



**HAL**  
open science

# Instabilités périodiques de la lithosphère Flambage, Boudinage en compression et en extension

Joseph Martinod

► **To cite this version:**

Joseph Martinod. Instabilités périodiques de la lithosphère Flambage, Boudinage en compression et en extension. Tectonique. Université Rennes 1, 1991. Français. NNT: . tel-00656006

**HAL Id: tel-00656006**

**<https://theses.hal.science/tel-00656006>**

Submitted on 3 Jan 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.

J. MARTINOD

ISSN 0755-978X

ISBN 2-905532-43-2

instabilités périodiques  
de la lithosphère

(FLAMBAGE, BOUDINAGE)

EN

COMPRESSION ET EN EXTENSION

MEMOIRES ET DOCUMENTS

*du Centre Armoricaïn*

n° 44

*d'Etude Structurale*

*des Socles*



Rennes 1991

**MEMOIRES ET DOCUMENTS  
DU  
CENTRE ARMORICAIN D'ETUDE STRUCTURALE DES SOCLES**

**N°44**

**Joseph MARTINOD**

**Instabilités périodiques de la lithosphère  
(Flambage, Boudinage en compression et en extension)**

**Thèse de l'Université de Rennes I  
soutenue le 25 Janvier 1991**

**Centre Armoricaïn d'Etude Structurale des Socles  
LP CNRS n°4661  
Université de Rennes I  
Campus de Beaulieu  
F-35042 - RENNES Cédex  
(France)**

**1991**

1  
2  
3  
4  
5  
6  
7  
8  
9  
10  
11  
12  
13  
14  
15  
16  
17  
18  
19  
20  
21  
22  
23  
24  
25  
26  
27  
28  
29  
30  
31  
32  
33  
34  
35  
36  
37  
38  
39  
40  
41  
42  
43  
44  
45  
46  
47  
48  
49  
50  
51  
52  
53  
54  
55  
56  
57  
58  
59  
60  
61  
62  
63  
64  
65  
66  
67  
68  
69  
70  
71  
72  
73  
74  
75  
76  
77  
78  
79  
80  
81  
82  
83  
84  
85  
86  
87  
88  
89  
90  
91  
92  
93  
94  
95  
96  
97  
98  
99  
100

**ISSN : 0755-978 X**

**ISBN : 2-905532-43-2**

**1991**

**Centre Armoricaïn d'Etude Structurale des Socles**

**LP CNRS n°4661**

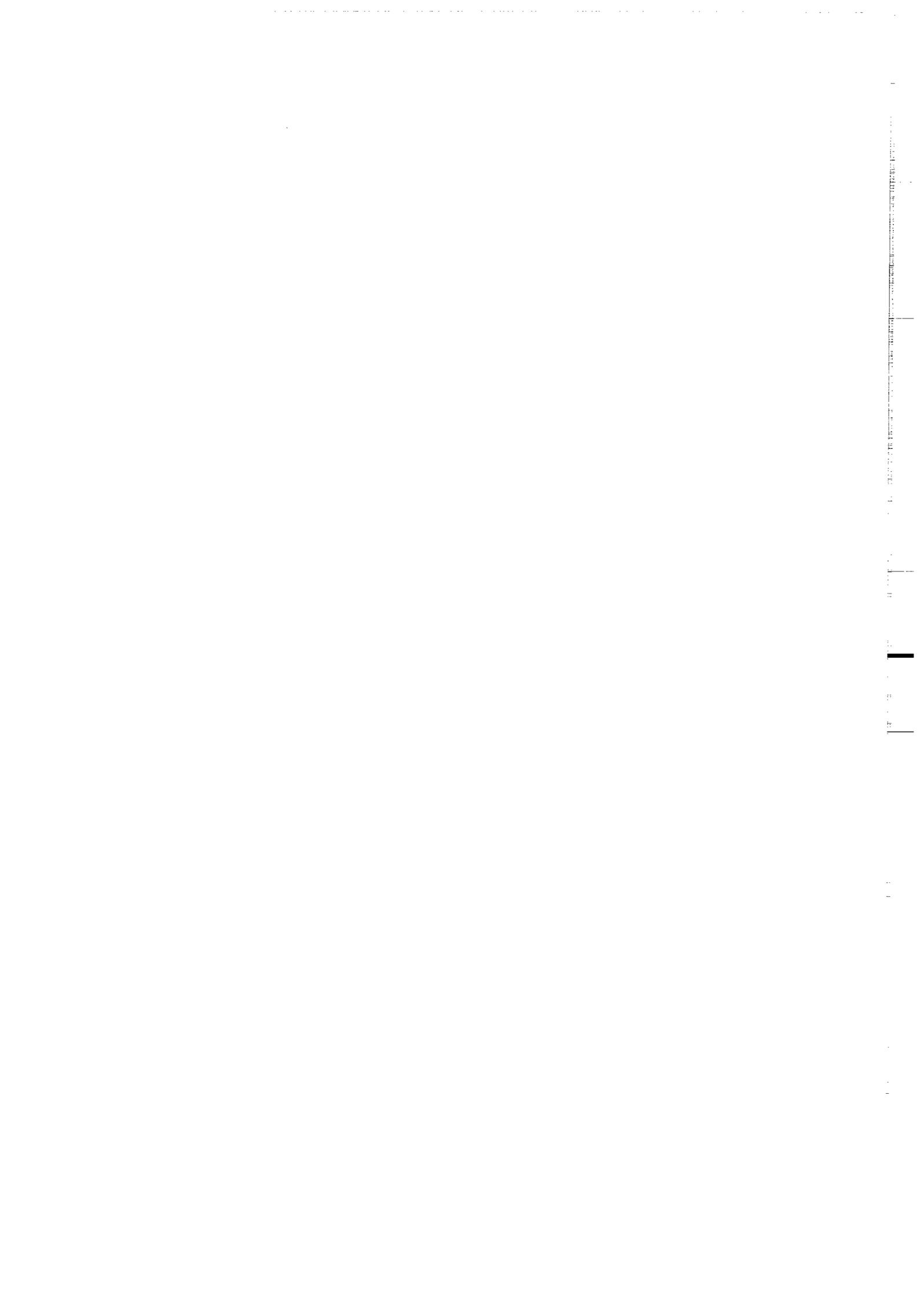
**Université de Rennes I - Campus de Beaulieu**

**F-35042 - RENNES Cédex (France)**

**J. MARTINOD (1991).**

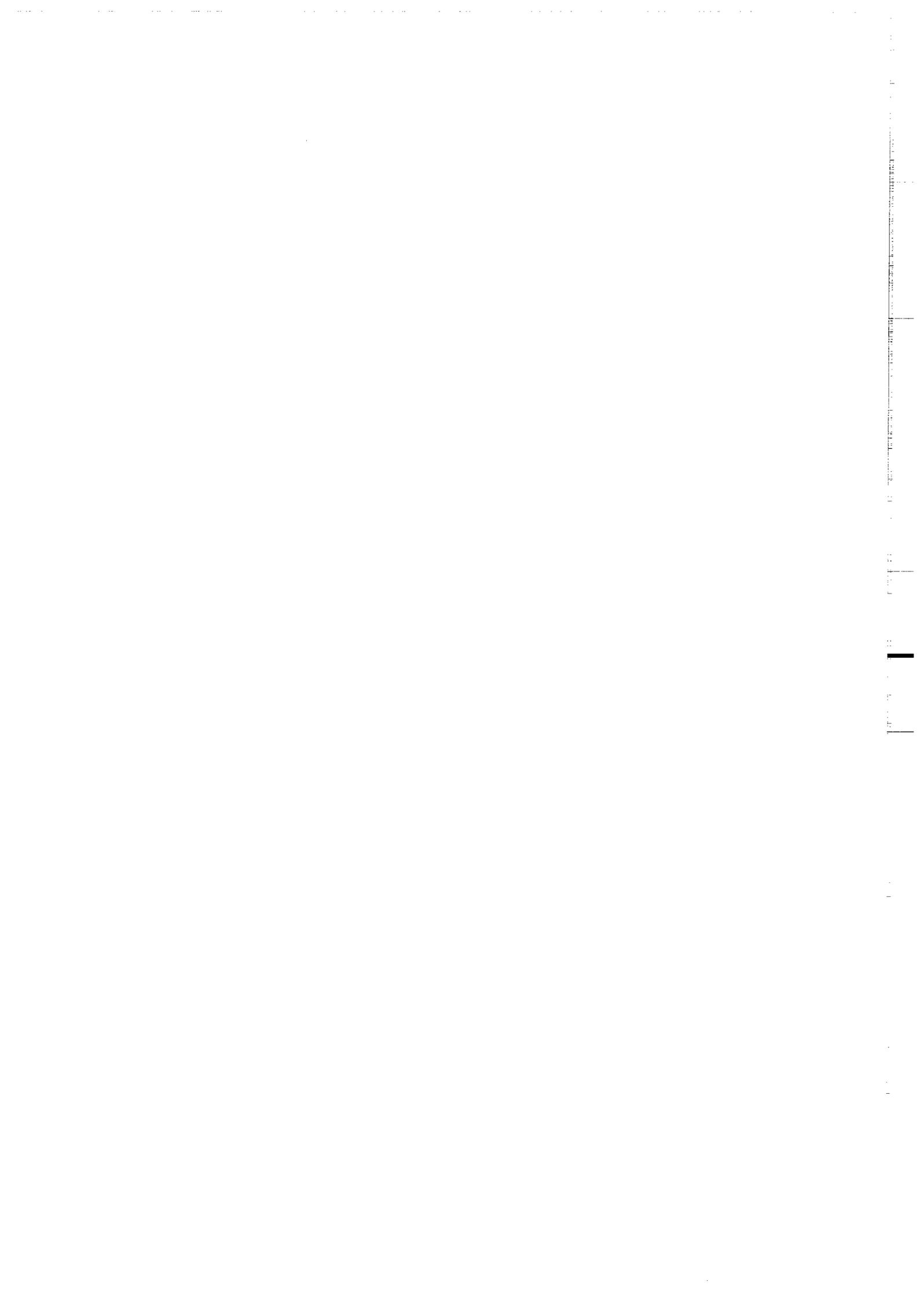
**Instabilités périodiques de la lithosphère (Flambage, Boudinage)  
en compression et en extension.**

**Mém. Docum. Centre Arm. Et. Struct. Socles, Rennes,44 ; 283p.**



*Je tiens à remercier au terme de ces deux années passées à Rennes tous les membres du CAESS qui m'ont accueilli et intégré au sein de leur équipe dynamique et sympathique.*

*Je voudrais remercier tout particulièrement P. Choukroune de m'avoir accueilli dans son laboratoire, Ph. Davy, qui m'a encadré pendant ces deux années de thèse, J.J. Kermarrec qui a conçu et réalisé le matériel expérimental, et M. Kuntz qui a bien voulu passer de longues heures avec moi au laboratoire de modélisation pour mettre au point les nouvelles techniques expérimentales.*



## SOMMAIRE

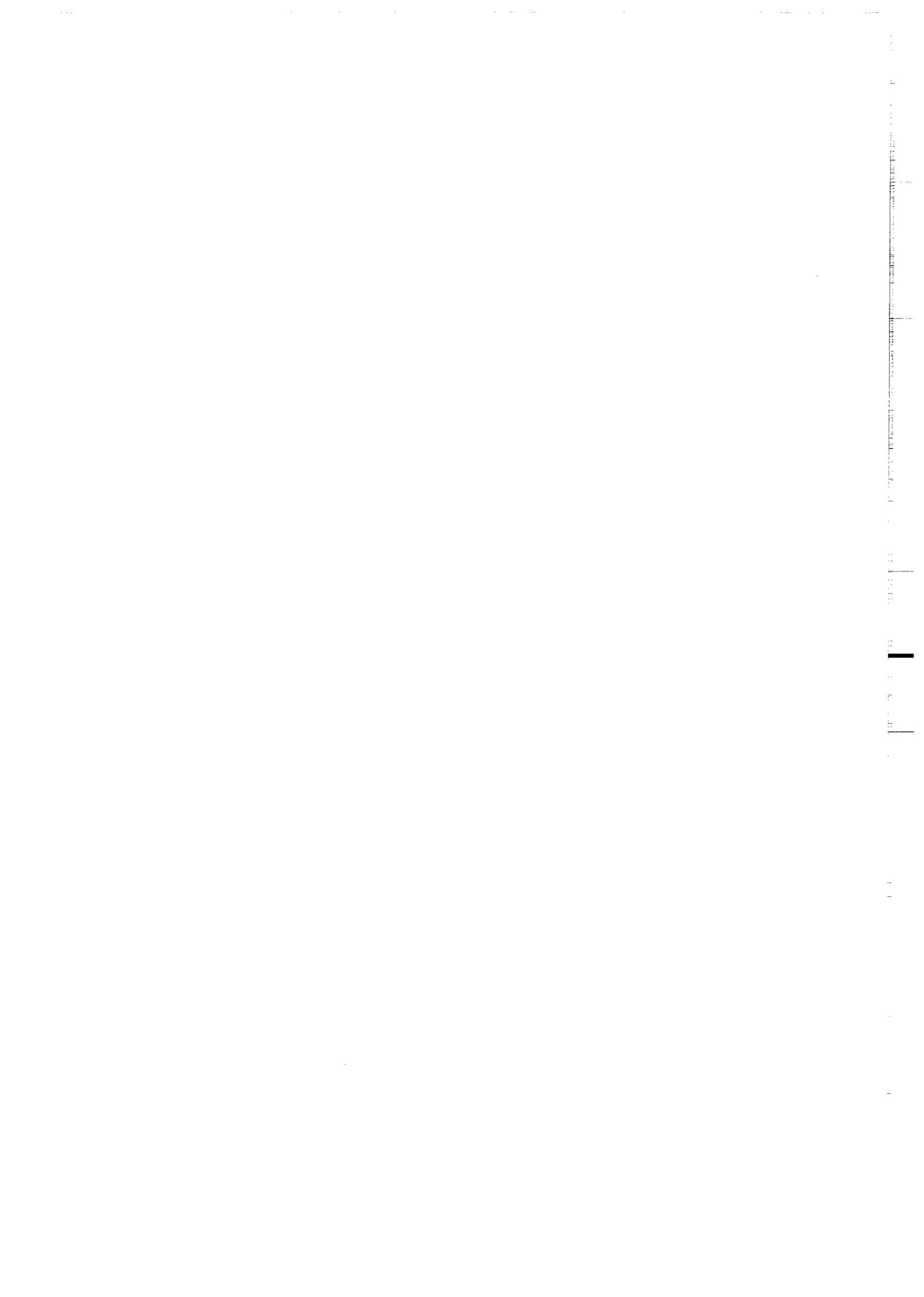
<b>INTRODUCTION</b>	<b>1</b>
<b>I. EXEMPLES DE FLAMBAGE LITHOSPHERIQUE</b>	<b>3</b>
<b>1. Le modèle élastique</b>	<b>5</b>
<b>2. Exemples naturels de flambage lithosphérique</b>	<b>9</b>
<i>2.1. En domaine océanique</i>	<b>9</b>
<i>2.2. En domaine continental</i>	<b>13</b>
<b>3. Conclusion</b>	<b>16</b>
<b>II. LA RHEOLOGIE DE LA LITHOSPHERE</b>	<b>17</b>
<b>1. Les différents modes de déformation</b>	<b>21</b>
<i>1.1. Le comportement fragile, la loi de Byerlee (1978)</i>	<b>21</b>
<i>1.2. Le comportement semi-fragile</i>	<b>23</b>
<i>1.3. Le comportement visqueux</i>	<b>25</b>
<b>2. Les profils rhéologiques de la lithosphère</b>	<b>29</b>
<i>2.1. La rhéologie de la lithosphère océanique</i>	<b>29</b>
<i>2.2. La rhéologie de la lithosphère continentale</i>	<b>33</b>
<b>3. L'élasticité</b>	<b>39</b>
<b>4. Rhéologie et flambage : quelles propriétés mécaniques de la lithosphère contrôlent le développement des instabilités ?</b>	<b>41</b>

<b>III. ETUDE ANALYTIQUE DU DEVELOPPEMENT D'INSTABILITES PERIODIQUES DANS LA LITHOSPHERE</b>	<b>47</b>
<b>1. La méthode des perturbations</b>	<b>47</b>
<b>2. Les instabilités de la lithosphère en compression et en extension.</b>	<b>51</b>
<i>2.1. La compression de la lithosphère</i>	<b>53</b>
2.1.1. En domaine océanique : le flambage lithosphérique	<b>53</b>
2.1.2. En domaine continental : deux modes de déformation possibles	<b>53</b>
<i>2.2. L'extension de la lithosphère</i>	<b>54</b>
<b>IV. VERIFICATION EXPERIMENTALE DU DEVELOPPEMENT DES INSTABILITES NON HOMOGENES</b>	<b>64</b>
<b>1. La modélisation analogique</b>	<b>65</b>
<i>1.1. Principe du dimensionnement : la similitude</i>	<b>67</b>
<i>1.2. Les matériaux utilisés dans les modèles analogiques. Leurs qualités et leurs défauts</i>	<b>69</b>
1.2.1. Le sable	<b>71</b>
1.2.2. La silicone	<b>77</b>
1.2.3. Les solutions denses modélisant l'asthénosphère	<b>80</b>
<i>1.3. Le dispositif expérimental</i>	<b>83</b>
1.3.1. Les conditions aux limites	<b>83</b>
1.3.2. Les techniques d'analyse	<b>86</b>
<b>2. Les instabilités présentes dans les modèles en compression</b>	<b>91</b>
<i>2.1. Dans les modèles "2 couches"</i>	<b>93</b>
<i>2.2. Dans les modèles "4 couches"</i>	<b>103</b>
<b>3. L'amplification des perturbations</b>	<b>107</b>

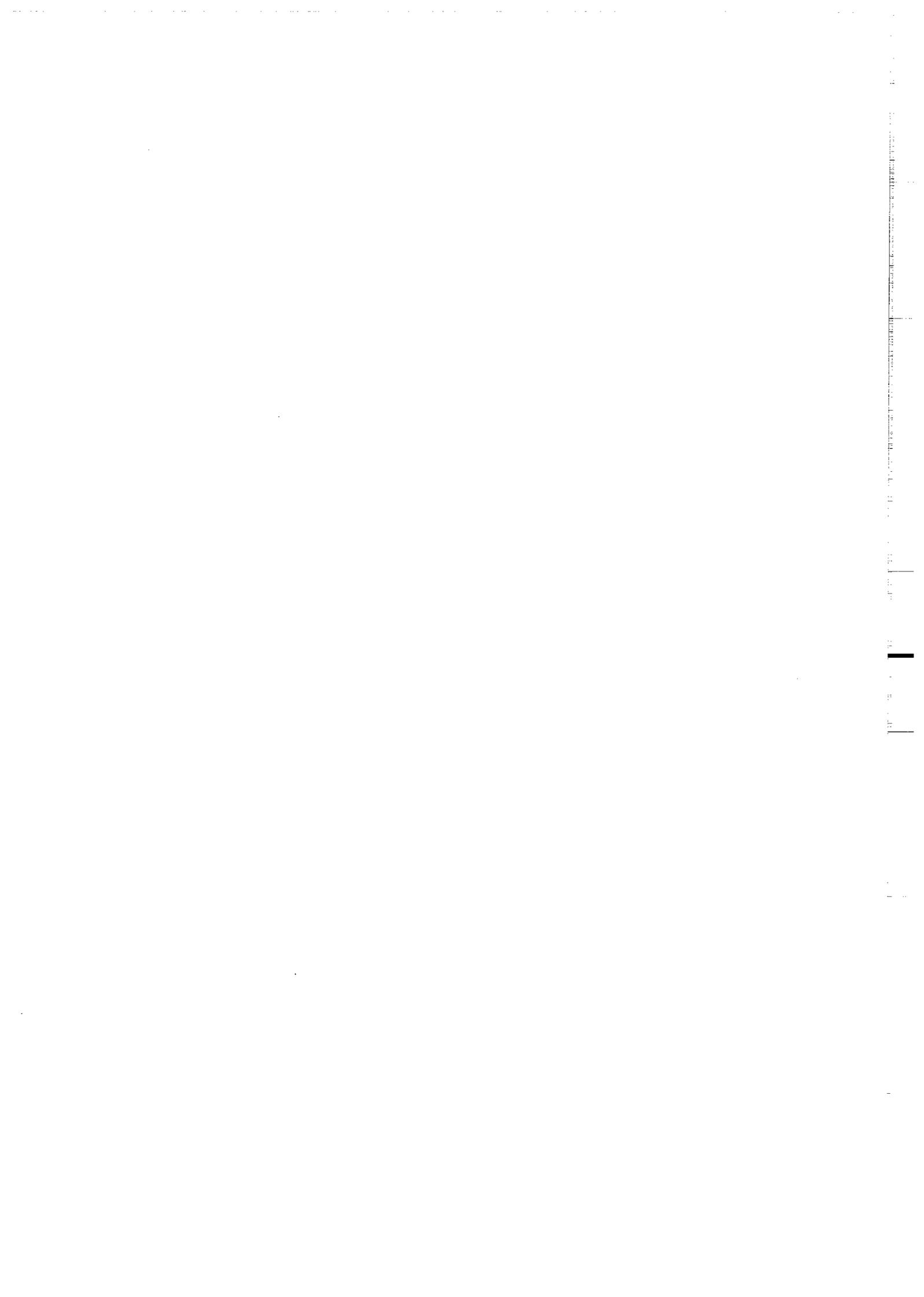
<b>V. INSTABILITES ET FRACTURATION</b>	115
<b>1. La fracturation en domaine océanique : du flambage à la subduction</b>	117
<b>2. La fracturation en domaine continental</b>	123
2.1. <i>La naissance d'une zone de collision intra-continental</i>	123
2.1.1. Le problème du dimensionnement des modèles analogiques	123
2.1.2. Etude expérimentale de la formation d'un chevauchement lithosphérique intra-continental	125
2.1.3. Comparaison des structures obtenues expérimentalement avec les données des profils ECORS Alpes et Pyrénées	135
2.1.4. L'inversion de la vergence de la subduction mantellique : l'exemple des Pyrénées	143
2.1.5. Les limites de la modélisation : les réajustements thermiques. Exemple des Alpes centrales	151
2.2. <i>La formation de larges domaines compressifs : l'exemple de l'Asie centrale</i>	153
2.2.1. La géométrie d'un domaine compressif étendu d'après l'étude des modèles analogiques	153
2.2.2. La déformation en Asie au Nord du Tibet (Tian Chan)	157
2.2.3. Le Tibet	163
<b>CONCLUSION</b>	169
<b>REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES</b>	171
<b>ANNEXES</b>	

**Annexe 1 : Periodical instabilities in compression and extension developing in the oceanic/continental lithosphere : I. deformation modes from an analytical perturbation method.**

**Annexe 2 : Buckling of the oceanic lithosphere from geophysical data and experiments.**



## **INTRODUCTION**



Comment se caractérisent les premières manifestations de la naissance d'un domaine orogénique ? Avant la fin des années 1960 et la réhabilitation de la théorie de Wegener, il était généralement admis que l'apparition des chaînes de montagnes était précédée d'un stade "géosynclinal", pendant lequel le futur domaine orogénique présentait une succession de larges bassins sédimentaires (géosynclinaux) séparés de domaines peu subsidents (géanticlinaux). Les tenants de la théorie mobiliste, pour qui les domaines orogéniques étaient le résultat de mouvements horizontaux de la lithosphère, (e.g. Suess, 1885; Argand, 1924; Hess, 1935; Vening Meinesz, 1955), pensaient que pendant cette période, le raccourcissement se traduisait par des plis lithosphériques de grande échelle. Ainsi, le flambage de la lithosphère était considéré par ces auteurs comme un stade précurseur d'une orogénèse. Avec le triomphe de la tectonique des plaques, la notion de géosynclinal a peu à peu été oubliée, les montagnes ne naissant selon cette théorie qu'en bordure de plaque, lors de la collision de deux continents. D'autre part, depuis une vingtaine d'années, de nombreuses études assimilant la lithosphère à une plaque mince élastique ont été publiées pour expliquer les déformations des plaques (flexure) un peu partout autour du globe. Les succès de cette approche, dont le principe repose sur l'existence d'un coeur élastique résistant au milieu de la lithosphère, ont permis d'accréditer l'idée, très ancienne par ailleurs (Smoluchowski, 1909), selon laquelle la lithosphère est trop résistante pour pouvoir flamber lors d'un épisode compressif.

Pourtant, de nombreux exemples de flambage lithosphérique, les uns clairement établis, les autres encore hypothétiques, ont été recensés depuis une dizaine d'années. En effet, le flambage de la lithosphère peut être observé en domaine océanique (Océan Indien), comme en domaine continental (Australie centrale par exemple), et il semble qu'il se soit manifesté à toutes les époques, depuis le Protérozoïque jusqu'à nos jours. Ces observations remettent donc en cause l'idée qui prévalait ces dernières années, selon laquelle le flambage lithosphérique ne peut pas exister.

Ceci dit, il est légitime de se demander si le flambage de la lithosphère est un phénomène très général ou qui demande au contraire des conditions mécaniques très particulières pour apparaître. Le travail présenté ici cherchera donc, dans un premier temps, à caractériser les conditions nécessaires au développement d'instabilités non-homogènes telles que le flambage, puis, nous essaierons de décrire le rôle des instabilités dans la structuration des domaines orogéniques.

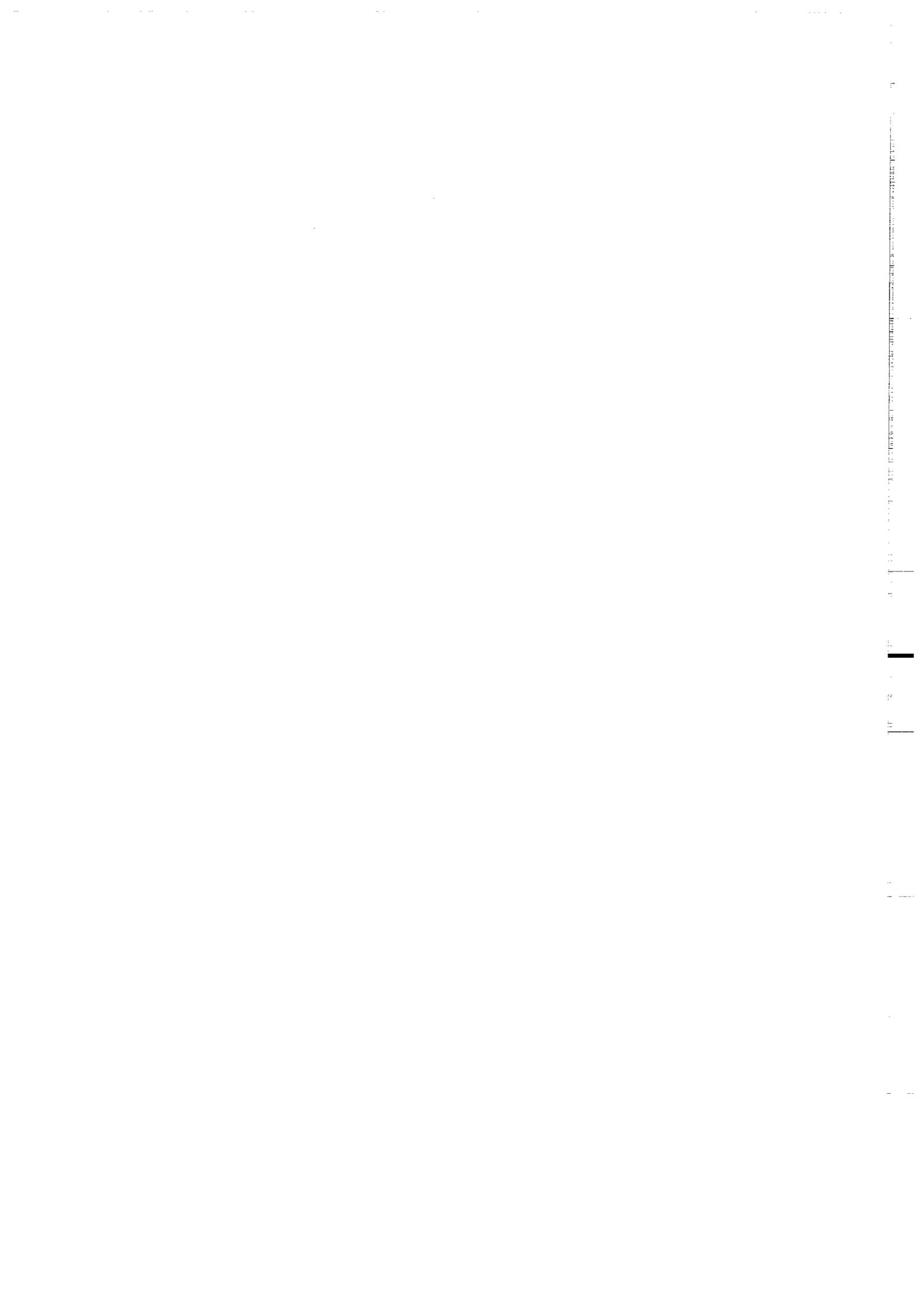
Nous commencerons par passer en revue les principaux comportements mécaniques de la lithosphère (comportement fragile, ductile et élasticité), qui pourraient expliquer le développement d'instabilités non-homogènes lors de la déformation de la lithosphère. Nous montrerons que les propriétés élastiques de la lithosphère ne peuvent être responsables du flambage, et que le développement d'instabilités dans la lithosphère est plutôt dû à ses propriétés visco-plastiques.

Deux études parallèles et complémentaires seront alors menées afin d'étudier le développement d'instabilités périodiques lors de la déformation de la lithosphère :

- des calculs analytiques basés sur la résolution des équations de Navier-Stokes dans le plan, permettront de connaître précisément l'influence de chaque paramètre rhéologique sur la nature des instabilités qui se développent.

- une série d'expériences analogiques modélisant la compression de la lithosphère sera présentée. Nous verrons tout d'abord que les conclusions des deux études sont concordantes. Les modèles permettront de confirmer les résultats analytiques, tandis que les calculs nous aideront à mieux interpréter les structures observées expérimentalement. De plus, les expériences analogiques montreront l'évolution tri-dimensionnelle des instabilités initiales, pour des taux de déformation importants, semblables à ceux présents dans la nature. On pourra comparer les structures obtenues expérimentalement avec quelques exemples naturels (Océan Indien, Alpes, Pyrénées et Asie centrale), et montrer l'importance des instabilités initiales dans la géométrie finale des domaines déformés.

**I.**  
**EXEMPLES NATURELS DE FLAMBAGE LITHOSPHERIQUE**



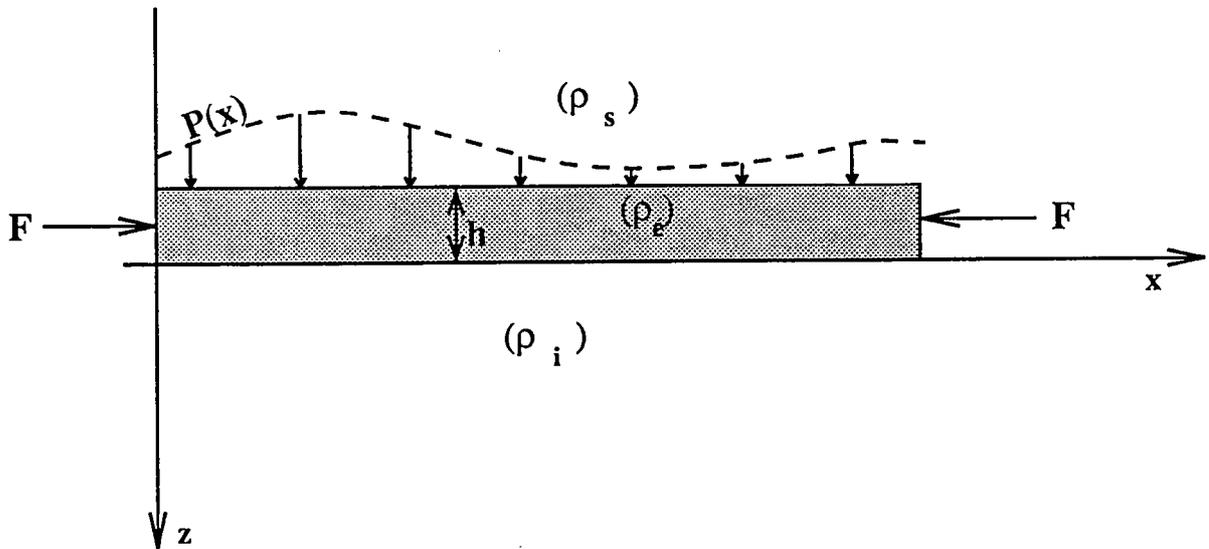
La lithosphère n'est finalement, en simplifiant à l'extrême, qu'une plaque compétente relativement mince comprise entre deux niveaux non compétents, l'asthénosphère et l'atmosphère. Il semble donc facilement concevable qu'en réponse à des sollicitations compressives horizontales, la lithosphère puisse se déformer en se plissant, comme peuvent le faire des couches de calcaire dans une série marneuse. Pourtant, le flambage de la lithosphère n'est pas à l'heure actuelle un phénomène géologique classiquement admis, que l'on peut voir figurer par exemple dans les manuels scolaires.

La raison essentielle du peu d'intérêt que les géologues ont manifesté jusqu'ici pour le flambage lithosphérique est bien compréhensible : on n'a jamais, du moins jusqu'à une période relativement récente, pu mettre en évidence la moindre région du globe présentant ce type de déformation. Les zones dans laquelle la lithosphère a été comprimée montrent en effet souvent des structures qui ne ressemblent ni de près, ni de loin, à du flambage.

D'ailleurs, on ne peut raisonnablement pas extrapoler à l'échelle lithosphérique les observations faites sur une série sédimentaire de quelques mètres d'épaisseur. En d'autres termes, une couche calcaire au sein d'une série marneuse ne constitue pas un modèle analogique de la lithosphère correctement dimensionné : d'une part, dans la déformation lithosphérique, les contraintes gravitaires liées aux différences de densité entre atmosphère, croûte et manteau jouent un rôle essentiel. D'autre part, la résistance de la lithosphère est, toutes proportions gardées, bien moindre que celle d'une couche calcaire d'échelle métrique : dans la lithosphère, les contraintes déviatoriques nécessaires à déformer les roches sont en effet du même ordre de grandeur que les pressions lithostatiques.

Ces deux points font que le flambage lithosphérique risque d'être fortement concurrencé par d'autres types de déformation : par exemple, le raccourcissement lithosphérique peut se produire au niveau d'un grand chevauchement, plus ou moins complexe,

tels ceux qui ont été décrits par les profils ECORS dans les Pyrénées (Choukroune et al., 1989; Roure et al., 1989b) ou dans les Alpes (Roure et al., 1989a; Ménard & Thouvenot, 1984). A plus grande échelle, on pourrait également envisager que la lithosphère se raccourcisse essentiellement par épaissement homogène dans les zones de collision (England & Thompson, 1985). Ces deux mécanismes présentent l'avantage d'à peu près préserver l'isostasie du système déformé, alors que le flambage conduit très rapidement à des structures très coûteuses en énergie gravitaire. De plus, comme la résistance des roches de la lithosphère n'est pas infinie, la création d'un chevauchement au sein de la lithosphère, ou encore d'une série de chevauchements dans la partie fragile de la lithosphère associés à un épaissement homogène du domaine ductile pourrait bien se produire avant même que le flambage lithosphérique n'apparaisse.



*Fig.I-1* Déformation d'une plaque mince élastique

Une plaque mince horizontale et élastique peut se déformer sous l'effet de forces verticales (on parle de flexure) ou sous l'effet de forces horizontales (il y a alors flambage). Dans le cas du flambage, il faut que la force horizontale dépasse un seuil critique pour que la plaque se déforme.

## 1. Le modèle élastique

D'ailleurs, les géophysiciens qui se sont penchés sur la question ont pu, et ce dès le début de ce siècle (Smoluchowski, 1909, 1910; Gunn, 1937), montrer assez simplement l'impossibilité de l'existence de flambage lithosphérique : on peut, en première approximation, assimiler la lithosphère à une plaque mince élastique. Il est alors facile de prouver que le flambage lithosphérique requiert des contraintes compressives horizontales bien supérieures à ce que peut raisonnablement supporter la lithosphère.

Le comportement d'une plaque élastique soumise à des forces horizontales  $F$  et supportant une charge  $P(x)$  (voir figure I-1) est décrit par l'équation différentielle :

$$D \frac{d^4 z}{dx^4} + F \frac{d^2 z}{dx^2} + (\rho_i - \rho_s) g z = P(x)$$

avec :

$$D = \frac{E h^3}{12 (1 - \nu^2)}$$

$D$  : rigidité flexurale de la plaque élastique.

$E$  : module d'Young du matériau élastique.

$\nu$  : coefficient de Poisson du matériau élastique.

$\rho_s$  : masse volumique du milieu surmontant la plaque.

$\rho_i$  : masse volumique du milieu inférieur à la plaque.

Lorsque les forces verticales sont responsables de la déformation de la plaque élastique, on parle de flexure. Nous étudions ici le cas du flambage, c'est à dire nous supposons que la déformation de la lithosphère est due seulement aux contraintes horizontales : le terme  $P(x)$  est pris nul. Il ne peut y avoir de flambage que si l'équation caractéristique de l'équation différentielle admet des solutions purement réelles. On montre facilement (Turcotte & Schubert, 1982) que c'est le cas lorsque la force horizontale appliquée excède une valeur critique :

$$F_c = [4 D g (\rho_i - \rho_s)]^{1/2}$$

Pour la lithosphère, on peut estimer, d'après les propriétés des roches observées en laboratoire (voir le chapitre sur la rhéologie de la lithosphère), le module d'Young et le coefficient de Poisson moyens :

$E$  vaut environ  $10^{11}$  Pa, et  $\nu$  0,25.

On connaît donc, en fonction de l'épaisseur de la lithosphère élastique ( $h$ ), la contrainte compressive minimum nécessaire pour qu'il puisse y avoir flambage :

$$\sigma_c = \left( \frac{E h (\rho_i - \rho_s) g}{3 (1 - \nu^2)} \right)^{1/2}$$

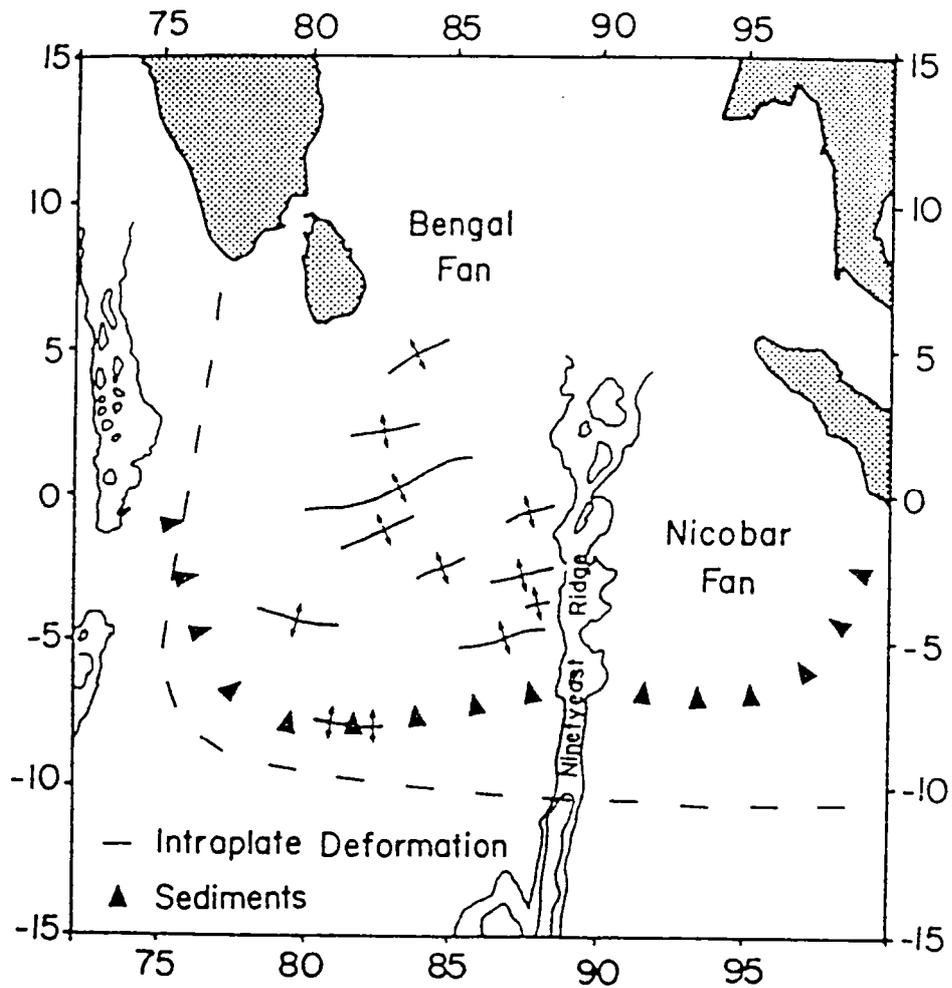
Pour une lithosphère élastique de 30 km d'épaisseur, la contrainte horizontale vaudrait donc environ 6 GPa. Or, on estime (Ord & Hobbs, 1989) que la lithosphère ne peut supporter des contraintes compressives horizontales supérieures à 1 GPa. Il semble donc que le flambage lithosphérique soit mécaniquement impossible.

Les modèles numériques dans lesquels la lithosphère est assimilée à une plaque mince élastique ont été, et sont toujours, très en faveur chez les géophysiciens. En effet, d'une part, il est facile de calculer les déformations d'une plaque élastique sous contraintes. D'autre part, les modèles élastiques ont permis de décrire de manière simple de nombreux problèmes géologiques pour lesquels la lithosphère se déforme sous l'effet de sollicitations verticales (flexure) : par exemple, le rebond lithosphérique consécutif à la fonte de la calotte glaciaire au Nord de l'Europe, ou encore les problèmes de flexure liés aux grands chevauchements lithosphériques (zones de subduction, collisions intra-continentales) ou à la présence de volcans sous-marins (Turcotte & Schubert, 1982). Fort de ces succès, le modèle élastique permettait donc en outre de justifier la non-existence du flambage lithosphérique.

Pourtant, d'autres modèles, simulant la lithosphère par une couche ductile visqueuse reposant sur une asthénosphère très faiblement visqueuse, montrent quant à eux que le flambage lithosphérique est possible (Biot, 1961, Ramberg, 1970). Ces modèles mettent en oeuvre des techniques de calcul plus complexes, qui ne sont valables que lors des tous premiers stades de déformation, lorsque l'amplitude du flambage reste infinitésimale (voir chapitre III). Ils montrent que le flambage se met en place préférentiellement à l'épaississement homogène dans la lithosphère. Toutefois, ce type de calculs n'était

généralement pris en considération par les géologues que pour décrire le flambage de couches d'échelle métrique à kilométrique (Goguel, 1948), puisqu'il était admis par ailleurs que le flambage lithosphérique n'existait pas.

La théorie généralement admise jusqu'au début des années 1980 est donc que le flambage lithosphérique n'existe pas (Turcotte & Schubert, 1982).



*Fig.I-2* Carte de la partie centrale de l'Océan Indien (d'après Zuber, 1987)

Les axes des principaux anticlinaux affectant la lithosphère océanique ont été reportés. La distance moyenne entre deux anticlinaux est 200 km. La courbe en tireté délimite la région déformée.

## 2. Exemples naturels de flambage lithosphérique.

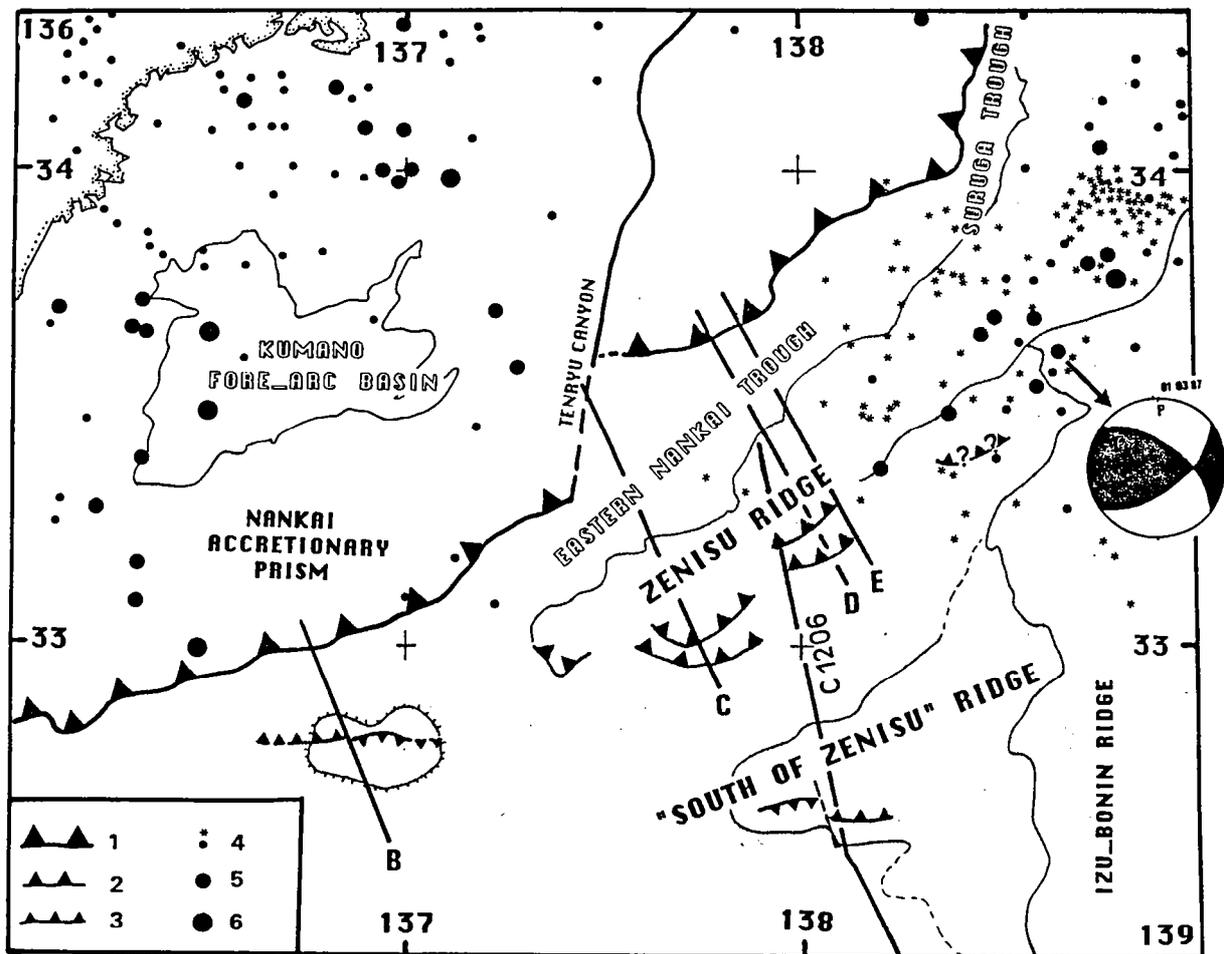
### 2.1. En domaine océanique

Le plus documenté, et aussi le seul exemple à peu près incontesté de flambage lithosphérique connu à ce jour est constitué par les déformations de la lithosphère de l'Océan Indien, au S-E de Sri Lanka (fig. I-2) : cette région se caractérise par de larges plis réguliers, de 200 km de longueur d'onde en moyenne (Weissel et al., 1980) et de 1 à 3 km d'amplitude. Ces plis affectent au moins le toit du socle et la série sédimentaire, relativement épaisse (on se trouve au Sud du cône de déjection du Gange), comme le montrent les profils sismiques tirés dans la région (Eittreim & Ewing, 1972; Weissel et al., 1980; Neprochnov et al., 1988; Bull & Scrutton, 1990; Bull, 1990).

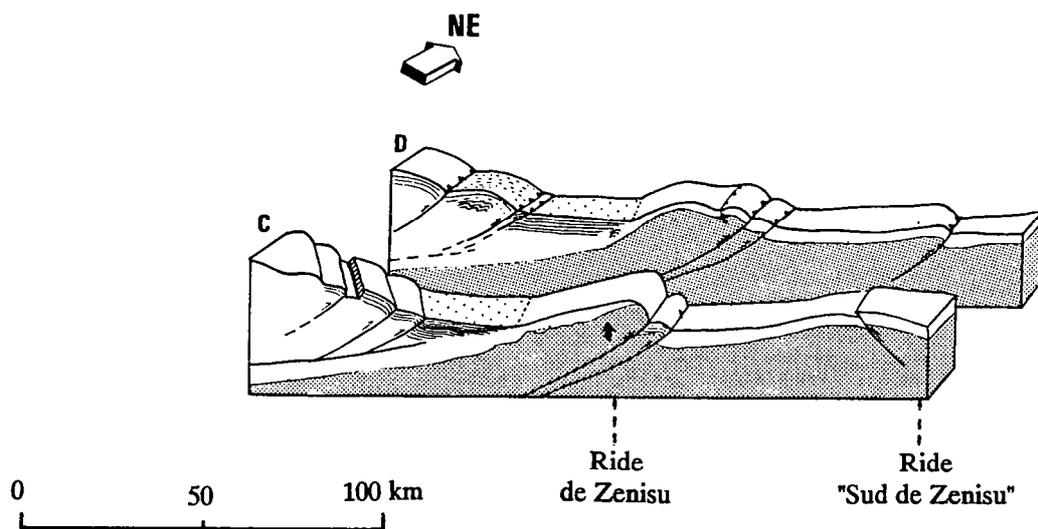
Ce n'est qu'en 1980 que Weissel et al. parlent de flambage de la lithosphère pour expliquer la présence de ces ondulations. Ils mettent cette déformation océanique en relation avec la collision des continents indien et asiatique et la formation de la chaîne himalayenne plus au Nord. Ils remarquent toutefois que les contraintes mesurées dans la région, quoique élevées, ne permettent pas d'expliquer l'existence d'un tel flambage, en supposant la lithosphère assimilable à une plaque élastique.

Plusieurs explications théoriques tentant de justifier la présence de ces structures compressives ont été avancées : McAdoo & Sandwell (1985) expliquent l'existence de flambage pour des contraintes plus faibles que prévu en prenant en compte l'amincissement du "coeur élastique" de la lithosphère avec l'augmentation du niveau de contraintes (voir le chapitre II pour plus de détails). Ils prédisent alors l'existence de flambage lithosphérique, dont la longueur d'onde est celle observée dans l'Océan Indien. Toutefois, leur démarche théorique repose sur l'hypothèse que les contraintes mises en jeu dans l'ensemble de la lithosphère sont utilisées pour déformer le coeur élastique, ce qui est critiquable, d'autant plus que celui-ci ne fait plus que quelques kilomètres d'épaisseur lorsque le flambage a lieu.

Zuber (1987) montre que la déformation d'une plaque visco-plastique peut aboutir elle aussi à la formation de structures d'environ 200 km de longueur d'onde. Mais les



*Fig.I-3* Carte tectonique de la région de la ride de Zenisu (S-O du Japon) (d'après Lallemand et al., 1989).  
Le domaine en grisé correspond aux régions dans lesquelles la plaque océanique est en régime compressif.

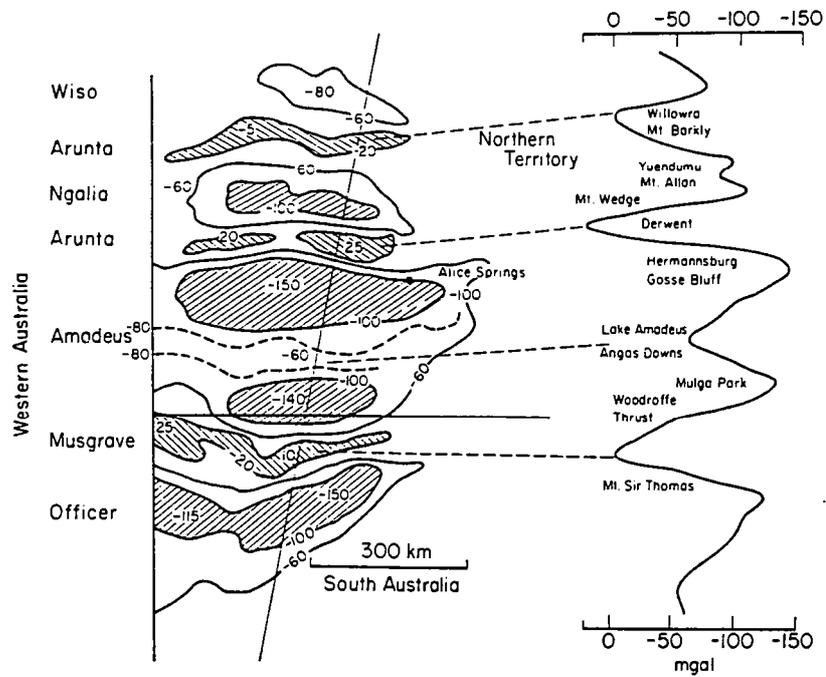


*Fig.I-4* Coupes schématiques des rides de Zenisu et du Sud de Zenisu, d'après Lallemand et al., 1989.  
Les deux rides océaniques se sont formées en contexte compressif, et sont distantes d'environ 80 km. Leur formation pourrait s'expliquer par un mécanisme de flambage lithosphérique.

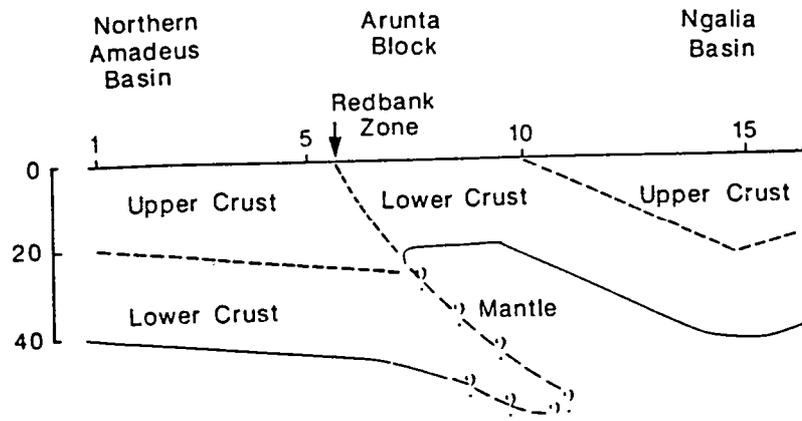
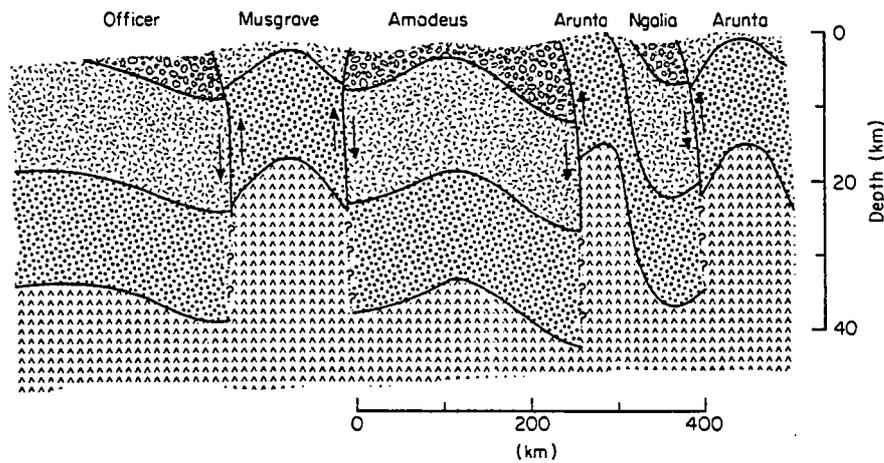
résultats qu'elle obtient ne lui permettent pas de dire si la lithosphère se déforme par flambage ou par "boudinage inverse" (c'est à dire du boudinage se formant en contexte compressif (voir annexe 1)). Cette deuxième hypothèse est reprise par Leger (1989), qui l'argumente de données de sismique réfraction. Pourtant, les études gravimétriques menées dans la région confirment la présence de flambage lithosphérique (Haxby & Weissel, 1986).

Nous verrons d'ailleurs que les calculs obtenus par la méthode de la plaque visco-plastique, en prenant en compte des rhéologies raisonnables pour la lithosphère océanique, montrent que la seule déformation possible en compression, à l'échelle lithosphérique, est constituée par du flambage (chapitre III). De plus, les expériences analogiques menées au cours de cette thèse (voir chapitre IV) aboutissent aux mêmes conclusions. L'annexe 2 reprend plus en détail l'analyse des déformations dans l'Océan Indien.

Il semble qu'aucun autre cas de flambage lithosphérique ne soit connu à l'heure actuelle en domaine océanique, sauf peut-être au large du Japon : la plaque océanique philippine, qui plonge sous le Japon situé au Nord-Ouest, est déformée par des structures compressives présentes sur une large zone à partir de la zone de subduction (fig. I-3). La présence de ces structures compressives n'est pas surprenante, étant donné le faible âge de la lithosphère océanique dans cette région (Cloetingh & Wortel, 1986). Les profils sismiques obtenus à l'occasion du programme Kaiko montrent que deux zones hautes parallèles à la zone de subduction, délimitées par des failles inverses (Lallemant et al., 1989), sont présentes à environ 60 km de distance l'une de l'autre (fig. I-4). La présence de la chaîne sous-marine de Zenisu, la plus proche du Japon, peut s'expliquer par la flexure de la lithosphère au large de la zone de subduction. D'ailleurs, il est certain que la flexure est responsable dans une certaine mesure des structures compressives présentes dans la plaque philippine : en effet, l'amplitude des structures compressives décroît rapidement lorsque l'on s'éloigne de la zone de subduction. Pourtant, il n'est pas possible d'avancer la même hypothèse pour justifier la présence de la seconde crête sous-marine. En effet, si cette crête résultait uniquement de la flexure de la lithosphère au large de la zone de subduction, son amplitude ne devrait être que 4% de l'amplitude de la première ride (Turcotte & Schubert, 1982). En fait, l'amplitude de la seconde ride lithosphérique reste très importante, ce qui permet de penser que des forces compressives horizontales sont en grande partie responsables de sa présence. En effet, les contraintes compressives horizontales ont été estimées dans la région par Chamot-Rooke &



**Fig.I-5** Carte des anomalies de Bouguer en Australie centrale (d'après Lambeck, 1983). Les anomalies négatives présentes sous les bassins ne peuvent être expliquées uniquement par la faible densité des sédiments. Lambeck (1983) propose donc (figure ci-dessous) que la structuration de la région résulte du flambage de l'ensemble de la lithosphère.



**Fig.I-6** Coupe géologique des bassins Amadeus et Ngalia, réalisée à partir d'enregistrements télésismiques (d'après Lambeck, 1988). Les données confirment l'hypothèse de plis à l'échelle de la lithosphère.

Le Pichon (1989) à 100 ou 200 MPa. Le flambage de la lithosphère aurait donc une longueur d'onde d'environ 60 à 80 km, ce qui correspond aux valeurs attendues pour une croûte océanique d'environ 20 Ma (voir annexe 1). Remarquons toutefois qu'il est difficile de conclure formellement avec les données dont nous disposons : les structures compressives ne sont présentes que dans un domaine restreint, et seule une longueur d'onde du flambage éventuel peut être observée.

## *2.2 En domaine continental*

Aucun exemple de flambage lithosphérique aussi démonstratif que le cas de l'Océan Indien n'a été décrit jusqu'à présent en domaine continental. On peut néanmoins remarquer (Stephenson & Cloetingh, sous presse) que la rhéologie de la lithosphère continentale est plus hétérogène que celle de la lithosphère océanique. De nombreux niveaux de décollement y sont présents, notamment dans la partie intermédiaire de la croûte. Le flambage de la lithosphère continentale devrait donc être encore plus facile que celui de la lithosphère océanique, puisque chaque niveau rigide peut glisser l'un par rapport à l'autre lors de la formation des plis (Biot, 1961). Et en effet, plusieurs exemples de flambage lithosphérique ont été décrits ces dernières années (Stephenson & Cloetingh, sous presse).

Le plus documenté de ces exemples concerne le centre de l'Australie. La carte des anomalies de Bouguer y révèle l'existence d'importantes anomalies orientées Est-Ouest et espacées d'environ 200 km (fig. I-5). Ces anomalies se superposent à des bassins paléozoïques, qui ont été formés en régime compressif. Ces bassins sont en effet limités par des failles inverses (Lambeck, 1983). Les données gravimétriques montrent de fortes anomalies négatives sous chaque bassin sédimentaire, qui ne peuvent être expliquées uniquement par la faible densité des sédiments. Lambeck (1983) attribue donc la formation de ces bassins compressifs à des plissements de la lithosphère. Depuis, cette hypothèse a été étayée de nombreuses données géophysiques : Les résultats de campagnes de sismique profonde réflexion et réfraction (Goleby et al., 1988 et 1989) ainsi que l'interprétation de données télésismiques (Lambeck et al., 1988) ont permis d'appuyer l'idée de flambage lithosphérique, et même de décrire la géométrie précise d'un de ces bassins compressifs (voir la figure I-6, tirée de Lambeck et al.,

1988).

D'autres exemples de flambage lithosphérique en domaine continental ont été recensés par Stephenson & Cloetingh (sous presse). Les données gravimétriques acquises dans les îles canadiennes de l'Océan Arctique ont permis à Stephenson & Ricketts (1989) de proposer le flambage comme mécanisme de déformation responsable de l'orogène tertiaire de Eureka. Ils observent en effet que les régions les plus érodées correspondent aux domaines sous lesquels la croûte est la plus mince. Là encore, les structures observées montrent une périodicité d'environ 200 km.

Encore au Canada, Hoffman et al. (1988) décrivent des plis de 30 km d'amplitude, espacés de 80 à 140 km, qui affectent le socle protérozoïque et qui sont attribués à un orogène vieux de près de 2000 Ma.

Plus près de nous, le large anticlinal du Weald, au Sud-Est de l'Angleterre pourrait être un exemple de flambage lithosphérique : cet anticlinal s'est formé à l'Eocène, lors de la principale phase de formation des Pyrénées. Son orientation (E-W) est compatible avec la direction de la contrainte compressive principale (N-S) dans la région à cette époque. Il est bordé au Nord et au Sud de deux bassins éocènes, l'un situé en manche, l'autre constituant le synclinal de Londres. La longueur d'onde de ce système plissé est d'environ 200 km : c'est la longueur d'onde qui a été observée dans de nombreuses autres régions dont les déformations sont attribuées à du flambage lithosphérique (Stephenson & Cloetingh, sous presse), et c'est aussi la longueur d'onde prévue par les calculs analytiques développés pour cette thèse (voir le chapitre III). Toutefois, la compression est restée très modeste dans la région, et le centre de l'anticlinal du Weald a été surélevé de moins de 2 km. Si on a réellement affaire à du flambage lithosphérique, le moho devrait être plus élevé sous l'anticlinal. Mais l'amplitude de la déformation reste trop faible pour que cette éventuelle déformation du moho puisse être décelée avec les données géophysiques actuelles.

Enfin, pour être complet, il faudrait également parler de la tectonique observée sur d'autres planètes du système solaire, en particulier sur Vénus, qui est géologiquement, semble-t-il, assez semblable à la Terre. De nombreuses structures tectoniques ont pu y être observées grâce aux images radar de la surface de la planète qui ont été enregistrées, soit

depuis la Terre, soit à partir de sondes spatiales (Mazursky et al., 1980; Barsukov, 1985; Banerdt & Golombek, 1988). Des structures périodiques, faisant apparaître l'existence de deux longueurs d'onde (15-25 km et 100-300 km) sont observables dans les domaines compressifs de la planète. Banerdt & Golombek (1988) proposent que cette périodicité soit la conséquence du flambage de toute ou d'une partie de la lithosphère de Vénus.

Ces quelques exemples de flambage lithosphérique, les uns clairement établis, les autres encore hypothétiques, montrent qu'il n'est pas possible d'affirmer que les plis à l'échelle de la lithosphère n'existent pas. Nous pensons d'ailleurs que les effets du flambage lithosphérique peuvent être observés dans de nombreuses autres régions du globe pour lesquelles les données géophysiques manquent : par exemple en Asie centrale, dans la région déformée par la collision Inde-Asie (voir chapitre V), ou encore dans certaines parties des Andes (Bonini, 1977; voir chapitre V).

### 3. Conclusion

Le flambage lithosphérique existe dans de nombreuses régions du globe : on l'observe aussi bien en domaine océanique qu'en domaine continental, dans des régions qui ont subi d'importants raccourcissements comme dans des domaines à peine déformés, et il semble s'être manifesté à toutes les époques, depuis le Protérozoïque jusqu'à nos jours. Il est pourtant évident qu'il ne permet pas d'expliquer la complexité des structures observées dans la grande majorité des domaines orogéniques. On est donc en droit de se demander : le flambage lithosphérique est-il un phénomène très général, ou est-ce au contraire un mécanisme très particulier nécessitant des conditions de formation très singulières ?

Pour tenter de résoudre ce problème, une étude des propriétés mécaniques de la lithosphère est nécessaire. Le travail que j'ai tenté de mener à bien au cours de cette thèse a donc consisté à développer des méthodes d'étude de la mécanique de la lithosphère, afin de répondre aux questions suivantes :

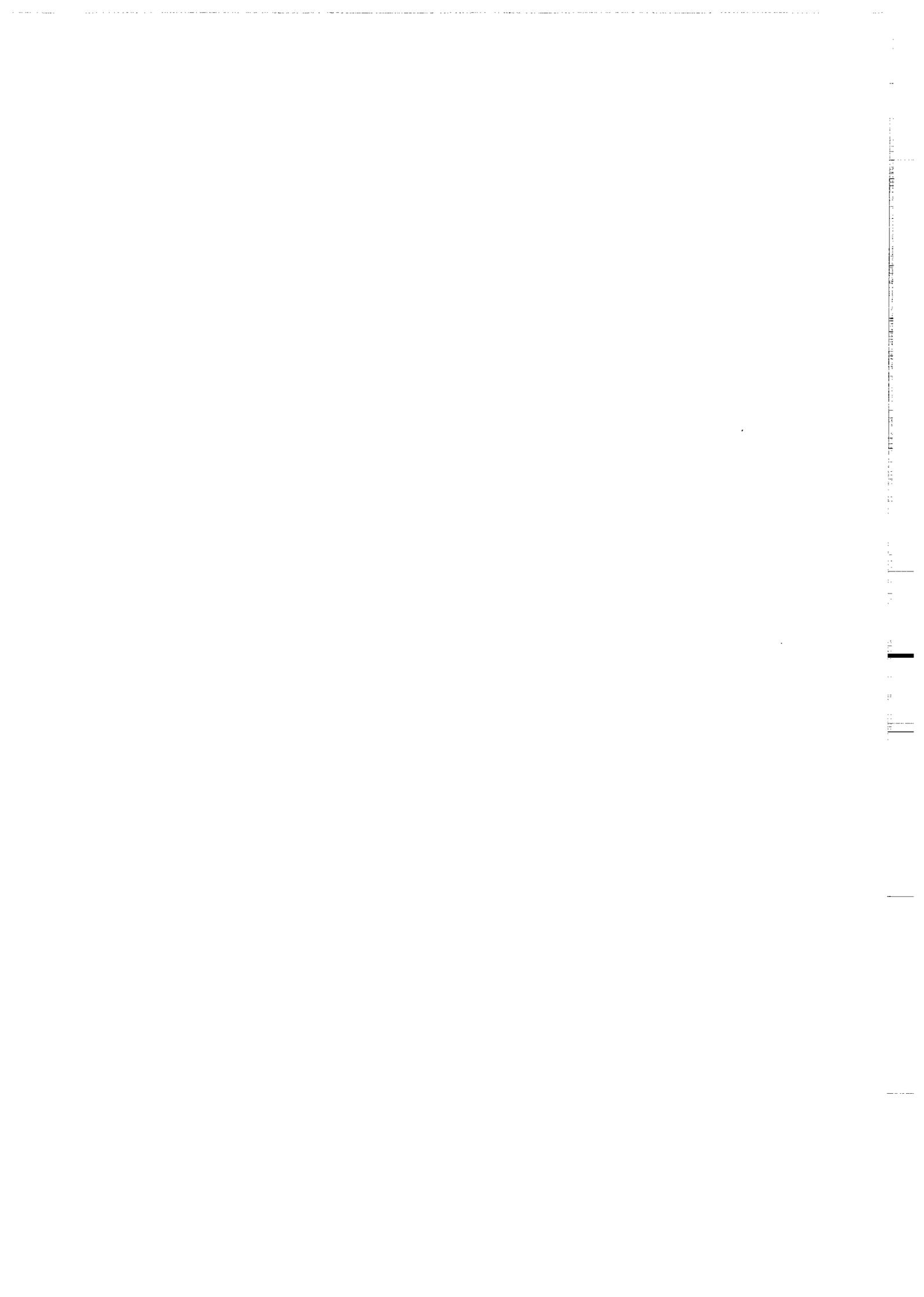
Où et quand peut-il y avoir flambage de la lithosphère ?

Comment s'initie le flambage ?

Comment se développe-t-il ?

Quelle est son influence dans la structuration d'un domaine compressif ?

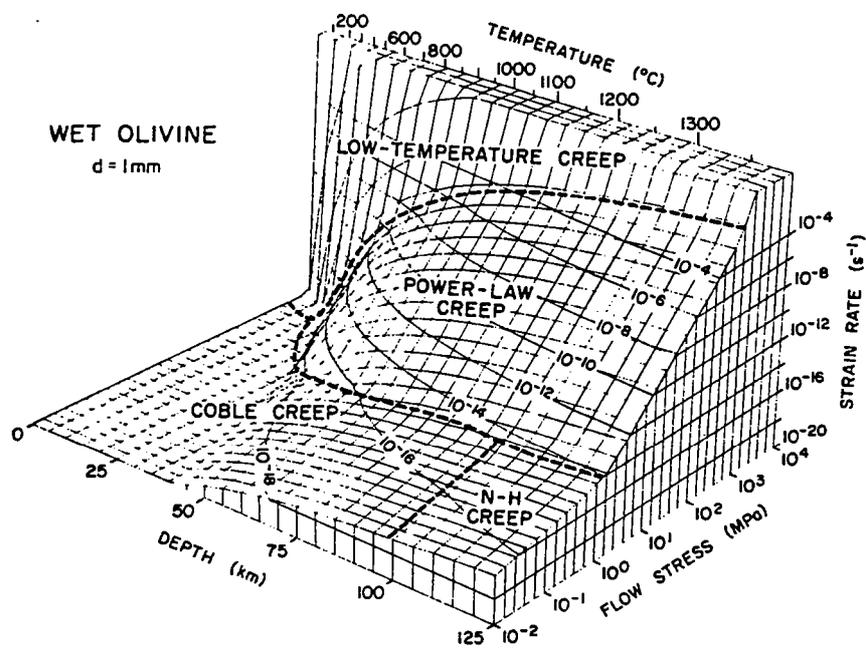
**II.**  
**LA RHEOLOGIE DE LA LITHOSPHERE**



Avant d'entamer une étude mécanique du comportement de la lithosphère, il est nécessaire de connaître le comportement rhéologique des roches dont elle est formée. Celui-ci varie en fonction de la composition chimique de la roche (minéraux qui la composent, présence d'H<sub>2</sub>O ou de CO<sub>2</sub>), et des conditions de pression et de température.

Pour un minéral donné, on peut tenter de dresser des cartes de déformation donnant, en fonction de la température et des pressions appliquées au minéral, la nature de la déformation, et éventuellement, la vitesse de déformation du minéral (voir par exemple Tsenn & Carter, 1987 (fig. II-1)). Ces cartes de déformation sont établies à partir d'expériences en laboratoire. Ces expériences ont permis de mettre en évidence plusieurs types de déformations possibles pour chaque minéral, chacune de ces déformations étant prépondérante dans une certaine gamme de pressions et de températures.

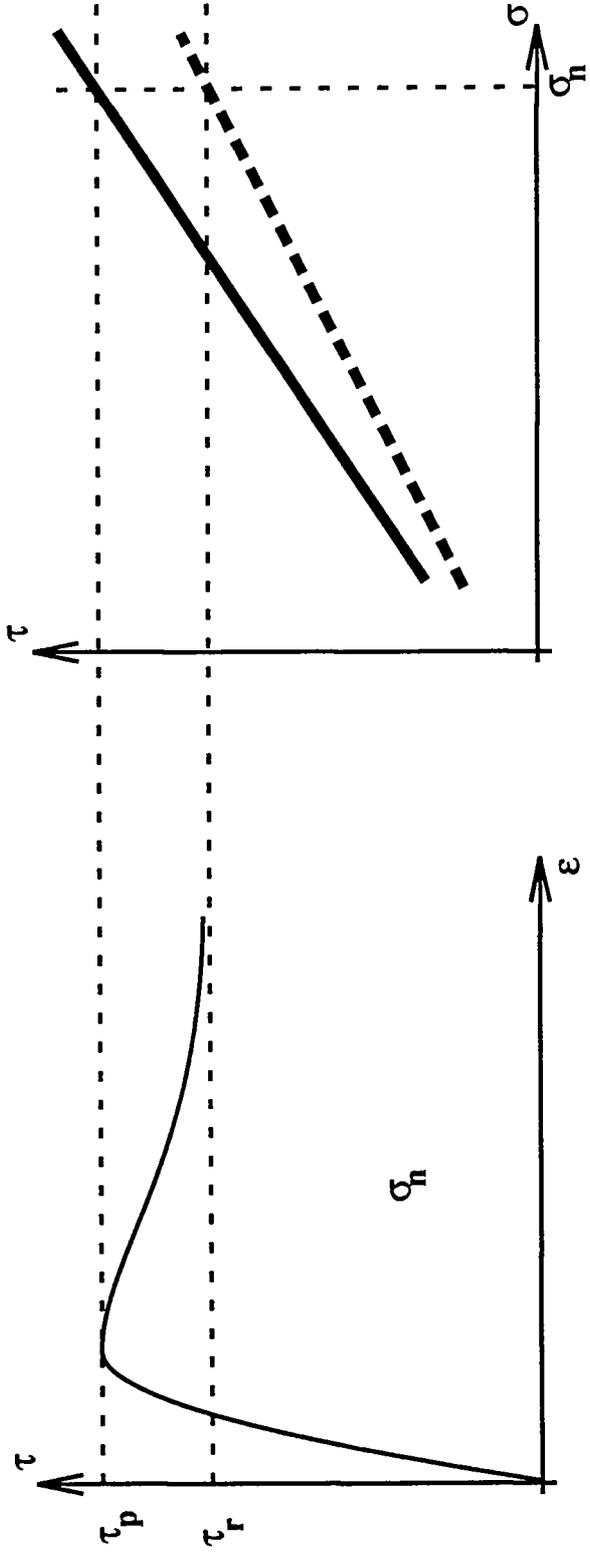
Toutefois, les expériences en laboratoire ne sont pas réalisées dans des conditions semblables à celles auxquelles les roches sont soumises dans la lithosphère. En effet, les vitesses naturelles de déformation sont très faibles : de  $10^{-10} \text{ s}^{-1}$  dans les zones mylonitiques de la faille de San Andreas (Sibson, 1983), à  $10^{-14} \text{ s}^{-1}$  en moyenne dans régions sismiquement actives, et à  $10^{-17} \text{ s}^{-1}$  ou même moins dans les domaines cratoniques ! En laboratoire, par contre, les expériences ne peuvent être réalisées à des vitesses de déformation aussi faibles. On est donc contraint d'extrapoler les lois de déformation, qui ont été établies en laboratoire, pour des vitesses de déformation bien inférieures. Ce qui n'est pas sans poser de nombreux problèmes : d'une part, on ne peut être certain de l'exactitude des extrapolations vers de très faibles vitesses de déformation réalisées pour chaque minéral. D'autre part, on ne peut affirmer que d'autres mécanismes de déformation moins coûteux en énergie, différents de ceux qui ont été mis en évidence en laboratoire, ne se mettent pas en place. Pour cette raison, les profils rhéologiques tirés des expériences de laboratoire ne peuvent donner qu'une limite supérieure de la contrainte déviatorique nécessaire à déformer les roches de la lithosphère.



*Fig.II-1* Carte de déformation de l'olivine (d'après Tsen & Carter, 1987)

Enfin, de nombreuses expériences n'ont été menées que sur des minéraux purs, et on a seulement une vague idée de la rhéologie d'un assemblage de minéraux dont on connaît le comportement mécanique de chacun des composants. Comme de plus on ne peut connaître avec précision la composition minéralogique de la lithosphère, en particulier de la lithosphère continentale, on comprend que les conclusions sur sa rhéologie qui peuvent être tirées d'expériences de laboratoire doivent être prises avec prudence. Il ne faut donc pas s'attendre à ce que les expériences qui ont été effectuées en laboratoire, et dont les principaux résultats vont être présentés ci-dessous, puissent décrire précisément le comportement mécanique de la lithosphère.

Ces résultats devront donc être confrontés aux estimations que l'on peut tirer de l'observation directe de la tectonique terrestre : par exemple, la mesure des chutes de contrainte associées à des tremblements de terre a conduit certains auteurs (Hanks, 1977) à donner une estimation des contraintes déviatoriques maximales présentes au sein de la lithosphère. La valeur obtenue par cette méthode est sensiblement moins élevée que celle prévue grâce à l'étude au laboratoire de la rhéologie des roches, ce qui montre encore une fois la confiance limitée que l'on doit avoir en ces données. Ce sont toutefois de ces résultats que nous allons partir pour décrire la mécanique de la lithosphère, car ils représentent, malgré tous leurs défauts, la description la plus complète de la rhéologie terrestre qui ait été obtenue jusque là.



*Fig. II-2* Résistance au cisaillement des argiles.  
 L'enveloppe de Mohr tracée en trait gras correspond à l'initiation d'une faille.  
 Celle tracée en tiretés correspond à la réactivation d'une faille.

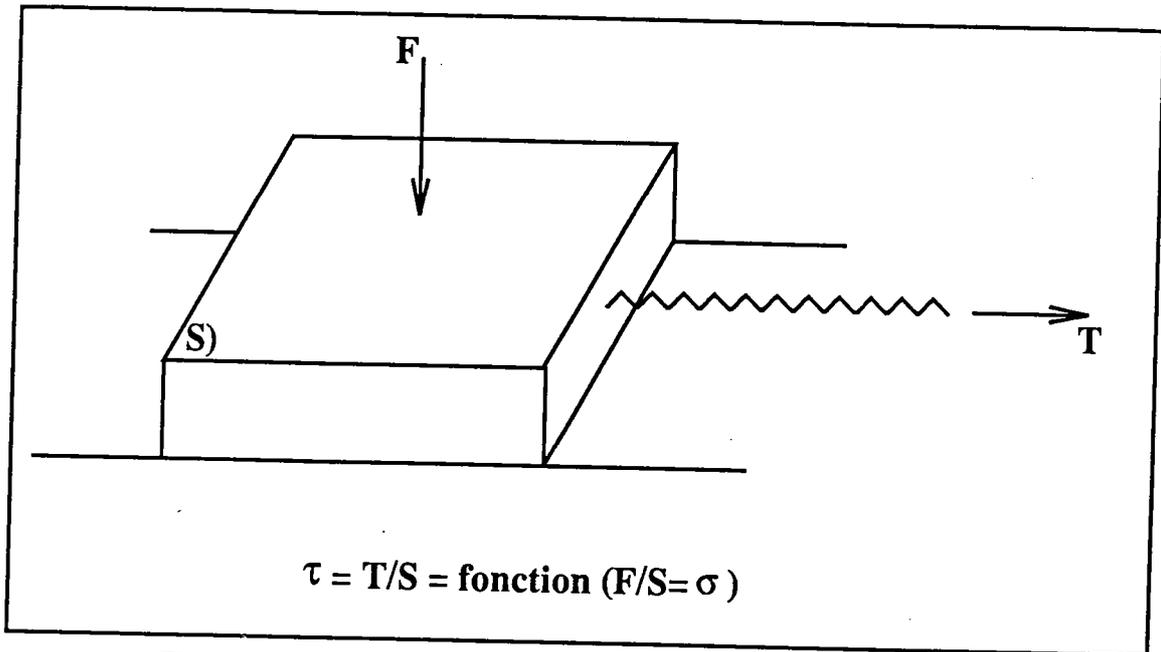
## 1. Les différents modes de déformation

### 1.1. Le comportement fragile, la loi de Byerlee (1978)

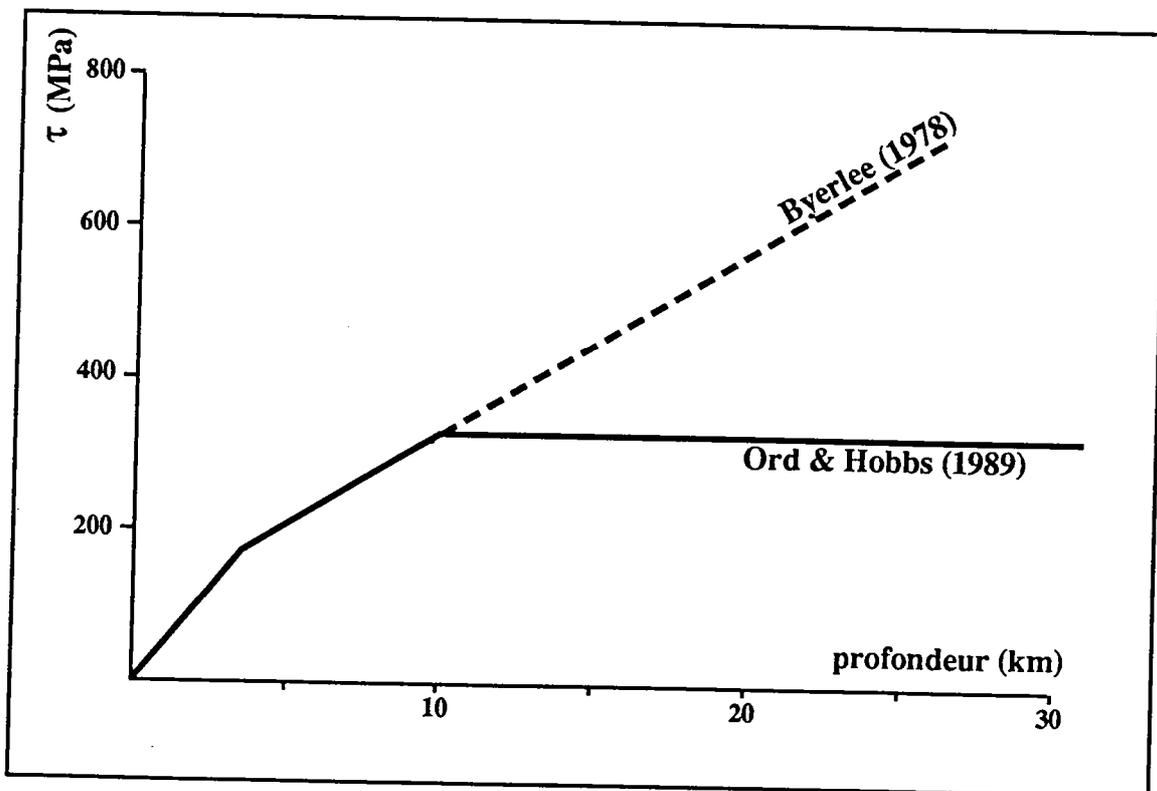
Dans les zones les plus superficielles de la lithosphère, les minéraux se déforment généralement de manière fragile. Le comportement fragile des matériaux a déjà amplement été étudié par de nombreux auteurs, et ce depuis fort longtemps. Il y a cassure fragile dans une roche lorsque les contraintes déviatoriques dépassent un certain seuil, qui n'est fonction, en première approche, que de la pression moyenne à laquelle est soumise cette roche (et ne dépend donc pas de la température ou de la vitesse de déformation). La droite représentant le seuil de rupture en fonction de la pression moyenne constitue l'enveloppe de Mohr bien connue des mécaniciens des roches (fig. II-2).

En fait, deux enveloppes peuvent être dessinées, l'une correspondant à la création d'une faille dans la roche initialement non fracturée, l'autre à la réactivation de la faille précédemment créée. Dans la nature, la force nécessaire à briser un bloc est généralement comprise entre ces deux limites, à cause de la présence de fissures, qui n'ont toutefois aucune raison d'être parfaitement orientées. La contrainte nécessaire n'est en tout cas pas inférieure à la contrainte nécessaire pour faire rejouer une faille déjà parfaitement orientée, contrainte qui peut être estimée grâce aux expériences qui ont été menées par Byerlee (1978).

Le principe de ces expériences est présenté en figure II-3. Elles donnent, en fonction de la contrainte normale, la force à appliquer à un pavé pour le déplacer. Byerlee montre que pour des contraintes normales importantes, telles que l'on en trouve dans la lithosphère, cette force est indépendante de la rugosité du pavé, ainsi que de la nature de la roche dont il est constitué. Il est donc possible de tracer une même enveloppe de Mohr pour l'ensemble des roches de la lithosphère. On peut connaître, en fonction du régime de contraintes auquel est soumise la lithosphère (compression, décrochement, ou extension), la contrainte déviatorique pour laquelle les roches se déforment selon un processus semblable à celui étudié par Byerlee. Elle vaut :



*Fig.II-3* Principe des expériences de Byerlee (1978)



*Fig.II-4* Enveloppe de rupture des parties fragiles et plastiques de la lithosphère. La loi de Byerlee exagère la résistance fragile des roches en profondeur.

$$\tau = 0,85 \sigma_n \quad (\text{pour } \sigma_n < 200 \text{ MPa})$$

$$\tau = 60 \text{ MPa} + 0,6 \sigma_n \quad (\text{pour } 200 \text{ MPa} < \sigma_n < 1700 \text{ MPa})$$

avec  $\sigma_n$  : contrainte normale effective.

Il faudrait donc, pour pouvoir estimer les contraintes déviatoriques nécessaires à activer une faille cassante, connaître les contraintes effectives présentes au sein de la lithosphère, et donc estimer les pressions fluides. A l'heure actuelle, les pressions fluides moyennes présentes au sein de la lithosphère ne peuvent être quantifiées. Même s'il semble que, au moins localement, elles puissent même être supérieures à la pression lithostatique (Etheridge et al., 1984), nous les avons négligées dans tous les calculs de rhéologie qui ont été effectués ici.

La contrainte déviatorique nécessaire à casser la partie fragile de la lithosphère est donc, d'après Byerlee, à peu près proportionnelle à la pression lithostatique : par exemple, on a en compression :

$$\tau = 1,4 \rho g z \quad \text{si } z < 3,5 \text{ km}$$

$$\tau = 90 \text{ MPa} + 0,9 \rho g z \quad \text{si } z > 3,5 \text{ km}$$

On trouve d'autre part que la contrainte déviatorique est plus importante en compression qu'elle ne l'est en décrochement, et plus importante en décrochement qu'en extension. Par conséquent, la déformation de type fragile est plus facilement concurrencée en compression par d'autres modes de déformation. La lithosphère fragile est donc généralement moins épaisse en compression qu'en extension.

### *1.2. Le comportement semi-fragile*

Les roches se déforment de manière fragile dans la partie supérieure de la lithosphère. A haute température, elles deviennent visqueuses. On observe sur le terrain que le passage entre domaines fragile et ductile est généralement très progressif : l'espacement entre les failles diminue en général avec l'augmentation de température, si bien que la déformation semble devenir plus homogène. En fait, on ne sait pas exactement quels mécanismes de

déformation prévalent dans la lithosphère entre le domaine fragile et le domaine visqueux. Ce pourrait même être des mécanismes qui n'ont jusque-là pas été décrits en laboratoire, puisque les expériences ne peuvent pas être réalisées dans des conditions parfaitement semblables à celles auxquelles sont soumises les roches dans la nature.

Une chose semble toutefois à peu près certaine : la rhéologie des roches de la lithosphère ne suit jamais la loi de Byerlee dans les domaines profonds (au delà de 10 km) : c'est ce qui ressort de nombreuses mesures effectuées dans des forages profonds, tant aux Etats-Unis, qu'en U.R.S.S. dans le forage de la presqu'île de Kola (Carter & Tsenn, 1987). Les contraintes de rupture mesurées y sont systématiquement inférieures aux contraintes annoncées par la loi de Byerlee.

Ruina (1983) observe que la contrainte cisailante ( $\tau_G$ ) nécessaire à faire jouer une faille de manière permanente n'est fonction que de la vitesse ( $V$ ) du jeu de la faille. Pour les roches situées dans la partie supérieure de la lithosphère, cette contrainte est une fonction décroissante de la vitesse de glissement ( $d\tau_G / dV < 0$ ). Des expériences menées sur des blocs de halite (Shimamoto, 1985) ont montré que la contrainte déviatorique  $\tau_G$  devient une fonction croissante de la vitesse  $V$  lorsque la pression de confinement augmente. La limite pour laquelle :  $d\tau_G / dV = 0$  semble dépendre également de la température (Ord & Hobbs, 1989). Elle n'est pas connue à l'heure actuelle. Shimamoto (1985) suggère toutefois que cette limite pourrait correspondre à la base de la partie sismogénique de la croûte. La partie sismogénique de la lithosphère serait donc distincte du domaine dans lequel les roches se déforment de manière localisante.

Ord & Hobbs (1989) estiment qu'au delà de cette limite, la loi de Byerlee cesse d'être valable, puisqu'elle n'a été établie que dans des roches pour lesquelles le terme  $d\tau_G / dV$  est négatif. Ils proposent que la contrainte cisailante nécessaire à déformer des roches cesse alors d'être fonction de la pression de confinement, et adoptent par conséquent des profils rhéologiques bien différents de ceux obtenus à partir de la loi de Byerlee (fig.II-4). Ces profils présentent l'avantage de proposer une résistance totale pour la lithosphère plus faible, et donc plus proche de ce qui a pu être annoncé grâce aux mesures in-situ. Toutefois, Ord & Hobbs soulignent que l'exacte rhéologie des parties semi-fragiles de la lithosphère reste extrêmement mal connue, et que les profils rhéologiques qu'ils proposent sont très

hypothétiques. Encore une fois, ce qui semble à peu près certain à l'heure actuelle est que la loi de Byerlee ne peut s'appliquer en profondeur. Déformer les roches grâce à des mécanismes de type fragile ou semi-fragile (i.e. des mécanismes localisants) semble donc beaucoup plus aisé qu'on ne pouvait le penser d'après cette loi, puisque ces mécanismes sont moins difficiles à activer que prévu. Il faut donc considérer que les domaines de la lithosphère dans lesquels les roches se déforment de manière localisante sont assez étendus. En particulier, nous verrons que le manteau supérieur est constitué de matériaux localisants même pour des flux de chaleur assez élevés.

### 1.3. Le comportement visqueux

A haute température, les roches se déforment généralement de manière ductile. Toutefois, elles ne se comportent pas comme des fluides newtoniens, c'est à dire que leurs vitesses de déformation ne sont pas proportionnelles aux contraintes déviatoriques. On peut néanmoins mettre en évidence une relation de puissance intervenant entre les vitesses de déformation et les contraintes, permettant de décrire la déformation visqueuse de ces roches. Une viscosité équivalente ( $\mu$ ) peut alors être définie de la manière suivante (Fletcher, 1974) :

$$\mu = \frac{\text{cste}}{2 J_2^{\frac{n-1}{2}}}$$

$J_2$  représente dans cette équation le deuxième invariant du tenseur des contraintes déviatoriques : par exemple, pour un flux planaire restreint aux axes Ox et Oz ( $\sigma_{yy} = \sigma_{xy} = \sigma_{yz} = 0$ ), on a :

$$J_2 = 1/4 (\sigma_{xx} - \sigma_{zz})^2 + \sigma_{xz}^2$$

Dans le cas où les axes Ox et Oz sont orientés parallèlement aux contraintes principales, on obtient la relation de puissance liant contraintes et vitesses de déformation :

$$(\sigma_{11} - \sigma_{33}) = k (\dot{\epsilon}_{11} - \dot{\epsilon}_{33})^{1/n}$$

Pour  $n = 1$ , on a un fluide newtonien. Si  $n > 1$ , les déformations non homogènes se développent plus aisément, puisqu'il un surplus de contrainte se traduira par plus de

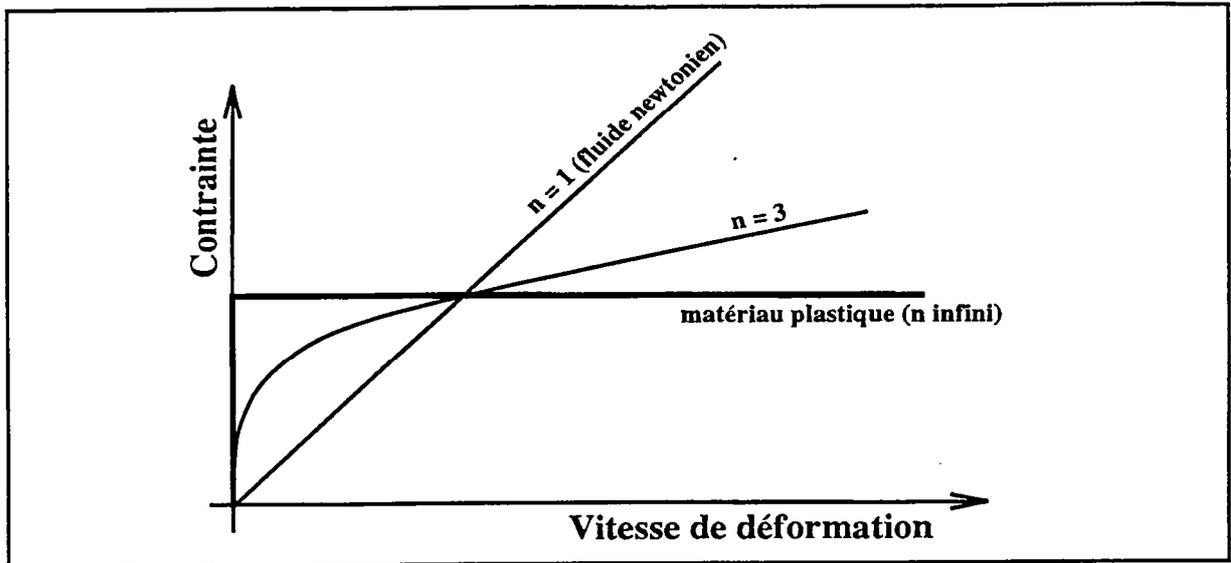


Fig. II-5 Rhéologie des fluides non Newtoniens

Steady-state creep parameters				
$(\sigma_1 - \sigma_3) = A^{-1/n} \cdot G \cdot \dot{\epsilon}^{1/n} \cdot \exp(Q/RTn)$		$n$	$Q$	$A \cdot G^{-n}$
$\tau = B^{-1/n} \cdot G \cdot \dot{\gamma}^{1/n} \cdot \exp(Q/RTn)$			(kJ mol. <sup>-1</sup> )	(MPa <sup>-1</sup> s <sup>-1</sup> )
where $B = 3^{(n+1)/2} \cdot A$ (Kirby, 1977)				
<i>Quartzite</i>				
Jaoul et al. (1984)	vacuum heated	2.8	184	$3.44 \times 10^{-6}$
	+ H <sub>2</sub> O	1.8	151	$2.91 \times 10^{-3}$
<i>Anorthosite</i>				
Shelton and Tullis (1981)	"dry"	3.2	239	$3.27 \times 10^{-4}$
<i>Diopsidite</i>				
Shelton and Tullis (1981)	"dry"	2.6	335	15.85
<i>Dunite</i>				
Chopra and Paterson (1981)				
	Åheim Dunite (900 μm)	4.48	498	$4.17 \times 10^2$
Chopra and Paterson (1984)				
	Anita Bay and Åheim dunite	3.60	535	$2.88 \times 10^4$

Fig. II-6 Paramètres contrôlant la rhéologie des roches ductiles de la lithosphère (d'après Ord & Hobbs, 1989)

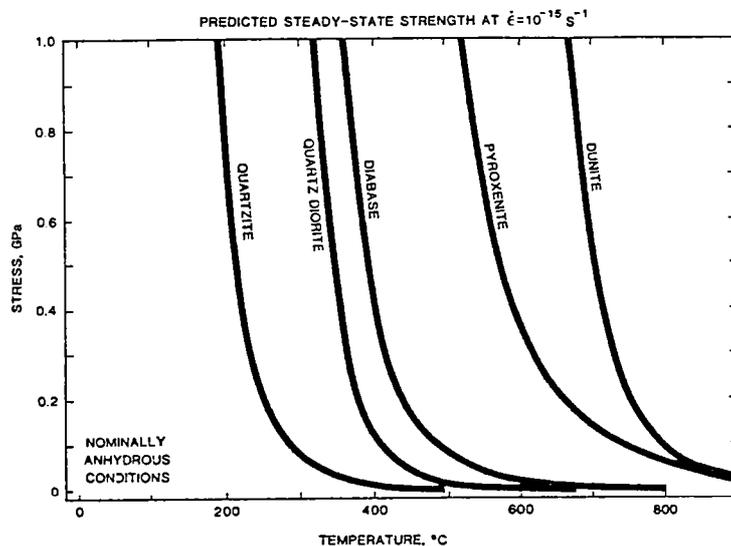


Fig. II-7 Rhéologie des roches ductiles de la lithosphère (d'après Kirby, 1985) : les roches les moins visqueuses sont les plus acides.

mouvements (en un mot, sera plus efficace) dans une zone en cours de déformation que dans une partie stable. Dans le cas extrême où  $n$  tend vers l'infini, on a affaire à un matériau plastique (cf fig.II-5).

