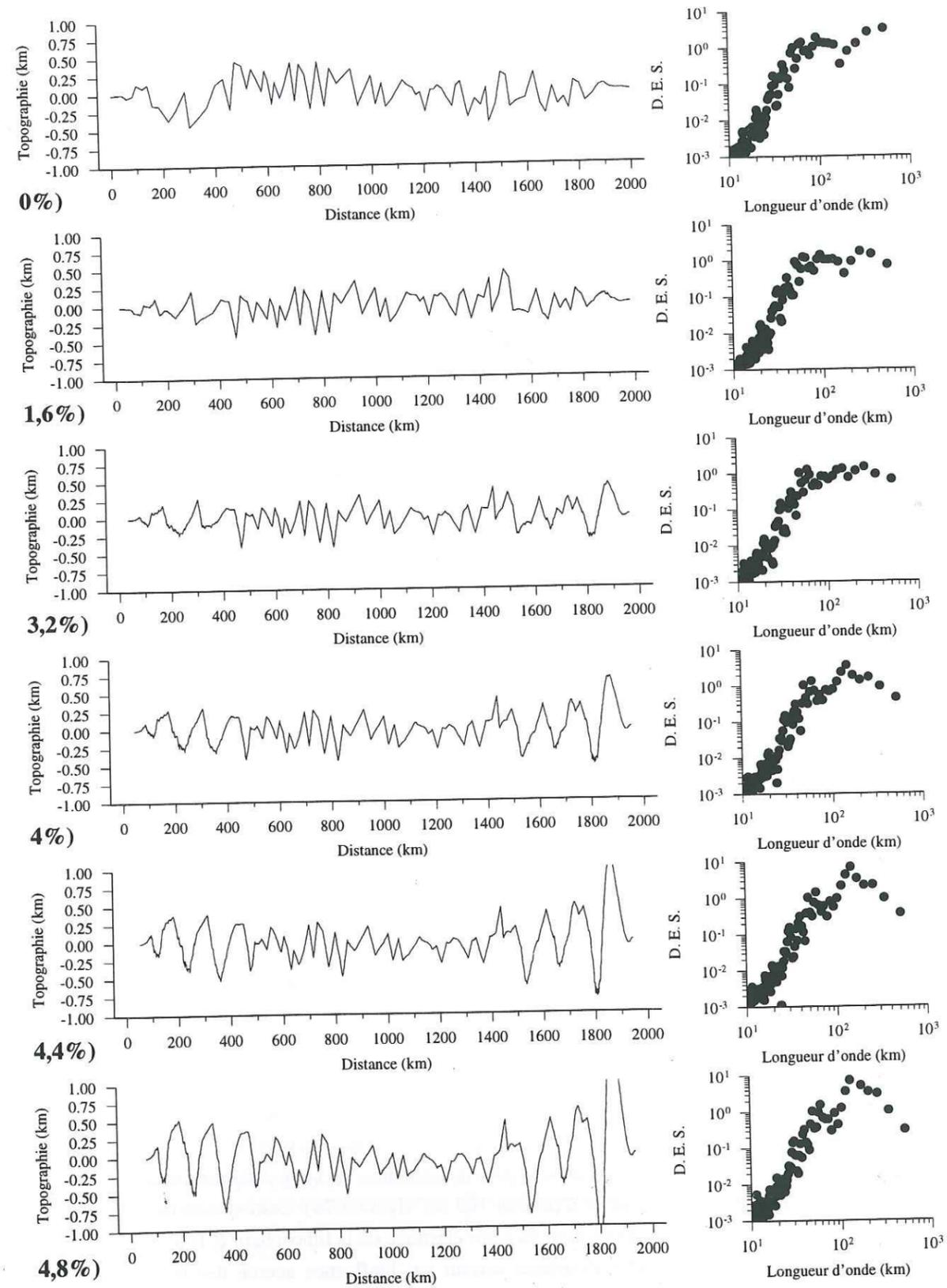
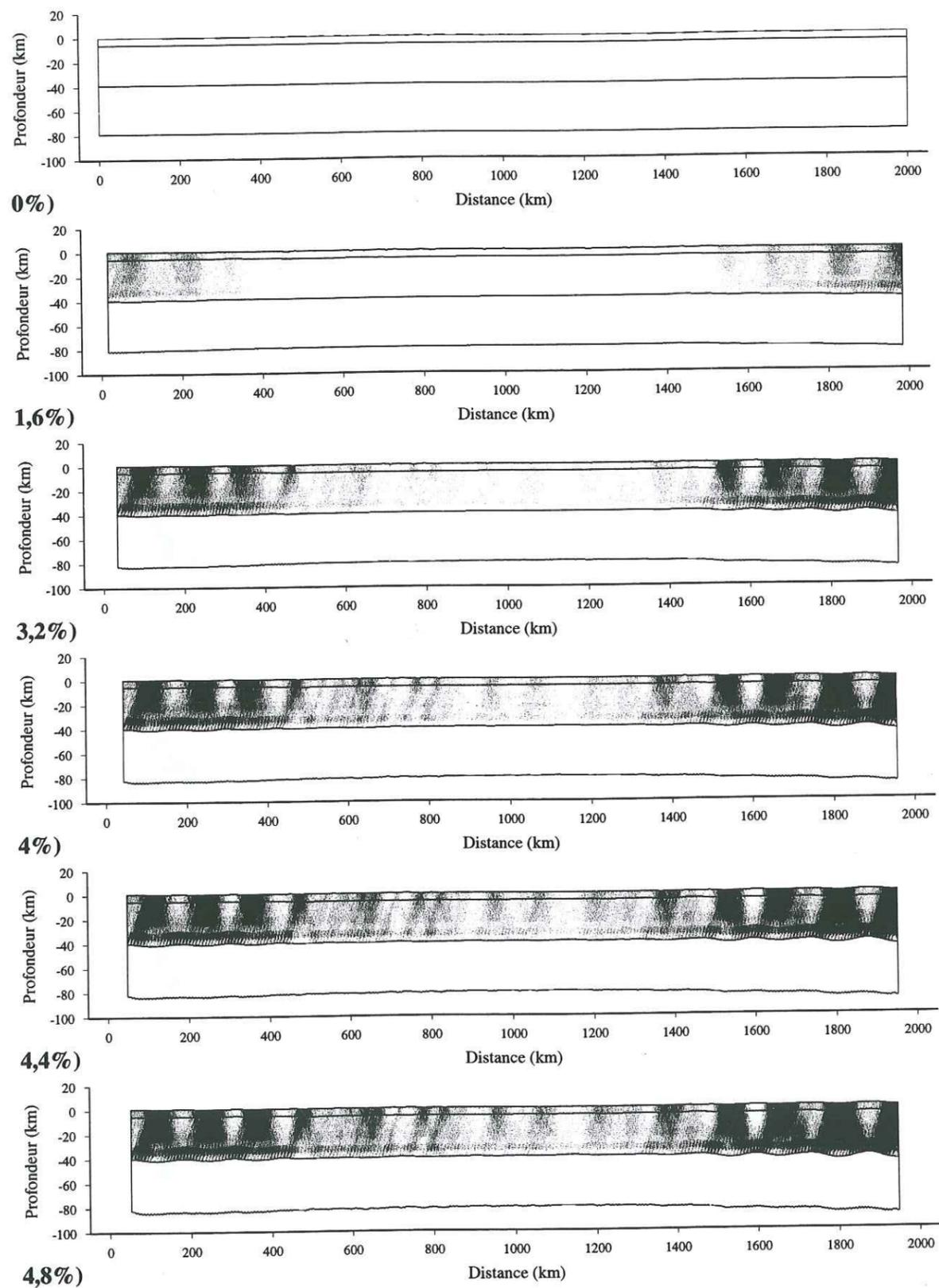


Figure 5.6. Domaine de déformation plastique effective et variation de la topographie en fonction du raccourcissement horizontal total pour un angle de friction interne de 10 degrés. Les variations de densité d'énergie spectrale (D.E.S.) montrent que seule une instabilité de 180 km de longueur d'onde se développe au cours de la compression. Remarquer que le domaine fragile est entièrement plastifié dès le début de l'expérience, après moins de 2 % de déformation.

La figure 5.5 présente le domaine de déformation plastique et l'évolution de la topographie en fonction du raccourcissement horizontal pour un angle de friction interne de 30° . Comme précédemment, le modèle est déformé pendant 12 millions d'années à la vitesse de 0,8 cm/an. Le raccourcissement en fin d'expérience est de 4,8 % (une période d'un million d'années correspond à un raccourcissement de 0,4 %), ce qui correspond à une déformation cumulée de 96 km. En début d'expérience, on observe des réajustements consécutifs aux calculs des forces gravitaires et au chargement. Cette étape se poursuit par une déformation homogène en réponse au raccourcissement horizontal. Après quelques millions d'années de déformation une première instabilité se développe et les premières structures périodiques apparaissent à la surface du modèle. Les structures observées ont une longueur d'onde caractéristique de 600-700 km. On remarque toutefois que l'ensemble du modèle est élastique. Cette instabilité pourrait donc résulter du flambement de l'ensemble de la lithosphère. La longueur d'onde des plis obtenus par le flambement d'une plaque de 80 km d'épaisseur est effectivement de 620 km. La déformation augmentant, une deuxième instabilité périodique apparaît après 3 % de raccourcissement. L'analyse par transformée de Fourier de la surface du modèle montre que la longueur d'onde dominante est alors de 250 km. La croissance de cette instabilité est exponentielle et son taux de croissance est d'environ 130 (cf. figure 5.7a). Le développement de cette instabilité est contemporain de la plastification de la partie fragile de la lithosphère. Toutefois, après 1,6 % de raccourcissement, lorsque l'instabilité commence à se développer (figure 5.7a), le cœur élastique représente plus de la moitié du domaine fragile de la lithosphère (environ 20-25 km près des extrémités du modèle et 30 dans la partie centrale). On vérifie aisément que la longueur d'onde des plis obtenus par le flambement d'une plaque élastique de 25 km d'épaisseur correspond approximativement à celle des ondulations présentes à la surface du modèle. De plus, en fin d'expérience après 4,8 % de raccourcissement, le domaine fragile n'est pas encore entièrement plastifié et il subsiste un domaine élastique dans la partie centrale du modèle d'environ 10 km d'épaisseur. Le cœur élastique au sein du modèle est donc capable de supporter une partie des contraintes compressives tout au long de l'expérience.