Le coefficient  $k$  est un coefficient de proportionnalité qui, dans le cas des roches de la lithosphère, dépend d'un grand nombre de paramètres :

$$k = A^{-1/n} \left( \exp \frac{Q + PV^*}{RT} \right)^{1/n}$$

Dans cette équation,  $Q$  représente l'énergie d'activation de la roche considérée (en fait, il s'agit souvent d'un minéral) (elle s'exprime en J/mol),  $P$  la pression de confinement (en Pa),  $V^*$  le volume d'activation (en  $\text{m}^3/\text{mol}$ ),  $R$  la constante des gaz parfaits, et  $T$  la température (en K).

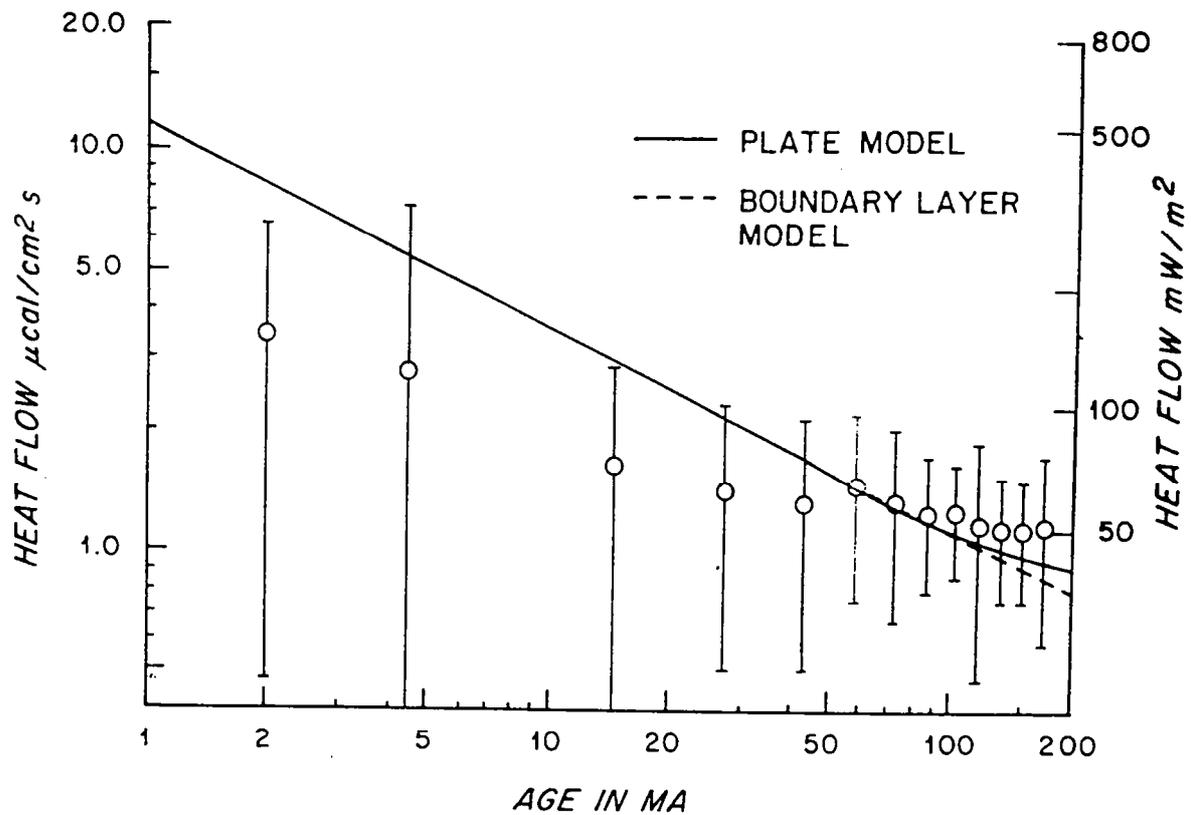
Le terme  $PV^*$  n'a été calculé à l'heure actuelle que pour quelques minéraux, mais on peut considérer qu'il reste négligeable dans la gamme de pressions qui nous intéresse (Ord & Hobbs, 1989). La rhéologie d'un minéral ne dépend donc, une fois cette approximation faite, que de trois termes ( $A$ ,  $Q$ , et  $n$ ), qui sont des caractéristiques du minéral considéré. Carter & Tsenn (1987) ont publié une revue complète des expériences de laboratoire qui ont été réalisées et donnent une estimation de ces valeurs pour toute une gamme de minéraux et de roches de la lithosphère. A titre indicatif, j'ai reporté en figure II-6 les résultats de quelques mesures effectuées pour les principaux minéraux constitutifs de la lithosphère. Remarquons que ces résultats peuvent être très fortement modifiés par la présence de fluides au sein du minéral. Peu d'expériences ont été effectuées à ce sujet, et la dépendance des paramètres  $A$ ,  $Q$  et  $n$  en fonction de l'activité de l'eau ( $a_{\text{H}_2\text{O}}$ ), de l'oxygène, ou du gaz carbonique reste très mal connue : par exemple, Ord & Hobbs (1986) ont montré que, pour un cristal de quartz, le terme  $A$  est fonction de  $(a_{\text{H}_2\text{O}})^{1/3}$ . Pour certaines roches, la présence d'une faible quantité d'eau peut ainsi réduire d'un facteur 100 leur viscosité !

Savoir avec précision la rhéologie des parties ductiles de la lithosphère demande donc une connaissance exacte de la composition minéralogique en fonction de la profondeur. Celle-ci ne peut de toutes façons être approchée avec précision, puisqu'elle n'est sans doute pas parfaitement semblable en tout point de la lithosphère. Pour essayer d'approcher la rhéologie moyenne de la lithosphère, nous avons donc dû considérer, pour chaque profondeur,

soit la rhéologie de la roche la plus fréquemment présente lorsque celle-ci a déjà été évaluée, soit la rhéologie du minéral le plus abondant au sein de cette roche. Nous sommes donc conduits à considérer que la minéralogie de la lithosphère est plus ou moins stratifiée. A l'instar de Carter & Tsenn (1987) ou de Ord & Hobbs (1989), nous considérons que la partie supérieure de la croûte continentale est constituée de granite, et que la croûte inférieure est de plus en plus basique : un niveau riche en plagioclases (entre par exemple 15 et 25 km pour une croûte de 30 km d'épaisseur) surmontant un niveau riche en pyroxènes. On considère enfin que le manteau, continental ou océanique, est essentiellement constitué de dunite. Les roches sédimentaires ne sont pas prises en compte, car elles ne contribuent pas de manière significative à la résistance de la lithosphère. De même, la croûte océanique n'est pas prise en considération, et on supposera, pour modéliser la lithosphère océanique, que celle-ci est constituée entièrement de dunite.

On constate que, dans les gammes de températures qui nous intéressent, plus les roches sont basiques et plus elles sont visqueuses. On a donc dans la lithosphère continentale deux phénomènes qui entrent en compétition : d'une part, le gradient de température diminue la résistance des roches en profondeur; D'autre part, le passage à des roches de plus en plus basiques augmente cette résistance (voir figure II-7). Il peut donc exister plusieurs niveaux au sein de la lithosphère continentale pour lesquels la déformation ductile demande une énergie considérable, et pour lesquels un autre mode de déformation est prépondérant. Les profils de sismique profonde (par exemple les profils du programme ECORS) montrent ainsi que la croûte supérieure fragile, mais aussi la croûte inférieure et peut-être même la partie supérieure du manteau ne se déforment pas de manière visqueuse.

Ayant passé en revue les principaux modes de déformation présents au sein de la lithosphère, essayons d'en décrire la rhéologie, en mettant en relief l'importance des différents domaines rhéologiques.



**Fig.II-8** Flux de chaleur mesurés dans les océans, d'après Sclater et al., 1980.

On remarque la grande dispersion des mesures. La courbe continue décrit le flux de chaleur prévu de manière théorique par Parsons & Sclater (1977). Pour les plaques ayant plus de 20 Ma, les résultats théoriques sont en bon accord avec les mesures.

## 2. Les profils rhéologiques de la lithosphère

### 2.1. La rhéologie de la lithosphère océanique

Nous considérons que la lithosphère océanique est constituée dans son ensemble de péridotite. En effet, les niveaux sédimentaires et la croûte océanique sont en général très minces, et ils ne contribuent que très peu à la résistance totale de la lithosphère. De plus, la croûte océanique fait toujours partie du domaine fragile, étant donnée sa faible épaisseur et donc les faibles températures qui y sont présentes (ceci n'est bien entendu plus vrai à proximité d'une ride océanique). La rhéologie de la lithosphère océanique est donc assez simple : c'est une lithosphère "2 couches", c'est à dire constituée d'un seul niveau supérieur localisant surmontant la lithosphère inférieure visqueuse.

Pour pouvoir construire le profil rhéologique d'une lithosphère océanique, il faut encore y connaître la température en fonction de la profondeur. La résolution de l'équation de la chaleur (Davis & Lister, 1974) permet de donner une réponse théorique à la question : on suppose qu'au niveau de la ride océanique, la partie supérieure de la Terre est constituée de matériau porté à la température de fusion de la péridotite (1300 °C). On suppose alors que la lithosphère océanique se refroidit uniquement par conduction thermique, au contact de l'hydrosphère (à 4°C). On néglige les transferts latéraux de chaleur, ce qui revient à modéliser la plaque en refroidissement par un demi-espace infini. On néglige également les apports de chaleur dus à la présence d'éléments radioactifs, car ceux-ci sont assez peu abondants dans la lithosphère océanique. On connaît alors le profil théorique des températures au sein de la lithosphère en fonction de la diffusivité thermique ( $k$ ) :

$$T(z) = T_S + (T_M - T_S) \operatorname{erf} \left( \frac{z}{2 \sqrt{kt}} \right)$$

$T_M$  : température de fusion de la péridotite (1300°C)

$T_S$  : température à la surface de la lithosphère océanique (4°C)

$t$  : âge de la lithosphère

On peut en tirer le flux de chaleur théorique à la surface des océans, en fonction de l'âge de la lithosphère :

$$\Phi = k \frac{\partial T}{\partial z}$$

$$\Phi = \frac{k (T_M - T_S)}{\sqrt{\pi k t}}$$

Ce résultat a été comparé aux mesures de flux de chaleur qui ont été effectuées dans les océans par Sclater et al. (1980) (fig.II-8). Les résultats des mesures montrent souvent une assez grande dispersion. Ils sont toutefois en accord avec cette théorie, au moins pour les lithosphères assez jeunes (moins de 80 Ma). Pour des lithosphères plus âgées, il devient nécessaire de prendre en compte les apports de chaleur dûs aux éléments radioactifs. Parsons & Sclater (1977) ont établi une relation théorique valable pour des lithosphères océaniques plus anciennes, qui semble être confirmée par les mesures in-situ (Sclater et al., 1980) :

$$\Phi = 37,5 + 67 \exp(-t / 62,8) \quad (\text{si } t > 60 \text{ Ma})$$

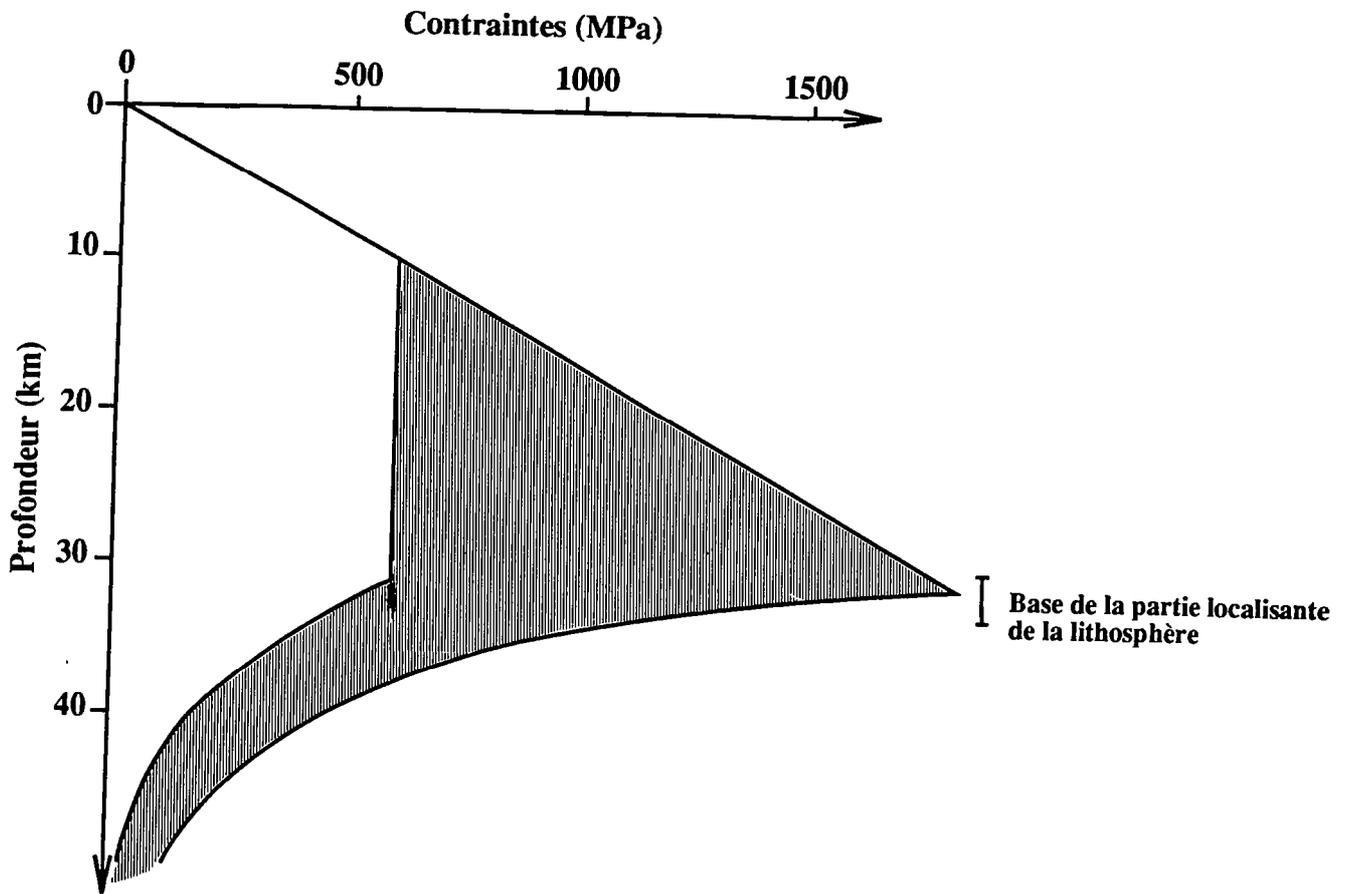
le flux de chaleur est exprimé en  $\text{mW/m}^2$ , et l'âge de la lithosphère en millions d'années.

On peut avoir une idée générale de l'évolution thermique de la lithosphère océanique, et donc de sa rhéologie, en fonction de son âge. Remarquons toutefois que de nombreuses sources d'incertitudes sont présentes dans calculs décrits ci-dessus :

d'une part les incertitudes sur la rhéologie des roches à température et pression données, qui ont déjà été discutées dans les paragraphes précédents;

d'autre part, la mauvaise connaissance du flux de chaleur, qui peut varier très fortement au sein d'une région assez restreinte;

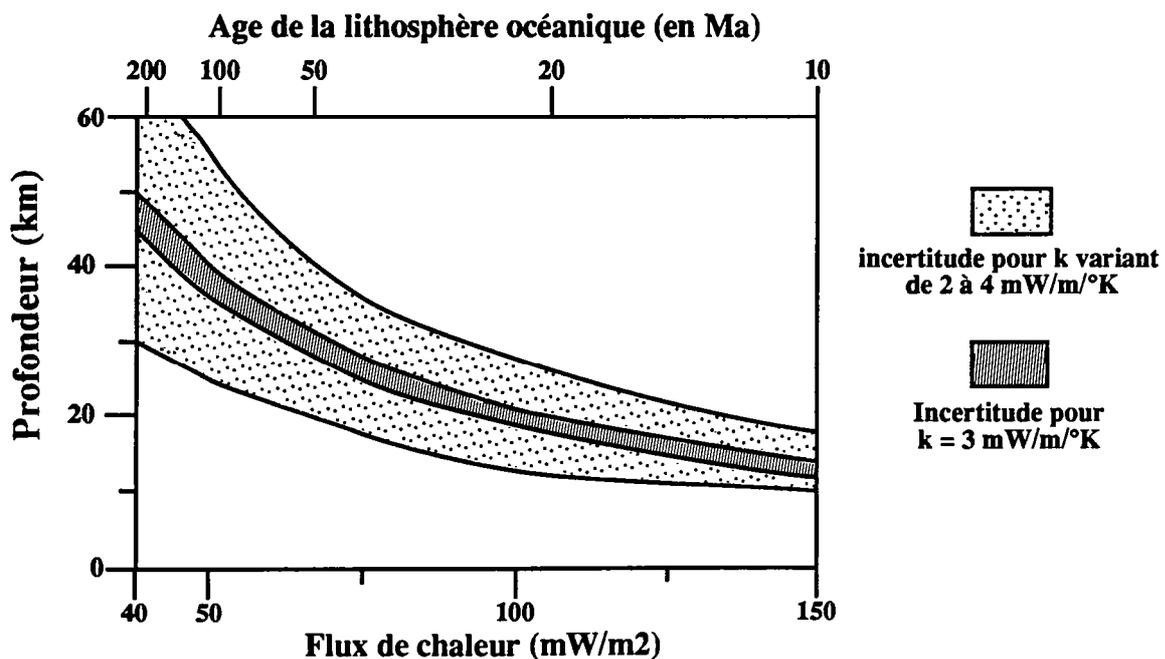
Enfin, la très vague idée que l'on a actuellement du coefficient de diffusivité thermique ( $k$ ). Il pourrait varier entre 2 et 5  $\text{W/m/K}$  pour les principales roches de la lithosphère (entre 2,4 et 3,8  $\text{W/m/K}$  pour un granite, 1,7 et 2,1  $\text{W/m/K}$  pour une anorthosite, 4 et 5  $\text{W/m/K}$  pour une pyroxénite et 2,3 et 4,6  $\text{W/m/K}$  pour les principaux composants du manteau (Turcotte et Schubert, 1982)). Dans la littérature, les auteurs s'accordent généralement pour prendre une valeur moyenne de 3  $\text{W/m/K}$ , mais les incertitudes liées à la mauvaise appréciation de ce paramètre sont très importantes.



**Fig.II-9 Profil rhéologique de la lithosphère océanique**

Le gradient de température vaut  $20^{\circ}\text{C} / \text{km}$ .

L'étendue de la zone grisée montre la méconnaissance que l'on a de l'exacte rhéologie de la lithosphère, même lorsque le gradient de température est supposé connu. Par contre, la profondeur de la base de la partie localisante de la lithosphère est assez bien cernée.



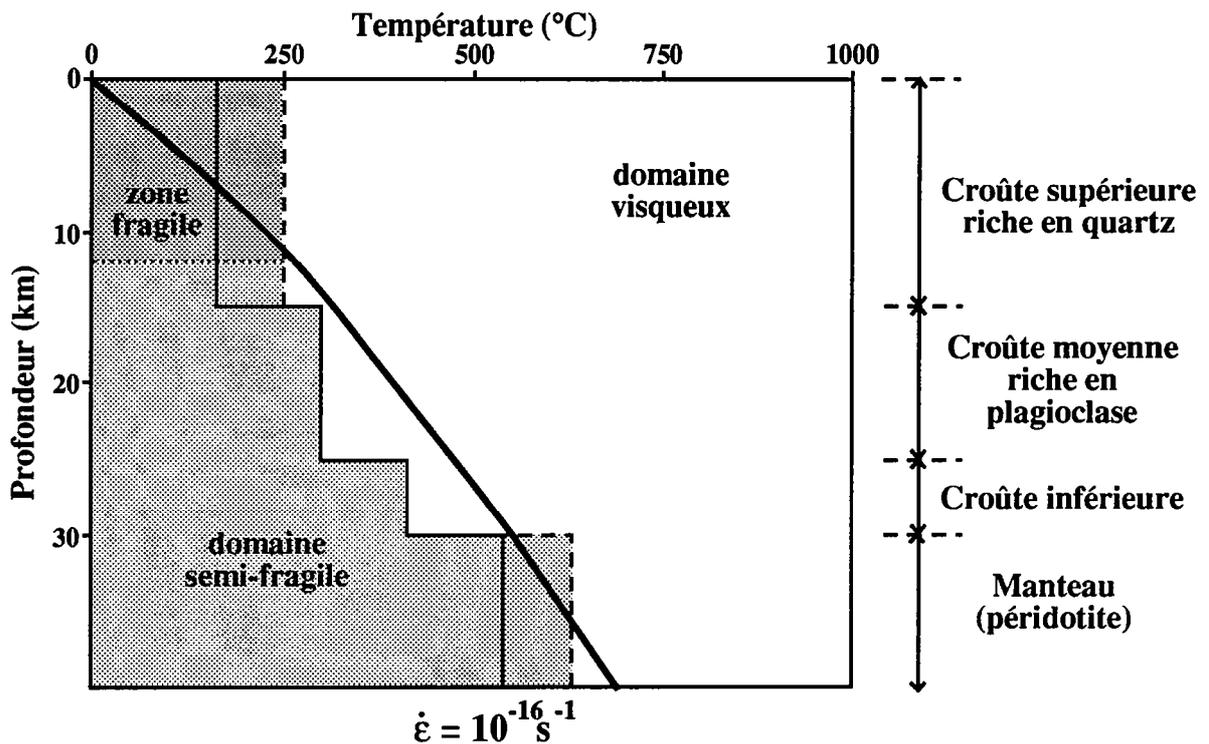
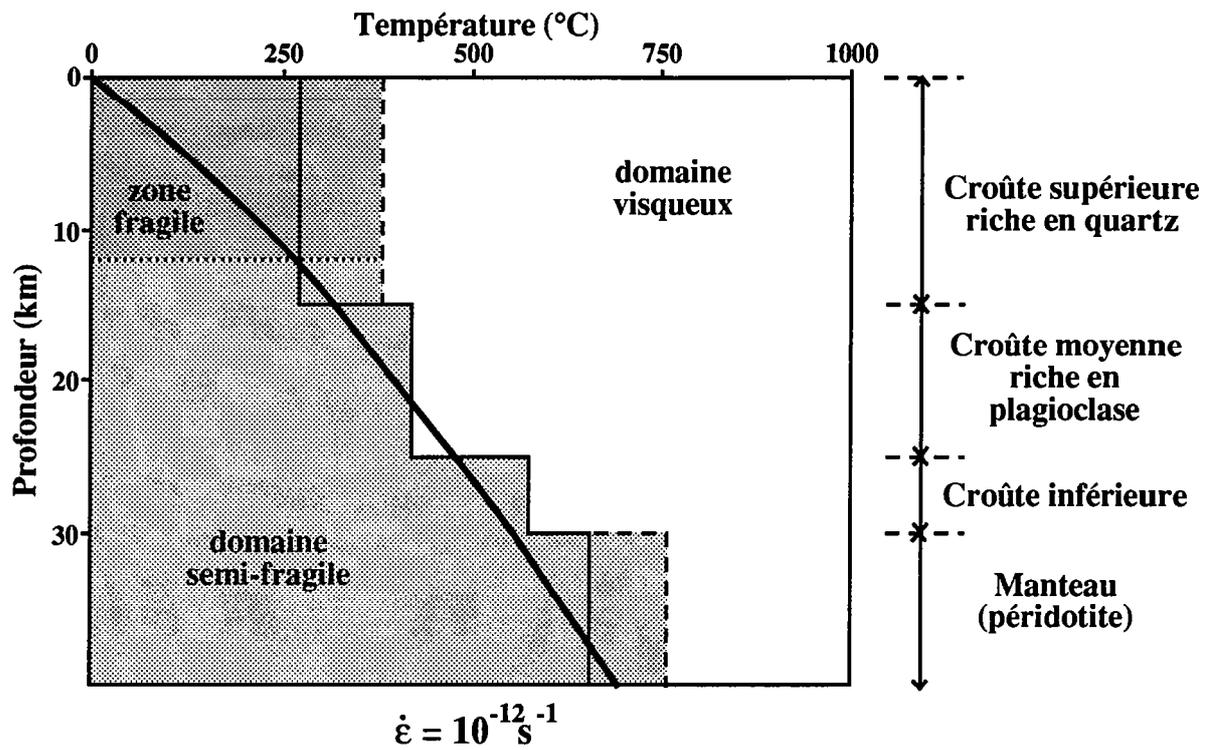
**Fig.II-10 Profondeur de la base de la lithosphère océanique localisante.**

Pour toutes ces raisons, les profils rhéologiques de la lithosphère océanique ne peuvent être tracés avec précision. La figure II-9 présente l'ensemble des profils qui peuvent être envisagés pour un même flux de chaleur en surface. Les courbes ont été calculées pour une vitesse de compression de  $10^{-16} \text{ s}^{-1}$  (en effet, les différents auteurs ont estimé la vitesse de raccourcissement dans l'Océan Indien entre  $10^{-15}$  et  $10^{-16} \text{ s}^{-1}$  (Gordon et al., 1990)). On constate que les incertitudes sont très grandes, même si l'allure générale des profils reste la même.

Nous verrons dans les chapitres suivants, sur les modèles analytiques et analogiques, que le paramètre qui joue un rôle prépondérant dans la périodicité des structures lors de la compression de la lithosphère océanique est la profondeur de l'interface entre le domaine localisant (fragile ou semi-fragile) et le domaine visqueux de la lithosphère. La figure II-10 présente la profondeur de cette interface en fonction du flux de chaleur ou de l'âge de la lithosphère océanique. Les barres d'erreur sont importantes : par exemple, pour un flux de chaleur de  $65 \text{ mW/m}^2$ , c'est à dire le flux de chaleur moyen mesuré dans la région actuellement sismiquement active de l'Océan Indien au Sud de Sri Lanka, la profondeur de cette interface pourrait être comprise entre 25 et 50 km. La principale source d'incertitude réside en la mauvaise appréciation de la diffusivité thermique : pour une diffusivité thermique de  $3 \text{ W/m}^2\text{K}$ , l'interface serait située entre 30 et 33 km. Si l'on considère que seules les parties localisantes de la lithosphère peuvent générer des tremblements de terre, ces résultats sont confirmés par l'analyse de la profondeur des foyers des séismes, qui ne descend pas au delà d'une limite comprise entre 30 et 40 km dans la région (Bergman & Solomon, 1985; Zuber, 1987).

## *2.2. La rhéologie de la lithosphère continentale*

La rhéologie de la lithosphère continentale est plus complexe que celle de la lithosphère océanique à cause des changements de composition minéralogique au sein de la croûte et entre la croûte et le manteau continentaux. Tous les profils rhéologiques qui sont présentés en figure II-13 l'ont été pour une croûte continentale de 30 km d'épaisseur. On a considéré la croûte constituée par une première couche essentiellement granitique, entre 0 et



**Fig.II-11 Rhéologie de la lithosphère continentale en compression**

Les courbes en tireté sont obtenues pour une croûte et un manteau anhydres.

Le trait gras est un exemple de profil de température. Suivant la vitesse de déformation, la proportion des domaines fragiles et visqueux varie fortement.

15 km de profondeur, puis par une couche constituée d'anorthosite entre 15 et 25 km, et enfin par une couche encore plus basique (pyroxénite) de 25 à 30 km. Cela constitue une approche très grossière de la croûte continentale, mais cette approche est nécessaire pour pouvoir obtenir des estimations de la viscosité des parties ductiles de la croûte. Il ne faudra toutefois pas oublier que dans de nombreuses régions, l'épaisseur des différentes zones la croûte continentale peut être très différente de ces valeurs standard.

Il faut encore, pour pouvoir établir des profils rhéologiques, connaître avec un minimum de précision les températures au sein de la lithosphère continentale. Les deux principales sources de chaleur dans la croûte continentale sont :

d'une part, le flux d'origine mantellique, dû à la présence d'éléments radioactifs sous la croûte terrestre, et qui est relativement mal connu. Nous avons pris pour ce flux en base de croûte la valeur moyenne adoptée par Chapman (1986), qui est de  $20 \text{ mW/m}^2$ .

d'autre part, la production de chaleur interne à la croûte continentale, due à la présence d'éléments radioactifs ( $^{238}\text{U}$ ,  $^{235}\text{U}$ ,  $^{232}\text{Th}$ ,  $^{40}\text{K}$  ...). L'abondance en radioéléments est très variable dans la croûte, et leur répartition au sein de la croûte est assez mal connue, même si l'on sait que la production de chaleur est plus intense dans la partie supérieure de la croûte.

Toutefois, étant donné le degré de précision que l'on cherche à atteindre, nous considérerons des courbes moyennes température-profondeur, caractérisées par un seul paramètre : la température au moho. En effet, connaître la température au moho dans une croûte en régime thermique stable revient à connaître, à moins de  $50^\circ\text{C}$  près, les températures dans l'ensemble de la croûte.

Enfin, l'établissement d'un profil rhéologique demande de connaître la vitesse de déformation dans la croûte continentale. Bien entendu, celle-ci varie fortement avec l'endroit considéré : on estime par exemple que les vitesses de déformation dans le craton sud-africain sont de l'ordre de  $10^{-17} \text{ s}^{-1}$ . Dans les domaines orogéniques, la vitesse moyenne de déformation pourrait être plus proche de  $10^{-14} \text{ s}^{-1}$ . Toutefois, la vitesse de déformation n'y est généralement pas homogène, et les vitesses de déformation pourraient dépasser les  $10^{-12} \text{ s}^{-1}$  dans certaines régions plus restreintes : ainsi, Sibson (1983) estime que les vitesses de

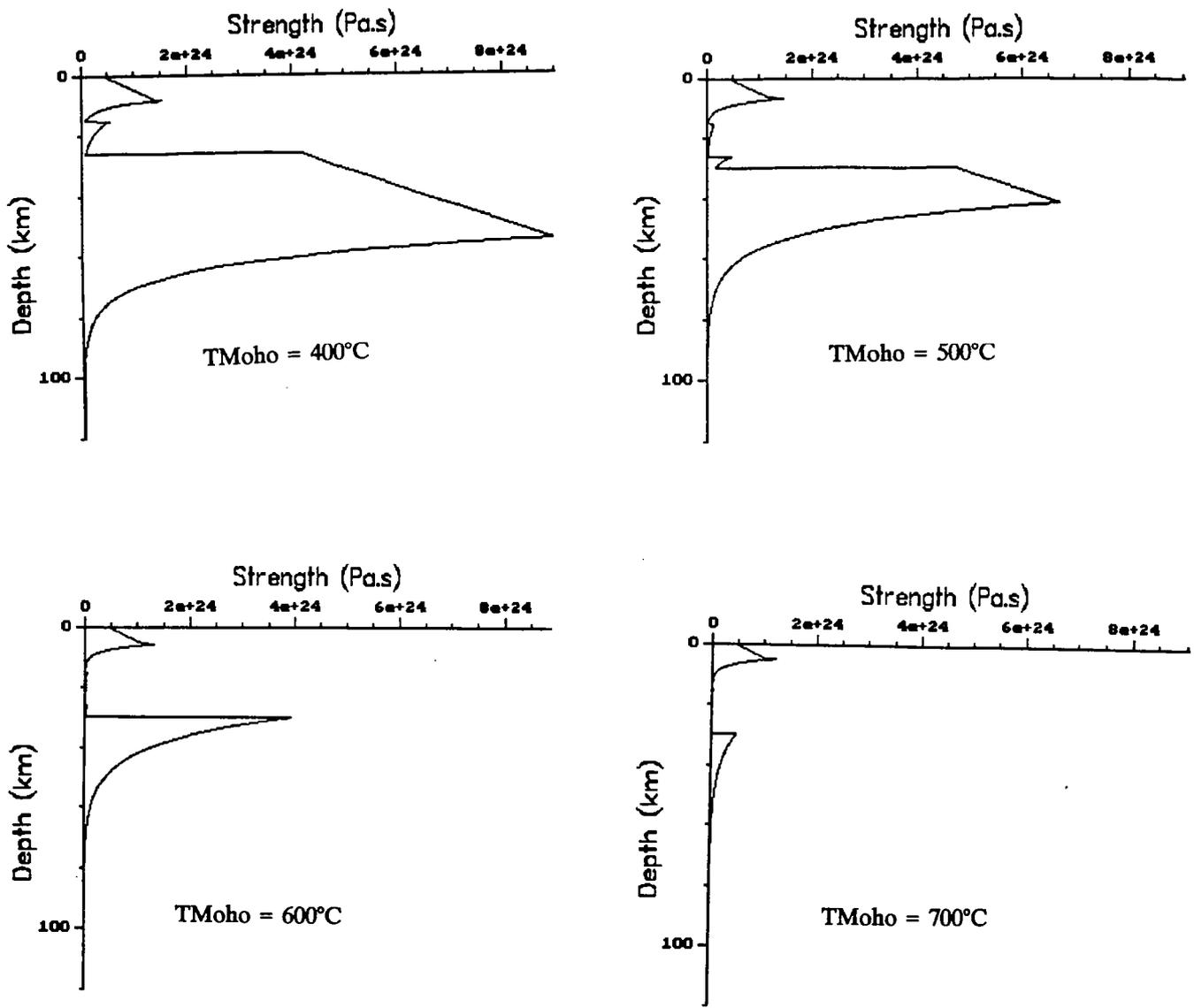


Fig. II-12 Lithosphère continentale en compression : exemples de profils rhéologiques.

Ces 4 profils ont été obtenus en supposant la relation de Byerlee valable pour l'ensemble des parties localisantes de la lithosphère. La vitesse de compression est  $10^{-16} \text{ s}^{-1}$ .

Pour  $T_{\text{Moho}} = 400^\circ\text{C}$ , le manteau supérieur et la croûte inférieure sont très résistants et localisants. Lorsque  $T_{\text{Moho}} = 600^\circ\text{C}$ , on a affaire à une lithosphère "3 couches" : le manteau supérieur est résistant et visqueux. Lorsque  $T_{\text{Moho}}$  devient supérieur à  $700^\circ\text{C}$ , la solidité du manteau devient négligeable face à celle de la croûte. La croûte moyenne reste toujours visqueuse et faiblement résistante pour cette faible vitesse de déformation.

déformation dans certaines zones mylonitiques de la faille de San Andreas peuvent atteindre  $10^{-10} \text{ s}^{-1}$ .

Nous avons vu dans les paragraphes précédents que la contrainte nécessaire à déformer les roches de manière fragile est indépendante de la vitesse de déformation. Par contre, plus la vitesse de déformation est grande et plus il faut de contraintes pour déformer les roches de manière visqueuse : les roches ont donc plutôt tendance à se déformer de manière fragile lorsque les conditions aux limites imposent de fortes vitesses de déformation. La profondeur des interfaces entre les domaines localisant et visqueux de la lithosphère dépend de la vitesse de déformation et peut donc varier fortement lors de la déformation de la lithosphère continentale : par exemple, prenons le cas d'une lithosphère continentale "normale", avec une température au moho de  $500^\circ\text{C}$  : la figure II-11 montre qu'en compression, avec une vitesse de déformation de  $10^{-16} \text{ s}^{-1}$ , une grande partie de la croûte se déforme de manière visqueuse; Par contre, si la vitesse d'extension passe à  $10^{-12} \text{ s}^{-1}$ , la quasi-totalité de la croûte se déforme de manière localisante. La croûte visqueuse existe donc réellement pour de faibles vitesses de déformation (fig.II-11). Par contre, elle peut disparaître si la compression, (ou l'extension) devient très rapide. Dans ce cas, par exemple, il est mécaniquement possible de créer de grandes failles normales d'échelle lithosphérique semblables à celles décrites par Wernicke (1985) pour expliquer les déformations de la région du Basin and Range.

Nous verrons dans les chapitres suivants que, en domaine continental comme en domaine océanique, la profondeur des interfaces localisant-visqueux est un paramètre capital qui contrôle la périodicité des structures. Il semble donc important de pouvoir annoncer, en fonction du régime thermique auquel est soumis la croûte, quelle est l'extension de chacun des deux domaines. Pour cela, la figure II-11 permet d'annoncer, en fonction de la profondeur et de la température de la roche considérée, si celle-ci se déformera plutôt de manière visqueuse ou non. Cette figure a été réalisée pour une croûte continentale "standard", c'est-à-dire ayant une succession minéralogique semblable à celle décrite au début de ce paragraphe. Pour connaître l'importance des domaines localisant et visqueux, il suffit de placer sur la figure le profil de température de la croûte considérée. On remarque encore une fois que l'importance de chacun des deux domaines varie fortement avec les vitesses de déformation. Néanmoins, la croûte moyenne reste le plus souvent visqueuse, et le manteau supérieur se déforme en général de manière localisante, sauf lorsque le flux de chaleur devient élevé.

Enfin, la figure II-12 donne quelques exemples de profils rhéologiques. Pour la construire, nous avons supposé que la loi de Byerlee était valable à toutes profondeurs, ce qui a pour effet de réduire l'épaisseur du manteau localisant. Lorsque le flux de chaleur est faible ou moyen, on a affaire à une lithosphère "4 couches", constituée de deux niveaux localisants (croûte et manteau supérieurs) et de deux niveaux visqueux (croûte moyenne et base de la lithosphère). Lorsque le flux de chaleur augmente, le manteau fragile ou semi-fragile disparaît, mais la partie supérieure du manteau reste beaucoup plus rigide que la croûte moyenne (fig.II-12). On a alors une lithosphère "3 couches". Enfin, la résistance du manteau supérieur peut devenir négligeable si la température en base de croûte est très élevée (plus de 800°C), mais on peut penser que cette situation ne se produit que dans des régions très particulières, dans lesquelles le flux de chaleur est élevé et la croûte très épaisse, comme les régions qui viennent de subir une compression importante (par exemple actuellement, le plateau du Tibet).

### 3. L'élasticité

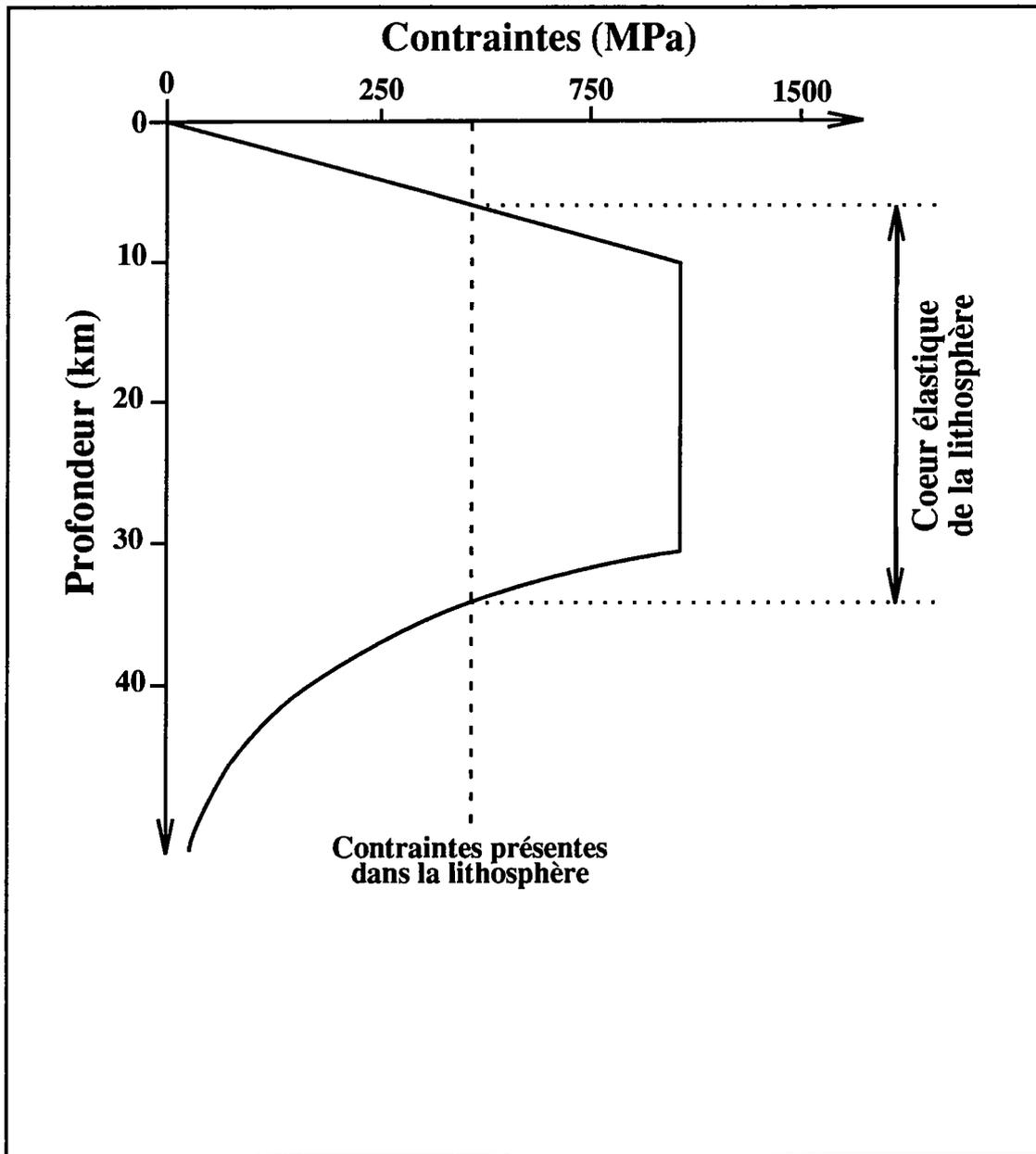
Jusqu'à présent, nous n'avons considéré que les déformations irréversibles que pouvaient subir les roches. Or, lorsque les contraintes restent peu importantes, les roches répondent aux sollicitations qu'elles subissent de manière élastique. On sait qu'une plaque élastique soumise à une compression peut flamber, et certains auteurs pensent que les propriétés élastiques de la lithosphère pourraient être responsables des déformations compressives périodiques qui affectent certaines régions du globe terrestre (voir par exemple McAdoo & Sandwell, 1985, pour le flambage de l'Océan Indien). Nous ne pouvons donc pas passer sous silence les propriétés élastiques de la lithosphère.

Le comportement élastique d'un matériau se caractérise par son module d'Young (E) et son coefficient de Poisson ( $\nu$ ). Le module d'Young caractérise la facilité avec laquelle le matériau peut être déformé, tandis que le coefficient de Poisson décrit la compressibilité du matériau. Contraintes ( $\sigma$ ) et taux de déformation sont reliés par les trois relations :

$$E \varepsilon_i = \sigma_i - \nu \sigma_j - \nu \sigma_k, \quad i, j, k \in \{1, 2, 3\}$$

Les propriétés élastiques des principales roches de la lithosphère ont été mesurées expérimentalement. Le module d'Young des principaux constituants de la croûte continentale est compris entre 4 et  $10 \times 10^{10}$  Pa, et il vaut environ  $15 \times 10^{10}$  Pa pour la péridotite. Le coefficient de Poisson varie quant à lui entre 0,1 et 0,25 pour l'ensemble des roches de la lithosphère.

Or, les parties les plus solides de la lithosphère ne peuvent guère supporter des contraintes compressives supérieures à 700 MPa (Ord & Hobbs, 1989). La lithosphère ne peut donc se comprimer de plus de 1% sans subir dans son ensemble de déformation irréversible. Si les propriétés élastiques de la lithosphère sont réellement responsables du flambage, celui-ci ne peut apparaître que lors des tout premiers stades de déformation.



*Fig.II-13* Le coeur élastique de la lithosphère s'amincit lorsque les contraintes augmentent

#### 4. Rhéologie et flambage : quelles propriétés mécaniques de la lithosphère contrôlent le développement des instabilités ?

Nous venons de voir que trois principaux types de comportements mécaniques dominent la rhéologie de la lithosphère : pour de faibles taux de compression, les roches se déforment de manière élastique. Les déformations irréversibles, localisantes ou visqueuses apparaissent pour de plus importants taux de déformation. Or, chacun de ces trois comportements peut conduire une plaque mince comprimée à flamber (voir par exemple Smoluchowski, 1909; Turcotte & Schubert, 1982; McAdoo & Sandwell, 1985 pour le flambage élastique; Biot, 1961 pour le flambage visqueux; Fletcher, 1974; Smith, 1977; Ricard & Froidevaux, 1986 et le chapitre III de cette thèse pour le flambage visco-plastique). Toutefois, on ne peut être certain que la plaque flambera réellement : d'autres mécanismes moins coûteux en énergie pourraient absorber la totalité du raccourcissement sans qu'aucun flambage n'apparaisse.

Deux questions se posent donc :

1. Le flambage lithosphérique peut-il exister, étant donné ce que l'on sait de la rhéologie terrestre ?
2. S'il y a flambage, quels mécanismes contrôlent ce phénomène ?

Nous avons vu dans le premier chapitre que de nombreux auteurs ont souligné l'impossibilité du flambage élastique de la lithosphère (Smoluchowski, 1909; Turcotte & Schubert, 1982). Cependant, modéliser la lithosphère par une plaque élastique reposant sur un liquide dense constitue une approche extrêmement simplifiée de la réalité, qui peut conduire à des résultats erronés.

Un modèle plus sophistiqué, utilisé par McAdoo & Sandwell (1985), consiste à considérer la lithosphère océanique comme étant formée de trois domaines rhéologiques distincts : une partie supérieure fragile, un "coeur élastique", et une partie inférieure visqueuse (fig.II-14). Lorsque les contraintes compressives augmentent, le taux de compression augmente également, et, par conséquent, les régions de la lithosphère n'ayant subi aucune déformation irréversible (c'est à dire le coeur élastique) s'amincissent. Or, les contraintes

nécessaires à flamber une plaque élastique sont proportionnelles à la racine carrée de l'épaisseur de la plaque (voir le premier chapitre). Il arrive nécessairement un moment où les contraintes sont suffisamment élevées pour permettre le flambage du coeur élastique de la lithosphère. Il pourrait donc y avoir flambage avant même que l'ensemble de la lithosphère ne se soit déformé de manière irréversible. Dans ce cas, les propriétés élastiques du coeur de la lithosphère joueraient un rôle essentiel dans le développement du flambage.

Cette méthode a été appliquée par McAdoo & Sandwell (1985) pour décrire les ondulations de la plaque océanique au Sud de Sri Lanka. Leurs calculs annoncent le développement de flambage pour une contrainte compressive de l'ordre de 600 MPa, ce qui correspond aux contraintes estimées dans la région par Cloetingh & Wortel (1985), grâce à une étude par éléments finis de la plaque Indo-Australienne. La longueur d'onde calculée varie entre 160 et 240 km, ce qui correspond également aux valeurs observées dans l'Océan Indien. Il semble donc que l'exemple de l'Océan Indien constitue une vérification probante de l'efficacité de la méthode.

Pourtant, les hypothèses utilisées par McAdoo & Sandwell pour étudier le flambage lithosphérique sont critiquables. Ils considèrent en effet que les forces appliquées sur l'ensemble de la lithosphère servent à déformer la couche élastique, bien que celle-ci ne représente que 20% en moyenne de l'épaisseur totale de la plaque lorsque le flambage a lieu. Cette hypothèse revient à négliger les forces nécessaires à déformer les parties plastiques de la lithosphère.

Nous avons repris les calculs en considérant que seules les contraintes exercées sur la couche élastique pouvaient servir à flamber ce niveau. On vérifie bien que le flambage a lieu avant que le coeur élastique de la lithosphère ne disparaisse. Mais le flambage apparaît plus tard que dans le modèle de McAdoo & Sandwell : il a lieu pour des contraintes compressives sensiblement plus élevées (de l'ordre de 2000 MPa) si le profil rhéologique pris en compte est le même que celui considéré par les auteurs. Cependant, si l'on considère un profil rhéologique semblable à ceux proposés par Ord & Hobbs (1989) (c'est à dire un profil pour lequel la validité de la relation de Byerlee (1978) est mise en cause au delà de 10 km de profondeur), alors les contraintes requises pour flamber la lithosphère restent proches des 600 MPa. Toutefois, quel que soit le profil rhéologique considéré, le flambage a lieu lorsque le

domaine élastique de la lithosphère s'est extrêmement aminci : entre 4 et 0,5 km suivant les profils considérés, alors que McAdoo & Sandwell annoncent l'apparition du flambage pour un coeur élastique d'environ 9 km d'épaisseur. On ne peut donc plus retrouver des longueurs d'onde de 200 km par cette méthode.

De plus, considérons des profils rhéologiques semblables à ceux présentés par Ord & Hobbs (1989), dans lesquels les déformations irréversibles se développent au même instant dans toute la partie intermédiaire de la lithosphère : le flambage élastique ne pourrait avoir lieu qu'au moment même où les déformations plastiques commencent à se développer dans l'ensemble de la lithosphère, c'est à dire au moment même où l'élasticité cesse de contrôler la déformation de la plaque ! Il semble donc que l'élasticité puisse difficilement contrôler le flambage lithosphérique, mais que celui-ci ne puisse se développer qu'à cause du comportement visco-plastique des roches de la lithosphère.

D'autres observations permettent d'ailleurs de mettre en doute l'importance de l'élasticité dans le développement des plis lithosphériques : Gordon et al. (1990) ont montré que dans le cas de l'Océan Indien, les larges plis lithosphériques n'ont contribué que faiblement au raccourcissement de la région (ils sont responsables au grand maximum de 15% du raccourcissement observé, et tout porte à croire que cette proportion est bien moindre, peut-être seulement 1%). Il a fallu que la plaque océanique se déforme de manière plastique. Or, le développement des plis lithosphériques a été à peu près continu depuis 7 Ma (voir par exemple Bull, 1990). Les propriétés visco-plastiques de la lithosphère ont donc certainement été impliquées dans le développement du flambage. Et, en effet, les calculs analytiques présentés dans le chapitre suivant montrent que les processus de déformation plastique conduisent eux aussi, et de manière systématique, au développement d'instabilités non-homogènes lors d'une phase de compression.

Nous pouvons donc répondre dès maintenant aux deux questions que nous nous posons en commençant ce chapitre : il y a flambage de la lithosphère lors d'un épisode de compression. Les calculs analytiques présentés dans le chapitre suivant montrent en effet que dans tous les cas de figure envisageables, certaines instabilités, dues aux propriétés plastiques des plaques, se développent préférentiellement aux déformations homogènes. Les propriétés élastiques de la lithosphère interviennent peut-être elles aussi dans le développement du

flambage. Cependant, les remarques énumérées ci-dessus semblent montrer que la plasticité est le principal mécanisme responsable du développement des plis lithosphériques. D'ailleurs, les expériences analogiques effectuées dans le cadre de cette thèse, et pour lesquelles les propriétés visco-plastiques, mais aussi les propriétés élastiques de la lithosphère ont été prises en compte (chapitre IV), donnent des résultats assez proches des calculs analytiques, ce qui montre bien que l'élasticité peut, en première approche, être négligée dans l'étude du flambage lithosphérique.

**III.**  
**ETUDE ANALYTIQUE DU DEVELOPPEMENT**  
**D'INSTABILITES PERIODIQUES DANS LA LITHOSPHERE**



### 1. La méthode des perturbations.

La méthode des perturbations est une méthode de calcul analytique qui permet de décrire, en deux dimensions, les instabilités périodiques susceptibles de se développer dans la lithosphère, en fonction de ses caractéristiques rhéologiques. Ces calculs permettent de prendre correctement en compte les caractéristiques visco-plastiques de la lithosphère. Par contre, on ne tient pas compte de l'élasticité, mais il semble (voir le chapitre précédent) que le caractère élastique de la lithosphère ne joue qu'un rôle secondaire dans le développement de perturbations non-homogènes.

La méthode des perturbations a déjà été utilisée dans le domaine des Sciences de la Terre par de nombreux auteurs (Biot, 1961; Fletcher, 1974; Smith, 1977; Fletcher & Hallet, 1983; Ricard & Froidevaux, 1986; Zuber et al., 1986; Zuber, 1987; Bassi & Bonnin, 1988). La méthode de calcul qui a été utilisée ici a déjà été clairement exposée par Bassi & Bonnin (1988). Aussi, nous nous contenterons dans ce paragraphe de reprendre très sommairement le principe de la méthode.

La lithosphère est modélisée pour les calculs par une succession de  $N$  couches visqueuses stratifiées horizontalement, dont on fixe l'épaisseur, la densité, la viscosité, et le coefficient "n" qui intervient dans la loi de puissance reliant contraintes et vitesses de déformation. On étudie les déformations de ce système dans un plan vertical parallèle à la direction de raccourcissement ou d'extension principale. On suppose que le système dans son ensemble se déforme essentiellement de manière homogène, c'est à dire que les deux seuls termes non nuls du tenseur des déformations sont  $\epsilon_{xx}$  et  $\epsilon_{zz}$  (avec  $\epsilon_{xx} = -\epsilon_{zz}$ ). On ajoute alors à ce mouvement homogène général une perturbation non-homogène périodique infinitésimale, et on étudie la croissance de la perturbation, pour voir si celle-ci a des chances de se développer. Pour cela, il est commode de décomposer par transformée de Fourier la

perturbation initiale en une somme de perturbations sinusoïdales, et d'étudier le développement de chacune de ces perturbations sinusoïdales. Si l'on connaît les conditions de déplacement ou de contraintes aux limites d'une couche, et si ces conditions sont sinusoïdales, alors des solutions analytiques aux équations de Navier-Stokes dans le plan sont connues lorsque la couche est homogène et constituée de fluides newtoniens. On peut également résoudre les équations de Navier-Stokes pour des niveaux non-newtoniens, à condition de linéariser les équations en rappelant que les perturbations non-homogènes restent infinitésimales face aux mouvements homogènes (Fletcher, 1974). On peut donc connaître les flux de matière au sein de la couche visqueuse. Lorsque l'on a affaire à une série de  $N$  couches, il faut alors résoudre un système de  $4xN$  équations pour connaître la vitesse de déplacement de la matière en tout point du modèle. Ces  $4xN$  équations correspondent aux conditions de continuité pour chaque interface des deux composantes de la vitesse et des contraintes  $\sigma_{xz}$  et  $\sigma_{zz}$ . On peut alors se ramener à un système de  $N$  équations différentielles du premier degré, reliant l'amplitude verticale des ondulations de chaque interface du modèle et la vitesse de croissance de ces amplitudes (Bassi & Bonnin, 1988).

Pour une perturbation sinusoïdale donnée, la solution générale de ce système s'exprime :

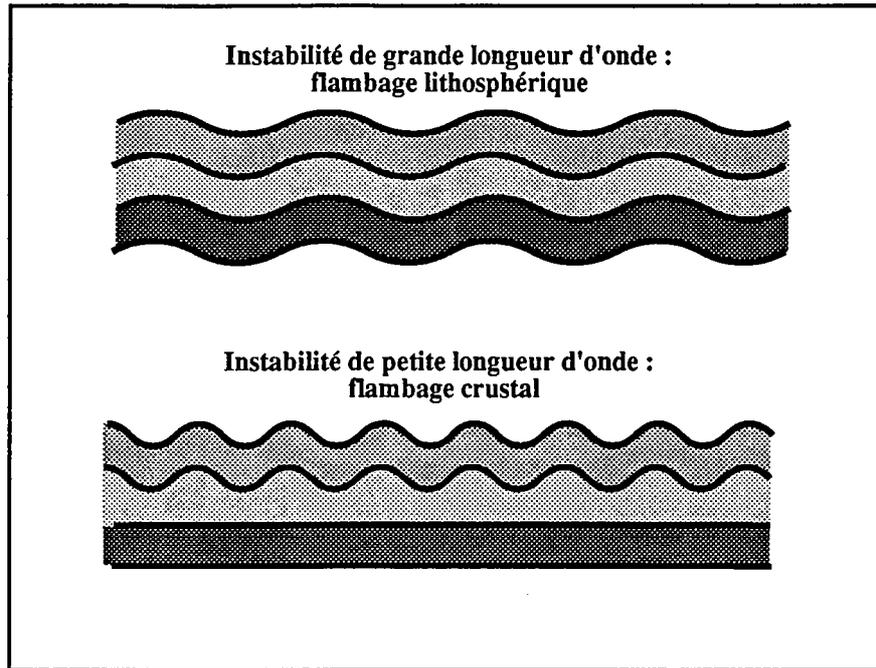
$$z_i^k(x, t) = z_i^k(x, 0) + \sin(k \cdot x) \cdot (a_{i1}^k \cdot \exp(q_1^k \cdot t) + \dots + a_{iN}^k \cdot \exp(q_N^k \cdot t))$$

Dans cette équation,  $t$  représente le temps,  $x$  et  $z$  les coordonnées horizontale et verticale,  $k$  le nombre d'onde de la perturbation,  $i$  l'interface considérée,  $q_j^k$  le  $j^{\text{ième}}$  taux de croissance,  $N$  le nombre d'interfaces du système ( $i$  et  $j$  varient de 1 à  $N$ ), et  $a_{ji}^k$  l'une des  $N^2$  constantes d'intégration du système différentiel.

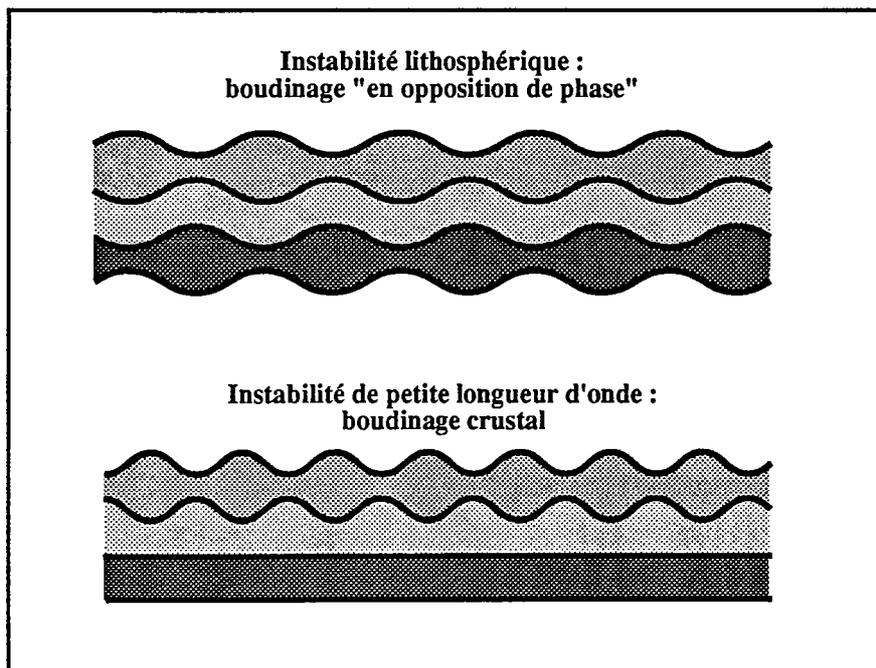
Après un certain temps, on peut généralement considérer que les perturbations pour lesquelles le taux de croissance présente un maximum deviennent prépondérantes (voir annexe 1) : c'est le cas si les perturbations initiales sont assez faibles et ne présentent aucune longueur d'onde préférentielle, c'est à dire si le "bruit" initial est "blanc" et suffisamment faible.

On peut donc déterminer par cette méthode analytique de calcul la nature des perturbations qui peuvent être activées (leur influence sur chaque interface du multicouche,

leur longueur d'onde), ainsi que la vitesse de croissance de chaque perturbation. Toutefois, il ne faut pas oublier que ces calculs ne restent valables que lorsque les perturbations sont infinitésimales : on peut connaître les perturbations qui apparaissent en début de déformation, mais pas prévoir leur évolution pour des taux de déformation finis. En particulier, la linéarisation que l'on a été contraint d'effectuer pour obtenir des solutions aux équations de Navier-Stokes n'est plus justifiée. Les termes non linéaires qu'il faudrait faire intervenir par la suite sont responsables d'interactions entre instabilités de différentes longueurs d'onde, et, dans le cas où plusieurs instabilités sont activées, elles interagissent généralement les unes avec les autres pour donner la géométrie finale du système déformé. Pour étudier les déformations finies, il faut donc utiliser d'autres techniques, comme par exemple la modélisation analogique (chapitres IV & V).



En compression



En extension

 Croûte fragile

 Croûte ductile

 Manteau fragile

*Fig.III-1* Les instabilités de la lithosphère continentale.

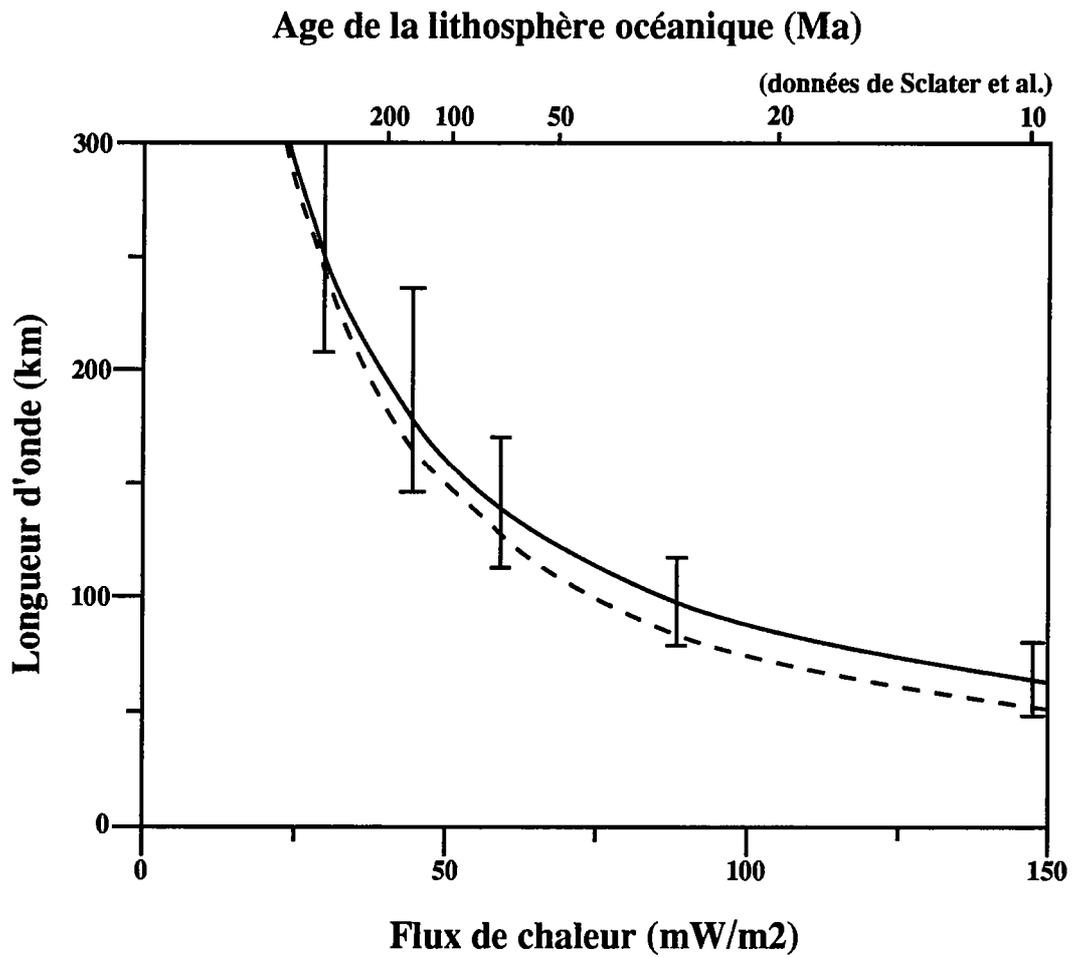
## 2. Les instabilités de la lithosphère en compression et en extension.

La méthode des perturbations a été appliquée à l'étude des déformations lithosphériques, en compression aussi bien qu'en extension. Pour cela, nous avons étudié les instabilités se développant au sein de multicouches dont les caractéristiques rhéologiques se rapprochent le plus possible des conditions naturelles. Nous avons vu au chapitre II que la rhéologie de la lithosphère reste assez mal connue. Nous ne présentons donc ici que des résultats généraux, qui dépendent relativement peu des conditions particulières de la rhéologie lithosphérique.

Dans ce chapitre, je ne m'attacherai qu'à reprendre les résultats les plus importants obtenus grâce à la méthode de calcul analytique. Une discussion plus complète de l'influence des caractéristiques rhéologiques de la lithosphère sur la nature des instabilités est développée en annexe 1.

Tout d'abord, nous avons vérifié que les matériaux visqueux non newtoniens dont le coefficient de puissance "n" est très grand (matériaux plastiques) ont beaucoup moins tendance que les autres à se déformer de manière homogène. Les déformations localisantes s'y développent facilement. Les couches plastiques sont donc très instables, et, lorsqu'un multicouche contient des niveaux plastiques, ce sont ces niveaux qui donnent naissance aux perturbations qui croissent le plus rapidement. En compression, les instabilités qui sont activées correspondent au flambage des niveaux plastiques, tandis qu'en extension, elles correspondent au boudinage des niveaux plastiques (fig.III-1). Le rapport de la longueur d'onde de ces perturbations sur l'épaisseur du niveau localisant est le plus souvent assez voisin de 4, mais l'influence des contrastes gravitaires, et de la rhéologie des couches situées alentour du niveau instable peuvent jouer assez fortement sur ce rapport, qui peut varier de 2,5 à peut-être 8 ou 10 (voir l'annexe 1 pour plus de détails).

Nous avons vu au chapitre II que la lithosphère océanique ne comprend qu'un niveau localisant. La lithosphère continentale, par contre, en compte le plus souvent deux, sauf lorsque le flux de chaleur est élevé : on estime en effet que la rhéologie du manteau supérieur est semi-fragile dès que la température au moho est inférieure à 620°C ( $\pm 120^\circ\text{C}$ ) (Davy &



**Fig III-2** Longueur d'onde calculée du flambage de la lithosphère océanique en fonction du flux de chaleur

Les barres d'erreur comprennent les incertitudes sur la rhéologie des roches à pression et température données, ainsi que les incertitudes sur la conductivité thermique de la lithosphère. La courbe pointillée représente 4 fois la profondeur de l'interface fragile-ductile.

Cobbold, 1991), ce qui est le plus souvent le cas dans les continents.

En domaine océanique, les calculs montrent par conséquent qu'une seule instabilité peut se développer, alors qu'en domaine continental, deux instabilités sont susceptibles d'être activées simultanément (cf annexe 1).

## *2.1. La compression de la lithosphère.*

### 2.1.1. En domaine océanique : le flambage lithosphérique.

En domaine océanique, le niveau instable vis-à-vis des perturbations inclut toute la partie supérieure de la lithosphère. L'incertitude sur la profondeur de l'interface fragile-ductile est assez grande, principalement à cause de la mauvaise connaissance de la conductivité thermique (cf chapitre II). On constate toutefois que, quel que soit le profil rhéologique pris en compte, la longueur d'onde de l'instabilité reste comprise entre 4 et 5 fois l'épaisseur du niveau fragile et semi-fragile. On a toujours affaire à du flambage lithosphérique.

Il est donc possible de prédire, en fonction de l'âge de la croûte océanique, la longueur d'onde du flambage résultant de la compression lithosphérique (figure III-2). Les résultats sont en bon accord avec les observations effectuées dans l'Océan Indien (voir le chapitre I et l'annexe 2) ou même sur la plaque philippine, au Sud-Ouest du Japon (cf chapitre I).

### 2.1.2 En domaine continental : deux modes de déformation possibles.

En domaine continental, la lithosphère compte en général deux niveaux instables (sauf lorsque le flux de chaleur est important) : le premier est la croûte supérieure fragile, le second le manteau supérieur, plus éventuellement la base de la croûte (chapitre II). Ces deux niveaux sont séparés par la croûte intermédiaire visqueuse et faiblement résistante. Les calculs

analytiques montrent que deux instabilités peuvent se développer : une instabilité de grande longueur d'onde (150 à 250 km en moyenne), impliquant l'ensemble de la lithosphère continentale, et une instabilité de petite longueur d'onde (de l'ordre de 50 km), correspondant au flambage de la croûte supérieure uniquement (fig. III-1).

Lorsque la lithosphère contient un niveau instable dans le manteau supérieur, les deux instabilités sont susceptibles de se développer. Le flambage crustal ne peut toutefois apparaître que si la croûte et le manteau supérieurs sont fortement découplés, c'est à dire si la croûte ductile est suffisamment peu résistante. Dans le cas où celle-ci est très peu résistante, le flambage crustal pourrait être l'instabilité prépondérante, même lorsque la température au moho est assez faible ( $>400^{\circ}\text{C}$ ). Les données actuellement disponibles sur la rhéologie des roches de la croûte moyenne et inférieure montrent toutefois que l'instabilité de grande longueur d'onde devrait se développer plus rapidement que l'instabilité crustale tant que la lithosphère continentale contient deux niveaux fragiles ou semi-fragiles. Toutefois, ces données sont encore peu précises, et ne permettent pas de conclure définitivement sur ce point.

Quand le flux de chaleur devient important (température au moho supérieure à  $650^{\circ}\text{C}$ ), le manteau localisant disparaît. On n'a plus alors qu'une seule couche instable, dans la partie supérieure de la croûte. Seul le flambage crustal peut être activé (fig. III-3 & III-4).

## *2.2. L'extension de la lithosphère.*

Nous n'avons pas étudié l'extension de la lithosphère océanique : en effet, nous ne connaissons aucun exemple de zone étirée qui serait née au cœur d'un océan. Nous ne nous intéressons donc qu'à l'extension en domaine continental.

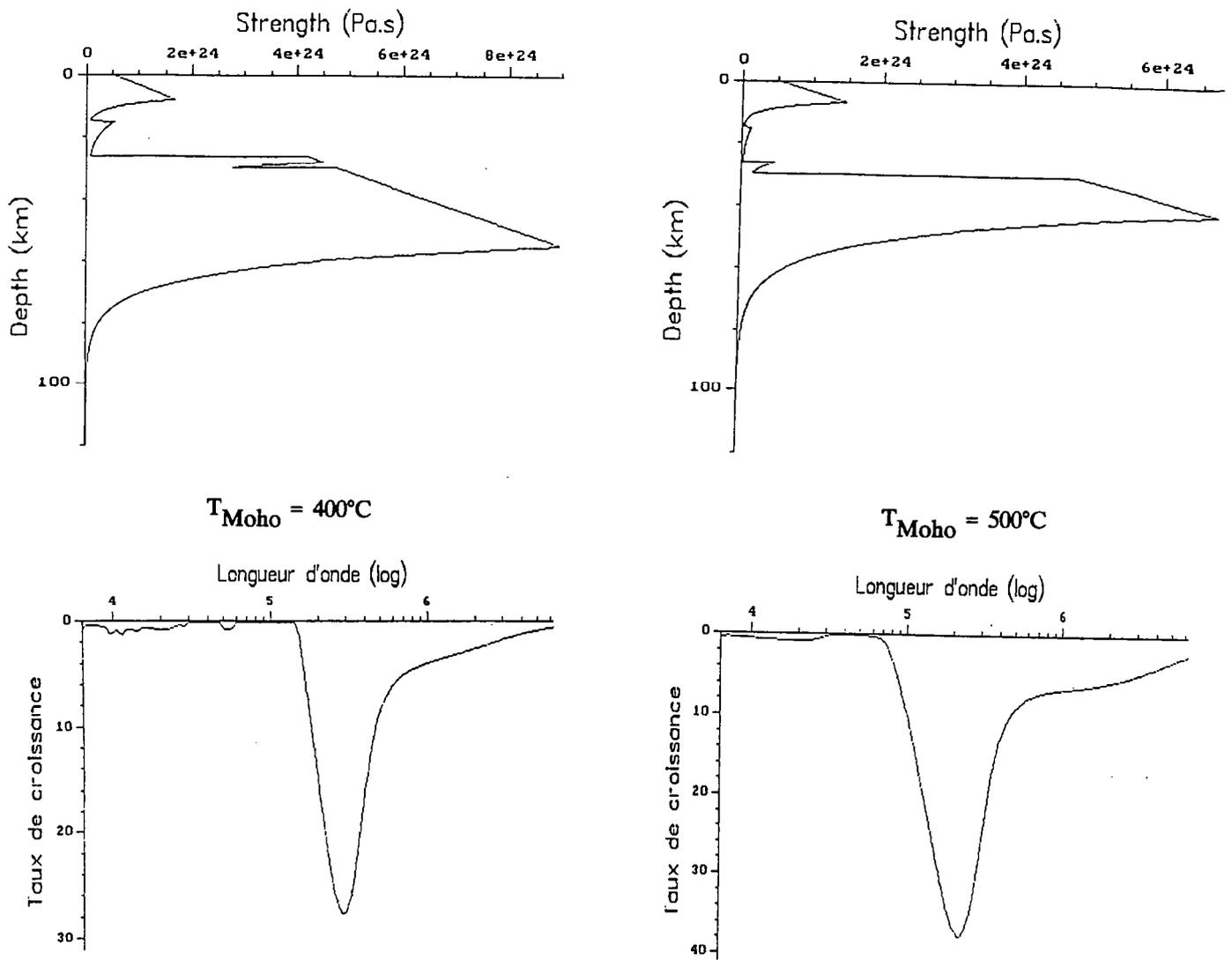
En domaine continental, en extension comme en compression, deux instabilités peuvent en général se mettre en place : une instabilité de courte longueur d'onde (40 km en moyenne), le boudinage de la croûte supérieure uniquement, et une instabilité de grande longueur d'onde (environ 100 km), le boudinage "en opposition de phase" de l'ensemble de la lithosphère (fig. III-1). Le boudinage "en opposition de phase" de la lithosphère correspond en

fait au boudinage de chaque niveau résistant de la lithosphère, c'est à dire du manteau et de la croûte supérieurs; Mais les zones amincies du manteau sont situées sous les horsts crustaux, et les zones les plus préservées du manteau à l'aplomb des grabens, c'est à dire des régions étirées de la croûte (fig.III-1).

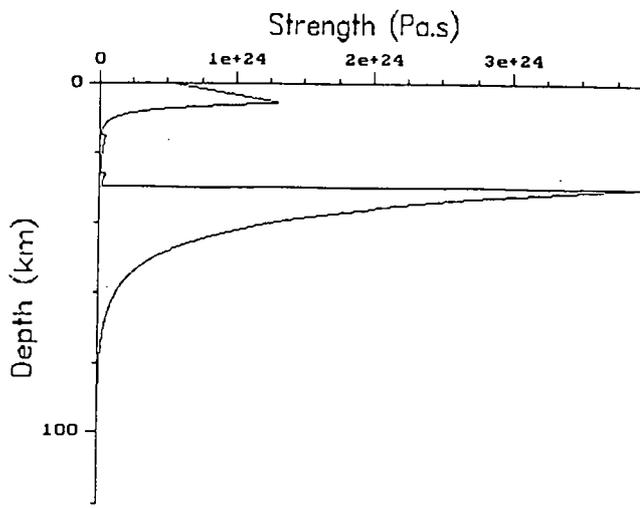
Lorsque le manteau supérieur est résistant et semi-fragile, les données actuellement disponibles sur la rhéologie des roches tendent à privilégier l'hypothèse selon laquelle l'instabilité mantellique contrôle l'extension : le moho ne reste pas plat sous les zones étirées, mais remonte à l'aplomb des grabens crustaux. L'instabilité crustale (de petite longueur d'onde, avec un moho restant plat) pourrait toutefois se développer, même au sein d'une lithosphère froide, si la croûte moyenne découplait suffisamment les parties résistantes de la lithosphère (fig.III-5 & III-6).

Lorsque le flux de chaleur est important et que le manteau résistant disparaît, le boudinage de grande longueur d'onde n'est plus présent, et la seule instabilité qui se développe correspond au boudinage de la croûte fragile. Le moho reste plat sous le domaine en extension et ne reflète pas les géométries visibles en surface. Notons que le moho n'est pas affecté par les instabilités crustales parce que la viscosité de la croûte inférieure est suffisamment faible pour découpler la croûte supérieure du manteau, et non à cause du faible contraste gravitaire présent à l'interface croûte-manteau.

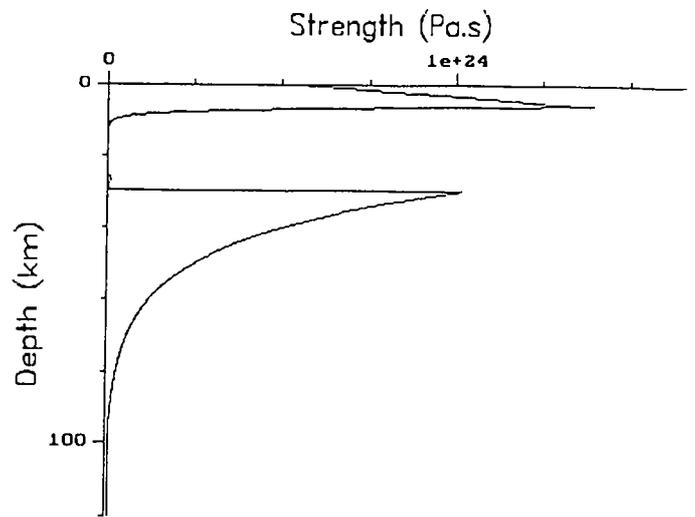
On constate que, d'après les calculs, les zones les plus étirées de la croûte supérieure ne se situent jamais à l'aplomb des zones les plus amincies du manteau lithosphérique : il est mécaniquement plus difficile de déformer la lithosphère selon le modèle de McKenzie (1978) pour lequel le taux d'extension est, sur une même verticale, semblable dans toute la lithosphère, que de manière plus complexe, avec l'amincissement dans le manteau placé à l'aplomb d'un horst crustal.



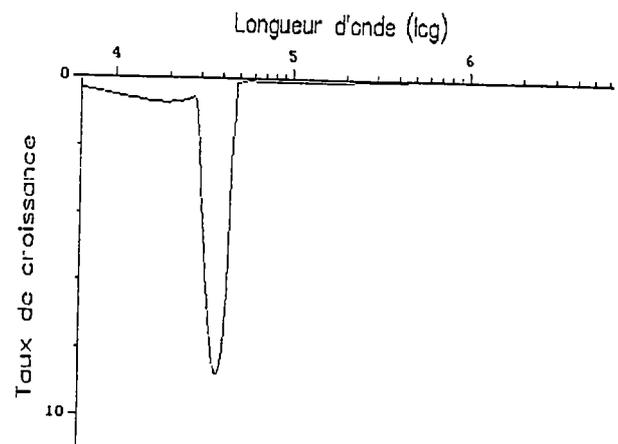
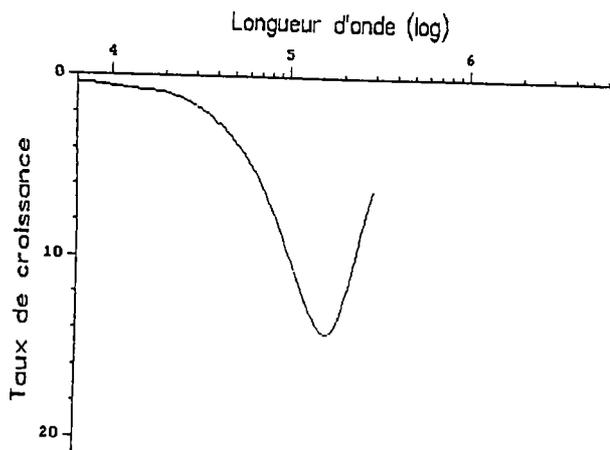
**Fig.III-3** Profils rhéologiques et instabilités de la lithosphère continentale en compression.



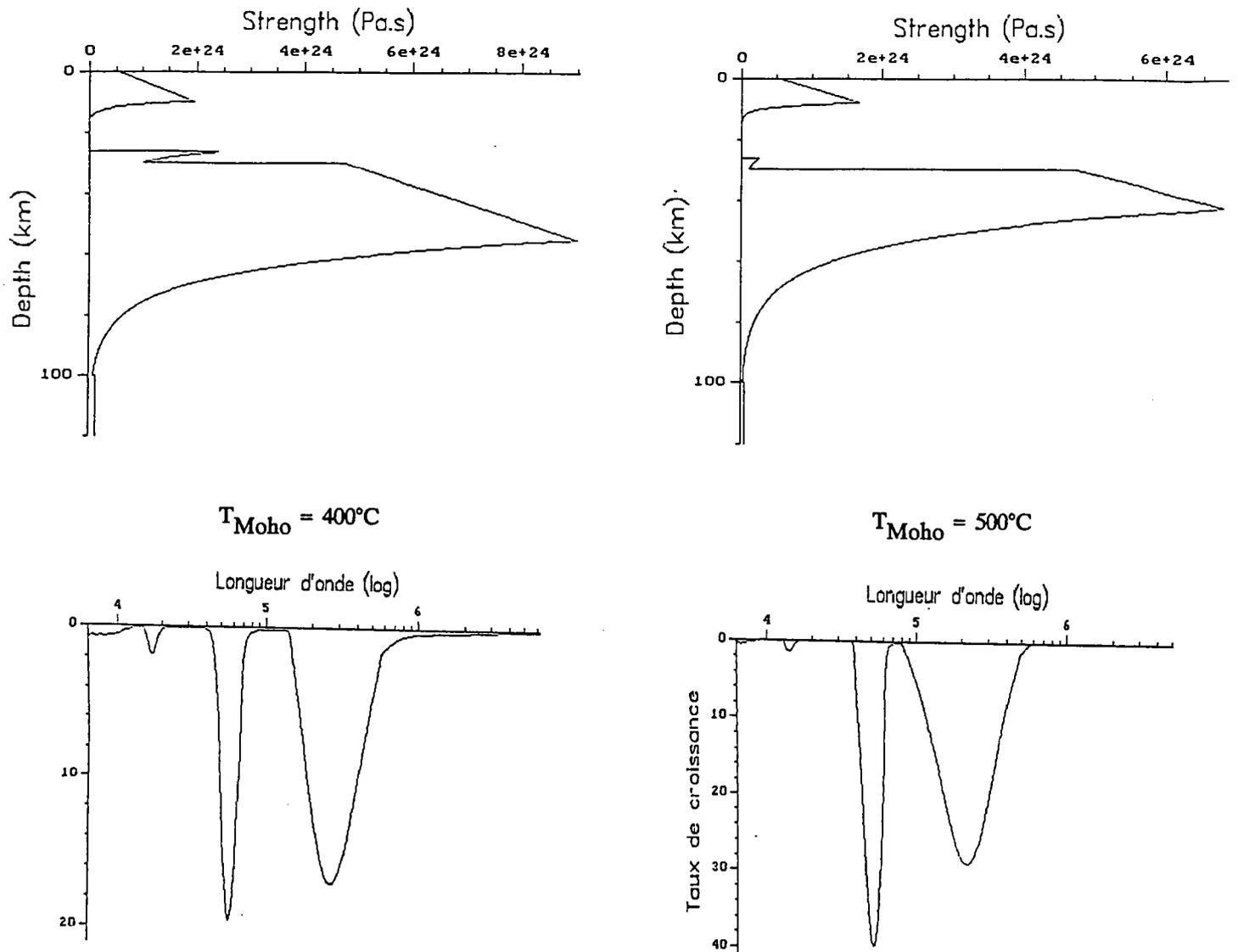
$T_{\text{Moho}} = 600^{\circ}\text{C}$



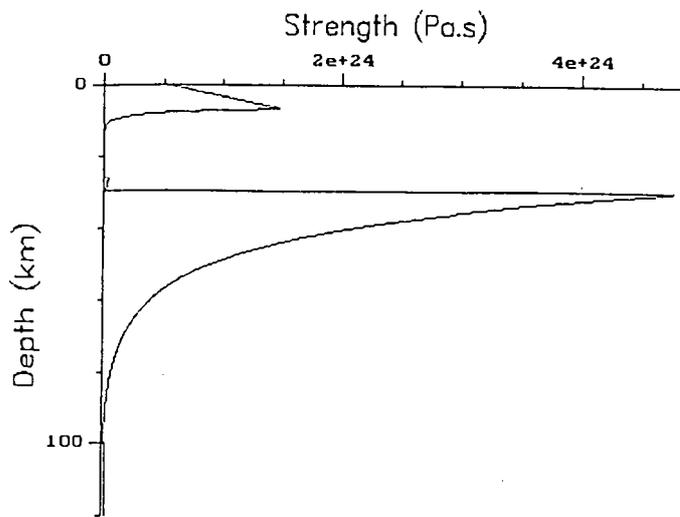
$T_{\text{Moho}} = 700^{\circ}\text{C}$



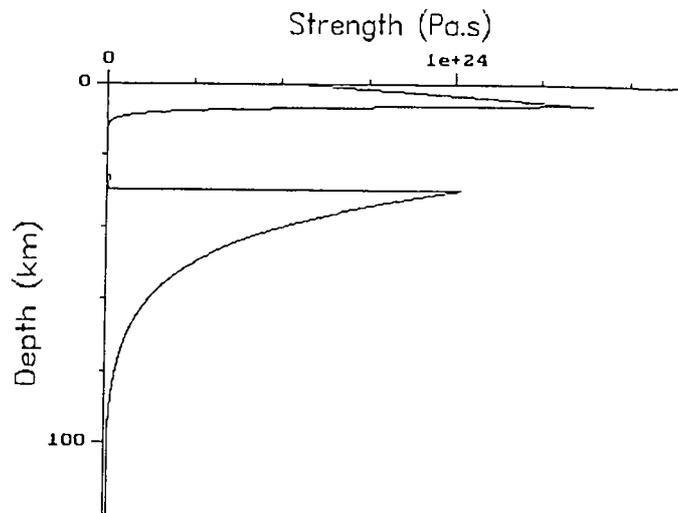
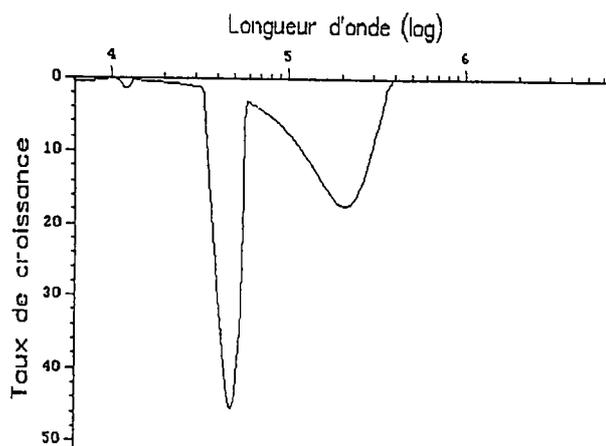
La croûte est constituée de minéraux anhydres : Croûte et manteau sont fortement couplés. Une seule instabilité se développe : le flambage lithosphérique (longueur d'onde d'environ 200 km) ou le flambage crustal si le manteau supérieur est peu résistant (c'est à dire pour  $T_{\text{Moho}} > 700^{\circ}\text{C}$ ).



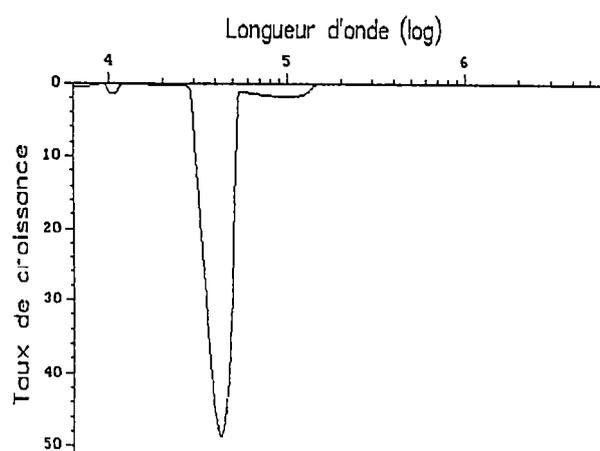
**Fig.III-4** Profils rhéologiques et instabilités de la lithosphère continentale en compression.