Intéressons nous maintenant au développement des instabilités périodiques pour un angle de friction interne de seulement 10° . L'évolution du domaine de déformation plastique et de la topographie en fonction du raccourcissement horizontal sont présentées figure 5.6. Les conditions expérimentales sont identiques à l'expérience précédente. On observe toujours des réajustements consécutifs aux calculs des forces gravitaires et au chargement en début d'expérience, puis une déformation homogène en réponse au raccourcissement horizontal. Cette phase est cependant très brève, une instabilité de 250 km de longueur d'onde apparaissant à la surface du modèle dès les premiers millions d'années. On observe également une plastification complète du domaine fragile consécutif à l'apparition de cette instabilité. Après moins de 3 % de raccourcissement, l'ensemble du domaine fragile est plastifié. Il n'est donc plus possible d'invoquer les propriétés élastiques des matériaux pour expliquer la croissance de la deuxième instabilité qui se développe après 3 % de raccourcissement (cf. figure 5.7b). La longueur d'onde de ces ondulations est de 180 km, la croissance de cette instabilité étant également exponentielle et son taux de croissance d'environ 100 (cf. figure 5.7b). Cette diminution du taux de croissance peut s'expliquer par la disparition du cœur élastique de la lithosphère et la diminution de la résistance qui lui est associée. Elle s'explique surtout par l'influence accrue des forces d'origines gravitaires qui s'opposent au développement des plis lithosphériques (cf. chapitre 3). L'amplitude des plis est également inférieure en fin d'expérience par rapport au modèle précédent, le rapport étant

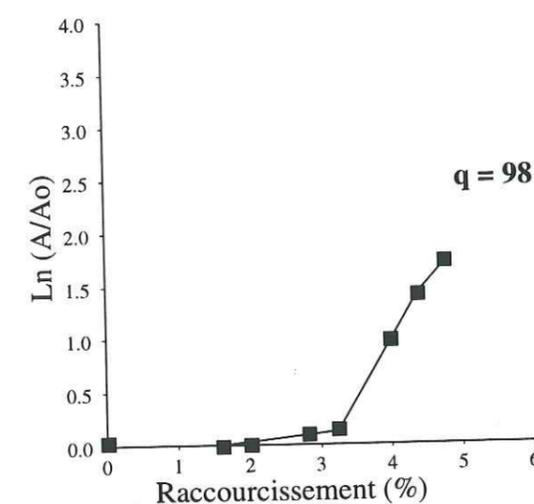
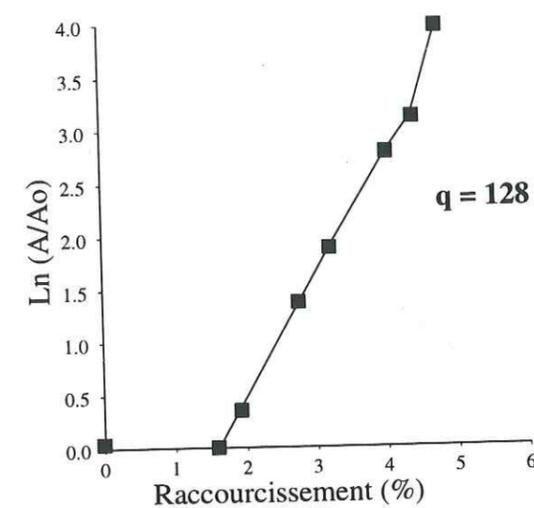


Figure 5.7. Variation du logarithme népérien de l'amplitude des instabilités qui se développent lors du raccourcissement de la lithosphère océanique en fonction de l'angle de friction interne du domaine fragile. a) Pour un angle de 30° , l'instabilité dominante est de 250 km de longueur d'onde et son taux de croissance q vaut environ 128. b) Pour un angle de friction interne de 10° , la longueur d'onde de l'instabilité prépondérante est de 180 km et q vaut 98.

d'environ 1 à 2.

On observe donc que des instabilités sont activées dès le début du raccourcissement, mais le bruit initial est suffisamment faible pour que les instabilités intrinsèques au modèle puissent se développer. On constate également qu'en fin d'expérience seule une instabilité contrôle la longueur d'onde des plis. La longueur d'onde de l'instabilité dominante (celle dont le taux de croissance est le plus important) est de $6.25h_f$ lorsque la lithosphère n'est pas entièrement plastifiée et de $4,5h_f$ dans le cas contraire. Si l'on compare ces résultats aux calculs analytiques du chapitre 3, on constate que comme précédemment la longueur d'onde des plis augmente de 180 km à 250 km environ avec l'augmentation de la résistance de la plaque. La résistance de la plaque lithosphérique permet donc également de minimiser l'influence des forces gravitaires dans le cas des calculs par éléments finis. D'autre part, la longueur d'onde des instabilités est de $4,5h_f$ lorsque la partie fragile de la lithosphère est entièrement plastifiée. Ce résultat est à comparer aux $4h_f$ obtenus précédemment avec les calculs analytiques. Il semble donc que lorsque la rhéologie des modèles soit suffisamment proche, les calculs analytiques ou par éléments finis fournissent des résultats semblables. Les profils topographiques permettent de vérifier que la forme des ondulations qui se développent est sinusoïdale (figures 5.5, 5.6), et que leur croissance est exponentielle (figure 5.7). Les conditions initiales étant proches des hypothèses faites lors des calculs analytiques, il nous a semblé intéressant de comparer les résultats obtenus lors du troisième chapitre avec ces calculs par éléments finis.

Pour rappel, le taux de croissance et la longueur d'onde des plis obtenus par la méthode des faibles perturbations sont présentés figures 3.3. Nous avons constaté que la longueur d'onde et le taux de croissance des plis susceptibles de se développer augmentaient avec la résistance de la plaque. Pour une faible contrainte cisailante à la surface de la lithosphère ($\Delta\sigma(0) = 15$ MPa par exemple), une variation de $\Delta\sigma(h_p)$ comprise entre 15 et 600 MPa entraînait une augmentation de la longueur d'onde de 180 à 210 km et une augmentation du taux de croissance de 120 à 400 environ. Les résultats obtenus par les calculs analytiques et les modèles par éléments finis sont donc dans l'ensemble cohérents pour des déformations inférieures à 5 %. En effet, la longueur d'onde des plis qui se développent lorsque les modèles numériques sont entièrement plastifiés est semblable à la longueur d'onde des ondulations prévue par les calculs analytiques¹. Par contre, le taux de croissance des plis est surestimé par les calculs analytiques par rapport aux calculs numériques. Nous avons vu précédemment que le taux de croissance des plis obtenus avec un angle de friction interne de 10° est de 98. Dans des conditions similaires ($\Delta\sigma(0) \approx 0$ Pa et $\Delta\sigma(h_p) = 555$ MPa), les calculs analytiques prévoient un taux de croissance d'environ 400. Cette augmentation du taux de croissance est peut-être liée à la modélisation du comportement de la partie ductile de la lithosphère, les variations de la viscosité avec la profondeur et le coefficient de puissance n étant différents.

Il n'est malheureusement pas possible de comparer les résultats obtenus par les deux méthodes pour des taux de déformation plus importants. En effet, les modèles par éléments finis divergent rapidement après 5 ou 6 % de raccourcissement lorsque l'ensemble du domaine fragile est plastifié et que

¹ Le comportement élastique des roches n'étant pas pris en compte par les calculs analytiques, ils ne peuvent évidemment pas prédire le développement du flambage observé en début d'expérience avec les calculs par éléments finis.

les déformations sont localisées sur des bandes de cisaillement.

Influence de la distribution de densité sur le développement des instabilités périodiques.

Il semble que la distribution de densité au sein des modèles n'ait pas d'influence sur le développement des plis lithosphériques. La nature des instabilités ainsi que leur longueur d'onde ne sont pas affectés de manière significative par les variations de densité des roches lithosphériques, quelle que soit la valeur de l'angle de friction interne. Les résultats de ces calculs sont en tout point similaires à ceux présentés figure 5.5 ($\phi = 30^\circ$) ou 5.6 ($\phi = 10^\circ$). Les calculs analytiques et par éléments finis sont donc similaires sur ce point.

Influence de l'apport de sédiments syn-déformations sur le taux de croissance des plis.

Nous avons testé de façon similaire aux calculs analytiques l'influence de sédiments se déposant dans les synclinaux lithosphériques en cours de formation. Dans un premier temps, les sédiments sont supposés ne modifier que le contraste de densité au sommet de la plaque lithosphérique. Dans ces conditions, le contraste de densité au sommet de la lithosphère diminue approximativement de 1900 à 700 kg m^{-3} . Lors du chapitre 3, nous avons constaté que ce phénomène pouvait augmenter le taux de croissance des instabilités par un facteur compris entre 1 et 2 (cf. figure 3.5). L'augmentation du taux de croissance était proportionnelle à la résistance de la plaque et en particulier à $\Delta\sigma(0)$. Pour une contrainte déviatorique $\Delta\sigma(0)$ inférieure à 100 MPa environ, l'apport de sédiments syn-déformations influençait peu le taux de croissance des plis. Nous avons donc réalisé différents calculs par éléments finis pour étudier l'influence de la cohésion. Il ressort de cette étude que l'apport de sédiments au cours de la croissance des plis lithosphériques ait une influence similaire à celle mise en évidence lors des calculs analytiques sur leur développement. En effet, on constate peu de différence de comportement entre ces calculs et les modèles témoins (figure 5.5 et 5.6) pour des valeurs réalistes de la cohésion, i.e. inférieures à 100 MPa (Carmichael, 1989), hormis le taux de croissance des ondulations. Le taux de croissance des instabilités est ainsi augmenté d'environ 20 % par rapport aux modèles présentés figures 5.5 et 5.6. Les résultats sont également similaires pour un seuil de contrainte atteignant 200 MPa (valeur compatible avec la relation de Byerlee (1978) pour des roches situées sous 5 km d'eau et quelques kilomètres de sédiments), le gain avoisinant 40 %. Il ressort de cette étude, qu'il n'existe pas de différence de comportement entre la théorie et les modèles par éléments finis.

Influence de la rhéologie de la croûte océanique et des sédiments sur le développement des instabilités périodiques.

Les calculs suivants ont permis d'étudier comment un niveau peu compétent par rapport au reste de la lithosphère sous-jacente peut influencer la forme des plis. Ils ont notamment permis de déterminer dans quelles conditions il est possible d'observer le boudinage inverse du niveau le plus superficiel de la lithosphère ou des variations significatives de son épaisseur à l'aplomb des plis lithosphériques. En effet, la structure crustale de la lithosphère océanique dans le bassin Central a été déterminée par Loudon (1995) à partir d'une étude de sismique réflexion et de données gravimétriques. Cette analyse montre que les modèles de plis lithosphériques sont préférables aux modèles de boudinage inverse