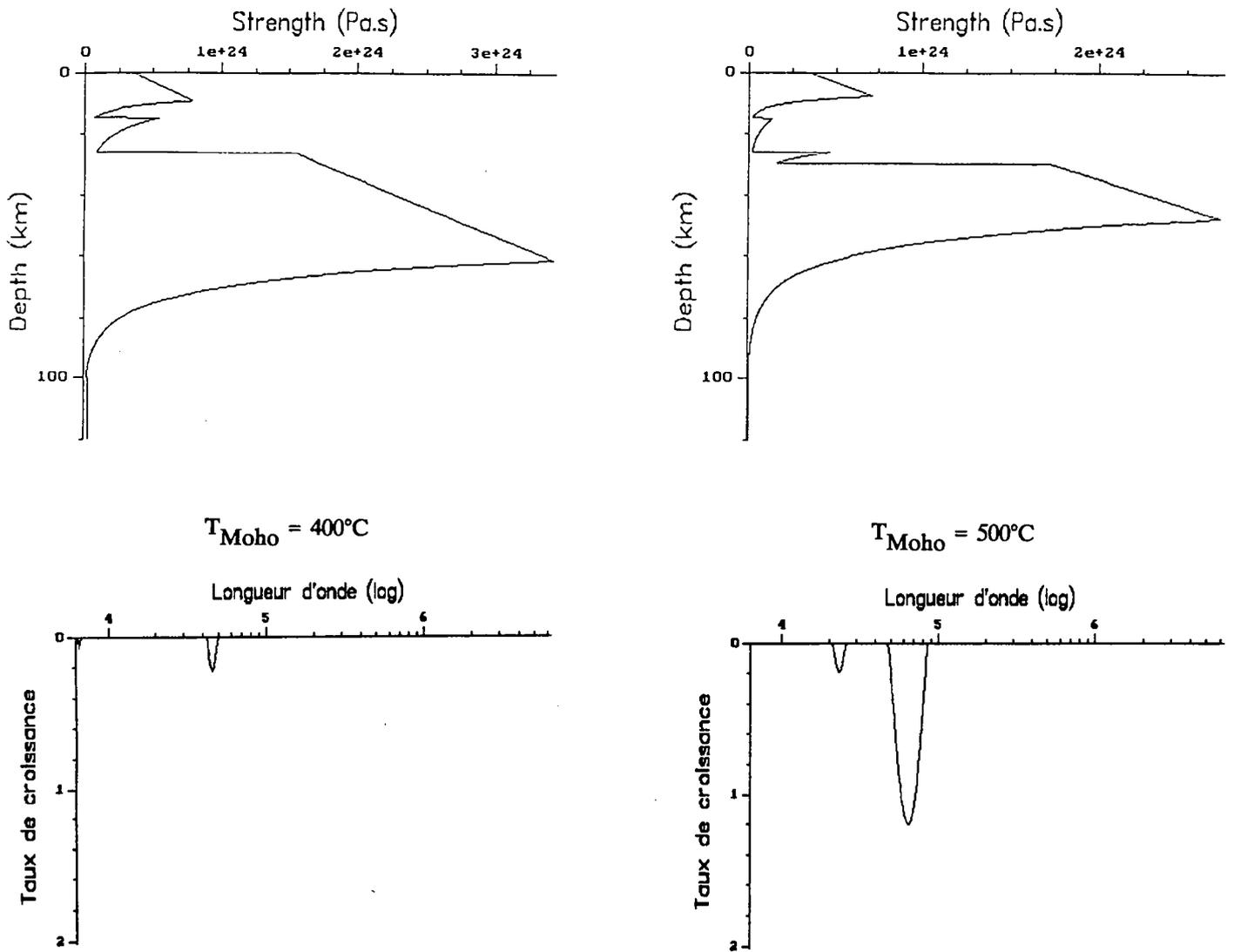
$T_{\text{Moho}} = 600^{\circ}\text{C}$



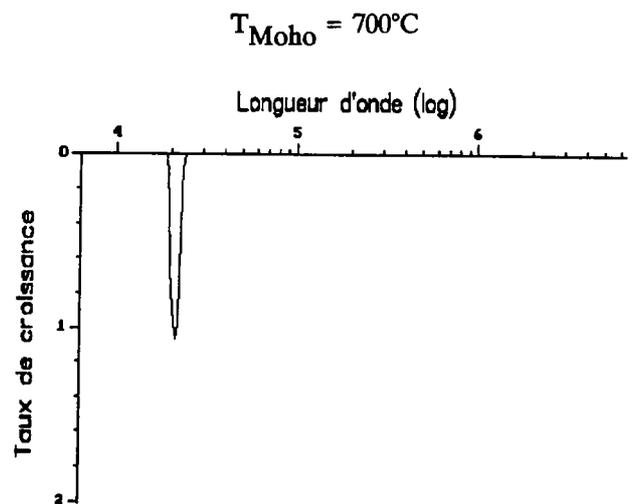
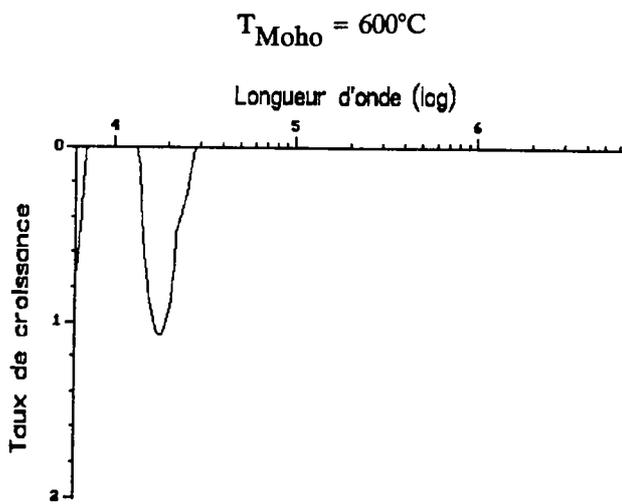
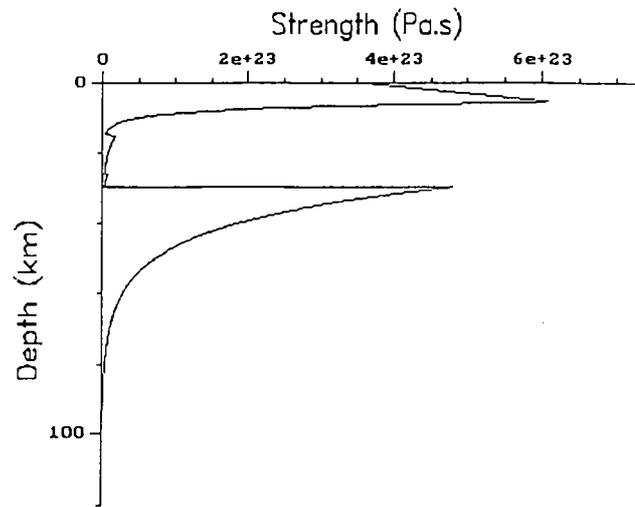
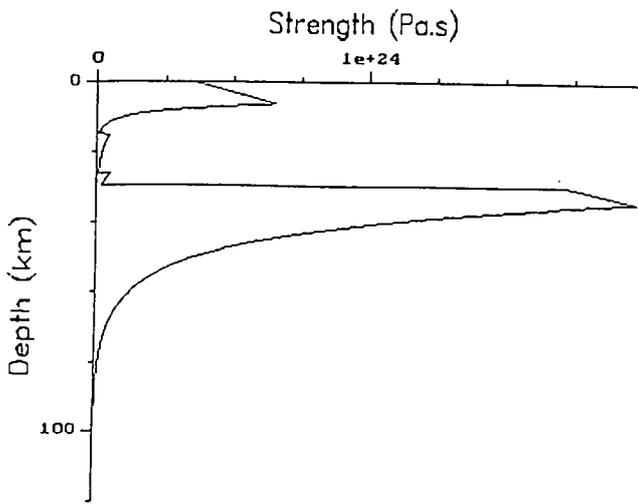
$T_{\text{Moho}} = 700^{\circ}\text{C}$



La croûte est constituée de minéraux hydratés : Croûte et manteau sont peu couplés. En général, 2 instabilités se développent : le flambage lithosphérique (longueur d'onde d'environ 200 km) et le flambage crustal (longueur d'onde d'environ 50 km).



**Fig.III-5** Profils rhéologiques et instabilités de la lithosphère continentale en extension.



La croûte est constituée de minéraux anhydres : Croûte et manteau sont fortement couplés. Une seule instabilité se développe : le boudinage "en opposition de phase" de la croûte et du manteau supérieurs.

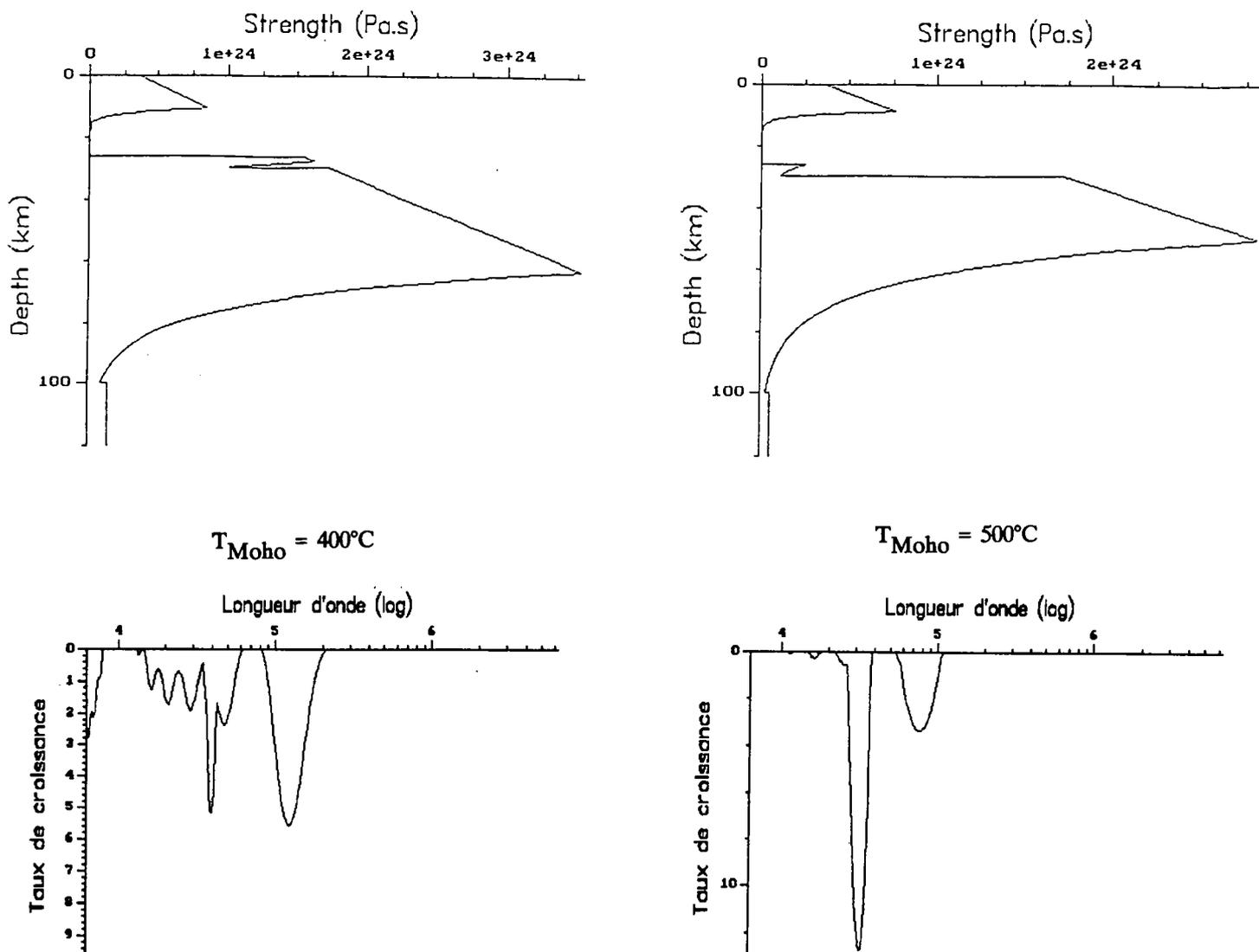
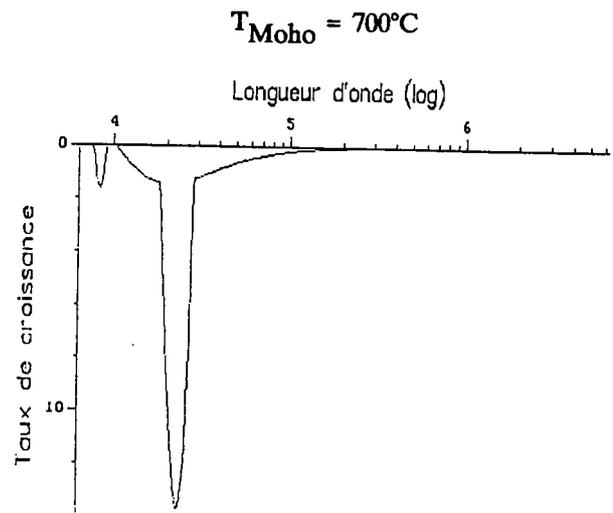
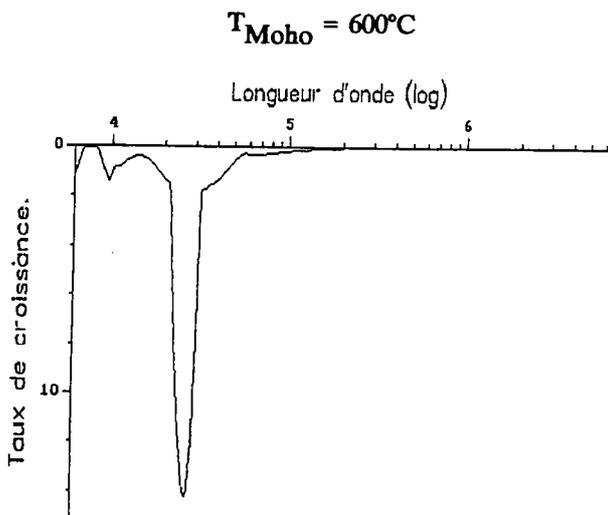
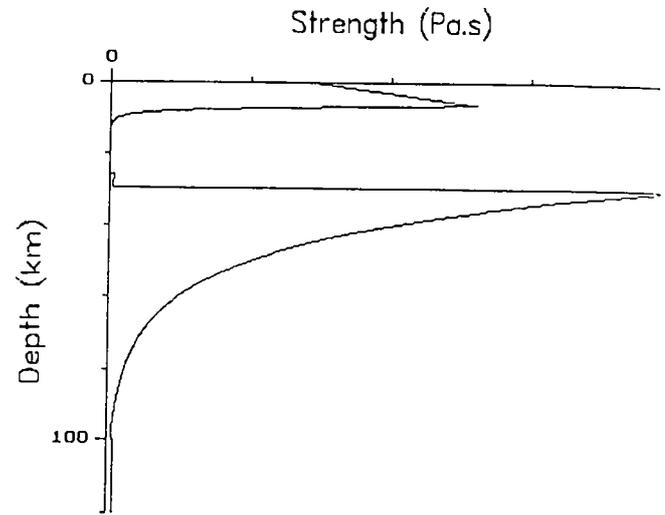
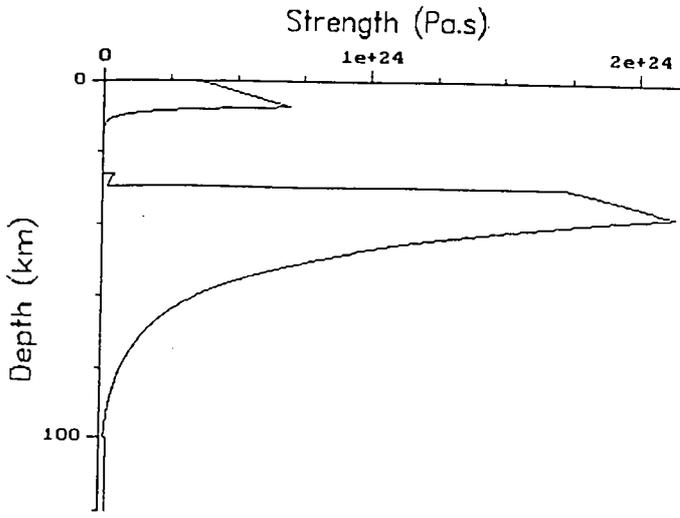


Fig.III-6 Profils rhéologiques et instabilités de la lithosphère continentale en extension.



La croûte est constituée de minéraux hydratés : Croûte et manteau sont peu couplés. En général, 2 instabilités se développent : le boudinage "en opposition de phase" de la croûte et du manteau supérieurs, et le boudinage crustal.

Vertical text or markings along the right edge of the page, possibly a page number or header.

**IV.  
VERIFICATION EXPERIMENTALE DU DEVELOPPEMENT  
DES INSTABILITES NON-HOMOGENES EN COMPRESSION**

Pour trouver une solution analytique aux équations de Navier-Stokes dans le plan, nous avons été contraint, au chapitre précédent, de linéariser les équations de la mécanique des fluides lorsque l'on avait affaire à des fluides non newtoniens. Pour cela, nous avons supposé que les mouvements verticaux (i.e. les perturbations) restaient infiniment plus petits que les mouvements horizontaux (i.e. les déformations homogènes) lors de la déformation des multicouches. Nous avons vu qu'alors, pour des modèles mécaniques semblables à la lithosphère, une ou deux perturbations avaient en général tendance à se développer rapidement, en extension aussi bien qu'en compression. Cependant, ces résultats ne sont valables que lorsque l'amplitude des instabilités reste infinitésimale. Ils permettent de préciser la nature des instabilités qui sont activées, mais pas de prédire l'évolution de ces instabilités pour des taux de déformation finis. Le problème devient alors trop complexe pour être résolu simplement de manière analytique. Nous avons alors fait appel à la modélisation analogique : les modèles analogiques nous permettront en effet, dans un premier temps, d'effectuer une vérification des résultats obtenus au chapitre précédent, et, dans un second temps, d'observer l'amplification des instabilités non homogènes. Enfin, nous étudierons au chapitre V, également grâce aux modèles analogiques, les relations entre instabilités et rupture lithosphérique.

### 1. Les modèles analogiques

Avant de présenter les résultats qui ont été obtenus grâce aux modèles analogiques, il est nécessaire de parler des principes de la modélisation, et des outils qui ont été utilisés : on pourra ainsi avoir une idée de la confiance que l'on peut mettre dans les modèles, savoir quelles propriétés de la lithosphère ont pu être prises en compte, et avec quelle précision, et donc savoir le genre de conclusions qui peuvent être tirées à partir des modèles.

La modélisation analogique est la démarche qui consiste à simuler, à échelles différentes, en respectant les lois du dimensionnement, un phénomène physique. Les observations obtenues sur le modèle sont directement extrapolables à l'objet modélisé, pour peu que le dimensionnement ait été parfaitement effectué. En Sciences de la Terre, le dimensionnement des modèles analogiques ne peut être rigoureusement correct : en premier lieu à cause de la complexité de la lithosphère, et d'autre part parce que l'on ne dispose pas des matériaux qui seraient les analogues mécaniques parfaits des roches terrestres (nous laissons de côté tous les problèmes thermiques, ne possédant pas de matériaux analogues des roches terrestres à la fois mécaniquement et thermiquement).

Les modèles qui ont été réalisés ne sont donc que des approximations simplistes de la lithosphère et de ses propriétés mécaniques; Et il ne peut, de toutes façons, en être autrement, étant donnée la connaissance très floue que l'on a de ces propriétés mécaniques (voir chapitre II). Enfin, voulant mettre en évidence un phénomène susceptible de se produire en tout point de la Terre, nous sommes conduits à ne considérer que ses propriétés rhéologiques les plus générales. C'est pourquoi tous les modèles qui ont été réalisés sont constitués avant déformation d'une série stratifiée horizontalement de quelques niveaux dont les propriétés rhéologiques essaient de calquer au mieux les propriétés moyennes de chaque couche de la lithosphère.

La modélisation analogique est donc dans les mains du géologue structuraliste un outil bien différent de ce qu'elle peut représenter pour un physicien : le modèle ne peut représenter une "vérité", mais seulement une indication sur l'influence jouée par certains

	$L_0$ (m)	$t_0$ (s)	$U_0$ (m/s)	$\rho_0$ (kg/m <sup>3</sup> )	$\mu_0$ (Pa.s)	$g_0$ (m.s <sup>-2</sup> )	$E_0$ (Pa)	$\sigma_0$ (Pa)	$\frac{\sigma_0}{\rho_0 g_0 L_0}$ (u.s.i.)	$\frac{U_0}{g_0 t_0}$ (u.s.i.)
Nature	$3 \cdot 10^4$ (30km)	$10^{14}$ (3Ma)	$3 \cdot 10^{-10}$ (1cm/an)	3300	$10^{23}$	9,8	$10^{11}$	$10^8$ (100MPa)	0,1	$3 \cdot 10^{-25}$
Modèle	0,01 <sup>(1)</sup> (1cm)	360 <sup>(4)</sup> (6mn)	$3 \cdot 10^{-5}$ <sup>(5)</sup> (10cm/h)	1400 <sup>(2)</sup>	$5 \cdot 10^4$ <sup>(2)</sup>	9,8 <sup>(3)</sup>	14000 <sup>(6)</sup>	14 <sup>(7)</sup>	0,1 <sup>(8)</sup>	$10^{-8}$ <sup>(9)</sup>

Fig.IV-1

(1) Rapport d'échelle choisi par l'expérimentateur.

(2) Valeurs imposées par les matériaux utilisés.

(3) Les expériences sont effectuées sous champ gravitaire normal.

$$(4) \text{ puisque } t_M = \frac{\mu_M \rho_N g_N L_N t_N}{\rho_M g_M L_M \mu_N}$$

$$(5) \text{ puisque } u_M = \frac{\rho_M g_M L_M^2 \mu_N U_N}{\rho_N g_N L_N^2 \mu_M}$$

$$(6) \text{ et } (7) \text{ puisque } \sigma_M = \frac{\sigma_N \rho_M g_M L_M}{\rho_N g_N L_N}$$

(6) en fait, E est mal ajusté dans les modèles (cf texte)

(8) Les forces de résistance à la déformation sont correctement dimensionnées.

(9) Il suffit de vérifier que les forces inertielles restent négligeables dans les modèles.

paramètres lors de la déformation. Son rôle n'est pas de reproduire la réalité, mais de vérifier si une hypothèse expliquant la formation de certaines structures peut ou ne peut pas être avancée. Mais le seul moyen de vérifier une telle hypothèse au moyen de la modélisation analogique est d'obtenir des modèles déformés qui ressemblent suffisamment aux exemples naturels (bien sûr, il n'est pas nécessaire que la ressemblance soit parfaite, et il n'est pas intéressant de chercher à obtenir de tels modèles : il faut tenir compte des simplifications et des approximations qu'il a fallu faire pour construire la maquette).

### *1.1. Principes du dimensionnement : la similitude*

La théorie du dimensionnement a été appliquée aux Sciences de la Terre par Hubbert (1937), Ramberg (1967) et Davy (1986). Davy (1986) explique en détail le dimensionnement des modèles analogiques réalisés à Rennes.

Pour qu'un modèle expérimental soit correctement dimensionné, il faut et il suffit que toutes les valeurs non dimensionnées (sans unité) intervenant dans le modèle soient égales à celles observées sur l'exemple naturel. Dans les modèles présentés dans ce mémoire, seuls les phénomènes mécaniques sont pris en compte. Tous les effets thermiques ne sont pas modélisés. Seules trois grandeurs fondamentales interviennent donc dans ces expériences : les longueurs (m), les masses (kg) et le temps (s). Toutes les autres grandeurs, forces ( $N = \text{kg.m.s}^{-2}$ ), pressions ( $\text{Pa} = \text{kg.m}^{-1}.\text{s}^{-2}$ ) ou encore viscosités ( $\text{Pa.s} = \text{kg.m}^{-1}.\text{s}^{-1}$ ), se déduisent de ces trois grandeurs fondamentales. Nous avons donc, pour dimensionner les modèles, trois degrés de liberté, c'est à dire trois variables que nous pouvons choisir à notre gré. Toutes les autres grandeurs intervenant par la suite dans le modèle seront imposées par les équations du dimensionnement.

En réalité, nous disposons d'un quatrième degré de liberté : en effet, la relation

fondamentale de la dynamique s'écrit, en termes de variables non dimensionnées :

$$\frac{U_0}{g T_0} \left( \frac{\delta U_i^*}{\delta t^*} + \frac{\delta U_i^*}{\delta X_j^*} \times U_j^* \right) = \frac{\sigma_0}{\rho g L_0} \left( - \frac{\delta P^*}{\delta X_i^*} - \frac{\delta_{ij}^*}{\delta X_j^*} + \frac{\rho g L_0}{\sigma_0} \right)$$

Dans cette équation,  $L_0/(g \cdot T_0^2)$  est le terme inertiel, tandis que  $\sigma_0/(g \cdot L_0)$  constitue le rapport des forces de résistance à la déformation sur les forces gravitaires. Dans les déformations lithosphériques, le terme inertiel est très petit face au terme  $\sigma_0/(g \cdot L_0)$  (de l'ordre de  $10^{-25}$  contre 0.1) : il peut donc être négligé, et il suffit de vérifier qu'il reste négligeable dans les modèles analogiques, ce qui est toujours le cas (fig.IV-1). Il n'est donc pas nécessaire que l'égalité  $L_M/(g_M \cdot T_M^2) = L_N/(g_N \cdot T_N^2)$ , dans laquelle l'indice M fait référence aux grandeurs mesurées dans le modèle et l'indice N à celles mesurées dans la nature, soit vérifiée (Heureusement, car la durée des expériences serait encore supérieure à celle du déroulement des phénomènes géologiques, ce qui serait difficilement acceptable pour l'expérimentateur !).

De ces quatre degrés de liberté, trois sont imposés par les conditions expérimentales et les matériaux utilisés : il s'agit du champ gravitaire sous lequel se déroule l'expérience (ici, le champ gravitaire normal), de la densité, et de la viscosité (ou plus généralement de la résistance à la déformation) des matériaux employés. En fait, il est vrai que l'on peut faire varier ces deux paramètres (voir le paragraphe suivant), mais très difficilement, et, de toutes façons, dans une gamme de valeurs très restreinte. Le dernier degré de liberté restant constitue le rapport d'échelle choisi par l'expérimentateur entre la réalité et le modèle. Toutes les autres grandeurs (durée de l'expérience, vitesse de la déformation, autres propriétés rhéologiques des matériaux employés tels que angle de friction interne ou cohésion des parties fragiles des modèles) sont imposées par le dimensionnement et doivent être respectées le mieux possible.

On constate que les matériaux utilisés dans les expériences analogiques (sable, silicone) sont particulièrement adaptés à la modélisation sous champ gravitaire normal puisque l'ordre de grandeur de la durée des expériences imposé par le dimensionnement est l'heure (fig.IV-1), ce qui est idéal pour l'étude de l'évolution des structures.

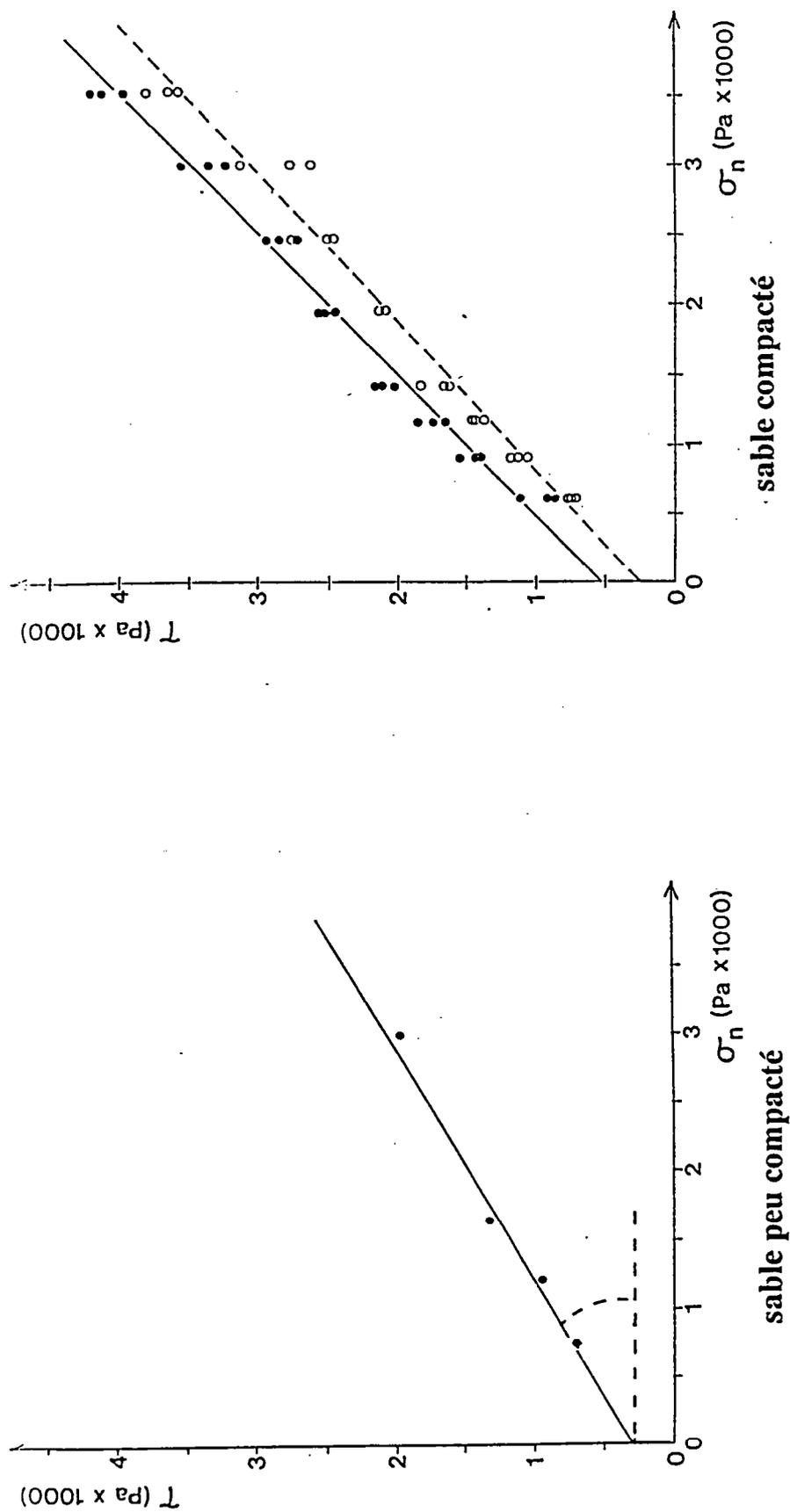
D'autre part, il se confirme que l'incorporation des phénomènes thermiques dans les modèles analogiques est pour l'instant hors de portée : en effet, bien que l'on ait un cinquième degré de liberté dû à la présence d'une grandeur fondamentale supplémentaire (le °C), de très nombreux autres paramètres devraient être dimensionnés : conductivité, chaleur latente de chacun des matériaux, sans parler des problèmes de production interne de chaleur ou de la migration en cours de déformation de l'interface fragile-ductile !

Il s'avère donc que le dimensionnement ne peut pas être parfait. Par conséquent, il faut veiller à ce que les paramètres qui ne peuvent être correctement dimensionnés n'interviennent pas de manière importante dans le phénomène physique étudié.

### *1.2. Les matériaux utilisés dans les modèles analogiques. Leurs qualités et leurs défauts.*

On peut distinguer dans la lithosphère, tant océanique que continentale, deux domaines rhéologiques distincts (chap. II) : d'une part le domaine dans lequel les roches localisent la déformation (comportement fragile ou semi-fragile) c'est à dire les parties supérieures de la croûte et du manteau continentaux, et la partie supérieure de la lithosphère océanique. D'autre part, les régions où les roches se déforment préférentiellement de manière homogène, dans la croûte et le manteau inférieurs en domaine continental, et dans la partie inférieure de la lithosphère en domaine océanique. Ce sont alors des matériaux ductiles non newtoniens, avec un coefficient de puissance "n" intervenant dans la relation entre taux de déformation et contraintes ( $n < 10$ )

Pour simuler les zones localisantes de la lithosphère, nous utilisons du sable. Les zones ductiles sont modélisées par des silicones. Ces couches de silicones et de sable reposent sur des solutions denses et peu visqueuses (soit du miel, soit une solution de polytungstate de sodium) qui représentent l'asthénosphère.



L'angle de friction interne est fonction du taux de compaction du sable, et donc de la manière dont celui-ci est déposé sur le modèle.

Les cercles noirs indiquent la rupture, les blancs la réactivation de failles préexistantes.

Fig.IV-2 Enveloppe de rupture du sable (d'après Krantz, 1989)

### 1.2.1 Le sable

Nous utilisons du sable de Fontainebleau, constitué essentiellement de quartz (à plus de 95%) pour modéliser les zones fragiles et plastiques de la lithosphère.

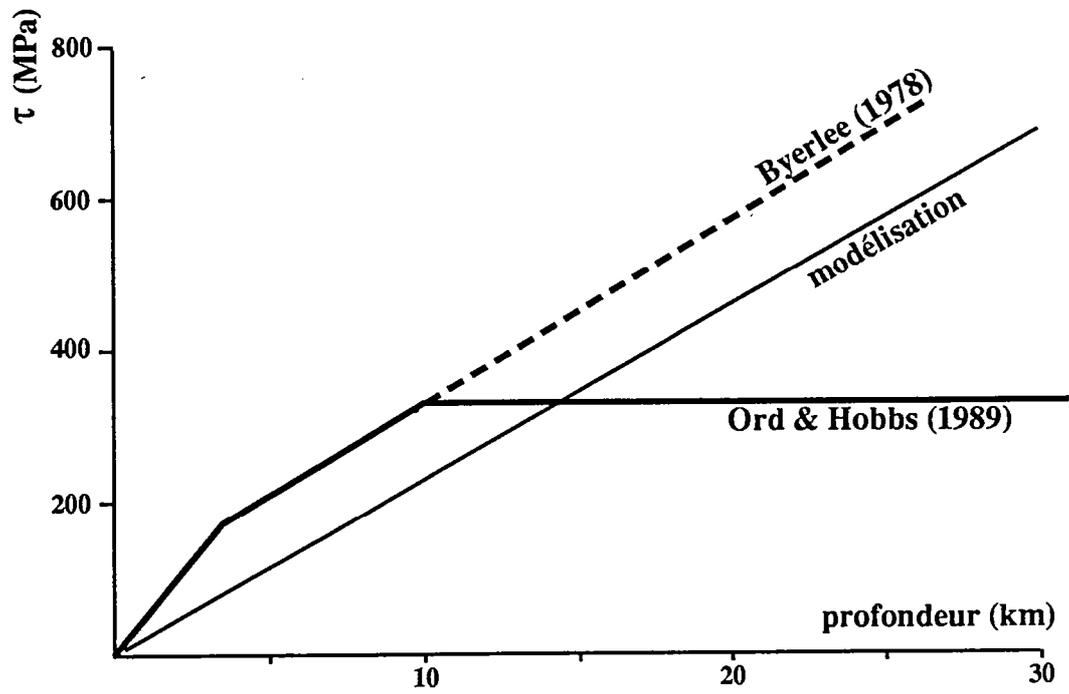
Le sable est un matériau granulaire, qui se déforme de manière fragile. Une étude mécanique complète du sable utilisé a été effectuée par Krantz (1989) et par Küntz et al. (in prep.). Krantz (1989) a montré que les propriétés rhéologiques du sable changent assez fortement avec son degré de compaction, et donc avec la manière dont celui-ci est mis en place sur les modèles.

En premier lieu, la densité du sable peut varier fortement : de 1,5 pour du sable pris en vrac, à 1,7 pour du sable versé avec le versoir que nous utilisons pour fabriquer les modèles lithosphériques, et même 1,8 pour du sable déposé avec un tamis. Afin que les rapports de densité présents au sein de la lithosphère soient respectés dans les modèles analogiques, il est nécessaire de diminuer cette densité. Ceci peut être fait en ajoutant au sable une poudre d'éthyl-cellulose, de densité très faible. Les propriétés mécaniques du mélange obtenu sont identiques à celles du sable seul. La densité des parties fragiles des modèles ne peut toutefois être connue qu'avec une précision assez faible, d'autant plus qu'elle peut changer légèrement en cours d'expérience.

L'angle de friction interne du sable varie lui aussi fortement avec le degré de compaction du sable : de 23° pour du sable jeté en vrac (non compacté), à 45° pour du sable déposé au tamis (fig.IV-2). Dans nos expériences, on constate, en observant le pendage des failles purement normales et celui des failles purement inverses, que l'angle de friction interne du sable est très grossièrement de 30°. La cohésion du sable sec que nous utilisons est, quant à elle, toujours négligeable. Il y a donc rupture dans le sable lorsque :

$$\tau = (\tan 30^\circ) \times \sigma_n = 0,58 \sigma_n$$

Cette relation peut être comparée à celle obtenue expérimentalement par



*Fig.IV-3* Enveloppe de rupture des parties fragiles et plastiques de la lithosphère

Byerlee (1978) pour les roches terrestres :

$$\tau = 0,85 \sigma_n \text{ si } \sigma_n < 200 \text{ MPa}$$

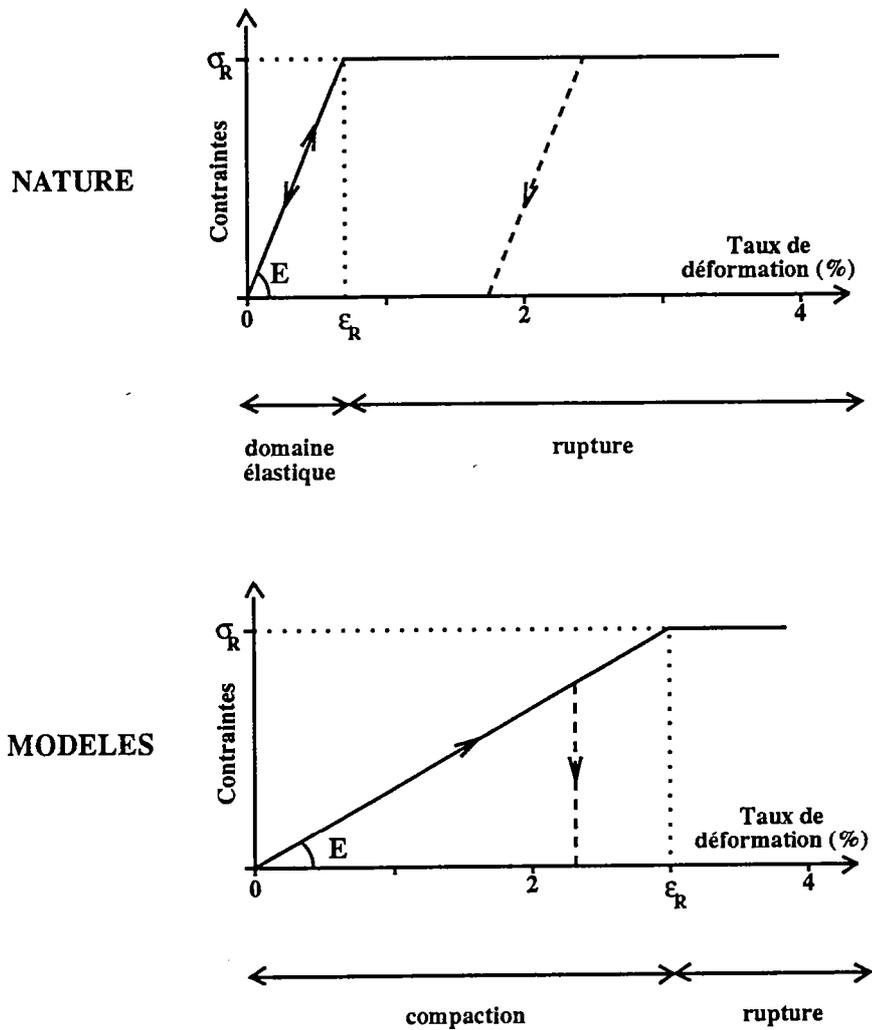
$$\tau = 60 \text{ MPa} + 0,6 \sigma_n \text{ si } \sigma_n > 200 \text{ MPa}$$

(c'est à dire pour une profondeur supérieure à 3,5 km en compression, et à 18 km en extension)

A l'échelle qui nous intéresse (lithosphérique) l'angle de friction interne donné par la loi de Byerlee est proche de 30°, et la cohésion devient très faible face aux contraintes qui sont mises en jeu lors des déformations (ce n'est plus vrai pour des exemples plus superficiels, où la cohésion devient un paramètre à prendre en considération). Le sable est donc un excellent analogue des roches fragiles de la lithosphère qui se déforment selon la loi de Byerlee.

Malheureusement, il semble que la loi de Byerlee ne soit pas vérifiée pour de grandes profondeurs (cf chap. II), et qu'à partir d'environ 10 km, la contrainte cisailante nécessaire pour déformer les roches cesse d'augmenter (Carter & Tsenn, 1987; Ord & Hobbs, 1989) (cf chap. II). Ces observations ne peuvent être prises en compte dans les modèles, puisque la contrainte de rupture augmente dans le sable proportionnellement à la profondeur (fig.IV-3). Les zones fragiles et semi-fragiles de la lithosphère sont donc modélisées par un même matériau, le sable, qui est fragile, alors que dans les expériences analytiques, elles étaient remplacées par des niveaux parfaitement plastiques. La justification de l'approximation fragile-plastique a déjà été donnée en annexe 1 : ce qui nous intéresse avant tout est de modéliser les parties localisantes de la lithosphère par un matériau localisant. De plus, le fait que les expériences analogiques et analytiques donnent des résultats cohérents montre que l'approximation est justifiée, et que le sable est malgré tous ses défauts un assez bon analogue des roches fragiles, mais aussi des roches semi-fragiles de la lithosphère.

Toutefois, le sable présente encore d'autres défauts : la formation d'une faille dans un matériau granulaire s'accompagne d'une augmentation de volume non négligeable, contrairement à ce qui se passe dans la nature. Mais ce défaut n'a guère d'importance dans les modèles lithosphériques, où le nombre de failles et le volume de sable mis en jeu restent faibles.



*Fig.IV-4* Comparaison du comportement avant rupture de la lithosphère dans la nature et dans les expériences :

en compression, la compaction du sable simule l'élasticité.  
 La rupture a lieu dans le sable pour un plus grand taux de déformation (3% contre 0,7%).

D'autre part, en compression, les failles n'apparaissent qu'après compaction du sable. Le comportement du sable avant rupture influence donc les premiers stades des expériences de flambage lithosphérique. Il s'apparente très fortement à un comportement élastique, puisque les contraintes augmentent avec le taux de déformation (fig.IV-4). Ce n'est toutefois qu'une apparence, puisque le sable ne se décompacterait pas si les contraintes étaient relâchées. La compaction du sable ne peut donc modéliser l'élasticité des roches naturelles que dans les expériences de compression pure; Par contre, le sable n'est pas adapté pour modéliser l'élasticité dans les déformations "cycliques", pour lesquelles les déformations sont successivement compressives et extensives. Dans les expériences de compression, il faut encore savoir si le sable est un matériau bien adapté pour rendre compte des caractéristiques élastiques de la croûte à l'échelle qui nous intéresse.

Le dimensionnement qui a été réalisé jusque là ne prend en compte que le seuil de rupture du sable. Reste à savoir si la rupture a lieu dans le sable et dans les roches fragiles de la lithosphère pour le même taux de compression : dans ce cas, on pourra considérer que le module d'Young (E) est correctement modélisé dans les expériences, puisque :

$$E^* = \frac{\sigma_R^*}{\epsilon_R^*}$$

Les roches de la lithosphère ont généralement un module d'Young E voisin de  $10^{11}$  Pa. Sachant que la contrainte maximale de rupture est généralement, dans la lithosphère en compression, de l'ordre de  $7 \times 10^8$  Pa (Ord & Hobbs, 1989), on en déduit que la rupture a lieu après une compression de l'ordre de 0,7%. Des expériences de compression uniforme unidirectionnelle ont été réalisées avec le sable de Fontainebleau par J.J. Tondji-Biyo et par M. Küntz . Elles montrent que la fracturation se produit, lorsque le sable a été déposé avec le versoir utilisé pour fabriquer les modèles, après environ 3% de compression. Le module d'Young n'est donc pas parfaitement ajusté dans les expériences analogiques. Il équivaut à un module d'Young naturel d'environ  $3 \times 10^{10}$  Pa, c'est à dire à peu près 3 fois trop faible. Néanmoins, on peut considérer que les expériences analogiques prennent correctement en compte les caractéristiques élastiques de la partie fragile de la lithosphère, étant donné le degré de précision que l'on cherche à atteindre dans les modèles, à condition que la déformation soit compressive en permanence. C'est le cas dans toutes les expériences qui seront présentées ci-dessous.

Dans ces expériences, le sable est donc un bon analogue des matériaux

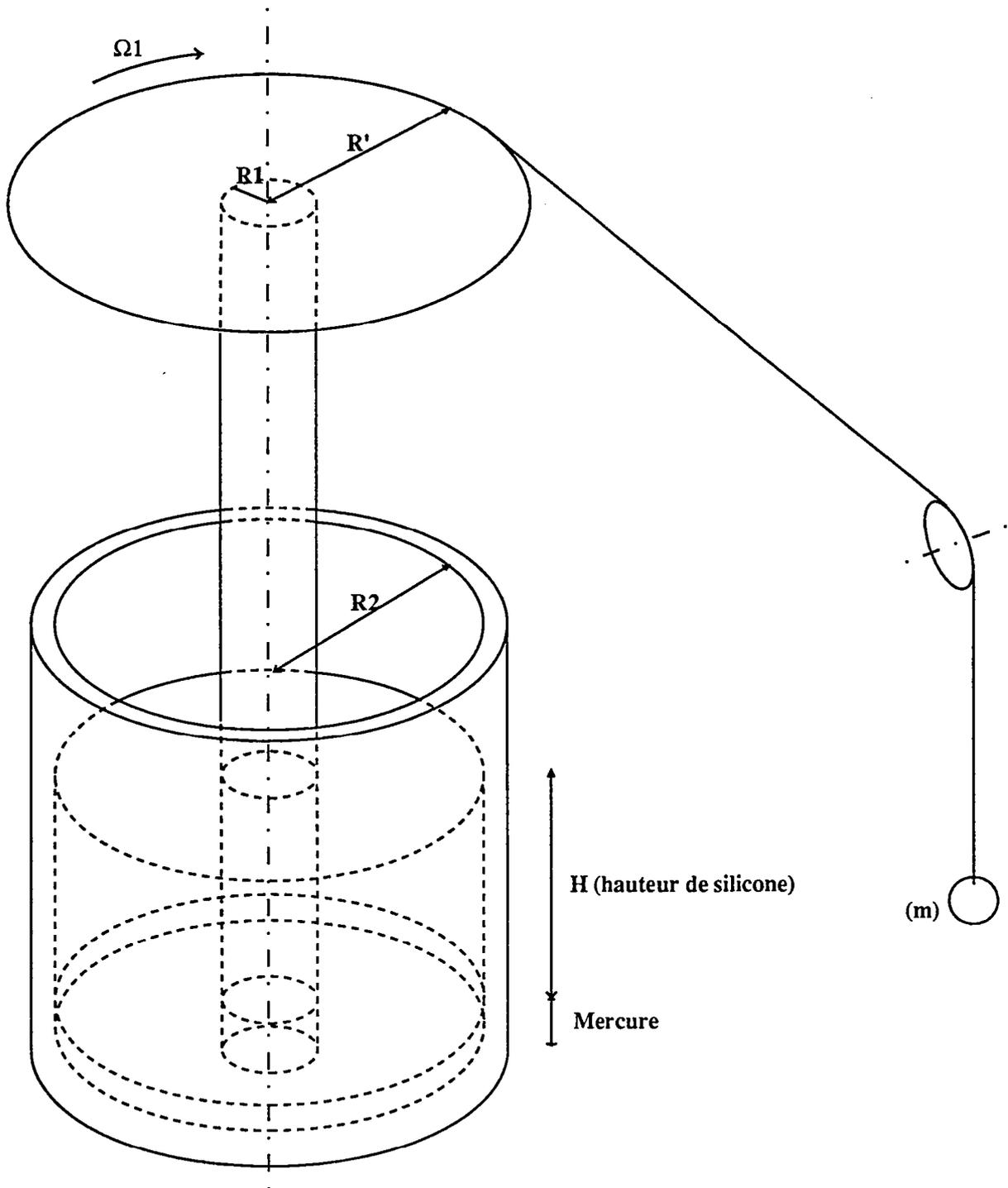


Fig.IV-5 Viscosimètre rotatif

localisants de la lithosphère pour leurs propriétés fragiles ou plastiques, mais aussi pour leurs propriétés élastiques.

### 1.2.2. La silicone

La silicone que nous utilisons (gomme GS1R de Rhône-Poulenc) est un matériau ductile parfaitement newtonien, c'est à dire que les contraintes  $y$  sont proportionnelles aux vitesses de déformation. Ce matériau a une viscosité parfaitement adaptée aux expériences de modélisation analogique à l'air libre (sous un champ de pesanteur normal), puisque le dimensionnement des modèles impose alors des durées d'expériences idéales pour l'expérimentateur (de l'ordre de l'heure).

La viscosité de la silicone peut être mesurée grâce à un viscosimètre rotatif, dont le principe est le suivant : un petit cylindre de rayon  $R_1$  (fig.IV-5) est entraîné par la masse ( $m$ ). La silicone, dont on connaît le volume est en contact avec ce cylindre ainsi qu'avec le grand cylindre fixe de rayon  $R_2$ . Elle repose sur un bain de mercure afin de supprimer les frottements en base de boîte. On connaît alors la vitesse de rotation du petit cylindre, lorsque le viscosimètre est rempli d'un matériau ductile, en fonction de sa viscosité ( $\mu$ ) et du coefficient de puissance "n" intervenant dans la relation entre contraintes et taux de déformation (Landau & Lifchitz, 1971) :

$$\Omega_1 = \left[ \frac{m g R'}{2 \pi H} \right]^n \times \frac{1}{2 \pi \mu} \times \left[ \frac{1}{R_1^{2n}} - \frac{1}{R_2^{2n}} \right]$$

Il est également possible de vérifier le caractère newtonien ( $n=1$ ) de la silicone, soit en observant la manière dont la silicone se déforme dans le viscosimètre, soit en faisant varier la masse ( $m$ ) : la vitesse de rotation du cylindre est en effet proportionnelle à  $m^n$  : dans la gamme de contraintes qui nous intéresse, la silicone est parfaitement newtonienne.

La viscosité de la silicone neuve est  $2,1 \times 10^4$  Pa.s à  $20^\circ\text{C}$ , et sa densité 1,17. On peut modifier à la fois ces 2 paramètres en ajoutant de la poudre de galène dans la silicone. Sa densité peut alors augmenter jusqu'à 1,4, pendant que sa viscosité passe à  $7 \times 10^4$  Pa.s (toujours

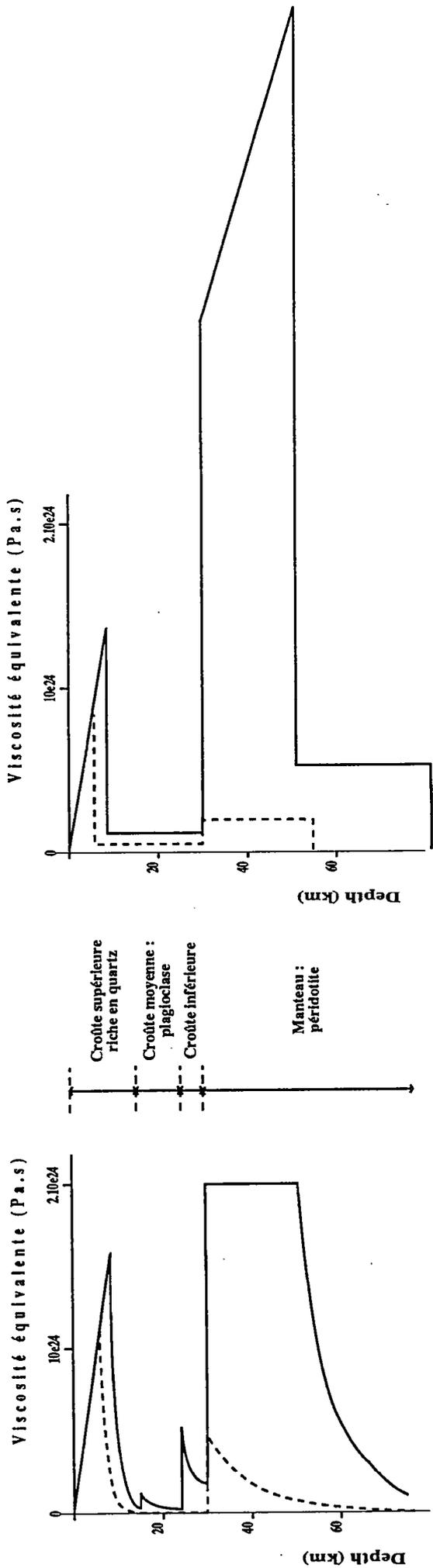


Fig.IV-6 Lithosphère continentale : profils rhéologiques

$$\epsilon = 10^{-16} \cdot s^{-1}$$

Rhéologie de la lithosphère continentale en régime compressif  
 Croûte inférieure anhydride  
 Trait plein : moho à 500°C, pointillé : Moho à 700°C

à 20°C). La pollution de la silicone par le sable entraîné aussi une augmentation rapide de sa densité et de sa viscosité, mais le mélange n'est plus parfaitement newtonien.

Nous utilisons en général, dans les modèles continentaux, deux silicones différentes : l'une est brune (elle contient de la galène) et dense. Elle modélise le manteau ductile supérieur. Sa densité est très proche de celle du miel (1,40), qui modélise l'asthénosphère. L'autre est la silicone neuve (rose), qui modélise la croûte continentale inférieure. Les rapports de densité entre croûte et manteau sont donc respectés dans les modèles.

La silicone présente néanmoins quelques imperfections : tout d'abord, elle est newtonienne, alors que les roches ductiles de la lithosphère ne le sont pas (cf chap. II). D'autre part, la gamme dans laquelle la viscosité de la silicone peut varier reste très limitée (entre  $10^4$  et  $10^5$  Pa.s), alors que dans la nature, la viscosité des parties ductiles de la lithosphère varie dans une gamme très large en fonction de la température et de la minéralogie des roches (chap. II). La complexité des profils rhéologiques des parties ductiles de la lithosphère (fig.IV-6) ne peut donc être reproduite dans les modèles : la croûte et le manteau ductiles sont modélisés chacun par un seul niveau de silicone, de viscosité constante. Ce qui constitue une approche assez simplifiée de la réalité (fig.IV-6). Il s'agit toutefois de déterminer la viscosité "équivalente" du niveau de silicone, qui entrainera le moins de perturbations possible par rapport à la réalité.

Afin de déterminer cette viscosité équivalente, nous avons utilisé le programme d'étude analytique de l'initiation d'instabilités lithosphériques (chap. III) : nous avons étudié les longueurs d'ondes et les taux de croissance des instabilités en fonction de la viscosité du niveau de silicone, et avons sélectionné la viscosité pour laquelle les instabilités obtenues se rapprochent le plus des instabilités se développant dans le modèle réel.

L'hypothèse de Davy & Cobbold (1991) selon laquelle la meilleure approximation de la réalité est obtenue lorsque la résistance du niveau de silicone est égale à celle du niveau ductile réel, c'est à dire lorsque :

$$\int_H \mu(z) dz = \mu_{eq} \times H$$

a pu être confirmée en ce qui concerne les parties ductiles du manteau

continental et de la lithosphère océanique. Par contre, en ce qui concerne les niveaux ductiles intermédiaires, compris entre deux séries fragiles, le paramètre qui joue le rôle le plus déterminant pourrait ne pas être la résistance à la compression de cette couche, mais plutôt le couplage que réalise ce niveau ductile entre les deux niveaux fragiles. Il faudrait alors modéliser la croûte inférieure ductile par un niveau de silicone dont la viscosité ( $\mu_{\text{éq}}$ ) serait :

$$\mu_{\text{éq}} = \frac{1}{\int_H dz / (H \times \mu(z))}$$

La résistance du niveau de silicone équivalent serait donc inférieure à celle du niveau ductile naturel, puisque dans la nature, le découplage entre deux couches fragiles de la lithosphère s'effectue avant tout dans les régions les moins visqueuses du niveau intermédiaire.

### 1.2.3. Les solutions denses modélisant l'asthénosphère

Il est nécessaire de prendre en compte l'asthénosphère dans les modèles analogiques de compression de la lithosphère : la base de la lithosphère n'est en effet pas stable, et elle peut s'enfoncer dans l'asthénosphère.

Les contraintes déviatoriques présentes dans l'asthénosphère sont négligeables par rapport à celles se développant au sein de la lithosphère : il suffit donc de modéliser l'asthénosphère par un liquide dont la viscosité est négligeable vis-à-vis de celle de la silicone (la viscosité de la silicone est comprise entre  $10^4$  et  $10^5$  Pa.s). Dans les expériences qui ont été réalisées, la viscosité des solutions denses a varié entre  $10^{-3}$  Pa.s (viscosité de l'eau) et 20 Pa.s (viscosité du miel). On a vérifié expérimentalement que ce paramètre n'influe pas sur la déformation observée.

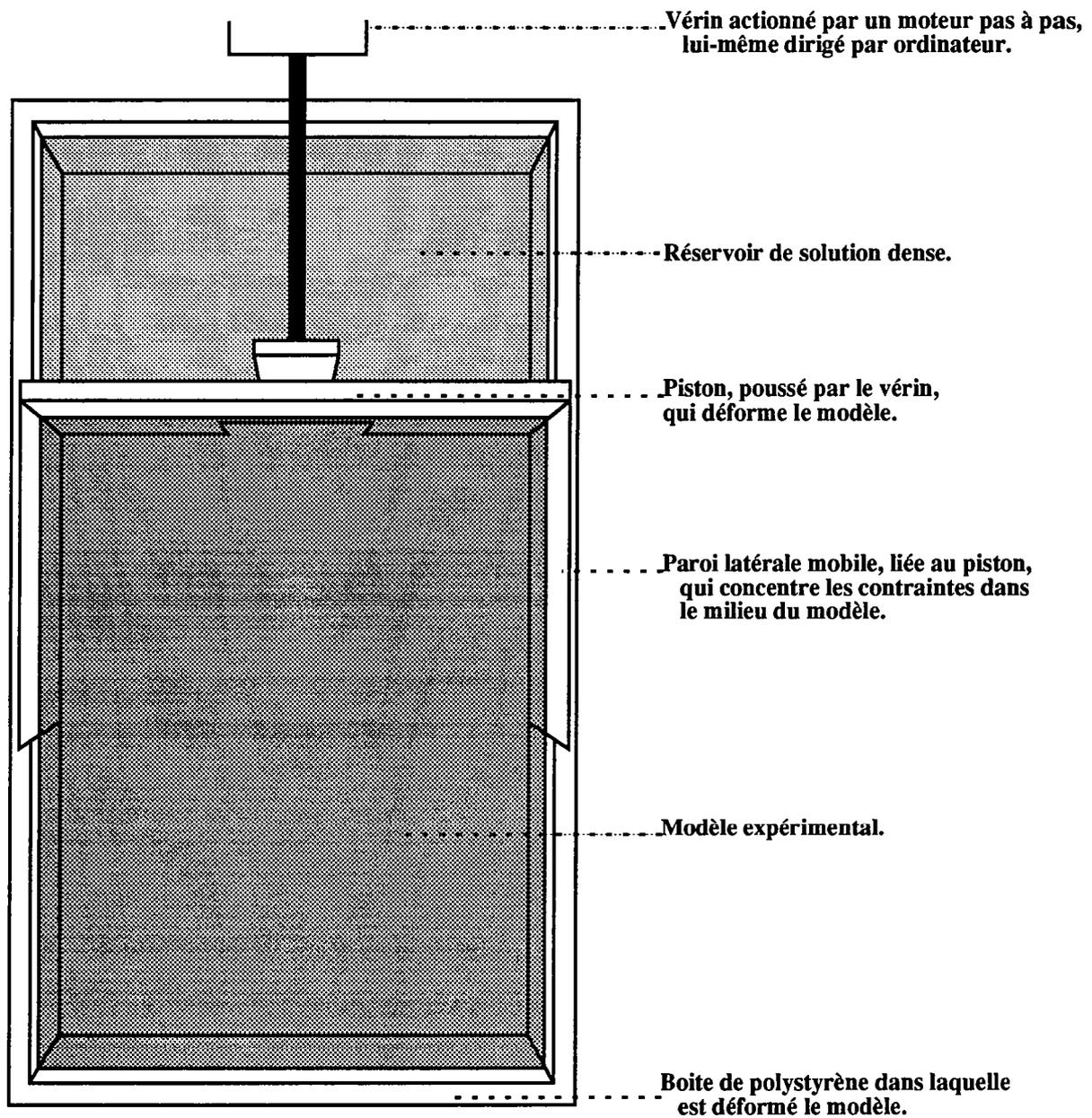
Il suffit donc de disposer d'un liquide dont la densité soit comparable à celle de la silicone brune qui modélise la lithosphère inférieure, et dont la viscosité soit suffisamment faible. Remarquons que dans la nature, la densité de l'asthénosphère supérieure est légèrement plus faible que celle du manteau supérieur ( $3200 \text{ kg/m}^3$  contre  $3300 \text{ kg/m}^3$ ). Dans les modèles, ce contraste négatif de densités ne peut être respecté (la plaque de silicone coulerait immédiatement au fond de la boîte !). Il doit être remplacé par un contraste de densités très légèrement positif (entre 1 et 2% de différence). On a vérifié analytiquement que

ce contraste positif de densités ne modifie en rien l'initiation des instabilités qui se développent lors de la compression du modèle. Toutefois, il ralentit les mouvements descendants de la lithosphère inférieure dans l'asthénosphère et doit donc être pris en compte lorsque les taux de déformation deviennent importants (chapitre V.1).

Deux types de liquides ont été employés pour modéliser l'asthénosphère : du miel, et une solution de polytungstate de sodium. Tous deux ont une densité d'environ  $1,4 \text{ g/cm}^3$ . Il a été nécessaire, pour des raisons techniques, d'augmenter la viscosité de la solution de polytungstate de sodium en y ajoutant un polysaccharide (Natrosol). On obtient alors une solution non newtonienne dont la viscosité est à peu près celle du miel.

Cette solution présente l'avantage, par rapport au miel, de geler facilement (à environ  $-2^\circ\text{C}$ , alors que le miel a une température de solidification inférieure à  $-30^\circ\text{C}$  !). Les modèles peuvent donc être congelés en fin d'expérience, afin de réaliser des coupes qui permettent d'observer les déformations des parties profondes de la lithosphère. Pour que ces coupes puissent être réalisées facilement, nous avons déformé les modèles dans des boîtes en polystyrène (cf fig.IV-11), qui sont sciées avec le reste du modèle. Il n'est toutefois pas possible d'affirmer que les coupes qui sont réalisées représentent fidèlement l'état du modèle en fin de déformation : il se pourrait que les structures commencent à se réajuster dans le congélateur avant que le modèle ne gèle. Toutefois, les coupes montrent des structures très déformées et non ajustées isostatiquement. De plus, on connaît la topographie de la surface du modèle en fin d'expérience (voir le paragraphe suivant), et on peut constater que celle-ci est préservée sur les coupes. On peut donc penser que ces réajustements, s'il existent, restent mineurs.

Nous disposons donc de toute une série de matériaux analogiques relativement bien dimensionnés permettant une bonne étude des déformations lithosphériques. Il ne reste qu'à définir les conditions aux limites à appliquer au modèle pour étudier la compression lithosphérique.



-  Modèle expérimental.
-  Solution dense (miel ou solution de polytungstate de sodium).

*Fig.IV-7* Le dispositif expérimental : vue de dessus.

### 1.3. Le dispositif expérimental

#### 1.3.1. Les conditions aux limites

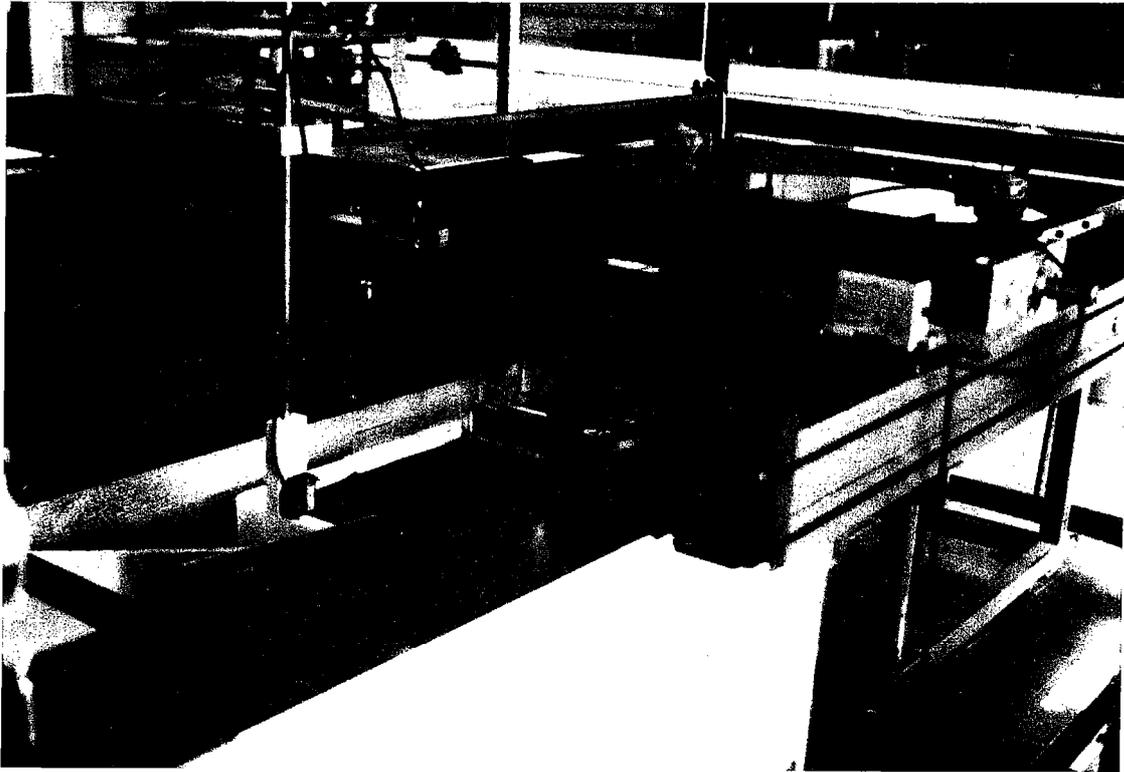
Les conditions aux limites appliquées aux modèles ont été déterminées de manière à créer un champ compressif uniforme. Ainsi, les résultats obtenus au chapitre précédent par la méthode de calcul analytique pourront être comparés avec ceux des expériences analogiques. Pour cela, le dispositif présenté en figure IV-7 a été adopté : le piston mobile, dont la vitesse d'avancée est contrôlée par ordinateur, créerait, s'il n'y avait pas de parois latérales, ou si celles-ci étaient infiniment éloignées du centre du modèle, un champ compressif horizontal uniforme. Les structures obtenues seraient alors parfaitement cylindriques, perpendiculaires à la direction d'avancée du piston.

Les effets de bordure créent des contraintes cisillantes au sein du modèle, et font par conséquent varier la contrainte compressive principale ( $\sigma_{xx}$ ). On a en effet :

$$\delta\sigma_{xx}/\delta x = -\delta\tau_{xy}/\delta y$$

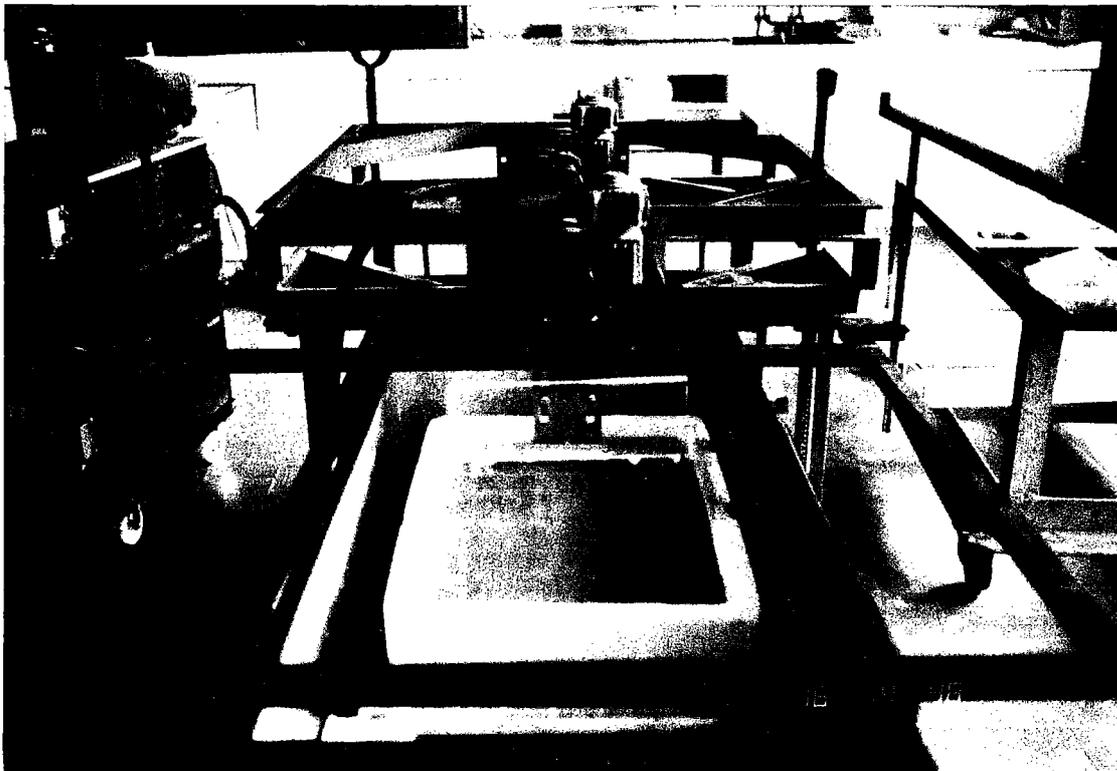
La contrainte  $\sigma_{xx}$  présente donc un maximum au niveau de la discontinuité latérale de vitesse. Nous avons choisi de fixer des paroi latérales au piston mobile afin de placer la discontinuité de vitesse en milieu de modèle (fig.IV-7). La déformation s'initie ainsi préférentiellement au milieu de la boîte, et la géométrie des structures de la zone de collision n'est pas perturbée par la présence du mur vertical que constitue le piston.

Afin toutefois de limiter l'influence des conditions de bordures latérales, les expériences ont été réalisées dans des boîtes larges (de 37 à 50 cm de large). La déformation se répartit généralement sur l'ensemble du modèle, ce qui tend à prouver que la contrainte compressive est relativement homogène dans toute la boîte, et que les résultats des expériences analogiques peuvent être comparés aux résultats des calculs analytiques du chapitre précédent. Les contraintes au sein de la boîte sont à peu près partout les mêmes, la direction de la contrainte compressive  $\sigma_1$  étant à peu près parallèle à la direction d'avancée du piston, et celle de la contrainte  $\sigma_3$  étant verticale.



*Fig.IV-8* Vue du laser.

Les vérins X et Y permettent de guider le laser dans un plan horizontal au dessus du modèle. Le laser est la petite boîte noire à l'extrémité du bras vertical. On peut également voir, sous le laser, dans le congélateur, le modèle qui commence à se déformer.



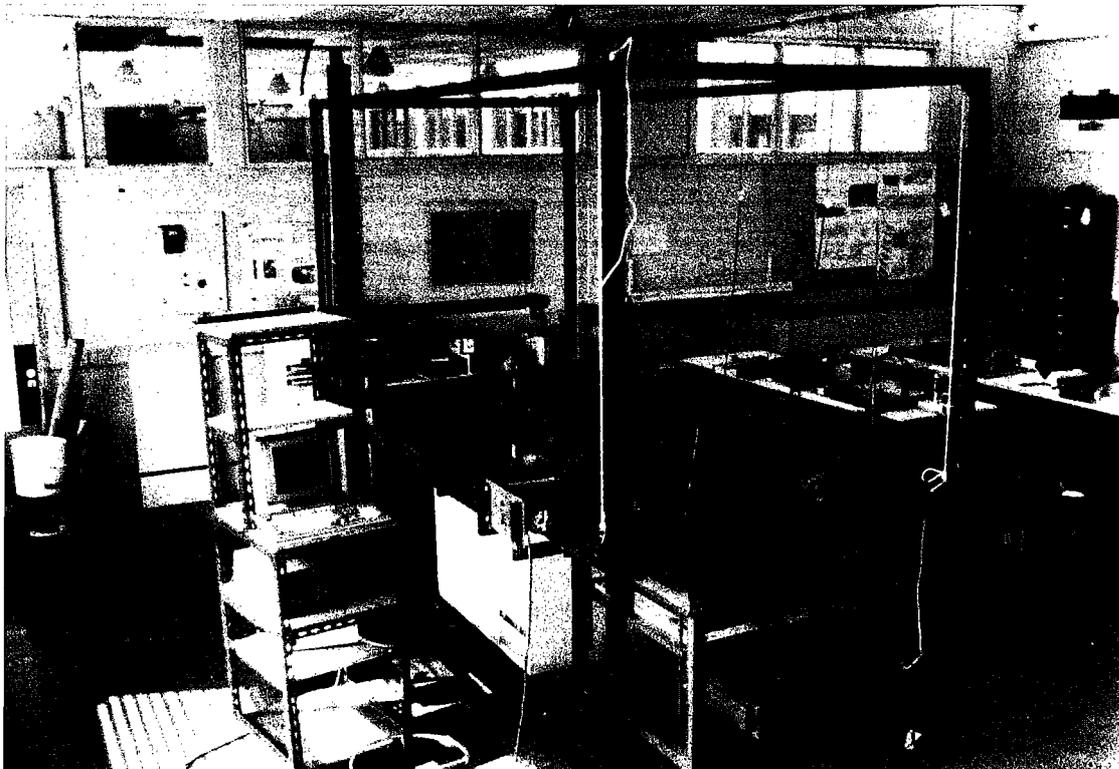
*Fig.IV-9* Vue du modèle expérimental avant déformation.

La boîte de polystyrène est placée dans le congélateur avant le début de l'expérience : elle ne doit plus être déplacée ensuite tant que l'expérience n'est pas finie et que le modèle n'est pas congelé. Au fond de la boîte, le piston qui va déformer le modèle, et le vérin qui le déplace. Le laser n'a pas encore été placé au dessus de l'expérience.



*Fig.IV-10* Montage du bâti supportant la table X-Y.

Michel Kuntz et Jacques-Jean Tondji-Biyo sont sous les ordres de Jean-Jacques Kermarrec.



*Fig.IV-11* Vue du bâti supportant la table X-Y.

A gauche du bâti, l'ordinateur recueille et traite les mesures topographiques effectuées par le laser. Le piston qui déforme le modèle et les mouvements du laser sont dirigés par un second ordinateur.

### 1.3.2. Les techniques d'analyse.

Afin de récolter le maximum d'informations sur les structures créées dans chaque modèle, de nombreuses techniques expérimentales ont été utilisées. En cours d'expérience, la surface des modèles est photographiée régulièrement. On peut ainsi avoir une idée générale de la structuration de la surface du modèle, en observant la déformation des marqueurs passifs placés sur le modèle avant compression. Les failles peuvent être cartées. Par contre, il n'est guère possible de préciser le jeu vertical des accidents, ni de visualiser avec précision le flambage, qui est un phénomène précoce, antérieur à la formation des failles.

Pour cela, et pour avoir une idée précise de la topographie des modèles en cours de compression, le laboratoire a acquis un système de mesures de distance par laser (fig.IV-9 & IV-10) : le laser peut se déplacer rapidement, en cours d'expérience, horizontalement dans toutes les directions, au dessus du modèle, un peu comme un satellite se déplace au dessus de la Terre (fig.IV-9). Il enregistre la topographie de la surface du modèle à l'aplomb des endroits où il passe. Il est ainsi possible d'obtenir des coupes, ou des cartes topographiques très précises de l'état du modèle pendant la compression (voir par exemple la figure IV-15). En effet, la précision du laser est excellente, inférieure à la taille des grains de sable. Les photographies et le laser permettent donc d'enregistrer précisément l'évolution de la surface des modèles lors des expériences. Par contre, ce qui se passe en profondeur ne peut pas être vu.

Or, les déformations profondes sont souvent très différentes de ce qui se passe en surface (cf chapitre V.2.1). Il est donc indispensable d'avoir des informations sur les parties profondes des modèles. Pour cela, nous effectuons en fin d'expérience des coupes verticales perpendiculaires à la direction d'avancée du piston, qui sont assez rapprochées pour donner une bonne image 3D de l'état final du modèle. Pour effectuer ces coupes, nous utilisons des modèles congelés en fin d'expérience, dans lesquels l'asthénosphère est modélisée par une solution aqueuse de polytungstate de sodium (voir ci-dessus). L'ensemble de ces techniques permet d'avoir une image précise de l'évolution de la surface du modèle en cours de déformation, ainsi que de l'état 3D final de l'expérience. A partir de ces données, il est généralement possible de décrire l'évolution en trois dimensions de l'ensemble de la déformation (cf chapitre V).

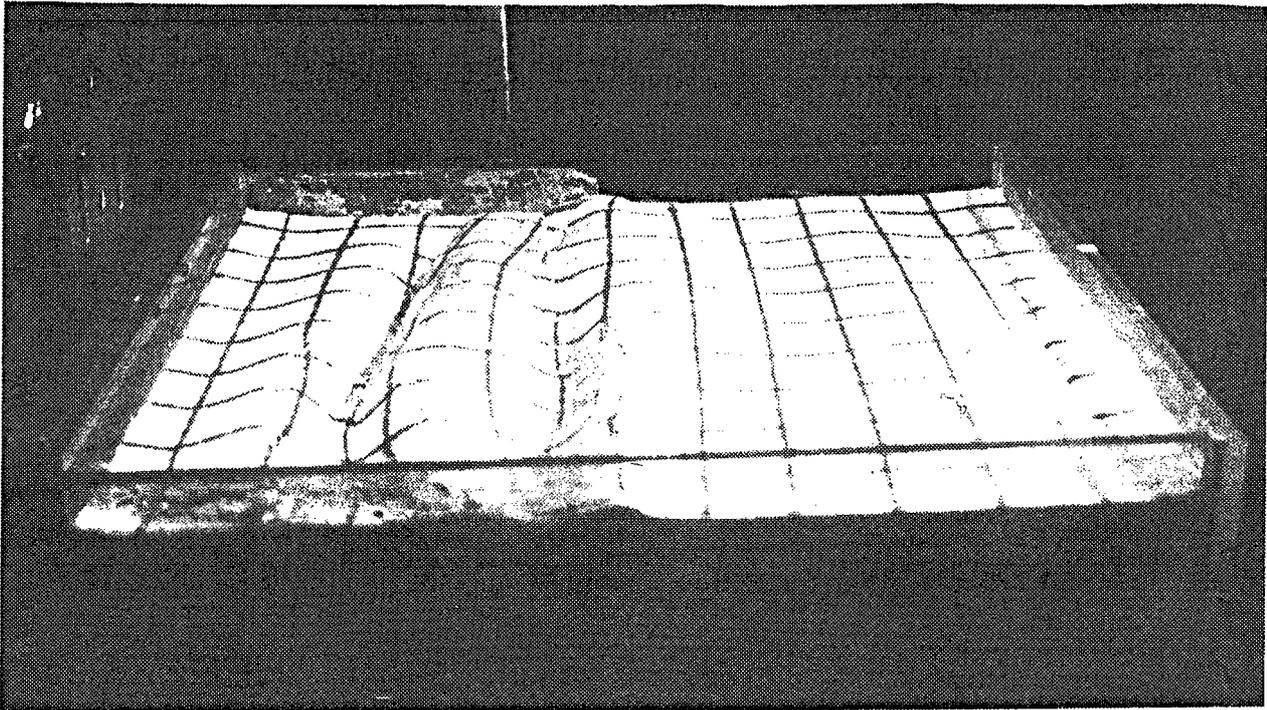


Fig.IV-14 Expérience 3 (Suzanne, 1988). Photo vue de dessus.

L'essentiel du raccourcissement (14%) a été absorbé par le flambage dans cette expérience. La fracturation n'est encore pas apparue.

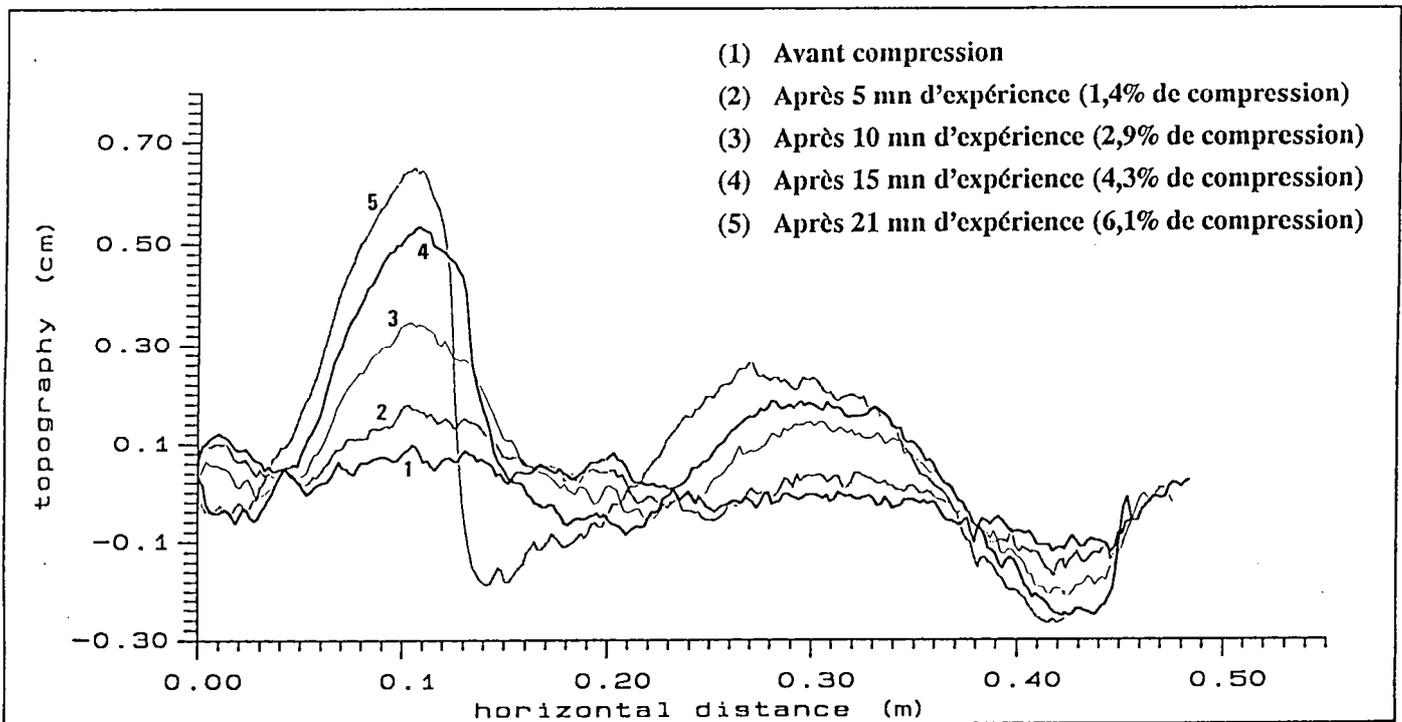


Fig.IV-15 Expérience G : évolution de la topographie.

Le flambage apparaît dès le début de la compression. La topographie décrit alors une sinusoïde. Le flambage contrôle la déformation du modèle, et la position de la première faille compressive, qui n'apparaît que tardivement, après 12 mn d'expérience, i.e. 3,4% de compression, alors que l'amplitude des plis est déjà importante (environ 3 mm, c'est à dire 5 km dans la nature).

Fig.IV-12 Rhéologie de l'ensemble des expériences 2 couches réalisées.

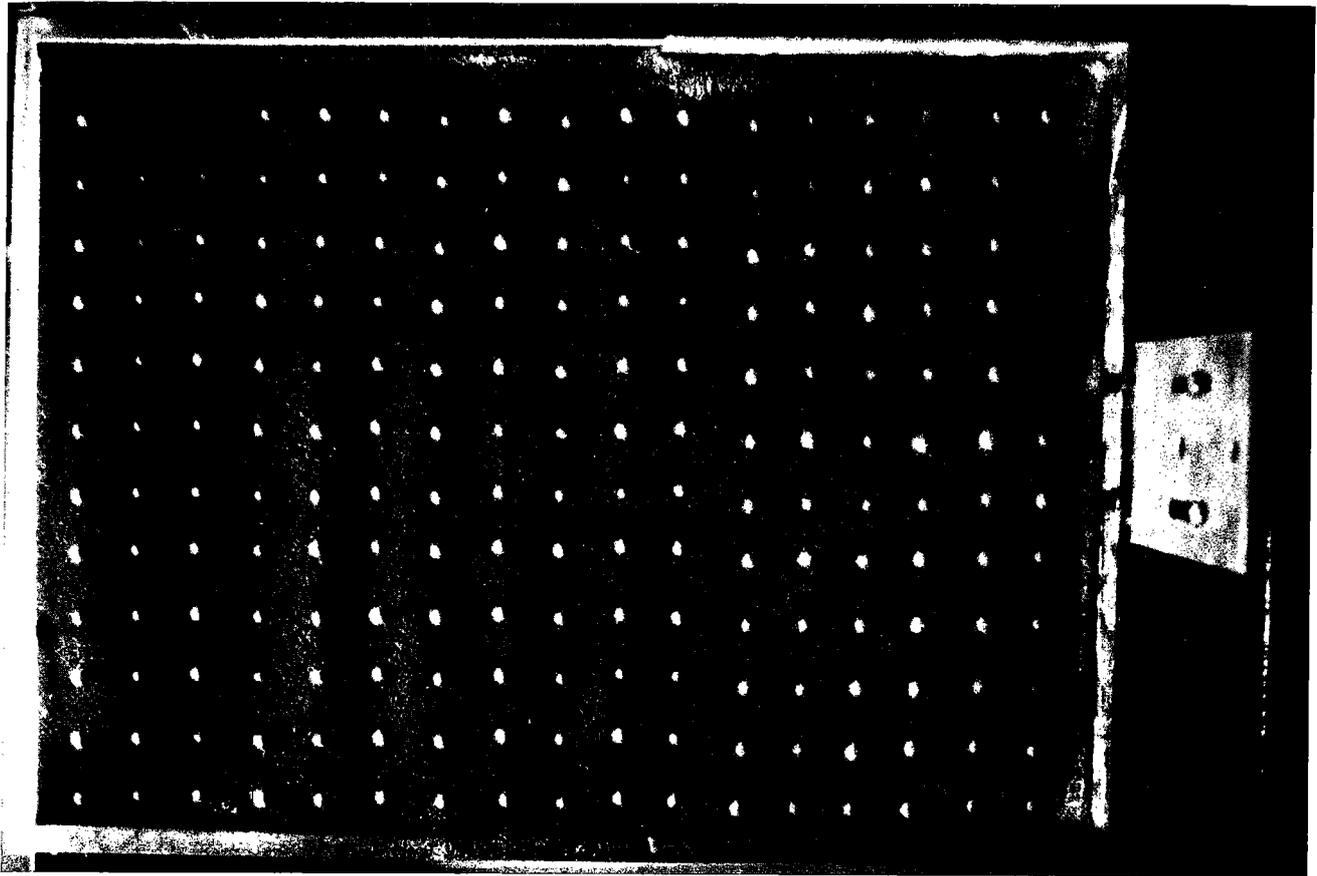
Expérience	Epaisseur de sable (en mm)	Epaisseur de silicone (en mm)	viscosité de la silicone (x10000 Pa.s)	Vitesse d'avancée du piston (en cm/h)	Longueur de la boîte (en cm)	Largeur de la boîte (en cm)	Expériences réalisées sur solution aqueuse	coupes	données laser
A	20	12	3,3	1	70	46			
B	20	12	3,3	11	70	46			
C	20	12	3,3	23	70	46			
D	20	12	2	1	70	46			
E	20	12	2	23	42	23			X
F	13	8	2	7	66	46			X
G	20	12	2	9	52	46			X
H	10	6	2	9	52	46			X
I	10	6	2	5	43	37	X		X
J	10	6	2	1,6	43	37	X	X	X
K	15	10	2	12	72	46			X
6	30	7	2	2,8	70	50			

Les forces gravitaires sont correctement dimensionnées dans les expériences.

Fig.IV-13 Rhéologie de l'ensemble des expériences 4 couches réalisées.

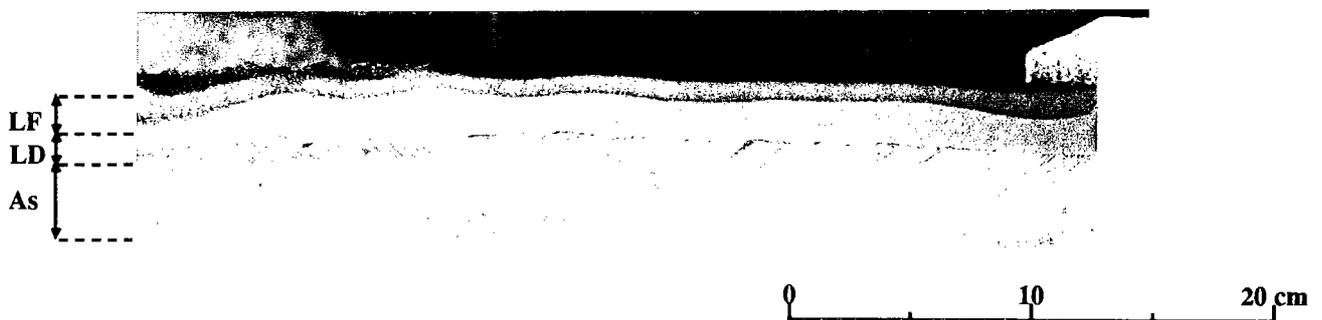
Expérience	H1 (sable) (en mm)	H2 (silicone) (en mm)	viscosité de la 1ère couche de silicone (x1000Pa.s)	H3 (sable) (en mm)	H4 (silicone) (en mm)	viscosité de la 2ème couche de silicone (x1000Pa.s)	Vitesse d'avancée du piston (en cm/h)	Longueur de la boîte (en cm)	Largeur de la boîte (en cm)	Expériences réalisées sur solution aqueuse	coupes	données laser
L	8	2	2	5	3	6,7	5	67	50			
M	10	4	2	3	8	6,7	5	70	46			
N	3	8	3,3	3	20	2,8	12	70	46			X
O	3	9	1,6	3	16	3,7	12	43	36	X	X	
P	4	8	2	3	20	3,7	12	42	36	X	X	
Q	6	6	2	5	20	3,7	2	42	36	X	X	
R	9	4	2	9	14	3,7	12	44	36	X	X	X
S	10	3	2	9	14	3,7	0,5	48	36	X	X	X
1	10	10	2	10	10	7	2,5	43	50			
2	18	10	2	10	8	7	3	65	50			
3	15	5	3,4	6	14	7	4	65	50			
4	5	10	0,6	7	13	9	1	50	23			
5	5	10	0,6	7	13	9	5	50	23			

Les forces gravitaires sont correctement dimensionnées dans les expériences. Le contraste de densité entre croûte et manteau continentaux est respecté.



*Fig.IV-16* Vue de dessus de l'expérience B après 8,5% de compression.

Les points blancs sont des marqueurs passifs, initialement espacés de 4 cm. Des ondulations périodiques cylindriques très régulières apparaissent sur l'ensemble du modèle. Elles sont espacées en moyenne de 8,5 cm.



Légende :  
 LF : lithosphère fragile; LD : lithosphère ductile; As : Asthénosphère.

*Fig.IV-17* Section verticale de l'expérience J.

Cette coupe a été réalisée après 8% de compression. Les déformations visibles à la surface du modèle correspondent au flambage du niveau fragile. La couche de silicone ne fait qu'accomoder les déformations, sa base reste horizontale.

## 2. Les instabilités présentes dans les modèles.

Deux séries d'expériences ont été réalisées pour cette thèse : des modèles "2 couches", c'est à dire formés d'un niveau de sable posé sur une couche de silicone, et des modèles "4 couches", constitués de deux couches de sable et de deux couches de silicone. Les modèles deux couches ont été dimensionnés pour simuler la lithosphère océanique, tandis que les modèles 4 couches simulent une lithosphère continentale avec un flux de chaleur moyen ou faible (cf chapitre II). Remarquons toutefois que les résultats obtenus sur les modèles 2 couches peuvent également décrire la déformation d'une lithosphère continentale chaude : le rapport d'échelle n'est plus le même, mais le dimensionnement reste correct (seule la différence de densité entre croûte et manteau n'est pas correctement prise en compte, mais l'étude analytique a montré que l'influence de ce paramètre est très faible dans l'initiation des instabilités lithosphériques).

Les figures IV-12 & IV-13 décrivent la rhéologie des expériences qui ont été réalisées. Douze expériences "2 couches" (océans) et huit "4 couches" (continents) ont été réalisées. Elles sont désignées par une lettre, allant de A à K pour les modèles 2 couches, et de L à S pour les 4 couches. Je me suis également appuyé, pour exploiter les données, sur les modèles réalisés par Suzanne (1988) (expériences 1 à 6) : les deux séries d'expériences sont en effet identiques.

Les structures obtenues en fin de compression sont assez différentes, suivant le type d'expérience (2 ou 4 couches) (voir chapitre V). Cependant, au début de la compression, l'évolution de la déformation est semblable dans tous les modèles. Dans ce paragraphe, on étudiera par conséquent l'apparition et l'amplification du flambage, aussi bien dans les modèles 2 couches que dans les modèles 4 couches.

Toutes les expériences montrent, avant l'apparition des premières failles, des ondulations périodiques. Les coupes réalisées après la compression montrent qu'il s'agit de flambage. Dans certaines expériences, le flambage est d'ailleurs la seule déformation observable, même pour des taux de compression importants (jusqu'à plus de 15% !) (voir par exemple les figures IV-14 & IV-15). Par contre, dans d'autres expériences, la rupture apparaît

Expérience	Épaisseur de sable (H) (en mm)	Épaisseur de silicone (en mm)	Longueur d'onde (L) (en mm)	L/H
A	20	12	120	6
B	20	12	85	4,2
C	20	12	125	6,2
D	20	12	135	6,7
E	20	12	160	8
F	13	8	90	6,7
G	20	12	200	10
H	10	6	80	8
I	10	6	55	5,5
J	10	6	80	8
K	15	15	100	6,7
6	30	7	140	4,7
Tondji-Biyo	25	125	110	4,4

*Fig.IV-18* Longueur d'onde du flambage dans les expériences 2 couches :

La longueur d'onde ne dépend que de l'épaisseur du niveau fragile.  
Le rapport L/H reste en général voisin de 6.

très tôt, alors que le flambage est encore difficilement observable à l'oeil nu. Tous les modèles pour lesquels la topographie a été enregistrée par mesures laser montrent que systématiquement, un léger flambage au moins est présent en début de compression avant rupture des niveaux fragiles. Ce flambage est même parfois invisible sur les photographies de surface. Les modèles analogiques confirment donc l'existence du flambage lithosphérique lors d'un épisode compressif. Ceci constitue déjà un premier résultat intéressant. Nous allons maintenant décrire la géométrie et l'amplification du flambage, en commençant par les expériences 2 couches, pour lesquelles les observations sont assez simples.

### *2.1. Dans les modèles "2 couches"*

Les ondulations qui apparaissent sont en général assez régulières, perpendiculaires à la direction d'avancée du piston (fig.IV-16). Elles présentent, en début de compression, une section sinusoïdale (fig.IV-15 & IV-17). On peut mesurer la longueur d'onde des perturbations, soit directement, à partir des vues de surface du modèle ou à partir des coupes topographiques enregistrées par le laser, soit après avoir analysé par transformée de Fourier les longueurs d'onde présentes sur ces coupes.