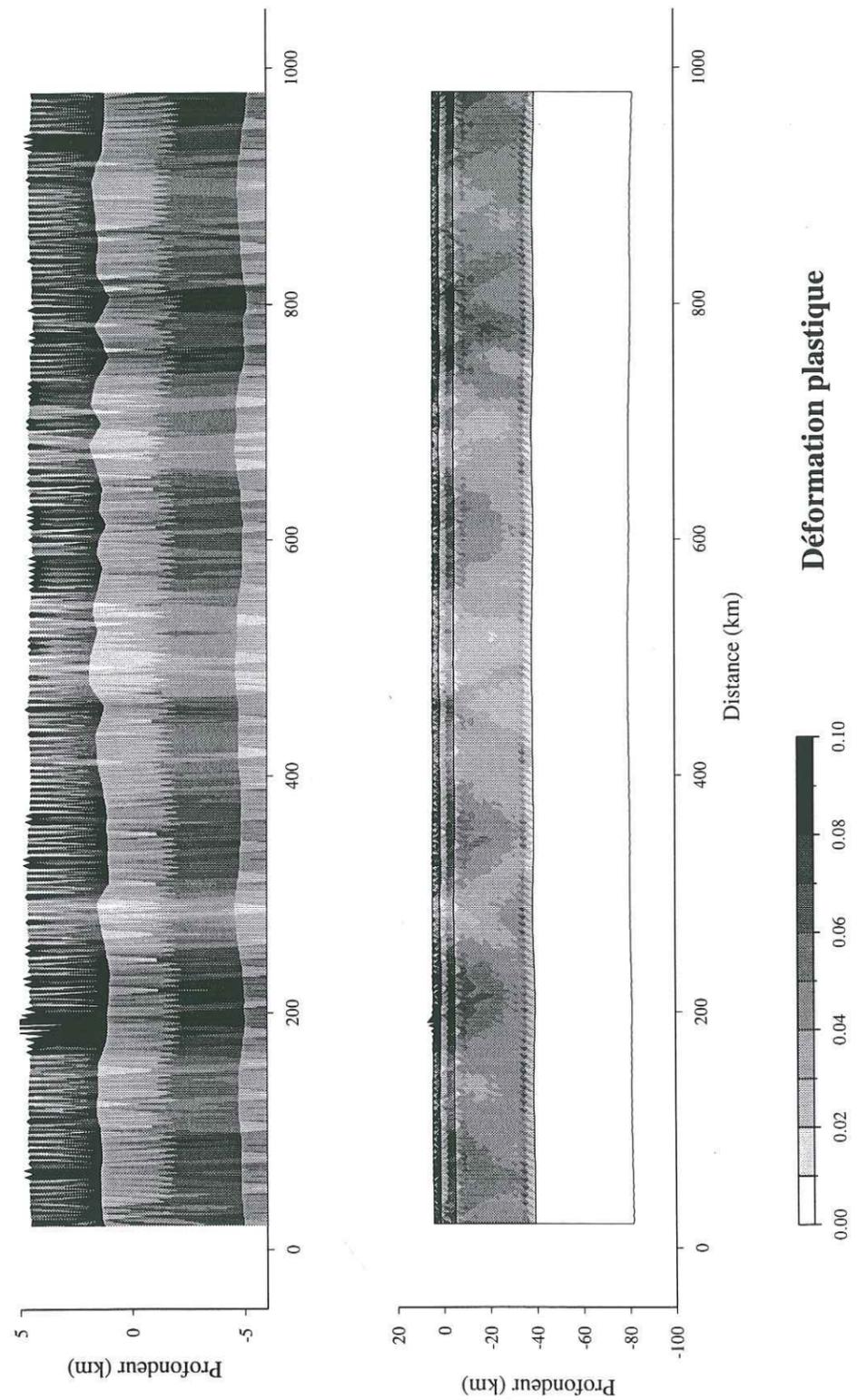


Figure 5.8. Domaine plastique et topographie obtenus après 4,8 % de raccourcissement. Avant déformation, l'épaisseur moyenne de la couverture sédimentaire est de 3000 m. Remarquer l'épaississement des sédiments situés à l'aplomb des synclinaux des plis lithosphériques.

(comme le suggéraient déjà les études gravimétriques précédentes, Stein et al., 1989, 1990; Bull et al., 1992) et la plupart des modèles (cf. chapitre 1).

D'autre part, l'auteur montre que la croûte s'amincit à l'aplomb des anticlinaux lithosphériques d'environ 0,5-1 km. A partir de calculs par éléments finis, Zuber et Parmentier (1996) proposent que cet épaississement soit la conséquence naturelle du raccourcissement d'une plaque lithosphérique caractérisée par une distribution de la viscosité décroissant exponentiellement avec la profondeur. Cette hypothèse diffère des résultats obtenus à partir des calculs analytiques basés sur des couches à viscosité uniforme. Ces calculs prédisent lors du raccourcissement la formation de plis parallèles dans le cas d'une lithosphère résistante ou l'épaississement de la plaque sous les anticlinaux (boudinage inverse) dans le cas d'une lithosphère moins compétente (Zuber, 1987; Martinod et Davy, 1992). Les modèles témoins (figures 5.5 et 5.6) confirment les résultats de Zuber et Parmentier (1996), les déflexions à la profondeur h_p étant beaucoup plus marquées qu'à la surface. Cependant, l'analyse de la topographie et des variations de la profondeur du Moho ne permet pas d'observer de variations d'épaisseur crustales. Par contre, lorsque la croûte océanique est mécaniquement différenciée du reste de la lithosphère (par un seuil de déformation plastique moins important ou en introduisant un mécanisme d'écroutissage), elle forme également des plis asymétriques. En revanche, on observe en aucun cas l'apparition de structures s'apparentant à du boudinage inverse.

Pour finir, nous avons étudié comment la présence de sédiments à la surface de la lithosphère peut influencer la forme des plis. L'épaisseur de la couverture sédimentaire varie du nord au sud du bassin Central de l'Océan Indien. Elle est estimée à 3000 m environ vers l'équateur puis décroît régulièrement pour disparaître vers 8°S de latitude (voir chapitre 1). Les calculs suivants ont été réalisés sur l'hypothèse d'une épaisseur de sédiment uniforme d'environ 3000 m, la surface de la couverture sédimentaire étant plane au début de la compression. Le comportement mécanique des sédiments est similaire à celui des niveaux sous-jacents (élasto-plastique), mais l'angle de friction interne y est trois fois plus faibles que dans le reste de la lithosphère (3° contre 10°). La figure 5.8 présente le domaine plastique et la forme des structures obtenues après 5 % de raccourcissement. On observe que l'épaisseur de la couverture sédimentaire diminue au niveau des anticlinaux des plis lithosphériques (figure 5.8).

3.5 Conclusion.

Pour conclure, il est intéressant de constater que les résultats obtenus à partir des calculs analytiques et des modèles par éléments finis sont en bon accord, spécialement en ce qui concerne la longueur d'onde des instabilités susceptibles de se développer lorsque les propriétés rhéologiques des matériaux sont similaires. En effet, nous avons vu que les plis de grande longueur d'onde observés en début de déformation et liés aux propriétés élastiques de la plaque cessent de se développer après plastification de la partie fragile de la lithosphère. Il apparaît ensuite des plis de 200 km de longueur d'onde environ, correspondants aux prévisions théoriques. On observe par ailleurs que la croissance de ces plis est exponentielle, au moins jusqu'à 5 % de raccourcissement (leur amplitude est alors de l'ordre du kilomètre). Si l'on considère le taux de croissance des plis lithosphériques, on constate également qu'il est proportionnel à la résistance de la lithosphère, comme le prévoit la théorie. D'autre

part, nous avons vu que le développement des plis peut s'accompagner d'un amincissement des niveaux supérieurs moins compétents à l'aplomb des anticlinaux lithosphériques. Enfin, les calculs par éléments finis montrent que l'apport de sédiments syn-déformations ne modifie pas ou peu le développement des plis lithosphériques.

4. Modélisation par éléments finis du raccourcissement d'une lithosphère continentale: application au cas du Japon.

Les méthodes précédentes ont été appliquées à l'étude du développement d'instabilités périodiques en domaine continental en contexte compressif. L'orientation des plis le long de l'arc japonais étant perpendiculaire à la direction de subduction (cf. chapitre 1), une analyse bidimensionnelle devrait être suffisante pour étudier le comportement mécanique de la lithosphère. Le principe de ces modèles est similaire à celui des modèles océaniques. Nous verrons que les interactions entre les différents niveaux fragiles déterminent la nature des instabilités et nous étudierons comment la géométrie initiale des modèles influence la géométrie des structures.

4.1 Géométrie et caractéristiques physiques des modèles.

Les modèles représentent une section de 1200 km de long de la lithosphère continentale asiatique, orientée perpendiculairement à l'archipel japonais. Dans leurs principes, ces modèles sont similaires à ceux utilisés pour l'étude des plis lithosphériques de l'Océan Indien. Toutefois, la géométrie ainsi que le comportement rhéologique des différents niveaux est plus délicat à déterminer. La lithosphère continentale est constituée par une alternance de niveaux fragiles et ductiles, modélisée par une alternance de couches élasto-plastiques et viscoélastiques. Comme précédemment, la résistance des niveaux fragiles augmente linéairement avec la profondeur, tandis que celle des niveaux ductiles est indépendante de la profondeur. La cohésion des roches est supposée négligeable par rapport aux contraintes déviatoriques. La géométrie ainsi que le comportement rhéologique de la lithosphère sont déduits des observations présentées lors du premier chapitre. La plaque continentale modélisée dans cette étude comprend une croûte d'environ 30 km d'épaisseur, reposant sur le manteau supérieur, essentiellement constitué d'olivine (densité 3,3). Les variations de densité au sein du manteau sont supposées suffisamment faibles pour être négligées, seuls les changements de minéralogie au sein de la croûte continentale et celui situé au niveau du Moho étant pris en compte. La croûte supérieure est supposée être constituée pour l'essentiel de quartzites (densité moyenne de 2,65) et la croûte inférieure de basaltes (densité 2,9). Enfin, les propriétés mécaniques des différentes parties de la lithosphère sont supposées uniformes.

En première approximation, nous supposons une stratification plane de la lithosphère. La croûte continentale est modélisée par un niveau élasto-plastique représentant la croûte fragile et un niveau viscoélastique correspondant à sa partie ductile. La transition entre comportement fragile et ductile survient vers 300-400°C (Toriumi, 1990) et se situe vers 15 km de profondeur (Honda, 1985). Le Moho est situé à la profondeur de 30 km. En ce qui concerne la partie mantellique de la lithosphère,

on peut également supposer une stratification plane de la lithosphère si l'on fait abstraction de la partie froide et rigide du manteau continental (Honda, 1985; Furukawa et Uyeda 1989). Ce domaine est situé entre les côtes de l'archipel et les fosses océaniques et il est délimité en profondeur par les plaques océaniques subductées sous le Japon (cf. figure 1.9). Cette région du manteau continental est supposée suffisamment froide et rigide pour être indéformable. Cette hypothèse est similaire à celle des calculs réalisés précédemment par Huang et al. (1997, 1998). Par souci de simplification, cette partie du manteau n'est pas prise en compte dans nos modèles. L'épaisseur de la lithosphère est limitée sous le Japon par la présence des plaques océaniques du Pacifique et des Philippines. Elle est d'une centaine de kilomètres à l'aplomb du front volcanique, et nous supposons dans un premier temps que la profondeur de l'isotherme 1300°C est uniforme et se situe à 80 km. En ce qui concerne le comportement rhéologique du manteau supérieur nous avons effectué deux séries de calculs. En effet, le Moho se situe approximativement à la profondeur de l'isotherme 600-700°C (Honda, 1985), ce qui correspond approximativement à la température de transition entre comportement fragile et ductile (cf. chapitre 1). Dans un premier temps, nous avons supposé que le manteau était constitué d'un niveau fragile de 20 km d'épaisseur reposant sur un niveau ductile (modèle 1). Des calculs ont ensuite été réalisés en supposant que l'ensemble du manteau supérieur avait un comportement ductile, la viscosité de la partie supérieure étant toutefois supérieure à celle de la partie inférieure du manteau (10^{24} contre 10^{22} Pa s; modèle 2). La géométrie des modèles est schématisée figure 5.2.

4.2 Les conditions aux limites.

Le régime de contrainte dominant l'arc japonais est depuis la fin du Cénozoïque un contexte compressif (Nakamura et Uyeda, 1980; Tamaki et Honza, 1985; DeMets, 1992). Les conditions aux limites horizontales modélisent les forces produites par la subduction des plaques océaniques (Pacifique et Philippine) sous le Japon, le long de la marge continentale (Whittaker et al., 1992). Nous avons vu lors du paragraphe précédent que la région située approximativement entre les côtes de l'archipel et les fosses océaniques est supposée suffisamment froide et rigide pour être indéformable. Nous supposons également que les effets de ce domaine se limitent à transmettre à l'intérieur de la plaque lithosphérique les contraintes compressives associées au mécanisme de subduction. Ces hypothèses permettent de s'affranchir des phénomènes de couplage et d'interactions observées entre les plaques subductées et la marge continentale (Sato et Matsu'ura, 1992, 1993; Hasegawa et al., 1994).

Le contexte tectonique actuel est depuis 4-5 Ma dominé par un mouvement rapide de subduction de la plaque pacifique sous le Japon approximativement perpendiculaire à la fosse du Japon (Cox et Engbretonson, 1985; Pollitz, 1986). Si l'on se réfère aux vitesses de déformations horizontales estimées dans le Japon par Scholz et Campos (1995) à environ un cm/an, le taux de déformation correspondant pour les cinq derniers millions d'années est d'environ 10^{-15} s^{-1} . Les forces externes appliquées sur le modèle sont modélisées en imposant les déplacements à ses extrémités. La vitesse horizontale de déformation V_0 (constante) à l'extrémité du modèle correspondant à la marge continentale est d'un centimètre par an. Les déplacements horizontaux à l'autre extrémité sont supposés nuls, et les déplacements verticaux sont libres à chaque extrémité.

Les modèles sont initialement chargés par des forces de volume (précontraintes lithostatiques) et leur surface est soumise à la pression atmosphérique. Le contraste de densité entre la lithosphère et l'asthénosphère est supposé nul. Les déformations sont initiées par de faibles variations d'épaisseur de la croûte fragile et du manteau fragile lorsqu'il existe (moins de 0,1 %), réparties uniformément à la surface du modèle et au niveau du Moho. La table suivante synthétise les caractéristiques des différents modèles réalisés lors de cette étude.

Définition	Symbole	Valeur	Unité
accélération gravitaire	g	9,81	m s ⁻²
densité de l'eau	ρ_e	1000	kg m ⁻³
transition Croûte Fragile-Ductile	h_p	15	km
profondeur du Moho	z_m	30	km
transition manteau supérieur-inférieur	z_m	50	km
taux de déformation	$\dot{\epsilon}$	10 ⁻¹⁵	s ⁻¹

	Croûte Fra.	Croûte Duc.	Manteau Sup.	Manteau Inf.		
pétrologie	quartz	basaltes	olivine	olivine		
épaisseur du niveau	15	15	20	30	km	
comportement mécanique	élasto-plastique	viscoélastique	variable *	viscoélastique		
masse volumique	ρ	2650	2900	3300	3300	kg m ⁻³
module d'Young	E	10	20	70	70	GPa
coefficient de Poisson	ν	0,25	0,25	0,25	0,25	-
angle de friction interne	ϕ	30	30	* ⁽¹⁾ 30	-	°
viscosité	η	-	10 ²¹	* ⁽²⁾ 10 ²⁴	10 ²²	Pa s

Loi de comportement	Source
élasto-plastique	Drucker-Prager
viscoélastique	Maxwell

* Manteau supérieur: modèle 1, comportement élasto-plastique, et modèle 2, comportement viscoélastique ($\eta = 10^{24}$ Pa s).

Table 5.2. Caractéristiques physiques et lois de comportement utilisées lors les calculs (Japon).

4.3 Raccourcissement horizontal de la lithosphère continentale: résultats et discussion.

Deux séries de calculs ont été réalisées afin d'étudier l'influence de la géométrie initiale des modèles sur le développement d'instabilités périodiques de grandes longueurs d'onde. La première série de calculs a été réalisée en supposant une stratification plane de la lithosphère (cf. figure 5.9a). Les modèles ont ensuite été modifiés pour prendre en compte l'amincissement de la lithosphère continentale déduit des observations géophysiques réalisées le long de l'archipel japonais. En effet, nous avons vu lors du premier chapitre que les mesures du flux de chaleur délimitent sous l'archipel japonais deux domaines distincts. De forts flux de chaleur (80-120 mW/m²) sont enregistrés sous le Japon (Honda, 1985; Furukawa et Uyeda 1989; Huang et al., 1998) et sont interprétés par la présence d'une anomalie thermique liée au mécanisme de subduction. Les isothermes sont donc moins profonds sous le Japon que dans le reste de la lithosphère asiatique située plus à l'ouest, et cette perturbation thermique est interprétée par l'amincissement de la lithosphère sous le Japon (Honda, 1985; Furukawa et Uyeda 1989). Cette hypothèse est également confirmée par la sismicité, la profondeur des séismes enregis-

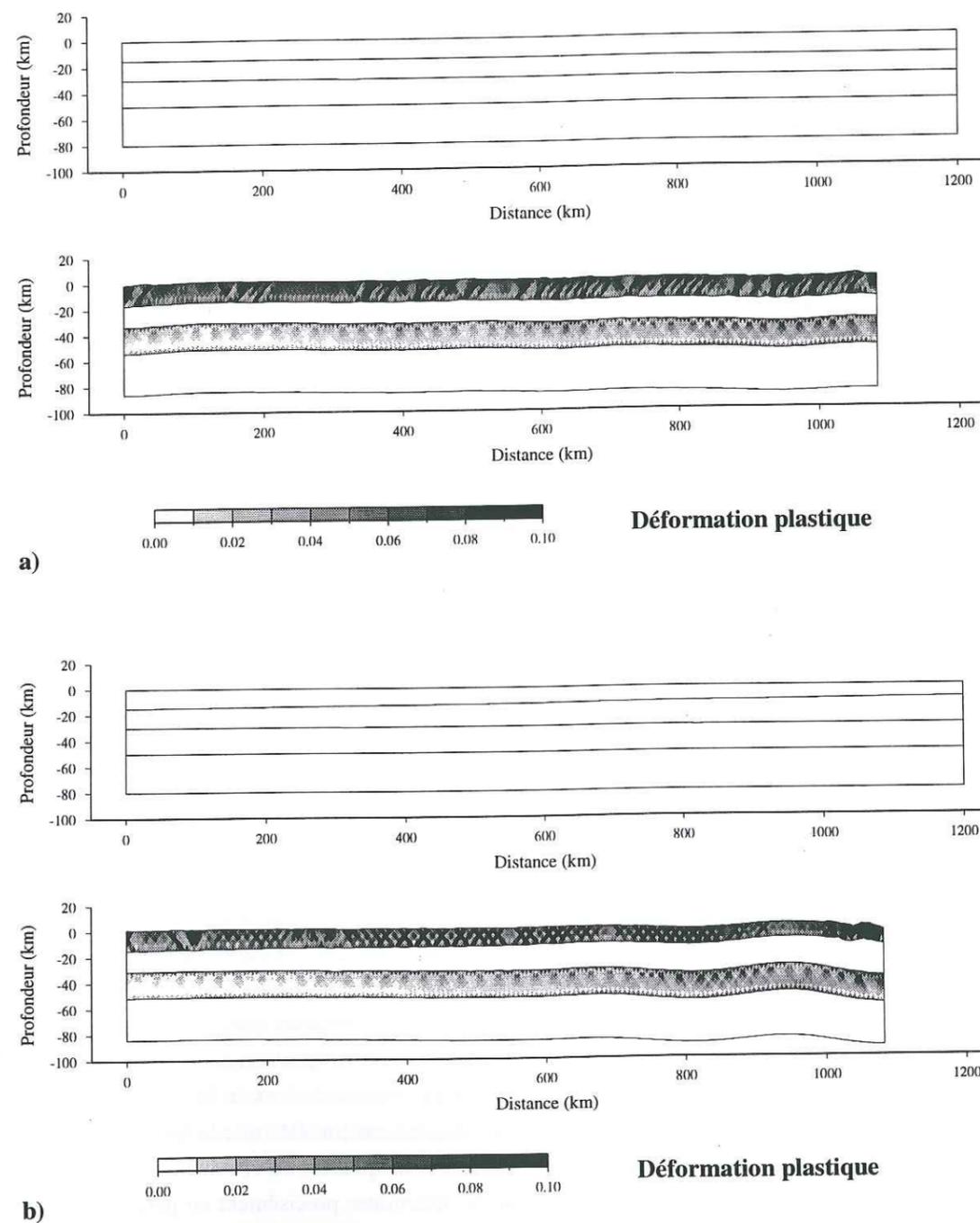


Figure 5.9. Influence de la géométrie initiale sur le développement d'instabilités périodiques en domaine continental. On observe que le raccourcissement est accommodé en partie par des plis de 200 km de longueur d'onde dans le cas d'une stratification initiale plane (a) ou d'une croûte supérieure amincie (b). Les parties fragiles de la lithosphère sont entièrement plastifiées après 8 % de raccourcissement et l'amplitude des plis est d'environ 1 kilomètre.

trés sous le Japon étant inférieure à celle des séismes situés de part et d'autre (Sacks, 1983; Hasegawa et al., 1991; Zhao et al., 1992a). En première approximation, seule l'épaisseur de la croûte supérieure fragile est modifiée. Son épaisseur diminue régulièrement de 15 km à 10 km entre les deux extrémités du modèle, la partie amincie étant située à l'extrémité droite du modèle (cf. figure 5.9b).

Influence de la rhéologie sur le développement des plis lithosphériques.

Etant donné les incertitudes concernant la rhéologie du manteau supérieur, nous avons réalisé pour chaque géométrie initiale deux calculs successifs. Les modèles diffèrent entre eux seulement par la loi de comportement utilisée pour décrire le comportement du manteau supérieur (Le comportement fragile correspond au "modèle 1" et le comportement ductile au "modèle 2"). Dans les deux cas, la résistance mécanique de cette couche est supérieure à celle des couches environnantes. Pour une géométrie initiale donnée, on observe pendant le raccourcissement des différents modèles le développement de plis lithosphériques de même longueur d'onde (environ 200 km). Toutefois, les plis se développent plus rapidement lorsque le comportement du manteau supérieur est fragile, probablement en raison d'un taux de croissance plus important. L'évolution des modèles est similaire, la croissance des plis étant comme précédemment exponentielle. Je me contenterai par la suite de décrire les modèles réalisés avec un manteau supérieur fragile (modèle 1).

Influence de la géométrie initiale et des hétérogénéités utilisées pour initier le développement des plis lithosphériques.

Le raccourcissement horizontal accommodé par les déformations lithosphériques étant mal connu, nous avons raccourci les modèles de 100 km au total. Le raccourcissement en fin d'expérience est de 8 %. La figure 5.9 présente la géométrie et le domaine plastifié après 8 % de raccourcissement. On peut observer sur la figure 5.9a que dans le cas d'une stratification plane le raccourcissement est accommodé par l'ensemble du modèle, des plis lithosphériques de 200 km de longueur d'onde apparaissant tout au long du profil. Cependant, les structures obtenues avec cette géométrie initiale ne correspondent pas aux observations, seules deux ondulations successives et parallèles étant observées dans la nature le long du Japon (cf. figure 1.10). Il semble donc que les faibles perturbations initiales utilisées lors de ces calculs pour initier les déformations sont suffisantes pour initier le développement de plis lithosphériques, mais que la géométrie des modèles n'est pas adaptée à cette étude. Il est par contre évident que ces perturbations initiales ne sont pas représentatives de la réalité. En effet, si l'on considère les modèles océaniques réalisés précédemment, on constate que le taux de croissance des plis est proportionnel à la résistance de la lithosphère mais qu'il est aussi fonction de l'amplitude des hétérogénéités initiales. Toutefois, il est délicat de déterminer précisément ce paramètre en domaine continental, la lithosphère continentale étant beaucoup plus complexe en raison de son passé tectonique.