Au tout début de la compression, une seule longueur d'onde apparaît. La figure IV-18 présente, pour l'ensemble des expériences 2 couches qui ont été réalisées, la longueur d'onde des premières instabilités qui se sont développées. On observe que la longueur d'onde ( $L$ ) dépend avant tout de l'épaisseur du niveau de sable ( $H_s$ ) : en effet, le rapport  $L/H_s$  est relativement constant : il reste toujours compris entre 4 et 10 (fig.IV-18), mais il est le plus souvent voisin de 6,4 ( $\pm 1,7$ ). On vérifie en tout cas que la longueur d'onde de la déformation ne dépend absolument pas de l'épaisseur de la silicone : par exemple, l'expérience 6 (Suzanne, 1988) et l'expérience réalisée par Tondji-Biyo (communication personnelle) ont été réalisées dans des conditions semblables, mise à part l'épaisseur du niveau de silicone : 7 mm dans un cas, 125 mm dans l'autre. Malgré cette grande différence d'épaisseur, le rapport  $L/H_s$  reste à peu près le même dans les deux cas (fig.IV-18). De même, on vérifie que la vitesse d'avancée du piston ne modifie pas la longueur d'onde du flambage, du moins pour ce qui est de la gamme de vitesse que nous avons choisie, pour laquelle la résistance du niveau de silicone est

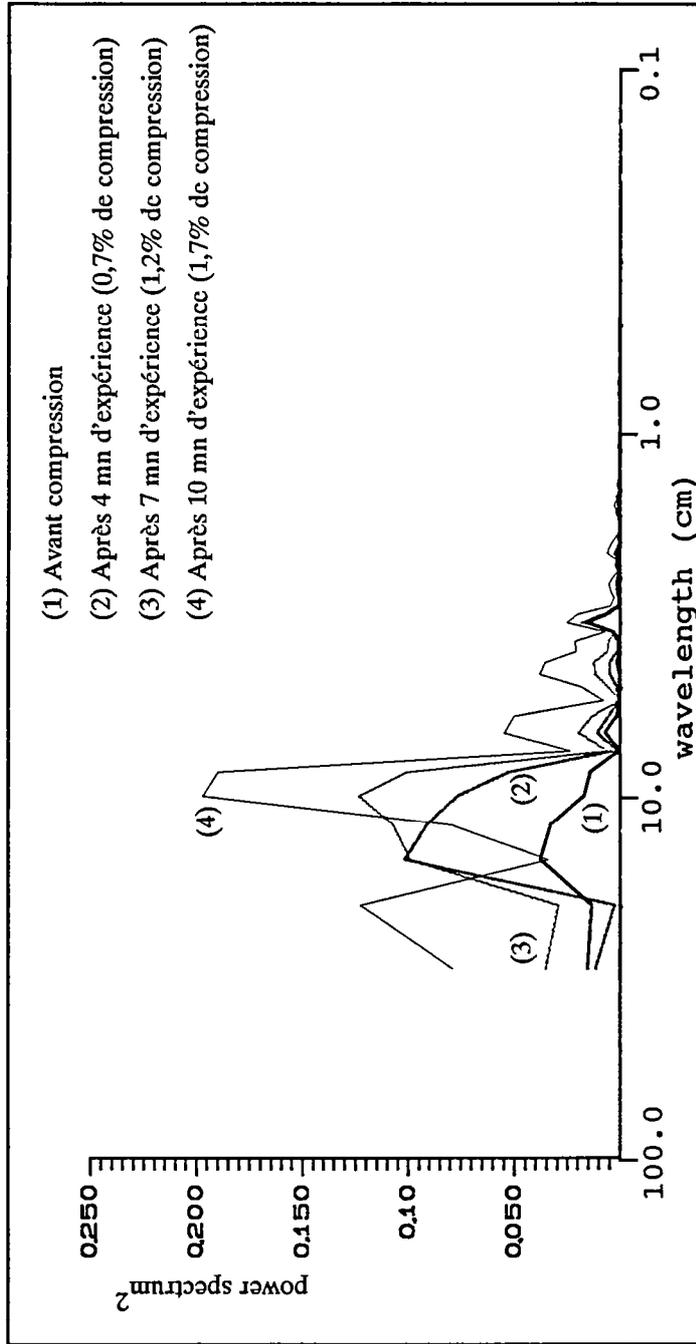


Fig. IV-19 Transformée de Fourier de la topographie de l'expérience F

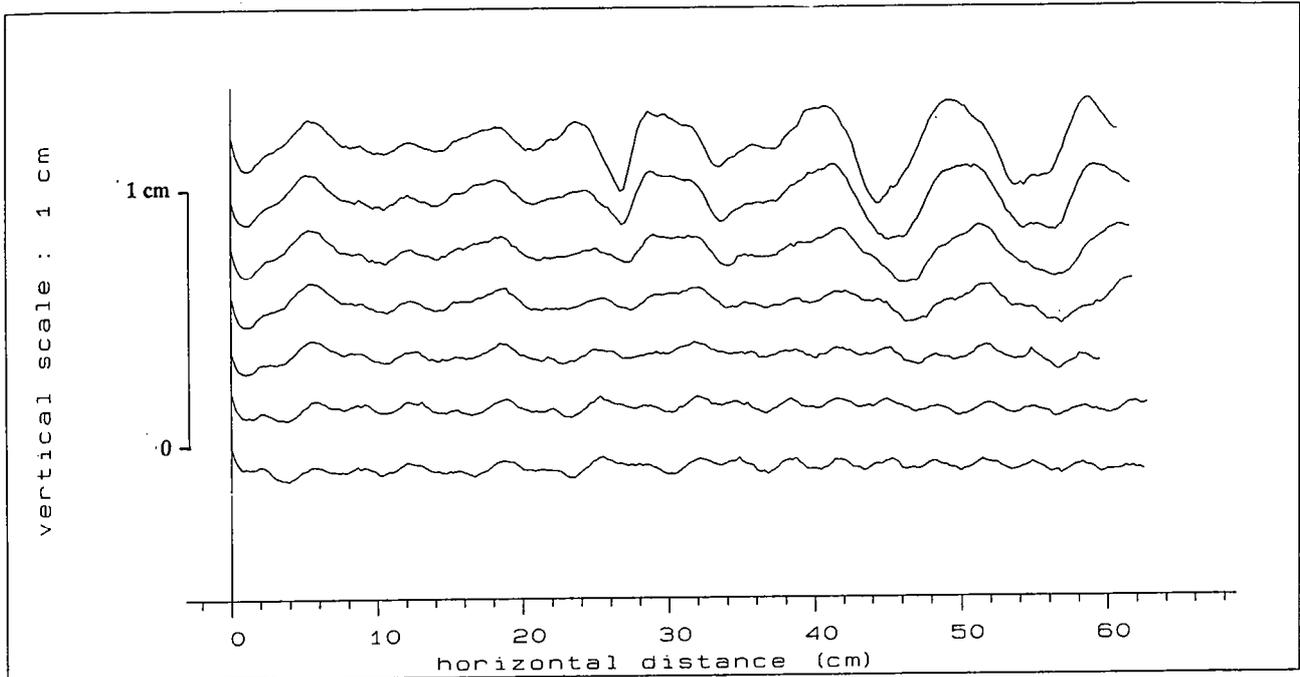
Avant compression, certaines instabilités sont déjà présentes. Elles guident le développement de la déformation, puisque ce sont surtout les longueurs d'onde déjà présentes qui sont activées. Toutefois, la longueur d'onde intrinsèque au modèle (ici 8 cm) peut en général se développer (le bruit initial est assez faible).

toujours très inférieure à la résistance du niveau de sable. D'ailleurs, les coupes réalisées en fin de compression dans ces modèles montrent que seul le niveau de sable est affecté par l'instabilité : l'interface silicone-solution dense reste parfaitement horizontale (fig.IV-17). La couche de silicone se déforme préférentiellement de manière homogène, et elle ne prend pas part au développement des instabilités, comme l'ont annoncé les calculs du chapitre III.

L'épaisseur de la couche de sable est donc le seul paramètre contrôlant de manière certaine la longueur d'onde des instabilités. On peut donc se demander, d'une part, pourquoi le rapport  $L/H_s$  varie autant d'une expérience à l'autre, et d'autre part, pourquoi il est en moyenne supérieur à 6, alors que les calculs analytiques annoncent plutôt un rapport voisin de 4 (chapitre III).

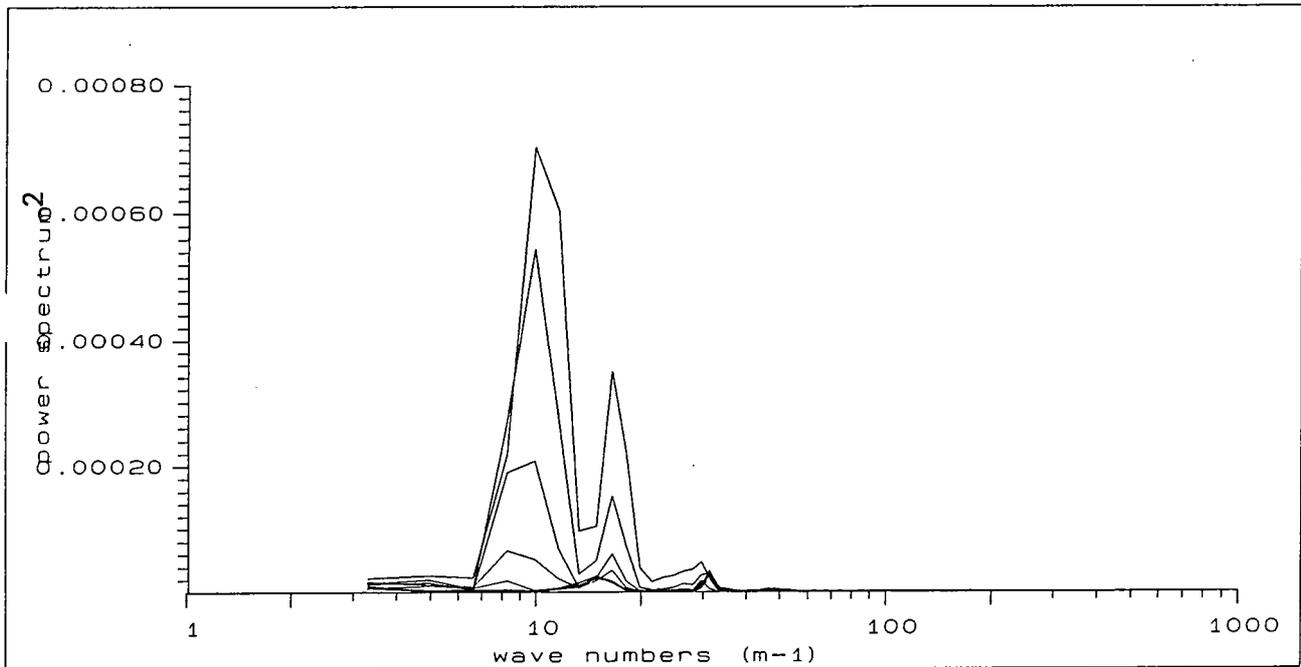
Nous pensons qu'il faut pour cela mettre en cause les conditions expérimentales, qui ne sont pas exactement semblables à ce qui est pris en compte dans le modèle analytique : la méthode des perturbations suppose d'abord que le bruit initial, avant compression, est "blanc", c'est à dire que le modèle possède effectivement quelques hétérogénéités en début d'expérience, mais que ces hétérogénéités ne présentent aucune longueur d'onde préférentielle. Ce n'est évidemment pas le cas dans les expériences analogiques. Les transformées de Fourier de la topographie des modèles montrent que certaines longueurs d'onde sont déjà présentes avant la compression, et que souvent, c'est l'une de ces longueurs d'onde qui se développe le plus rapidement (fig.IV-19). Remarquons toutefois qu'en général, un grand nombre de longueurs d'onde est présent avant la compression, et qu'une seule longueur d'onde est activée : parmi toutes les longueurs d'onde préexistantes, c'est celle dont le taux de croissance est le plus important. Elle n'est donc sans doute pas très éloignée de la longueur d'onde qui se serait développée spontanément si le bruit initial avait été blanc.

Ainsi, dans l'expérience K, des ondulations marquées, de 3 cm de longueur d'onde, sont présentes dans le modèle avant compression (fig.IV-20). Le spectre de Fourier de la topographie du modèle montre la présence de deux longueurs d'onde : 3 et 6 cm (fig.IV-21). Or la perturbation la plus instable dans le cas de l'expérience K a environ 10 cm de longueur d'onde. Elle est par conséquent nettement distincte des perturbations préexistantes. On observe que cette instabilité de grande longueur d'onde se développe rapidement, malgré les hétérogénéités initiales du modèle (fig.IV-21). Les perturbations de petite longueur d'onde se



**Fig. IV-20** Evolution de la topographie de l'expérience K.

Un profil topographique a été enregistré toutes les 5 mn, le premier (en bas sur la figure) avant compression, le dernier en fin d'expérience, après 30 mn de compression.



**Fig. IV-21** Transformée de Fourier des profils de l'expérience K (présentés ci-dessus).

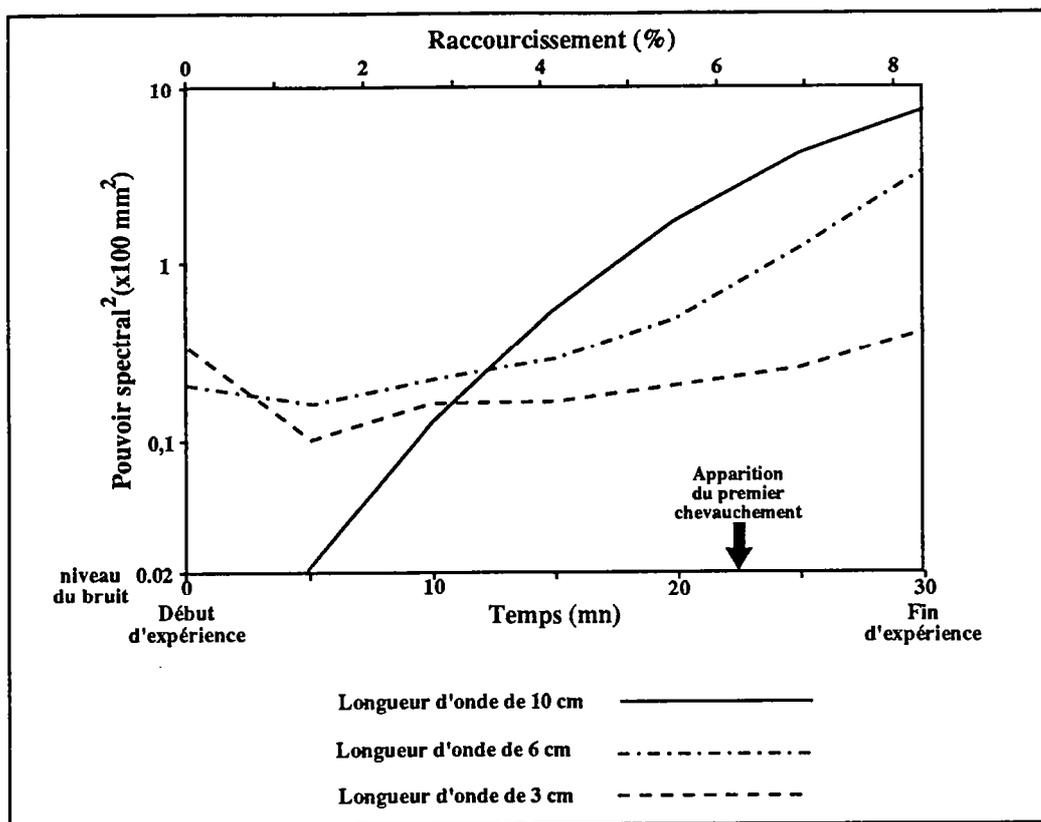
En abscisse, on a représenté l'inverse de la longueur d'onde (en m<sup>-1</sup>). L'instabilité de 3 cm de longueur d'onde ne se développe pratiquement pas, celle de 6 cm lentement. Finalement, c'est une instabilité de 10 cm de longueur d'onde, invisible en début d'expérience, qui contrôle la déformation.

développent également, mais beaucoup plus lentement (fig.IV-22 & IV-23), et elles n'apparaissent plus que de manière secondaire en fin d'expérience. On remarque d'ailleurs que la perturbation de 6 cm de longueur d'onde se développe rapidement par rapport à celle de 3 cm, qui elle n'a quasiment pas été amplifiée durant la compression. Dans cette expérience, l'instabilité initiale est trop éloignée de l'instabilité intrinsèque du modèle pour pouvoir contrôler la déformation. Par contre, on peut penser que l'instabilité initiale aurait pu contrôler la déformation si elle avait été assez proche de l'instabilité intrinsèque du modèle.

Les longueurs d'onde observées sur les modèles peuvent donc être biaisées par l'existence de perturbations préexistantes. Ce phénomène peut dans une certaine mesure expliquer la dispersion des rapports  $L/H_s$  mesurés. Il ne permet toutefois pas d'expliquer pourquoi la longueur d'onde observée ( $L = (6,4 \pm 1,7) \cdot H_s$ ) est systématiquement supérieure à celle prévue par les calculs analytiques ( $L = 4 \cdot H_s$ ).

Pour cela, nous pensons qu'il faut chercher une explication dans la forme et les dimensions de la boîte dans laquelle le modèle est comprimé : les dimensions de la boîte tendent à privilégier le développement de certaines instabilités, en particulier de celles dont la longueur d'onde ( $L$ ) vaut  $L = L_{\text{boite}}/2,5$  : en effet, on dépose en général, involontairement, un peu plus de sable sur les bords du modèle qu'à l'intérieur, créant ainsi deux synclinaux, qui sont en fait des bassins flexuraux liés aux surcharges de sable, à chaque extrémité du modèle (fig.IV-24). Or les expériences montrent que durant la compression, les dépressions initiales des modèles restent toujours des zones abaissées. Dans tous les modèles qui ont été réalisés, on conserve durant la déformation, à proximité des bordures de la boîte, les deux bassins flexuraux. On observe donc systématiquement  $(N+1/2)$  longueurs d'ondes du flambage,  $N$  étant un entier naturel. D'autre part, les effets transverses liés aux conditions aux limites appliquées en bordure de boîte favorisent l'apparition de la déformation au centre du modèle : en effet, la discontinuité latérale de vitesse est en général placée à peu près au milieu de la boîte. Les conditions aux limites latérales favorisent donc l'instabilité dont la longueur d'onde vaut  $L_{\text{boite}}/2,5$  ( $N=2$ ).

Dans plusieurs expériences, on constate effectivement que le rapport de la longueur d'onde du flambage ( $L$ ) sur la longueur de la boîte ( $L_{\text{boite}}$ ) vaut 2,5 : c'est par exemple le cas de l'expérience G. Les transformées de Fourier de la topographie d'autres



Topographie de l'expérience K :

Fig.IV-22 Evolution du pouvoir spectral des principales longueurs d'onde mises en évidence par transformée de Fourier.

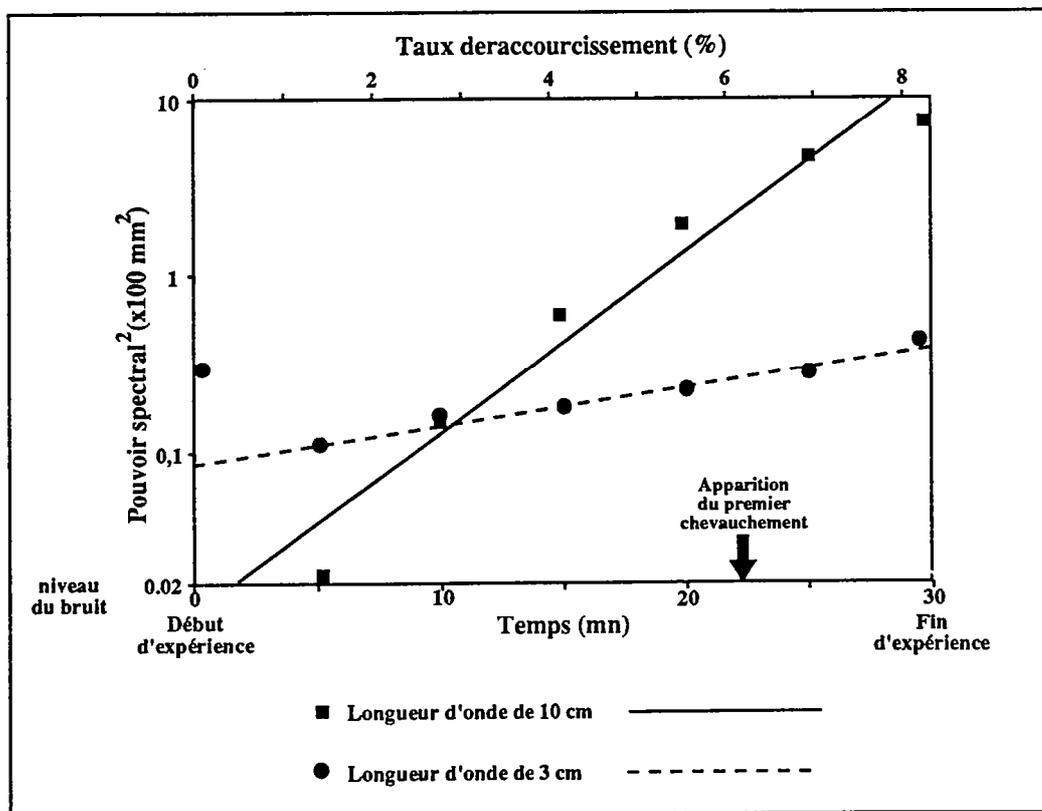


Fig.IV-23 L'instabilité de 10 cm de longueur d'onde croit rapidement ( $q = 40$ ). Celle de 3 cm de longueur d'onde, présente en début d'expérience, n'est presque pas amplifiée.

expériences montrent également que la longueur d'onde  $L = L_{\text{boite}}/2,5$  fait partie des longueurs qui ont été activées de manière importante, même si ce n'est pas la longueur d'onde de la perturbation la plus instable. On peut donc penser que, outre la rhéologie du modèle, les dimensions de la boîte contrôlent le taux de croissance de chaque instabilité, et favorisent les déformations de grande longueur d'onde (de l'ordre de 20 à 25 cm pour ces expériences).

On peut déjà supprimer pour calculer le rapport  $L/H_s$  expérimental, toutes les expériences pour lesquelles la longueur d'onde de la déformation  $L = L_{\text{boite}}/2,5$ . Ainsi, si l'on ne tient plus compte des expériences E et G, on trouve un rapport  $L/H_s$  de  $6 (\pm 1,3)$ , qui reste assez éloigné du rapport annoncé par les calculs analytiques. Remarquons toutefois que l'expérience de Tondji-Biyo donne un rapport très voisin de 4. Or, cette expérience a été réalisée dans une boîte extrêmement longue où les frottements latéraux ont été supprimés (on a ajouté de la vaseline sur les parois latérales de la boîte). Les dimensions de la boîte ne privilégient dans cette expérience aucune longueur d'onde, ce qui pourrait expliquer que la longueur d'onde observée soit proche de celle prévue par la méthode analytique. Il semble donc que la différence constatée entre le rapport  $L/H_s$  expérimental (voisin de 6) et le rapport théorique (environ 4) soit en partie due aux conditions expérimentales, qui favorisent les grandes longueurs d'onde.

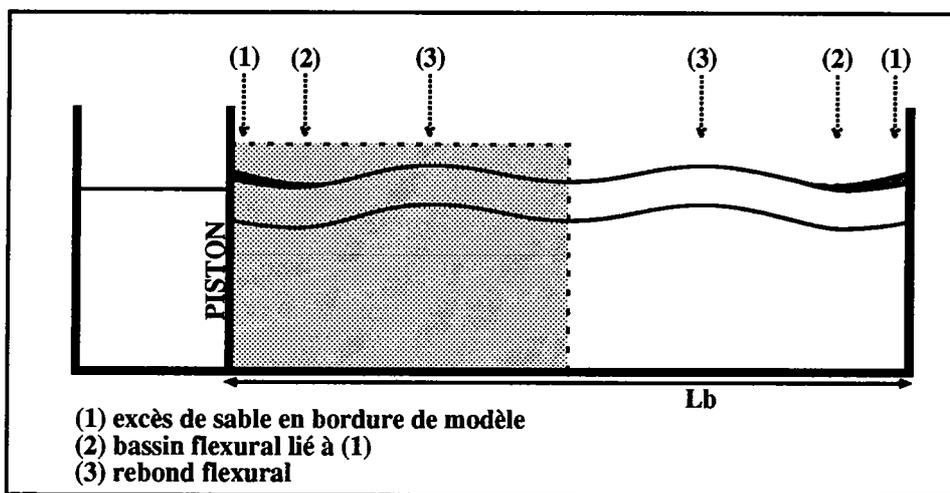
Il faut aussi noter que d'autres paramètres, qui n'ont pas été pris en compte dans les modèles analytiques, peuvent également modifier la longueur d'onde des instabilités. Ce pourrait par exemple être le cas de l'élasticité des niveaux fragiles (on a vu au paragraphe précédent que la compaction des couches de sable peut s'assimiler en compression à un comportement élastique). En effet, une plaque mince élastique flambe avec une longueur d'onde ( $L$ ) égale à :

$$L = 2 \pi \left( \frac{E h^3}{12 (1 - \nu^2) \rho g} \right)$$

On peut estimer le coefficient de Poisson ( $\nu$ ) proche de 0 lors de la compaction du sable;  $E$  a été évalué au paragraphe précédent (page 75) à environ :

$$E = \frac{2 \rho g h}{\epsilon_R} \sim \frac{2 \rho g h}{0,03}$$

Si la couche de sable se comportait comme une plaque élastique reposant sur un niveau ductile peu résistant, elle flamberait donc en compression avec une longueur d'onde  $L \sim 10.H_s$ . Cette



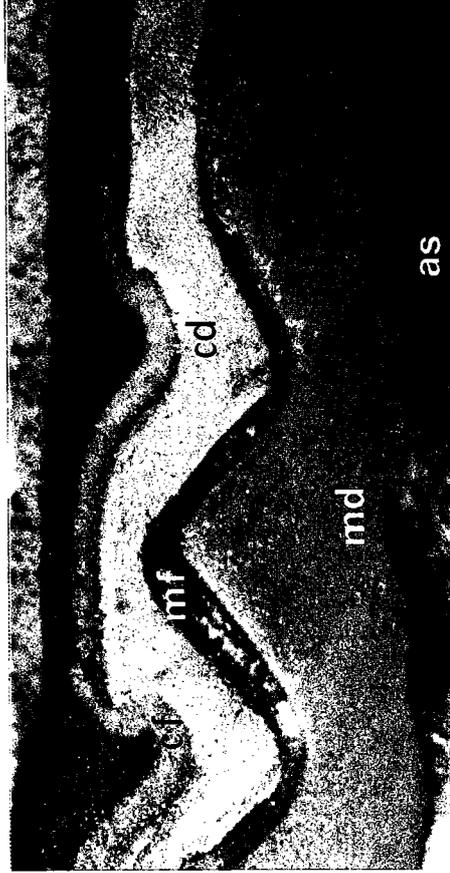
*Fig.IV-24* Développement d'une instabilité liée à la géométrie de la boîte :

souvent, 3 synclinaux sont présents avant compression dans le modèle (voir schéma ci-dessus). Les conditions aux limites concentrent la déformation sur les bords et au milieu de la boîte : la profondeur des 3 synclinaux est amplifiée. Une instabilité de longueur d'onde  $L = Lb / 2,5$  se développe.

Expérience	H1 (sable) (en mm)	H2 (silicone) (en mm)	H3 (sable) (en mm)	H4 (silicone) (en mm)	Grande longueur d'onde L (en mm)	$L$ $\frac{L}{(H1+H2+H3)}$	Petite longueur d'onde l (en mm)	L/H1
L	8	2	5	3	90	6	-	-
M	10	4	3	8	100	5,9	-	-
N	3	8	3	20	90	6,4	40	13,3
O	3	9	3	16	90	5,8	35	10
P	4	8	3	20	75	5	45	11
Q	6	6	5	20	90	5,3	-	-
R	9	4	9	14	-	-	-	-
S	10	3	9	14	-	-	-	-
1	10	10	10	10	90	3	-	-
2	18	10	10	8	160	4,2	-	-
3	15	5	6	14	130	5	-	-
4	5	10	7	13	125	5,7	-	-
5	5	10	7	13	125	5,7	-	-

Fig. IV-25 Longueur d'onde du flambage lithosphérique et crustal dans les expériences 4 couches :

-Le rapport  $L/(H1+H2+H3)$  reste voisin de 5,5.  
L'instabilité crustale ne se manifeste que lorsque les deux niveaux fragiles sont très découplés.  
Sa longueur d'onde est alors égale à environ  $12xH1$ .



Légende :

ef : croûte fragile; cd : croûte ductile;

mf : manteau fragile; md : manteau ductile; as : asthénosphère.

*Fig. IV-26* Section verticale d'une partie de l'expérience Q :

Le flambage lithosphérique est la seule instabilité visible.  
Il affecte les 2 niveaux fragiles et la croûte ductile.

longueur d'onde est fortement supérieure à celle observée expérimentalement. Toutefois, on peut se demander dans quelle mesure le comportement pseudo-élastique du sable avant compression peut favoriser l'apparition d'instabilités dont la longueur d'onde est proche de 10 fois l'épaisseur de la couche fragile.

Quoi qu'il en soit, on constate que les expériences analogiques constituent une bonne vérification des résultats analytiques (chapitre III) : une seule instabilité se développe : le flambage de la couche fragile. La longueur d'onde de la perturbation ne dépend que de l'épaisseur du niveau fragile, et le rapport  $L/H_s$  déterminé expérimentalement n'est pas fondamentalement différent de celui obtenu à partir des calculs analytiques (6 au lieu de 4). Nous avons vu que ce rapport est sans doute exagéré dans les expériences à cause des conditions aux limites appliquées aux modèles, et tout porte à croire que des expériences dans lesquelles les conditions aux limites seraient moins contraignantes permettraient de retrouver également de manière quantitative les résultats de l'étude analytique.

## *2.2. Dans les modèles 4 couches.*

Les modèles 4 couches montrent eux aussi presque systématiquement un épisode de flambage précédant l'apparition des premiers chevauchements. Nous avons reporté en figure IV-25 la longueur d'onde du flambage mesurée dans l'ensemble des expériences. Le plus souvent, une seule instabilité peut être observée en début de compression. La longueur d'onde de cette instabilité est proportionnelle à la profondeur de la base de la seconde couche de sable (fig.IV-25) : on constate que le rapport  $L / (H_1 + H_2 + H_3)$  est à peu près constant dans l'ensemble des expériences et vaut en moyenne  $5,3 (\pm 1)$ . Si l'on ne conserve que les expériences dans lesquelles la perturbation s'est suffisamment développée pour que sa longueur d'onde ait pu être mesurée avec précision (expériences L, M, N, O, P, Q, 3, 5), on obtient des résultats encore moins dispersés ( $L / (H_1 + H_2 + H_3) = 5,6 (\pm 0,5)$ ).

Les coupes réalisées dans ces modèles (fig.IV-26) montrent que cette instabilité correspond au flambage de l'ensemble des deux couches fragiles et du niveau de silicone intermédiaire. Il s'agit en fait du flambage lithosphérique décrit au chapitre III : cette



**Légende :**

cf : croûte fragile; cd : croûte ductile;  
 md lithosphère inférieure ductile; as : Asthénosphère.



**Fig. IV-27** Section verticale de l'expérience P.

L'analyse de Fourier de cette section montre la présence de deux longueurs d'onde, qui affectent également chaque niveau fragile. On observe néanmoins que dans le quart droit peu déformé de la section, la couche de sable inférieure décrit un seul pli de grande longueur d'onde, pendant que la couche supérieure montre de petites longueurs d'onde.

instabilité est guidée par l'ensemble des deux niveaux fragiles. La méthode des perturbations prévoit que sa longueur d'onde est proportionnelle à l'épaisseur du tricouche fragile-ductile-fragile, ce qui se confirme bien expérimentalement. On vérifie d'autre part que cette instabilité se développe systématiquement, comme l'annoncent les calculs analytiques.

La méthode des perturbations prévoit également que, lorsque deux couches fragiles sont séparées par un niveau visqueux, des instabilités de petite longueur d'onde peuvent aussi se développer (cf chapitre III). Dans le cas de la lithosphère continentale, la déformation de petite longueur d'onde correspond au flambage de la croûte supérieure, mais cette instabilité ne peut se développer que si la croûte et le manteau supérieurs sont suffisamment découplés.

Le développement d'une seconde instabilité, de plus faible longueur d'onde, a pu être observée dans 3 expériences (expériences N, O et P). Ces expériences sont celles pour lesquelles les deux couches de sable sont les plus découplées : le niveau ductile intermédiaire est en effet bien plus épais que les deux couches fragiles. Nous avons obtenu des coupes pour deux de ces expériences (fig.IV-27 & IV-28). Ces coupes montrent clairement la superposition des deux instabilités (crustale et lithosphérique). De plus, on constate que les deux longueurs d'onde sont présentes dans le niveau fragile supérieur, alors que seule la grande longueur d'onde apparaît dans le niveau sableux inférieur. Cette observation est confirmée par l'analyse par transformées de Fourier de la topographie de chaque interface : l'analyse fait apparaître deux longueurs d'onde sur l'interface supérieure, alors que seule la grande longueur d'onde est présente dans la couche de sable inférieure (fig.IV-29). Les données seraient encore plus parlantes si la longueur d'onde initiale des instabilités n'était pas modifiée par le raccourcissement des structures. Pour éviter ce problème, nous avons considéré en figure IV-30 une portion de coupe dans laquelle la compression est restée modérée : les deux longueurs d'onde apparaissent alors très nettement à la surface du modèle.

L'instabilité de petite longueur d'onde ne concerne que la couche supérieure de sable : il s'agit du flambage crustal décrit au chapitre III. On doit donc s'attendre à ce que la longueur d'onde de cette instabilité ( $l$ ) soit proportionnelle à l'épaisseur de la première couche fragile ( $H_1$ ). Le rapport  $l/H_1$  a été calculé pour les 3 expériences dans lesquelles le flambage crustal apparaît. Il vaut environ 12 (fig.IV-25), ce qui est nettement différent du rapport prévu

Légende :  
 S : surface du modèle;  
 cd : croûte ductile;  
 M : moho;  
 md : manteau ductile;  
 as : Asthénosphère.

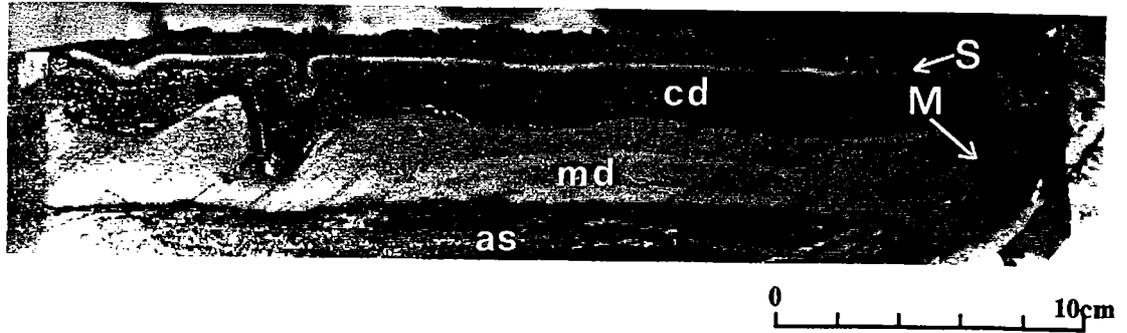


Fig. IV-28 Section verticale de l'expérience O.

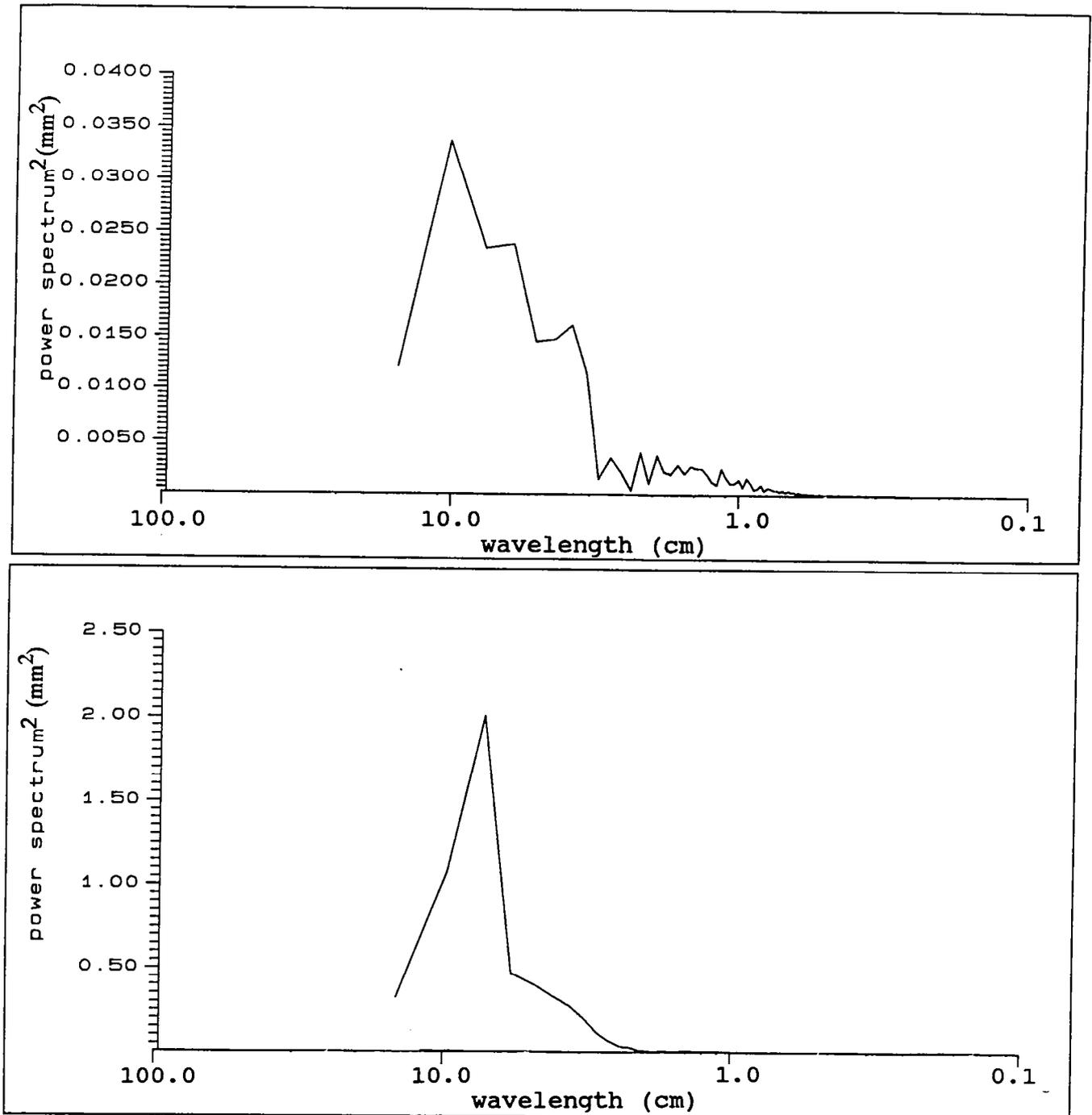


Fig. IV-29 Transformée de Fourier de la topographie de la surface (en haut) et du moho (en bas) de la section de l'expérience O présentée ci-dessus.

Une seule longueur d'onde apparait dans le manteau, alors que l'analyse montre la présence de plusieurs longueurs d'onde dans la croûte. Les résultats seraient encore plus démonstratifs si l'on pouvait tenir compte du raccourcissement des ondulations dû à la compression dans les zones les plus déformées.

par l'étude analytique (environ 4). Les raisons de la différence qui peut être notée ici entre modèles analytique et analogique sont mal comprises : on peut penser que les conditions aux limites privilégient l'apparition des instabilités de grande longueur d'onde : on pourrait ainsi expliquer pourquoi l'instabilité crustale apparaît aussi peu souvent dans les modèles. Mais alors, pourquoi la longueur d'onde de l'instabilité lithosphérique n'est-elle pas elle aussi nettement plus grande que prévu ? On peut aussi remarquer que l'instabilité crustale se développe postérieurement à l'instabilité de grande longueur d'onde (fig.IV-35) : la longueur d'onde du flambage crustal pourrait alors être contrôlée par celle de l'instabilité lithosphérique. Les calculs analytiques ne permettent pas d'établir de quelle manière les différentes instabilités interfèrent entre elles : on a en effet supposé qu'elles sont linéairement indépendantes, ce qui n'est vrai que lorsque les perturbations sont infinitésimales. D'autres hypothèses pourraient sans doute également être avancées, mais il apparaît en fait que nous ne disposons pas d'un nombre suffisant d'expériences dans lesquelles l'instabilité crustale est présente pour pouvoir conclure définitivement.

Pour résumer, nous constatons que les modèles analogiques comportant deux niveaux fragiles peuvent développer deux instabilités : l'une apparaît systématiquement, il s'agit du flambage lithosphérique. L'autre n'apparaît que lorsque les deux niveaux de sable sont suffisamment découplés; Il s'agit du flambage crustal. La vérification expérimentale des résultats analytiques présentés au chapitre III est donc, au moins qualitativement, très probante.

### **3. L'amplification des perturbations.**

L'amplification des perturbations a pu être étudiée de manière précise grâce aux données laser. Des coupes de la topographie des modèles ont été enregistrées régulièrement. L'analyse par transformée de Fourier de ces enregistrements montre la croissance de chaque perturbation.

Prenons l'exemple de l'expérience G (fig.IV-15), dans laquelle une seule instabilité, de 20 cm de longueur d'onde, se développe, jusqu'à l'apparition du premier

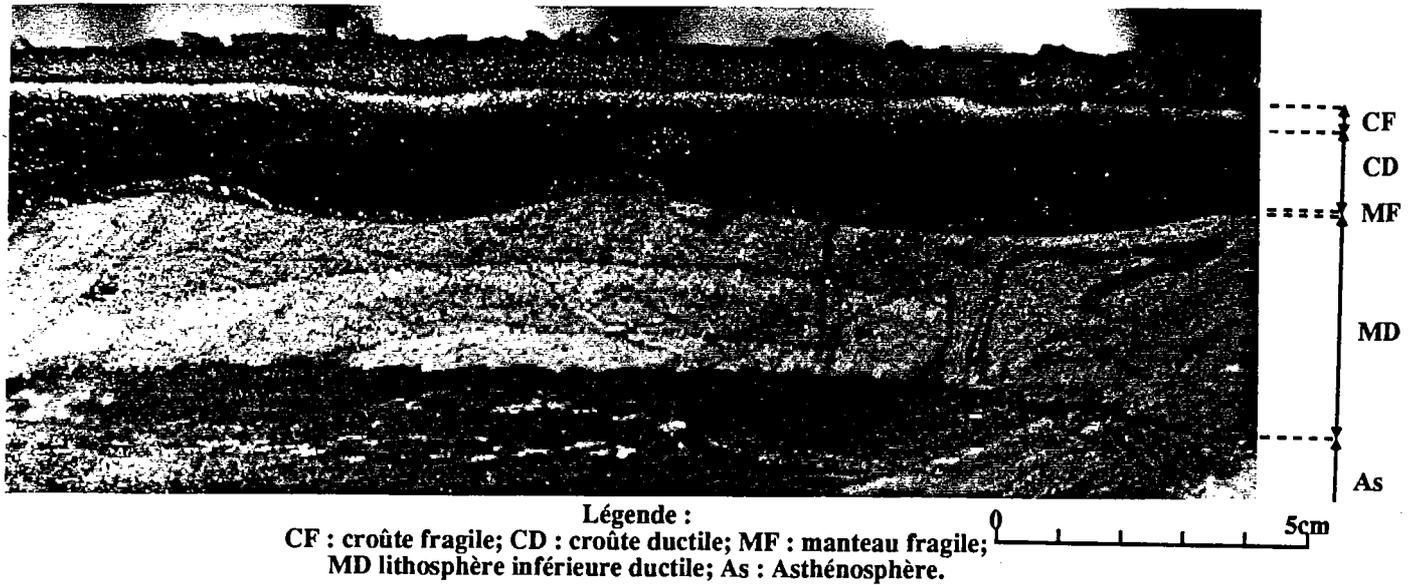


Fig. IV-30 Section verticale d'une partie peu déformée de l'expérience O.

La section complète se trouve en figure . Le moho décrit une sinusoïde de 10 cm de longueur d'onde. Les déformations de la surface sont moins marquées.

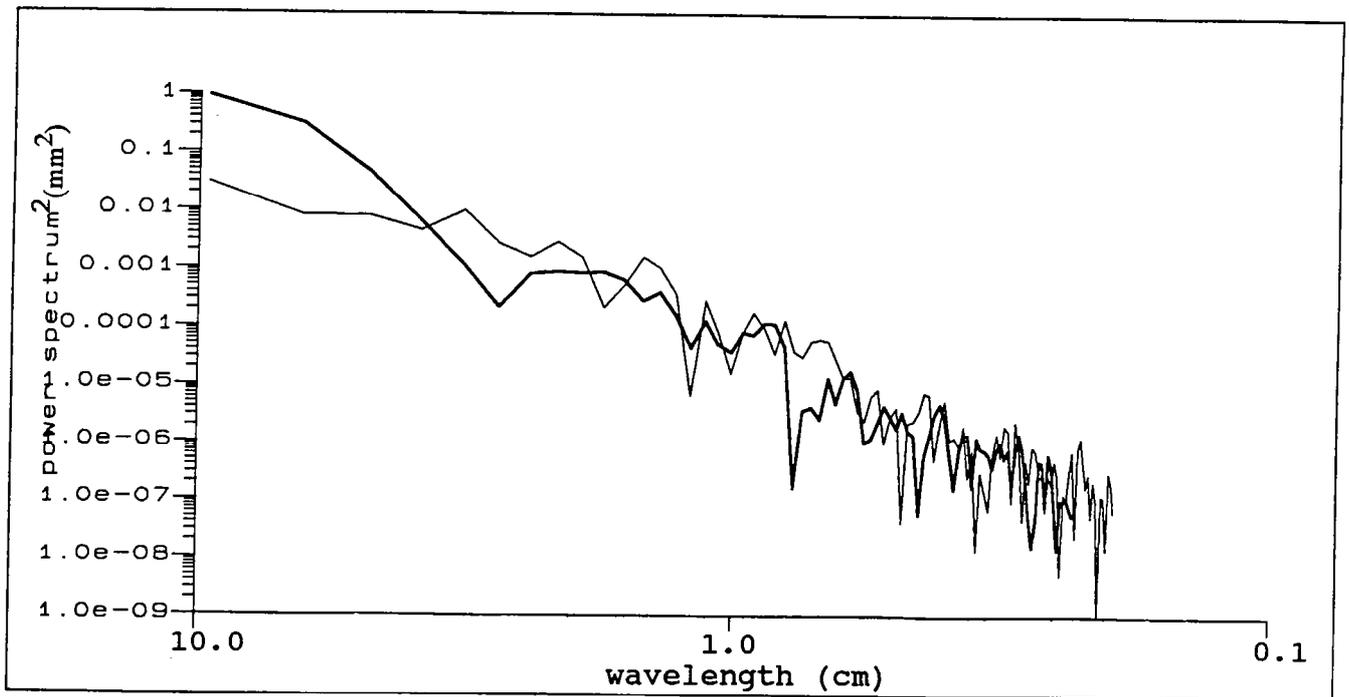
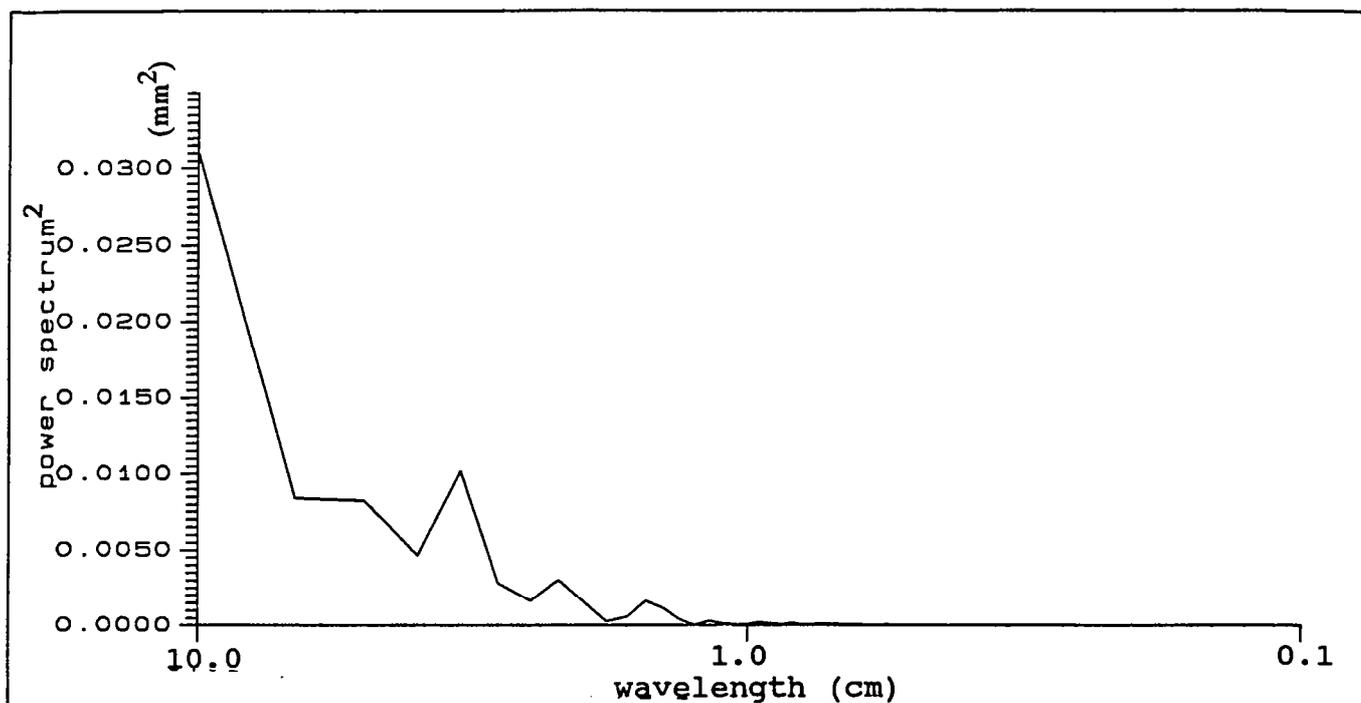


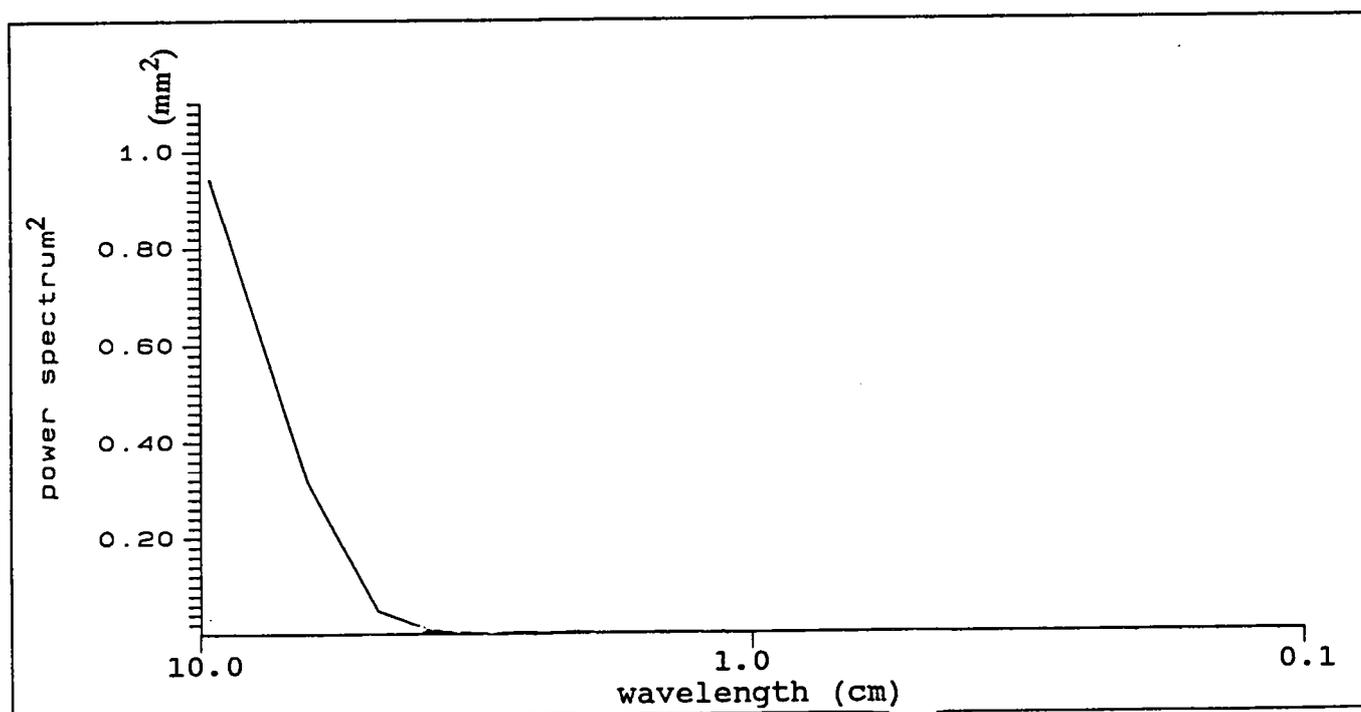
Fig. IV-31 Transformée de Fourier de la topographie de la surface et du moho, pour la section de l'expérience O présentée ci-dessus.

Dans l'expérience, le moho est très affecté par les déformations de 10 cm de longueur d'onde (flambage lithosphérique) (en trait gras sur la figure). Par contre, la croûte est plus affectée par les déformations de 2 à 4 cm de longueur d'onde (flambage crustal) (trait fin).



**Fig.IV-32** Transformée de Fourier de la topographie de la surface de la section de l'expérience O présentée ci-contre.

2 longueurs d'onde (10 et 3,5 cm) apparaissent : l'instabilité de 10 cm de longueur d'onde affecte également le manteau fragile (voir ci-dessous); Il s'agit de flambage lithosphérique. Celle de 3,5 cm ne concerne que la partie supérieure du modèle; Il s'agit de flambage crustal.



**Fig.IV-33** Transformée de Fourier de la profondeur du moho pour la section de l'expérience O présentée ci-contre.

Une seule longueur d'onde (10 cm) apparaît : le flambage lithosphérique est la seule perturbation qui affecte le manteau fragile.

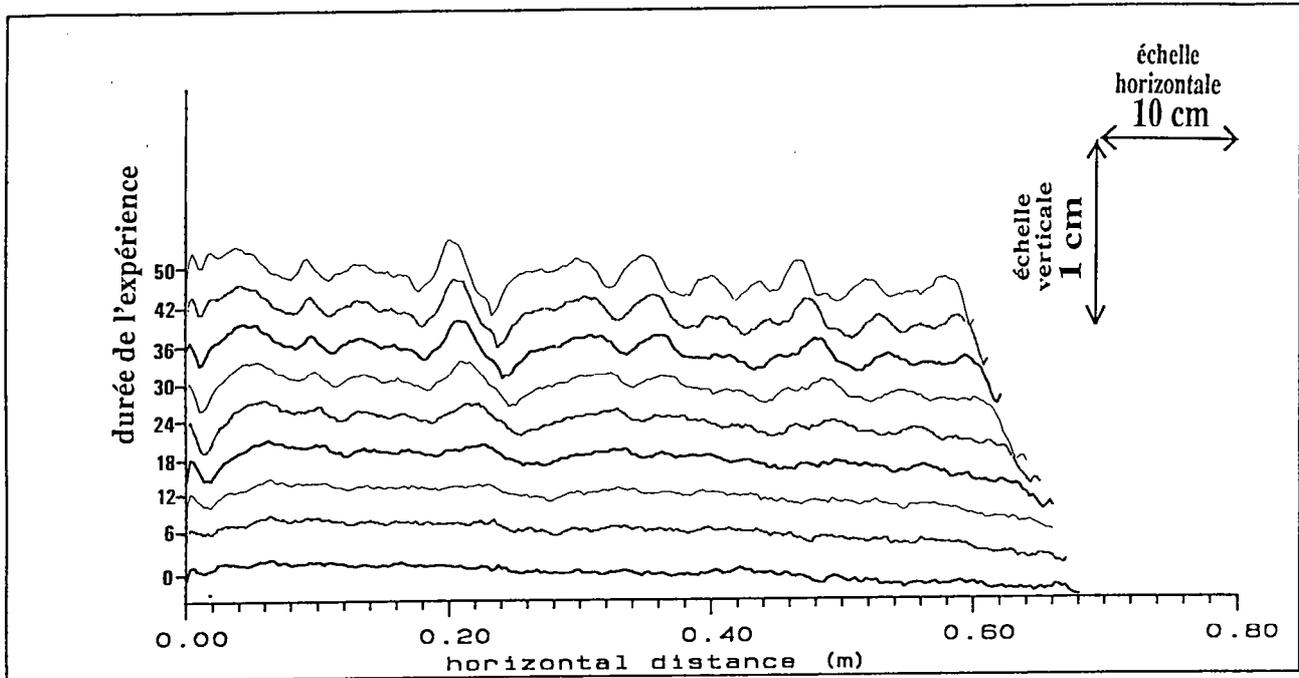
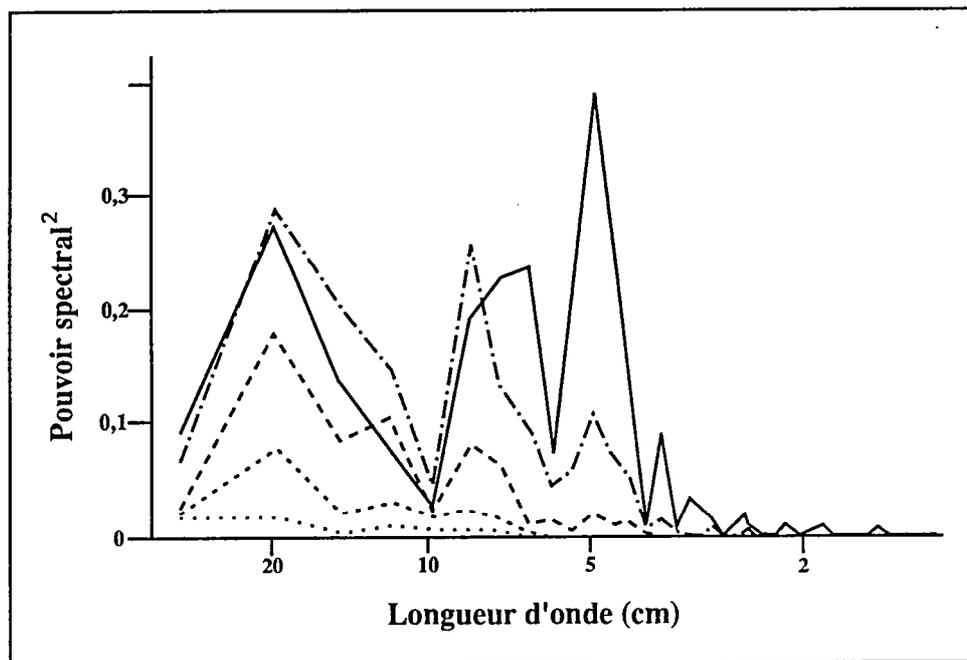


Fig. IV-34 Evolution de la topographie de l'expérience N



transformée de Fourier de la topographie du modèle

- ..... Avant compression
- Après 12 mn d'expérience (3,6% de compression)
- Après 24 mn d'expérience (7,2% de compression)
- Après 36 mn d'expérience (10,8% de compression)
- Après 50 mn d'expérience (15 % de compression)

Fig. IV-35 Transformée de Fourier de la topographie de l'expérience N

3 longueurs d'onde sont activées : la longueur d'onde de 20 cm est liée aux conditions aux limites (géométrie de la boîte).

Les deux autres longueurs d'onde correspondent au développement du flambage lithosphérique (longueur d'onde de 9 cm) et du flambage crustal (longueur d'onde de 4,5 cm). On constate que l'instabilité crustale se développe après l'instabilité lithosphérique.

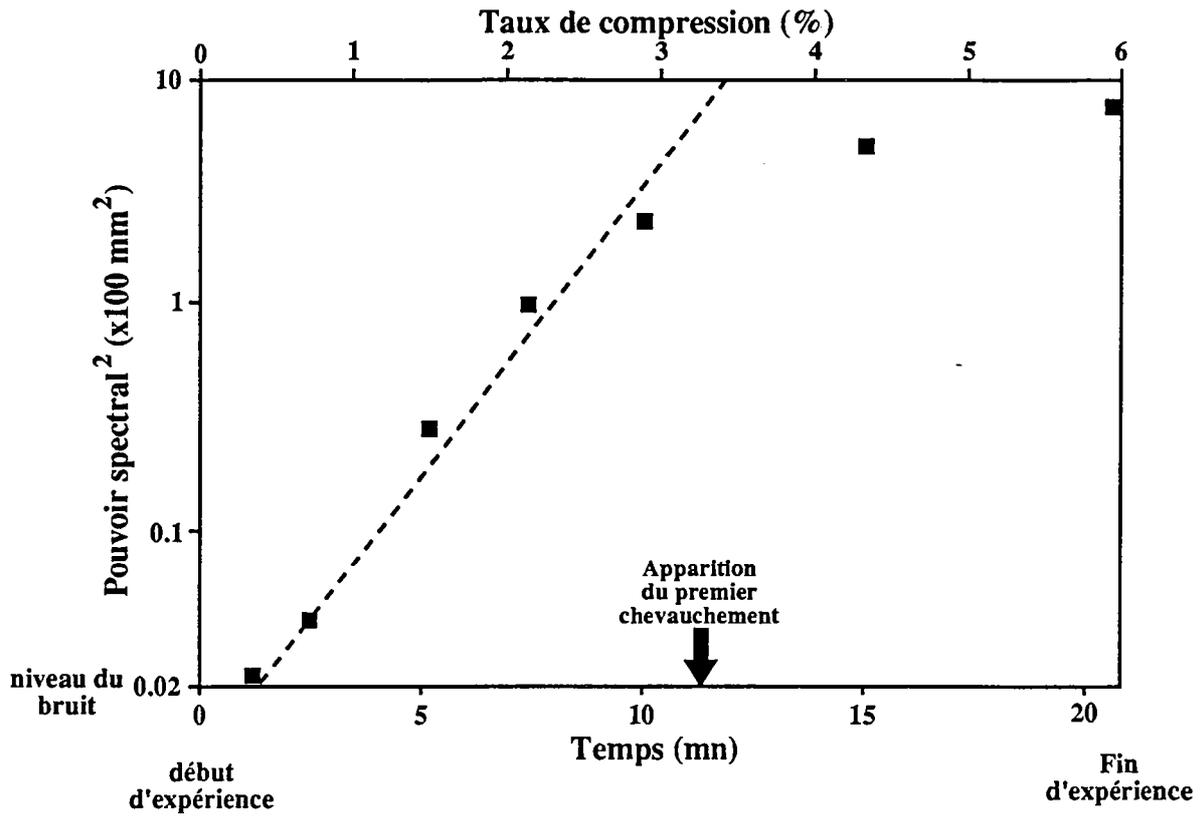


Fig.IV-36 Expérience G : croissance du flambage lithosphérique

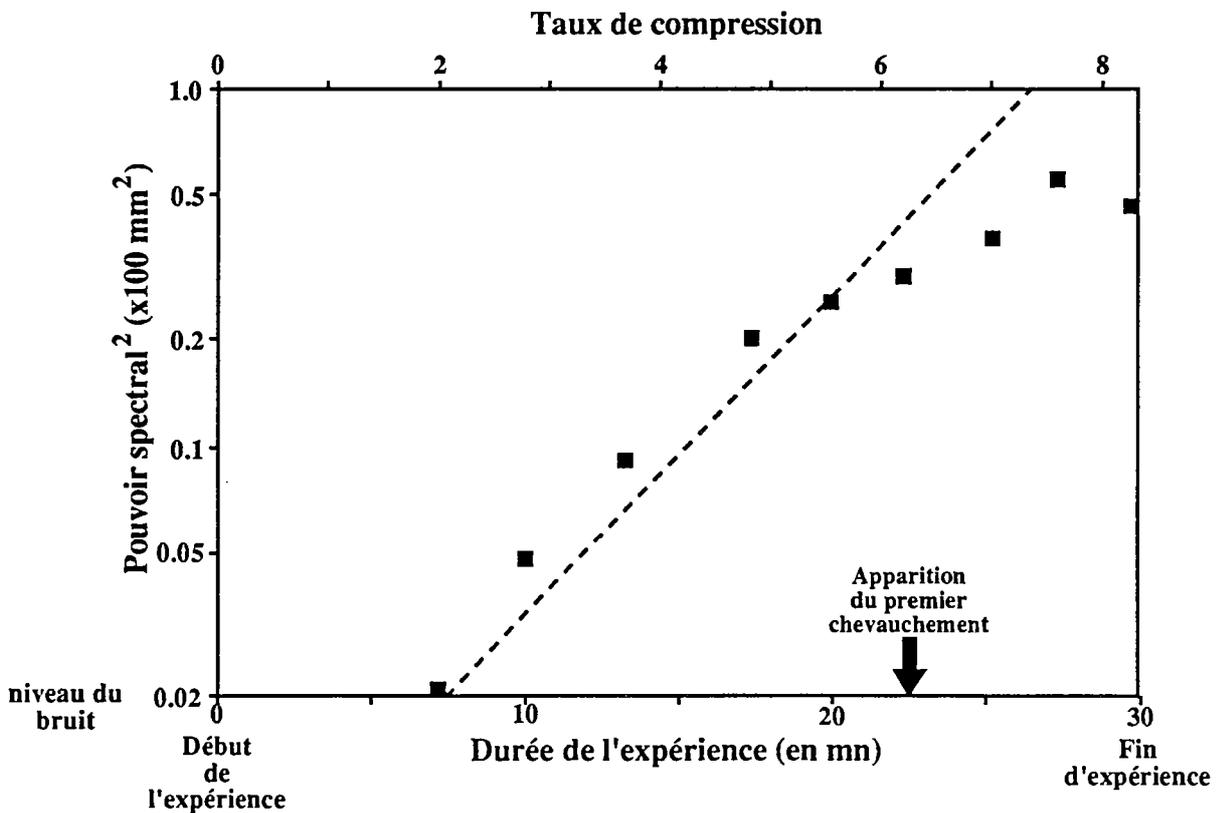


Fig.IV-37 Expérience H : croissance du flambage lithosphérique

chevauchement. On peut étudier l'évolution en fonction du temps l'amplitude de la déformation de cette longueur d'onde (fig.IV-36). On constate que durant les premiers stades de la compression, avant l'apparition du premier chevauchement, l'amplitude de la déformation croît exponentiellement en fonction du temps (en figure IV-36, les valeurs du carré du pouvoir spectral s'alignent sur une même droite dans un diagramme semi-logarithmique). On retrouve bien, là encore, les résultats annoncés par la méthode des perturbations, qui prévoit une croissance exponentielle des instabilités (chapitre III).

On peut donc mesurer expérimentalement le taux de croissance ( $q$ , valeur sans unité) des instabilités : il est proportionnel à la pente de la droite de la figure IV-36, puisque :

$$A = A_0 \exp ( q \dot{\epsilon} t )$$

i.e. :

$$A^2 = A_0^2 \exp ( 2 q \dot{\epsilon} t )$$

Nous avons reporté en figure IV-38 les taux de croissance mesurés pour chaque instabilité observée. Ils varient en général assez peu, entre 20 et 100. On n'observe pas de relation évidente entre la rhéologie des modèles et les taux de croissance observés.

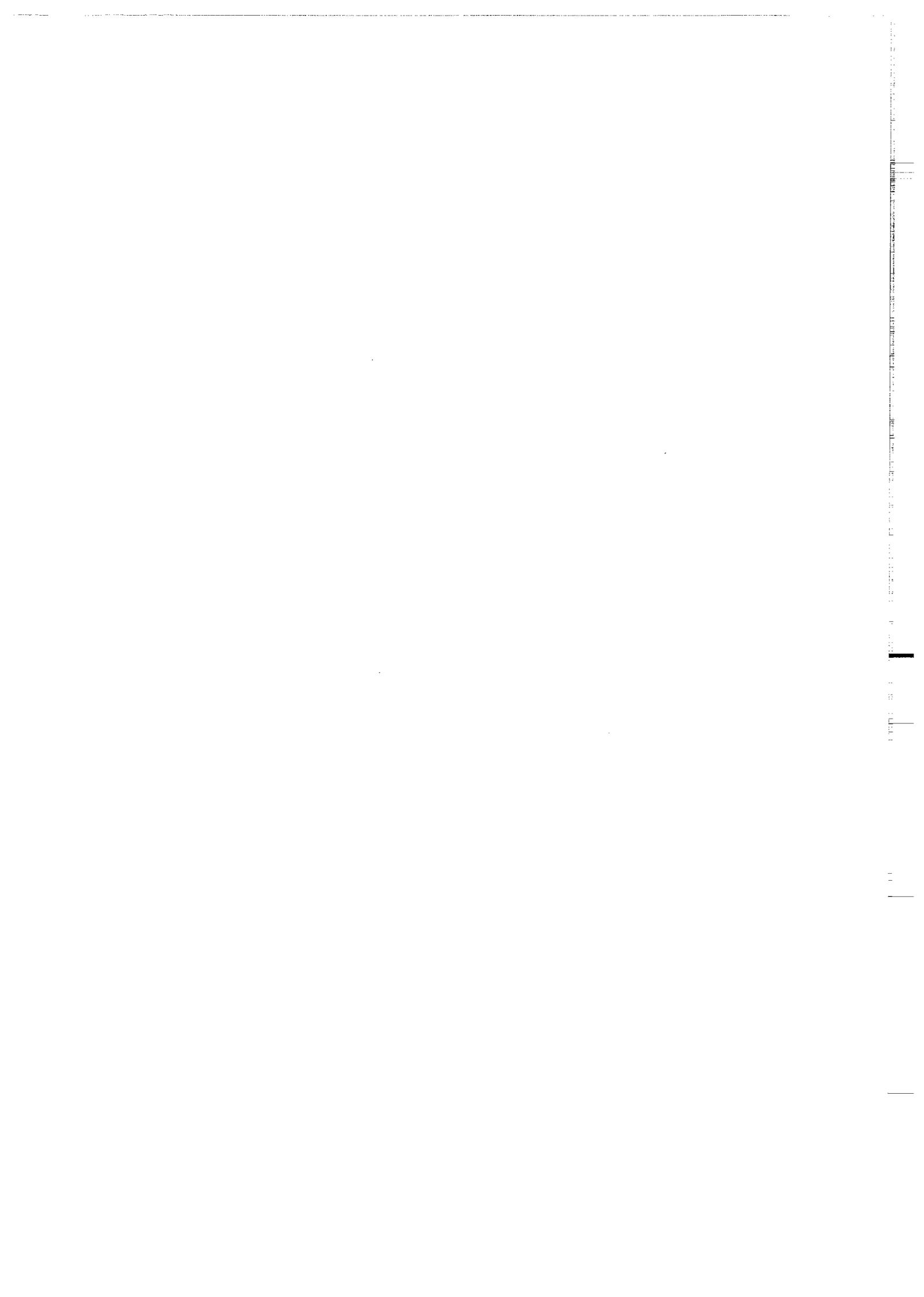
Les calculs analytiques développés au chapitre III ne sont valables que lorsque les instabilités restent infinitésimales. Il est d'ailleurs évident que le flambage initial ne peut pas croître exponentiellement indéfiniment : très vite, les effets de la gravité vont se faire ressentir et freiner le développement du flambage : en effet, le flambage crée des structures qui ne sont pas isostatiques, et qui demandent beaucoup d'énergie gravitaire. Expérimentalement, on observe que le taux de croissance des perturbations diminue lorsque les instabilités atteignent une certaine amplitude. Finalement, les instabilités cessent de croître. Le raccourcissement se traduit alors, soit par le développement d'autres instabilités, soit par la fracturation du modèle. L'étude de l'apparition de la fracturation est développée au chapitre V de cette thèse.

Expérience	Longueur d'onde (en mm)	Taux de croissance (uSI)
F	90	45
G	200	90
H	90	25
K	100	40
	60 <sup>(1)</sup>	20
	30 <sup>(1)</sup>	9
N	90	10
	45 <sup>(2)</sup>	35

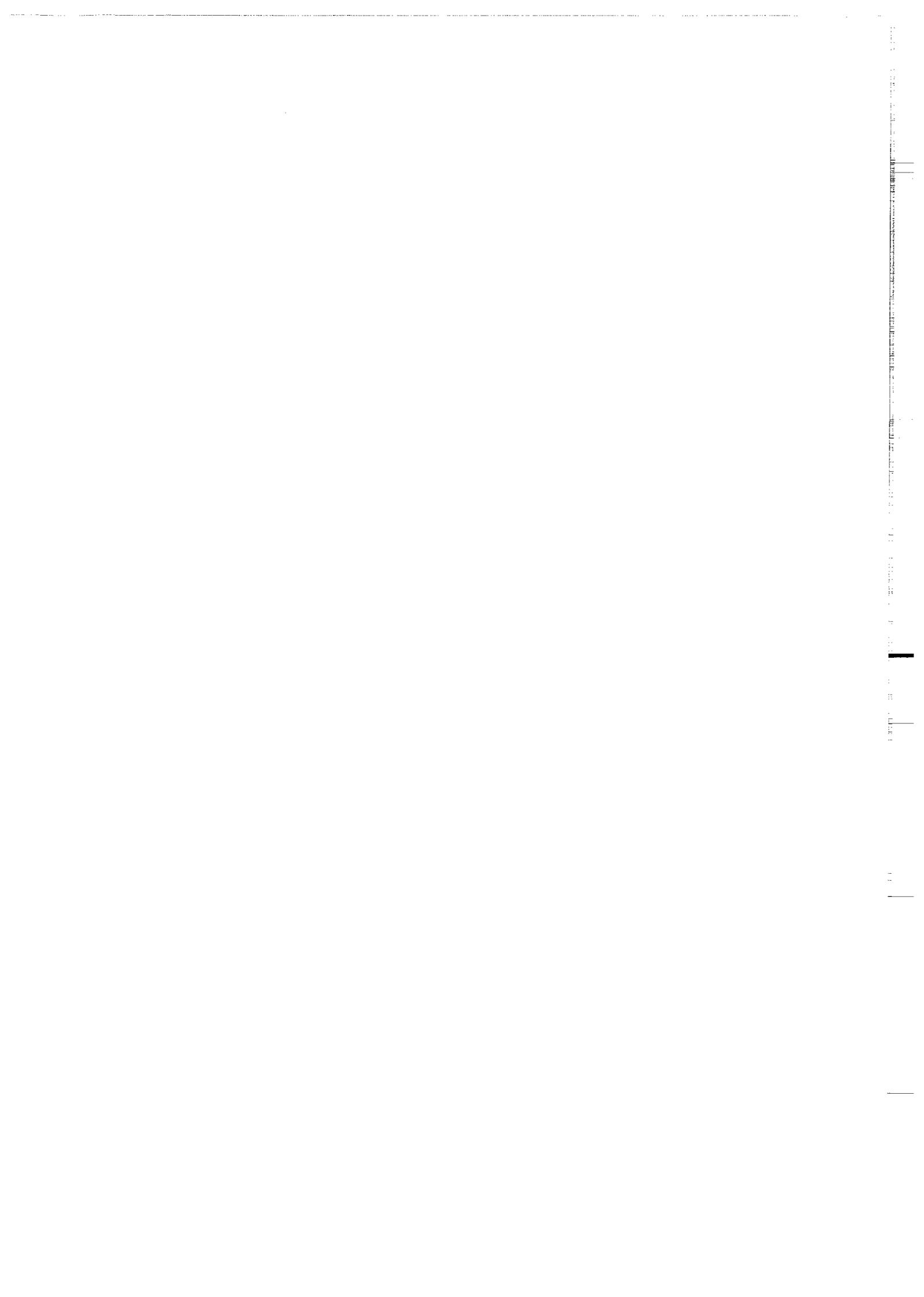
(1) Il s'agit d'instabilités présentes en début d'expérience, et qui deviennent secondaires en cours de compression (cf texte).

(2) Cette instabilité n'affecte que le niveau supérieur de sable (flambage crustal).

*Fig.IV-38* Taux de croissance mesurés expérimentalement.

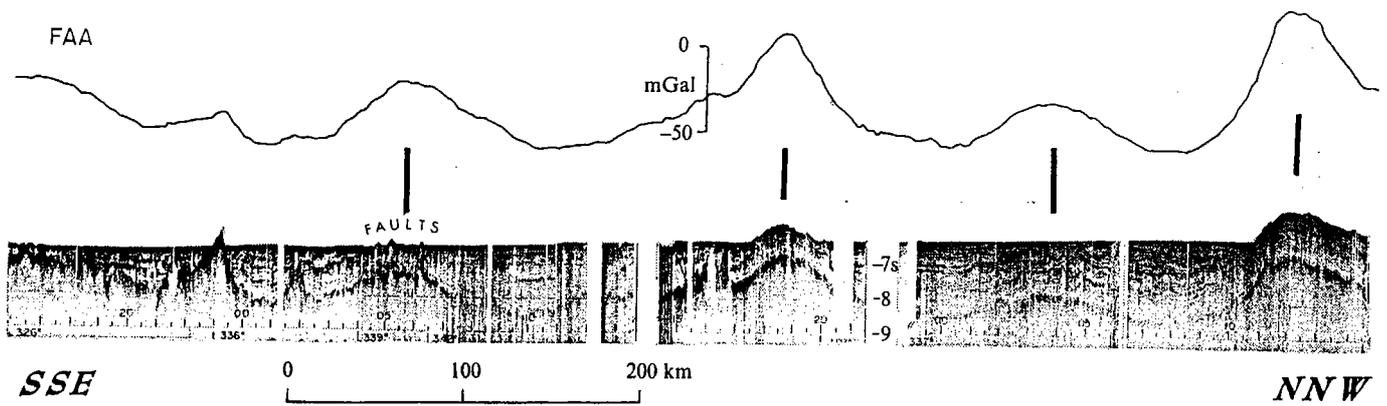


**V.**  
**INSTABILITES ET FRACTURATION**



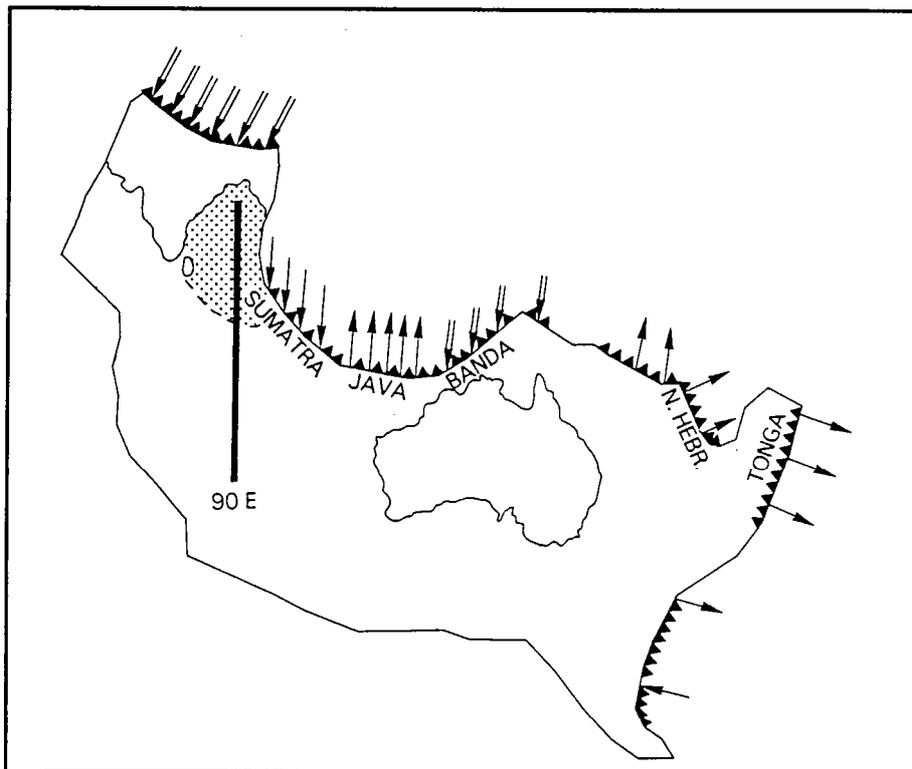
Nous avons étudié dans les chapitres précédents la naissance et la croissance des instabilités lithosphériques en compression. Nous avons vu que l'étude analytique (chapitre III) et les modèles analogiques (chapitre IV) donnent des résultats cohérents. Ils annoncent le développement de flambage lors des premiers stades de compression de la lithosphère. Toutefois, ces résultats ne sont valables que pour de faibles taux de compression. Il s'agit de savoir comment évoluent les structures qui ont été mises en évidence, lorsque la compression devient plus importante. Pour cela, nous nous appuyons sur l'observation des modèles analogiques.

Les expériences montrent que, lorsque le taux de compression devient important, le flambage initial s'amplifie (chapitre IV). Puis, des failles inverses apparaissent dans les niveaux fragiles des modèles. La position des failles inverses est souvent contrôlée par le flambage. Toutefois, la fracturation est un phénomène bien plus complexe que le développement d'instabilités non-homogènes, pour lequel nous ne disposons plus de théorie simple permettant d'expliquer et de comprendre l'évolution observée des structures. Ce chapitre sera donc beaucoup plus descriptif et moins théorique que le chapitre précédent. Nous essaierons de mettre l'accent sur les observations qui peuvent être rattachées directement et de manière simple à des phénomènes géologiques. Commençons par l'observation des modèles 2-couches, dans lesquels la fracturation reste assez simple.



*Fig.V-1* Mise en évidence du flambage lithosphérique dans l'Océan Indien (Weissel et al., 1980).

Les données géophysiques disponibles (gravimétrie et sismique réflexion) ne montrent aucune faille inverse d'échelle lithosphérique.



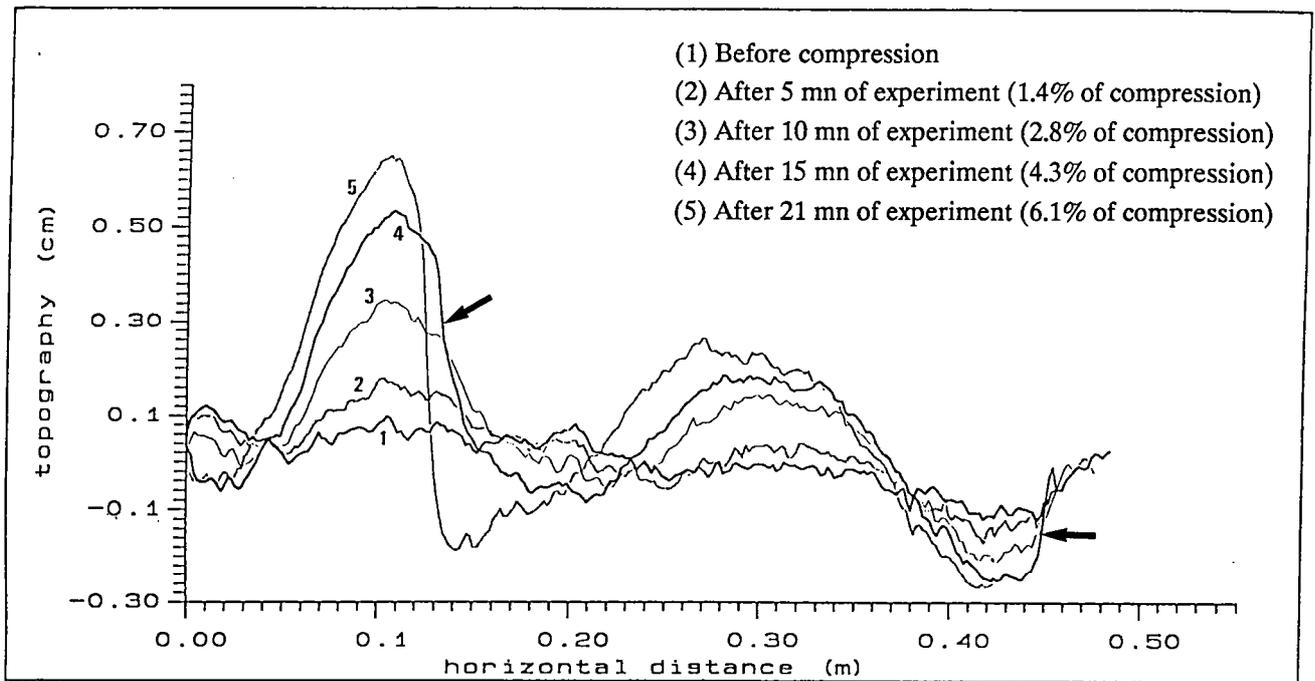
*Fig.V-2* Position de la zone déformée de l'Océan Indien au sein de la plaque indo-australienne (Cloetingh & Wortel, 1986)

Les flèches indiquent les conditions aux limites s'exerçant sur la plaque : doubles flèches : collision intra-continentale; simples flèches : subduction. Lorsque les flèches convergent (resp. divergent) vers la plaque, la subduction se traduit par une compression (resp. une traction) : la lithosphère subductée est jeune (resp. âgée).

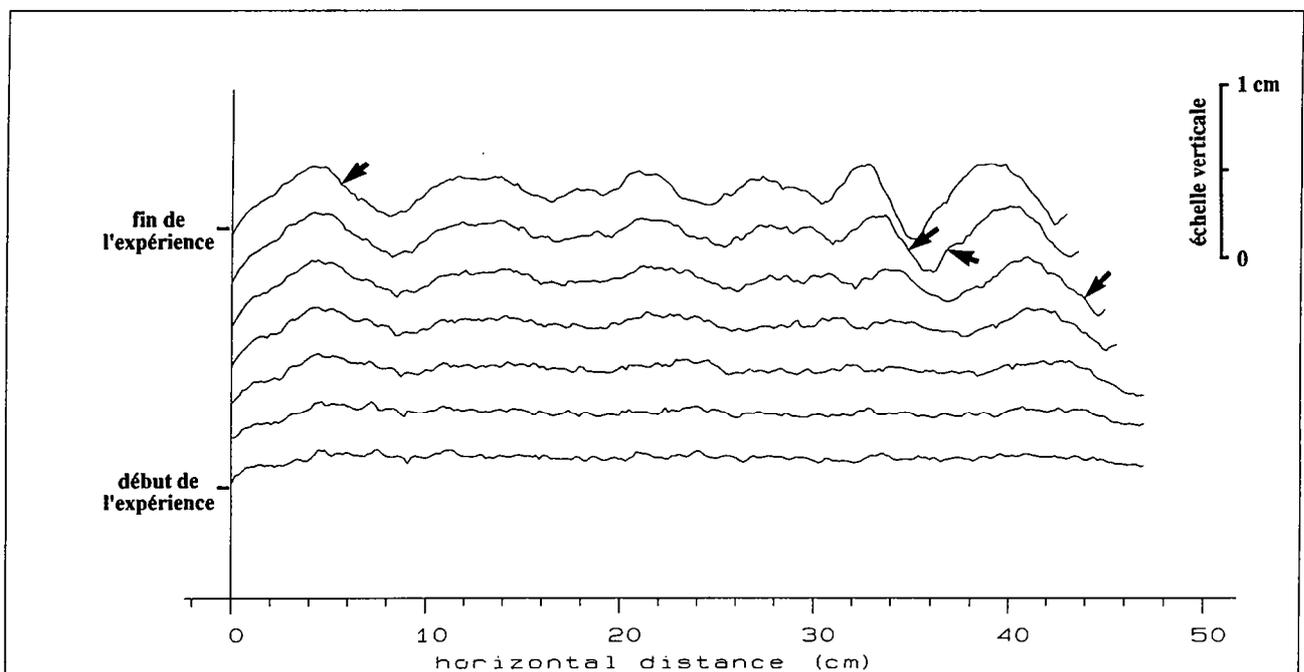
### 1. La fracturation en domaine océanique.

La théorie de la tectonique des plaques prévoit que les déformations se concentrent dans la lithosphère au niveau des bordures de plaques. Dans les continents, on peut cependant recenser de nombreuses zones, situées au coeur d'une plaque, qui subissent des déformations importantes : c'est par exemple le cas du Tibet, de tout l'Ouest de la Chine, et de la Sibérie méridionale. Dans les Océans, il est plus difficile de trouver de tels exemples. La sismicité y est à peu près absente hormis au niveau des dorsales et des zones de subduction (c'est à dire en bordure de plaque). En dehors de ces zones tectoniquement actives, les plaques océaniques ne se déforment quasiment pas. En effet, la lithosphère océanique devient très rapidement beaucoup plus rigide que la lithosphère continentale, puisqu'elle ne contient pas, entre 10 et 30 km de profondeur, une couche ductile de faible résistance (chapitre II). Les exemples de déformation intra-plaque en domaine océanique sont par conséquent beaucoup plus rares.

Nous n'avons pu recenser dans le monde que deux exemples de déformation compressive en domaine océanique : la partie centrale de l'Océan Indien, et la ride de Zenisu, au large du Japon (chapitre I). Pour ce qui est des déformations visibles dans l'Océan Indien, l'annexe 2 montre que les structures observées correspondent bien au flambage lithosphérique de 200 km de longueur d'onde prévu par les modèles analytiques et analogiques. Le taux de croissance du flambage semble également correspondre à ce qui est prévu par les calculs analytiques. On remarque enfin que la déformation dans l'Océan Indien en est encore à ses premiers stades d'évolution : le taux de compression moyen y est faible : il a été estimé par Gordon et al. (1990) et par Bull (1990) à 1,5% (+/-1%). De même, l'amplitude des plis lithosphériques reste faible : 2 km en moyenne pour une longueur d'onde de 200 km (Weissel et al., 1980; Bull, sous presse; Gordon et al., 1990). Dans les modèles 2-couches que nous avons réalisés, la fracturation apparaît en moyenne après 5% de compression, lorsque l'amplitude des plis atteint environ 9,5% de l'épaisseur de la couche de sable, ce qui correspond, pour une lithosphère océanique de 60 Ma, à environ 3 ou 4 km (il faut toutefois insister sur le fait que ces valeurs ne peuvent être qu'indicatives, car elles dépendent fortement des conditions expérimentales). On serait donc encore, dans l'Océan Indien, dans un stade préliminaire de déformation, avant l'apparition de la fracturation de la lithosphère. Les lignes



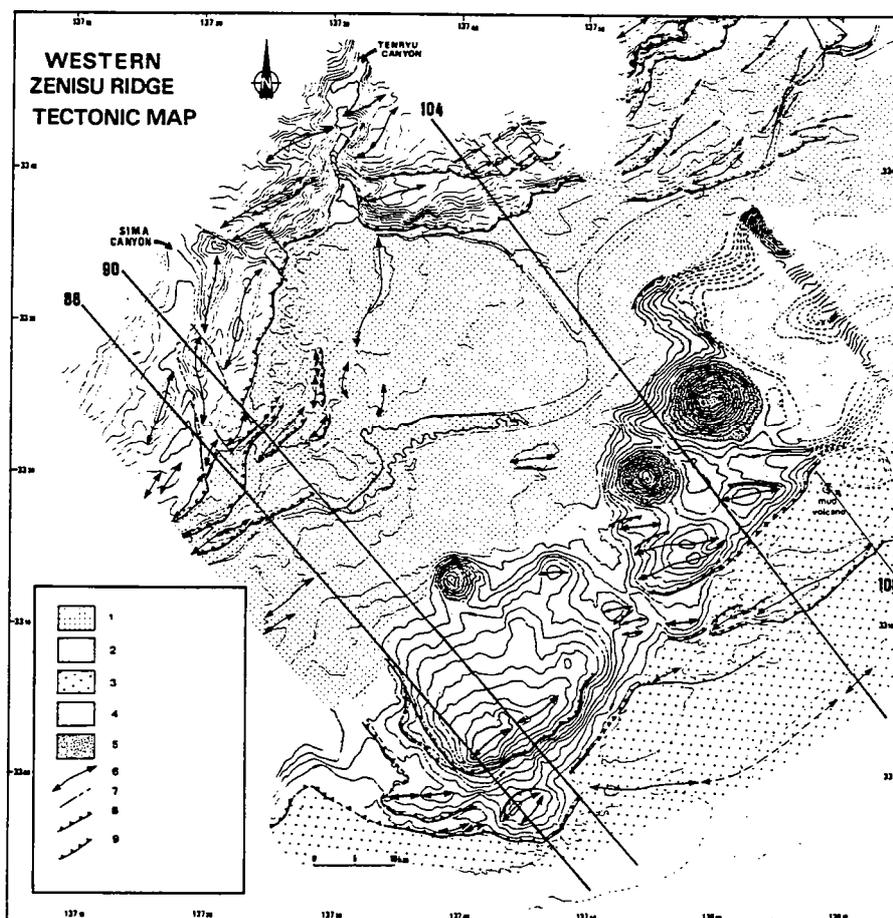
**Fig.V-3 Evolution de la topographie de l'expérience G.**  
 Les flèches marquent l'apparition des failles chevauchantes.



**Fig.V-4 Evolution de la topographie de l'expérience H.**  
 Les sections ont été enregistrées toutes les 5mn, du début à la fin de l'expérience.  
 Les flèches marquent l'apparition des failles chevauchantes.