Il est intéressant de comparer ces résultats avec les calculs réalisés par Huang et al. (1997, 1998). Ces auteurs associent également la présence des anomalies gravimétriques résiduelles sous le Japon à la formation de plis lithosphériques au cours du Cénozoïque. La subduction des plaques Pacifique et Philippine est à l'origine du contexte compressif nécessaire à leur formation. Les modèles présentés

par ces auteurs sont constitués d'une plaque mince élastique de 10 km d'épaisseur, localement amincie au niveau du front volcanique (5 km). Un "coin" constitué par un matériau fortement visqueux (viscosité de $2,5 \cdot 10^{24}$ Pa s) approximé par un corps de Maxwell et dont la forme est définie par la zone de subduction est également modélisé. En fait, seule la partie de la lithosphère continentale correspondant approximativement au domaine sismologique est modélisée (cf. figure 1.9). Les modèles ainsi formés sont constitués d'une plaque mince reposant sur un coin rigide (en fait, les parties de la lithosphère délimitées approximativement par l'isotherme 500°C; Honda, 1985). Ces modèles sont relativement complets, des mécanismes d'érosion et de sédimentation ainsi que les effets du couplage mécanique entre les différentes plaques lithosphériques le long des zones de subduction étant pris en compte. Des surcharges ponctuelles (front volcanique, reliefs, bassins sédimentaires) sont également modélisées ainsi que la présence de failles crustales associées aux reliefs et au front volcanique. Les conditions aux limites de ces modèles simulent à la fois la poussée exercée par la plaque océanique subductée et les interactions entre les plaques lithosphériques le long de la zone de subduction (phénomène de couplage mécanique). Une force horizontale et un couple horaire sont appliqués sur l'extrémité du modèle située près de la fosse (partie épaissie). Les déplacements horizontaux à l'autre extrémité sont supposés nuls et les déplacements verticaux sont libres à chaque extrémité. Enfin, les modèles sont initialement chargés par des forces de volume et une pression hydrostatique simule les effets de l'asthénosphère.

Il existe une très bonne corrélation entre les résultats obtenus par ces auteurs et les observations gravimétriques ou sismologiques, néanmoins ces modèles présentent deux inconvénients majeurs concernant le choix de leur géométrie et leur rhéologie. En effet, nous avons vu précédemment que le choix des hétérogénéités initiales permettait de contrôler la nature et le développement des instabilités lithosphériques. Les résultats obtenus par Huang et al. (1997, 1998) semblent donc conditionner par la combinaison de la géométrie et des conditions aux limites utilisées lors des calculs.

Les hétérogénéités initiales ainsi que les hypothèses utilisées précédemment ont donc été conservées pour les calculs présentés par la suite, afin de n'étudier que l'influence du changement de géométrie. La figure 5.9b présente le modèle réalisé avec un manteau supérieur fragile après 8 % de raccourcissement. Les niveaux fragiles sont entièrement plastifiés, mais à la différence des calculs précédents, on observe que cette fois ci seules deux ondulations se sont développées. Les plis sont situés dans la partie du modèle amincie, i.e. la moins résistante. Il est donc possible en ajustant les dimensions de la partie amincie de la lithosphère de contrôler la position des ondulations et d'imposer leur longueur d'onde en modifiant l'épaisseur des niveaux les plus résistants (croûte fragile et manteau supérieur).

4.4 Conclusion.

Nous venons de voir que les calculs par éléments finis précédents permettent d'initier le développement de plis lithosphériques même lorsque les hétérogénéités utilisées pour initier les déformations sont très faibles. Il est cependant clair, que plus le modèle initial est hétérogène, plus la croissance des instabilités est rapide. Néanmoins, les calculs réalisés par Huang et al. (1997, 1998) montrent que

lorsqu'elles sont trop importantes, elles contrôlent entièrement le développement des structures accommodant le raccourcissement. Pour conclure, on peut donc noter que les fortes hétérogénéités introduites par Huang et al. (1997, 1998) ne sont pas nécessaires au développement des plis, un amincissement des parties fragiles de la lithosphère permettant également d'initier l'apparition et le développement d'instabilités lithosphériques avec de très faibles perturbations initiales.

Conclusion

Nous avons montré que l'apparition et l'amplification des instabilités lithosphériques étaient liées aux propriétés plastiques de la lithosphère et non à ses propriétés élastiques. En effet, nous avons vu que les plis de grande longueur d'onde observés en début de déformation et liés aux propriétés élastiques de la lithosphère cessent de se développer après plastification des parties fragiles de la lithosphère. Il apparaît ensuite des plis dont la longueur d'onde est proportionnelle à l'épaisseur de la partie compétente de la plaque lithosphérique. Les propriétés élastiques des roches ne permettent donc pas d'expliquer la présence de plis lithosphériques de grandes longueurs d'onde, notamment ceux observés dans l'Océan Indien. Ainsi, pour des taux de déformation semblables à ceux mesurés dans l'Océan Indien, l'apparition et l'amplification des instabilités sont contrôlées par les propriétés plastiques de la lithosphère. D'autre part, la croissance des plis est exponentielle, i.e. très lente au début du raccourcissement. Ceci pourrait expliquer pourquoi les plis semblent se former brusquement au cours du Miocène (7 Ma), alors que la plaque Indo-Australienne semble se raccourcir depuis 20 Ma. Dans ces conditions, il est peu probable que le régime de contraintes dans l'Océan Indien est augmenté pendant le Miocène.

Les calculs analytiques ont permis d'étudier la nature des instabilités susceptibles de se développer en domaine océanique. Ils prévoient que seule une instabilité lithosphérique peut se développer, le raccourcissement de la lithosphère océanique étant accommodé par la formation de plis dont la longueur d'onde vaut environ $4h_p$, quelle que soit la rhéologie de la lithosphère. Il semble aux vues de ces résultats qu'une contrainte déviatorique même faible au sein de la lithosphère soit compatible avec la formation de plis lithosphériques. D'autre part, ces calculs ont également permis de comprendre qu'elles étaient les phénomènes contrôlant le développement des instabilités périodiques observées lors de la compression des modèles analogiques et comment les contrastes de densité pouvaient privi-

légier le développement de certaines hétérogénéités initiales. Les expériences analogiques et les calculs théoriques montrent également qu'en domaine océanique, seule une instabilité est susceptible de se développer, alors qu'en domaine continental une deuxième instabilité liée à la croûte supérieure peut se développer si les deux niveaux fragiles de la lithosphère sont suffisamment découplés.

D'autre part, les expériences analogiques ont également permis d'observer l'évolution d'instabilités pour des taux de déformation importants ainsi que l'influence d'hétérogénéités mécaniques préexistantes sur le développement des structures périodiques et les déformations qui leur sont associées. En leur absence on constate que les plis lithosphériques qui se développent en début d'expérience contrôlent la fracturation, les failles s'initiant dans les synclinaux. Par contre, la présence d'hétérogénéités préexistantes inhibe le développement des instabilités périodiques. On observe toutefois que la périodicité des structures accommodant le raccourcissement est du même ordre de grandeur que la longueur d'onde des plis susceptibles de se développer en leur absence.

Enfin, les calculs par éléments finis ont permis de compléter les expériences analogiques et d'étudier précisément le rôle des perturbations initiales en fonction de la rhéologie ou de la géométrie des modèles. Les résultats obtenus à partir des calculs analytiques et des modèles par éléments finis sont semblables, notamment en ce qui concerne la longueur d'onde des instabilités qui se développent lorsque les propriétés rhéologiques des matériaux sont similaires. Si l'on considère le taux de croissance des plis lithosphériques, on constate également qu'il est proportionnel à la résistance de la lithosphère comme le prévoit la théorie.

Pour conclure, il est intéressant de constater que les résultats obtenus à partir des différentes méthodes (calculs analytiques, modèles analogiques, calculs par éléments finis) sont dans l'ensemble en assez bon accord, spécialement pour ce qui concerne la longueur d'onde des instabilités susceptibles de se développer lors du raccourcissement de la lithosphère, et ce pour des taux de déformation d'au moins 5 %.

Références bibliographiques

- Anderson O., D. Issak, et H. Oda, High-temperature elastic constant data on minerals relevant to geophysics, *Rev. Geophys.*, 30, 57-90, 1992.
- Agar S., Rheological evolution of the ocean crust: A microstructural view, *J. Geophys. Res.*, 99, 3175-3200, 1994.
- Bassi G., et J. Bonnin, Rheological modeling and deformation instability of the lithosphere under extension, *Geophys. J.*, 93, 485-504, 1988a.
- Bassi G., et J. Bonnin, Rheological modelling and deformation instability of lithosphere under extension, II, Depth dependent rheology, *Geophys. J.*, 94, 559-565, 1988b.
- Bassi G., C. Keen, et P. Potter, Constrasting styles of rifting: Models and examples from the eastern Canadian margin, *Tectonics*, 12, 639-655, 1993.
- Beekman F., Tectonic modelling of thick-skinned compressional intraplate deformation. 152 pp., Faculty of Earth Sciences, Amsterdam, Vrije Universiteit, 1994.
- Bergman E., et S. Solomon, Earthquaker source mechanisms from bodywaveform inversion and intraplate tectonics in the central Indian Ocean, *Phys. Earth Planet. Inter.*, 40, 1-23, 1985.
- Biot M., Theory of folding of stratified visco-elastic media and its implications in tectonics and orogenesis, *Geol. Soc. Amer. Bull.*, 72, 1595-1620, 1961.
- Biswas S., et R. Majumdar, Seismicity and tectonics of the Bay of Bengal: Evidence for intraplate deformation of the northern Indian plate, *Tectonophysics*, 269, 323-336, 1997.
- Bowles F., W. Ruddiman, et W. Jahn, Acoustic stratigraphy, structure, and depositional history of the Nicobar Fan, Eastern Indian Ocean, *Marine Geology*, 26, 269-288, 1978.
- Brace W., et J. Kohlstedt, Limits on lithospheric stress imposed by laboratory experiments, *J. Geophys. Res.*, 85, 6248-6252, 1980.
- Buck W., Modes of continental lithospheric extension, *J. Geophys. Res.*, 96, 20161-20178, 1991.

- Buck W., et E. Parmentier, Convection beneath young oceanic lithosphere: implication for thermal structure and gravity, *J. Geophys. Res.*, 91, 1961-1974, 1986.
- Bull J., Structural style of intra-plate deformation, Central Indian Ocean Basin: Evidence for the role of fracture zones, *Tectonophysics*, 184, 213-228, 1990.
- Bull J., et R. Scrutton, Fault reactivation in the Central Indian Ocean and the rheology of oceanic lithosphere, *Nature*, 344, 855-858, 1990.
- Bull J., et R. Scrutton, Seismic reflection images of intraplate deformation, central Indian Ocean, and their tectonics significance, *J. Geol. Soc. London*, 149, 955-966, 1992.
- Bull J., J. Martinod and P. Davy, Buckling of the oceanic lithosphere from geophysical data and experiments, *Tectonics*, 11, 537-548, 1992.
- Burov E., L. Lobkovsky, S. Cloetingh, et A. Nikishin, Continental lithosphere folding in Central Asia (Part II): constraints from gravity and topography, *Tectonophysics*, 226, 73-88, 1993.
- Burov E., et M. Diament, The effective elastic thickness (T_e) of continental lithosphere: What does it really mean?, *J. Geophys. Res.*, 100, 3905-3927, 1995.
- Burov E., et M. Diament, Isostasy, equivalent elastic thickness, and inelastic rheology of continent and ocean, *Geology*, 24, 419-422, 1996.
- Byerlee J., Friction of rocks, *Pure Appl. Geophys.*, 73, 4741-4750, 1978.
- Carmichael R., Practical handbook of physical properties of rocks and minerals, 741 pp., CRC Press, Boca Raton, Florida, 1989.
- Carter N., et M. Tsenn, Flow properties of continental lithosphere, *Tectonophysics*, 136, 27-63, 1987.
- Chen W-P., et P. Molnar, Focal depths of intracontinental and intraplate earthquakes and their implications for the thermal and mechanical properties of the lithosphere, *J. Geophys. Res.*, 88, 4183-4214, 1983.
- Chamot-Rooke N., F. Jestin, B. de Voogd, et Phedre Working Group, Interplate shortening in the central Indian Ocean determined from a 2100-km-long north-south deep seismic reflection profile, *Geology*, 21, 1043-1046, 1993.
- Chemenda A., Horizontal lithosphere compression and subduction: constraints provided by physical modeling, *J. Geophys. Res.*, 97, 11097-11116, 1992.
- Chemenda A., Subduction of the lithosphere and back arc dynamics: insights from physical modeling, *J. Geophys. Res.*, 98, 16167-16185, 1993.
- Chemenda A., M. Mattauer, J. Malavieille, et A. Bokun, A mechanism for syn-collisional deep rock exhumation and associated normal faulting: results from physical modeling, *Earth Planet. Sci. Lett.*, 132, 225-232, 1995.
- Chemenda A., M. Mattauer, et A. Bokun, Continental subduction and a mechanism for exhumation of high-pressure metamorphic rocks: new modelling and field data from Oman, *Earth Planet. Sci. Lett.*, 143, 173-182, 1996.
- Chemenda A., et A. Grocholsky, Physical modeling of lithosphere subduction in collision zones, *Tectonophysics*, 216, 273-290, 1992.
- Cloetingh S., J. van Wees, P. van der Beek, et G. Spadini, Role of pre-rift rheology in kinematics of extensional basin formation: constraints from thermomechanical models of Mediterranean and intracratonic basins, *Marine and Petroleum Geology*, 12, 793-807, 1995.
- Cloetingh S., et R. Wortel, Stress in the Indo-Australian plate, *Tectonophysics*, 132, 49-67, 1986.
- Cobbold P., et M. Jackson, Gum rosin (colophony): a suitable material for thermomechanical modelling of the lithosphere, *Tectonophysics*, 210, 255-271, 1992.
- Cochran J., Himalayan uplift, sea level, and the record of Bengal fan sedimentation at the ODP leg 116 sites, in *Proc. Ocean drill. Program Sci. Results*, 116, 397-414, 1990.

- Cochran J., et ODP Staff Scientist, Leg 116 Shipboard Scientific Party, Collision in the Indian Ocean, *Nature*, 330, 519-521, 1987.
- Conrad C., et P. Molnar, The growth of Rayleigh-Taylor-type instabilities in the lithosphere for various rheological and density structures, *Geophys. J. Int.*, 129, 95-112, 1997.
- Copeland P., M. Harrison, W. Kidd, X. Ronghua, et Z. Yuqun, Rapid early Miocene acceleration of uplift in the Gangdese Belt, Xizang (southern Tibet), and its bearing on accommodation mechanisms of the India-Asia collision, *Earth Planet. Sci. Lett.*, 86, 240-252, 1987.
- Copeland P., et M. Harrison, Episodic rapid uplift in the Himalaya revealed by $^{40}\text{Ar}/^{39}\text{Ar}$ analysis of detrital K-feldspar and muscovite, Bengal fan, *Geology*, 18, 354-357, 1990.
- Corrigan J., et K. Crowley, Unroofing of the Himalayas: a view from apatite fission-track analysis of Bengal Fan sediments, *Geophys. Res. Lett.*, 19, 2345-2348, 1992.
- Cox A., et D. Engebretson, Change in motion of Pacific plate at 5 Myr Bp, *Nature*, 313, 472-474, 1985.
- Curray J., Possible greenschist metamorphism at the base of a 2-km sedimentary section, Bay of Bengal, *Geology*, 19, 1097-1100, 1991.
- Curray J., Sediment volume and mass beneath the Bay of Bengal, *Earth Planet. Sci. Lett.*, 125, 371-383, 1994.
- Curray J., F. Emmel, D. Moore, et R. Raitt, Structure, tectonics, and geological history of the northeastern Indian Ocean, in *Ocean basins and margins*, A. Nairn et F. Stehli, eds., New-York, 399-450, 1982.
- Curray J., et D. Moore, Growth of the Bengal Deep-Sea Fan and denudation in the Himalayas, *Geol. Soc. Am. Bull.*, 82, 563-572, 1971.
- Curray J., et D. Moore, Sedimentary and tectonic processes in the Bengal Deep-Sea Fan and geosyncline, in Burke C., et Drake, C., eds., *Continental margins*, New-York, 617-627, 1974.
- Curray J., et T. Munasinghe, Timing of intraplate deformation, northeastern Indian Ocean, *Earth Planet. Sci. Lett.*, 94, 71-77, 1989.
- Dalmayrac B., et P. Molnar, Parallel thrust and normal faulting in Peru and constraints on the state of stress, *Earth Planet. Sci. Lett.*, 55, 473-481, 1981.
- Davy P., et P. Cobbold, Experiments on shortening of a 4-layer model of the continental lithosphere, *Tectonophysics*, 188, 1-25, 1991.
- de Mets C., R. Gordon, et D. Argus, Intraplate deformation and closure of the Australia-Antarctica-Africa plate circuit, *J. Geophys. Res.*, 93, 11877-11897, 1988.
- de Mets C., R. Gordon, D. Argus, et S. Stein, Current plate motions, *Geophys. J. Int.*, 101, 425-478, 1990.
- de Mets C., A test of present-day geometries for northeast Asia and Japan, *J. Geophys. Res.*, 97, 17627-17635, 1992.
- Desrues J., La localisation de la déformation dans les matériaux granulaires, 283 pp., *Mém. Doc. J. Fourier*, Grenoble, 1984.
- Eitrem S., et J. Ewing, Mid-plate tectonics in the Indian Ocean, *J. Geophys. Res.*, 77, 6413-6421, 1972.
- Fleitout L., M.P. Doin, et C. Froidevaux, Formulation for boudinage with depth dependent mechanical properties: Application to the origin of Pacific geoid lineations, *Earth Planet. Sci. Lett.*, accepté 1992.
- Fleitout L., et C. Froidevaux, Tectonic stresses in the lithosphere, *Tectonics*, 2, 315-324, 1983.
- Fleitout L., et C. Moriceau, Short-wavelength geoid, bathymetry and the convective pattern beneath the Pacific Ocean, *Geophys. J. Int.*, 110, 6-28, 1992.
- Fleitout L., et D. Yuen, Secondary convection and the growth of oceanic lithosphere, *Phys. Earth planet. Inter.*, 36, 181-212, 1984.

- Fletcher R., Wavelength selection in the folding of a single layer with power-law rheology, *Am. J. Sci.*, 274, 1029-1043, 1974.
- Fletcher R., et B. Hallet, Unstable extension of the lithosphere. A mechanical model for Basin & Range structure, *J. geophys. Res.*, 88, 7457-7466, 1983.
- Furukawa Y., et S. Uyeda, Thermal state under the Tohoku arc with consideration of crustal heat generation, *Tectonophysics*, 164, 175-187, 1989.
- Geller G., J. Weissel, et R. Anderson, Heat transfer and intraplate deformation in the central Indian Ocean, *J. Geophys. Res.*, 88, 1018-1032, 1983.
- Gilbert L., et A. Malinverno, A characterization of the spectral density of residual ocean floor topography, *Geophys. Res. Lett.*, 15, 1401-1404, 1988.
- Goetze C., The mechanisms of creep in olivine, *Phil. Trans. R. Soc. Lond.*, 288, 99-119, 1978.
- Goetze C., et B. Evans, Stress and temperature in the bending lithosphere as constrained by experimental rock mechanics, *Geophys. J. R. astr. Soc.*, 59, 463-478, 1979.
- Goguel J., Introduction à l'étude mécanique des déformations de l'écorce terrestre, 530 pp., Imprimerie Nationale, 2^e édition, Paris, 1948.
- Goleby B., Shaw R., Wright C., Kennett B., et K. Lambeck, Geophysical evidence for 'thick-skinned' crustal deformation in central Australia, *Nature*, 337, 325-330, 1989.
- Gopala Rao D., K. Krishna, et D. Sar, Crustal evolution and sedimentation history of the Bay of Bengal since the Cretaceous, *J. Geophys. Res.*, 102, 17747-17768, 1997.
- Gordon R., C. de Mets, et D. Argus, Kinematic constraints on distributed lithospheric deformation in the equatorial Indian Ocean from present motion between the Australian and Indian Plates, *Tectonics*, 9, 409-422, 1990.
- Govers R., J. Wortel, S. Cloetingh, et C. Stein, Stress Magnitude estimates from earthquakes in oceanic plate interiors, *J. Geophys. Res.*, 97, 11749-11759, 1992.
- Gratier J.-P., Le fluage des roches par dissolution-cristallisation sous contrainte dans la croûte supérieure, *Bull. Soc. géol. France*, 164, 267-287, 1993.
- Griffith A., The phenomena of rupture and flow in solids, *Phil. Trans. R. Soc. London*, 221, 163-198, 1920.
- Hammad W., Modélisation non linéaire et étude expérimentale des bandes de cisaillement dans les sables, 331 pp., Mém. Doc. J. Fourier, Grenoble, 1991.
- Harrison T., P. Copeland, W. Kidd, et A. Yin, Raising Tibet, *Science*, 255, 1663-1670, 1992.
- Hassani R., D. Jongmans, et J. Chéry, Study of plate deformation and stress in subduction processes using two-dimensional numerical models, *J. Geophys. Res.*, 102, 17951-17965, 1997.
- Hasegawa A., Zhao D., Hori S., Yamamoto A., et S. Horiuchi, Deep structure of the northeastern Japan arc and its relationship to seismic and volcanic activity, *Nature*, 352, 683-689, 1991.
- Hasegawa A., Horiuchi S., et N. Umino, Seismic structure of the northeastern Japan convergent margin: A synthesis, *J. Geophys. Res.*, 99, 22295-22311, 1994.
- Haxby W., et J. Weissel, Evidence for small-scale mantle convection from Seasat altimeter data, *J. Geophys. Res.*, 91, 3507-3520, 1986.
- Honda S., Thermal structure beneath Tohoku, northeast Japan - a case study for understanding the detailed thermal structure of the subduction zone, *Tectonophysics*, 112, 69-102, 1985.