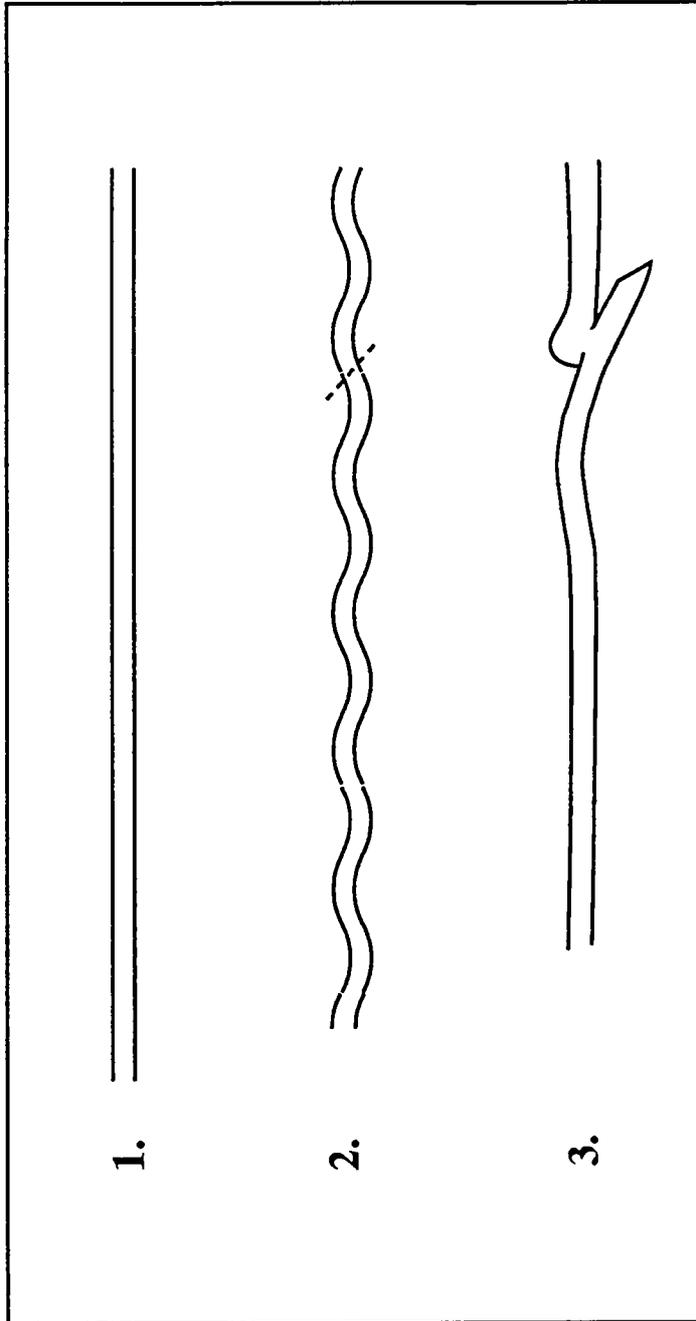
sismiques tirées dans la région (fig. V-1) mettent en évidence la présence de nombreuses failles inverses dans la croûte océanique, et peut-être même dans la partie la plus superficielle du manteau (Bull & Scrutton, 1990). Mais le rejet vertical de ces accidents reste faible : ils ne peuvent correspondre aux failles lithosphériques mises en évidence dans les expériences analogiques. L'Océan Indien ne peut donc fournir des indications que sur les premiers stades de déformation lors de la compression de la lithosphère océanique. On ne peut y étudier l'apparition de la fracturation.

Les expériences montrent que la position des principaux chevauchements est contrôlée par le flambage : les accidents se mettent en place au niveau des points d'inflexion des ondulations lithosphériques (fig. V-3 & V-4), ce qui correspond aux observations enregistrées dans la région de Zénisu : en effet, la ride de Zénisu semble fournir un exemple de déformation compressive plus évolué que l'Océan Indien : Lallemand et al. (1989) mettent



*Fig.V-5* Carte de la région de la ride "Sud de Zénisu" (Lallemand et al., 1989).

La ride "Sud de Zénisu", en grisé sur la carte, est bordée de part et d'autre par d'importants chevauchements.



1. Lithosphere océanique homogène.
2. Le flambage lithosphérique apparaît pour des contraintes compressives élevées (>600MPa).  
La longueur d'onde de l'instabilité varie entre 4 et 5 fois l'épaisseur de la lithosphère fragile.
3. Après quelques millions d'années, le flambage donne naissance à une zone de subduction.  
Les contraintes compressives chutent, le flambage disparaît.

Fig.V-6 L'évolution du flambage en domaine océanique.

en évidence des failles chevauchantes qui semblent affecter l'ensemble de la lithosphère. Ces failles sont le plus souvent situées de part et d'autre des rides de Zenisu et "Sud de Zenisu", comme le montre la figure V-5.

Dès qu'un premier chevauchement apparaît, l'amplitude des ondulations diminue dans l'ensemble du modèle, excepté à proximité du chevauchement, où un bassin flexural se met en place. La diminution de l'amplitude du flambage dans le reste du modèle semble traduire une baisse du niveau général des contraintes compressives au sein de la boîte : l'ensemble du raccourcissement est maintenant facilement absorbé par le chevauchement (Cette hypothèse pourra être testée dans un futur proche, en incorporant dans les expériences les capteurs de pression qui viennent d'être acquis par le laboratoire de modélisation : ils permettront de mesurer la force appliquée par le piston sur l'ensemble du modèle en compression).

Dans la lithosphère océanique, l'apparition d'une faille compressive d'échelle lithosphérique se traduit par l'apparition d'une zone de subduction. Les contraintes compressives au sein de la lithosphère décroissent sans doute encore beaucoup plus que dans les modèles, puisque la plaque subductée est plus dense que l'asthénosphère sur laquelle elle repose : la plaque subit donc une force de traction (la "slab pull force" des auteurs anglais) liée au contraste anormal de densité entre lithosphère océanique et asthénosphère. Dans les modèles, ce contraste anormal de densité ne peut être respecté, pour des raisons techniques, et il est remplacé par un léger contraste normal de densité (de 1 à 2%) (chapitre IV-1). Nous avons vérifié grâce à la méthode des perturbations que ce contraste ne modifie pas la nature des instabilités activées. Par contre, ce paramètre influence la déformation lorsque les mouvements verticaux de la lithosphère deviennent importants : sans la "slab pull force", il est impossible de mettre en place une zone de subduction, ou plutôt, la tension exercée sur la lithosphère par la plaque subductée n'est pas prise en compte dans les modèles. Le rôle moteur de la subduction dans l'évolution des structures n'est pas pris en compte, et le régime de contraintes reste plus compressif dans les modèles qu'il ne l'est dans la réalité.

Dans la nature, la naissance d'une zone de subduction abaisse violemment le niveau des contraintes au sein de la plaque océanique, surtout si la plaque subductée est âgée (cf Cloetingh & Wortel, 1986). L'amplitude du flambage lithosphérique doit donc diminuer

fortement, et peut-être même s'annuler si les contraintes diminuent assez fortement. On ne peut observer la disparition du flambage dans les modèles, car l'apparition d'un chevauchement ne modifie pas énormément le régime de contraintes. Toutefois, nous avons vérifié dans une expérience, en faisant reculer le piston après une légère compression, que si les contraintes sont annulées, alors le flambage disparaît immédiatement.

Nous proposons donc un schéma assez simple pour la compression de la lithosphère océanique (cf fig. V-6) : la compression débute par le flambage de la lithosphère. Toutefois, le flambage requiert des contraintes compressives élevées, de l'ordre au moins de 600 MPa, rarement présentes au sein des océans<sup>(1)</sup> (Cloetingh & Wortel, 1986). La compression de la lithosphère océanique est donc de toutes façons un phénomène assez exceptionnel, qui demande des conditions mécaniques et cinématiques bien particulières. Une fois le niveau de contraintes requis pour déformer la lithosphère atteint, il n'est plus difficile pour l'instabilité non-homogène de se développer, et de conduire à la fracturation de la lithosphère, avec apparition d'une zone de subduction intra-océanique. L'apparition de la zone de subduction ne demande, d'après les taux de croissance calculés par la méthode des perturbations, que quelques millions d'années. Une fois la zone de subduction mise en place, les contraintes chutent, le flambage diminue, ou même disparaît.

Le flambage de la lithosphère océanique est donc un phénomène difficile à mettre en place et transitoire. Sa durée de vie ne peut excéder quelques millions d'années. On peut ainsi expliquer pourquoi il est si rarement observé à l'heure actuelle dans les océans.

(1) On peut par exemple évaluer la "ridge push force" (c'est à dire la force compressive induite par le glissement gravitaire de la lithosphère océanique depuis la ride océanique), qui est, avec la "slab pull force", l'une des deux principales forces agissant sur la lithosphère océanique : pour une lithosphère âgée de 60 Ma, cette force vaut environ 50 MPa (Turcotte, 1983), c'est à dire bien moins que le niveau de contraintes nécessaire à déformer la lithosphère. Ce niveau de contraintes ne peut être atteint que dans des régions très particulières, où les contraintes compressives sont multipliées à cause de la présence de conditions aux limites de la plaque très particulières. Par exemple, Cloetingh & Wortel (1986) expliquent l'intensité des contraintes compressives dans la partie centrale de l'Océan Indien par la présence d'une zone de collision (la chaîne Himalayenne) à proximité d'une zone de subduction (l'Indonésie) (voir figure V-2).

## 2. La fracturation en domaine continental.

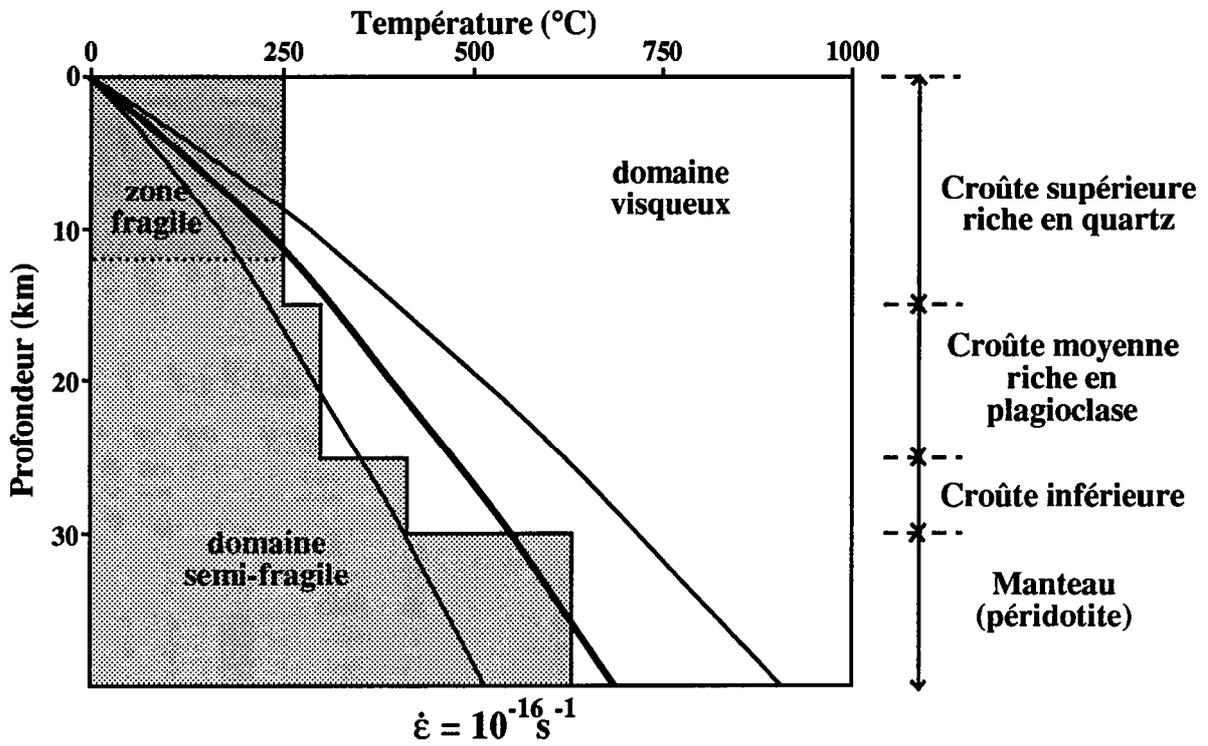
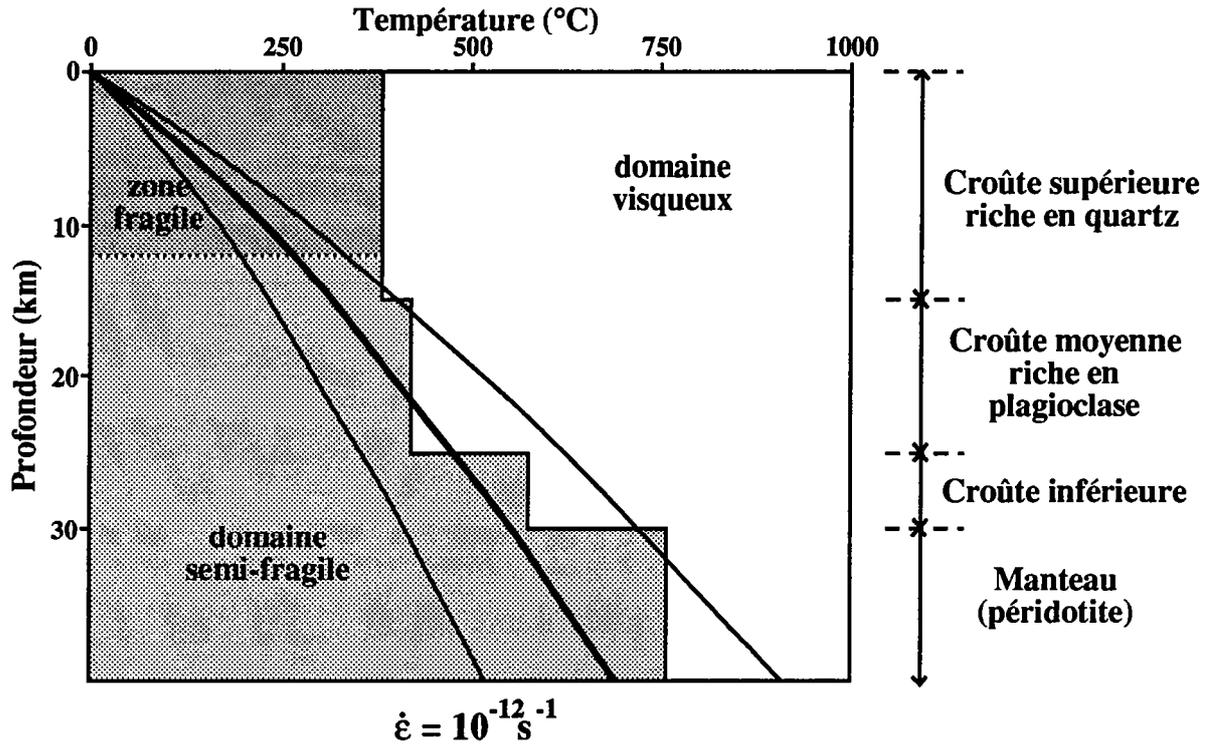
### 2.1. La naissance d'une zone de collision intra-continentale.

#### 2.1.1. Le problème du dimensionnement des modèles analogiques.

Nous avons vu au chapitre II que , le plus souvent, la lithosphère continentale comporte deux niveaux fragiles ou semi-fragiles : la croûte supérieure et le manteau supérieur. La lithosphère continentale est donc modélisée dans les expériences analogiques par des modèles 4-couches, comportant deux niveaux de sable (chapitre IV). Le dimensionnement de ces modèles est bien plus complexe que celui des modèles 2-couches : dans tous les modèles 2-couches réalisés, le flambage et la fracturation observés sont à peu près identiques, à un rapport d'échelle près. Ce rapport d'échelle correspond au rapport entre les épaisseurs des niveaux fragiles dans les différentes expériences. Dans les modèles 4-couches, la nature de la fracturation dépend du rapport entre l'épaisseur des différentes couches de sable et celle de la couche intermédiaire de silicone : nous avons vu au chapitre précédent qu'il permet ou interdit le développement de l'instabilité de petite longueur d'onde (flambage crustal en compression). Les expériences montrent qu'il contrôle aussi fortement l'allure de la fracturation. Il s'agit donc de savoir quelle est l'épaisseur réelle des niveaux fragiles dans la lithosphère.

Si l'on en croit les profils rhéologiques présentés au chapitre II, qui sont obtenus principalement à partir des expériences faites en laboratoire sur la déformation des roches, et si l'on prend une vitesse moyenne de compression homogène de  $10^{-16} \text{ s}^{-1}$ , alors les parties fragiles de la lithosphère continentale sont en général très restreintes : pour une température au moho de  $500^\circ\text{C}$ , on estime que la croûte fragile et le manteau semi-fragile ont une épaisseur inférieure à 10 km (fig. V-7, chapitre II).

Cependant, lors de la compression de la lithosphère continentale, la déformation se concentre souvent assez rapidement sur certaines zones de faiblesse. Cette constatation a été faite par de nombreux géologues observant des domaines orogéniques, et peut également être faite sur les modèles analogiques. Au niveau de ces domaines restreints, la vitesse de compression est bien supérieure à la vitesse de compression moyenne observée dans un



**Fig.V-7 Rhéologie de la lithosphère continentale en compression**

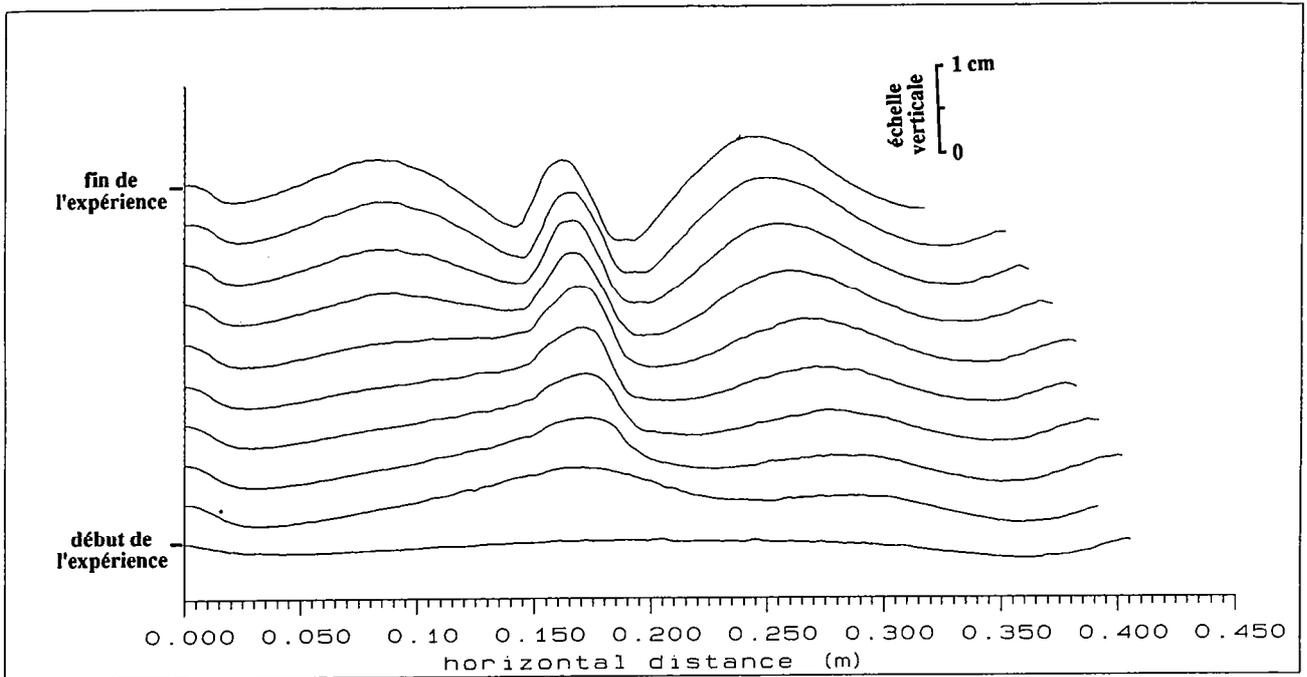
Les températures critiques ont été calculées pour des minéraux anhydres.  
 Le trait gras est un profil thermique moyen (TMoho de 550°C), les traits fins sont des limites possibles pour les profils thermiques pour une croûte de 30 km.  
 Suivant la vitesse de déformation, la proportion des domaines fragile et visqueux varie fortement.

continent (de l'ordre de  $10^{-15}$  à  $10^{-16}$  s<sup>-1</sup>), et peut atteindre des vitesses voisines de  $10^{-13}$  s<sup>-1</sup> (Pfiffner & Ramsay, 1982; Carter & Tsenn, 1987). L'épaisseur des niveaux fragiles y est par conséquent bien plus grande : par exemple, pour une température au moho de 500°C, la croûte et le manteau supérieur fragiles ou semi-fragiles font alors au minimum 12 km d'épaisseur et, de plus, que la croûte inférieure basique se déforme elle aussi de manière semi-fragile (Ord & Hobbs, 1989) (figure V-7). C'est ce type de rhéologie qui contrôle les mouvements les plus significatifs lors d'une orogénèse. Nous avons donc construit des modèles analogiques dans lesquels l'épaisseur des niveaux fragiles et ductiles reflétait ces proportions. Ce sont les expériences R et S, que nous allons décrire plus en détail dans le chapitre suivant.

### 2.1.2. Etude expérimentale de la formation d'un chevauchement lithosphérique intra-continental.

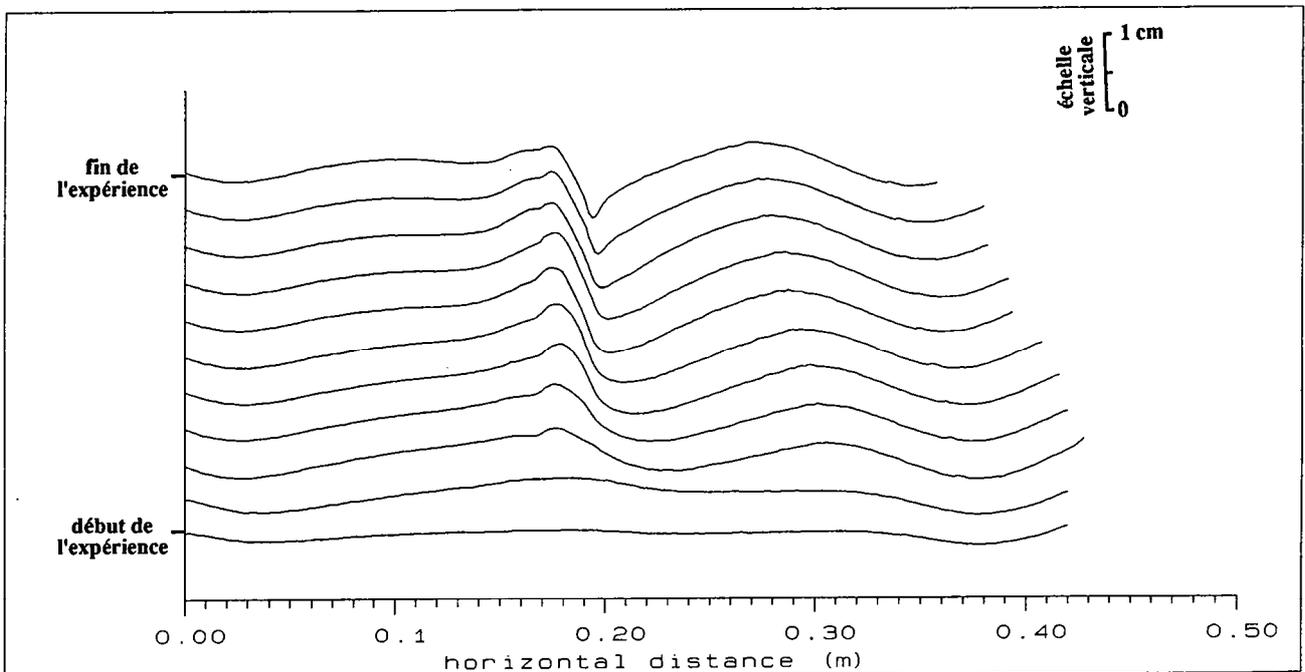
Dans ce chapitre, nous nous attachons à décrire les mécanismes de formation d'une zone de collision intra-continentale au sein d'une lithosphère qui ne présenterait aucune structuration antérieure. Pour cela, nous nous appuyons sur l'observation des expériences R et S, pour lesquelles nous disposons de données complètes (enregistrements laser de la topographie des modèles, coupes réalisées en fin d'expérience) et de bonne qualité : les figures V-8 et V-9 montrent l'évolution de la topographie dans chaque expérience, et les coupes qui ont été réalisées après compression et congélation des modèles sont présentées en figure V-10 et V-11.

Dans les deux expériences, le flambage lithosphérique est présent en début de compression, mais il laisse place très rapidement à la fracturation : en effet, les expériences ont été réalisées dans des boîtes assez peu larges (36 cm) (les boîtes doivent pouvoir être placées à l'intérieur du congélateur). De plus, pour pouvoir observer avec suffisamment de précision la formation de la zone de collision, il a été décidé de construire des modèles assez épais (environ 36 mm d'épaisseur pour les 4 couches de silicone et de sable). Les conditions aux limites imposées par les parois latérales (fig. IV-7) sont par conséquent des conditions très contraignantes, qui concentrent la déformation en milieu de modèle. La fracturation y apparaît donc rapidement.



*Fig. V-8* Evolution de la topographie de l'expérience R.

Les sections ont été enregistrées toutes les 3mn, du début à la fin de l'expérience.  
On observe l'apparition asynchrone des deux bassins flexuraux.



*Fig. V-9* Evolution de la topographie de l'expérience S.

Les sections ont été enregistrées toutes les 50mn, du début à la fin de l'expérience.  
Dans cette expérience, la vitesse du piston est très faible : la résistance de la croûte ductile est faible. Un seul bassin flexural se développe.

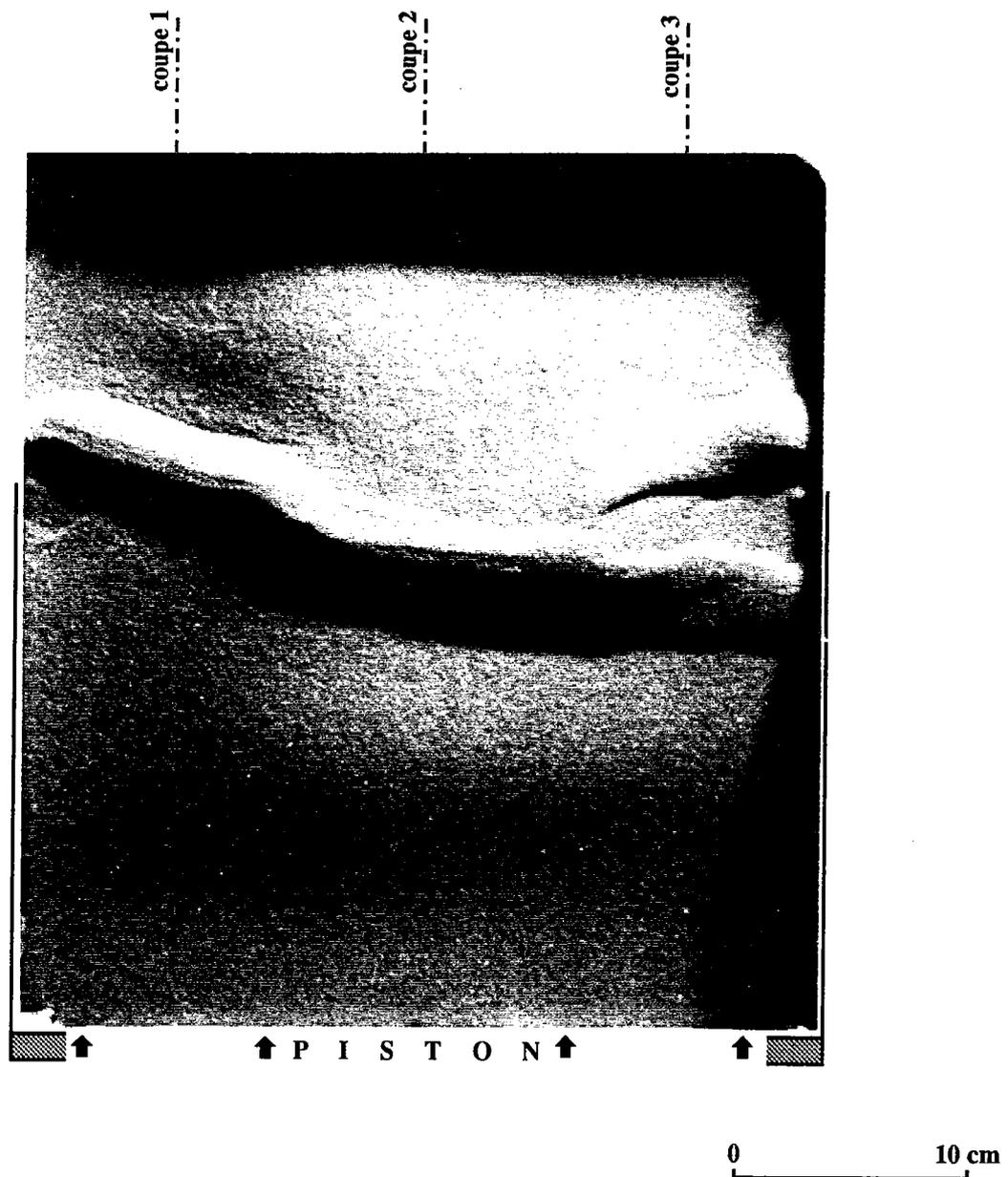
*- Emplacement des premiers chevauchements.*

Les premières failles inverses visibles dans la croûte sont symétriques. Elles se situent de part et d'autre de l'axe d'un anticlinal du flambage lithosphérique initial, et individualisent un "horst" crustal (voir la figure V-12). Dans le manteau, les sections réalisées en fin d'expérience montrent le plus souvent la présence d'une seule faille inverse.

Il est possible de connaître la position initiale de la faille mantellique, en dépliant les structures observées en fin de compression sur les coupes verticales. En effet, le raccourcissement des couches de sable est presque intégralement réalisé par les chevauchements (le sable se compacte peu) : il est facile de restaurer la géométrie des niveaux sableux et de connaître la position initiale des chevauchements. Systématiquement, les restaurations entreprises montrent que les failles chevauchantes apparaissent dans la couche inférieure de sable quasiment à l'aplomb des accidents de la couche superficielle. Les failles mantelliennes apparaissent donc plus ou moins au sommet d'une ondulation lithosphérique pré-existante (fig. V-12). Si le flambage initial était responsable de la formation des failles inverses, celles-ci apparaîtraient au point d'inflexion des ondulations, à l'endroit où les contraintes déviatoriques sont les plus fortes. Le flambage peut donc être rendu responsable de la formation des failles crustales; Il ne peut par contre pas expliquer la formation de la faille mantellique. La position de cette faille ne peut s'expliquer que dans la mesure où elle est imposée par la position des failles crustales : en effet, le niveau intermédiaire de silicone, bien que faiblement visqueux, ne peut s'épaissir à volonté : un épaississement local de cette couche demanderait d'importants déplacements horizontaux de matière, trop coûteux en énergie. Les mouvements verticaux de la croûte, dès qu'ils sont un peu importants, imposent par conséquent des mouvements verticaux sur le manteau supérieur. Ici, le "horst" crustal est à l'origine de l'apparition de la fracturation dans le manteau.

*- La subduction mantellique intra-continentale.*

A partir du moment où le manteau casse, l'ensemble de la déformation devient très asymétrique : dans le manteau, une seule faille accommode l'ensemble du raccourcissement. Dans la croûte, le jeu de la faille synthétique à la faille mantellique devient beaucoup plus important que le jeu de la faille antithétique. Il se forme rapidement, sur la plaque subductée, un bassin flexural situé au pied de la faille crustale synthétique de l'accident



**Fig. V-10 ci-dessus : Vue de surface de l'expérience R en fin de compression.**

On a repéré l'emplacement des coupes présentées ci-contre.

**ci-contre : Sections verticales parallèles à la direction d'avancée du piston.**

On observe de bas en haut :

la solution gelée de polytungstate de sodium (asthénosphère);

la silicone brune (lithosphère inférieure);

la couche inférieure de sable (manteau supérieur fragile);

la silicone rose (croûte ductile);

le niveau supérieur de sable (croûte fragile);

le sable bleu a été rajouté en fin d'expérience pour préserver la surface du modèle.

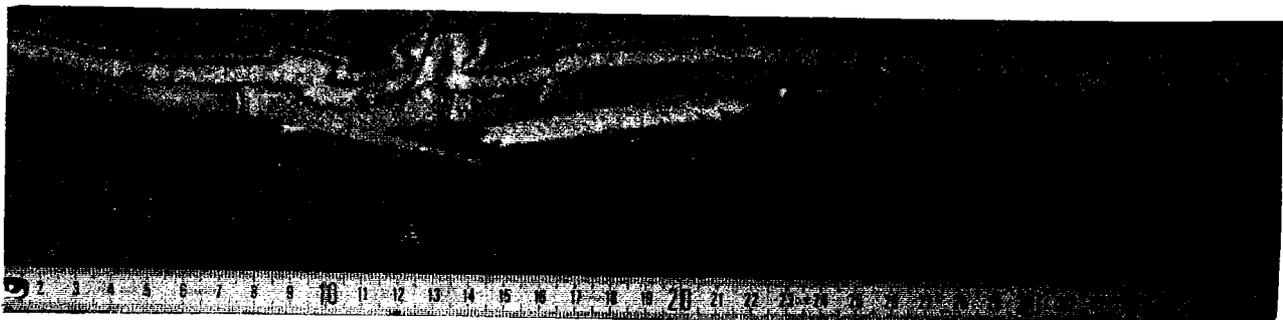
Le piston est situé à droite des coupes.



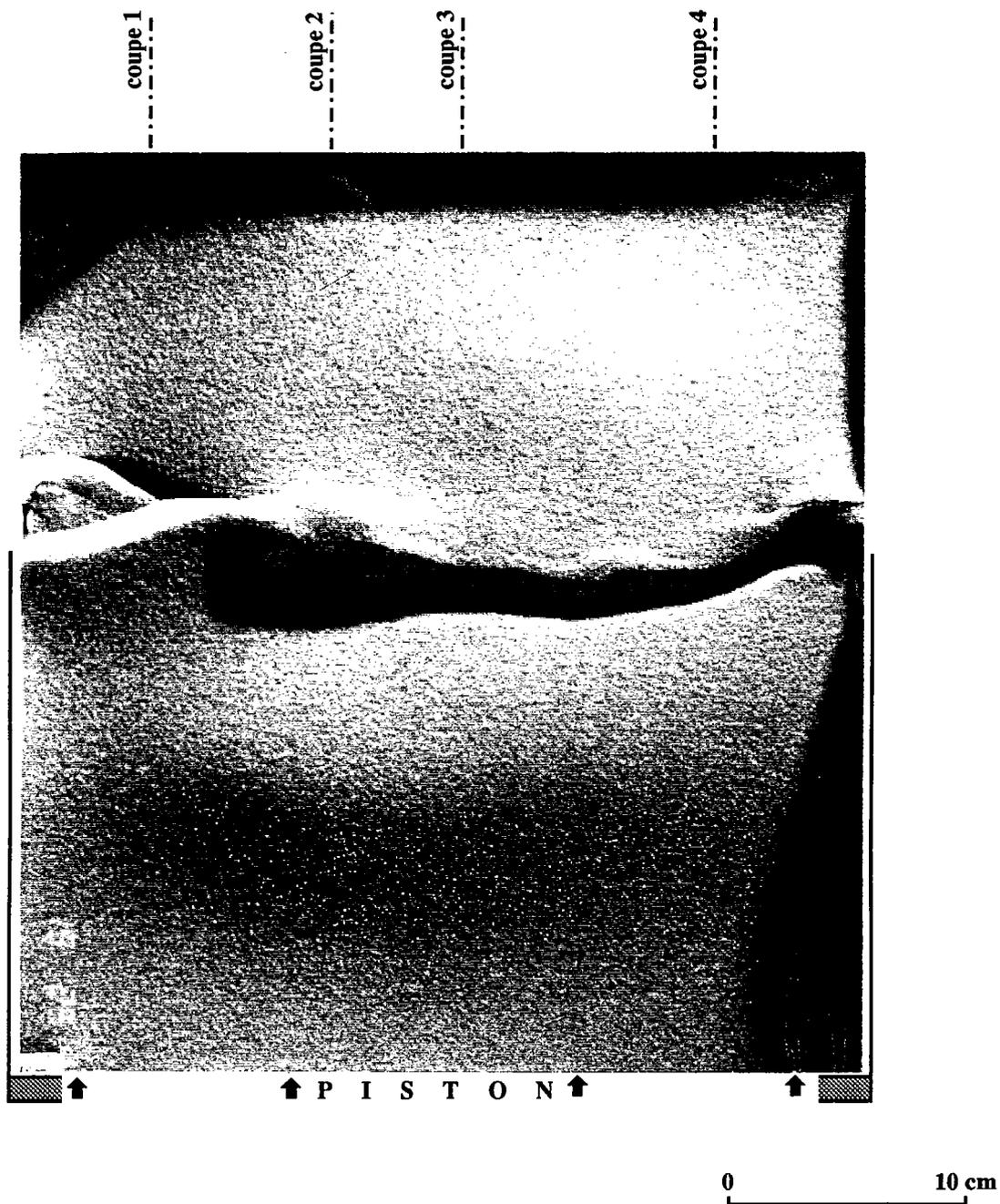
**COUPE 3**



**COUPE 2**



**COUPE 1**



**Fig. V-11 ci-dessus :** Vue de surface de l'expérience S en fin de compression.  
On a repéré l'emplacement des coupes présentées ci-contre.

**ci-contre :** Sections verticales parallèles à la direction d'avancée du piston.

On observe de bas en haut :

la solution gelée de polytungstate de sodium (asthénosphère);

la silicone brune (lithosphère inférieure);

la couche inférieure de sable (manteau supérieur fragile);

la silicone rose (croûte ductile);

le niveau supérieur de sable (croûte fragile);

le sable bleu a été rajouté en fin d'expérience pour préserver la surface du modèle.

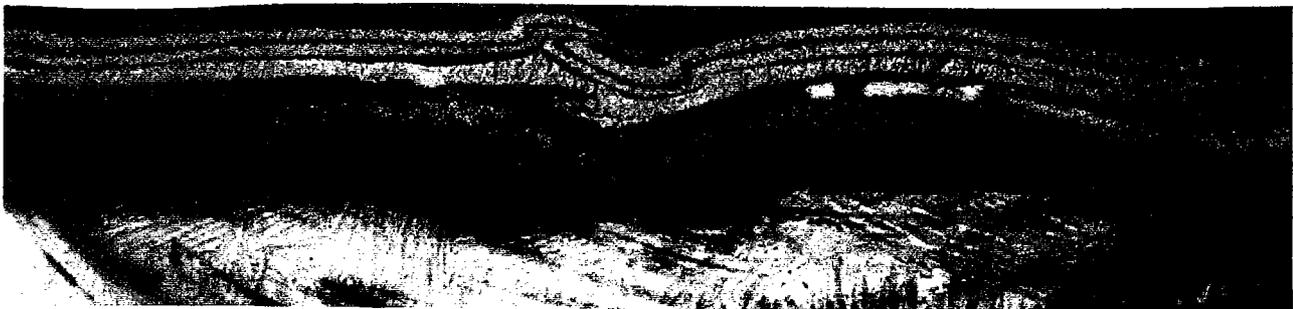
Le piston est situé à droite des coupes.



**COUPE 4**



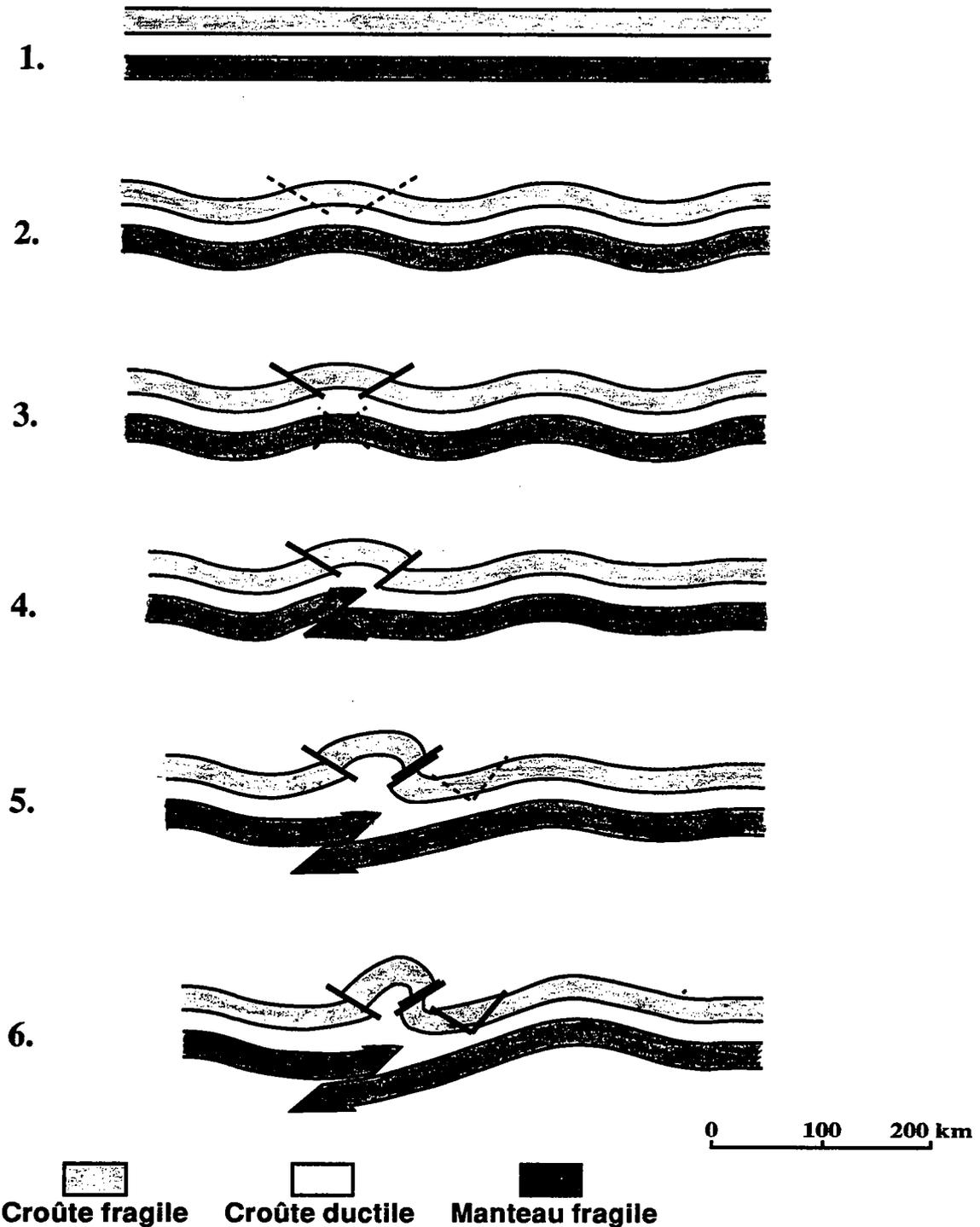
**COUPE 3**



**COUPE 2**



**COUPE 1**



1. Lithosphère stratifiée horizontalement : les trois couches représentées correspondent à la croûte fragile, la croûte ductile, et le manteau fragile.
2. Compression : la lithosphère flambe. Le flambage contrôle la position des premières failles qui apparaissent dans la croûte supérieure.
3. La position du chevauchement mantellique est contrôlée par le "horst" crustal initial.
4. La zone de collision devient très vite asymétrique. La subduction mantellique démarre. Le premier bassin flexural s'approfondit.
5. La subduction intra-continentale se poursuit. Le second bassin flexural s'approfondit à son tour.
6. La déformation migre en direction de la plaque dont le manteau est subducté. Des failles crustales apparaissent. L'altitude de la zone axiale diminue, la profondeur des bassins flexuraux augmente. Le flambage réapparaît : la compression devient plus difficile.

*Fig.V-12* La formation d'un chevauchement lithosphérique en domaine continental : schéma tiré de l'observation de l'expérience R.

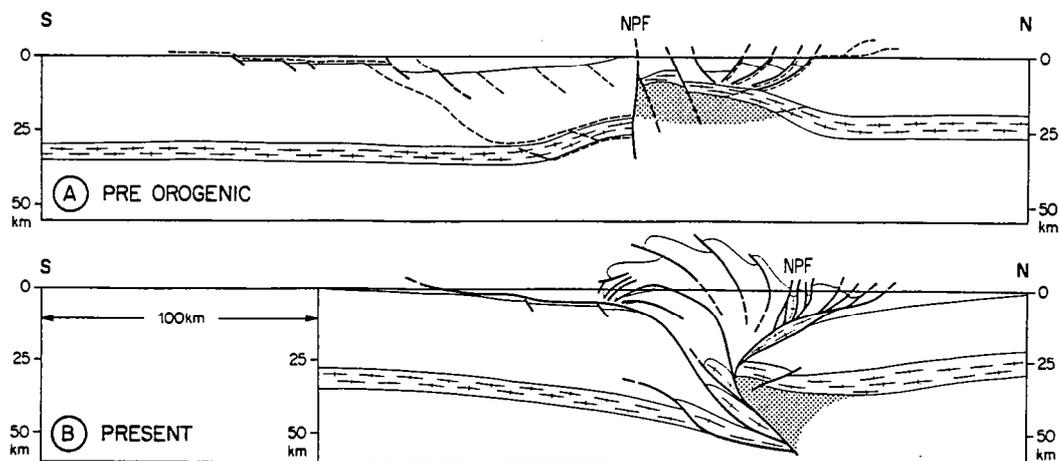
mantellique (fig. V-8 & V-9). Le bassin flexural situé de l'autre côté de la zone axiale (sur la plaque chevauchante) ne se développe que plus tardivement, et il reste toujours moins profond et moins large (fig. V-8, V-10 & V-11).

Simultanément, l'amplitude du flambage dans le reste de la boîte diminue. On peut en effet penser que le raccourcissement est maintenant assez aisé au niveau de l'accident mantellique, et que le niveau général de contraintes compressives au sein de la boîte est retombé à des valeurs plus faibles. On remarque toutefois que les bassins flexuraux sont situés à l'aplomb d'anciens synclinaux lithosphériques, et les rebonds flexuraux à l'aplomb d'anticlinaux : tout se passe comme si, à proximité immédiate de la zone de collision, la géométrie initiale du flambage était conservée et amplifiée.

Cette géométrie (stades 4 & 5 de la figure V-12) se maintient longtemps sans modification majeure, et permet l'absorption d'une grande quantité de raccourcissement. D'après les expériences, la quantité de raccourcissement pour laquelle cette géométrie reste en place vaut environ 3 à 4 fois l'épaisseur des deux niveaux supérieurs du modèle, ce qui correspond dans la nature à environ 100 km de compression.

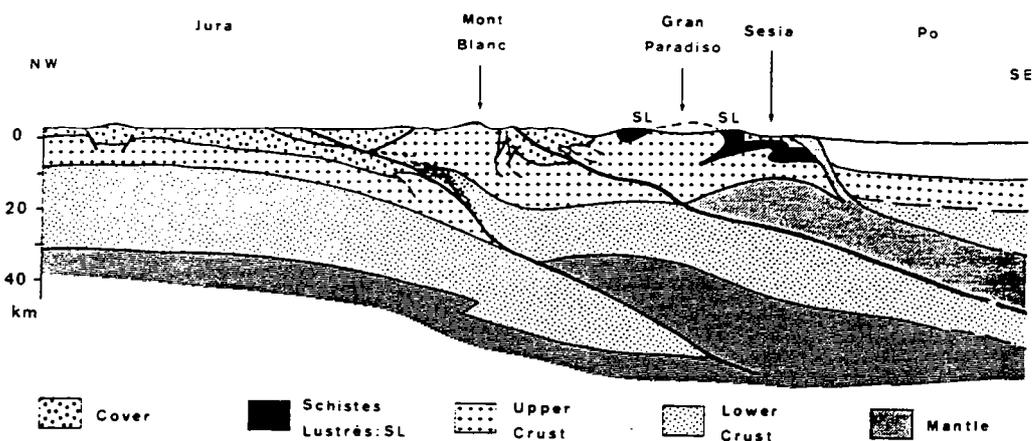
Si l'on continue la compression, la subduction mantellique se poursuit. La portion de manteau chevauchante se retrouve intercalée au milieu de la lithosphère dont le manteau est subducté : elle poinçonne la portion de lithosphère qui lui fait face. En réponse à ce poinçonnement, la déformation dans la croûte supérieure migre, et d'autres failles inverses apparaissent en dehors de la zone axiale de la déformation. Ces failles inverses individualisent des "horst" et des "grabens" crustaux, situés dans les parties externes de la chaîne, du côté de la plaque dont le manteau subducte.

Nous n'avons pas poursuivi plus loin la compression dans les expériences R et S. En effet, dans ces expériences, la taille de la boîte est assez petite par rapport à l'épaisseur du multicouche : la région modélisée est assez restreinte. D'autres expériences, dans lesquelles le rapport d'échelle entre la nature et le modèle est plus petit, montrent l'apparition d'autres chevauchements lors de l'augmentation du raccourcissement, mais la distance entre chaque chevauchement est trop importante pour que plusieurs puissent être observés dans les expériences R et S. Les nouvelles failles inverses accommodent le raccourcissement



**Fig. V-13 Structure profonde des Pyrénées centrales (Roure et al., 1989).**

Coupe équilibrée du profil ECORS. Un seul chevauchement est visible dans le manteau. Il y a début de subduction mantellique intra-continentale.



**Fig. V-14 Structure profonde des Alpes occidentales (Vialon et al., 1989).**

Interprétation des profils ECORS-CROP, avec présence de deux chevauchements mantelliques à vergence Ouest.

supplémentaire, et leur géométrie est semblable à celle décrite ci-dessus. On aboutit à la formation de bassins compressifs coincés entre des chevauchements lithosphériques. Ces structures sont décrites plus en détail au chapitre V-2.2. Auparavant, nous préférons comparer les structures décrites ci-dessus avec des zones de collision lithosphérique relativement bien connues : les Pyrénées et les Alpes.

### 2.1.3. Comparaison des structures obtenues expérimentalement avec les données des profils ECORS Alpes et Pyrénées.

La structure profonde des chaînes de montagne reste en général très mal connue. Le plus souvent, on ne connaît des zones orogéniques que les observations effectuées en surface par les géologues. Or, toutes les expériences 4-couches réalisées, en particulier les expériences R et S, montrent que les structures visibles en surface sont le plus souvent très différentes des structures présentes dans la couche fragile inférieure (fig. V-10 & V-11). Il est très difficile, voire impossible, à partir uniquement des données de surface, de connaître la géométrie profonde d'une chaîne de montagne. Toutefois, les données géophysiques apportent des informations supplémentaires, qui permettent d'appréhender les structures profondes d'un domaine orogénique.

Dans les Pyrénées et les Alpes, on dispose d'une grande quantité de données géophysiques de bonne qualité : en plus des données magnétiques et gravimétriques, les profils de sismique profonde du programme ECORS recourent perpendiculairement ces deux orogènes récents très étudiés par les géologues. Ils donnent une information relativement complète sur la géométrie profonde des deux chaînes. Il semble donc intéressant de comparer les structures dévoilées par les programmes ECORS avec celles observées dans les modèles analogiques.

Quelques remarques préliminaires s'imposent cependant : les conditions géologiques qui ont conduit à la formation de ces deux chaînes sont bien plus complexes que ce qui est introduit dans les modèles analogiques :

- Intéressons-nous par exemple aux Alpes occidentales : on sait que la collision

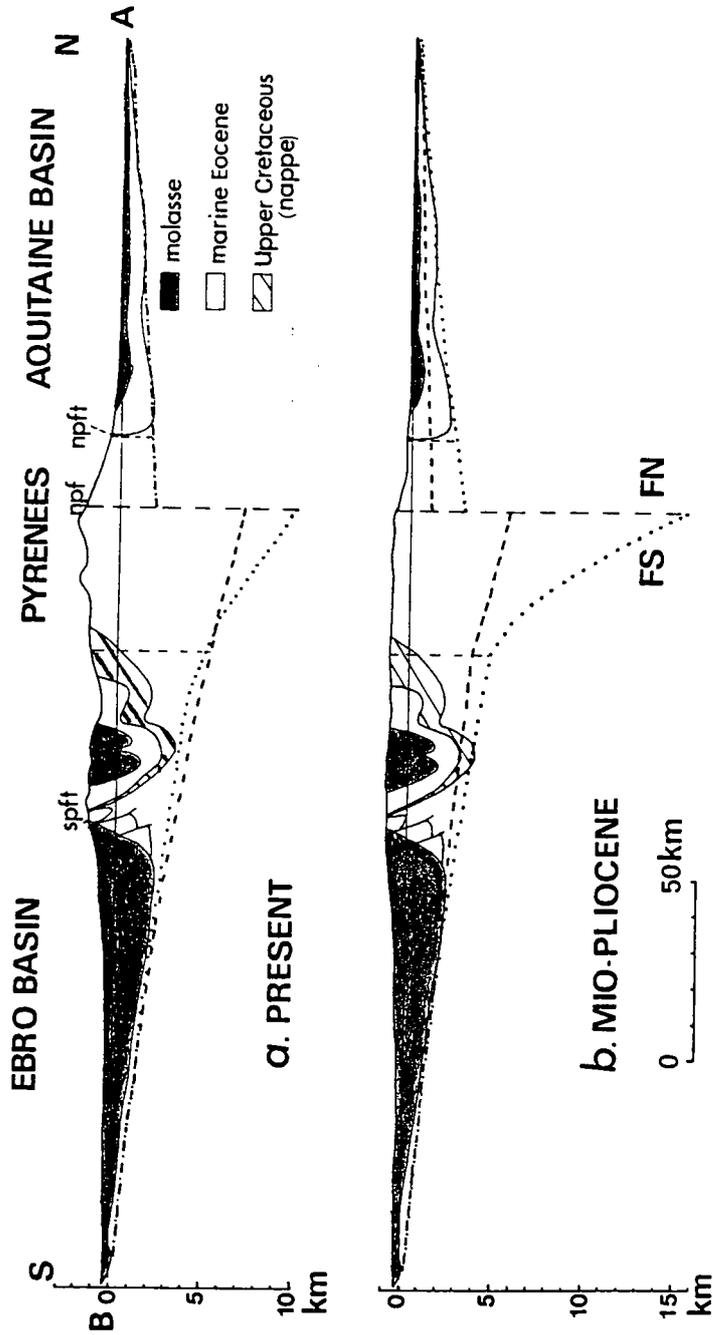


Fig. V-15 Coupe simplifiée de la sédimentation Crétacé supérieur et Tertiaire de part et d'autre des Pyrénées centrales (Brunet, 1986).

Le bassin flexural de la vallée de l'Ebre se forme plus tôt, et est plus profond que le bassin aquitain. Il est déformé par des chevauchements compressifs de grande extension.

résulte du rapprochement de deux plaques continentales, la plaque européenne et la plaque apulienne, qui se sont séparées durant le Jurassique inférieur et moyen (Lemoine, 1984). La collision met donc en contact deux continents préalablement déformés et amincis. De plus, elle est précédée d'une période de subduction plus ou moins longue, qui permet le rapprochement des deux plaques, mais qui, elle aussi, pré-structure forcément la zone orogénique. De même, dans les Pyrénées, la formation de la chaîne résulte du rapprochement de la plaque européenne et de la plaque ibérique, qui étaient séparées par un domaine assez étroit dans lequel la croûte continentale était très amincie (Choukroune, 1976; Boillot, 1984; Roure et al., 1989b). De plus, les plaques européenne et ibérique ont coulissé l'une par rapport à l'autre en décrochement sénestre depuis leur séparation (Le Pichon et al., 1970; Choukroune, 1976). Les portions de plaque qui se font face aujourd'hui n'ont aucune raison d'être similaires : dans les Pyrénées centrales par exemple, la plaque ibérique est plus épaisse que la plaque européenne (Roure et al., 1989b). On ne peut donc pas décrire la formation des Pyrénées ou des Alpes comme le résultat de la compression d'une plaque continentale d'épaisseur constante et non-déformée. Or, c'est ce que nous avons supposé dans les expériences analogiques, puisque l'épaisseur initiale des différentes couches est partout la même dans les modèles avant compression.

- D'autre part, on ne peut décrire ni les Alpes, ni les Pyrénées, comme des chaînes de montagnes parfaitement cylindriques résultant du rapprochement frontal de deux plaques : dans les deux chaînes, les mouvements décrochants ont été très importants. Dans les Pyrénées, il semble même qu'ils aient constitué l'essentiel des déplacements jusqu'à la fin du Crétacé, c'est à dire à une époque l'orogénèse a déjà débuté (au moins dans la partie orientale de la chaîne) (Choukroune, 1976). Néanmoins, on peut remarquer que durant le deuxième épisode (Eocène) de la collision pyrénéenne, l'Ibérie et l'Europe se rapprochent frontalement, et que les mouvements décrochants ont à peu près cessé (Choukroune, 1976). De même, le profil ECORS Alpes a été tiré en Savoie, c'est à dire dans la partie de l'arc alpin la plus perpendiculaire au mouvement relatif entre les plaques apulienne et européenne. Il semble donc légitime de comparer les résultats obtenus sur les profils ECORS Alpes et Pyrénées avec les coupes des modèles analogiques en compression pure.

Des coupes des Pyrénées et des Alpes dessinées à partir des enregistrements de sismique profonde sont présentées en figure V-13 & V-14. On remarque que les deux chaînes, malgré la différence de leur mode de mise en place, présentent un certain nombre de

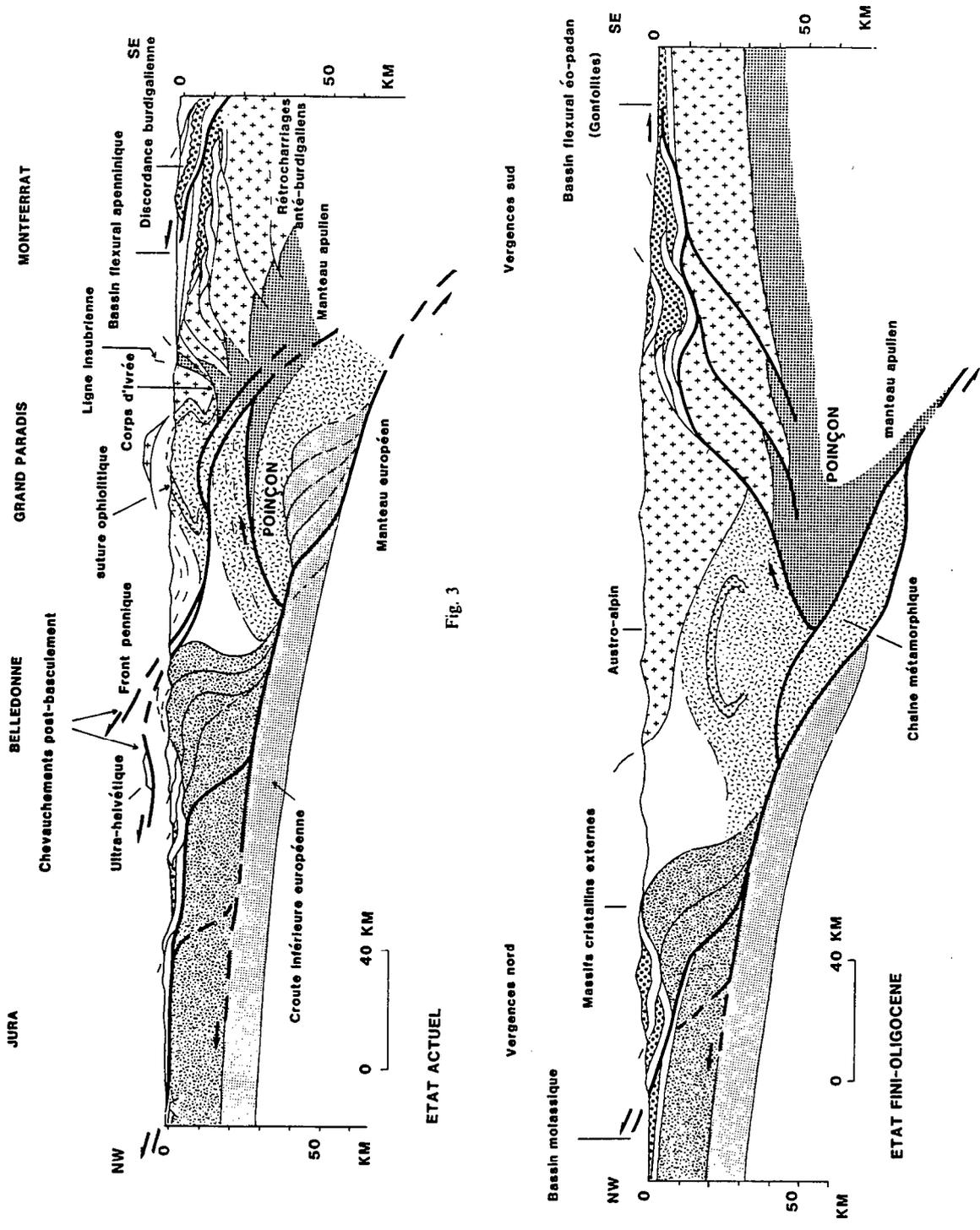


Fig. 3

Fig. V-16 Coupe profonde des Alpes occidentales à l'époque actuelle, et reconstitution de la coupe à l'Oligocène (Roure et al., 1989). Roure et al. expliquent la formation des structures visibles sur le profil ECORS-CROP par le poinçonnement de la lithosphère européenne par le manteau apulien.

caractéristiques communes :

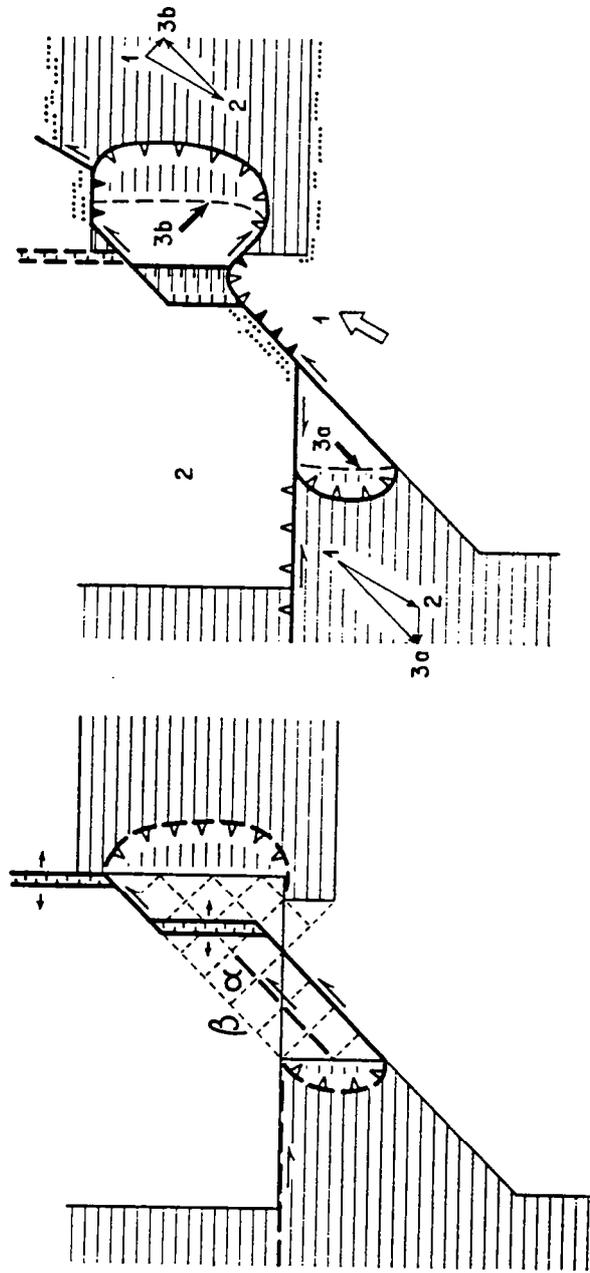
- La structure profonde des deux chaînes montre une forte asymétrie, due à la présence d'une subduction mantellique. Dans le cas des Alpes savoyardes, le manteau européen est subducté sous l'Apulie, tandis que dans les Pyrénées centrales, l'Ibérie est subductée sous l'Europe. D'autre part, la structure profonde des deux chaînes est assez simple : dans les Pyrénées, un seul chevauchement est observé, et dans les Alpes un ou deux chevauchements à vergence Ouest semblent affecter le moho (Bayer et al., 1987; Hirn et al., 1989; Roure et al., 1989a) (cf fig. V-13 & V-16).

- Les déformations plus superficielles sont plus complexes que les déformations mantelliennes, et elles aussi assez asymétriques : les chevauchements superficiels synthétiques du chevauchement mantellique profond sont plus développés et déforment une plus grande quantité de roches.

- Des bassins flexuraux sont présents sur les deux bordures des deux chaînes. Dans les Pyrénées centrales, le bassin de l'Ebre se développe et s'approfondit plus durant l'orogénèse (c'est à dire du Crétacé supérieur à la fin de l'Eocène) que le bassin d'Aquitaine, situé sur la plaque européenne, et dont le manteau chevauche le manteau ibérique (Brunet, 1986, fig. V-15). Dans les Alpes occidentales, on peut également observer les deux bassins flexuraux liés à l'orogène. Cependant, il est plus difficile de mesurer précisément la part de l'orogénèse alpine dans la formation de ces bassins. En effet, la géométrie de la chaîne alpine est loin d'être linéaire, et la formation des Alpes a également entraîné l'ouverture de bassins d'effondrement (la Bresse par exemple) qui prennent eux aussi part à la subsidence observée (Tapponnier, 1977, voir fig. V-17). De même, la subsidence dans la plaine du Pô est due non seulement à la construction des Alpes, mais aussi à la formation récente des Appenins.

- Dans la couverture sédimentaire, des décollements superficiels peuvent être observés dans les deux chaînes de part et d'autre de l'orogène. Cependant, les nappes sont bien plus développées sur la lithosphère dont le manteau est subducté, que ce soit dans les Alpes (le Jura) ou dans les Pyrénées (Engesser & Schwentke, 1986).

Les structures compressives sont plus développées et plus complexes dans les Alpes que dans les Pyrénées (présence possible de chevauchements redoublés dans le manteau fragile, existence de massifs cristallins externes absents dans les Pyrénées...). la compression est restée dans les Pyrénées assez modeste : d'après les coupes équilibrées dessinées par Roure et al. (1989b), l'orogène pyrénéen résulte d'un rapprochement entre l'Europe et l'Ibérie



Hachures horizontales : lithosphère océanique; Chevrons ouverts : zones de subduction; Chevrons fermés : collisions intra-continentales.

**Fig. V-17 Exemple de déformation plane associée à une collision continentale (Tapponnier, 1977).**

La convergence entre 2 continents (ici l'Europe et l'Afrique) peut conduire simultanément à la formation de zones de collision et à l'ouverture de fossés d'effondrement (ici, le graben septentrional, orienté N-S, correspond au fossé rhéno-provençal).

compris entre 100 et 120 km; Le raccourcissement lié à la formation de Alpes est sans doute plus important; Les Alpes montrent actuellement un stade de déformation plus évolué, et l'on peut imaginer qu'elles aient pu ressembler lors de leur orogénèse, aux structures actuellement visibles sous les Pyrénées. Pour Roure et al. (1989a), l'analyse du profil ECORS-CROP montre que l'évolution ultérieure de la chaîne alpine (et, en particulier, l'extension vers les zones externes de la déformation compressive) s'explique par le poinçonnement de la lithosphère européenne par le manteau apulien (fig. V-16).

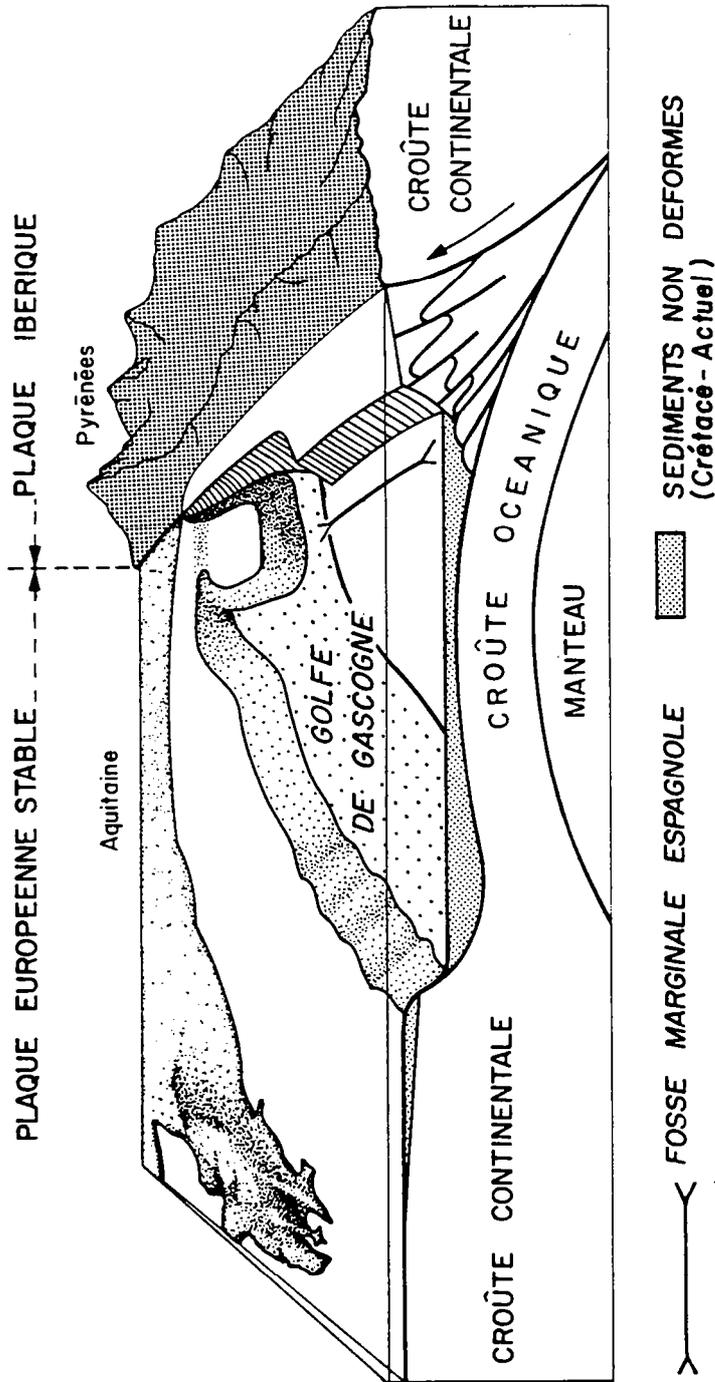
La plupart de ces constatations peuvent également être faites sur les expériences analogiques :

- Les structures profondes obtenues sont presque systématiquement très asymétriques, avec subduction mantellique. Elles sont également beaucoup plus simples que les structures visibles dans le niveau fragile supérieur, puisque, le plus souvent, un seul chevauchement y est présent (fig. V-10 & V-11). Ces résultats concernant les déformations du manteau supérieur cassant sont donc très similaires à ce qui a été déduit des profils ECORS.

- Les déformations superficielles sont, dans les modèles également, beaucoup plus complexes que les déformations profondes. On observe la présence de failles chevauchantes divergeant depuis la zone axiale de la chaîne. Toutefois, la géométrie de ces failles est bien différente de ce que l'on voit dans la réalité : leur pendage est plus fort, et leur extension bien moindre : c'est que l'on n'a pas introduit dans les modèles les zones de décollement qui sont systématiquement présentes au sein des séries sédimentaires superficielles. On peut cependant penser que l'absence de ces niveaux de décollement ne modifie pas fondamentalement la géométrie de la chaîne, puisqu'ils ne concernent que la couverture sédimentaire, et que les forces mises en jeu au niveau de cette couverture restent, quelle que soit son épaisseur, très faibles face aux forces mises en jeu dans l'ensemble de la lithosphère.

- Nous avons déjà vu expérimentalement dans le chapitre précédent que les deux bassins flexuraux présents de chaque côté de la chaîne sont différents, tant par leur ampleur que par la période de leur formation. Ces observations semblent au moins correspondre à ce qui s'est produit au niveau des Pyrénées centrales.

- Enfin, on observe que la déformation en surface est contrôlée par le poinçonnement de la lithosphère dont le manteau est subducté par le manteau chevauchant. Il y a par conséquent migration de la déformation dans la croûte de la lithosphère dont le



**Fig. V-18 Structure schématique du Golfe de Gascogne (Boillot, 1984).**

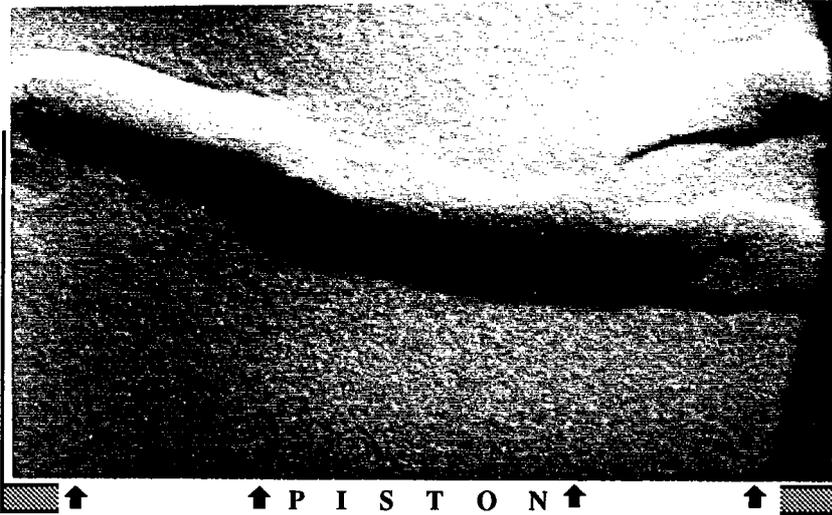
La plaque européenne océanique plonge vers le Sud sous la plaque ibérique. Dans les Pyrénées centrales, le manteau ibérique plonge sous l'Europe. Il y a donc inversion de vergence entre les chaînes Cantabriques et les Pyrénées centrales.

manteau est subducté.

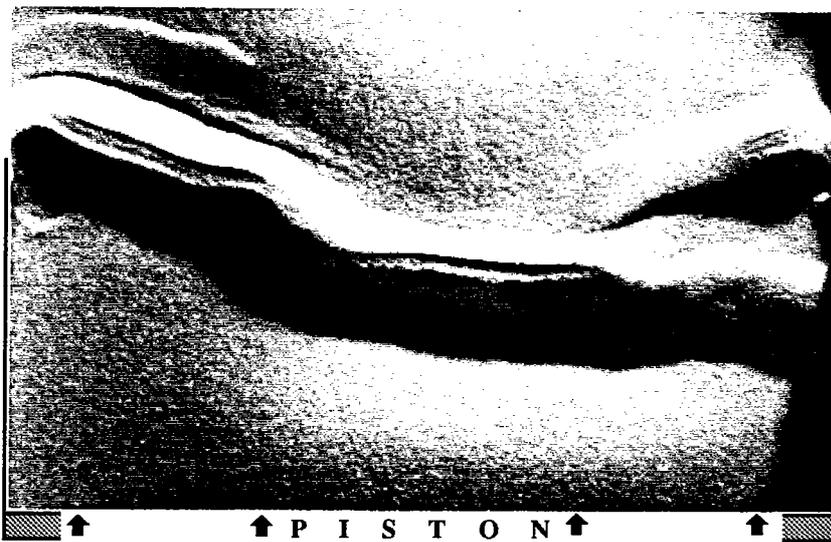
Toutes ces observations montrent que, globalement, les déformations mises en évidence dans les Alpes et les Pyrénées sont proches de celles observées dans les modèles analogiques. Quelles conclusions peut-on tirer de cette constatation ? Il faut se rappeler que les conditions initiales avant compression sont assez différentes dans les Alpes, les Pyrénées, et les modèles analogiques. Pourtant, malgré ces différences, les structures finales se ressemblent. On doit donc en conclure que toutes les caractéristiques d'une zone de collision mises en évidence ci-dessus ne dépendent pas de la nature initiale du continent qui va être comprimé : par exemple, il n'est pas nécessaire qu'il y ait subduction et disparition d'un océan pour que l'on observe ensuite une subduction mantellique intra-continentale (Mattauer, 1986). Celle-ci peut tout aussi bien naître au coeur même d'un continent non-déformé. On observe également que la formation des deux bassins flexuraux n'est pas synchrone. Le bassin situé sur la plaque dont le manteau est subducté est plus profond, et commence à se former plus tôt. Enfin, les modèles montrent le poinçonnement de la lithosphère subductée par le manteau chevauchant. Lorsque le raccourcissement augmente, ce poinçon est responsable du déplacement de la déformation en direction du continent dont le manteau est subducté.

#### 2.1.4. L'inversion de la vergence de la subduction mantellique : l'exemple des Pyrénées.

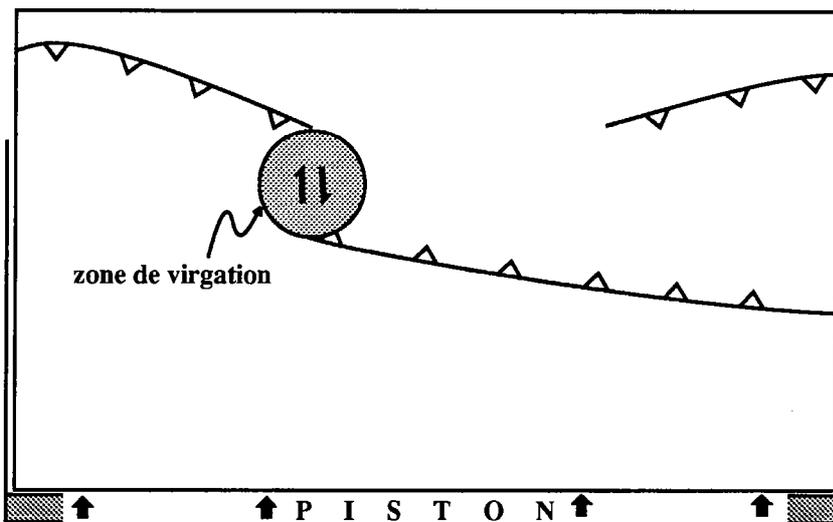
Nous ne nous sommes intéressés jusque là qu'aux structures observables sur une coupe perpendiculaire à un chevauchement intra-continentale, et pas à leur évolution dans l'espace, le long de l'axe de la chaîne. Or celles-ci peuvent varier fortement, en relativement peu de distance, même dans une chaîne rectiligne comme les Pyrénées : dans les Pyrénées centrales, le profil ECORS montre la subduction du manteau ibérique par la plaque européenne. Plus à l'Ouest, la chaîne ne résulte plus de l'affrontement de deux plaques continentales, mais du rapprochement entre la plaque ibérique et la lithosphère océanique du Golfe de Gascogne. Boillot (1984) montre que ce raccourcissement est lié à la subduction partielle des fonds océaniques du golfe sous la plaque ibérique (fig. V-18). Il y a donc inversion de la direction de subduction entre les Pyrénées centrales et l'Ouest du Pays Basque



Vue de surface de l'expérience après 10 mn de compression



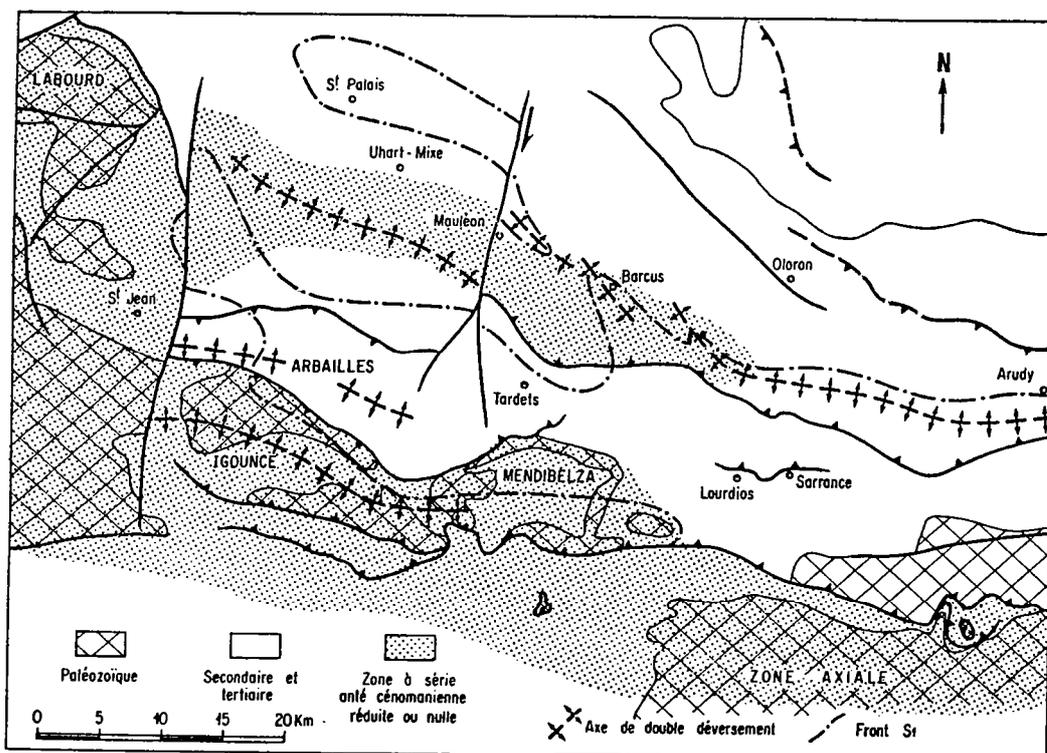
Vue de surface de l'expérience après 30 mn de compression  
(fin d'expérience)



Position des failles mantelliques sur la photo placée ci-dessus  
(fin d'expérience)

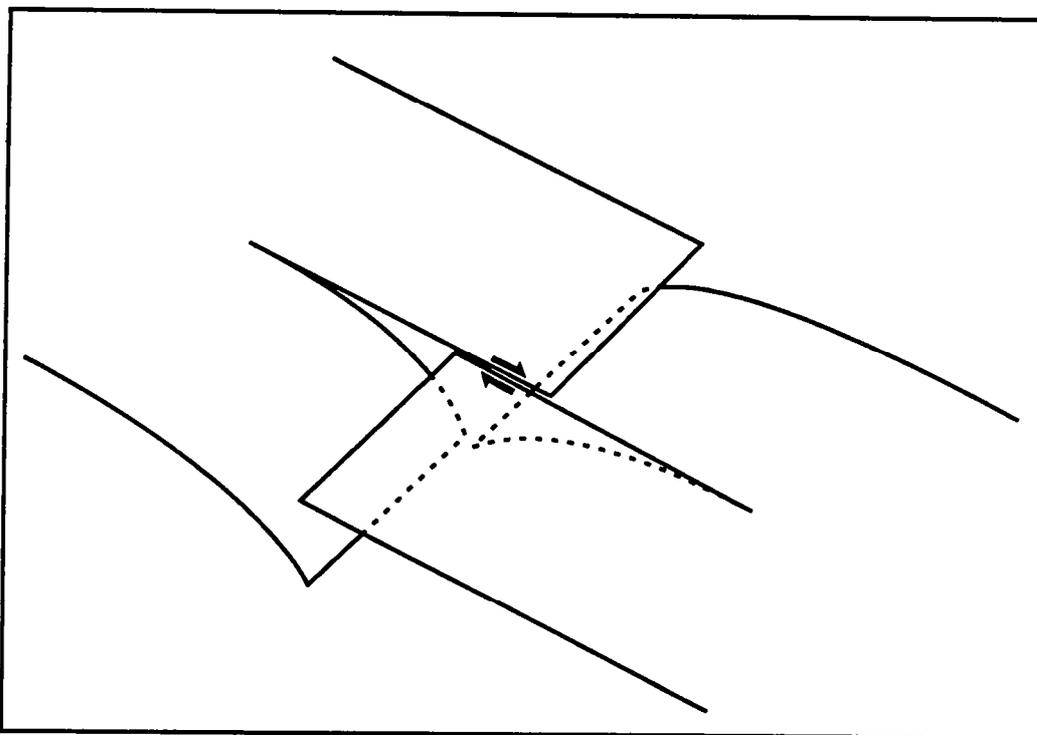
**Evolution de la géométrie de la zone de collision lors de la compression de l'expérience R.**

Dans la partie centrale de la chaîne, le manteau lié au piston est subducté; Il est chevauchant dans la partie gauche du modèle. En début de compression, la chaîne est rectiligne. Une virgation apparaît avec l'augmentation du raccourcissement.



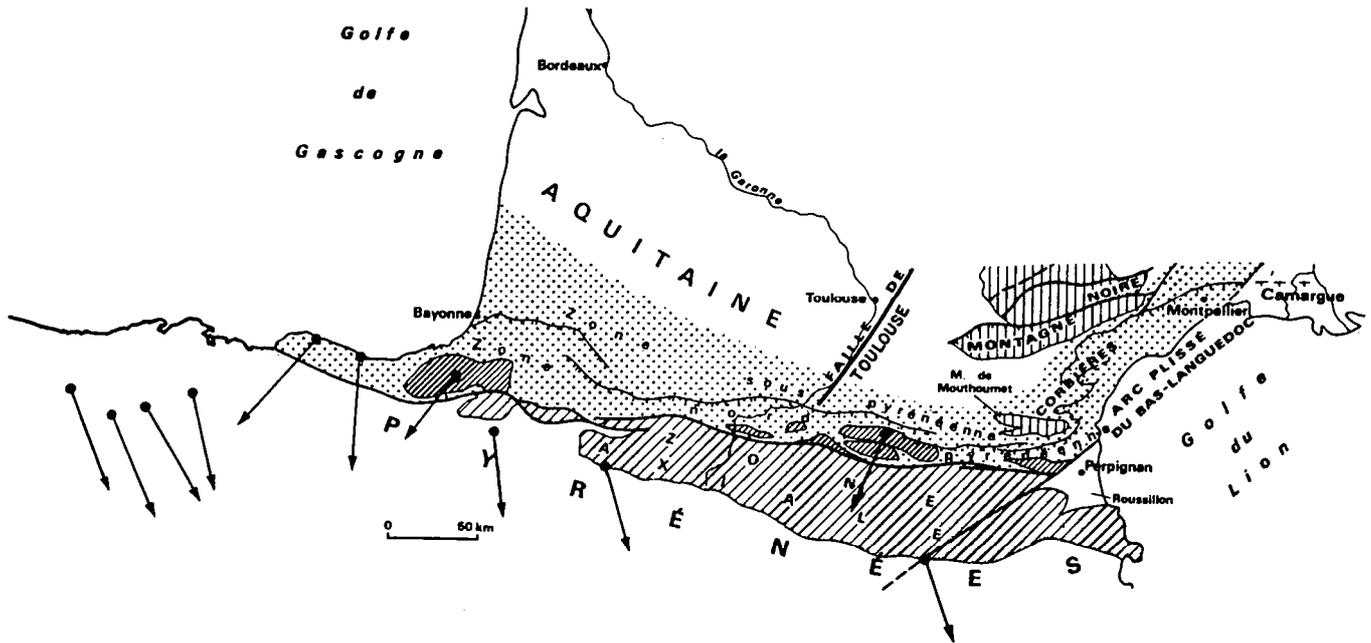
**Fig.V-20** Carte de la zone nord-pyrénéenne occidentale (Choukroune, 1976).

Entre Oloron-Ste-Marie et les massifs basques, on observe une série de virgations des structures E-W. Ces virgations sont liées à la présence d'accidents méridiens décrochants dextres.

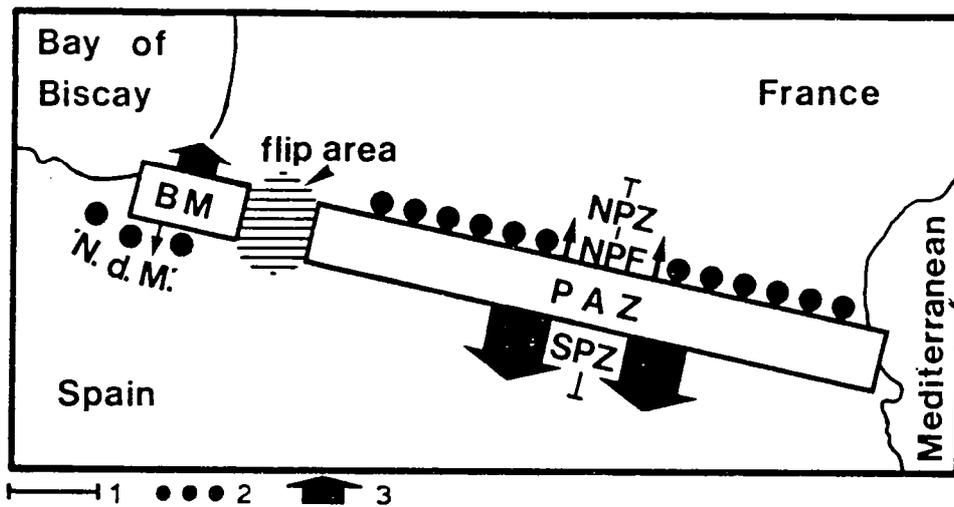


**Fig.V-21** Schéma simplifié du changement de vergence de la subduction mantellique intra-continentale.

Dans la croûte, le changement de vergence se traduit par des décrochements.



**Fig.V-22** Directions paléomagnétiques enregistrées dans les Pyrénées (Boillot, 1984).  
Les directions "européennes" apparaissent dans les massifs basques, et les directions "ibériques" dans la Zone Primaire Axiale.



1 : section ECORS. 2 : métamorphisme haute température. 3 : extension des nappes.

**Fig.V-23** Schéma simplifié des Pyrénées (Engesser & Schwentke, 1986)

On remarque la symétrie des structures entre les Massifs Basques et la Zone Primaire Axiale.

(Mattauer, 1985; Engesser & Schwentke, 1986).

Les expériences analogiques vont nous permettre de caractériser les structures liées à l'inversion de la vergence de la subduction mantellique. En effet, dans l'expérience R, la subduction mantellique a lieu en direction du piston mobile dans la coupe 1 (c'est à dire vers la droite en figure V-10), alors qu'elle a lieu dans l'autre sens dans la coupe 2. Malheureusement, la technique employée pour réaliser les coupes dans les modèles ne nous permet pas d'effectuer de coupes très rapprochées, et nous n'avons pas scié le modèle à l'endroit où la vergence de la subduction s'inverse. Cependant, en observant l'évolution de la surface du modèle, on peut deviner à quel endroit a lieu l'inversion : entre les coupes 1 et 2, la zone de collision est à peu près rectiligne en surface en début d'expérience. Lorsque le raccourcissement augmente, la chaîne reste rectiligne sauf en un endroit, où une virgation de plus en plus marquée apparaît (fig. V-19), décalant les portions de la zone de collision dans lesquelles ont été effectuées les sections 1 et 2. Tout se passe comme si la partie centrale de la chaîne se déplaçait solidairement à la bordure fixe du modèle, alors que l'autre portion de la chaîne est fixée au piston mobile. Cette constatation s'explique aisément si l'on sait que dans la partie centrale de la chaîne, le manteau situé contre la bordure fixe de la boîte est chevauchant, alors qu'au niveau de la coupe 1, le manteau chevauchant est lié au piston (fig. V-10) : le manteau chevauchant se déforme peu (cf paragraphe précédent), et il poinçonne la lithosphère qui lui fait face. C'est lui qui contrôle la position de la chaîne, ce qui explique la virgation de la zone de collision visible en surface (fig. V-21).

Nous pouvons donc caractériser les structures visibles en surface liées à l'inversion de vergence dans le manteau : d'une part, la chaîne présente au niveau de l'inversion, une virgation, qui s'accroît avec la quantité de compression. D'autre part, on observe sur les modèles que l'élévation de la chaîne est moindre au niveau de l'inversion : dans les parties rectilignes de la chaîne, on observe sur le modèle de part et d'autre de la ligne de crête, des versants de sable blanc (fig V-10) : la couche superficielle de sable noir a été "érodeé" (i.e. la crête sableuse s'est effondrée à cause de sa trop grande hauteur). Au niveau de l'inversion, le sable blanc n'est pas visible, ce qui témoigne de la plus faible élévation de la chaîne en cet endroit.

La géométrie profonde de la zone de collision au niveau de l'inversion reste

néanmoins inconnue, et on peut s'interroger sur la manière précise dont la subduction s'inverse. Un schéma possible serait une géométrie semblable à celle observée en coupe 3 (fig. V-10), mais d'autres possibilités pourraient également être envisagées.

Revenons aux Pyrénées : à la lumière des remarques tirées de l'expérimentation, on peut essayer de situer l'endroit où l'inversion de vergence a lieu. La carte géologique des Pyrénées montre la Zone Primaire Axiale (ZPA), bordée au Nord par la faille Nord-Pyrénéenne qui s'étend depuis les abords de la Méditerranée (Est de la plaine de Perpignan) jusqu'au niveau d'Oloron-Ste-Marie. Entre la ZPA et les Massifs Basques situés plus à l'Ouest (région du Labourd), s'étend une zone dans laquelle les séries primaires sont cachées par des sédiments secondaires et tertiaires (essentiellement crétacés). La présence de ces sédiments à l'affleurement au coeur même de la chaîne témoigne d'une surrection moindre dans cette région qu'au niveau de la ZPA ou qu'au niveau des massifs basques. De plus, on peut observer dans la région une virgation des structures majeures : sensiblement E-W entre Lourdes et Oloron-Ste-Marie, elles deviennent N-S au Nord-Ouest d'Oloron-Ste-Marie avant de redevenir E-W au Nord du Labourd (Choukroune, 1976). Cette virgation, complexe dans le détail, semble être liée à la présence d'accidents méridiens décrochants dextres (fig. V-20) (Choukroune, 1976). On retrouve donc, entre la ZPA et le massif du Labourd, toutes les caractéristiques de surface d'une inversion profonde de la vergence de la subduction mantellique.