- Horsfield W., Contemporaneous movement along crossing conjugate normal faults, *J. struct. Geol.*, 2, 305-310, 1980.
- Houseman G., et P. England, Finite strain calculations of continental deformation 1. Method and general results for convergent zones, *J. Geophys. Res.*, 91, 3651-3663, 1986.
- Houseman G., et P. Molnar, Gravitational (Rayleigh-Taylor) instability of a layer with non-linear viscosity and convective thinning of continental lithosphere, *Geophys. J. Int.*, 128, 125-150, 1997.
- Huang S., Sacks I., et J. Snoke, Topographic and seismic effects of long-term coupling between the subducting and overriding plates beneath Northeast Japan, *Tectonophysics*, 269, 279-297, 1997.
- Huang S., Sacks I., et J. Snoke, Large-scale deformation of island-arc lithosphere in Southwest Japan in the late Cenozoic: finite-element modeling, *accepté Tectonophysics*, 1998.
- Hubbert M., Theory of scale models as applied to the study of geologic structures, *Geol. Soc. Am. Bull.*, 48, 1459-1520, 1937.
- Jaeger J., et N. Cook, Fundamentals of rock mechanics, 593 pp., Chapman and Hall, London, 1976.
- Jolivet L., Tamaki K., et M. Fournier, Japan Sea, opening history and mechanism: A synthesis, *J. Geophys. Res.*, 99, 22237-22259, 1994.
- Karner G., et A. Watts, Gravity anomalies and flexure of the lithosphere at mountain ranges, *J. geophys. Res.*, 88, 10449-10477, 1983.
- Karner G., et J. Weissel, Factors controlling the location of compressional deformation of oceanic lithosphere in the central Indian Ocean, *J. geophys. Res.*, 95, 19795-19810, 1990.
- Kawakatsu H., et T. Seno, Triple seismic zone and the regional variation of seismicity along the northern Honshu arc, *J. Geophys. Res.*, 88, 4215-4230, 1983.
- Kirby S., Rheology of the lithosphere, *Rev. Geophys. Space Phys.*, 21, 1458-1487, 1983.
- Kirby S., Rock mechanic observations pertinent to the rheology of the continental lithosphere and the localization of strain along shear zones, *Tectonophysics*, 119, 1-27, 1985.
- Kirby S., et A. Kronenberg, Rheology of the lithosphere: Selected Topics, *Rev. Geophys.*, 25, 1219-1244, 1987.
- Kohlstedt D., B. Evans, et S. Mackwell, Strength of the lithosphere: constraints imposed by laboratory experiments, *J. geophys. Res.*, 100, 17587-17602, 1995.
- Krantz R., A laboratory investigation of negative inversion and fault reactivation, *rapport labo. Géosciences Rennes*, 1989.
- Krantz R., Measurements of friction coefficients and cohesion for faulting and fault reactivation in laboratory models using sand and sand mixtures, *Tectonophysics*, 188, 203-207, 1991.
- Krishna K., D. Gopala Rao, M. Ramana, V. Subrahmanyam, K. Sarma, A. Pilipenko, V. Shcherbakov, et I. Murthy, Tectonic model for the evolution of oceanic crust in the northeastern Indian Ocean from the late Cretaceous to the early Tertiary, *J. Geophys. Res.*, 100, 20011-20024, 1995.
- Kuntz M., Approche expérimentale de la déformation dans les systèmes préfracturés, 220 pp., Mém. Doc. CAESS, Rennes, 1994.
- Kusnir N., et P. Park, Intraplate lithosphere deformation and the strength of the lithosphere, *Geophys. J. R. Astron. Soc.*, 79, 513-538, 1984a.
- Kusnir N., et P. Park, The strength of intraplate lithosphere, *Phys. Earth Planet. Interiors*, 36, 224-235, 1984b.

- Kusnir N., et P. Park, The extensional strength of the continental lithosphere: its dependence on geothermal gradient, and crustal composition and thickness, in *Continental extensional tectonics* Eds. M. P. Coward, J. F. Dewey and P. L. Hancock, Geological Society Special Publication, London, 28, 35-52, 1987.
- Lambeck K., Structure and evolution of the intracratonic basins of central Australia, *Geophys. J. R. astr. Soc.*, 74, 843-886, 1983.
- Lambeck K., Burgess G., et R. Shaw, Teleseismic travel-time anomalies and deep crustal structure in central Australia, *Geophysical Journal*, 94, 105-124, 1988.
- Levchenko O., Tectonic aspects of intraplate seismicity in the northeastern Indian Ocean, *Tectonophysics*, 170, 125-139, 1989.
- Levchenko O., et A. Ostrovsky, Seismic seafloor observations: a study of 'anomalous' intraplate seismicity in the northeastern Indian Ocean, *Phys. Earth Planet. Inter.*, 74, 173-182, 1992.
- Lin J., et E. Parmentier, Mechanisms of lithospheric extension at mid-ocean ridges, *Geophysical Journal*, 96, 1-22, 1989.
- Louden K., Variations in crustal structure related to intraplate deformation: evidence from seismic refraction and gravity profiles in the Central Indian Ocean Basin, *Geophys. J. Int.*, 120, 375-392, 1995.
- Malinverno A., et P. Cowie, Normal faulting and the topographic roughness of mid-ocean ridge flanks, *J. geophys. Res.*, 98, 17921-17939, 1993.
- Mandl G., L. de Jong, et A. Maltha, Shear zones in granular materials, *Rock Mech.*, 9, 95-144, 1977.
- Martinod J., Instabilités périodiques de la lithosphère (flambage, boudinage) en compression et en extension, 183 pp., *Mém. Doc. CAESS*, Rennes, 1991.
- Martinod J., et P. Davy, Periodic instabilities during compression of the lithosphere 1. Deformation modes from an analytical perturbation method, *J. geophys. Res.*, 97, 1999-2014, 1992.
- Martinod J., et P. Davy, Periodic instabilities during compression of the lithosphere 2. Analogue experiments, *J. geophys. Res.*, 99, 12057-12069, 1994.
- Martinod J., et P. Molnar, Lithospheric folding in the Indian Ocean and the rheology of the oceanic plate, *Bull. Soc. géol. France*, 166, 813-821, 1995.
- McAdoo D., et D. Sandwell, Folding of Oceanic Lithosphere, *J. Geophys. Res.*, 90, 8563-8569, 1985.
- Melosh H., et A. Raefsky, The dynamical origin of subduction zone topography, *Geophys. J. R. astr. Soc.*, 60, 333-354, 1980.
- Melosh H., et C. Williams, Mechanics of graben formation in crustal rocks: a finite element analysis, *J. Geophys. Res.*, 94, 13961-13973, 1989.
- Mokni M., Relation entre déformations en masse et déformations localisées dans les matériaux granulaires, 339 pp., *Mém. Doc. J. Fourier*, Grenoble, 1992.
- Molnar P., P. England, et J. Martinod, Mantle dynamics, uplift of the Tibetan plateau, and the Indian monsoon, *Rev. Geophys.*, 31, 357-396, 1993.
- Müller B., M.L. Zoback, K. Fuchs, L. Mastin, S. Gregersen, N. Pavoni, O. Stephansson, et C. Ljunggren, Regional patterns of tectonic stress in Europe, *J. Geophys. Res.*, 97, 11783-11803, 1992.
- Müller B., V. Wehrle, H. Zeyen, et K. Fuchs, Short-scale variations of tectonic regimes in the western European stress province north of the Alps and Pyrenees, *Tectonophysics*, 275, 199-219, 1996.
- Nakamura K., et S. Uyeda, Stress gradient in back arc regions and plate subduction, *J. Geophys. Res.*, 85, 6419-6428, 1980.
- Neprochnov Y., O. Levchenko, L. Merklin, et V. Sedov, The structure and tectonics of the intraplate deformation area in the Indian Ocean, *Tectonophysics*, 156, 89-106, 1988.

- Nikishin A., S. Clœtingh, L. Lobkovsky, Burov E., et V. Lankreijer, Continental lithosphere folding in Central Asia (Part I): constraints from geological observations, *Tectonophysics*, 226, 59-72, 1993.
- Okubo Y., et T. Matsunaga, Curie point depth in northeast Japan and its correlation with regional thermal structure and seismicity, *J. Geophys. Res.*, 99, 22363-22371, 1994.
- Ord A., et B. Hobbs, The strength of the continental crust, detachment zones and the development of plastic instabilities, *Tectonophysics*, 158, 269-289, 1989.
- Otsuki K., Westward migration of the Izu-Bonin Trench, northward motion of the Philippine Sea Plate, and their relationships to the Cenozoic tectonics of Japanese island arcs, *Tectonophysics*, 180, 351-367, 1990a.
- Otsuki K., Neogene tectonic stress fields of northeast Honshu arc and their implications for plate boundary condition, *Tectonophysics*, 181, 151-164, 1990b.
- Parsons B., et Sclater J., An analysis of the variation of ocean floor bathymetry and heat flow with age, *J. Geophys. Res.*, 82, 803-827, 1977.
- Paterson M., Problems in the extrapolation of laboratory rheological data, *Tectonophysics*, 133, 33-43, 1987.
- Peirce J. et ODP Staff Scientist, Leg 121 Shipboard Scientific Party, A tale of two ridges, *Nature*, 335, 593-594, 1988.
- Perez J., *Physique et mécanique des polymères amorphes*, 384 pp., Lavoissier, Paris, 1992.
- Petrov D., et D. Wiens, Historical seismicity and implications for diffuse plate convergence in the Northeast Indian Ocean, *J. Geophys. Res.*, 94, 12301-12319, 1989.
- Pilipenko A., et N. Sivukha, Geological structure and geodynamics of the West Australian Basin, *Geotectonics*, 25, 84-93, 1991.
- Poirier J-P., *Creep of crystals, high-temperature deformation processes in metal, ceramics and minerals*, 260pp., Cambridge University Press, Cambridge, 1985.
- Pollitz A., Pliocene changing in Pacific plate motion, *Nature*, 320, 738-741, 1986.
- Ramberg H., *Gravity, Deformation and the Earth's Crust*, 452 pp., Academic Press, London, 1967. (1981, 2^e édition)
- Ranalli G., et D. Murphy, Rheological stratification of the lithosphere, *Tectonophysics*, 132, 281-295, 1987.
- Ricard Y., et C. Froidevaux, Stretching instabilities and lithospheric boudinage, *J. Geophys. Res.*, 91, 8314-8324, 1986.
- Richardson R., Ridges forces, absolute plate motions, and the intraplate stress field, *J. Geophys. Res.*, 97, 11739-11748, 1992.
- Richardson R., S. Solomon, et N. Sleep, Tectonic stress in the plates, *Rev. Geophys.*, 17, 981-1019, 1979.
- Royer J-Y., et T. Chang, Evidence for relative motions between the Indian and Australian Plates during the last 20 m.y. from plate tectonic reconstruction: Implications for the deformation of the Indo-Australian Plate, *J. Geophys. Res.*, 96, 11779-11802, 1991.
- Royer J-Y., et J. Dymant, Integral deformation of the Central Indian Basin from Eocene plate reconstructions, *EGS, XXIII General Assembly*, C99, 1998.
- Rutter E., The kinetics of rocks deformation by pressure solution, *Philos. Trans. R. Soc. Lond.*, 283, 203-219, 1976.
- Rydelek P., et I. Sacks, Asthenospheric viscosity and stress diffusion: a mechanism to explain correlated earthquakes and surface deformations in NE Japan, *Geophys. J. Int.*, 100, 39-58, 1990.
- Sacks I., The subduction of young lithosphere, *J. Geophys. Res.*, 88, 3355-3366, 1983.

- Sandiford M., D. Coblenz, et R. Richardson, Ridge Torques and continental collision in the Indian-Australian plate, *Geology*, 23, 653-656, 1995.
- Sato H., The relationship between late Cenozoic tectonic events and stress field and basin development in northeast Japan, *J. Geophys. Res.*, 99, 22261-22274, 1994.
- Sato T., et M. Matsu'ura, Cyclic crustal movement, steady uplift of margin of marine terraces, and evolution of the island arc-trench system in southwest Japan, *Geophys. J. Int.*, 111, 617-629, 1992.
- Sato T., et M. Matsu'ura, A kinematic model for evolution of island arc-trench systems, *Geophys. J. Int.*, 114, 512-530, 1993.
- Scholz C., Mechanics of faulting, *Ann. Rev. Planet. Sci.*, 17, 309-334, 1989.
- Scholz C., The mechanics of Earthquakes and Faulting, 439 pp., Cambridge University Press, Cambridge, 1990.
- Scholz C., et J. Campos, On the mechanism of seismic decoupling and back arc spreading at subduction zones, *J. Geophys. Res.*, 100, 22103-22115, 1995.
- Sclater J., C. Jaupart, et D. Galson, The heat flow through oceanic and continental crust and the heat loss of the Earth, *Rev. Geophys. Space Phys.*, 18, 269-311, 1980.
- Sclater J., Parsons B., et C. Jaupart, Oceans and continents: Similarities and differences in the mechanisms of heat loss, *J. Geophys. Res.*, 86, 11535-11552, 1981.
- Silver P., R. Musso, et C. Lightgow-Bertelloni, Coupling of South American and African Plate motion and plate deformation, *Science*, 279, 60-63, 1998.
- Smith R., Formation of folds, boudinage, and mullions in non-Newtonian materials, *Geol. Soc. America Bull.*, 88, 312-320, 1977.
- Sonder L., et P. England, Vertical averages of rheology of the continental lithosphere: relation to thin sheet parameters, *Earth Planet. Sci. Lett.*, 77, 81-90, 1986.
- Stein C., S. Cloetingh, et R. Wortel, Seasat-derived gravity constraints on stress and deformation in the Northeastern Indian Ocean, *Geophys. Res. Lett.*, 16, 823-826, 1989.
- Stein C., S. Cloetingh, et R. Wortel, Kinematics and mechanics of the Indian Ocean diffuse plate boundary zone, in *Proc. Ocean drill. Program Sci. Results*, 116, 216-277, 1990.
- Stein C., et S. Stein, A model for the global variation in oceanic depth and heat flow with lithospheric age, *Nature*, 359, 123-129, 1992.
- Stein C., et J. Weissel, Constraints on the Central Indian Basin thermal structure from heat flow, seismicity and bathymetry, *Tectonophysics*, 176, 315-332, 1990.
- Stein S., et E. Okal, Seismicity and tectonics of the Ninetyeast Ridge area: evidence for internal deformations of the Indian Plate, *J. Geophys. Res.*, 83, 2233-2245, 1978.
- Stein S., et D. Wiens, Depth determination for shallow teleseismic earthquakes: Methods and results, *Rev. Geophys. Space Phys.*, 24, 806-832, 1986.
- Stephenson R., et K. Lambeck, Isostatic response of the lithosphere with in-plane stress: application to Central Australia, *J. Geophys. Res.*, 90, 8581-8588, 1985.

- Stephenson R., et S. Cloetingh, Some examples and mechanical aspects of continental lithospheric folding, *Tectonophysics*, 188, 27-37, 1991.
- Stephenson R., B. Ricketts, S. Cloetingh, et F. Beekman, Lithosphere folds in the Eurekan Orogen, Arctic Canada?, *Geology*, 18, 103-106, 1990.
- Subrahmanya K., Active intraplate deformation in south India, *Tectonophysics*, 262, 231-241, 1996.
- Suzanne P., Modèles lithosphériques en compression, rapport labo. Géosciences Rennes, 1988.
- Suyehiro K., et A. Nishizawa, Crustal structure and seismicity beneath the forearc of northeastern Japan, *J. Geophys. Res.*, 99, 22331-22347, 1994.
- Sykes L., Seismicity of the Indian Ocean and a possible nascent island arc between Ceylon and Australia, *J. Geophys. Res.*, 75, 5041-5055, 1970.
- Tamaki K., et E. Honza, Incipient subduction and obduction along the eastern margin of the Japan Sea, *Tectonophysics*, 119, 381-406, 1985.
- Tapponnier P., et P. Molnar, Slip line field theory & large scale continental tectonics, *Nature*, 294, 319-324, 1976.
- Tondji-Biyo J-J., Chevauchements et bassins compressifs - Influence de l'érosion et de la sédimentation, modélisation analogique et exemples naturels, 426 pp., Mém. Doc. CAESS, Rennes, 1995.
- Toriumi M., The transition from brittle to ductile deformation in the Sambagawa metamorphic belt, Japan, *J. metamorphic Geol.*, 8, 457-466, 1990.
- Treagus S., et D. Sokoutis, Laboratory modelling of strain variation across rheological boundaries, *J. Struct. Geol.*, 14, 405-424, 1992.
- Tsenn M., et Carter N., Upper limits of power law creep of rocks, *Tectonophysics*, 136, 1-26, 1987.
- Turcotte D., et G. Schubert, *Geodynamics, Applications of continuum physics to geological problems*, 450 pp., John Wiley & Sons, New York, 1982.
- van Orman J., J. Cochran, J. Weissel, et F. Jestin, Distribution of shortening between the Indian and Australian plates in the central Indian Ocean, *Earth Planet. Sci. Lett.*, 133, 35-46, 1995.
- Verzhbitsky E., et L. Lobkovsky, On the mechanism of hearing up of the Indo-Australian plate, *J. Geodynamics*, 17, 27-38, 1993.
- Voisin C., Fleitout L., F. Jestin, et N. Chamot-Rooke, Periodic undulations and intraplate shortening in the Central Indian Ocean: the role of strain-softening, *EOS transac., AGU*, 75, 184, 1994.
- von Huene R., Klaeshen D., Cropp B., et J. Miller, Tectonic structure across the accretionary and erosional parts of the Japan Trench margin, *J. Geophys. Res.*, 99, 22349-22361, 1994.
- Wallace M., et H. Melosh, Buckling of a pervasively faulted lithosphere, *PAGEOPH*, 142, 239-261, 1994.
- Weissel J., R. Anderson, et C. Geller, Deformation of the Indo-Australian plate, *Nature*, 287, 284-291, 1980.
- Wiens D., Historical seismicity near Chagos: a complex deformation zone in the equatorial Indian Ocean, *Earth Planet. Sci. Lett.*, 76, 350-360, 1986.
- Wiens D., C. deMets, R. Gordon, S. Stein, D. Argus, J. Engeln, P. Lundgren, D. Quible, C. Stein, S. Weinstein, et D. F. Woods, A diffuse plate boundary model for Indian Ocean tectonics, *Geophys. Res. Lett.*, 12, 429-432, 1985.
- Wiens D., et S. Stein, Age dependence of oceanic intraplate seismicity and implications for lithospheric evolution, *J. Geophys. Res.*, 88, 6455-6468, 1983.

- Wiens D., et S. Stein, Intraplate seismicity and stresses in young oceanic lithosphere, *J. Geophys. Res.*, 89, 11442-11464, 1984.
- Wiens D., et S. Stein, Implications of oceanic intraplate seismicity for plate stresses, driving forces and rheology, *Tectonophysics*, 116, 143-162, 1985.
- Wiens D., S. Stein, C. deMets, R. Gordon, et C. Stein, Plate tectonic models for Indian Ocean 'intraplate' deformation, *tectonophysics*, 132, 37-48, 1986.
- Whittaker A., M. Bott, et G. Waghorn, Stresses and plate boundary forces associated with subduction plate margins, *J. Geophys. Res.*, 97, 11933-11944, 1992.
- White R., R. Detrick, J. Mutter, P. Buhl, T. Minshull, et E. Morris, New seismic images of oceanic crustal structure, *Geology*, 18, 462-465, 1990.
- White R., J. McBride, T. Henstock, et R. Hobbs, Internal structure of a spreading segment of Mesozoic oceanic crust, *Geology*, 22, 597-600, 1994.
- Williams C., Hydrothermal circulation and intraplate deformation: Constraints and predictions from in-situ measurements and mathematical models, in *Proc. Ocean drill. Program Sci. Results*, 116, 345-359, 1990.
- Zhao D., Horiuchi S., et A. Hasegawa, 3-D seismic velocity structure of the crust and uppermost mantle in the northeastern Japan arc, *Tectonophysics*, 181, 135-149, 1990.
- Zhao D., Hasegawa A., et S. Horiuchi, Tomographic imaging of P and S wave velocity structure beneath northeastern Japan, *J. Geophys. Res.*, 97, 19909-19928, 1992a.
- Zhao D., Horiuchi S., et A. Hasegawa, Seismic velocity structure of the crust beneath the Japan islands, *Tectonophysics*, 212, 289-301, 1992b.
- Zhao D., et A. Hasegawa, P wave tomographic imaging of the crust and upper mantle beneath the Japan Islands, *J. Geophys. Res.*, 98, 4333-4353, 1993.
- Zhao D., Hasegawa A., et H. Kanamori, Deep structure of Japan subduction zone as derived from local, regional, and teleseismic events, *J. Geophys. Res.*, 99, 22313-22329, 1994.
- Zoback M.L., First- and second-order patterns of stress in the lithosphere: The world stress map project, *J. Geophys. Res.*, 97, 11703-11728, 1992.
- Zoback M.L., M. Zoback, et the world stress map project group, Global patterns of tectonic stress, *Nature*, 341, 291-298, 1989.
- Zoback M.L., et M. Zoback, State of stress in the conterminous United States, *J. Geophys. Res.*, 85, 6113-6156, 1980.
- Zuber M., Compression of oceanic lithosphere: an analysis of intraplate deformation in the central Indian Basin, *J. Geophys. Res.*, 92, 4817-4825, 1987.
- Zuber M., et E. Parmentier, Finite amplitude folding of a continuously viscosity-stratified lithosphere, *J. Geophys. Res.*, 101, 5489-5498, 1996.
- Zuber M., E. Parmentier, et R. Fletcher, Extension of continental lithosphere: A Model for two scales of Basin and Range deformation, *J. Geophys. Res.*, 91, 4826-4838, 1986.

THESE DE DOCTORAT
DE L'UNIVERSITE JOSEPH FOURIER - GRENOBLE I

Titre de l'ouvrage:

MODELISATION MECANIQUE DU PLISSEMENT
LITHOSTHERIQUE

Auteur:

Joël TAVERNA

Etablissement:

Observatoire de Grenoble
Laboratoire de Géophysique Interne et Tectonophysique

RESUME

Les objectifs de cette thèse sont de décrire les mécanismes de déformations de la lithosphère en régime compressif, et le contrôle imposé par les paramètres mécaniques sur la manière dont le raccourcissement horizontal est accommodé (par la formation de plis, de chevauchements, ou encore par épaissement homogène). Nous avons étudié la nature des instabilités susceptibles de se développer en utilisant des calculs analytiques basés sur la résolution des équations de Navier-Stokes ainsi que leur évolution pour des taux de déformation importants à partir de modèles analogiques et de calculs numériques par la méthode des éléments finis.

Les calculs analytiques ont permis de déterminer l'influence des différents paramètres mécaniques de la lithosphère sur le développement d'instabilités périodiques. En domaine océanique, le raccourcissement est essentiellement accommodé par la formation de plis affectant l'ensemble de la lithosphère. Les parties fragiles de la lithosphère et les contrastes de densité contrôlent la croissance des instabilités. Des expériences analogiques ont permis de confirmer les résultats précédents et d'étudier l'évolution tridimensionnelle d'instabilités lithosphériques après l'apparition de la fracturation. En domaine continental, le passé tectonique, et les hétérogénéités mécaniques qui en résultent, joue un rôle essentiel pour l'initiation des plis. En effet, les hétérogénéités initiales peuvent favoriser l'apparition de failles aux dépendes des plis de grandes longueurs d'onde. Les structures ainsi formées s'apparentent à des bassins compressifs dont la géométrie reste cependant contrôlée, en partie, par la longueur d'onde des plis lithosphériques. Ces résultats ont été complétés par des calculs numériques basés sur la méthode des éléments finis et appliqués à des exemples naturels situés, en domaine océanique, dans l'Océan Indien, et en domaine continental au Japon. Les plis ne se développent qu'après plastification complète des parties fragiles de la lithosphère océanique ou continentale.

MOTS-CLES

Plis, lithosphère, modélisation analytique, expérimentale et numérique, instabilités périodiques, rhéologie, déformation, Navier-Stokes, éléments finis, Océan Indien, Japon.