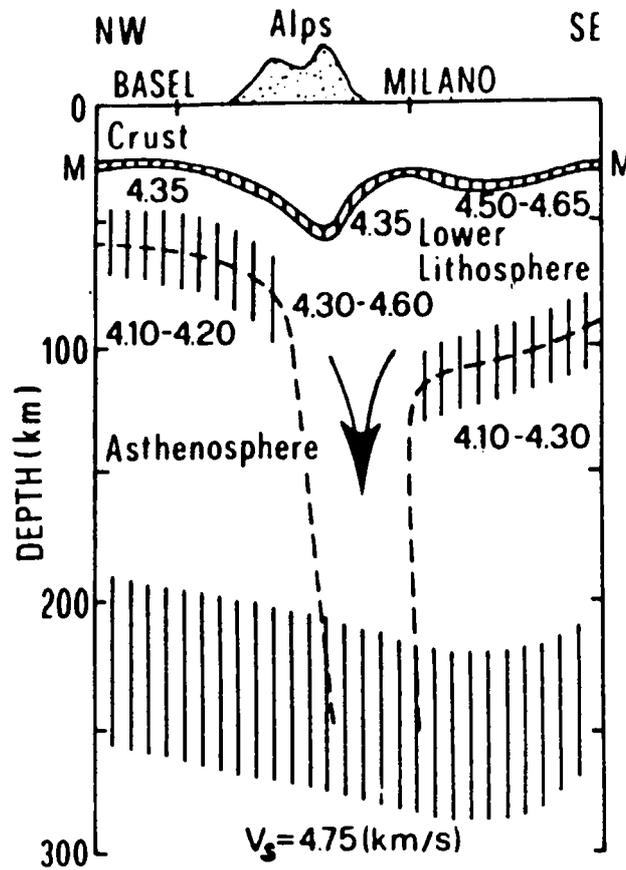
S'appuyant sur d'autres arguments, Engesser & Schwentke (1986) ont déjà proposé que l'inversion de vergence de la subduction intra-continentale se produise entre les Massifs Basques et Oloron-Ste-Marie : ils remarquent que la géologie de la ZPA reflète parfaitement, mais en inversant le Nord et le Sud, celle des Massifs Basques : l'unique zone de métamorphisme de haute température présente au Nord de la ZPA (la Faille Nord Pyrénéenne) disparaît au niveau d'Oloron Ste Marie, pour réapparaître uniquement au Sud des Massifs Basques (région des Nappes de Marbre) (fig. V-23). Les données paléomagnétiques montrent d'autre part que la Faille Nord Pyrénéenne, comme le Sud des Massifs Basques, marquent la limite entre les plaques ibérique et européenne (il est aisé de caractériser par paléomagnétisme l'origine des massifs, puisque l'Ibérie a tourné d'environ 20° par rapport à l'Europe depuis l'ouverture du Golfe de Gascogne (Vandenberg, 1980)) (fig. V-22). Engesser & Schwentke (1986) remarquent enfin que les nappes sont beaucoup plus

développées sur le versant espagnol des Pyrénées centrales et orientales que sur le versant français. La situation est inversée au niveau des Pyrénées occidentales (fig. V-23). Or, l'extension des nappes de part et d'autre d'une chaîne de montagnes semble être liée à la vergence de la subduction mantellique : les Alpes occidentales montrent elles aussi que la plaque dont le manteau est subducté est recouvert de nappes très étendues (par exemple, le Jura). Toutefois, les sondages sismiques décrits par Daignères et al. (1982) ne permettent pas de préciser la géométrie profonde du moho dans la partie occidentale de la chaîne pyrénéenne, et donc de confirmer cette hypothèse.

Tous les arguments énumérés ci-dessus confortent donc l'idée d'une inversion de la subduction mantellique entre les Pyrénées centrales et le Pays Basque, légèrement à l'Ouest d'Oloron-Ste-Marie : une question reste toutefois en suspens : pourquoi y-a-t'il inversion du sens de subduction ? Dans les modèles, du fait de l'homogénéité des plaques avant compression, aucune vergence n'est favorisée. Il suffit donc de la présence d'une hétérogénéité minimale au sein du modèle pour initier la subduction dans un sens ou dans l'autre. Dans la nature, la collision met le plus souvent en présence des lithosphères assez différentes : lorsque le raccourcissement rapproche une lithosphère continentale d'une lithosphère océanique (par exemple dans les Pyrénées Cantabriques), la plaque océanique plus dense plonge sous la plaque continentale légère. Pourquoi alors la plaque continentale européenne n'accompagne-t-elle pas la plaque océanique du Golfe de Gascogne, à laquelle elle est rattachée, dans son plongement sous l'Espagne ? On peut au moins avancer deux hypothèses pour expliquer le saut de vergence :

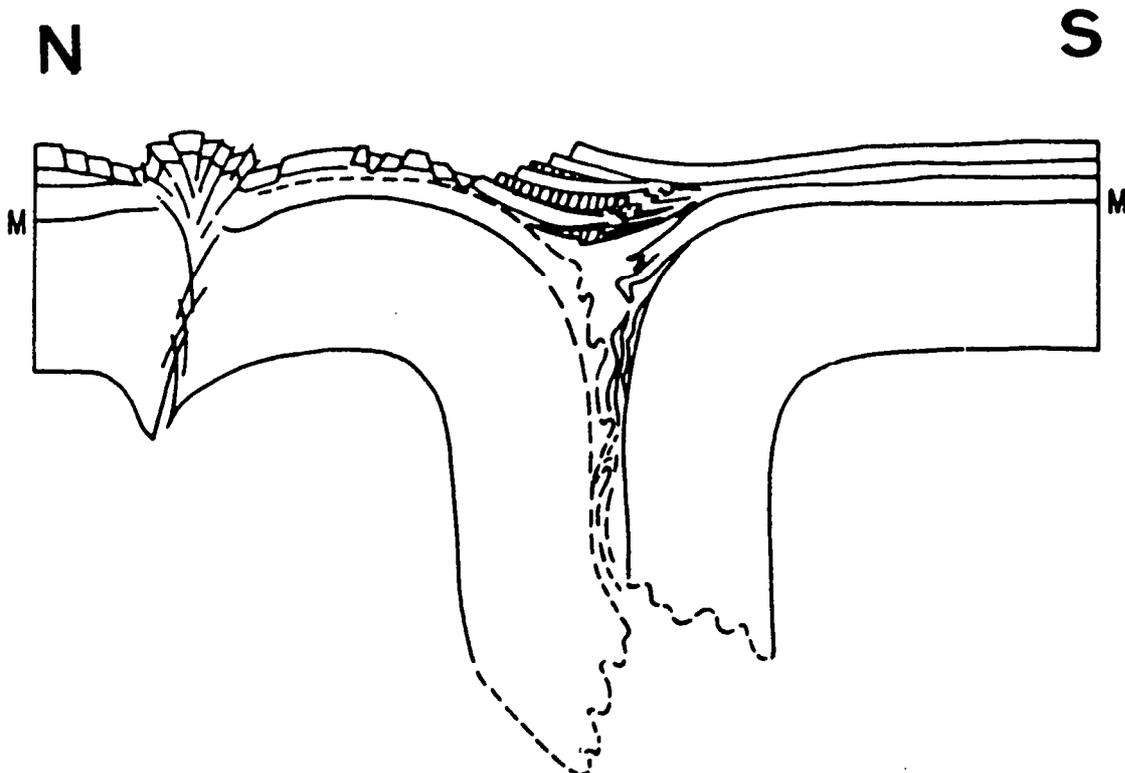
(1) La collision a débuté dans les Pyrénées orientales plus tôt que dans les Pyrénées occidentales. La vergence de la subduction n'a donc pas pu être influencée, dans l'Est des Pyrénées, par la présence de la lithosphère océanique du Golfe de Gascogne, mais seulement par la nature des plaques dans la partie orientale de la chaîne. Or, une grande partie de l'orogène oriental a été détruit par l'ouverture oligocène du Golfe du Lion, masquant peut-être les véritables raisons permettant d'expliquer la vergence de la subduction à l'Est et au centre de la chaîne.

(2) La vergence de la subduction dans les Pyrénées centrales et orientales est due à la différence d'épaisseur entre les croûtes ibérique et européenne : La lithosphère continentale est constituée de deux niveaux résistants séparés par la croûte intermédiaire faiblement visqueuse. Or, la croûte européenne est moins épaisse que la croûte ibérique. Le



*Fig.V-24* Coupe profonde à travers les Alpes centrales, d'après les données sismiques (Mueller, 1989).

Les bandes hachurées verticales indiquent les incertitudes sur la base de la croûte (M), de la lithosphère et de l'asthénosphère. On constate que ces 3 interfaces s'approfondissent à peu près symétriquement en s'approchant de part et d'autre des Alpes.



*Fig.V-25* Coupe schématique de la lithosphère sous les Alpes centrales (Mueller, 1989).

Pour Mueller (1989), la collision continentale dans les Alpes centrales donne naissance à une subduction simultanée et symétrique des deux lithosphères qui s'affrontent.

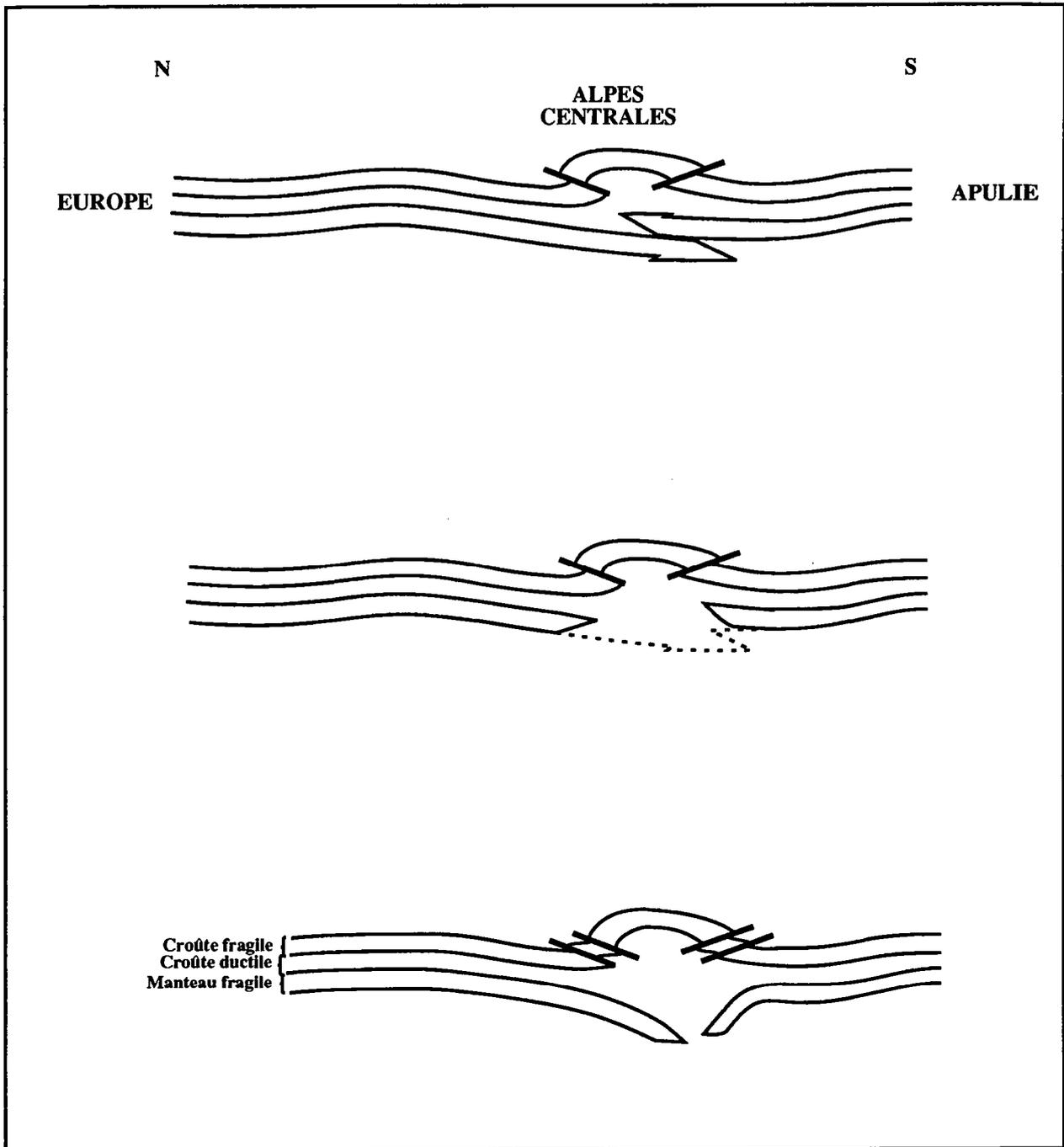
manteau fragile européen était, avant compression, moins profond que le manteau fragile ibérique. Sa position initiale le prédisposait donc à chevaucher et à poinçonner la lithosphère ibérique voisine. Les résultats de modélisation numérique de la compression lithosphérique intracontinentale obtenus par Chéry (1988) confirment cette hypothèse.

Ces hypothèses ne sont d'ailleurs pas contradictoires, et pourraient toutes deux expliquer l'existence d'un saut de vergence dans la subduction mantellique sous les Pyrénées.

#### 2.1.5. Les limites de la modélisation : les réajustements thermiques.

Les données géophysiques tirées des profils ECORS Alpes et Pyrénées montrent des structures très asymétriques au niveau du manteau supérieur, avec chevauchement d'un manteau continental sur l'autre. C'est également ces structures que nous observons dans les modèles analogiques. Dans les Alpes centrales, par contre, les données de sismique réfraction ne permettent pas de mettre en évidence un chevauchement dans les parties profondes de la lithosphère : on observe plutôt une déflexion régulière du moho de part et d'autre de la chaîne, jusqu'à une profondeur d'environ 55 km (Mueller et al., 1980; Cassinis et al., 1990) (fig V-24). Cette géométrie a conduit de nombreux auteurs (par exemple Laubscher, 1974; Mueller, 1989) à proposer un mécanisme de formation de l'orogène différent de celui qui a été décrit plus haut (fig. V-24 & V-25). Pour ces auteurs, la déformation mantellique est très symétrique lors d'une orogénèse. Nous pensons pourtant que les structures profondes symétriques actuellement visibles sous les Alpes centrales ne sont pas contradictoires avec le modèle présenté dans les paragraphes précédents.

En effet, Merle (1990) fait remarquer que l'actuelle symétrie des structures présentes sous les Alpes centrales résulte d'une histoire géologique longue et complexe : pour lui, les phases éo-alpine et méso-alpine, respectivement d'âge Crétacé moyen et Eocène conduisent au chevauchement du manteau apulien sur le manteau européen, et à un fort épaissement crustal. Puis, pendant au moins 10 Ma, la région n'est plus comprimée. Par relaxation thermique, l'ensemble de la croûte épaissie et du manteau sous-jacent se réchauffent fortement, et les conditions métamorphiques de l'amphibolite faciès sont atteintes



*Fig.V-26* Schéma évolutif des structures profondes des Alpes centrales (d'après Merle, 1990).

Dans un premier temps, le raccourcissement se traduit au niveau du moho par le chevauchement du manteau apulien sur le manteau européen.

Puis, la compression marque une pause durant laquelle les zones épaissies chauffent. Le manteau fragile disparaît sous la zone axiale.

La compression reprend. Les manteaux résistants des deux lithosphères se rapprochent. Le moho est maintenant symétrique de part et d'autre de la chaîne.

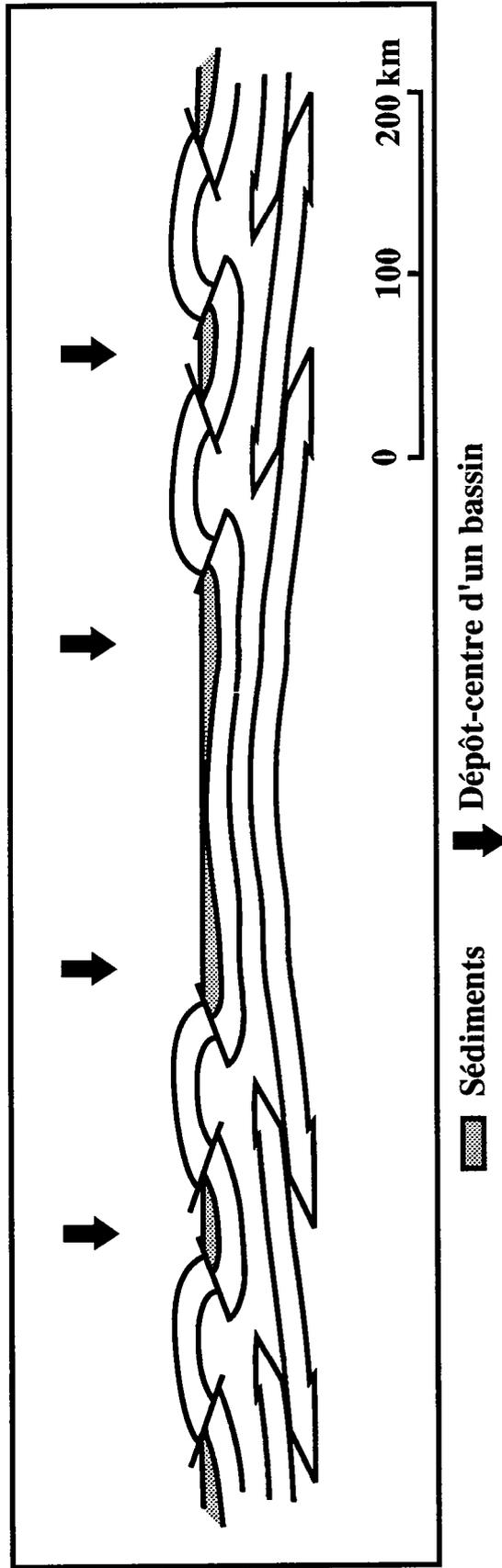
(650°C à 700 MPa de pression). A ces températures, le manteau supérieur n'est évidemment plus fragile. Il est même assez peu résistant (Carter & Tsenn, 1987). La rhéologie de la lithosphère dans la zone épaissie n'est donc plus du tout semblable à ce que modélisent les expériences. On ne peut plus espérer retrouver dans les modèles les structures résultant de la dernière phase de compression (Miocène). Merle (1990) pense donc que la géométrie profonde des Alpes centrales s'explique par l'avancée et le plongement des deux manteaux fragiles encore présents de part et d'autre de la chaîne, qui expulsent les matériaux chauds et faiblement visqueux résultant de la phase de compression précédente (fig. V-26).

L'exemple des Alpes centrales est donc compatible avec les résultats des expériences analogiques, et l'actuelle symétrie des structures est une conséquence de la compression complexe et polyphasée dans la région. Cet exemple montre également les limites de la modélisation analogique : les phénomènes thermiques ne peuvent être pris en compte dans les modèles. Il faut par conséquent être très prudent lorsque l'on veut interpréter, grâce aux expériences analogiques, des phénomènes géologiques dont la durée permet aux transferts thermiques de modifier la rhéologie des roches déformées.

## *2.2. La formation de larges domaines compressifs : l'exemple de l'Asie Centrale.*

### 2.2.1. La géométrie d'un vaste domaine compressif d'après l'étude des modèles analogiques.

Nous ne nous sommes intéressés jusqu'à présent qu'aux structures visibles dans un chevauchement lithosphérique unique. Or, les expériences 4-couches réalisées montrent souvent plusieurs chevauchements lithosphériques semblables, qui apparaissent en général successivement les uns après les autres. Les structures associées à chaque chevauchement lithosphérique sont similaires à celles qui ont été décrites précédemment. Lorsque plusieurs chevauchements sont présents, la position de chaque accident lithosphérique est déterminée par le flambage. La distance initiale entre deux chevauchements doit donc être un multiple de la longueur d'onde du flambage, puisque les accidents lithosphériques se mettent en place au niveau des anticlinaux du flambage de la lithosphère (cf paragraphe précédent).



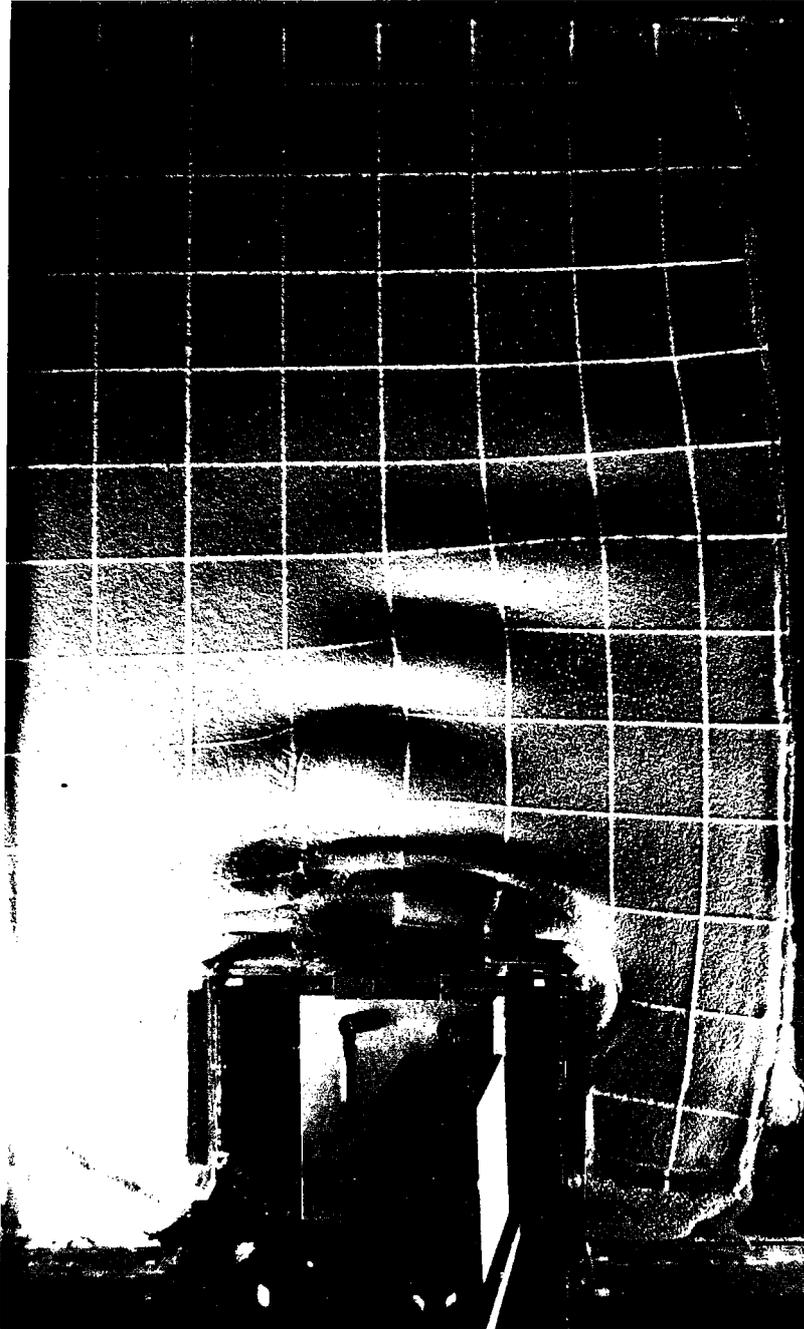
**Fig.V-27 Géométrie des bassins compressifs dans un vaste domaine en compression.**

**La largeur des bassins est contrôlée par la longueur d'onde du flambage.**

**Le domaine le plus subsident se situe au milieu des bassins étroits, tandis qu'on le trouve en bordure des bassins larges.**

Nous avons essayé de caractériser les structures présentes dans une zone comprimée de grande extension, en nous appuyant sur les observations qui ont été faites dans les modèles. Nous ne disposons pas de coupes dans les expériences qui ont montré l'apparition de plusieurs chevauchements lithosphériques. On peut néanmoins, à partir des coupes décrites précédemment et de l'observation de la surface de l'ensemble des expériences, appréhender les structures présentes lorsque la lithosphère est découpée par une succession de chevauchements lithosphériques (voir la figure V-27). En surface, une chaîne de montagne est présente à l'aplomb de chaque chevauchement lithosphérique. Elle est limitée, dans la croûte fragile, par des failles inverses qui divergent depuis le coeur de la zone déformée. Entre deux chaînes de montagnes, on assiste à la formation de bassins compressifs, limités par les failles inverses responsables des orogénèses (fig. V-27). La géométrie des chaînes de montagne et des bassins compressifs (des "horsts" et des "grabens" crustaux) conserve et amplifie le flambage initial, puisque les montagnes naissent au niveau des anticlinaux du flambage, et les bassins au niveau des synclinaux.

L'espacement entre les chaînes de montagnes est donc déterminé par la longueur d'onde du flambage. Il en est de même pour la largeur des bassins. Toutefois, les bassins n'ont pas nécessairement tous la même largeur : en effet, certains anticlinaux du flambage initial peuvent ne pas dégénérer en accidents lithosphériques. Il suffit pour cela que la lithosphère soit légèrement plus résistante en cet endroit qu'ailleurs : la fracturation se produit au niveau des anticlinaux dans lesquels la lithosphère est la plus faible. On assiste alors à la formation de bassins compressifs plus larges (fig. V-27), et présentant une géométrie différente des bassins les plus étroits : les bassins étroits sont une portion de synclinal lithosphérique, préservée de la déformation. Ils sont plus profonds en leur milieu. Le dépôt-centre de la sédimentation devrait donc se situer plus ou moins au milieu de ces bassins étroits. Dans les bassins plus larges, plusieurs ondulations du flambage lithosphérique peuvent être préservées. Ce sont les bordures de ces bassins qui subsident le plus rapidement (fig. V-27), et l'on doit s'attendre à trouver, au coeur des bassins les plus larges, une ou plusieurs zones dans lesquelles la subsidence est restée faible.



**Fig V-28** Modélisation analogique de la collision Inde-Asie (Davy & Cobbold, 1991).

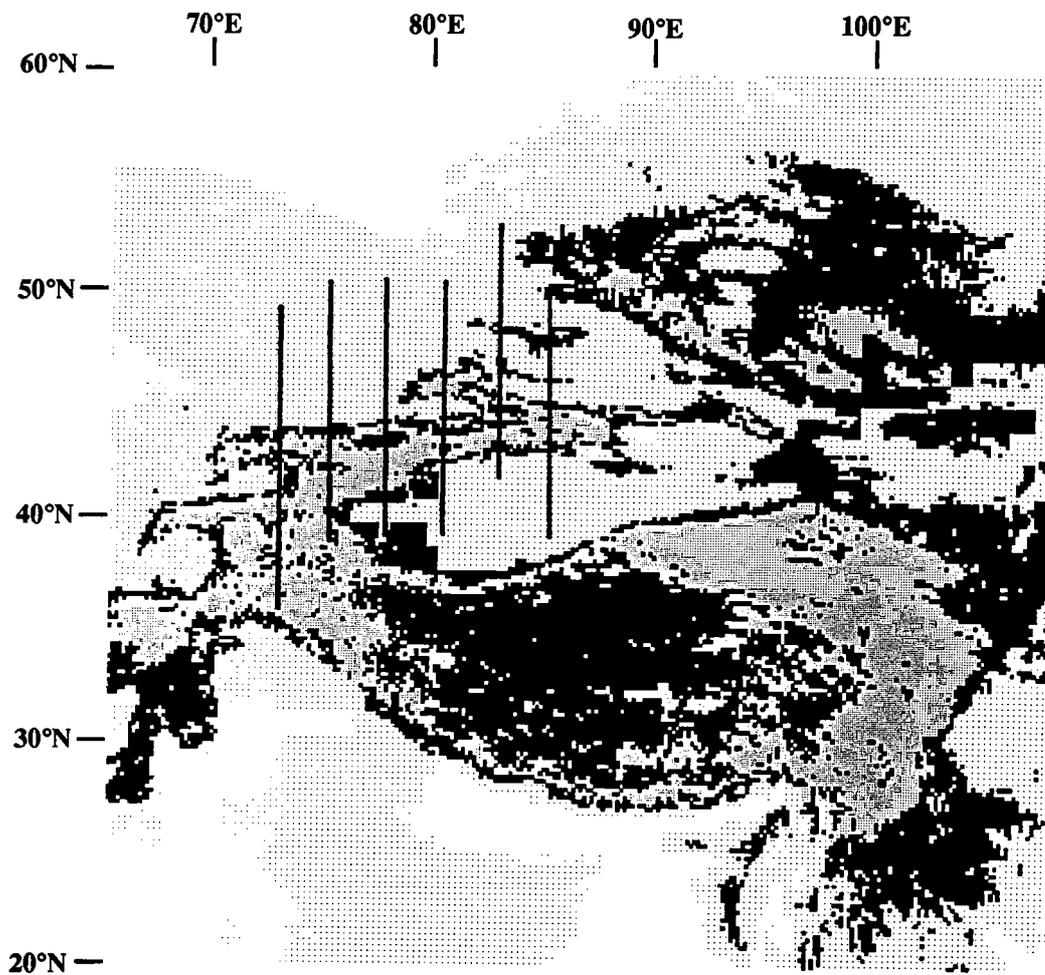
L'extrusion latérale est accommodée par des plis en échelon (flambage lithosphérique) perpendiculaires à la direction d'avancée du piston.

### 2.2.2. La déformation en Asie centrale au Nord du Tibet.

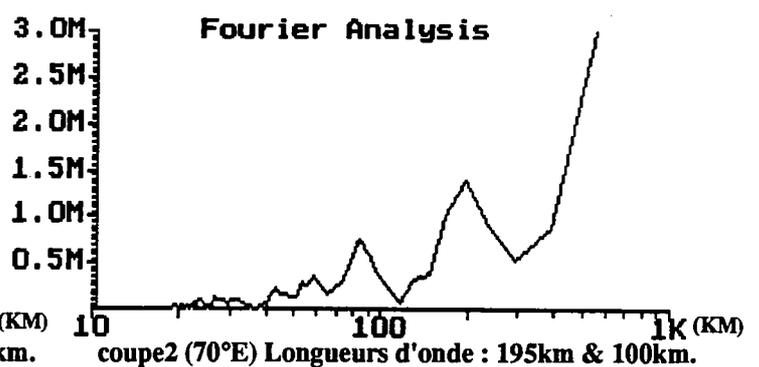
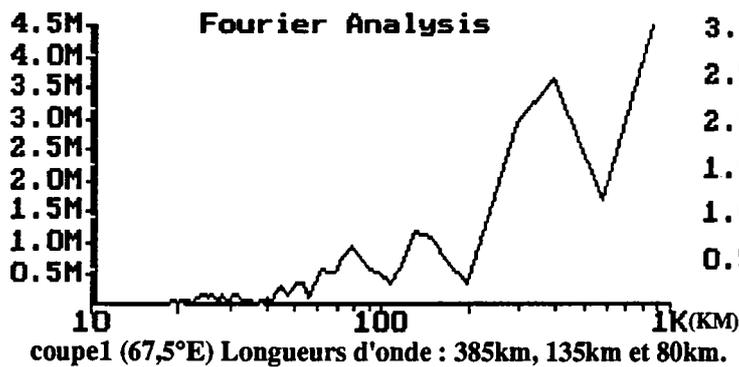
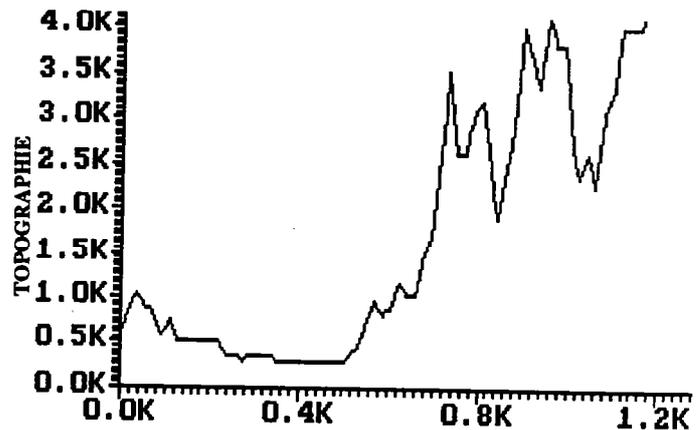
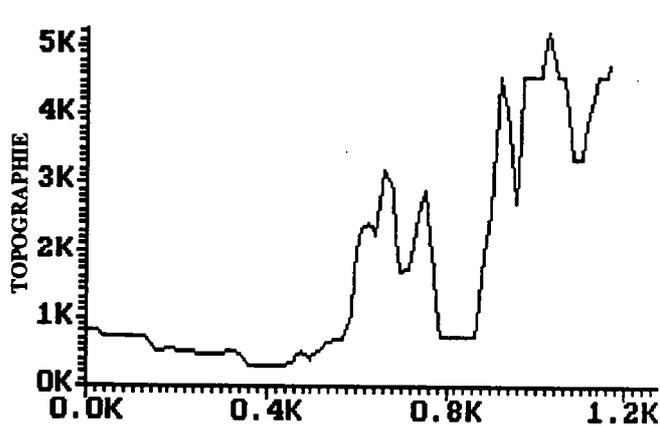
Les expériences analogiques nous ont permis d'annoncer ce que doit être la géométrie d'une zone comprimée, lorsque cette zone est très étendue. Nous avons cherché dans la nature des régions susceptibles de montrer ce type de structures. Ces domaines compressifs doivent être suffisamment larges pour que plusieurs chevauchements lithosphériques puissent être observés. Nous avons donc étudié la zone de collision la plus étendue actuellement présente sur Terre : la collision Inde-Asie. Toutefois, nous pensons que d'autres régions dans le monde pourraient présenter des structures proches de celles qui vont être décrites ci-dessous : par exemple les Andes, ou encore, les chaînes fossiles d'Australie centrale.

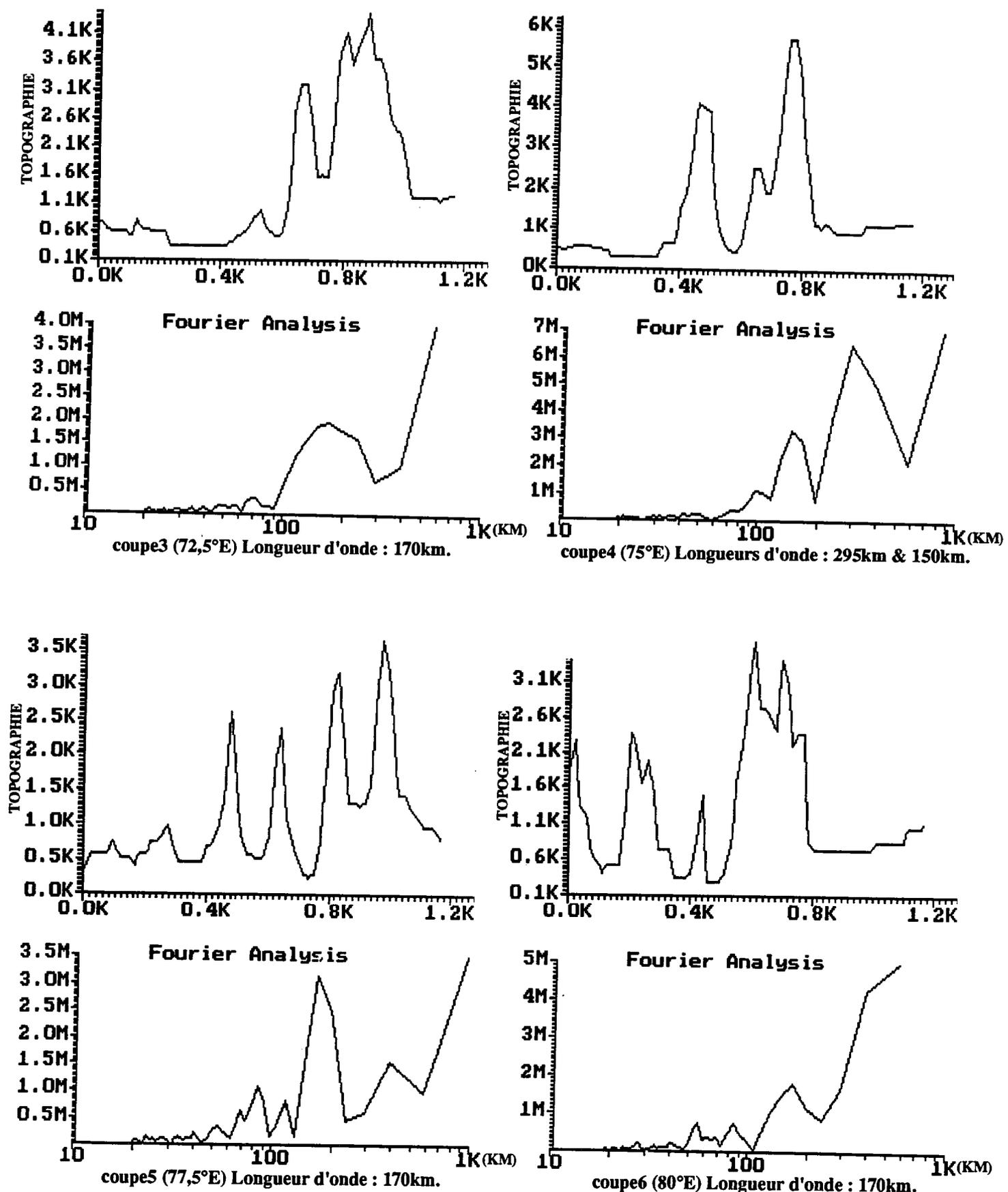
Dans un premier temps, nous ne nous intéresserons pas au plateau du Tibet, qui est pourtant la conséquence la plus spectaculaire de la collision entre l'Inde et l'Asie (Argand, 1924), mais aux structures visibles plus au Nord. En effet, la compression est restée plus modeste dans ces régions; Les structures y sont donc sans doute plus proches de ce qui a été mis en évidence par la modélisation analogique.

De nombreuses chaînes, parfois très élevées (plus de 7000 m d'altitude), sont présentes au Nord-Ouest de la Chine. Leur formation est la conséquence directe de la collision entre les continents indien et asiatique (Tapponnier et al., 1986; Cobbold & Davy, 1988). Toutefois, il n'est pas possible de considérer que ces chaînes sont le résultat d'une compression pure : on peut observer en effet d'importants décrochements qui contribuent eux aussi à la déformation de la région (Tapponnier & Molnar, 1979; Tapponnier et al., 1982; Peltzer et al., 1982; Cobbold & Davy, 1988). La présence de ces décrochements est liée à l'existence de zones de subduction à l'Est de la Chine : la matière, comprimée au niveau de la zone de collision, peut s'échapper vers l'Est en direction des zones de subduction, qui opposent peu de résistance à l'avancée du continent asiatique. C'est le phénomène d'extrusion, étudié en détail par Peltzer et al. (1982), Peltzer (1983), Davy & Cobbold (1988), Suzanne (1990), ou encore Suzanne & Davy (in prep.). Le raccourcissement entre les deux continents est donc compensé d'une part par l'épaississement observé de la croûte au front de la collision, et d'autre part par l'expulsion de matière vers l'Est, en direction de la bordure peu confinée du système



Carte topographique de l'ouest de la Chine.





**Fig.V-29** Analyse spectrale de sections topographiques du Tian Chan orientées N-S.  
 Les 6 coupes (numérotées de 1 à 6 d'ouest en Est) ont été positionnées sur la carte.  
 La longueur d'onde d'environ 170 km apparait systématiquement.

(Tapponnier et al., 1982; Davy & Cobbold, 1988; Suzanne, 1990). Les structures observées au Nord du Tibet sont la conséquence des deux phénomènes.

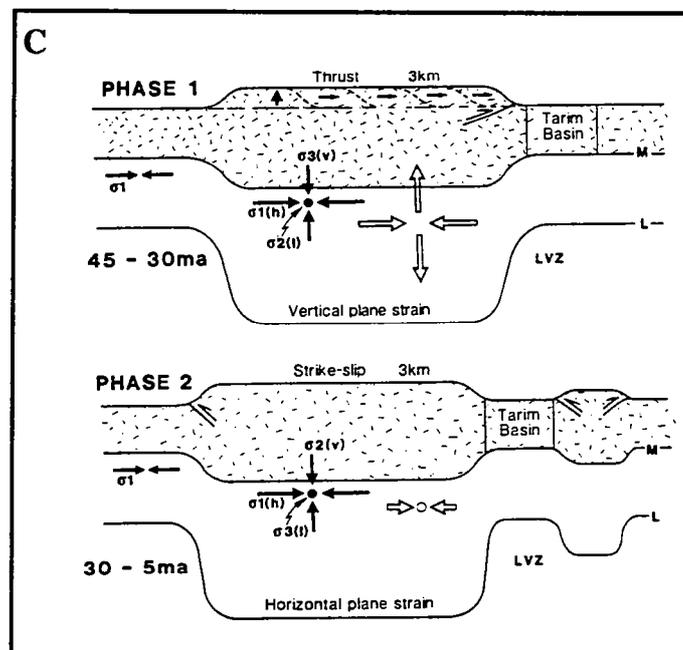
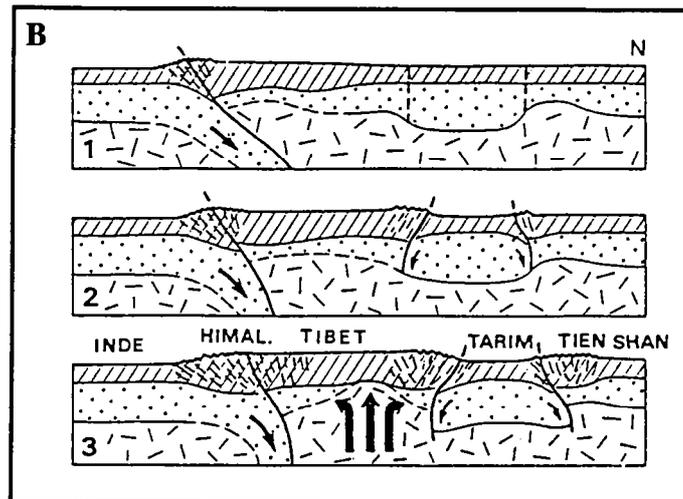
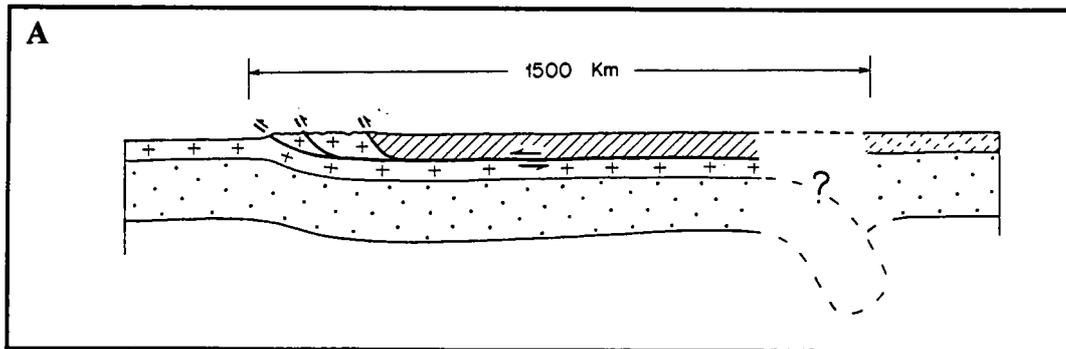
Suzanne (1990) et Suzanne & Davy (in prep.) ont étudié les phénomènes d'extrusion en construisant des modèles analogiques similaires à ceux décrits dans cette thèse. Ils montrent que la position des chaînes les plus éloignées de la zone de collision est imposée par les mouvements d'extrusion latérale de matière. Toutefois, dans un premier temps, les mouvements décrochants sont accommodés par le flambage et la formation de chevauchements en échelon dans la lithosphère (fig. V-28). Ces structures compressives, dont la position est contrôlée par les déplacements latéraux de matière, sont très semblables à celles qui ont été étudiées dans les modèles en compression pure. Elles sont orientées perpendiculairement à la direction d'avancée du piston, c'est à dire à l'axe des contraintes compressives maximales. Ces structures, observées dans les modèles analogiques, correspondent dans la nature à la chaîne du Tian Chan et, plus à l'Est, à l'Altaï (Cobbold & Davy, 1988). Les études tectoniques menées dans la région montrent que les failles cénozoïques sont les plus souvent chevauchantes dans le Tian Chan. Plus à l'Est, dans l'Altaï, lorsque l'on se rapproche de l'Océan Pacifique, les décrochements deviennent plus fréquents (Tapponnier & Molnar, 1979; Cobbold & Davy, 1988). On peut donc s'attendre à ce que dans les régions les moins affectées par les mouvements décrochants, la géométrie des structures soit assez semblable à celle visualisée dans les modèles de compression pure.

Pour tester cette hypothèse, nous avons étudié la carte topographique numérisée du NGDC ("National Geophysical Data Center" des Etats-Unis). Cette carte est assez précise puisqu'elle donne une altitude moyenne par rectangle de 10 minutes d'arc de côté (c'est à dire par rectangle d'environ 250 km<sup>2</sup>). La topographie donne de bonnes indications sur les zones orogéniques, puisque l'orogénèse de ces montagnes se poursuit encore actuellement. Nous avons étudié cette carte, pour voir si l'on pouvait mettre en évidence une périodicité dans la topographie du Tian Chan. Pour cela, nous avons effectué l'analyse spectrale de sections topographiques orientées Nord-Sud (fig. V-29). En effet, les principales structures sont, dans la région, orientées E-W, perpendiculairement à la direction de  $\sigma_1$ . Les sections sur lesquelles les analyses ont été envisagées balayent l'ensemble du Tian Chan. Leur position géographique a été reportée en figure V-29. Les analyses spectrales mettent systématiquement en évidence une longueur d'onde d'environ 170 km (Nous n'avons présenté en figure V-29 que 6 sections,

espacées d'environ 250 km, qui recouvrent l'ensemble du Tian Chan, mais les analyses spectrales des sections intermédiaires donnent des résultats exactement semblables à ceux présentés ici). Parfois, l'analyse met en évidence une seconde longueur d'onde, plus grande, d'environ 350 km. Il s'agit en fait d'une période deux fois supérieure à la période qui apparaît systématiquement (170 km). Cette période devient prépondérante lorsque seulement un sommet sur deux des ondulations de 170 km de longueur d'onde est très élevé. Ce résultat signifie que la longueur d'onde de 350 km n'est qu'une dégénérescence de la longueur d'onde de 170 km. On peut donc conclure que dans l'ensemble du Tian Chan, l'analyse spectrale de la topographie met en évidence une périodicité Nord-Sud des structures de 170 km en moyenne.

Les données géophysiques disponibles sont rares et souvent imprécises dans ces régions désertiques. Toutefois, il est certain que les chaînes de montagne visibles sur la carte topographique correspondent à des accidents lithosphériques : ce sont des chaînes très élevées (au moins 4000 m d'altitude). Les cartes du moho soviétiques d'Asie centrale montrent d'ailleurs un assez fort épaissement de la croûte sous chaque chaîne (le moho descend d'environ 30 à 40 km de profondeur dans les bassins, jusqu'à plus de 50 km sous les chaînes). L'étude de la carte topographique montre donc que les accidents lithosphériques dans la région du Tian Chan sont le plus souvent espacés d'environ 170 km. Or, c'est à peu près la longueur d'onde attendue pour le flambage de la lithosphère continentale (cf annexe 1). On peut donc penser que la géométrie des principaux accidents de la région a été contrôlée par le flambage de la lithosphère, et que les modèles analogiques étudiés ci-dessus décrivent bien les structures visibles dans la région.

Quelques bassins compressifs cénozoïques sont visibles dans la région : par exemple le Bassin d'Issyk Koul, celui de Fergana, celui du Tadjikistan, ou encore le très large bassin du Tarim. Leur géométrie confirme les hypothèses tirées de l'observation des expériences analogiques : de nombreux bassins ont une largeur d'environ 100 km : ils sont coincés entre deux chaînes espacées d'environ 170 km : ce sont les bassins compressifs les plus étroits décrits au paragraphe précédent. Les données géophysiques (carte géologique de l'URSS, mais aussi, en Chine, enregistrements sismiques réalisés par les compagnies pétrolières) montrent que les sédiments se sont déposés en plus grande quantité au centre de ces bassins étroits (R. Graham, communication personnelle). Par contre, dans les bassins plus larges, le dépôt centre de la sédimentation n'est plus situé au milieu de la dépression : le bassin



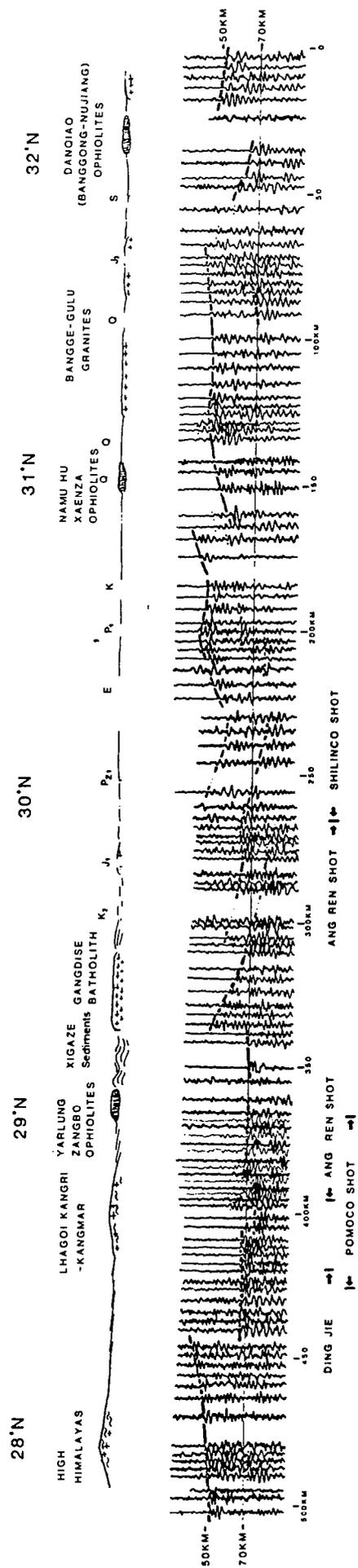
**Fig.V-30** Modèles proposés pour expliquer la formation du plateau du Tibet.

- A. sous-charriage de la croûte indienne sous le continent asiatique (Barazangi & Ni, 1982).
- B. Subductions mantelliques et diapir d'asthénosphère (Mattaue, 1990).
- C. épaissement homogène de la lithosphère asiatique (Dewey et al, 1988).

du Tarim, par exemple, est plus profond sur ces bordures Nord et Sud. En son centre, on observe la présence de deux crêtes peu subsidentes, distantes d'environ 200 km, qui pourraient correspondre à des anticlinaux de flambage lithosphérique qui n'ont pas dégénéré en chevauchements lithosphériques. La géométrie des bassins sédimentaires confirme donc l'influence d'une instabilité d'environ 200 km de longueur d'onde dans la structuration de la région.

### 2.2.3. Le Tibet.

Le Tibet constitue un phénomène actuellement unique sur Terre : il s'agit d'un immense plateau, large de plus de 1000 km, perché à 5000 m au dessus du niveau de la mer, c'est à dire au dessus du niveau moyen des continents. De nombreuses hypothèses ont été avancées pour expliquer la formation de cette structure exceptionnelle : Argand (1924) propose que l'orogène himalayen résulte du sous-charriage du continent indien sous l'Asie. Cet argument a été repris (par exemple par Powell & Conaghan (1973), Ni & York (1978) ou Barazangi & Ni (1982)) pour expliquer l'épaississement de la croûte continentale sous le Tibet (fig. V-30). En effet, les tirs de sismique profonde montrent que le moho se situe en moyenne à une profondeur de près de 60 km sous l'ensemble du plateau tibétain (Hirn et al., 1984). Cependant, le moho sous le plateau tibétain est très discontinu (fig. V-31), et le modèle de Barazangi ne permet pas d'expliquer ces discontinuités. D'ailleurs, Mattauer (1986) fait remarquer que cette hypothèse est mécaniquement peu réaliste : elle suppose que la croûte indienne chevauchée repousse au fur et à mesure de la compression le manteau asiatique vers le Nord. Mattauer (1986) propose quant à lui que l'épaississement de la croûte tibétaine résulte de son accréation au dessus de quelques subductions mantelliques majeures. Par la suite, Mattauer (1990) affine son modèle et explique l'altitude élevée du plateau (et notamment la brutale et récente élévation de l'altitude moyenne du plateau (Xu, 1981; Li Jigun et al., 1981; Shackleton & Chang Chenfa, 1988)) par la présence d'un diapir d'asthénosphère sous la partie centrale du Tibet (fig. V-30). Dewey & Bird (1970), et, à leur suite, de nombreux auteurs, dont par exemple Dewey et al. (1988) ou England & Houseman (1988) pensent plutôt que le plateau tibétain est le résultat de l'épaississement progressif, du Sud vers le Nord, de la croûte asiatique. Pour eux, le comportement de la croûte et du manteau de la lithosphère



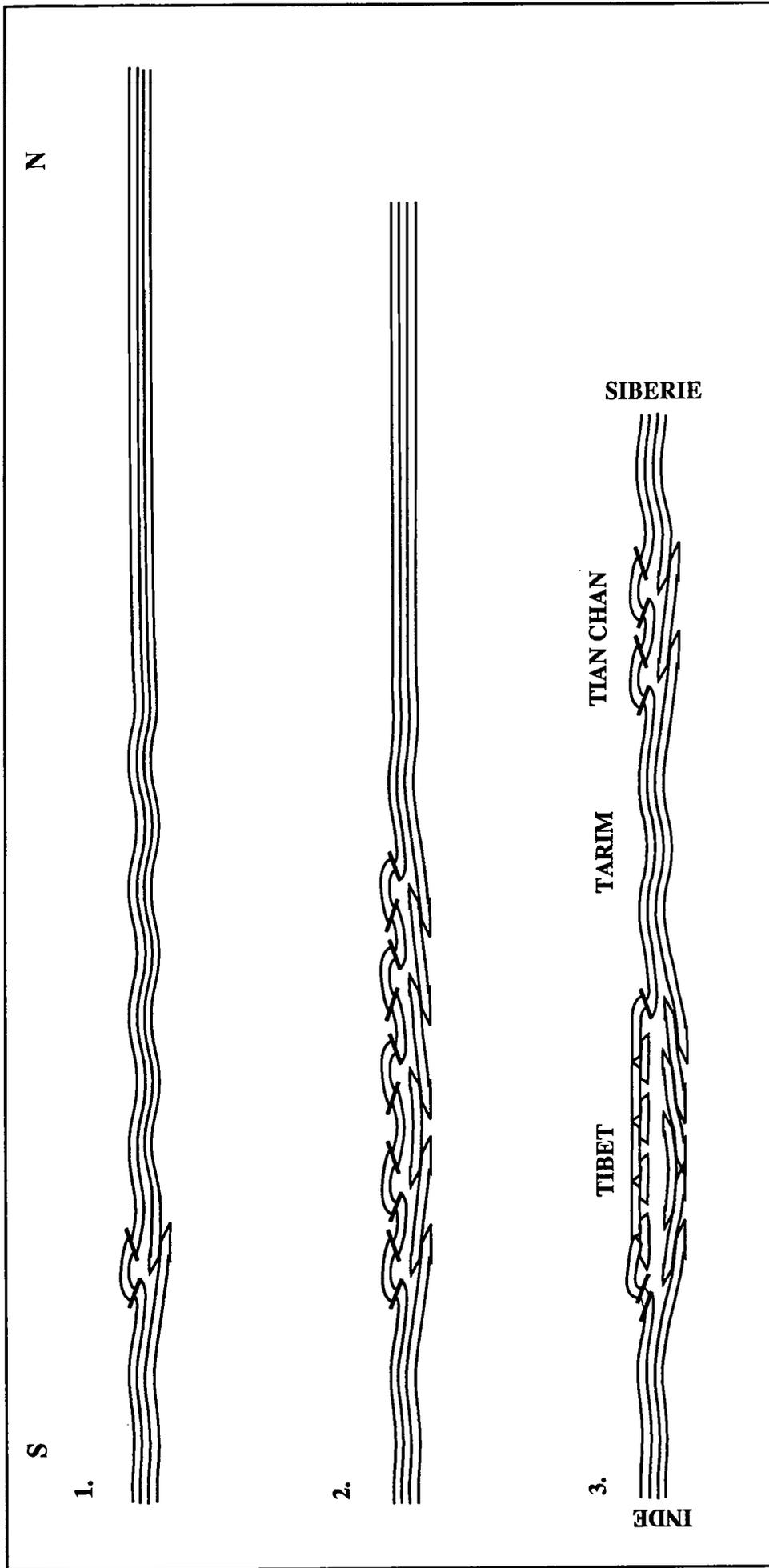
*Fig. V-31* Coupe Nord-Sud du moho sous le plateau tibétain (Hirn et al., 1984).

L'épaisseur de la croûte sous le Tibet est d'environ 60 km, soit deux fois plus que l'épaisseur moyenne de la croûte continentale. Le moho montre une série de discontinuités importantes, espacées le plus souvent d'environ 100 km.

asiatique est assez semblable, et la compression conduit à un épaissement homogène de la lithosphère (fig. V-30). Or, nous avons vu (chapitre III & IV) que des instabilités non-homogènes doivent se développer lors de la compression de la lithosphère continentale. Ces instabilités sont visibles dans de nombreux orogènes actuels ou fossiles; Nous pouvons par exemple les observer dans le Tian Chan. On comprend alors mal pourquoi elles ne se seraient pas manifestées lors de la formation du Tibet.

Sans vouloir trouver de solution définitive au problème tibétain, nous voudrions simplement montrer que la formation de ce gigantesque plateau peut s'expliquer en faisant intervenir des mécanismes simples similaires à ceux qui ont été décrits dans les paragraphes précédents. Les expériences analogiques de poinçonnement et d'extrusion effectuées par Davy (1986), Davy & Cobbold (1988) ou encore Suzanne & Davy (in prep.) montrent que, à l'avant du piston, les premiers stades de la déformation sont très semblables à ce qui est observé dans les expériences de compression pure. On observe le flambage lithosphérique, qui donne rapidement naissance à des chevauchements lithosphériques qui délimitent des bassins compressifs. Lorsque la compression augmente, la déformation se poursuit en direction de la bordure libre du modèle, avec extrusion latérale. Cependant, une partie du raccourcissement est toujours absorbé par la zone comprimée située à l'avant du piston : les failles inverses visibles en surface, qui délimitent les bassins compressifs, continuent de jouer, et les bassins compressifs sont progressivement chevauchés par les zones orogéniques. Finalement, ils disparaissent complètement (fig. V-32), lorsque le taux de compression atteint environ 50%. A ce stade, l'épaisseur de la croûte a doublé. Le moho se trouve maintenant à environ 60 km de profondeur, si l'on suppose que la collision mettait en contact deux croûtes d'épaisseur moyenne (30 km). Toutefois, il montre toujours les multiples fracturations qu'il a subies lors de l'orogénèse, et n'apparaît pas de manière continue : On doit s'attendre à observer une succession de sections continues de moho, dont la longueur fait en moyenne la moitié de la longueur d'onde du flambage lithosphérique initial (fig. V-32). Or, c'est plus ou moins ce que montrent les enregistrements de sismique profonde obtenus sur une section orientée N-S du plateau tibétain par Hirn et al. (1984) (fig. V-31), avec une distance moyenne de 100 km entre chaque accident lithosphérique.

On obtient finalement des structures assez proches de ce que montrent les données géophysiques de la région. Le Tibet ne serait donc qu'un stade très évolué de

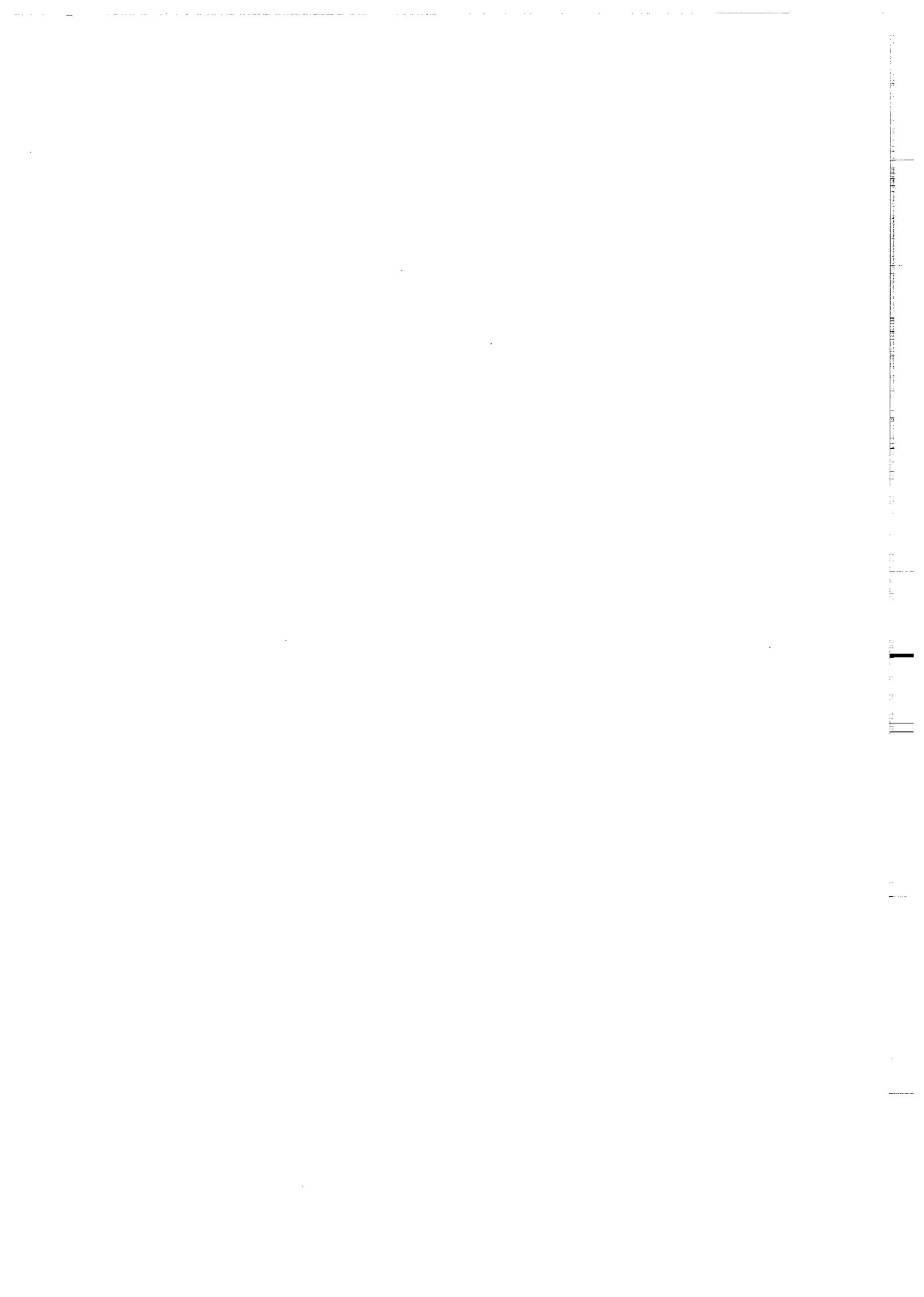


**Fig. V-32** Modèle simplifié montrant le rôle du flambage dans la mise en place des principales structures présentes en Asie centrale.

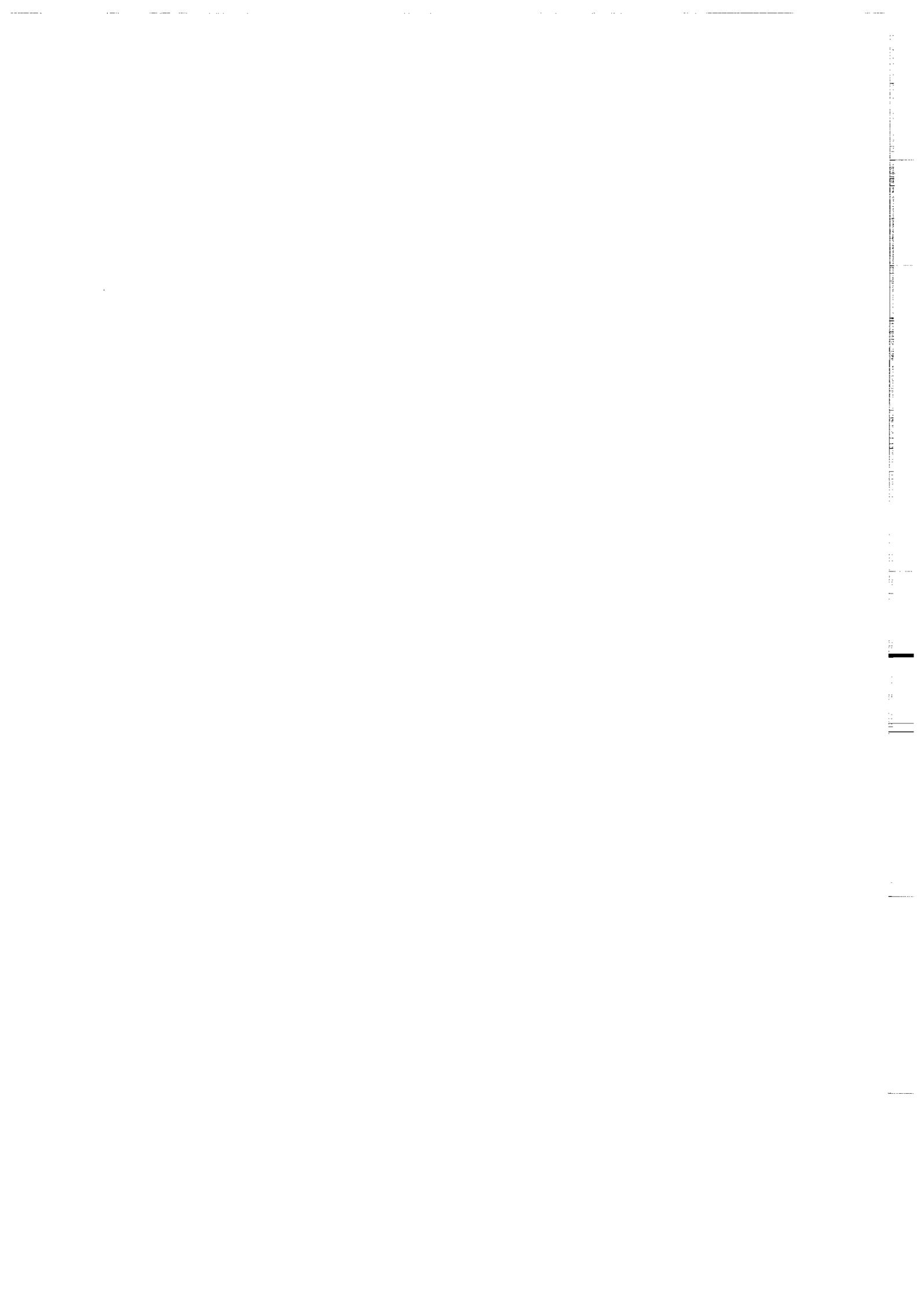
Les trois niveaux représentés dans ces coupes sont la croûte supérieure fragile, la croûte inférieure, et le manteau supérieur résistant. Ce schéma est semi-interprétatif. On n'a pas cherché, en coupe 3, à intégrer avec précision toutes les données géologiques disponibles (par exemple la structure du moho sous le Tibet). Le plateau du Tibet représente dans ce modèle la phase la plus évoluée de la compression lithosphérique. Les structures visibles plus au Nord (Tian Chan) montrent ce qu'a pu être le Tibet avant fermeture des bassins compressifs. Le Tarim est un bloc ancien et résistant qui n'a pas été fracturé.

compression continentale, et sa formation peut ainsi s'expliquer de la même manière que la formation de n'importe quel autre orogène. La figure V-32 présente donc une hypothèse qui nous semble vraisemblable, qui permet d'expliquer simplement à la fois la formation de ce vaste plateau, et les structures observées plus au Nord.

Toutefois, bien des problèmes restent soulevés, en particulier celui de l'évolution récente du plateau, qui montre en surface essentiellement des structures décrochantes ou normales (voir par exemple Tapponnier et al., 1981), et qui semble avoir été accompagnée d'une élévation brutale : l'altitude moyenne du plateau a augmenté récemment brutalement de 1000 à 3000 m, d'après l'étude de l'évolution des flores et des faunes (Li Jigun et al., 1981; Xu, 1981). On peut cependant penser que l'évolution géologique récente du Tibet est fortement liée aux phénomènes thermiques exceptionnels qui se manifestent actuellement, que ce soit des phénomènes profonds (asthénosphère) ou plus superficiels (faible viscosité de la croûte due au gradient géothermique exceptionnel (Francheteau et al., 1984)). Les modèles analogiques qui ont été présentés ci-dessus ne peuvent par conséquent pas donner d'explication sur l'évolution actuelle du plateau tibétain.



## CONCLUSION



Des instabilités périodiques non-homogènes, profitant de la faible épaisseur de la lithosphère face aux distances horizontales mises en jeu, se développent systématiquement lors d'une phase de compression ou d'extension. Des considérations simples montrent que l'apparition et l'amplification des instabilités sont le fait des propriétés visco-plastiques de la lithosphère, et non de ses propriétés élastiques.

Dans un premier temps, des calculs analytiques, basés sur la résolution des équations de Navier-Stokes dans le plan (méthode des perturbations), ont permis de préciser la nature des instabilités qui se développent. En domaine océanique, une seule instabilité peut se développer du fait de l'homogénéité de la lithosphère. Il s'agit en compression de flambage lithosphérique. En domaine continental, deux instabilités sont, dans le cas le plus général, susceptibles de se développer : une instabilité de grande longueur d'onde, impliquant l'ensemble de la lithosphère, et une seconde de petite longueur d'onde, concernant uniquement la croûte supérieure.

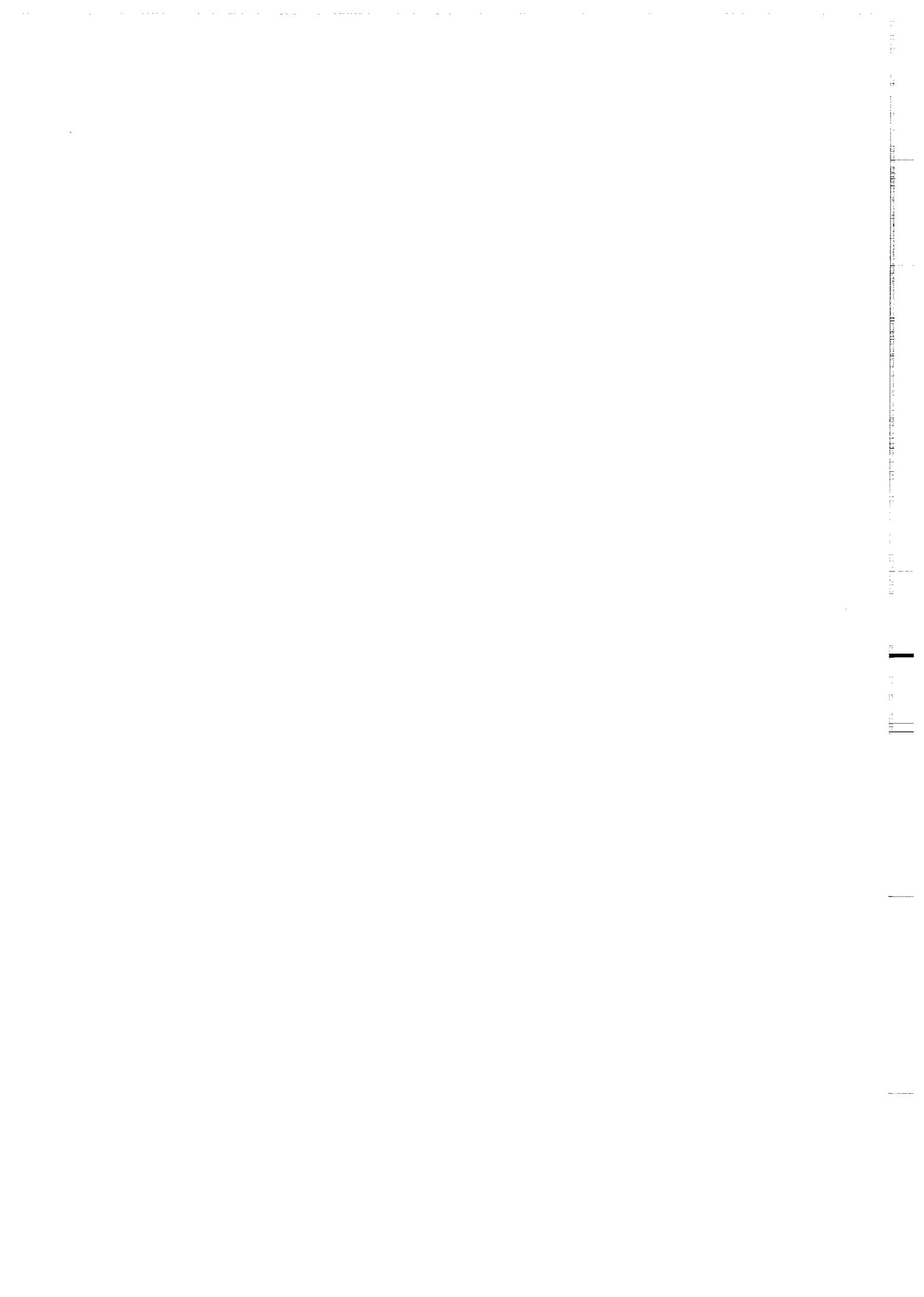
Les résultats analytiques ont été confirmés par des expériences de modélisation analogique de la compression lithosphérique, pour lesquelles de nouvelles techniques expérimentales ont été mises au point : emploi d'un laser pour enregistrer la topographie de la surface des modèles, et d'une solution aqueuse simulant l'asthénosphère permettant d'obtenir des coupes des modèles en fin de compression. Les modèles analogiques et analytiques montrent que l'épaississement de la lithosphère n'est pas homogène, mais qu'il est contrôlé par l'amplification des instabilités périodiques. Ces résultats ont été confrontés avec succès aux structures visibles dans l'Océan Indien central, où la lithosphère océanique montre un flambage régulier sur plusieurs milliers de kilomètres.

Les expériences permettent également d'observer l'évolution des instabilités pour des taux de déformation importants, après apparition de la fracturation. Les structures

profondes d'un chevauchement lithosphérique peuvent être décrites. On constate que la fracturation est en partie contrôlée par les instabilités initiales. En domaine océanique, le développement du flambage conduit à la formation d'un chevauchement lithosphérique et à la naissance d'une zone de subduction. En domaine continental, la compression de la lithosphère aboutit à la formation d'un domaine orogénique dans lequel la périodicité initiale des instabilités est préservée.

De nombreuses questions restent en suspens, notamment celle de l'influence des structures pré-existantes sur l'évolution du flambage et la fracturation. Toutefois, il apparaît, au terme de ce travail, qu'il est nécessaire de tenir compte des instabilités de la lithosphère pour décrire la formation des zones épaissies. Par exemple, les structures présentes actuellement en Asie centrale à la suite de la collision Inde-Asie témoignent de l'importance du flambage lithosphérique dans la mise en place d'un domaine orogénique.

## REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES



- Akademia Nauk SSSR, 1964. Carte géologique de l'Asie centrale au 1/500000<sup>ème</sup>, A.P. Markovsky (éd.), Moscou.
- Argand E., 1924. La tectonique de l'Asie. *Rep. 13<sup>ième</sup> Congr. Geol. Int.*, 1, 171-372.
- Bally A.W., 1984. Seismic expression of structural styles, a picture and work atlas, *Am. Assoc. Pet. Geol., Stud. Geol.*, 15, vol.3, p. 3.4.1.1-3.4.1.89.
- Banerdt W.B. & Golombek M.P., 1988. Deformational models of rifting and folding on Venus, *J. Geophys. Res.*, 93, 4759-4772.
- Barazangi M. & Ni J., 1982. Velocities and propagation characteristics of Pn and Sn beneath the Himalayan arc and Tibetan plateau: possible evidence for underthrusting of Indian continental lithosphere beneath Tibet, *Geology*, 10, 179-85.
- Barsukov V.L., 1985. Main types of structures of the northern hemisphere of Venus, *Lunar Planet. Sci.* 17, 22-23.
- Bassi G. & Bonnin J., 1988. Rheological modelling and deformation instability of lithosphere under extension, *Geophys. J.*, 93, 485-504.
- Bassi G. & Bonnin J., 1988. Rheological modelling and deformation instability of lithosphere under extension, II. Depth dependant rheology, *Geophys. J.*, 94, 559-565.
- Bayer R. & 22 autres, 1987. Premiers résultats de la traversée des Alpes occidentales par sismique réflexion verticale (Programme ECORS-CROP), *C. R. Acad. Sci. (Paris)*, 305, 1461-1470.
- Bergman E.A. & Solomon S.C., 1985. Earthquake source mechanisms from body-waveform inversion and intraplate tectonics in the Northern Indian Ocean, *Phys. Earth Planet. Inter.*, 40, 1-23.
- Biot M.A., 1961. Theory of folding of stratified visco-elastic media and its implications in Tectonics and orogenesis, *Geol. Soc. Am. Bull.*, 72, 1595-1620.
- Biot M.A., 1965. Mechanics of incremental deformation, John Wiley & Sons, New York, 504 p.
- Biot M.A., Odé H. & Roever W.L., 1961. Experimental verification of the theory of folding of stratified viscoélastic media, *Geol. Soc. Am. Bull.*, 72, 1621-1632.

- Bird P. & Gratz A.J., 1990. A theory for buckling of the mantle lithosphere and moHo during compressive detachments in continents, *Tectonophysics*, 177, 325-336.
- Bodine J.H., Steckler M.S. & Watts A.B., 1981. Observations of flexure and rheology of the oceanic lithosphere, *J. Geophys. Res.*, 86, 3695-3707.
- Boillot G., 1984. Les marges continentales actuelles et fossiles autour de la France, Masson, Paris, p. 1-84.
- Bonini W.E., 1978. Anomalous crust in the Western Venezuela Basin and the Bouguer gravity anomaly field of the Northern Venezuela and the Caribbean borderland, *Geol. Mijnbouw*, 5, 117-122.
- Brace W. & Kohlstedt D.L., 1980. Limits on lithospheric stress imposed by laboratory experiments, *J. Geophys Res.*, 85, 6248-6252.
- Brunet M.F., 1986. The influence of the evolution of the Pyrenees on adjacent basins, *Tectonophysics*, 129, 343-354.
- Bull J.M., 1990. Structural style of intraplate deformation, Central Indian Ocean basin : evidence for the role of fracture zones, *Tectonophysics*, 184, 213-228.
- Bull J.M., 1990. The structural style of intraplate deformation, Central Indian Ocean Basin, *PhD Thesis*, Edimbourg, 218 p.
- Bull J.M. & Scrutton R.A., 1990. Fault reactivation in the central Indian Ocean and the rheology of oceanic lithosphere, *Nature*, 344, 855-858.
- Byerlee J., 1978. Friction of rocks, *Pure Appl. Geophys.*, 73, 4741-4750.
- Caristan Y., 1982. The transition from high-temperature creep to fracture in Maryland diabase, *J. Geophys. Res.*, 87, 6781-6790.
- Carter N.L. & Tsenn M.C., 1987. Flow properties of continental lithosphere, *Tectonophysics*, 136, 27-63.
- Cassinis R., Cassono E. & Cappelli V., 1990. Gravity modelling along the Southern segment of the European Geotraverse, *Tectonophysics*, 176, 183-192.
- Chamot-Rooke N. & Le Pichon X., 1989. Zenisu Ridge : mechanical model of formation, *Tectonophysics*, 160, 175-193.

- Chapman D.S., 1986. Thermal gradients in the continental crust, in : J.B. Dawson, D.A. Carswell, J. Hall & K.H. Wedepohl ed., *The nature of the continental lower crust*, Geol. Soc. Spec. Pub., 24, 63-70.
- Chéry J., 1988. Modélisation thermo-mécanique de la déformation lithosphérique intra- continentale, *thèse d'Université*, Montpellier.
- Choukroune P., 1976. Structure et évolution tectonique de la zone nord-pyrénéenne, *Mém. Soc. Géol. France*, 127, 116 p.
- Choukroune P. & ECORS Team, 1989. The ECORS Pyrenean deep seismic profile reflexion data and the overall structure of an orogenic belt, *Tectonics*, 8, 23-39.
- Cloetingh S. & Wortel R., 1986. Stress in the Indo Australian plate, *Tectonophysics*, 132, 49-67.
- Cobbold P.R. & Davy P., 1988. Indentation tectonics in nature and experiment. 2. Central Asia, *Bull. Geol. Inst. Univ. Uppsala*, N.S.14, 143-162.
- Cochran J.R. & Leg 116 shipboard scientific party, 1987. Ocean drilling program, collisions in the Indian Ocean, *Nature*, 330, 519-521.
- Curry J.R. & Munasingbe T., 1989. Timing of intraplate deformation, northeastern Indian Ocean, *Earth Planet. Sci. Lett.*, 94, 71-77.
- Daignières M., Gallart J., Banda E. & Hirn A., 1982. Implications of the seismic structures for the orogenic evolution of the Pyrenean range, *Earth Planet. Sci. Lett.*, 57, 88-100.
- Davis E.E. & Lister C.R.B., 1974. Fundamentals of ridge crest topography, *Earth Planet. Sci. Lett.*, 21, 405-413.
- Davy P., 1986. Modélisation thermo-mécanique de la collision continentale, *Mém. doc. CAESS n°8*, Rennes.
- Davy P. & Cobbold P.R. 1988. Indentation tectonics in nature and experiment. 1. Experiments scaled for gravity, *Bull. Geol. Inst. Univ. Uppsala*, N.S.14, 129-141.
- Davy P. & Cobbold P.R., 1991. Experiments on shortening of a 4 layer model of continental lithosphere, *Tectonophysics*, sous presse.

- Davy P., Choukroune P. & Suzanne P., 1990. Hypothèses mécaniques de déformation appliquées à la formation des Pyrénées, *Bull. Soc. Géol. France*, (8), VI, 219-228.
- Dewey J.F., Shackleton R.M., Chang Chenfa & Sun Yiyin, 1988. The tectonic evolution of the Tibetan Plateau, *Phil. Trans. R. Soc. Lond.*, A327, 379-413.
- Eittreim S.L. & Ewing J.J., 1972. Mid-plate tectonics in the Indian Ocean, *J. Geophys. Res.*, 77, 6413-6421.
- Engeser T. & Schwentke W., 1986. Towards a new concept of the tectogenesis of the Pyrenees, *Tectonophysics*, 129, 233-242.
- England P. & Thompson A.B., 1984. Pressure-Temperature-Time paths of regional metamorphism. I. Heat transfer during the evolution of igneous of thickened continental crust, *J. Petr.*, 25, 894-928.
- England P. & Houseman G.A., 1988. The mechanics of the Tibetan plateau, *Philos. Trans. R. Soc. Lond.*, A326, 301-319.
- England P. & Jackson J., 1989. Active deformation of the continents, *Ann. Rev. Earth Planet. Sci.*, 17, 197-226.
- Etheridge M.A., Wall V.J. & Cox S.F., 1984. High fluid pressures during regional metamorphism and deformation: implications for mass transport and deformation mechanisms, *J. Geophys. Res.*, 89, 4344-4358.
- Fletcher R.C., 1974. Wavelength selection in the folding of a single layer with power-law rheology, *Am. J. Sci.*, 274, 1029-1043.
- Fletcher R.C. & Hallet B., 1983. Unstable extension of the lithosphere. A mechanical model for Basin & Range structure, *J. Geophys. Res.*, 88, 7457-7466.
- Fox F.G., 1984. Structure sections across Parry Islands fold belt, and Vesey Hamilton salt wall, Arctic Archipelago, Canada, in : A.W. Bally (éd.), *A picture and work atlas*, Am. Assoc. Pet Geol., Stud. Geol., 15, vol.3, 3.4.1.54-3.4.1.72.
- Francheteau J., Jaupart C., Shen X.J., Kang W., Lee D., Bai J., Wei H. & Deng H., 1984. High heat flow in southern Tibet, *Nature*, 307, 32-36.
- Froidevaux C. & Ricard Y., 1986. Tectonic evolution of high plateaus, *Tectonophysics*, 134, 227-238.

- Geller G.A., Weissel J.K. & Anderson R.K., 1983. Heat transfer and intraplate deformation in the central Indian Ocean, *J. Geophys. Res.*, 88, 1018-1032.
- Goetze C. & Evans B., 1979. Stress and temperature in the bending lithosphere : a mechanical model for Basin and Range structure, *J. Geophys. Res.*, 88, 7457-7466.
- Goguel J., 1948. Introduction à l'étude mécanique des déformations de l'écorce terrestre. Imprimerie Nationale, Paris, 2<sup>e</sup> édition, 530 p.
- Goleby B.R., Wright C., Collins C.D.N. & Kennet B.L.N., 1988. Seismic reflection and refraction profiling across the Arunta Block and the Ngalia and Amadeus Basin, *Aust J. Earth Sci.*, 35, 275-294.
- Goleby B.R., Shaw R.D., Wright C., Kennet B.L.N. & Lambeck K., 1989. Geophysical evidence for "thick-skinned" crustal deformation in central Australia, *Nature*, 337, 325-330.
- Gordon R.G., De Mets C. & Argus D.F., 1990. Kinematic constraints on distributed lithospheric deformation in the equatorial Indian Ocean from present motion between the Australian and Indian Plates, *Tectonics*, 9, 409-422.
- Gunn R., 1937. A quantitative study of mountain building on an unsymmetrical Earth, *J. Frankl. Inst.*, 224, 19-53.
- Hanks T.C., 1977. Earthquake stress drops, ambient tectonic stresses and stresses that drive plate motions. *Pure Appl. Geophys.*, 115, 441-458.
- Hess, 1935. Gravity anomalies and Islands arc structure, *Proc. Amer. Phil. Soc.*, 79, p. 71-95.
- Hirn A., Nercessian A., Sapin M., Jobert G., Xu J.X., Gao E.Y., Lu D.Y. & Teng J.W., 1984. Lhasa block and bordering sutures. A continuation of 500 km Moho traverse through Tibet, *Nature*, 307, 25-27.
- Hirn A., Nadir S., Thouvenot F., Nicolich R., Pellis G., Scarascia S., Tabbacco I., Castellano F. & Merlanti F., 1989. Mapping the Moho of the Western Alps by wide-angle reflection seismics, *Tectonophysics*, 162, 193-202.
- Hoffman P.F., Tirrul R., King J.E., St Onge M.R. & Lucas S.B., 1988. Axial projections and modes of crustal thickening, eastern Wopman orogen, northwest Canadian shield, *Geol. Soc. Am., Spec. Pap.*, 218, 1-29.

- Hubbert M.K., 1937. Theory of scale models as applied to the study of geological models, *Geol. Soc. Am. Bull.*, 48, 1459.
- Hurtig E. and Oelsner C., 1977. Heat flow, temperature distribution and geothermal model in Europe: some tectonic implications. *Tectonophysics*, 41, 147-156.
- Kirby S.H., 1983. Rheology of the lithosphere, *Rev. Geophys. Space Phys.*, 21, (6), 1458-1487.
- Kirby S.H., 1985. Rock mechanic observations pertinent to the rheology of the continental lithosphere and the localization of strain along shear zones, *Tectonophysics*, 199, 1-27.
- Kirby S.H. & Kronenberg A.K., 1987. Rheology of the lithosphere, *Reviews Geophys. Space Phys.*, 21, 1458-1487.
- Krantz R.W., 1989. A laboratory investigation of negative inversion and fault reactivation, *rapport labo. tectonique*, Rennes, 64 p.
- Küntz M., Davy P. & Kermarrec J.J. An experimental study of the relationships between local grain arrangements and localisation of shear bands in granular materials, in prep.
- Kusznir N.J. & Park R.G., 1982. Intraplate lithosphere strength and heat flow, *Nature*, 299, 540-542.
- Kusznir N.J. & Park R.G., 1984. Intraplate lithosphere deformation and the strength of the lithosphere, *Geophys. J. Roy. astr. Soc.*, 79, 513-538.
- Kusznir N.J. & Park R.G., 1984. The strength of intraplate lithosphere, *Phys. Earth Planet. int.*, 36, 224-235.
- Lallemant S., Chamot-Rooke N., Le Pichon X. & Rangin C., 1989. Zenisu Ridge : a deep intraoceanic thrust related to subduction, off Southwest Japan, *Tectonophysics*, 160, 151-174.
- Lambeck K., 1983. Structure and evolution of the intracratonic basins of Central Australia, *Geophys. J. Roy. astr. Soc.*, 74, 843-886.
- Lambeck K., Burgess G. & Shaw R.D., 1988. Teleseismic travel time anomalies and deep crustal structure in Central Australia, *Geophys. J.*, 94, 105-124.

- Landau L., Lifchitz E., 1971. Mécanique des fluides, *Physique théorique*, Tome IV . Editions Mir, Moscou.
- Laubscher H.P., 1974. The tectonics of subduction in the Alpine system, *Memorie della Società Geol. Italiana*, Supp. 2, vol. XIII, 275-283.
- Le Pichon X., Bonnin J. & Sibuet J.C., 1970. La faille nord-Pyrénéenne : faille transformante liée à l'ouverture du Golfe de Gascogne. *C. R. Acad. Sci. (Paris)*, 271, 1941-1944.
- Lee K.Y., 1985. Geology of the Tarim Basin with special emphasis on petroleum deposits, Xinjiang Uygur Zizhiqu, NW China, *US Geological Survey*, Open file report 85-616, 55 p.
- Leger G.T., 1989. Was the oceanic crust in the Central Indian Basin deformed by lithospheric boudinage ? Evidence from seismic refraction, *M. Sc. thesis*, Dalhousie University, Halifax, 148 p.
- Lemoine M., 1984. La marge occidentale de la Téthys ligure, in : Boillot, G. (éd.) : *les marges continentales actuelles et fossiles autour de la France*, Masson, 155-248.
- Mattauer M., 1985. Présentation d'un modèle lithosphérique de la chaîne des Pyrénées, *C. R. Acad. Sci. (Paris)*, 300, 71-74.
- Mattauer M., 1986. Les subductions intra-continentales des chaînes tertiaires d'Asie : leurs relations avec les décrochements, *Bull. Soc. Géol. France*, (8), II, 143-157.
- Mattauer M., 1990. Arguments en faveur d'un diapir mantellique sous le plateau tibétain, *C. R. Acad. Sci. (Paris)*, 310, 1695-1700.
- Mazursky H., Eliason E., Ford P.G., McGill G.E., Pettengill G.H., Schaber G.G. & Schubert G., 1980. Pioneer Venus radar results : geology from images and altimetry, *J. Geophys. Res.*, 85, 8232-8260.
- McAdoo D. & Sandwell D., 1985. Folding of oceanic lithosphere, *J. Geophys. Res.*, 90, 8563-8569.
- McAdoo D., Martin, C.F. & Poulouse, S., 1985. Seasat observations of flexure : evidence for a strong lithosphere, *Tectonophysics*, 156, 89-106.

- McKenzie D.P., 1978. Some remarks on the development of sedimentary basins, *Earth Planet. Sci. Lett.*, 40, 25-32.
- McNutt M.K. & Menard H.W., 1982. Constraints on yield strength in the oceanic lithosphere derived from observations of flexure, *Geophys. J.R.Astron. Soc.*, 59, 363-394.
- Ménard G. & Thouvenot F., 1984. Ecaillage de la lithosphère européenne sous les Alpes Occidentales : arguments gravimétriques et sismiques liés à l'anomalie d'Ivrée, *Bull. Soc. Géol. France*, (7), XXVI, 875-884.
- Merle O., 1990. Cinématique des nappes superficielles et profondes dans une chaîne de collision : exemple des Alpes Centrales, *Thèse d'Etat*, Rennes.
- Molnar P. & Tapponnier P., 1977. Relation of the tectonics of eastern China to the India-Eurasia collision: application of slip line field theory to large-scale continental tectonics, *Geology*, 5, 212-216.
- Molnar P. & Chen W.P., 1982. Seismicity and mountain building, in : K. Hsü (éd.), *Mountain building processes*, Academic press, Orlando, Fla., 41-57.
- Mueller St., Ansorge J., Egloff R. & Kissling E. 1980. A crustal cross-section along the Swiss geotraverse from the Rhinegraben to the Pô plain, *Eclogae Geol. Helv.*, 73, 463-483.
- Mueller St, 1989. Deep-reaching geodynamic processes, In : Coward, M.P., Dietrich, D. & Park, R.G. (éds) : *Alpine tectonics*, Geol. Soc. Spec. Pub., 45, 303-328.
- Neprochnov Y.P., Levchenko O.V., Merklin L.R. & Sedov V.V., 1988. The structure and tectonics of the intraplate deformation area in the Indian Ocean, *Tectonophysics*, 156, 89-106.
- Ni J.& York J.E., 1978. Late Cenozoic tectonics of the Tibetan plateau, *J. Geophys. Res.*, 83, 5377-5348
- Ord A. & Hobbs B.E, 1986. Experimental control of the water-weakening effect in quartz, in : B.E. Hobbs & H.C. Heard (éd.), *Mineral and rock deformation : laboratory studies*. The Paterson Volume. Geophys. Monogr., Am. Geophys. Union, 36, 51-72.
- Ord A. & Hobbs B.E, 1989. The strength of the continental crust, detachment zones and the development of plastic instabilities, *Tectonophysics*, 158, 269-289.

- Parsons B. & Sclater J.G., 1977. An analysis of the variation of ocean floor bathymetry and heat flow with age, *J. Geophys. Res.*, 82, 803-827.
- Peltzer G., Tapponnier P. & Cobbold P.R., 1982. Les grands décrochements de l'Est Asiatique : évolution dans le temps et comparaison avec un modèle expérimental, *C. R. Acad. Sci. (Paris)*, 294, 1341-1348.
- Peltzer G. 1983. Naissance et évolution des décrochements lors d'une collision continentale, *Thèse de 3ème cycle*, Paris VII.
- Petroy D.E. & Wiens D.A., 1989. Historical seismicity and implications for diffuse plate convergence in the northeast Indian Ocean, *J. Geophys. Res.*, 94, 12301-12319.
- Pfiffner O.A. & Ramsay J.G., 1982. Constraints on geological strain rates : arguments from finite strain states of naturally deformed rocks, *J. Geophys. Res.*, 87, 311-321.
- Powell C.A. & Conaghan P.J. 1973. Plate tectonics and the Himalayas., *Earth Planet. Sci. Lett.*, 20, 1-20.
- Ramberg H., 1970. Folding of laterally compressed multilayers in the field of gravity, I., *Phys. Earth Planet. Interiors*, 2, 203-232.
- Ramberg H., 1970. Folding of laterally compressed multilayers in the field of gravity, II. Numerical examples, *Phys. Earth Planet. Interiors*, 4, 83-120.
- Ramberg H., 1981. Gravity, deformation and the Earth crust, (2nd edition), Academic Press, p. 137-194.
- Ricard Y. 1986. Dynamique interne de la terre et observations gravimétriques, *Thèse de doctorat*, Université de Paris-Sud, Orsay.
- Ricard Y. & Froidevaux C., 1986. Stretching instabilities and lithospheric boudinage, *J. Geophys. Res.*, 91, 8314-8324.
- Richard P. & Krantz R.W., 1990. Experiments on fault reactivation in a strike-slip mode, *Tectonophysics*, sous presse.
- Roure F., Polino R. & Nicolich R., 1989a. Poinçonnement, rétrocharriages et chevauchements post-basculement dans les Alpes occidentales : évolution intra-continentale d'une chaîne de collision, *C. R. Acad. Sci. (Paris)*, 309, 283-290.

- Roure F., Choukroune P., Berastegui X., Munoz J.A., Villien A., Matheron P., Bareyt M., Seguret M., Camara P. & Deramond J., 1989b. ECORS deep seismic data and balanced cross sections : geometric constraints on the evolution of the Pyrenees, *Tectonics*, 8, 41-50.
- Royer J.Y. & Chang T., 1991. Evidence for relative motions between the Indian and Australian plates during the last 20 My from plate tectonic reconstitutions. Implications for the deformation of the Indo-Australian plate, *J. Geophys. Res.*, soumis.
- Ruina A.L., 1983. Slip instability and state variable friction law, *J. Geophys. Res.*, 88, 10359-10370.
- Slater J.G., Jaupart C. & Galson D., 1980. The heat flow through oceanic and continental crust and the heat loss of the Earth, *Rev. Geophys. Space Phys.*, 18, 269-311.
- Shackleton R.M. & Chang Chenfa, 1988. Cenozoic uplift and deformation of the Tibetan Plateau : the geomorphological evidence. *Phil. Trans. R. Soc. Lond.*, A327, 365-377.
- Shimamoto T., 1985. The origin of large or great thrust-type earthquakes along subducting plate boundaries, *Tectonophysics*, 119, 37-65.
- Sibson R.H., 1983. Continental fault structure and the shallow earthquake source, *J. Geol. Soc. London*, 140, 741-767.
- Smith R.B., 1977. Formation of folds, boudinage, and mullions in non Newtonian materials, *Geol. Soc. Am., Bull.*, 88, 312-320.
- Smoluchowski M., 1909. Über eine gewisse Stabilitätsproblem der Elastizitätslehre und dessem Beziehung zur Entstehung Faltegebirge, *Int. Acad. Sci. Cracovie, Bull.*, 2, 3-20.
- Smoluchowski M., 1910. Versuche über Faltungsercheinungen Schwimmender Elastischer Platten, *Int. Acad. Sci. Cracovie, Bull.*, 727-734.
- Stein C.A., Cloetingh S. & Wortel R., 1989. Seasat-derived gravity constraints on stress and deformation in the northeastern Indian Ocean, *Geophys. Res. Lett.*, 16, 823-826.

- Stein C.A. & Weissel J.K., 1990. Constraints on Central Indian Ocean Basin thermal structure from heat flow, seismicity and bathymetry. *Tectonophysics*, 176, 315-332.
- Stephenson R.A. & Ricketts B.D., 1989. Gravity modelling in the Eureka Orogen, Canada Arctic Islands, in : *Current Research, Part G, Geological Survey of Canada*, paper 89-1G, 225-232.
- Stephenson R.A., Ricketts B.D. & Cloetingh, S.A. & Beekman, F. 1990. Lithosphere folds in the Eureka orogen, Arctic Canada, *Geology*, 18, 603-606.
- Stephenson R.A. & Cloetingh S. Some examples and mechanical aspects of continental lithospheric folding, *Tectonophysics*, sous presse.
- Suess E., 1893. *Das Antlitz der Erde*, Prague.
- Suzanne P., 1988. Modèles lithosphériques en compression, *rapport DEA*, Rennes, 88p.
- Suzanne P., 1990. Extrusion latérale de l'Anatolie : géométrie et mécanismes de la fracturation, *Thèse d'Université*, Rennes.
- Suzanne P. & Davy P. Finite size effects and the indentation process experiments in the Arabia/Anatolia collision, in prep.
- Tapponnier P., 1977. Evolution tectonique du système alpin en Méditerranée: poinçonnement et écrasement rigide plastique, *Bull. Soc. géol. France*, (7), XIX, 437-460.
- Tapponnier P. & Molnar P., 1979. Active faulting and Cenozoic tectonics of the Tien Shan, Mongolia and Baykal regions, *J. geophys.Res.*, 84, 3425-3459.
- Tapponnier P., Mercier J.L., Armijo R., Han T. & Zhou J, 1981. Field evidence for active normal faulting in Tibet, *Nature*, 5840, 410-414.
- Tapponnier P., Peltzer G., Le Dain A. Y., Armijo R. & Cobbold P.R., 1982. Propagating extrusion tectonics in Asia: new insights from simple experiments with plasticine, *Geology*, 10, 611-616.
- Tapponnier P., Peltzer G. & Armijo R., 1986. On the mechanics of the collision between India and Asia, in : M.P. Coward & A.C. Ries (éd.), *Collision tectonics*, Geol. Soc. Lond., Spec. Pub., 19, 115-157.

- Tsenn M.C. & Carter N.L., 1987. Upper limits of power law creep of rocks, *Tectonophysics*, 136, 1-26.
- Turcotte D.L. & Schubert G., 1982. Geodynamics : applications of Continuum Physics to Geological Problems. *John Wiley & sons, Inc.*, 450 p.
- Turcotte D.L., 1983. Mechanisms of crustal deformation, *J. Geol. Soc. London*, 140, 701-724.
- Vening Meinesz F.A., 1955. Plastic buckling of the Earth's crust : the origin of geosynclines, in : A. Poldervaart (éd.), *the crust of the Earth*, Geol. Soc. Am. Spec. Pap., 62, 319-330.
- Vialon P., Rochette P. & Ménard G., 1989. Indentation and rotation in the Western Alpine arc, In : Coward M.P., Dietrich, D. & Park, R.G. (éds.) : *Alpine tectonics*, Geol. Soc. Spec. Pub., 45, 329-338.
- Watts A.B., 1978. An analysis of isostasy in the worlds oceans 1. Hawaiian-Emperor Seamount chain, *J. Geophys. Res.*, 83, 5989-6004.
- Watts A.B., Bodine J.H. & Ribe N.R., 1980. Observations of flexure and the geologic evolution of the Pacific Ocean basin, *Nature*, 238, 532-537.
- Weissel J.K., Anderson R.N. & Geller C.A., 1980. Deformation of the indo-Australian plate, *Nature*, 287, 284-291.
- Weissel J.K. & Geller C.A., 1981. Preliminary results of 1980 shipboard investigations on deformation of the Indo-Australian plate. I. Seismic reflection, *EOS Trans. Am. Geophys. Union*, 62, 404.
- Wernicke B., 1985. Uniform sense normal simple shear of the continental lithosphere, *Can. J. Earth Sci.*, 22, 108-125.
- Zuber M.T., Parmentier E.M. & Fletcher R.C., 1986. Extension of continental lithosphere. A model for two scales of basins and range deformation, *J. Geophys. Res.*, 91, 4826-4838.
- Zuber M.T., 1987. Compression of oceanic lithosphere. An analysis of intra-plate deformation in the Central Indian Basin, *J. Geophys. Res.*, 92, 4817-4825.

**ANNEXE 1**  
**PERIODICAL INSTABILITIES IN COMPRESSION AND**  
**EXTENSION DEVELOPING IN THE**  
**OCEANIC/CONTINENTAL LITHOSPHERE :**  
**I. DEFORMATION MODES FROM AN ANALYTICAL**  
**PERTURBATION METHOD.**



PERIODIC INSTABILITIES DURING HORIZONTAL COMPRESSION OR EXTENSION OF  
THE OCEANIC OR CONTINENTAL LITHOSPHERE:

I. DEFORMATION MODES FROM AN ANALYTICAL PERTURBATION METHOD

J. Martinod and Ph. Davy.

C.A.E.S.S. (CNRS LP 4661), Campus de Beaulieu, 35042 RENNES Cedex,  
FRANCE

ABSTRACT

We argue that the plastic rheology of the lithosphere, rather than its "recoverable" elastic properties, is responsible for the systematic development of periodic instabilities during compression or extension. We use a linear perturbation model with analytical solutions to calculate the instability modes for various rheologies. The growth of such periodic instabilities is enhanced by the highly non-linear stress-strain rheologies encountered in the brittle layers of the lithosphere. On the contrary, ductile layers, deforming according to high temperature creep flow laws, tend to inhibit these instabilities.

For oceanic domains, we assume that the only brittle layer is the upper part of the lithosphere. In compression, the only valid instability is a buckling whose wavelength is around 4 times the thickness of the brittle layer. Calculated wavelengths and growth rates are consistent with observations available for the Indian Ocean.

In continental domains, two plastic layers are generally present, one in the upper crust, the other in the upper mantle, for reasonable Moho temperatures (between 450°C and 600°C). In compression and extension, two instabilities develop : (i) a long wavelength instability involving the whole lithosphere (*coupling mode*); and (ii) a short wavelength instability involving the crust and driven by the upper brittle layer (*intrinsic crustal mode*). In compression, the *coupling mode* is a whole-lithosphere buckling, with a wavelength about 4 times the thickness of the active lithosphere (the two plastic layers plus the intermediate ductile layer). In extension, the *coupling mode* is a boudinage in opposition of phase of the two plastic layers and a folding of the intermediate ductile layer. The *intrinsic crustal mode* is a crustal buckling, in compression, crustal boudinage, in extension. Neither deflects the Moho. The *intrinsic crustal mode* is favoured by an increase in thermal gradient and by a decrease in strength of the lower ductile crust.

## INTRODUCTION

Deformation of the lithosphere produces tectonic structures whose spatial distribution is not always simple. However, many authors have remarked that the distribution of major structures in compressed or stretched areas is not always random, but shows a regular periodicity, with wavelengths of a few tens to several hundreds of kilometers. Extended areas, like the Basin and Range (Ricard and Froidevaux, 1986; Zuber et al., 1986) show a rhythmic alternation of horsts and grabens, as demonstrated by topographic and gravimetric data. Compression in the Indian Ocean (South of Sri Lanka) has produced undulations with a remarkable periodicity, as shown by observations of the top of the basement, gravimetry and the geoid (Weissel et al., 1980; Mc Adoo and Sandwell, 1985; Zuber, 1987; Bull, 1990; Bull and Scrutton, 1990). In continental lithosphere, an alternation of basins and highly deformed mountain belts (compressive periodicity) is also observed in Central Australia, in the Eureka orogen of the North of Canada, or in Central Asia (Lambeck, 1983; Stephenson and Ricketts, 1989, Martinod and Davy, part II).

Periodic instabilities are expected when the deformation has a strong vertical component, resulting from horizontal compression or extension. Indeed, the deformation takes advantage of the particular geometry of the lithosphere, where the vertical dimension (thickness) is very small compared with the horizontal ones. For small strains, periodic instabilities (mainly boudinage in extension and folding/buckling in compression) often require less energy than uniform shortening or stretching as predicted by most theories (Ramberg, 1970; Biot, 1961; and the well-known solutions in elasticity for thin plates) and verified experimentally. In fact, all current materials encountered (or expected) in the lithosphere (elastic behaviour, Newtonian viscous fluids and non-Newtonian fluids) could give birth to periodic instabilities. The rates of amplification depend on the vertical distribution of mechanical properties (mainly strengths and densities). For instance, a very favourable distribution is represented by a thin competent stronger layer embedded in a weak matrix. This configuration is known to produce folding in compression and boudinage in extension. For the lithosphere, the problem is rendered complex by the coexistence of various kinds of rheologies (elasticity, viscosity, brittle behaviour, and so on...) with a non-trivial depth distribution, especially for continents. The goal of this paper is to discuss the instabilities which can be expected in either oceanic or continental lithosphere. We use analytical solutions of a perturbation theory which predicts the geometry and growth rates of instabilities at their initiation. The method builds on previous studies which are

firstly discussed and criticized. We argue that periodic instabilities develop because of the plastic properties of lithospheric materials rather than because of their elasticity. Therefore, we investigate all instability modes developing in either oceanic or continental lithosphere, taking into account reasonable rheological properties. The results predict very simple modes (much simpler than those described in previous papers): buckling is the only reasonable mode for compression; boudinage, for extension. Moreover, we show that no more than one or two instabilities have chances to be activated during lithospheric deformation.

In a companion paper, we test out analytical results experimentally and further discuss the problem of large amplification in a brittle lithosphere, either with references to experiments, or by analysis of the topography of continental tectonic structures.

## **1. PERIODIC INSTABILITIES EXPECTED IN THE LITHOSPHERE**

At small stresses and strains, rocks behave elastically; at higher stresses, they yield. At low temperature, yielding occurs by brittle fracture with a remarkable universal depth-dependent yield strength (see Byerlee, 1978); at high temperature yielding occurs by ductile creep (see Goetze and Evans, 1979). The brittle/ductile transition occurs at a temperature which is highly dependent on chemical composition. For the oceanic lithosphere, only one transition is expected, since rock composition is rather constant. For the continental lithosphere, rheological layering results from both chemical transitions (like the crust/mantle boundary or the amphibolite/granulite boundary) and changes in deformation mechanisms which do not necessarily coincide with these chemical interfaces (see Ord and Hobbs, 1989; Davy and Cobbold, 1991).

Periodic instabilities are expected for all three kinds of rheologies (elasticity, fracture and ductile creep).

The periodic instability for compression of a dense elastic plate with a free surface is buckling (see Turcotte and Schubert, 1982). However elastic parameters deduced from flexural studies (Watts et al, 1980; McNutt and Menard, 1982) or from wavelength observations (see Weissel et al, 1980 for their study on the Central Indian Ocean) predict compressive stresses larger than the elastic limit. Alternatively, we may consider the lithosphere as having various rheological domains. For the oceanic lithosphere, these are three : an uppermost brittle layer, where failure stress increases with depth; a lowermost ductile region, where yield stress decreases exponentially with increasing depth and temperature; and a central elastic core (see Goetze and Evans, 1979). Layered rheological models based on this yield envelope better predict the bathymetry and gravity of outer-rise

trench systems (McAdoo and Sandwell, 1985; McAdoo et al, 1985; Bodine et al, 1981). For compression of the oceanic lithosphere, McAdoo and Sandwell (1985) argue that thinning of the elastic core, due to yielding at the top and bottom of the lithosphere, causes the lithosphere to buckle before failing. Applied to intraplate deformation in the Central Indian Ocean, the McAdoo and Sandwell model predicts a wavelength of the right order, 160-240 km with reasonable average compressive stress of about 600 mpa (Cloetingh and Woertel, 1986). However, the mechanical assumptions of the McAdoo and Sandwell model are debatable, especially the assumption that stresses are entirely concentrated in the elastic core, whose thickness is 5-10 km. In so doing, they neglect the 80% of the lithosphere which deform by plastic (i.e. permanent) processes.

We have reworked these calculations, assuming that only the compressive stresses applied on the elastic core are used to deform it. Elastic buckling still develops, but for smaller thicknesses of the elastic core than those predicted in the original McAdoo and Sandwell calculations. Consider the folds in the Indian Ocean. For the rheological profiles adopted by McAdoo and Sandwell, buckling appears for a 4 km thick elastic core (compared with the 9 km obtained by McAdoo and Sandwell). But it is probable that this thickness is even smaller: the rheological profiles assume that the Byerlee (1978) relationship describes the rheology of the brittle parts of the lithosphere at every depth; whereas it now appears that this relationship is not valid for depths greater than 10 km (Carter and Tsenn, 1987; Ord and Hobbs, 1989). For Ord and Hobbs (1989), brittle fracture is then replaced by a purely plastic behaviour with a depth-independent yield-strength of about 600 mpa in compression, i.e. much smaller than the strength predicted by the Byerlee relationship (see strength profile in fig.1). For such a stress level, the thickness of the elastic core cannot be much more than 0.5 km. The calculated wavelengths vary then between 20 and 100 km, and it is no longer possible to obtain the buckling wavelength of 200 km observed in the Indian Ocean (Weissel et al., 1980; Zuber, 1987; Bull, 1990; Bull and Scrutton, 1990). Moreover, the strength of the elastic core only represent between 3 and 20% of the total strength of the lithosphere.

Another argument is the evidence for permanent deformation during the formation of the folds. In the Indian Ocean, Gordon et al. (1990) estimated a shortening of several percents during the past 7 ma, based on plate velocities. Kuzsnir and Park (1982, 1984a, 1984b) predicted that the elastic core of the lithosphere should disappear for such deformation rates. Notice that Gordon et al pointed out that the huge lithospheric folds did not contribute to more than 15% of the total shortening and another deformation mechanism (for instance,

homogeneous shortening) must be invoked to account for the remaining 85% of the total shortening.

Anyway, the assumption of elastic-controlled instabilities is highly dependent on the ability of the upper brittle and lower ductile layers to produce their own instabilities, especially because it concerns the most important part of the lithosphere. In fact, plastic processes appear to be very efficient at producing periodic instabilities. The calculations developed in this paper and in previous work (see Biot, 1961; Fletcher, 1974; Smith, 1977; Fletcher and Hallet, 1983; Ricard and Froidevaux, 1986; Zuber et al, 1986; Zuber, 1987; Bassi and Bonin, 1988) do show that visco-plastic multilayers give birth very easily to instabilities in compression or in extension. The assumed behaviour is power-law ductile flow, where strain-rate is taken proportional to deviatoric stress  $\tau$  to power  $n$ . As  $n$  tends to infinity, the material becomes perfectly plastic and only deforms for stresses exceeding a yield stress. In general, the larger is  $n$ , the more the material is subject to periodic instabilities. Therefore, models predict a driving role for brittle layers, which can be viewed as perfectly plastic material ( $n = \infty$ ).

In this paper, we study the periodic instabilities induced by plastic behaviour of the lithosphere. We use a perturbation method, which predicts the mode of instabilities, their wavelengths and their growth rates. We consider the rheological layering expected for both continental and oceanic lithosphere.

## **2. THE PERTURBATION METHOD**

The perturbation method used in this paper has been described by Bassi and Bonnin (1988). It is based on the previous works by Biot (1961), Fletcher (1974), Smith (1977), Fletcher and Hallet (1983), Zuber et al. (1986), and Ricard and Froidevaux (1986). It uses a 2D analysis of deformation in a vertical cross-sections of the lithosphere parallel to the direction of extension (or of compression). It predicts the wavelengths of the instabilities that are activated and, for each wavelength selected, the nature and the behaviour of the corresponding deformation.

The lithosphere before deformation is a succession of stratified horizontal viscous layers, of given thickness, density, viscosity, and power law coefficient ( $n$ ). These conditions lead to approximate analytical solutions to the two dimensional Navier-Stokes equations (Fletcher and Hallet, 1983). Analytical solutions also exist if the viscosity is exponentially depth-dependent, a useful way of describing the temperature dependence of ductile flow laws in the lithosphere.

The relationship between stress and strain rate is assumed to be a power-law :

$$\dot{\varepsilon}_{ij} = a \tau_2^{n-1} \tau_{ij}$$

where  $\dot{\varepsilon}_{ij}$  is the strain rate (partial derivative of strain tensor with time),  $\tau_{ij}$  is the deviatoric stress tensor,  $\tau_2$  is its second invariant and  $n$  is the power-law exponent. The power-law reduces to Newtonian viscous behaviour for  $n=1$ ; more generally, we define the viscosity  $\mu = \tau_{ij} / \dot{\varepsilon}_{ij} = 1 / (a \tau_2^{n-1})$ . The power-law is a good description of creep in the lithosphere. We describe brittle failure by pure plasticity, i.e. a threshold stress under which no deformation can occur, which can be described with a power-law relationship in the limit  $n$  infinite. In practice, we verify that  $n=10^4$  is a right approximation for a numerical infinite.

We apply a uniform strain rate  $\dot{\varepsilon}'$  on the multilayer. We then study the development of an infinitesimal perturbation around that uniform solution. By a Fourier decomposition, the perturbation is split into a sum of infinitesimal sinusoidal components. Behind the Fourier decomposition is the assumption of non-interference between the wavelength components. That assumption is valid when mechanical equations are linear for partial derivatives. It is not valid for non-Newtonian viscous layers, but a linear approximation is obtained when the perturbation is very small compared with the uniform applied strain-rate ( $\dot{\varepsilon}'$ ).

For a given sinusoidal perturbation of wavenumber  $k$  (corresponding to a wavelength  $\lambda = 2\pi/k$ ), the solution is :

$$z_i^k(x, t) = z_i^k(x, 0) + \sin(k * x) * \sum_{j=1}^N \alpha_{ij}^k * \exp(q_j^k * \dot{\varepsilon}' * t)$$

where  $t$  is the time,  $x$ , the horizontal coordinate,  $N$ , the number of horizontal interfaces,  $z_i^k(x, t)$ , the depth of the  $i$ th interface,  $A_i^k = z_i^k(x, t) - z_i^k(x, 0)$ , the amplitude of the instability for that interface,  $\dot{\varepsilon}'$ , the homogeneous strain rate (taken positive),  $q_j^k$ , the  $j$ th growth rate factor,  $\alpha_{ij}^k$ , the  $j$ th constant of the  $i$ th interface (thus, one of the  $N^2$  constants of integration).

This is the solution of  $N$  differential equations, whose coefficients are obtained by writing the 4 continuity equations at each interface (the two components of velocity and the stresses  $\tau_{xz}$  and  $\tau_{zz}$ , see for instance Bassi and

Bonin, 1988).

At this stage in the calculation, it appears that a wavelength can have  $N$  modes of deformation, characterized by a growth rate factor  $q_j^k$  and a set of coefficients  $\alpha_{ij}^k$ ,  $i=1..N$ . After an infinite time, the sum of  $\alpha_{ij}^k * \exp(q_j^k * \varepsilon' * t)$  will be reduced to the term with the largest growth rate,  $q_M^k = \max(q_j^k)$ , which then becomes the only mode of deformation for the interfaces. The critical time  $t_c$  for which the amplitude of the  $j$ th mode becomes 10 times smaller than the  $M$  mode is approximately

$$t_c = \frac{e^{-1}}{q_M^k - q_j^k} * \log\left(\frac{\alpha_{ij}^k}{\alpha_{iM}^k}\right) * \log(10)$$

Because of the dependence of the amplitude on the coefficient ratio  $\frac{\alpha_{ij}^k}{\alpha_{iM}^k}$ , it

appears that, even for very long times, some interfaces can be more sensitive to modes other than the  $M$  mode. One extreme example of such a situation is the diapirism of the asthenosphere/lithosphere interface, considered by Bassi and Bonin (1988) as the main deformation mode : this instability grows very quickly, but it concerns only the lithosphere-asthenosphere interface. To study deformation within the entire lithosphere, other modes have to be considered, even if they grow more slowly. Another example is the deformation of the sedimentary cover over very shallow detachment interfaces (see the end of this paper). This mode of deformation is preponderant as far as the cover is concerned, but it does not affect the basement. Here, only one or two interfaces are subject to the  $M$  deformation mode. For other interfaces, the coefficients  $\alpha_{iM}^k$  are found to be very small compared with the coefficients  $\alpha_{ij}^k$  for other modes. In some extreme situations, the  $\alpha_{iM}^k$  can vanish, demonstrating the independence of these other interfaces on the  $M$  mode. In order to avoid such problems, we study not only the  $M$  mode, but all modes of deformation presenting large growth rate values.

The growth rates and their coefficients are calculated for various

wavenumbers. Then, the general solution of the system is

$$z_i(x,t) = z_i(x,0) + \sum_{k=0}^{\infty} \beta_k * \sin(k * x) * \sum_{j=1}^N \alpha_{ij}^k * \exp(q_j^k * \varepsilon' * t)$$

where  $\beta_k$  are the coefficients of the Fourier decomposition at time  $t=0$ . These coefficients indicate that the finite solution is also a function of preexisting deflections of the interfaces. As, we generally cannot constrain these coefficients, we assume that preexisting deflections contribute equally to each wavenumber. In other words, the initial noise is a *white* noise.

In order to predict the selected wavelength and the corresponding deformation mode, we concentrate on modes having the highest growth rates  $q_j^k$ .

In fact, we check the coefficients  $\alpha_{ij}^k$  in order to test the validity of the deformation mode for all interfaces. There may be several relative maxima, corresponding to several wavenumbers. As discussed earlier, all the corresponding deformation modes can coexist for long time and, from the method used, it is difficult to choose which instability will be selected.

We must also keep in mind that these calculations are valid for small amplitudes only. Other selection processes can appear at finite amplitude. In particular, the theory assumes that each wavelength component of the deformation grows independently, at least for infinitesimal deformations. At higher strains, the non-linear terms of the mechanical equations become large. Thus interferences between instabilities of different wavelengths may occur at finite amplitude.

Since the analytical approach is not appropriate for large amplitudes, the results should be compared with real materials. Biot et al. (1961), Ramberg (1970) and Hudleston (1973) showed that the analytical results were verified for Newtonian viscous materials. Ramberg (1970) verified that two different wavelengths could develop simultaneously in compressed systems. More complex experiments involving both brittle and ductile behaviours were also performed (Davy et al, 1990; Davy and Cobbold, 1991). A comparison with analytical calculations will be presented in a companion paper (Martinod and Davy, part II) where we also discuss natural data.

### 3. INSTABILITIES DRIVEN BY A SINGLE PLASTIC LAYER.

#### *3.1. Presence of a single mode of deformation.*

We first consider the deformation of a plastic layer (a non linear viscous fluid with a very large power law coefficient). When the applied stress is very close to, but below, the yield strength, a very small increase in stress develops a very large acceleration of strain rate. Localized zones of deformation and, in general, non homogeneous deformation develop more easily than homogeneous stretching or shortening in such a layer (Smith, 1977). In contrast, perturbations within Newtonian layers (or weakly non Newtonian with power-law coefficient  $n$  smaller than 10) grow very slowly. In natural systems, where both types of rheology exist, the plastic layers with large values of  $n$  will drive the development of perturbations while the "viscous" layers (small values of  $n$ ) will passively follow the induced perturbations and even tend to inhibit their development. In the following text, "plastic" and "viscous" are used for these two rheologies.

In nature, the lithosphere should always contain at least one "plastic" layer : its upper brittle part. This layer is resistant. It is therefore interesting to study the perturbations developing in a single plastic layer embedded in a viscous medium. This simple model is useful for understanding more complex situations. Moreover, it is directly applicable to the oceanic lithosphere which contains a single plastic layer. Ricard and Froidevaux (1986) studied the deformation of a plastic layer embedded in a Newtonian homogeneous medium with very low viscosity. For a better understanding of the physical results presented below, we review their main results. In compression as well as in extension, a fundamental instability is activated, with a wavelength of about 4 times the thickness of the plastic layer (first model of fig.2). This instability is a buckling in compression, and a boudinage in extension. We use the terminology "buckling" and "boudinage" with reference to the phase offset of the two boundaries of a layer. Other instabilities, called harmonics of the fundamental deformation, may develop with smaller growth rates and shorter wavelengths :

$$\lambda_i = 4h_1 / (2i + 1)$$

where  $\lambda_i$  is the wavelength of the  $i^{\text{th}}$  harmonic, and  $h_1$  is the thickness of the plastic layer.

These instabilities are alternatively buckling and boudinage (fig.2). We notice that both modes of deformation can exist either in extension or in compression.

As noticed by Ricard and Froidevaux (1986), the presence of a free surface, or more generally, of a normal (i.e. depth increasing) density contrast at the top of

the plastic layer, does not fundamentally change the growth rates; But a normal density contrast does shift wavelengths to greater values in extension, and to smaller ones in compression. The influence of the density contrast is expressed by the ratio between gravity stress and viscous dissipation stress :  $\rho.g.h_1/(4.\mu_1.\epsilon')$  where  $\rho$  is the difference of density between the plastic layer and the upper medium,  $\mu_1$  is the viscosity of the plastic layer, and  $\epsilon'$  is the homogeneous horizontal applied strain rate. When this ratio increases from zero to very large values, the fundamental wavelength increases from  $4.h_1$  to  $8.h_1$  in extension, and decreases from  $4.h_1$  to  $8.h_1/3$  in compression.

The viscosity of the embedding viscous layer also modifies the growth rate spectrum. To study this change, we intercalate a Newtonian layer between the bottom of the plastic layer and the lower half space. Because it is appropriate for the lithosphere, we choose a viscosity that decreases exponentially with depth from a maximum value equal to the viscosity of the plastic layer, to a minimum equal to the viscosity of the lower half space (see the three last models of fig.2). Gravity effects are not considered. We vary the thickness ( $h_2$ ) of the additional layer.

Each previous mode of deformation still exists, but with modified wavelengths and growth factors. The growth rate factors decrease very quickly when increasing the thickness of the new Newtonian layer. This emphasises once more the very low potentiality of Newtonian layers to generate instabilities. The growth rate factors decrease much more for the harmonic deformations than for the fundamental mode (fig.2) : a very thin Newtonian layer is able to drastically slow down the development of harmonics. The shorter the wavelength is, the smaller is the growth rate. For instance when  $h_2 = h_1/2$ , the growth rate of the first harmonic is already about 8 times smaller than the growth rate of the fundamental mode, in extension as well as in compression. It explains why only fundamental modes of deformation have chances to be activated in the lithosphere, and why no other instabilities can appear.

Wavelengths are shifted by the presence of this strong Newtonian layer to smaller values in extension, and to greater ones in compression, especially for the fundamental mode. The shift of wavelengths induced by this factor is opposed to the gravity shift, observed by Ricard and Froidevaux (1986). In natural examples, we shall see that the influence of the viscosities is often greater than the influence of the density contrasts. That means that wavelengths are generally greater than  $4.h_1$  in compression and smaller in extension.

All these results are still valid when the layer below the plastic level is a non-Newtonian viscous fluid with a power law coefficient  $n$  smaller than 10 (the power law coefficients for creep in natural rocks generally lie in the range 1.5-6, Carter

and Tsenn, 1987). Wavelengths of deformations are not changed by more than 20%. However, an increase of the power-law exponent  $n$  leads to an increase of growth rates for both the fundamental and the harmonic modes. In other words, a departure from Newtonian viscosity only decreases the efficiency of the ductile layer to inhibit instabilities (fig.3). Note that we could fix at  $n=10$ , the limit below which materials behave as viscous inhibitors, although this limit is not sharp and depends on the wavelength of the instability (fig.3).

The conclusion of this study is therefore very simple and general : when the plastic layer lies upon a thin and strong viscous level (and this is always true in nature), only one instability develops : it is buckling in compression, and boudinage in extension. The wavelength of the instability depends mainly upon the thickness of the plastic layer.

### *3.2. Instabilities within the oceanic lithosphere*

The simplicity of the rheology of the oceanic lithosphere allows direct comparisons with the results of the previous paragraph. We can model it as a plastic upper layer lying above a viscous half space, with an exponential depth-decreasing viscosity (fig.4). Therefore, we predict that only one instability develops in compression : lithospheric buckling. In this paragraph, we deal only with compression of the oceanic lithosphere, since we have no field evidences for extension.

The rheology of the oceanic lithosphere obviously depends mainly on its age : the older , the colder and therefore, the stronger. Nevertheless, the rheology of a given oceanic lithosphere is not precisely known, since it depends on many parameters on which we have only rude constraints.

1. The heat flow in oceans depends on the age of the lithosphere. Half cooling theory gives an estimation for young lithosphere (age < 60 Ma). Parsons and Sclater (1977), taking into account the decay of radioactive elements, established a theoretical relation valid for older lithospheres. Some oceanic heat flow measurements, compiled by Sclater et al. (1980), confirm the theoretical predictions. Nevertheless, the standard deviation of the data is important, and the precise heat flow changes greatly from place to place.

2. The thermal conductivity of the rocks is variable : authors generally take an average value of  $3 \text{ W.m}^{-1}\text{.K}^{-1}$ , but it could vary between 2 and  $4 \text{ W.m}^{-1}\text{.K}^{-1}$ . This variability strongly affects the following calculations, because of the high dependence of rheology on thermal structure.

3. The rheology of the lithosphere is subject to discussion. As a first

approach, we can consider the oceanic lithosphere to be entirely made of peridotite from top to bottom. We neglect the sedimentary cover and any superficially altered rocks since they are weak compared with the entire lithosphere (see paragraph below on *sedimentary cover*). High temperature ductile creep not only depends on temperature, but also on strain rate and on chemical conditions (mainly the percentage of water, Kirby, 1985). The upper brittle behaviour of the lithosphere is usually described by the Byerlee relationship (Byerlee, 1978) but this relation seems to hold only at shallow depths (above 10 km). Between these two extreme behaviours (fracture and ductile creep), other plastic deformation mechanisms may occur (Carter and Tsenn, 1987; Ord and Hobbs, 1989). They reduce deviatoric stresses, below those predicted by the Byerlee's law and, consequently, deepen the brittle/ductile transition. However, the predicted wavelengths are much more sensitive to uncertainties on thermal conductivities than to rheological laws.

The uncertainties we point out do not change the qualitative results obtained in the previous paragraph. We verify that the main parameter controlling the wavelength of buckling is the thickness of the plastic layer. Table 1 gives the ratio  $R$ , wavelength to thickness of the plastic layer, for compression of a typical oceanic lithosphere, as a function of the age of the lithosphere. Error bars are due to uncertainties on the physical properties of the lithosphere.  $R$  is about 5 ( $\pm 0.4$ ) for young oceanic lithosphere and decreases to 4.15 ( $\pm 0.15$ ) for very old lithosphere. The ratio between gravity stress and lithospheric strength  $\rho \cdot g \cdot h_1 / (4 \cdot \mu_1 \cdot \varepsilon'_{xx})$ , (see previous paragraph and Ricard and Froidevaux, 1986) varies from 0.3 to about 3. But  $R$  is always greater than 4, marking the predominant role of the strong viscous lower lithosphere. At last, we notice that the ratio  $R$  is known with a rather good precision since error bars on conductivity or rheological laws only affect a departure from the magic value of 4 which remains small.

Uncertainties on the predicted absolute wavelengths mainly result from the uncertainty on the thickness of the plastic layer (fig.5). The values are however in good agreement with the wavelengths observed in the Indian Ocean ( $175 \pm 50$  km; Weissel et al., 1980; Zuber, 1987; Bull, 1990; Bull and Scrutton, 1990). Taking into account all possible sources of errors (wavelength and the ratio  $R = 4.3 \pm 0.3$ ), we predict for the Indian Ocean a thickness of the plastic layer of  $40 \pm 14$  km.

The growth rates for oceanic buckling are always rather small, about  $q = 1$ . In the Indian Ocean, where the homogeneous compressive strain rate  $\varepsilon'$  is about  $10^{-15}$ - $10^{-16}$  s $^{-1}$  (Gordon et al., 1990), the characteristic times of the instability growth ( $t_c = 1/q\varepsilon'$ ) is 10-100 Ma that is quite a long time. For instance, it would take from several tens or even hundreds of million years to build a 2 km high

anticline from a 100 m heterogeneity! External processes like sedimentation probably accelerate the development of buckling. Nevertheless, the amplification of buckling in the Indian Ocean has been a very slow tectonic phenomenon, since it has taken some 7 Ma to build 2 km high anticlines (Bull and Scrutton, 1990). The calculated values of growth rate are therefore quite reasonable. Moreover, the perturbation method shows that the growth rate is positive only for a very narrow range of wavelengths. Few wavelengths can be amplified. This could explain why the undulations observed in the Indian Ocean are so regular.

Stresses necessary to activate visco-plastic buckling can be easily estimated: visco-plastic buckling is possible as soon as stresses are great enough to deform the whole lithosphere. This happens, for a 70 Ma-old Indian Oceanic plate, when the average of compressive stresses in the lithosphere exceeds 600-1000 MPa (depending on the validity of the Byerlee relationship at depth). Such a stress level was estimated for this part of the ocean by Cloetingh and Wortel (1986) from finite element modelling of the Indo-Australian plate.

It is interesting to compare the results of our calculations with previous mechanical studies of the buckling of the Indian Ocean. McAdoo and Sandwell (1985), using the visco-elastic model, predict wavelengths similar to ours for buckling in the Indian Ocean. But their assumption gives a relationship between the wavelength ( $\lambda$ ) and the thickness of the plastic lithosphere ( $H$ ) as  $\lambda \sim H^{3/4}$ . Although, the mechanical assumption are strikingly different, our model predicts similar relationship  $\lambda \sim H^{0.91}$  where the small departure from the linear relationship is due to a changing role of gravity.

Zuber (1987) also performed analytical calculations very close to ours where the lithosphere is modelled as a visco-plastic plate. She concluded that periodic structures in the Indian Ocean could result either of buckling, either of inverse boudinage. But these results have been obtained for unrealistic models of the rheology of the oceanic lithosphere. She first considered the lithosphere as a strong Newtonian layer, which does not react like a plastic layer (i.e. highly non-Newtonian fluid) with respect to periodic instabilities as emphasized above. In her second model, the lithosphere is a plastic plate. Here, she concluded that the developing perturbation is inverse boudinage but she remarked that the calculated wavelengths are too small ( $4/3.H$  where  $H$  is the thickness of the plastic plate). As a matter of fact, the studied perturbation is the first harmonic of the fundamental buckling. The reasons why she did not obtain the long-wavelength buckling is not clear since she did not give a lot of explanations for that last model. However, she certainly missed the inhibition of short wavelengths by the ductile lithosphere and

overestimated the role of gravity forces.

#### **4. TWO PLASTIC LAYERS INSTABILITIES**

##### *4.1. Long wavelength and short wavelength deformations.*

In the continental lithosphere, two plastic levels are generally predicted to exist, one in the upper crust, the other in the upper mantle (see next paragraph and Davy and Cobbold, 1991). If several plastic layers exist, several instabilities may develop. One could expect one deformation mode for each plastic layer and one or several modes involving several plastic layers. Following the previous approach, we firstly discuss simplified models in order to bring the main mechanical rules with maximum physical meaning.

We firstly study a simplified (but realistic) rheological layering (fig.6) where two parallel plastic layers of same thickness  $h_1$  are embedded in a viscous homogeneous medium. The plastic layers are separated by a stable viscous fluid with an exponentially depth decreasing viscosity and a power-law exponent of 3 (chosen by reference to most natural rocks). In the first model, the viscosity is equal at the top of the intermediate ductile layer, to the viscosity of the plastic layers and, at the bottom, to  $1/100^e$  of that value. In this model, we vary the ratio between the thickness of the plastic layers ( $h_1$ ) and the thickness of the intermediate ductile layer ( $h_2$ ). Note that because of the choice of viscosities, a change of  $h_2$  changes the strength of the intermediate layer.

Gravity effects are removed in that theoretical part. We have verified that the obtained results are not fundamentally affected by the gravity contrasts. Like in the previous sections, reasonable gravity effects induce small shifts of wavelength but do not change the nature of deformations.

In compression as well as in extension, two kinds of deformations are generally able to develop (fig.6 and 7) :

- In the one hand, instabilities develop as an *intrinsic mode* of each plastic layer. These instabilities have same characteristics (geometry, wavelength and growth rate factor) than those observed for a single embedded plastic layer (see previous section). In particular, their wavelength is about 4 times the thickness of the plastic layer but their growth rate depends on the viscosity of surrounding ductile layers. In theory, both the upper and lower plastic layers could develop their *intrinsic* instability. But, with the chosen rheological profile, we favor instabilities within the lower plastic layer because its neighboring ductile layers have the smallest strengths.

- In the other hand, we expect long wavelength deformations involving the entire system : the 2 plastic layers and the intermediate ductile layer. By opposition to the *intrinsic mode*, we call it *coupling mode*.

In the following, we bear special attention to the *coupling mode* and its relations with the properties of the intermediate ductile layer.

In the limit where the intermediate layer vanishes, the *coupling mode* has the same properties than an *intrinsic mode* involving the two plastic layers together. The fundamental mode is buckling in compression and boudinage in extension with a wavelength fourfold the thickness of the whole system. Harmonic modes also exist with alternatively buckling and boudinage modes. When the intermediate ductile layer exists, we claim that the three layers (the two plastic layers and the intermediate ductile layer) behave as a single thick system developing its own instabilities (for instance in compression, buckling for the fundamental mode and inverse boudinage for the first harmonic).

In compression (fig.7), a long-wavelength instability develops. All interfaces remain quasi-parallel, meaning that each layer *and* the whole system buckle. Harmonics of that *coupling mode* never develop. The growth rates slowly decrease when increasing the proportion of ductile material. But they are in this model greater than the one-layer *intrinsic mode* until the proportion of ductile material reaches 80%. The wavelength of the *coupling mode* increases from  $4.H$  (with  $H = 2.h_1 + h_2$ , the thickness of the whole system) to about  $14.H$  when the proportion of ductile material in the model goes from 0 to 90%. This result renders the property of ductile layers which tend to develop greater wavelength instabilities than plastic materials.

In extension, the fundamental *coupling mode* is a boudinage of the 3 layer-system, homogeneously distributed over each layer. However, this instability only develops when the thickness of the intermediate ductile layer is lower than 10% of the total thickness of the system. On the contrary, the first harmonic (here buckling) develops with large growth rates which slowly decrease when the thickness of the ductile layer increases (fig.7). This deformation mode is buckling in the sense that the upper interface (upper boundary of the upper plastic layer) is parallel to the lower interface of the system (lower boundary of the lower plastic layer). In detail, each plastic layer deforms with boudinage while the intermediate ductile layer buckles (fig.6). This mode remains very efficient until the proportion of ductile materials reaches 50%. Its wavelength grows from  $8/3.H$  to  $4.H$ . For greater proportion of ductile material, the *one-layer intrinsic mode* (boudinage of

the lower plastic layer) is more efficient.

The differences between compression and extension in the development of the *coupling modes*, can be gathered in a same explanation:

1) Each plastic layer deforms preferentially with its *one-layer intrinsic mode* (but with a wavelength controlled by the total thickness of the 3-layer system and not by the thickness of each plastic layer).

2) The intermediate ductile layer buckles.

Buckling requires less internal deformation than boudinage especially if the wavelengths are large compared with the thickness of a layer. The reason is that boudinage needs material transfers from crest to trough (Ricard and Froidevaux, 1986). Thus, we can interpret the differences between extension and compression as a tendency of the system to minimize the energy dissipated by the deformation of the intermediate ductile layer.

Ricard and Froidevaux (1986) or Zuber et al.(1986) found that homogeneous boudinage does occur in extension of similar models (two strong plastic layers separated by a ductile level) but with a very weak intermediate ductile layer. In their models, the energy dissipated by the deformation of the intermediate ductile layer is not sufficiently large to discriminate between the various deformation modes. The examples presented in the next paragraph show that, in the continental lithosphere, the strength of intermediate ductile layers is large enough to inhibit homogeneous boudinage in extension.

The *coupling mode* is also sensitive to the viscosity of surrounding ductile layers. In order to test that sensitivity, we stick a ductile layer, whose viscosity is depth-decreasing, at the base of the lower plastic layer (fig.8). Calculations are performed in compression. The growth rate of the *coupling mode* decreases threefold while the wavelength is not extensively modified. Due to its large wavelength, the *coupling mode* is less inhibited by surrounding ductile layer than the *one-layer intrinsic mode* whose wavelength is shorter.

Then, we test the effect of decreasing the viscosity of the intermediate ductile layer (fig.8). Starting from the previously described configuration, we decrease the viscosity at the base of the intermediate ductile layer from  $10^{-2}$  of its upper viscosity to  $10^{-7}$ . The growth rate of the *coupling mode* is not strongly modified since it increases only 5 times for such large range of viscosities. In some ways, it confirms that the effects of the deformation of the intermediate ductile layer is minimized. The surprising effect comes from the increase of growth rate with decreasing intermediate viscosity. One could have expected the long wavelength deformation to develop more quickly when the two plastic layers are strongly

coupled, since the motion of a plastic layer reacts upon the second one via the intermediate ductile layer. But we observe that the inhibiting role of the intermediate ductile layer is greater than its coupling role.

Another interesting attempt is to define simple mechanical criteria able to predict the instability that preferentially develops. When a plastic layer deforms in a viscous medium, it induces motions in its embedding layers that decrease exponentially with the distance of the plastic/ductile boundary. The force transmitted to the ductile layers is proportional to :

$$\int_0^{\infty} \mu(z) * \exp\left(\frac{-2\pi z}{\lambda\sqrt{n}}\right) dz$$

Here,  $\mu(z)$  is the viscosity of the embedding layer, and the exponential term represents the decrease of the stream function (and then of deformations) within the ductile layer. In fact, in most natural examples the viscosity  $\mu(z)$  decreases more rapidly than the stream function and we can approximate the force by its bulk strength, defined as the integrate of the local stresses at constant deformation rates. Intuitively, we expect that the efficiency of a deformation mode can be measured by the parameter  $S = (\text{strength of the plastic layer}) / (\text{strength of the ductile areas situated above and below the plastic level})$ . If this parameter is small, it means that the motion of the plastic layer is inhibited by the large stresses induced within the ductile layers. This parameter  $S$  can be calculated for the three possible deformation modes : the two *intrinsic modes* and the *coupling mode*. For the latter, we go on in simplification by treating the sandwich made by the two-plastic layers and the intermediate ductile layer as a bulk unstable layer. With this assumption, we guess that the changes brought by a change of rheology of the intermediate ductile layer are small compared with the consequences on the other modes.

In the example presented in fig.8, we predict that the *intrinsic mode* of the lower plastic layer never develops since it has always the lowest coefficient  $S$ . As we only vary the viscosity of the intermediate ductile layer,  $S$  does not change for the *coupling mode*. On the contrary, the parameter  $S$  calculated for the *intrinsic deformation mode* of the upper plastic layer increases with decreasing the viscosity of the intermediate layer. In fig.8, we verify that the transition between these two modes does occur when the calculated parameters  $S$  of the two modes are almost equal. We think that  $S$  can be an useful tool for rapidly predicting the deformation mode.

#### *4.2. Deformation of the continental lithosphere*

The rheological layering of the continental lithosphere reflects (i) the mineralogic transitions and (ii) the transitions between the mechanisms of deformation (fracture, plasticity, creep). Laboratory experiments on ductile creep generally show that the more a rock is acid, the smaller its viscosity is (Kirby, 1985; Carter and Tsenn, 1987; Ord and Hobbs, 1989). That is the reason why chemical transitions are generally accompanied by an increase of the strength at increasing depth. According to recent studies (Carter and Tsenn, 1987; Ord and Hobbs, 1989), we can divide the continental lithosphere into four main mineralogical domains: the upper crust (0-15 km) whose rheology is controlled by the deformation of the quartz, the intermediate crust (15-20 km) controlled by the deformation of plagioclases, the lower crust (25-30 km) controlled by pyroxenites and the mantle controlled by olivine. Each of these domains can deform according to fracture mechanisms, plastic behaviours or thermally activated creep. Of special interest is the possible existence of the two first deformation mechanisms that drive the development of periodic instabilities. With the chosen layering, we can expect at most 4 plastic layers whose existence depends on the thermal gradients assumed within the continental lithosphere.

For a lithosphere with a "standard" 30 km-thick crust, two plastic layers are present for medium heat flows: one in the upper crust, the other in the upper mantle (Davy and Cobbold, 1991). There is a critical temperature at the Mohorovic discontinuity, below which a plastic mantle exists. The critical temperature is dependent on the assumed creep law of olivine and on the strength of the plastic processes assumed to occur at these depths. For instance, assuming the Byerlee law to describe plastic mechanisms at every depth, the critical temperature is 500-600°C (Davy and Cobbold, 1991). We obtain 550-700°C for plastic rheologies extrapolated from Caristan (1982) and 650-750°C when extrapolated from Ord and Hobbs (1989). These critical temperatures are mostly greater than what we can expect from heat flow data (Sclater et al, 1980; Hurtig and Oelsner, 1977 for Europe).

In fig.9, we present the critical temperature for each of the four mineralogical domains previously defined with rheological laws of Ord and Hobbs (1989). Considering temperature profiles within the continental crust, it appears that the heat flow must be strongly reduced to enable the existence of plastic layers within the intermediate and lower crust. These deep crustal plastic layers appear when the Moho temperature is smaller than 450°C.

In the next paragraph, we calculate the instabilities expected to develop in the continental lithosphere. Depending on the Moho temperature, the results are

similar to previous calculations with either one (high temperatures) or two (low temperatures) plastic layers.

In a lithosphere containing two plastic layers (upper crust and upper mantle), we predict that 2 modes of deformation have a chance to develop: a large-wavelength *coupling mode* (lithospheric) and only one of the two short-wavelength *intrinsic modes* corresponding to instabilities developing either in the upper crust or in the upper mantle. The *intrinsic mode* which preferentially develops, deforms the layer whose neighbouring ductile layers have the smaller strengths. With the criterion S defined in the previous paragraph, we expect only the *intrinsic mode* of the upper crust to develop because the viscosities of the ductile crust are weaker than the viscosities of the ductile mantle. We verify that, whatever the rheologies tested, the *intrinsic mantle instability* is never activated.

#### Compression of the continental lithosphere

In compression, lithospheric buckling is strongly linked with the presence of a plastic mantle (fig.10). The wavelength of lithospheric buckling varies from 150 to 300 km: it is about 5 to 6 times the depth of the plastic-viscous boundary in the mantle. The growth rate of lithosphere buckling decreases as increasing the thermal gradient. This deformation mode disappears with the plastic mantle.

The other instability mode is *intrinsic buckling* of the upper crust. Its wavelength is about 5 times the thickness of the brittle crust (around 40-60 km). This instability does not greatly affect the lithosphere below the Moho neither the Moho itself. It becomes the single deformation mode when the mantle is entirely ductile. The growth rates of crustal buckling decrease as thermal gradients decrease.

The appearance of other plastic layers within the intermediate and lower crust for very small thermal gradients (Ord and Hobbs, 1989) does not modify lithospheric buckling, but totally inhibits crustal buckling.

Note that absolute values of wavelengths depend on the assumed rheological law for plastic behaviour. In the presented calculations, we assume that plastic mechanisms are described by the Byerlee relationship at every depth. Adding other plastic mechanisms (Ord and Hobbs, 1989) mainly results in thickening the plastic upper mantle, leading to larger wavelength for the *coupling buckling mode* (150-400 km).

When the upper mantle is plastic, the two previous modes can coexist, depending on the strength and thickness of the "ductile" crust. As bounds of this strength, we consider three possible rheological profiles derived from Carter and Tsenn (1987).

(i) a "dry" profile with dry quartzite (0-15 km), dry granite (15-25 km) and dry orthopyroxenite (25-30 km), taken as the upper bound;

(ii) a "wet" rheological profile with wet quartzite, wet granite and wet orthopyroxenite taken as the lower bound;

(iii) and an "intermediate" profile with wet quartzite, dry granite and dry orthopyroxenite which seems to be the only realistic alternative to the first "dry" profile, considering that "dry" materials are expected in the lower crust.

Lithospheric buckling is not affected by the rheology of the intermediate ductile crust, confirming the results of the simple models calculated above (fig.10, heavy lines).

For the first profile ("dry"), the *intrinsic* and *coupling modes* never coexist (fig.10, thick heavy and dashed lines). A short wavelength ( $\sim 40$  km) crustal buckling is expected for Moho temperatures greater than the critical temperature of olivine over which the plastic mantle disappears (here  $600^\circ\text{C}$ ). A long wavelength ( $\sim 150$ - $300$  km) lithosphere buckling is predicted for smaller temperatures. For the "wet" profile, crustal buckling exists whatever the calculated thermal profiles with growth rates greater than those calculated for lithospheric buckling (fig.10, thin heavy and dashed lines). In the "intermediate" profile, crustal and lithospheric buckling develop together for Moho temperatures in the range  $500^\circ\text{C}$ - $600^\circ\text{C}$ . Calculations of growth rates favor lithospheric buckling for Moho temperature below  $570^\circ\text{C}$  and crustal buckling over (fig.10, heavy and dashed lines with intermediate thickness).

An increase of the crustal thickness decreases the average strength of the ductile crust : it favours crustal buckling at the expense of lithospheric buckling. No other wavelengths are activated; in particular, the harmonics of the two fundamental modes are blocked by the viscous layers.

For both instability modes, the continental growth rates ( $q \geq 10$ ) are much greater than for the equivalent oceanic lithosphere ( $q \leq 1$ ). We attribute this result to the weakness of the viscous intermediate layer which helps the development of instabilities.

Another difference between the continental and the oceanic lithosphere stays in the shape of the growth factor spectrum. The finite geometry results from the amplification of perturbations whose initial frequency spectrum can be very irregular. We can thus consider the instability amplification as a frequency filter whose frequency band is the range of wavelengths that can be amplified (i.e. with  $q > 0$ ). The comparison of the growth rate spectrum between the oceanic and continental lithosphere shows that the former is a much more selective filter than the latter. Then, we expect more irregularities (i.e. a more complex spectrum) in

the finite geometries of continental deformations than of oceanic deformations. That could explain why continental buckling is more difficult to characterize, and has almost never been described up to now in literature (See nevertheless Lambeck, 1983; Stephenson and Ricketts, 1989; Martinod and Davy, part II).

In conclusion, one could expect both lithospheric and crustal buckling to develop within the continental lithosphere for the most reasonable range of rheologies (intermediate profile) and temperature profiles (Moho temperature around 450-550°C). But uncertainties on these parameters cannot raise definitive conclusions. We discuss in a companion paper the occurrence of these instabilities in natural systems and scaled experiments.

#### Extension of the continental lithosphere

Results for extension of the continental lithosphere are similar than for compression. Two modes of deformation can also be activated during extension : crustal boudinage and a lithospheric *coupling mode*. The *coupling mode* is linked with the existence of the plastic upper mantle; It is boudinage in "opposition of phase" of the upper crust and of the upper mantle (see above). Homogeneous stretching of the whole lithosphere never develops, as emphasized in a previous paragraph. Note that, in the *coupling mode*, zones where extension is maximum are not vertically superposed for the upper crust and the upper mantle. Consequently, our guess is to favor heterogeneous models of extension of the lithosphere (like Wernicke, 1985) instead of homogeneous lithospheric stretching (like in McKenzie, 1978).

The wavelength of the *coupling mode* varies from 60 to more than 120 km. Crustal buckling develops with shorter wavelengths (20 to 40 km).

Like in compression, the *coupling mode* is poorly affected by the rheology assumed for the crust (fig.11, heavy lines). On the contrary, crustal boudinage is favored by "soft" crustal rheologies as wet quartzite, wet granite and wet pyroxenite : growth rates are greater for crustal boudinage than for the *coupling mode* with those rheologies. Except for very strong ("dry") crustal rheologies, the two modes coexist when the Moho temperature is about 500°C.

Note that the growth rates calculated are around 1, which is 10 times smaller than in continental compression.

#### 4.3. *Thin cover instabilities*

Up to now, we paid attention to deep rheological transitions. In general, sediments (or very shallow crustal layer) deform with brittle behaviour; They are therefore rheologically identical with the basement. We can however expect a

different mechanical behaviour of the cover due to the presence of decoupling areas either at the sediment/basement boundary or within the sedimentary cover. Indeed, sediments may have a very weak ductile behaviour. This is true for salt, but also for anhydrite (generally ductile for temperatures greater than 150°C) and mudstones. More generally, sediments become ductile at lower temperatures than the basement (Carter and Tsenn, 1987).

We have studied the influence of the presence of a thin decoupling zone in the upper part of the crust. We model it by a ductile layer with a weak viscosity of around  $10^{19}$  Pa.s. The presence of the decoupling zone gives birth to a new instability with huge growth rates. This instability only deforms the sedimentary cover above the decoupling zone. Deeper boundaries are not deformed by it. In compression (respectively in extension), the instability is buckling (respectively boudinage) of the decoupled cover. The wavelength of the instability is generally shorter than four times the thickness of the upper brittle layer because of the presence of the basement that does not deform (see Ricard and Froidevaux, 1986).

In forelands of mountain belts, the presence of shallow decoupling zones explains the folds observed in the sedimentary cover. Many examples of such folded structures have been identified on seismic profiles (see for example Bally, 1984).

## CONCLUSION

In this paper, we review the possible instabilities developing in a lithosphere suffering either compression, or extension. Our rheological model is based on non linear stress-strain rate relationships, whose capability of amplifying these instabilities is mainly controlled by the power-law exponent. We argue that the periodic instabilities in compression and extension amplify while rocks deform plastically, rather than elastically.

Although the periodic instabilities appear whatever the power-law exponent, growth rates are very large for plastic layers (defined when  $n > 10$ ) compared with ductile layers (defined when  $n < 10$ ). When these two kinds of layers coexist, the instabilities are enhanced by the plastic layers and inhibited by the ductile layers.

For oceanic lithosphere, our calculations predict a wavelength proportional to the thickness of the upper brittle lithosphere. With reasonable parameters, the deformation mode is always buckling in compression (in contrast with the inverse boudinage predicted by Zuber, 1987). Wavelengths and amplification rates are consistent with observations, without any need to invoke elastic cores within the lithosphere.

For continental lithosphere, the mode and wavelength of periodic

instabilities depends on the number of distinct plastic layers within either crust or upper mantle. The plastic layers are generally the upper crust and the upper mantle. A plastic mantle is expected for Moho temperatures smaller than  $620 \pm 100^\circ\text{C}$ .

When two plastic layers exist, two main instabilities can develop: a long-wavelength instability, where all the layers deform together, and a short wavelength instability driven by only one of the plastic layers. The long-wavelength deformation mode is buckling in compression, with a wavelength of about 4 times the total thickness of the system (i.e. the two plastic layers plus the intermediate ductile layer, leading to wavelengths about 150-300 km). All boundaries deform in phase, leading to buckling of each individual layer. In extension, the long-wavelength deformation mode is a boudinage of each plastic layer, with a phase offset of half a wavelength and a buckling of the intermediate ductile layer. Then, the upper boundary of the system (top of the upper plastic layer) is parallel to its lower boundary (base of the deeper plastic layer) and this mode can be viewed as an extensional buckling. We assume that this deformation mode develops in preference to homogeneous boudinage, because it minimizes the deformation of the intermediate ductile layer.

For greater thermal gradients, the upper crust is the only plastic layer. Thus, crustal boudinage is expected to develop in extension; crustal buckling in compression. Wavelengths are about 4 times the thickness of the upper brittle crust ( $\sim 40$  km).

Finally, we verify that shallow decoupling zones may generate short-wavelength instabilities ( $\sim 4$  times the depth of the interface) which only affect the very shallow upper crust.

This paper is part of a general study of the development of periodic instabilities in the lithosphere. In a second companion paper, all these results are tested in compression thanks to brittle/ductile experiments with special interest to the subsequent fracture of plastic layers. The results will be compared with wavelengths observed from topography in recent compressive belts such as the India/Asia collision zone, and from the topography of the Moho derived from deep-seismic profiles.

## **BIBLIO**

- Bally A.W., 1984. Seismic expression of structural styles, a picture and work atlas, *Am. Assoc. Pet. Geol., Stud. Geol.*, 15, vol.3, p. 3.4.1.1-3.4.1.89.
- Bassi G. and Bonnin J., 1988. Rheological modelling and deformation instability of lithosphere under extension, *Geophys. J.*, 93, 485-504.
- Bassi G. and Bonnin J., 1988. Rheological modelling and deformation instability of lithosphere under extension, II. Depth dependent rheology, *Geophys. J.*, 94, 559-565.
- Biot M.A., 1961. Theory of folding of stratified visco-elastic media and its implications in Tectonics and orogenesis, *Geol. Soc. Am. Bull.*, 72, 1595-1620.
- Biot M.A., Odé H. and Roever W.L., 1961. Experimental verification of the theory of folding of stratified viscoelastic media, *Geol. Soc. Am. Bull.*, 72, 1621-1632.
- Bodine J.H., Steckler M.S. and Watts A.B., 1981. Observations of flexure and rheology of the oceanic lithosphere, *J. Geophys. Res.*, 86, 3695-3707.
- Bull J.M., 1990. Structural style of intraplate deformation, Central Indian Ocean basin: evidence for the role of fracture zones, *Tectonophysics*, 184, 213-228.
- Bull J.M. and Scrutton R.A., 1990. Fault reactivation in the central Indian Ocean and the rheology of oceanic lithosphere, *Nature*, 344, 855-858.
- Byerlee J., 1978. Friction of rocks, *Pure Appl. Geophys.*, 73, 4741-4750.
- Caristan Y., 1982. The transition from high-temperature creep to fracture in Maryland diabase, *J. Geophys. Res.*, 87, 6781-6790.
- Carter N.L. and Tsenn M.C., 1987. Flow properties of continental lithosphere, *Tectonophysics*, 136, 27-63.
- Cloetingh S. and Wortel R., 1986. Stress in the Indo Australian plate, *Tectonophysics*, 132, 49-67.

- Davy P., Choukroune P. and Suzanne P., 1990. Hypothèses mécaniques sur la formation des Pyrénées, *Bull. Soc. Géol. Fr.*, 8, 219-228
- Davy P. and Cobbold P.R., 1991. Experiments on shortening of a 4 layer model of continental lithosphere, *Tectonophysics*, sous presse.
- Fletcher R.C., 1974. Wavelength selection in the folding of a single layer with power-law rheology, *Am. J. Sci.*, 274, 1029-1043.
- Fletcher R.C. and Hallet B., 1983. Unstable extension of the lithosphere. A mechanical model for Basin and Range structure, *J. Geophys. Res.*, 88, 7457-7466.
- Goetze C. and Evans B., 1979. Stress and temperature in the bending lithosphere : a mechanical model for Basin and Range structure, *J. Geophys. Res.*, 88, 7457-7466.
- Gordon R.G., De Mets C. and Argus D.F., 1990. Kinematic constraints on distributed lithospheric deformation in the equatorial Indian Ocean from present motion between the Australian and Indian Plates, *Tectonics*, 9, 409-422.
- Hudleston P.J., 1973. An analysis of "single-layer" folds developed experimentally in viscous media. *Tectonophysics*, 16, 189-214.
- Hurtig E. and Oelsner C., 1977. Heat flow, temperature distribution and geothermal model in Europe: some tectonic implications. *Tectonophysics*, 41, 147-156.
- Kirby S.H., 1985. Rock mechanic observations pertinent to the rheology of the continental lithosphere and the localization of strain along shear zones, *Tectonophysics*, 199, 1-27.
- Kusznir N.J. and Park R.G., 1982. Intraplate lithosphere strength and heat flow, *Nature*, 299, 540-542.
- Kusznir N.J. and Park R.G., 1984. Intraplate lithosphere deformation and the strength of the lithosphere, *Geophys. J. Roy. astr. Soc.*, 79, 513-538.

- Kusznir N.J. and Park R.G., 1984. The strength of intraplate lithosphere, *Phys. Earth Planet. int.*, 36, 224-235.
- Lambeck K., 1983. Structure and evolution of the intracratonic basins of Central Australia, *Geophys. J. Roy. astr. Soc.*, 74, 843-886.
- McAdoo D. and Sandwell D., 1985. Folding of oceanic lithosphere, *J. Geophys. Res.*, vol.90, n°B10, 8563-8569.
- McAdoo D., Martin, C.F. and Poulouse, S., 1985. Seasat observations of flexure : evidence for a strong lithosphere, *Tectonophysics*, 156, 89-106.
- McKenzie D.P., 1978. Some remarks on the development of sedimentary basins, *Earth Planet. Sci. Lett.*, 40, 25-32.
- McNutt M.K. and Menard H.W., 1982. Constraints on yield strength in the oceanic lithosphere derived from observations of flexure, *Geophys. J. R. Astron. Soc.*, 59, 363-394.
- Ord A. and Hobbs B.E, 1989. The strength of the continental crust, detachment zones and the development of plastic instabilities, *Tectonophysics*, 158, 269-289.
- Parsons B. and Sclater J.G., 1977. An analysis of the variation of ocean floor bathymetry and heat flow with age, *J. Geophys. Res.*, 82, 803-827.
- Ramberg H., 1970. Folding of laterally compressed multilayers in the field of gravity, II. Numerical examples, *Phys. Earth Planet. Interiors*, 4, 83-120.
- Ricard Y. and Froidevaux C., 1986. Stretching instabilities and lithospheric boudinage, *J. Geophys. Res.*, 91, 8314-8324.
- Sclater J.G., Jaupart C. and Galson D., 1980. The heat flow through oceanic and continental crust and the heat loss of the Earth, *Rev. Geophys. Space Phys.*, 18, 269-311.
- Smith R.B., 1977. Formation of folds, boudinage, and mullions in non Newtonian materials, *Geol. Soc. Am., Bull.*, 88, 312-320.
- Stephenson R.A. and Ricketts B.D., 1989. Gravity modelling in the Eureka Orogen, Canada Arctic Islands, in : *Current Research, Part G, Geological*

*Survey of Canada*, paper 89-1G, 225-232.

Turcotte D.L. and Schubert G., 1982. *Geodynamics : applications of Continuum Physics to Geological Problems*. *John Wiley and sons*, New-York, 450 p.

Watts A.B., Bodine J.H. and Ribe N.R., 1980. Observations of flexure and the geologic evolution of the Pacific Ocean basin, *Nature*, 238, 532-537.

Weissel J.K., Anderson R.N. and Geller C.A., 1980. Deformation of the indo-Australian plate, *Nature*, 87, 284-291.

Wernicke B., 1985. Uniform sense normal simple shear of the continental lithosphere, *Can. J. Earth Sci.*, 22, 108-125.

Zuber M.T., Parmentier E.M. and Fletcher R.C., 1986. Extension of continental lithosphere. A model for two scales of basins and range deformation, *J. Geophys. Res.*, 91, 4826-4838.

Zuber M.T., 1987. Compression of oceanic lithosphere. An analysis of intra-plate deformation in the Central Indian Basin, *J. Geophys. Res.*, 92, 4817-4825.

## FIGURE CAPTIONS

Figure 1 : Example of rheological profile for the continental lithosphere. The constitutive layers forming the lithosphere are from top to bottom : dry quartz (0-15 km), plagioclase (15-25 km), orthopyroxene (25-30 km) and peridotite (mantle). The rheological laws are given in Ord and Hobbs (1989). The compressive strain rate is  $10^{-16} \text{ s}^{-1}$ , and the temperature at the Moho  $500^\circ\text{C}$ . The thin line is obtained assuming the validity of the Byerlee (1978) relationship at every depth, whereas the thick line is obtained assuming that the deviatoric stress of fracture is independent of confining pressure, at depths greater than 10 km (Ord and Hobbs, 1989).

Figure 2 : Development of non-homogeneous instabilities within a plastic layer ( $n=10^4$ ) of thickness  $h_1$ . The plastic layer is embedded in a Newtonian viscous medium. The viscosity of the upper infinite half space ( $\mu_\infty$ ) is constant and equal to 1/100 of the viscosity of the plastic layer ( $\mu_p$ , see text for a definition of the "viscosity" for non-Newtonian rheologies). Below the plastic layer is a strong Newtonian viscous layer of thickness  $h_2$  with an exponentially decreasing viscosity from  $\mu_p$  at top to  $\mu_\infty$  at bottom. Below again is an infinite half space with a constant Newtonian viscosity ( $\mu_\infty$ ). Four models are calculated with increasing  $h_2$  from 0 to  $4.h_1$ . Their strength profiles are presented in the left part of the figure. Results for compression are presented at upper right; For extension at lower right. The horizontal axis is the wavenumber  $h_1/L$  where  $L$  is the wavelength of the instability. The vertical axis is the growth rate factor,  $q$ . Increasing the thickness of the strong viscous layer reduces the growth rates of the instabilities, especially for short wavelengths (large wavenumbers).

Figure 3 : Role of the power law coefficient ( $n$ ) of a ductile layer on the development of instabilities. In terms of viscosity, the rheological layering is similar to the fourth model presented in figure 2, with a plastic layer of thickness  $h_1$  overlying a viscous layer of thickness  $h_2=4.h_1$ . Now, this viscous layer has a non-Newtonian viscosity with an exponent  $n$  varying from 1 to 1000. We plot the growth rate of the fundamental mode (heavy line) and of the first harmonic (dashed line), as a function of the power law coefficient  $n$  in a log-log diagram. The amplification rates grow continuously with  $n$  until reaching an asymptotic value when  $n$  is greater than 100. Note that the

variations of the first harmonic are similar to the variations of the fundamental mode but shifted towards greater values of  $n$ , enhancing the inhibitor role of the ductile layer for short wavelength deformations.

Figure 4 : Example of strength profile of the oceanic lithosphere for a heat flow of  $60 \text{ mW.m}^{-2}$ . The oceanic lithosphere is made of peridotite deforming by fracture, plastic processes and creep flow. Rheological laws and the transitions between deformation mechanisms are given in the text and in Ord and Hobbs (1989).

Figure 5 : Calculated wavelength of oceanic buckling as a function of the lithosphere age and heat flow. Error bars include the uncertainties on the thermal conductivity and on the exact rheology of rocks under given pressure and temperature conditions (see text). The dotted line is 4 times the brittle-plastic thickness.

Figure 6 : Development of non-homogeneous instabilities in a system constituted of two similar plastic layers ( $n=10^4$ ) of thickness  $h_1$ , separated by a viscous layer ( $n=3$ ) of thickness  $h_2$ . The viscosity of the intermediate layer decreases exponentially with depth from the viscosity  $\mu_p$  of the plastic layers to  $\mu_p/100$ . The system is embedded in a weak and uniform viscous medium of viscosity  $\mu_p/100$ . Growth rates of instabilities are calculated for three different models, in which the thickness of the intermediate layer varies; They are presented as a function of the wavenumber  $h_1/L$ , where  $L$  is the wavelength for both compression (upper graph) and extension (lower graph). Two main deformation modes appear : at small wavenumber (large wavelength), a *coupling mode* which deforms the whole system (the two plastic layers plus the intermediate ductile zone); And at greater wavenumber (shorter wavelength), an *intrinsic mode*, only deforming one of the plastic layers. In compression, the *coupling mode* is buckling of the whole system. It is a boudinage "in opposition of phase" of the two plastic layers in extension. See the text to have a more complete description of deformation modes.

Figure 7 : Growth rates of the selected deformation modes as a function of the thickness of the intermediate ductile layer (same geometry and rheologies than in fig.6). The total thickness of the two plastic layers plus their intermediate viscous layer ( $H$ ) is constant. We vary the proportion of the ductile intermediate layer ( $h_2/H$ ). During the deformation of this system, long wavelength deformations (*coupling mode*) and short wavelength deformations (*intrinsic modes*) may develop simultaneously. The *coupling mode* of deformation is favoured when the two plastic layers are strongly linked, whereas the *intrinsic mode* appears when they are separated by a large ductile area. Note that, in extension, the *coupling mode* is boudinage "in opposition of phase" of the two plastic layers, and not homogeneous boudinage of the whole system.

Figure 8 : Development of non-homogeneous instabilities during the compression of 2 plastic layers ( $n=10^4$ ) of thickness  $h_1$ , under which are two strong ductile layers. In this figure, we vary the viscosity of the intermediate ductile layer, i.e. the coupling between the plastic layers. We study the development of long wavelength deformations versus short wavelength deformations as a function of coupling. The long wavelength deformation is poorly affected by the viscosity changes in the intermediate layer, while the *intrinsic mode* of deformation is highly dependent on it. We verify that the transition between the two modes of deformation occurs when the parameter  $S$  (see text) of the two deformation modes is equal.

Figure 9 : Rheology of the continental lithosphere in compression. Critical temperatures at which plastic and brittle mechanisms are replaced by ductile creep have been calculated in each mineralogical domain for anhydrous rocks, and for a compressive strain rate of  $10^{-16} \text{ s}^{-1}$ . The thick line is an average temperature profile within the lithosphere, with a Moho temperature at  $550^\circ\text{C}$ ; The thin lines are possible upper and lower bounds for temperature profiles of the continental lithosphere with a 30 km thick crust. A plastic mantle exists for Moho temperatures smaller than  $630^\circ\text{C}$ . Other plastic layers within the intermediate and lower crust are predicted only for very cold temperature profiles.

Figure 10 : Growth rates (above) and wavelengths (below) of instabilities developing during compression of the continental lithosphere. They are

presented as a function of the Moho temperature. Three rheologies are tested (thin, intermediate and thick lines) with varying the flow laws of the constitutive materials of the crust (see text). Both the lithosphere buckling (heavy lines) and the crust buckling (dashed lines) are drawn. Note the extreme sensitivity of crustal buckling to the rheology of the lower crust.

Figure 11 : Same as fig. 10 but for an extension of the continental lithosphere.

Table 1 : Calculated ratio  $R = \lambda$  (wavelength) /  $h_1$  (thickness of the brittle and plastic lithosphere) for buckling of oceanic lithosphere. The ratio decreases when decreasing heat flow, marking the increasing role of the strength of the lithosphere (see text for further comments).

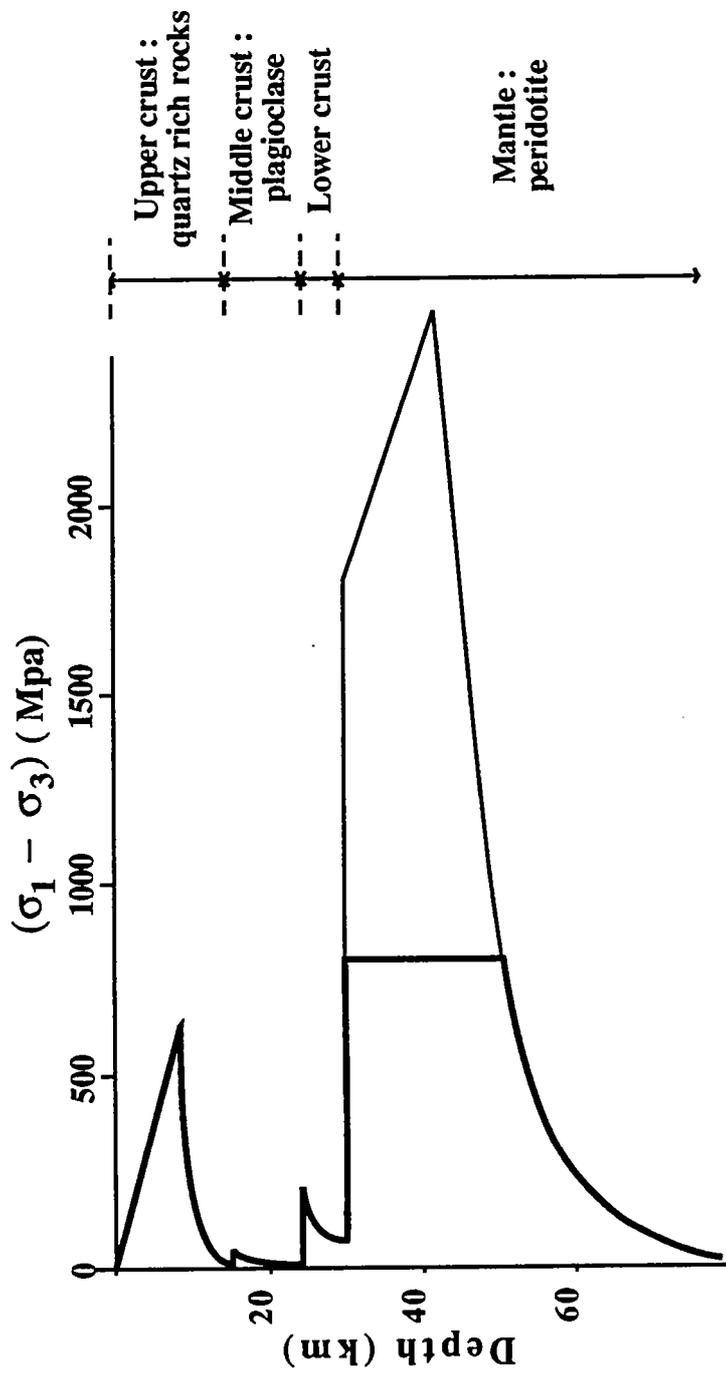


Figure 1

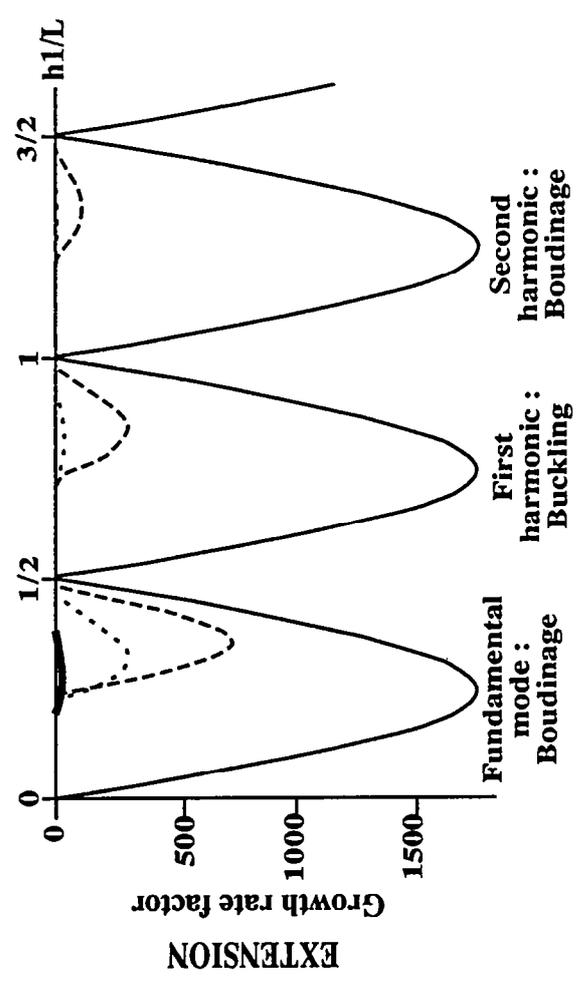
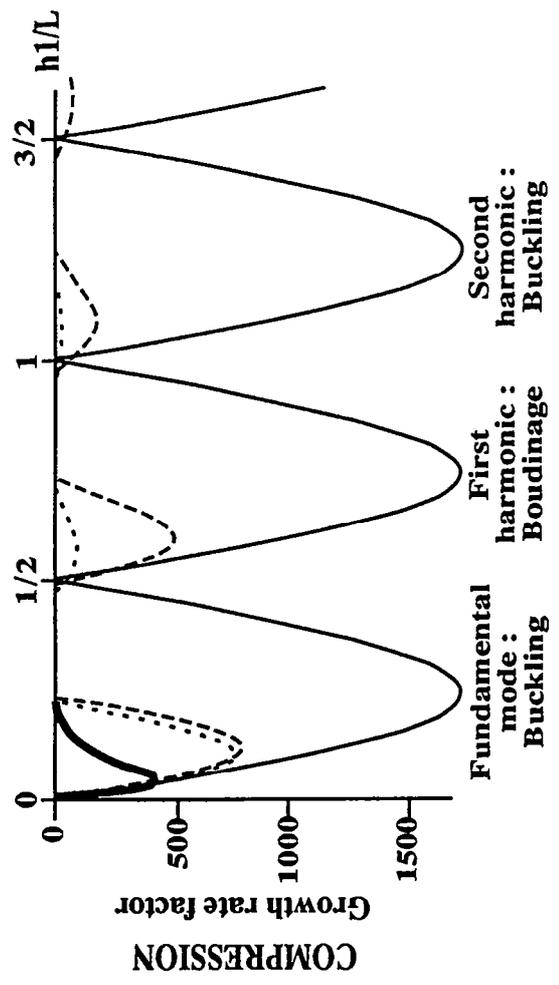
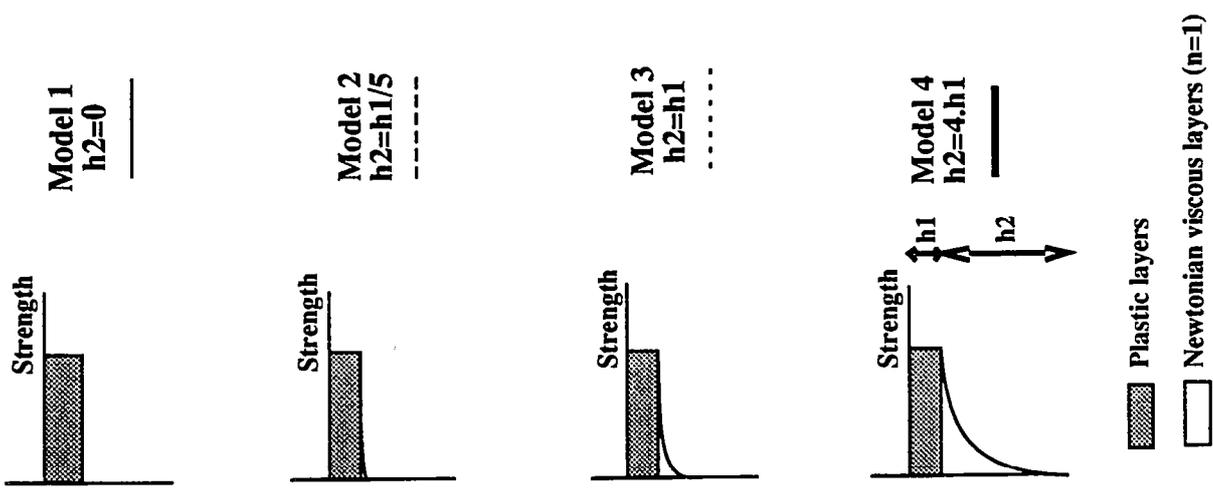
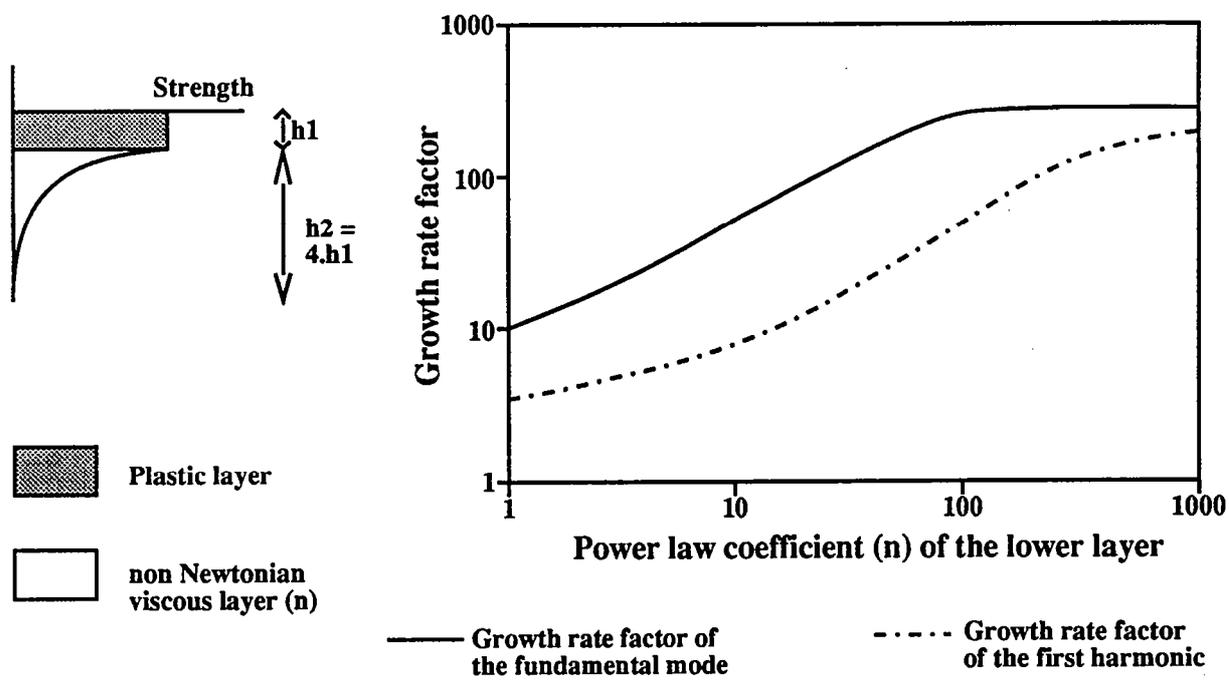


Figure 2



*Figure 3*

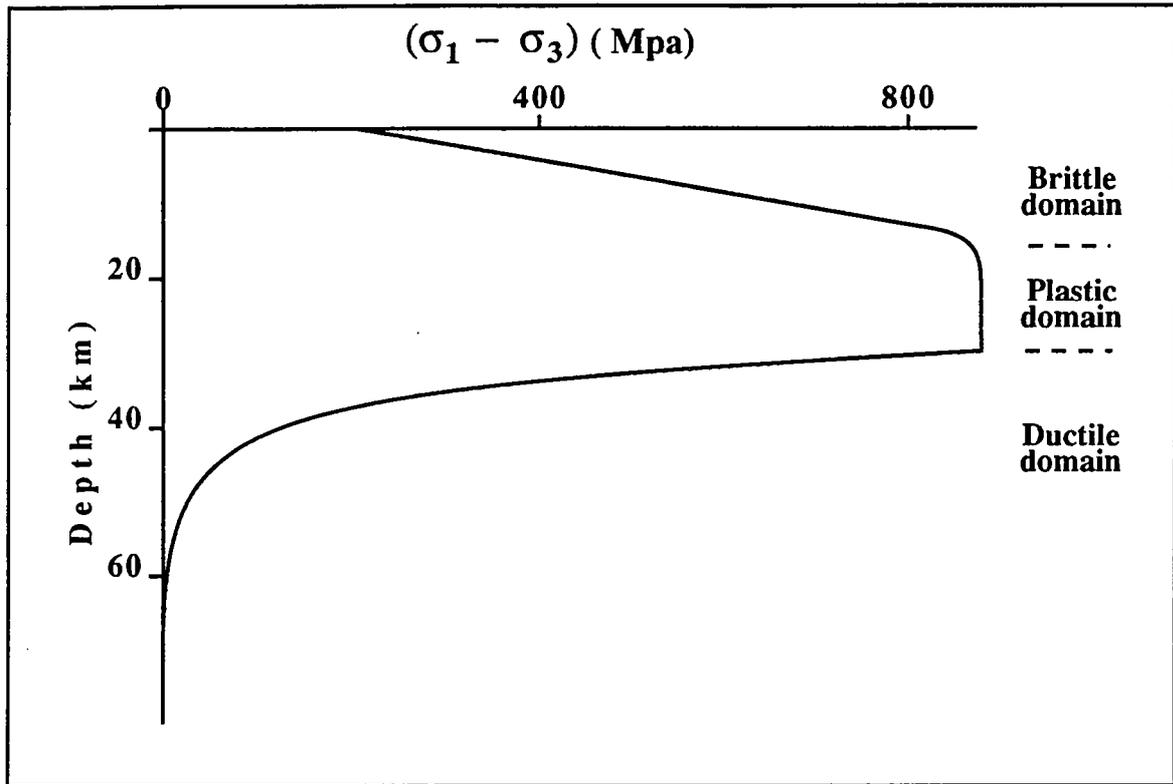


Figure 4

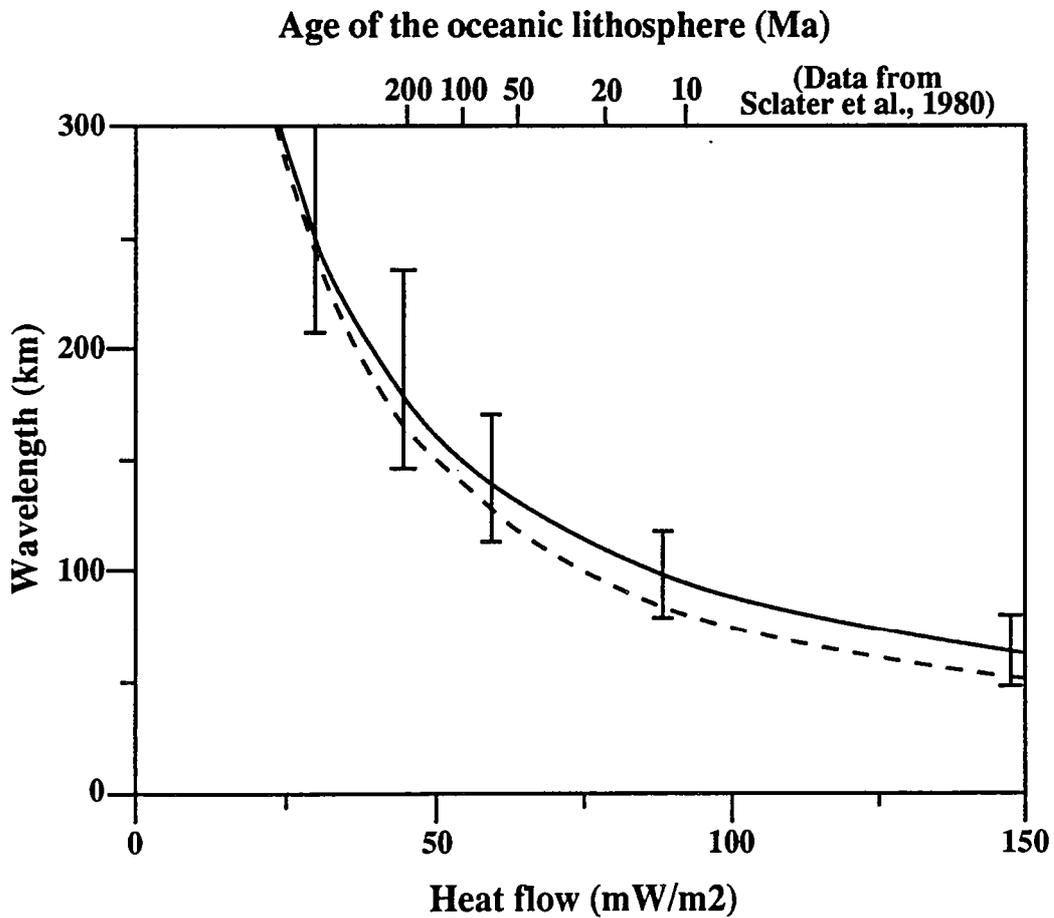
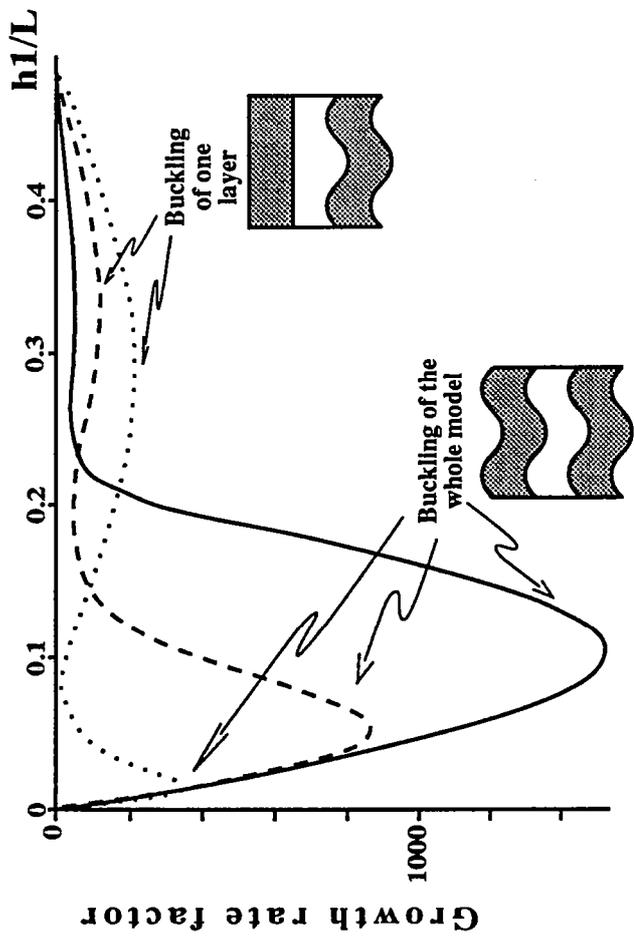
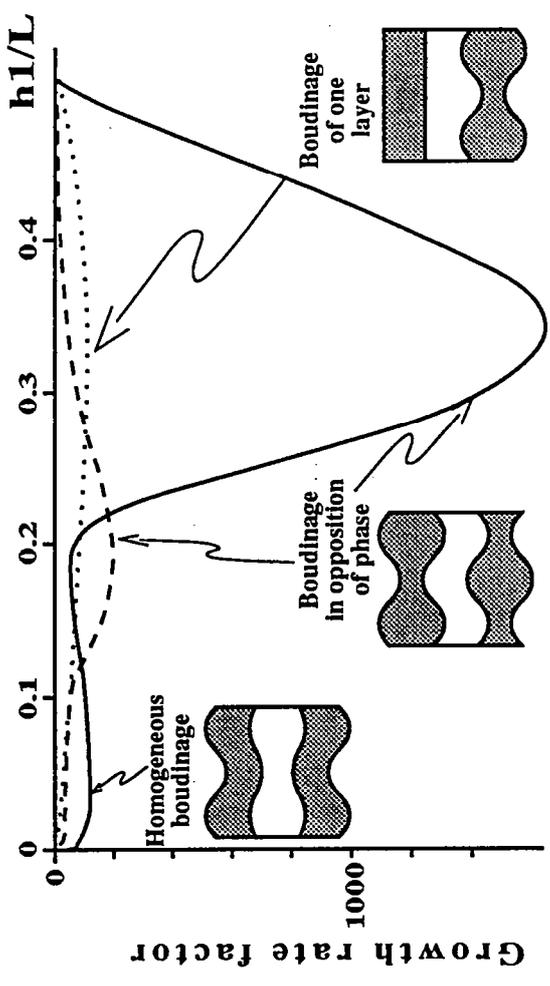


Figure 5



**COMPRESSION**



**EXTENSION**

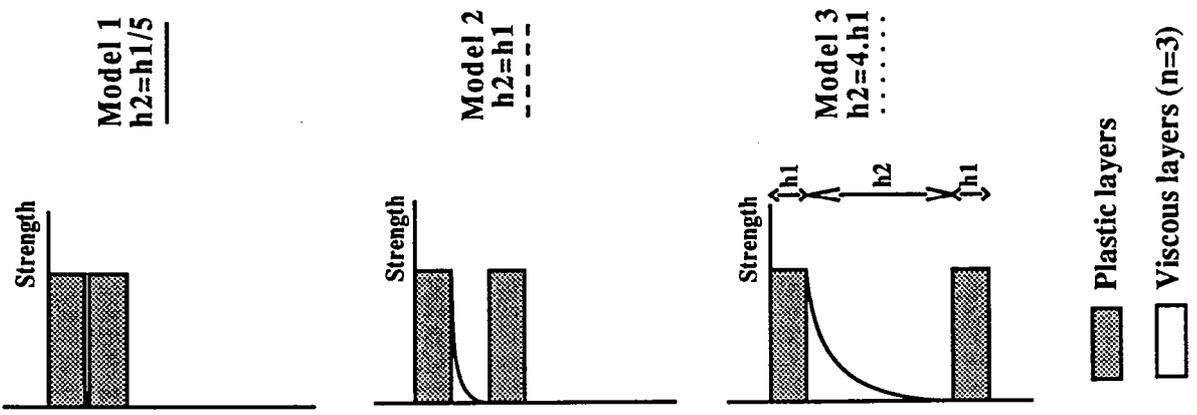
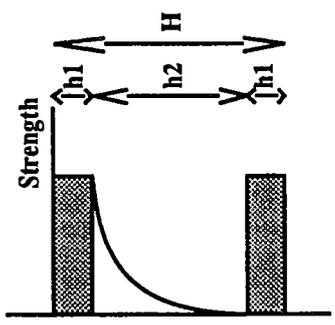
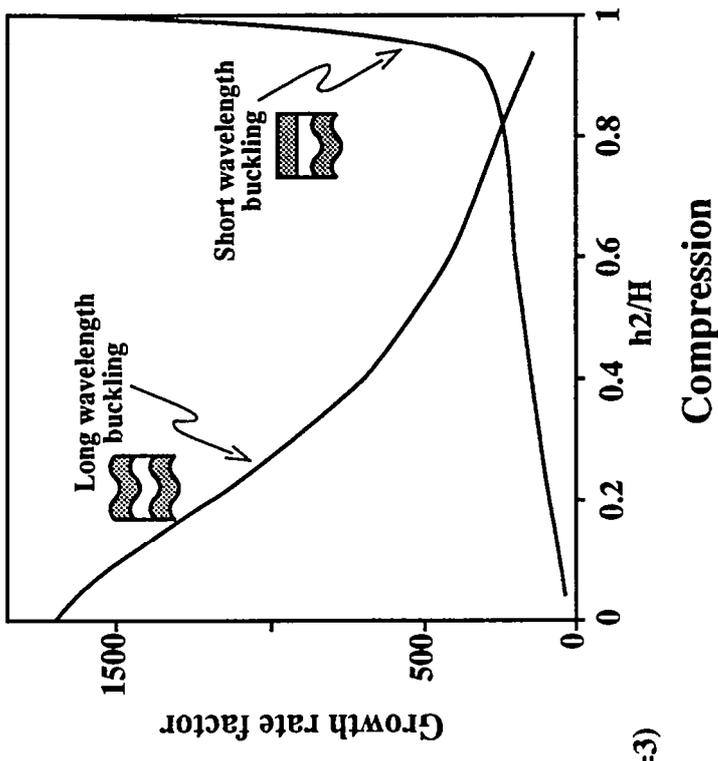
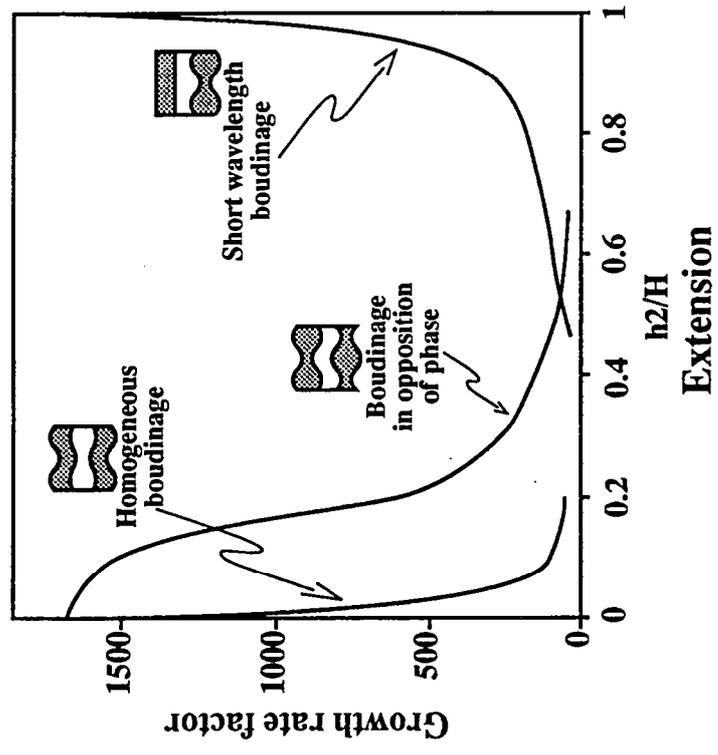
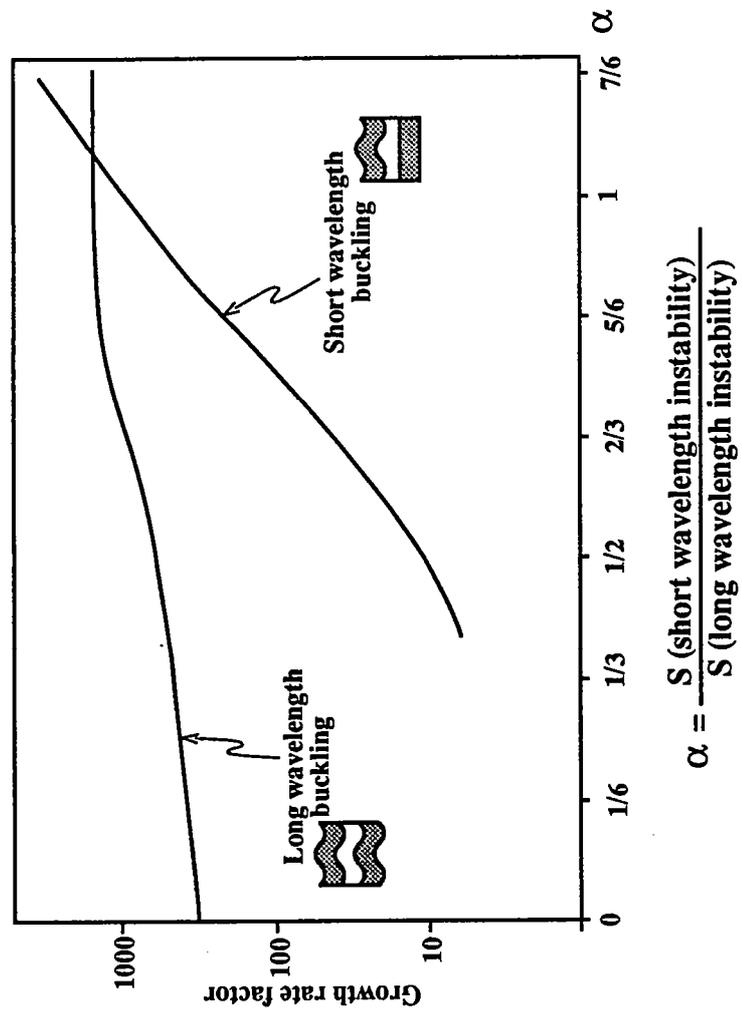


Figure 6



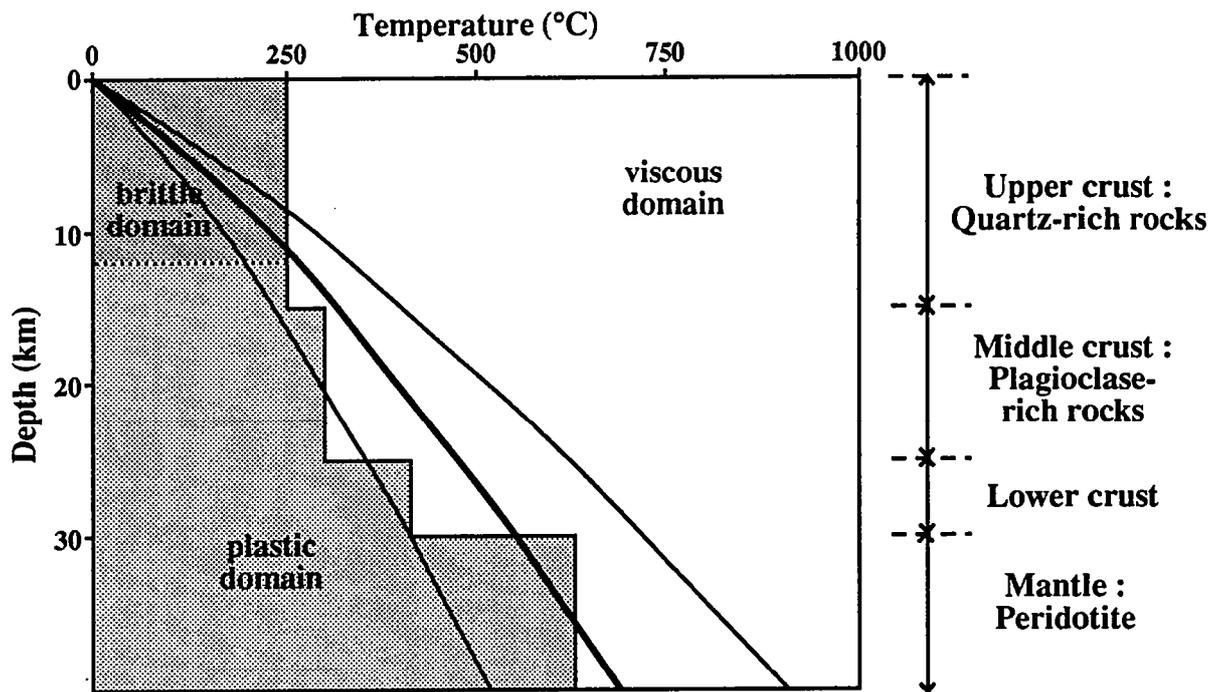
- Plastic layers
- Viscous layers ( $n=3$ )

Figure 7

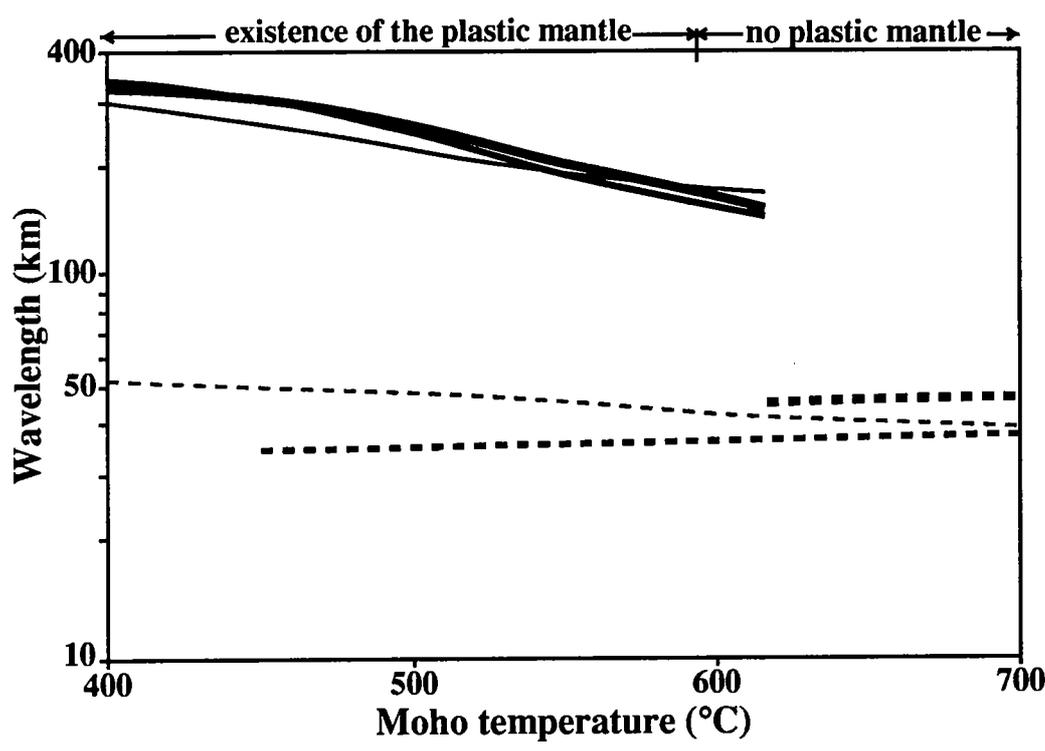
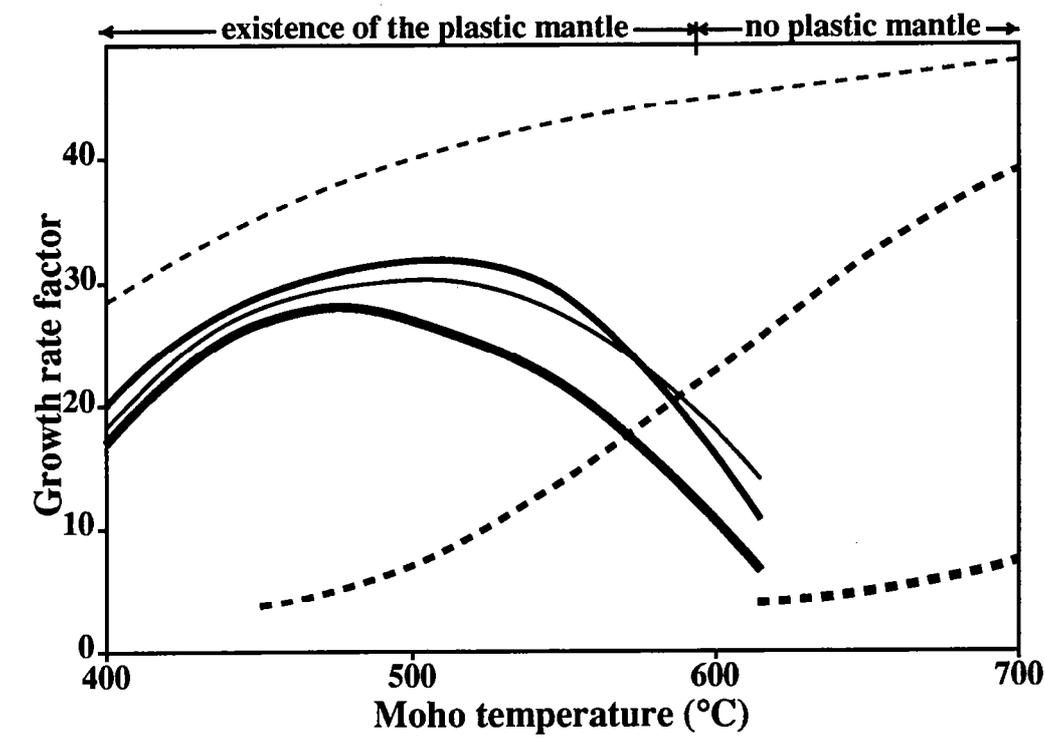


$$\alpha = \frac{S \text{ (short wavelength instability)}}{S \text{ (long wavelength instability)}}$$

Figure 8

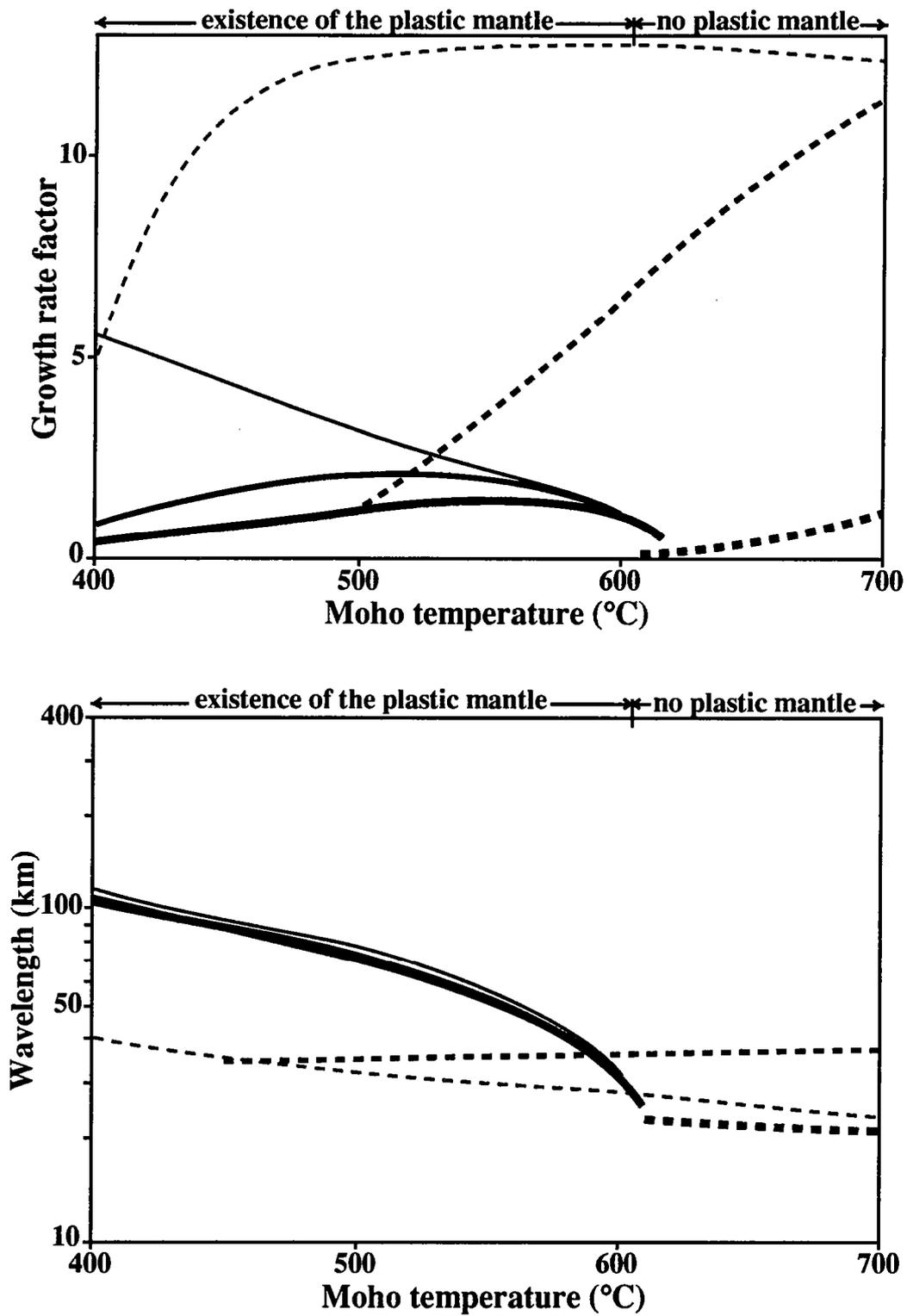


*Figure 9*



Dry crust		
Hydrated upper crust and dry lower crust		
Hydrated crust		
	Lithosphere buckling 	Crustal buckling 

FIGURE 10



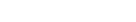
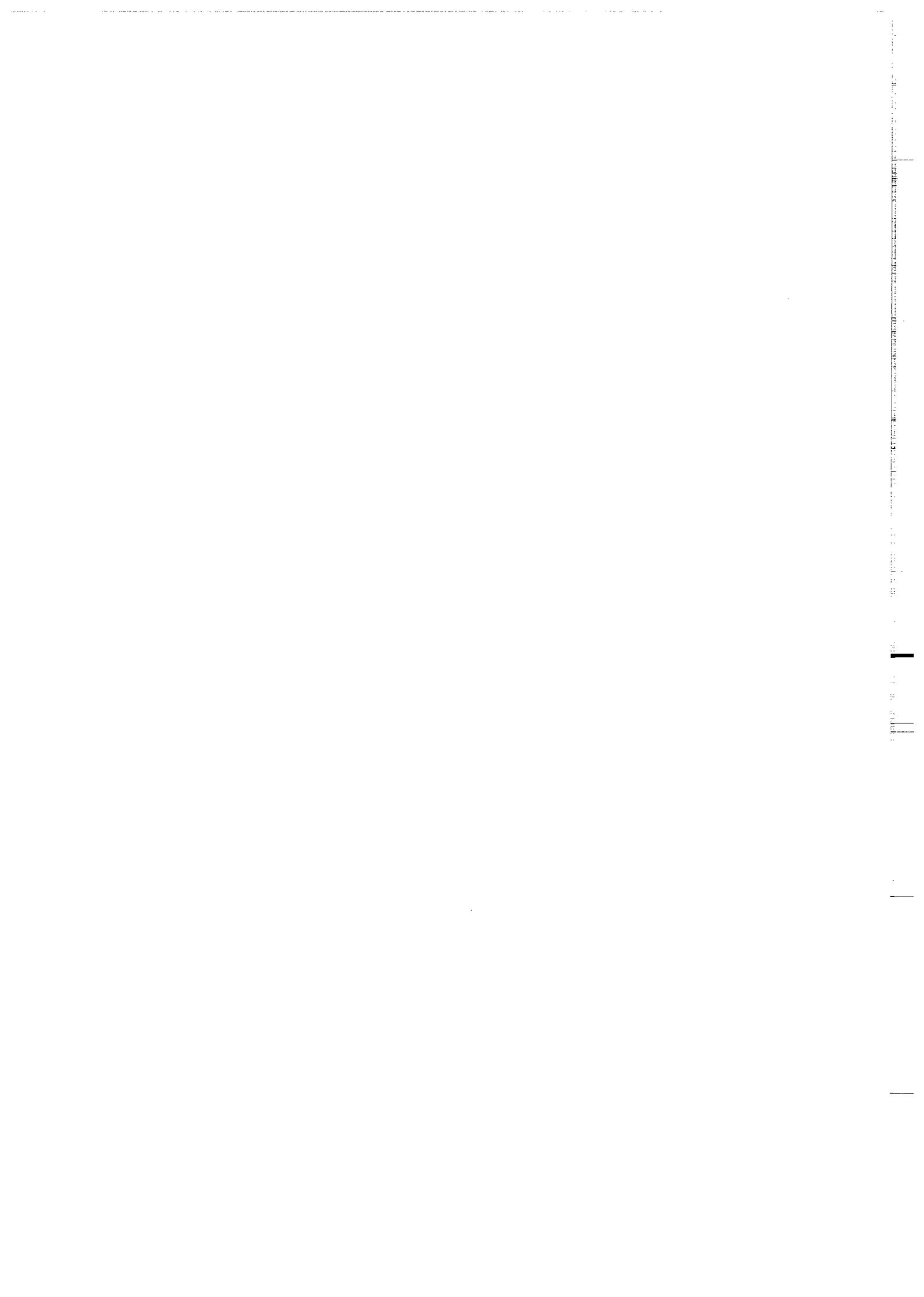
Dry crust		
Hydrated upper crust and dry lower crust		
Hydrated crust		
	Boudinage "in opposition of phase" 	Crustal boudinage 

FIGURE 11

<b>Heat Flow (mW/m<sup>2</sup>)</b>	<b>300</b>	<b>150</b>	<b>90</b>	<b>60</b>	<b>45</b>	<b>30</b>
<b>R = L/h1</b>	<b>4.5-5.3</b>	<b>4.4-5.3</b>	<b>4.3-4.9</b>	<b>4.1-4.6</b>	<b>4.0-4.6</b>	<b>4.0-4.3</b>

**Table 1**

**ANNEXE 2**  
**BUCKLING OF THE OCEANIC LITHOSPHERE FROM**  
**GEOPHYSICAL DATA AND EXPERIMENTS.**



## BUCKLING OF THE OCEANIC LITHOSPHERE FROM GEOPHYSICAL DATA AND EXPERIMENTS

Jonathan M. Bull<sup>1</sup>, Joseph Martinod<sup>2</sup> and Philippe Davy<sup>2</sup>

1 Department of Geology and Geophysics, West Mains Road, Edinburgh EH9 3JW, U.K.

2 Institut de Geologie, Campus de Beaulieu, Avenue du General Leclerc, 35042 Rennes Cedex, France

**Abstract** Two major hypotheses have been advanced for the formation of the long wavelength (100-300 km) undulations of oceanic basement and overlying sediments developed in the Central Indian Ocean Basin : whole layer folding (buckling) and inverse boudinage. Using appropriately scaled two layer analogue models for the oceanic lithosphere comprising a brittle layer above a ductile layer, we show that buckling of the entire brittle layer is likely to be the mode of deformation. However, the lithosphere/asthenosphere boundary remains undisturbed. We find a relationship between the thickness of the brittle layer and the wavelength of folding such that the wavelength is 7 times the brittle layer thickness.

### INTRODUCTION

The intraplate deformation in the northern Indian Ocean is now well documented from geophysical datasets (Weissel et al., 1980; Geller et al., 1983; Neprochov et al., 1988; Bergman and Solomon, 1985; Bull and Scrutton, 1990a) and has been explained in terms of a diffuse plate boundary between the Indian and Australian plates (Demets et al., 1988; Petroy and Weins, 1989; Gordon et al., 1990; Royer and Chang; submitted). The

deformation, although dominantly compressive, also has a strike-slip component as demonstrated by the offset of long wavelength features across fracture zones (Figure 1; see also Bull, 1990a) and the occurrence of strike-slip earthquakes as well as dip-slip ones (Bergman and Solomon, 1985; Petroy and Wiens, 1989).

Some authors have discussed the amplification of periodic instabilities (buckling for example) as a deformation mechanism for the oceanic lithosphere (Zuber, 1987; Stephenson and Cloetingh, in press). However, there is still considerable uncertainty as to the modes of periodic instabilities and their relationships with lithospheric rheologies. In this paper we undertake eight analogue experiments using the Sandbox technique to clarify the development of periodic instabilities under compression and their relationships with faulting. We use an appropriately scaled two-layer, brittle/viscous rheology to represent the oceanic lithosphere.

Initially, we briefly review the physical evidence for deformation, ideas of oceanic lithosphere rheology and hypotheses concerning the formation of the long wavelength undulations.

## **INTRAPLATE DEFORMATION**

In the northern Indian Ocean (Figure 1) the intraplate deformation is characterised by a diffuse zone of large magnitude seismicity (Bergman and Solomon, 1985; Petroy and Wiens, 1989), localised high heat flow (Stein and Weissel, 1990), gravity and geoid anomalies (Stein et al., 1989) as well as by tectonic deformation (Weissel et al., 1980; Geller et al., 1983; Neprochov et al., 1988; Bull, 1990a; Bull and Scrutton, 1990).

Ocean Drilling Program Leg 116 (Shipboard Scientific Party, 1989) drilled two fault blocks within the deformation area and found that the onset of deformation, marked by an unconformity, occurred at 7Ma. The faults appear to have been intermittently active

since the onset of the deformation (Shipboard Scientific Party, 1989). It is unclear as to whether the unconformity marking the onset of deformation, which can be seen on seismic profiles through much of the deformation area, is diachronous over the ~1500 km north-south spatial extent of the deformation (Curry and Munasingbe, 1989). However, it seems likely that the fault movement and undulation development were synchronous.

The tectonic deformation occurs on two spatial scales (Figure 2). The first of these is the long wavelength ( 100 - 300 km ) undulations of oceanic basement and overlying sediments. The second spatial scale is the shorter wavelength (5 - 10 km) one of reverse faults and associated folds, the former penetrating throughout the deforming oceanic crust (Bull and Scrutton, 1990). Bull (1990), from a statistical analysis, concluded that while the shorter wavelength phenomena had modified the longer wavelength one, with some accentuation of the crests relative to the troughs, faulting alone could not have produced the observed long wavelength topography. There is an underlying flexural mechanism. The nature of this relationship will be discussed later in this paper.

Other observational evidence for the mode of formation of the long wavelength is contradictory. Two recent refraction studies made diametrically opposing conclusions on crustal thickness: Leger (1989) found that 30 % crustal thickening was present beneath a prominent undulation crest, while Neprochnov et al. (1988), as part of a larger study, found that the crust was thinner, under the same crest visited by Leger (1989), relative to other parts of the Central Indian Ocean Basin. The only multichannel seismic profiles over the deformation area (Bull and Scrutton, 1990), while resolving reverse faults to around the expected level of the oceanic Moho, do not image it convincingly and therefore give no direct information on the mode of formation of the long wavelength undulations.

In summary, an observationist approach gives rise to mechanical approaches trying to characterise the periodic instabilities and to relate them to the oceanic lithosphere rheology. The purpose of this study is to use the Sandbox technique (Davy, 1986; Davy and Cobbold, 1991) to study lithosphere rheology under compression and determine the mode of deformation. If the mode of formation of the long wavelength undulations could be determined this would give important information on the manner in which the oceanic lithosphere responds to long term horizontal compressive stress.

### **PERIODIC INSTABILITIES IN THE OCEANIC LITHOSPHERE**

Periodic instabilities can be generated within various kinds of rheologies (from elasticity to newtonian viscosity). We first review the models of lithospheric rheologies already in the literature and the resulting instabilities expected.

At low stress, rocks behave elastically. This behaviour breaks down, at low temperature, into fracturation with a remarkable universal depth-dependent yield strength (see Byerlee, 1978) and, at high temperature, into a ductile creep behaviour (see Goetze and Evans, 1979 for their precursor work). As emphasised below, each of these three behaviours can generate periodic instabilities.

Compressive periodic instability for an elastic plate with a free surface is buckling (see Turcotte and Schubert, 1982). However, using elastic parameters deduced from flexural studies (Watts et al., 1980; McNutt and Menard, 1982) or from wavelength observations (see Weissel et al., 1980 for their study on the Central Indian Ocean) it is predicted that compressive stresses larger than the upper limit stresses of the elastic behaviour are needed.

It is clear that a purely elastic rheological model for the oceanic lithosphere is too simplistic. An alternative model is to consider the lithosphere divided into three

rheological regions: a brittle layer, with failure stress increasing with depth; a lower ductile region, in which the yield stress decreases exponentially with increasing depth and temperature, and an elastic core between these two layers (see Goetze and Evans, 1979). It is not surprising that the layered rheological models, using this yield stress envelope (McAdoo and Sandwell, 1985; McAdoo et al., 1985; Bodine et al., 1981), achieve a better fit for the bathymetry and gravity of outer-rise trench systems. In compression, McAdoo and Sandwell (1985) argued that with thinning of the elastic core due to yielding at the top and bottom of the lithosphere, the lithosphere buckles prior to whole lithospheric failure.

Applied to the intraplate deformation in the Central Indian Ocean basin, the McAdoo and Sandwell model predicts a wavelength of the right order, 160 - 240 km (Figure 3) with reasonable average compressive stresses of about 600 MPa. Such a stress level has been estimated by Cloetingh and Wortel (1986) with finite element calculations describing an elastic Indian ocean plate and its boundaries.

However, the mechanical assumptions of the McAdoo and Sandwell model are disputable (see Martinod and Davy, in prep for a longer discussion). The main criticism is that they assume that the stresses are entirely redistributed in the elastic core although it represents less than 20% of the lithosphere thickness. In addition they neglect the role of plastic (i.e. permanent) deformation in the process.

In fact, plastic processes appear to be very efficient in producing periodic instabilities. Most plastic models have studied the behaviour of power-law ductile flows where the strain-rate is proportional to  $\tau^n$  where  $\tau$  is the deviatoric stress and  $n$  is the exponent of the power-law, the limit of  $n$  at infinity being a good representation of a purely plastic material with a yield stress (see Fletcher and Hallet, 1983; Ricard and Froidevaux, 1986;

Zuber et al., 1986; Zuber, 1987; Bassi and Bonnin, 1988 and a complete review and criticisms in Martinod and Davy, in prep). The greater the value of  $n$ , the more unstable the material is with respect to periodic instabilities. Therefore, the driving role is given to the upper brittle layer, which can be viewed as a purely plastic material ( $n = \text{infinity}$ ). In compression, the periodic instability predicted by this plastic model is buckling. Zuber (1987) proposed that inverse boudinage could also develop. This latter mechanism fits well the wavelength observed in the Indian Ocean but is obtained for an unrealistic influence of gravity forces (see Martinod and Davy, in prep).

Calculations for infinitesimal perturbations predict a ratio between the most probable wavelength ( $L$ ) and the thickness of the plastic layer ( $h_1$ ) of 4. This ratio is slightly changed with the introduction of gravity effects or adding more stable layers but the departure from the value of 4 remains small for reasonable parameters (see Martinod and Davy, in prep). A major difference with elastic-plastic models is that not only one but a range of wavelengths can be amplified. The selection of these models is that the wavelength having the largest calculated amplification rate is preferentially selected.

For comparison, the elastic-plastic model of McAdoo and Sandwell (1985) predicts a ratio  $L/h_1$  slightly varying as  $h_1^{-1/4}$ . With reasonable parameters, the estimated ratio for 65 Ma old Indian plate is between 4.5-7.

Using values calculated from the plastic model (Martinod and Davy, submitted) find a relationship between age and wavelength as shown in Figure 3. For the age of lithosphere in the Central Indian Ocean Basin wavelengths between 115 and 200 km are predicted, which are consistent with observations, but with a lower average value.

These mechanical results are obtained from simplifications of the mechanical equations.

The main reasons for these simplifications are the highly non-linear form of the true rheological equations including, at worst, the stress drop linked to faulting. Thus, and at first, these results deserve to be tested by experiments using properly scaled materials. Moreover, some questions remain unsolved as to the nature of the instability, their amplification and their relationship with fracturation. These are the reasons for the following experimental approach.

## **OCEANIC LITHOSPHERE RHEOLOGY AND THE SCALING OF THE ANALOGUE SYSTEMS**

Declaring an experiment to be appropriate for a Natural system requires a good knowledge of this system. Thus, we rapidly review the oceanic lithosphere rheologies.

### Oceanic Rheologies

Since the oceanic crust is only 5 - 6 km thick, it can be assumed that the mechanical properties of the oceanic lithosphere, other than very young lithosphere, are likely to be controlled by the materials of the upper mantle. In recent years a wealth of results have been published from experimental work on the determinations of the frictional, fracture and flow properties of peridotite and olivine, which are the dominant rock and mineral phase respectively of the upper mantle (see Kirby, 1983; Kirby and Kronenberg, 1987 for reviews). In simplest terms, the brittle behaviour of the upper lithosphere may be described by a Mohr-Coulomb law. At depths greater than 4 km, the relation obtained in laboratory studies by Byerlee (1978) for fracture and frictional sliding along preexisting weaknesses is

$$\tau = 60 \text{ MPa} + 0.6(\sigma - P_f) \quad - 1$$

where  $\tau$ ,  $\sigma$  and  $P_f$  are, respectively, the shear component and normal component of the

shear tensor and the fluid pressure, and are expressed in MPa. As  $\sigma$  increases with lithostatic pressure, the stress difference necessary to deform the upper brittle layer increases linearly with depth. Notice also that the cohesion is small compared to the average level of stresses.

The Byerlee relation may not be valid at great depths where the shear stress necessary for failure may become depth-independent (see Ord and Hobbs, 1989). The transition between these two deformation mechanisms could occur at a temperature of about 300°C (corresponding to depths around 10-15 km) but it is far from being clearly identified. Additionally it should be noted that the presence of fluid at depth within the oceanic crust may lead to significant reductions in strength within the brittle field.

Confirmation of reaching the brittle yield strength in the Central Indian Ocean basin, is shown by the recognition of faults penetrating throughout the oceanic crust, even if deep investigations cannot yet extrapolate this fact at depth (Bull and Scrutton, 1990).

Brittle behaviour does not extend to the lower parts of the lithosphere where, at higher temperatures, ductile creep predominates. Flow laws of Olivine can be expressed as a power-law relating strain rate and deviatoric stress at the power  $n$ , where  $n$  is about 3 (e.g. Carter and Tsenn, 1987). The flow law is highly temperature dependent and, for reasonable strain rates of  $10^{-16}$  to  $10^{-14}$  s<sup>-1</sup> the strength supported by the ductile layer is 5 to 7 times less than the strength of the upper brittle layer (Davy and Cobbold, 1991). As emphasised in the previous paragraph, the determination of the thickness of the layers (especially the brittle layer which may control the wavelengths) is an important value to evaluate. The brittle/ductile transition (B/D) is usually found to be the depth where the positive-depth-dependent stress of the brittle layer is equal to the negative-

depth-dependent stress of the ductile layer. Because of the temperature dependence of the ductile layers, the B/D is highly dependent on the thermal state of the lithosphere. In the Central Indian Ocean Basin, which contains lithosphere of 65 - 80 Ma, a heat flux of  $60 (\pm 5) \text{ mWm}^{-2}$  is the theoretical value expected. Stein and Weissel (1990) concluded that, despite the presence of localised heat flow anomalies, on the basis of the absence of a bathymetric anomaly and the presence of deep seismicity, that lithospheric temperatures in the Central Indian Ocean Basin are not significantly different from those expected for its age.

The principal error in the calculation of the depth to the B/D comes from the uncertainty on the thermal conductivity  $k$  whose range lies between  $2.5$  and  $3.5 \text{ Wm}^{-1}\text{K}^{-1}$ . For this reason, the depth of the B/D was found to be 25-50 km, this range including the departure to the Byerlee's law discussed before. Studies of the distribution of seismicity with depth indicate a depth around  $30 (\pm 10)$  km for the lower depth of the seismogenic layer. If that depth can be evaluated as the brittle/ductile transition (see comments in Ord and Hobbs, 1989), this gives a more reasonable range for the B/D.

#### Analogue materials rheology and Scaling

The experimental technique that we used is especially relevant to the study of the brittle/ductile interactions with correct gravity forces.

Our "lithosphere" is made of dry sand and silicone putty resting upon a heavy weak "asthenospheric" syrup. The relevance of this rheological model of the lithosphere and its correct representation by analogue materials is widely discussed by Davy and Cobbold (1991) and Davy (1986). We only summarise the important points in the following section.

Firstly and as gravitational forces play a very important role in the development of such

instabilities ( it is, for example, the zero-order term of the classical fourth-order differential (derivative) equation for the bending of an elastic plate), analogue materials are chosen to be correctly scaled for gravity. That condition is very restrictive for the choice of analogue materials.

The "brittle" upper layer is made of dry sand which has a Mohr-Coulomb yield strength with no cohesion and angle of internal friction of about 30 degrees. It is also characterised by a stress drop accompanying the formation of faults. In dry sand, internal deformation never exceeds 10% except in faults where a reorganisation of sand grains with dilatancy ensures large strains. Density of dry sand is  $1.4 \text{ g.cm}^{-3}$ .

The ductile layer is made of silicone putty (Gomme 7007, manufactured by Rhone-Poulenc, France) which is a newtonian viscous material with a viscosity that we can vary between  $1.5 \cdot 10^4$  and  $20 \cdot 10^4$  Pa.s. Compared to the creep law of olivine, the rheology of the silicone putty can be expressed as a power-law but with an exponent of 1 and no depth-dependence. We have tested the differences introduced by the experimental technique with the analytical method described in the previous section (see for example Ricard and Froidevaux, 1986 and Martinod and Davy, submitted). We find that neither the difference in the exponent of the power-creep (in the range of 1 to 3) nor the depth-dependence of the strength profile affect the results. The main reason is that the development of the instabilities is predominately controlled by the "brittle" upper layer. Underlying these two layers we used either pure Acacia honey or heavy water, to represent the viscous asthenosphere and to give isostatic support.

The scaling between the oceanic lithosphere and an analogue experiment is obtained by keeping the average resistance of the ductile layer correctly scaled with respect to the resistance of the upper brittle layer and to the gravity forces (see Davy and Cobbold,

1991 for more details).

An example of a typical strength profile for the oceanic lithosphere is given in Figure 4. Scaling used in the analogue experiments is shown in Table 1.

### **EXPERIMENTAL DESIGN AND METHODOLOGY**

The three layer model was placed in a sandbox with piston and motor as shown in Figure 5. Above the model was a laser ranging device which could be used to measure the amplitude of the topography developed in the model. Additional equipment used in running the experiments is shown in Figure 6. These were the first experiments to be run in Rennes using a laser, and controlling software was developed during the course of the experiments, for this reason no laser profiles are available for the first experiment and are poor for the next two. A camera was also placed above the model to photograph changes in a grid of white plastic powder (ethyl cellulose) set up on top of each model. Before the piston was started the initial topography was measured several times using the laser so that the final profiles could be corrected for any pre-existing topography. A constant compressive force could then be applied through the model by the piston. Initially identical models were run using different strain rates; Strain rate was varied by using different motor speeds. The topography developed was the same in all experiments and hence we had verified that the deformation was independent of strain rate.

Clearly only realistic amounts of shortening should be allowed in the model. In the Central Indian Ocean Basin there is some controversy as to the amount of shortening that has taken place during the deformation. Gordon et al. (1990) from inversion of present-day spreading rates and directions from plate boundaries of the Indian Ocean, suggest a shortening rate of  $1 - 7 \text{ mm yr}^{-1}$  in the Central Indian Ocean Basin with the rate increasing eastwards away from the predicted pole of rotation. However, estimates

made directly from the properties of the deformation suggest shortening rates of  $\sim 1$  mm yr<sup>-1</sup> (Weissel and Geller, 1981) from single-channel seismic profiles and 3.8 (+1.2) mm yr<sup>-1</sup> (Bull, 1990b) from multichannel seismic profiles. These estimates correspond to a range of compressive strain between  $10^{-1}$  and  $10^{-2}$  for the approximate 5-50 km of N-S shortening that has occurred in the deformation area (assuming deformation has been steady and continuous from 7 Ma). Therefore in our models we focussed on the topography that developed for only a few percent horizontal shortening.

Eight successful experiments were run in total, using a variety of brittle layer thicknesses and box widths. The topography developed was measured by the laser at regular periods during compression for experiments 2 to 8. Following the experiment the initial topography was removed from all the measured profiles. Spectral analysis was then undertaken on these corrected profiles to determine the principal wavelengths present. The wavelength was estimated, purely from photographs for experiment 1, and for experiments 2 and 3, from both photographs and spectral analyses. Laser profiles were sufficiently good for experiments 4 to 8 that wavelengths were taken from the spectral analyses, although the corresponding photographs were checked for corroboration.

In experiments where heavy water was used for the asthenosphere, the model was frozen after completion. When completely frozen these experiments were cut into cross-sections to determine the mode of deformation in the model.

## RESULTS

In all the experiments clear undulations could be observed in the top of the brittle layer, before the appearance of the first reverse faults. Cuts of the experiments (Figure 7A+B), after the end of compression and for reasonable amounts of shortening, show that these undulations are the result of buckling of the whole of the brittle layer. The ductile part

of the model only accomodates the buckling in the upper domain, and the silicone/heavy water interface does not show any vertical deformation.

The appearance and evolution of the undulations have been recorded using the laser (Figure 8). The topography of the models has only been registered on cross-sections parallel to the direction of compression, and situated in the middle of the box. These cross-sections are representative of the deformation of the whole model because the undulations were continuous along strike.

Spectral analysis of the successive topographies have been performed (Figures 9 and 10). They all show that, at least at the beginning of the appearance of vertical movements, only one wavelength is present. It is the wavelength of brittle layer buckling.

The results of the experiments and spectral analysis are given in Table 2. Listed for each experiment is the brittle thickness, buckling wavelength developed, and the ratio of buckling wavelength to brittle thickness. The ratio of buckling wavelength to brittle layer thickness (Table 2) ranges between 6.4 and 8.0 with an average value of 6.9 .

Observation of amplification of the undulations (Figure 8), leads to the conclusion that the positions of crests and troughs remains the same and therefore the wavelength constant. Through analysis of spectral power of the main wavelength as a function of time (Figure 11), it is possible to note that the amplification of the magnitude of the folds is exponential during the first stages of deformation. That is, for a few percent shortening, Figure 11 is a straight line. This can be compared to the theory developed by Biot (1961), Fletcher and Hallet (1983) and Ricard and Friodevaux (1986) for visco-plastic materials. This theory predicts that the small perturbations develop exponentially with respect to time and can be expressed as

$$A(t) = A_0 e^{q\epsilon t} \quad - 2$$

where  $A$  is the amplitude of the folds ( $A_0$  is the initial amplitude),  $\epsilon$  is the homogenous horizontal strain rate and  $q$  is the dimensionless growth rate factor of the deformation. Therefore, the straight line in Figure 11 has a gradient equal to the product of the growth rate factor and the strain rate ( $q\epsilon$ ). Although the parameters cannot be measured much precision, for strain rates in the models of  $\sim 5 \times 10^{-5}$ , values of  $q$  vary from experiment to experiment between 40 and 300 for the first few percent shortening. An average growth rate factor is about 100.

The amplitude-time relationship can be fitted by an exponential function as indicated by the log-normal plot of amplitude versus time (Figure 11). This exponential relationship verifies the one predicted by the plastic model (see section on Periodic instabilities in the oceanic lithosphere and review in Martinod and Davy, submitted).  $q$  factors predicted by analytical calculations are around 400, therefore compatible with experimental results (Martinod and Davy, in prep)

#### **DISCUSSION - APPLICATION TO THE INDIAN OCEAN**

In the last section we noted that the buckling wavelength was approximately 7 times the thickness of the brittle layer. Rescaling to the natural system this result suggests that an oceanic lithosphere under compression with brittle thickness of 25 - 35 km will buckle with wavelength 190 - 240 km (from Table 2).

One of the most characteristic features of the intraplate deformation are the E-W trending geoid anomalies. Zuber (1987) analysed these anomalies and found that the mean of the principle wavelength present ranged between 168.5 km and 222.3 km, increasing to the north, as would be expected with increasing lithospheric age and increasing brittle layer thickness. The equivalent wavelengths obtained from the models (Table 2) are very similar, between 190 km and 240 km. This agreement suggests that

we have adequately modelled the oceanic lithosphere rheology with the simple two layer model.

The observation of buckling in the analogue experiments gives strong support to the hypothesis of buckling for the mode of deformation of the oceanic lithosphere in the Central Indian Ocean Basin. It should be noted that we observe buckling of the whole of the brittle layer. Because this layer is  $30 (\pm 5)$  km thick it implies that not only the crust, but also a substantial amount of upper mantle is uniformly folded.

It is difficult to know what the significance is of the relationship between the brittle thickness and the wavelength of buckling. In the experiments, the buckling wavelength is  $\sim 7$  times the brittle thickness. This contrasts with the predictions of 4 times the brittle thickness in the plastic model of Martinod and Davy (submitted). Reasons for this discrepancy are unclear, however the physical models provide real observations while the analytical solutions are only approximations.

With knowledge of growth rate in the experiments it is interesting to compare this to the natural system. If the initial perturbations were of the order of the amplitude of the pre-deformational abyssal hill topography, then an estimate of 100 - 200 m is reasonable for the initial perturbation (Bull and Scrutton, 1990b; Cochran et al., 1989). Amplitudes of folding observed in the Indian Ocean today range between 1 - 2 km. Using equation 8 this order of magnitude increase in amplitude gives

$$A/A_0 = \ln(10) = q\epsilon t \quad - 3$$

which for a growth rate factor of 100 and a strain rate of  $10^{-16} \text{ s}^{-1}$  leads to a estimate of the time since the beginning of amplification of  $\sim 7$  Ma. This result is now discussed.

With consideration of all the errors and assumptions involved, the observations of Leg 116 (Shipboard Scientific Party, 1989) of 7Ma since the onset of deformation is probably

coincidental. In fact, with the inclusion of sedimentation it would be expected that this time would be significantly reduced. The only weight the authors would like to see put on this analysis of growth rate, is that this agreement further supports the supposition that the models are accurate analogues of the natural system for a few percent shortening.

Beyond a few percent shortening the amplification of folds is no longer exponential and decreases rapidly. This is likely to be because further amplitude growth under the influence of gravity is energetically unfavourable. Instead it is easier for the whole lithosphere to fail as illustrated by the development of reverse faulting. These faults generally develop at the inflexion points of the undulations.

Simplifications in the modelling procedure included the absence of sedimentation. If sedimentation had been included, it is likely that it would have speeded up the growth of the undulations and contributed to the accentuation of the crests relative to the troughs (Bull, 1990a). Another simplification is the absence of a weak negative density gradient at the base of the lithosphere. In the models, for obvious practical reasons, it was necessary to build a lithosphere very weakly less dense than the asthenosphere. This positive density contrast prevents the lithosphere sinking into the asthenosphere as might be observed after the appearance of faults that break the entire brittle domain. Thus subduction zones cannot occur in the models, as might be expected for large amounts of shortening and extreme buckling.

Although the analogue experiments successfully model the long wavelength features, they are less satisfactory in modelling the shorter wavelength features represented in the Central Indian Ocean by reverse faulting. In the experiments, buckling precedes faulting and when faulting occurs it appears preferentially at the inflexion points of the

undulations. The appearance of faults at inflexion points is not surprising, because at these positions the bending stress is a maximum. In the natural system, however, faults do not preferentially occur at the inflexion points (Bull, 1990a), and motion along the faults appears to have been steady if intermittent since the onset of deformation (Shipboard Scientific Party, 1989).

The question remains therefore as to the nature of the high-angle reverse faults at depth, and indeed the relationship between the faults and the long wavelength undulations in the Indian Ocean. As mentioned previously, Bull (1990a) showed that faulting alone could not have generated the undulations. In this paper we have shown that buckling is the facilitating mechanism. As far as the authors know there is no evidence for a zone of weakness that could act as a decollement within the upper parts of old oceanic lithosphere. Therefore we follow the argument of Bull and Scrutton (1990) in suggesting that fault nucleation occurred at the brittle/ductile transition and propagated upwards reactivating the original ridge-parallel fabric in the crust. Variations in the depth to the brittle/ductile transition and hence fault nucleation position, caused by brittle lithosphere buckling, may account for the accentuation of the crests of the undulations by the faults.

## CONCLUSIONS

The principal conclusions of the analogue modelling are:

1. That buckling is likely to be the mode of deformation in the Central Indian Ocean Basin, with the uniform folding of the whole of the brittle layer (~30km thick)
2. An oceanic lithosphere model, based on experimentally determined yield stress envelopes, in which a brittle layer overlies a ductile layer, is valid.
3. There is an association such that the buckling wavelength is typically 7 times the brittle

layer thickness. The reasons for this association are poorly understood and are the subject of proceeding work.

Acknowledgements We would like to thank Peter Cobbold and Roger Scrutton for useful discussions. JB was supported by NERC grant GR3/6480, JM and PD were supported by INSU/DBT (instabilités).

## REFERENCES

- Bassi, G. and Bonnin, J., 1988. Rheological modelling and deformation instability of lithosphere under extension. *Geophysical Journal*, 93: 485-504.
- Bergman, E.A. and Solomon, S.C., 1985. Earthquake source mechanisms from body wave inversion and intra-plate tectonics in the Northern Indian Ocean. *Phys. Earth. Planet. Int.*, 40: 1 - 23.
- Biot, M.A., 1961. Theory of folding of stratified visco-elastic media and its implications in tectonics and orogenesis. *Geol. Soc. Am. Bull.*, 72: 1595 - 1620.
- Bodine, J.H., Steckler, M.S. and Watts, A.B., 1981. Observations of flexure and the rheology of the oceanic lithosphere. *J. geophys. Res.*, 86: 3695 - 3707.
- Brace, W. and Kohlstedt, D.L., 1980. Limits on lithospheric stress imposed by laboratory experiment. *J. geophys. Res.*, 85: 6248 - 6252.
- Bull, J.M., 1990a. Structural style of intraplate deformation, Central Indian Ocean Basin: evidence for the role of fracture zones. *Tectonophysics.*, 184: 213-228.
- Bull, J.M., 1990b. The structural style of intraplate deformation, Central Indian Ocean

- Basin. Unpublished PhD Thesis. Edinburgh. 218pp.
- Bull, J.M. and Scrutton, R.A., 1990a. Fault reactivation in the Central Indian Ocean Basin and the rheology of the oceanic lithosphere. *Nature*, 344: 855 - 858.
- Byerlee, J.D., 1978. Friction of Rocks. *Pure Appl. Geophys.*, 116: 615 - 626.
- Carter, N.L. and Tsenn, M., 1987. Flow properties of continental lithosphere. *Tectonophysics*, 136: 27 - 63
- Cloetingh, S. and Wortel, R., 1986. Stress in the Indo-Australian plate. *Tectonophysics*, 132: 49 - 67.
- Cochran, J.R., et al. (Leg 116 shipboard scientific party), 1987. Ocean Drilling Program, Collisions in the Indian Ocean. *Nature*, 330: 519 - 521.
- Curray, J.R. and Munasingbe, T., 1989. Timing of intraplate deformation, northeastern Indian Ocean. *Earth Planet. Sci. Lett.*, 94: 71-77.
- Davy, P., 1986. Modélisation thermomécanique de la collision continentale. Mem. Doc. CAESS., Rennes, 8: 233pp.
- Davy, P. and Cobbold, P.R., 1991. Experiments on shortening of a four layer model of the continental lithosphere. *Tectonophysics*, in press.
- DeMets, C., Gordon, R.G. and Argus, D, 1988. Intraplate deformation and closure of the Australia-Antarctica-Africa Plate Circuit. *J. geophys. Res.*, 93:11877-11897.
- Fletcher, R.C. and Hallet, B., 1983. Unstable extension of the lithosphere: A mechanical model for Basin and Range Structure. *J. geophys. Res.*, 88:7457-7466.
- Geller, G.A., Weissel, J.K. and Anderson, R.N., 1983. Heat transfer and intraplate deformation in the central Indian Ocean. *J. geophys. Res.*, 88: 1018 - 1032.
- Goetze, C. and Evans, B., 1979. Stress and temperature in the bending lithosphere as constrained by experimental rock mechanics. *Geophys. J. R. astr. Soc.*, 59:463-478.

- Gordon, R.G., DeMets, C. and Argus, D.F., 1990. Present day motion between the Australian and Indian plates: kinematic constraints on distributed lithospheric deformation in the Equatorial Indian Ocean. *Tectonics*, 9: 409 - 423.
- Kirby, S.H., 1983. Rheology of the lithosphere. *Reviews Geophys. Space Phys.*, 21: 1458 - 1487.
- Kirby, S.H. and Kronenberg, A.K., 1987. Rheology of the lithosphere: Selected topics. *Reviews Geophys. Space Phys.*, 25: 1219 - 1244.
- Leger, G.T., 1989. Was the oceanic crust in the Central Indian Basin deformed by lithospheric boudinage? Evidence from Seismic Refraction. Dalhousie Univ. MSc Thesis.
- McAdoo, D.C. and Sandwell, D.T., 1985. Folding of the oceanic lithosphere. *J. geophys. Res.*, 90: 8563 - 8569.
- McAdoo, D.C., Martin, C.F. and Poulouse, S., 1985. Seasat observations of flexure: evidence for a strong lithosphere. *Tectonophysics*, 116: 209 - 222.
- McNutt M.K. and Menard, H.W., 1982. Constraints on yield strength in the oceanic lithosphere derived from observations of flexure, *Geophys. J. R. Astron. Soc.*, 59:363-394.
- Neprochnov, Y. P., Levchenko, O. V., Merklin, L. R. and Sedov, V. V., 1988. The structure and tectonics of the intraplate deformation area in the Indian Ocean. *Tectonophysics*, 156: 89 - 106.
- Ord, A. and Hobbs, B.E., 1989. The strength of the continental crust, detachment zones and the development of plastic instabilities. *Tectonophysics*, 158: 269 - 289.
- Petroy, D.E. and Wiens, D.A., 1989. Historical seismicity and implications for diffuse plate convergence in the northeast Indian Ocean. *J. geophys. Res.*, 94: 12301 -

12319.

- Ramberg, H., 1981. Gravity, deformation and the earth's crust (2nd edition). Academic Press, p137 - 194.
- Ricard, Y. and Froidevaux, C., 1986. Stretching instabilities and lithospheric boudinage. *J. geophys. Res.*, 91: 8314-8324.
- Richard, P. and Krantz, R. W., 1990. Experiments on fault reactivation in a strike-slip mode. *Tectonophysics*, in press.
- Royer, J.Y. and Chang, T., 1990. Evidence for relative motions between the Indian and Australian plates during the last 20 Myr from plate tectonic reconstructions. Implications for the deformation of the Indo-Australian plate. *J. geophys. Res.*, submitted.
- Shipboard Scientific Party, 1989. ODP Leg 116 Site Survey. In Cochran, J.R., Stow, D.A.V., et al., *Proc. ODP, Init.Repts, 116: College Station, Tx (Ocean.Drilling Program)*.
- Stein, C. A. and Weissel, J. K., 1990. Constraints on Central Indian Ocean Basin thermal structure from heat flow, seismicity and bathymetry. *Tectonophysics*, 176: 315 - 332.
- Stein, C. A., Cloetingh, S. and Wortel, R., 1989. Seasat-derived gravity constraints on stress and deformation in the northeastern Indian Ocean. *Geophys. Res. Lett.*, 16: 823 - 826.
- Stephenson, R.A. and Cloetingh, S.A.P.L., 1990. Some examples and mechanical aspects of continental lithospheric folding, *Tectonophysics*, in press.
- Turcotte, D.L. and Schubert, G., 1982. *Geodynamics: Applications of continuum physics to geological problems*. John Willey and Sons, New York.

- Watts, A.B., 1978. An analysis of isostasy in the worlds oceans 1. Hawaiian-Emperor Seamount chain. *J. geophys. Res.*, 83: 5989 - 6004.
- Weissel, J.K. and Geller, C.A., 1981. Preliminary results of 1980 shipboard investigations of deformation of the Indo-Australian plate. I - Seismic Reflection. *EOS Trans. Am. Geophys. Union*, 62: 404.
- Weissel, J.K., Anderson, R.N. and Geller, C.A., 1980. Deformation of the Indo-Australian plate. *Nature*, 287: 284-291.
- Zuber, M. T., 1987. Compression of the oceanic lithosphere: an analysis of intraplate deformation in the Central Indian Basin. *J. geophys. Res.* 92, 4817 - 4825.
- Zuber, M.T., Parmentier, E.M., Fletcher, R.C., 1986. Extension of continental lithosphere: a model for two scales of basin and range deformation. *J. geophys. Res.*, 91: 4826-4838.

### Figure Captions

Figure 1 Figure showing the location of the intraplate deformation in the Central Indian Ocean Basin. Acoustic basement highs and lows are from Geller et al. (1983) and Bull (1990a) with plus signs representing basement highs and minus signs relative lows. Note that in many areas the undulations are clearly discontinuous across fracture zones.

Figure 2 North -south seismic profile (along 81.5 E, 0-6 S)) showing the two orders of the deformation - the long wavelength undulations and the high-angle faults.

Figure 3 Buckling wavelength versus age for elastic-plastic lithosphere with (dotted curve) and without (solid curve) sediment loading, for fully elastic lithosphere (from McAdoo and Sandwell, 1985) and showing the range of values predicted by the visco-plastic model of Martinod and Davy (submitted).

Figure 4 Typical Yield Strength envelope for the oceanic lithosphere. Envelopes based

on the experimental work of Goetze and Evans (1979) and Brace and Kohlstedt (1980). Figure 5 The experimental apparatus. The three layer model (sand, silicone, honey/heavy water) is placed in a plastic box, towards one end of which is a piston that is driven, at a constant rate, by a motor. Above the model is a laser ranging device and camera (not shown) which record the topography developed throughout the experiment. A regular grid of white dots (ethyl cellulose) was placed on the top of the model to aid photographic analysis.

Figure 6 Additional experimental equipment. The micro on the left runs the software which controls the motor driving the laser ranging device. The collection of points by the laser is controlled by the micro on the right, while the micro on the far right controls the motor that drives the piston. In the centre of the photo is the camera stand (the model is hidden by the laser ranging device).

Figure 7A Photograph showing cross-sections produced by cutting a frozen model in half using a circular saw (in the background). Clear uniform folding (buckling) of the brittle layer (grey layer) is present. A close up of one half of the model is shown in Figure 7B.

Figure 7B Close up of cross-section showing folding of the brittle layer (grey sand). The black layer overlying the grey sand (brittle upper lithosphere) is additional sand which was carefully added to maintain the topography after the cessation of compression and prior to freezing. The pink layer is made of viscous silicone while the violet layer is frozen heavy (dense) water. The lines within the purple layer are due to the circular saw. Note that there is no topography at the boundary between the pink silicone layer (viscous lower lithosphere) and the purple heavy water (asthenosphere). In this model the brittle (sand) layer (2 cm) corresponds to 30 km in the natural system. The buckling wavelength (of 14.6 cm) is hence 220 km, and is  $\sim 7$  times the thickness of the brittle

layer.

Figure 8 Growth of folds in experiment 8. All profiles have been corrected for any initial topography and rescaled. Note how the wavelength of folding is unchanged at 8cm (or rescaled to 240 km).

Figure 9 Corrected topography and spectral analysis of experiment 8 for 2.7 % shortening (profile F). A single dominant wavelength of folding is developed equal to 8 cm ( or rescaled to 240 km). Five wavelengths of folding are present.

Figure 10 Corrected topography and spectral analysis of experiment 7 for 2.8 % percent shortening (profile E). A single dominant wavelength of folding is developed equal to 14.6 cm ( or rescaled to 220 km). Two to three wavelengths of folding are present in this experiments which was undertaken in a smaller box than experiment 8.

Figure 11 Spectral power versus amount of shortening and time since the onset of deformation for the dominant wavelength present (8 cm or rescaled to 240 km see Figures 10 and 11) in experiment 8. For small amounts of shortening ( $< 4.7\%$ ) this log-normal graph is a straightline suggesting exponential growth of the principal wavelength. Using visco-plastic theory, for a given strain rate in the model, a growth rate factor  $q$  can be estimated. See main text for discussion.

Table 1 - Scaling of Natural and Analogue Systems

	L(m)	T(s)	$\sigma$ (Pa)	$\rho$ (kg m <sup>-3</sup> )
Natural System	$3 \times 10^4$	$10^{16}$	$950 \times 10^6$	$3.3 \times 10^3$
Analogue System	$2 \times 10^{-2}$	250	$3.3 \times 10^4$	$1.4 \times 10^3$

Table 2 - Table of Experimental Results

Experiment	h1	L	Ratio(L/h1)
1	2.0 cm	13.5 cm	6.7
2	2.0 cm	14.0 cm	7.0
3	2.0 cm	12.6 cm	6.3
4	2.0 cm	13.4 cm	6.7
5	2.0 cm	12.8 cm	6.4
6	1.3 cm	8.7 cm	6.7
7	2.0 cm	14.6 cm	7.3
8	1.0 cm	8.0 cm	8.0

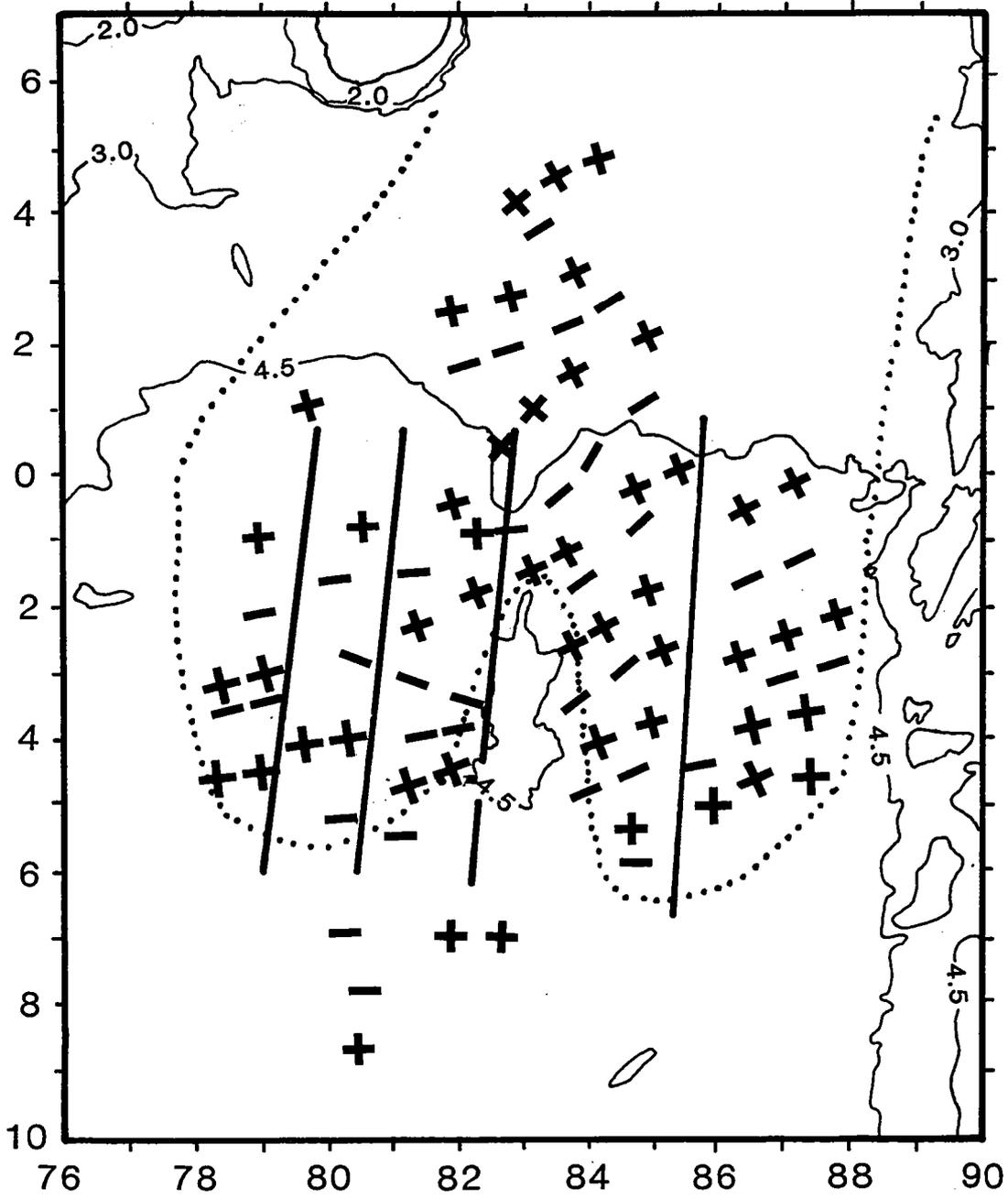
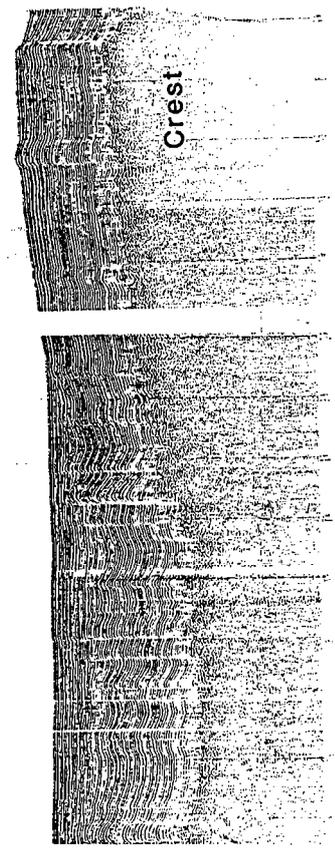
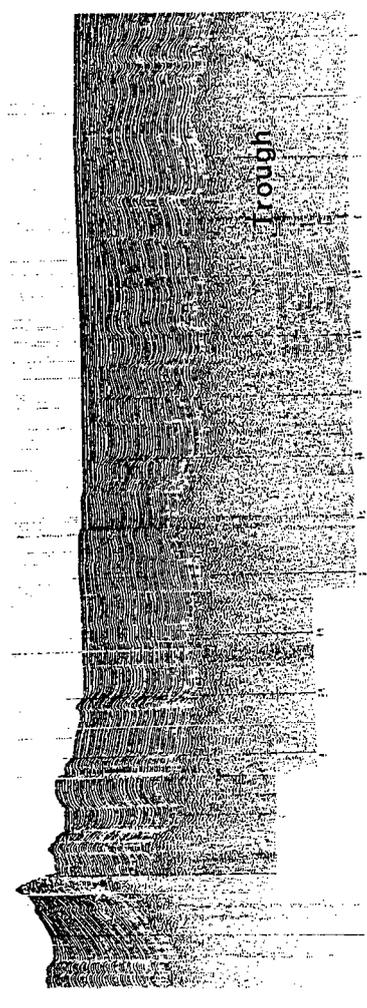
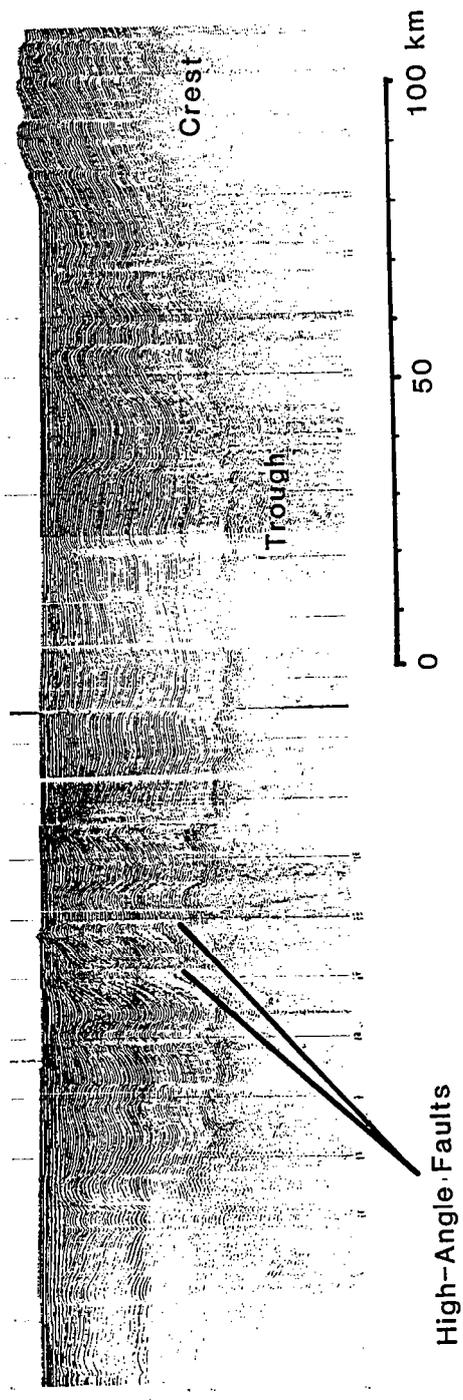


Figure 1



Charles Darwin 28 long N-S line

Figure 2

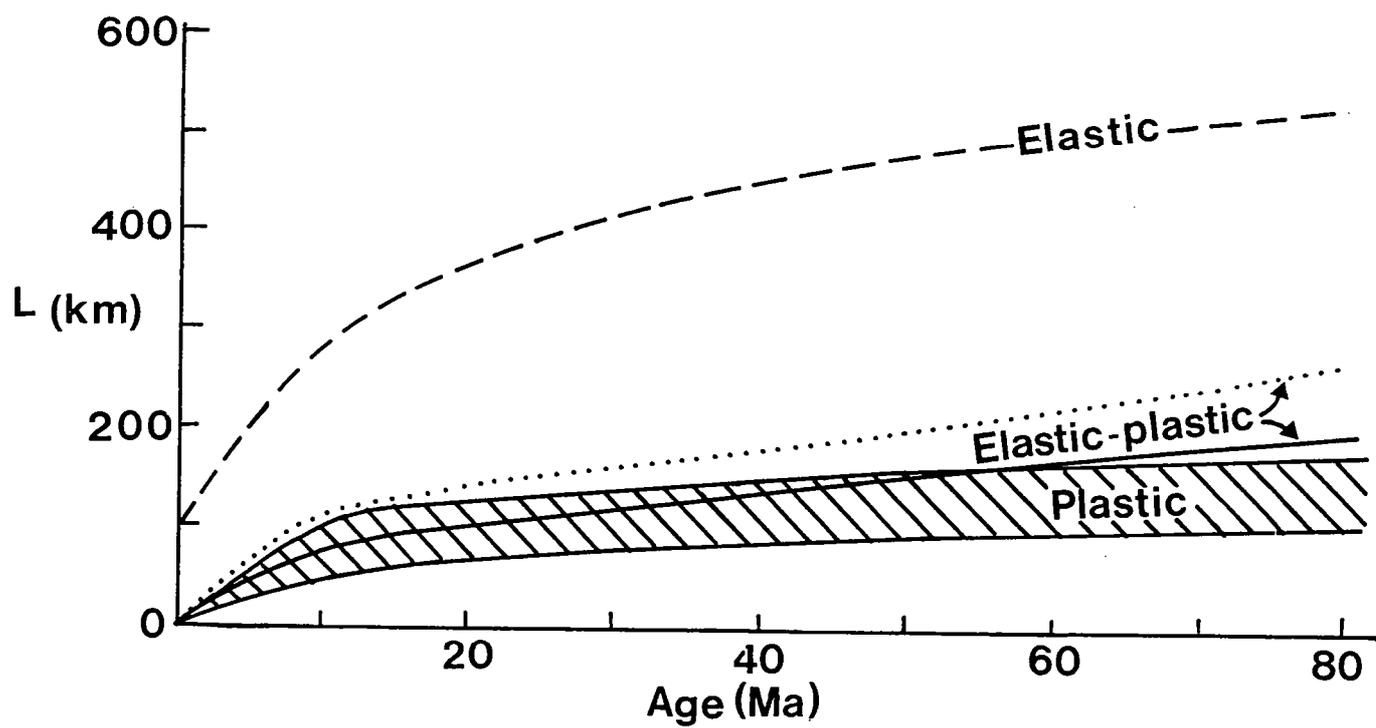


Figure 3

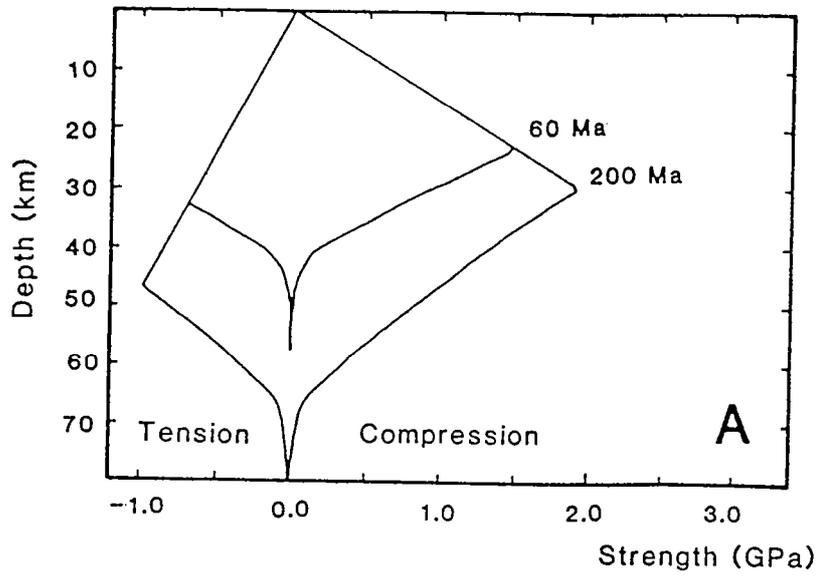


Figure 4

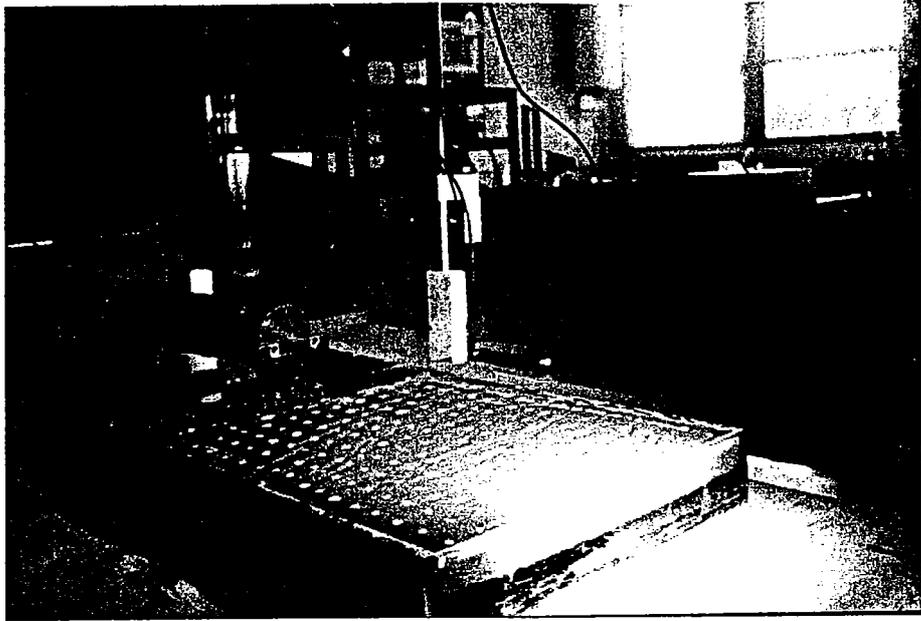


Figure 5

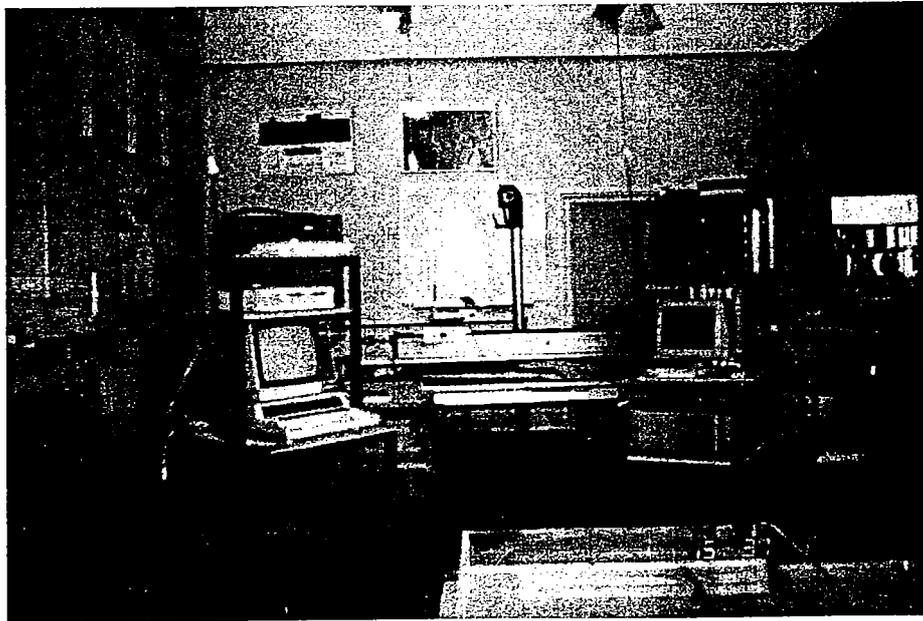


Figure 6

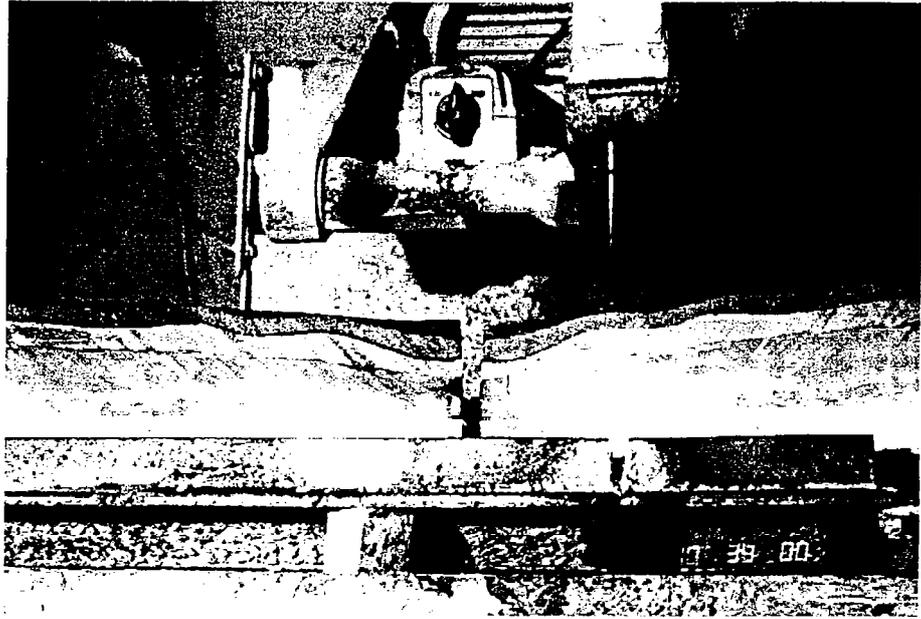
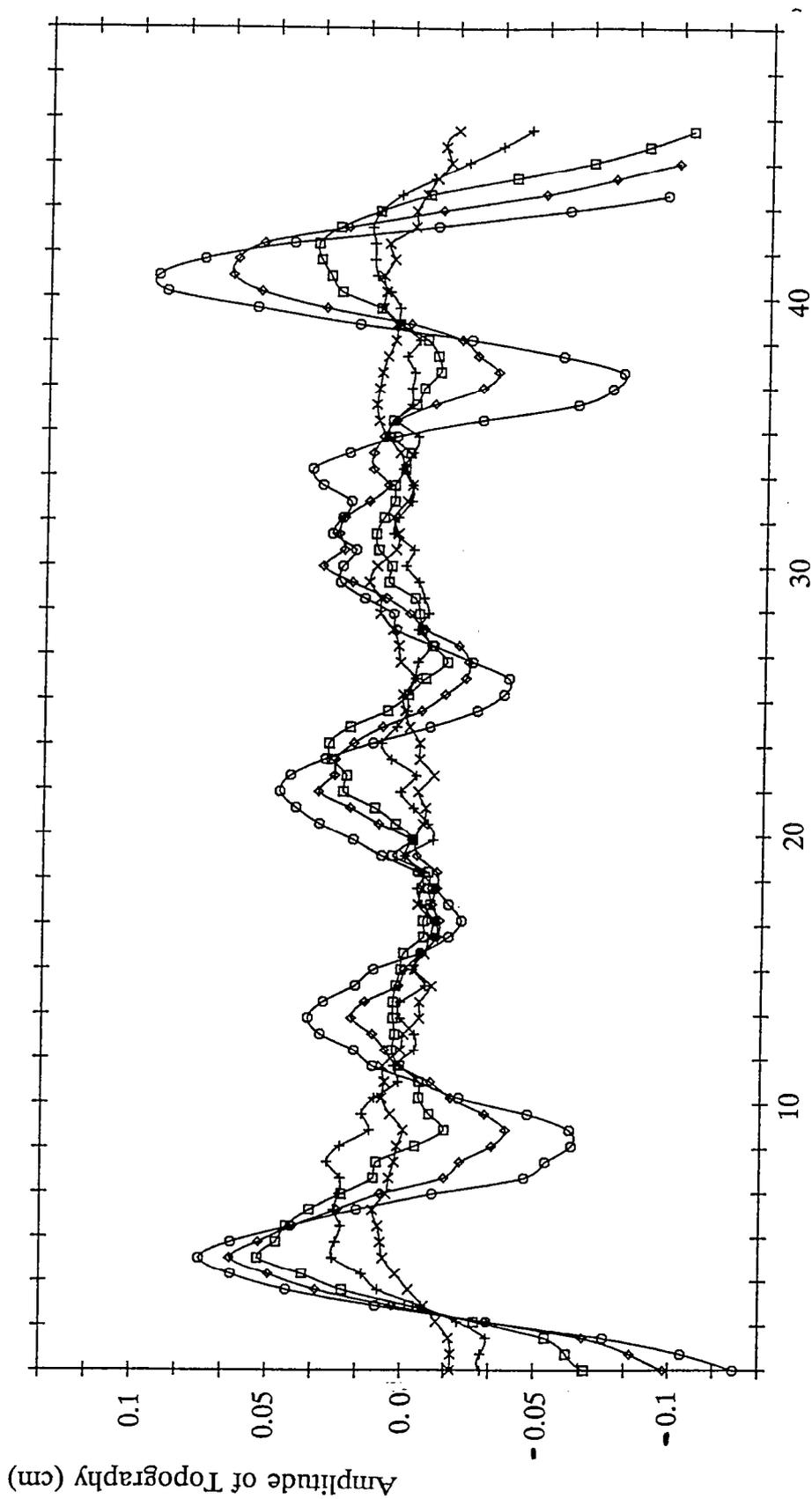


Figure 7A



Figure 7B

Topography for Experiment 8, profiles B, D, F, H, J



Distance Along Profile (cm)

Figure 8

Figure 9

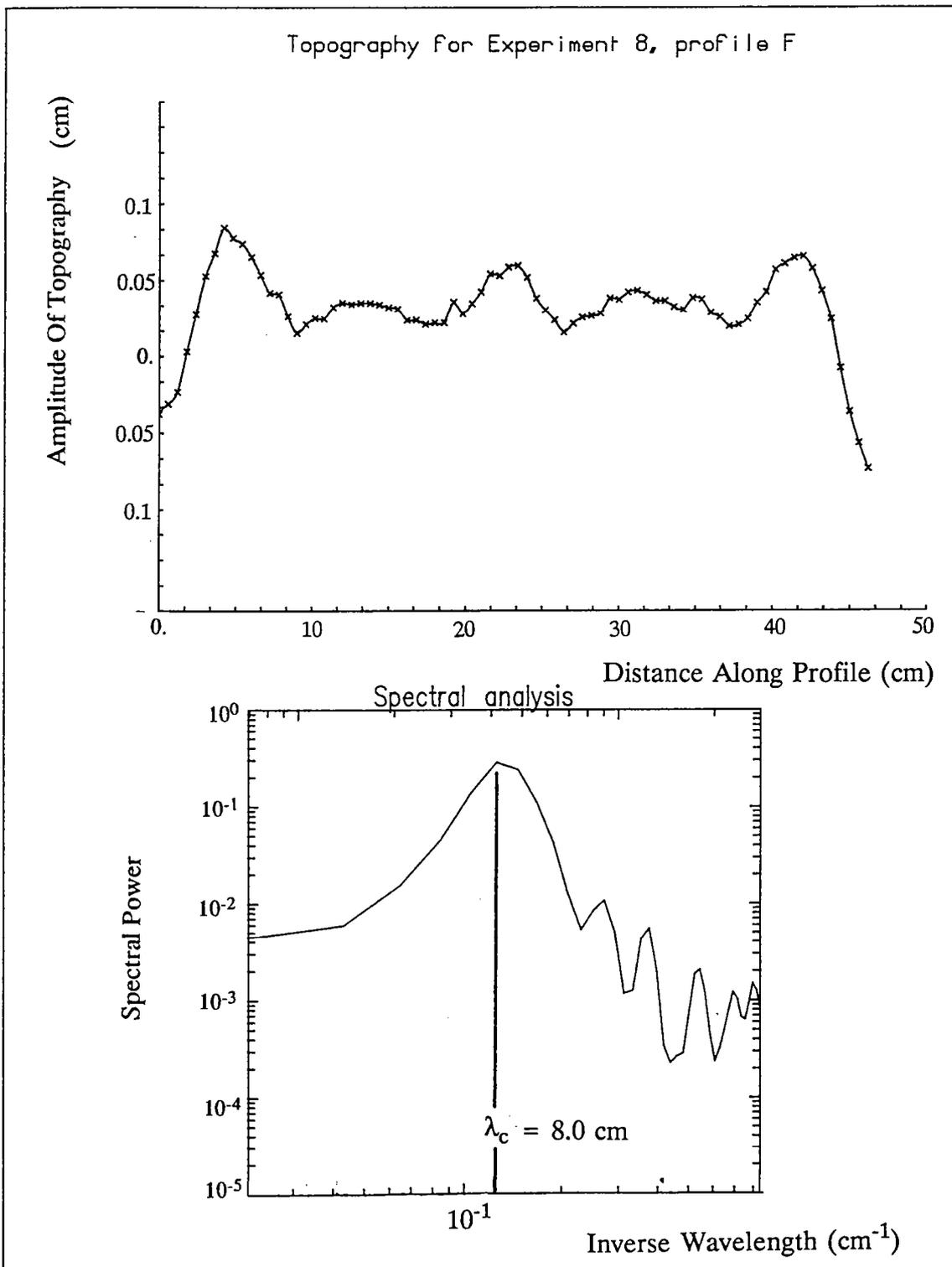
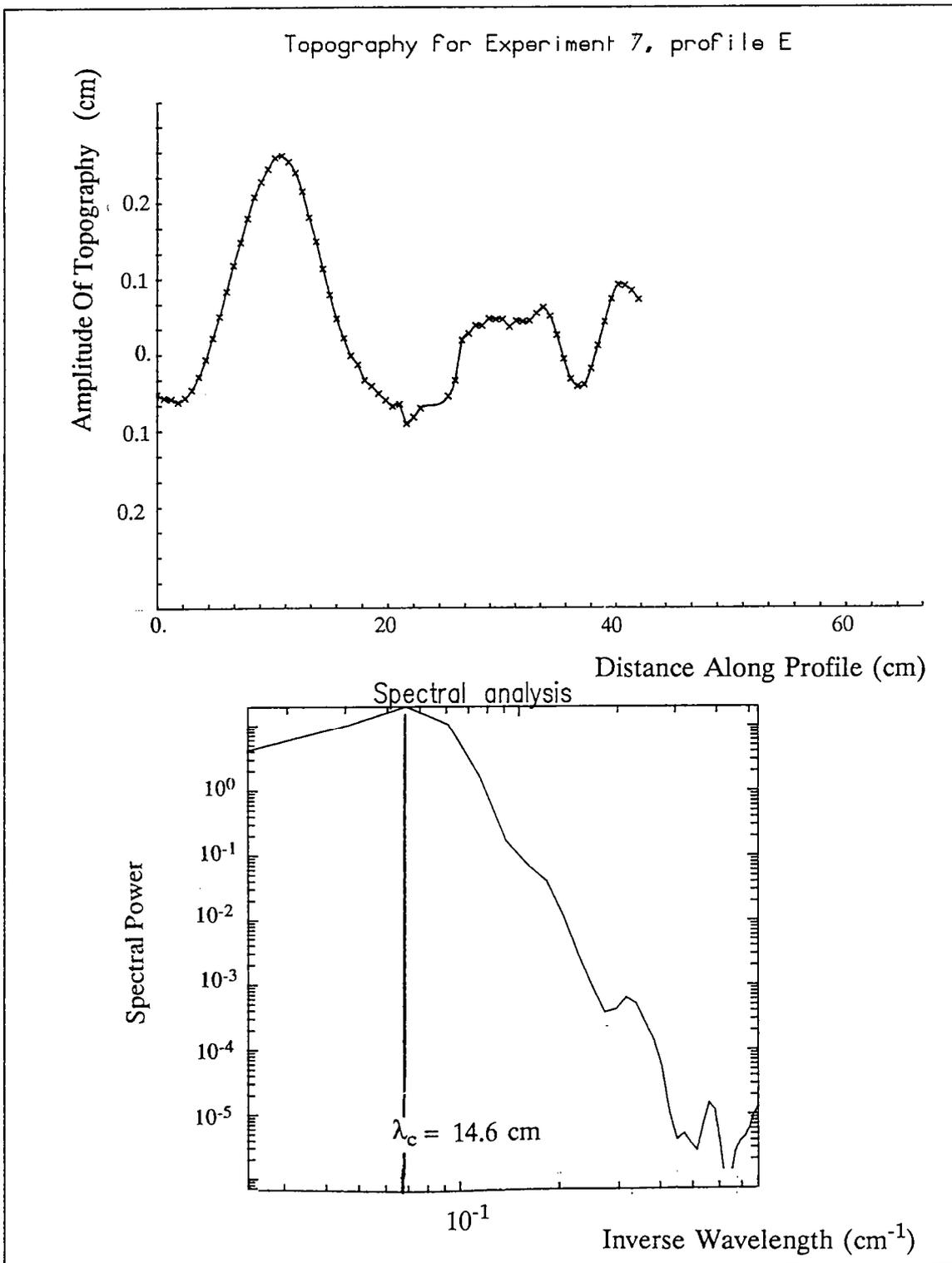


Figure 10



# Experiment 8

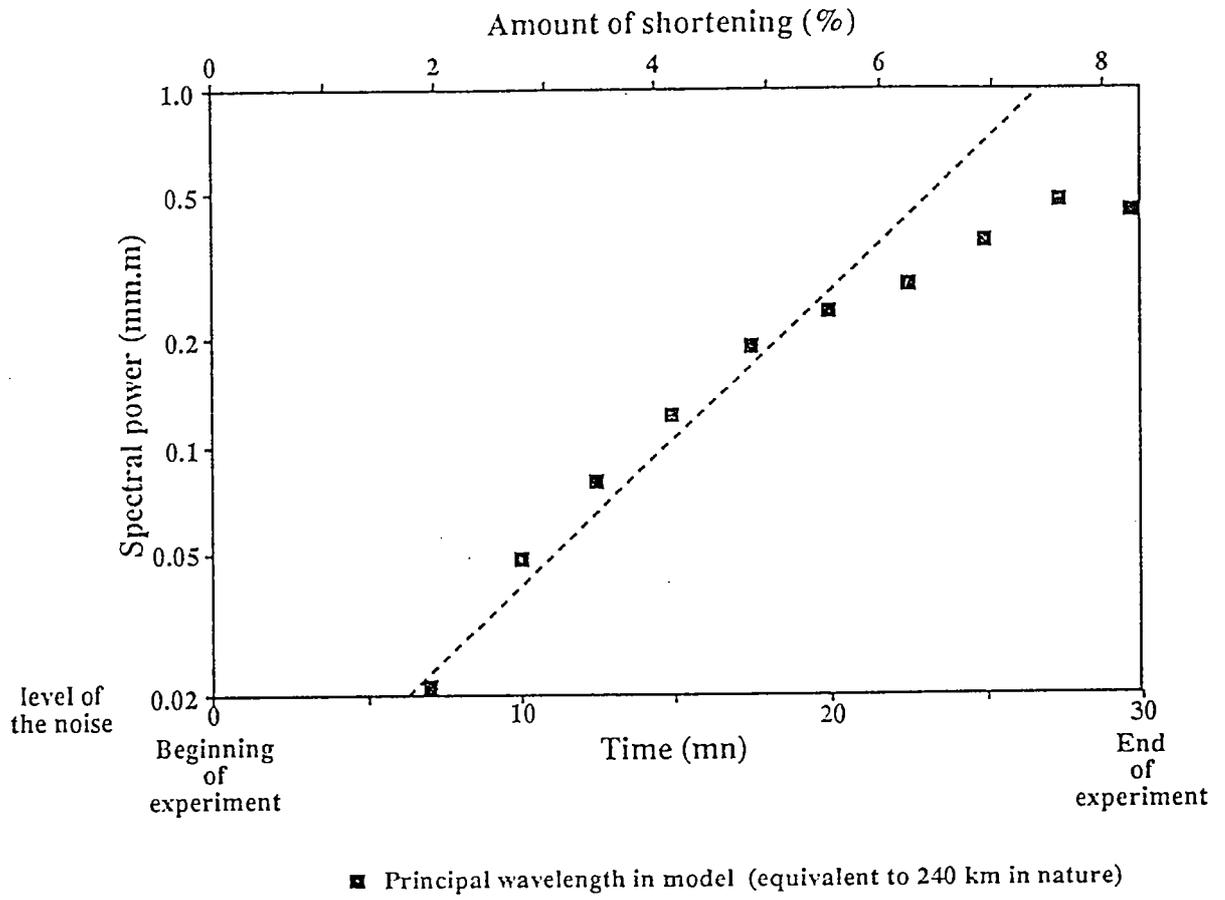
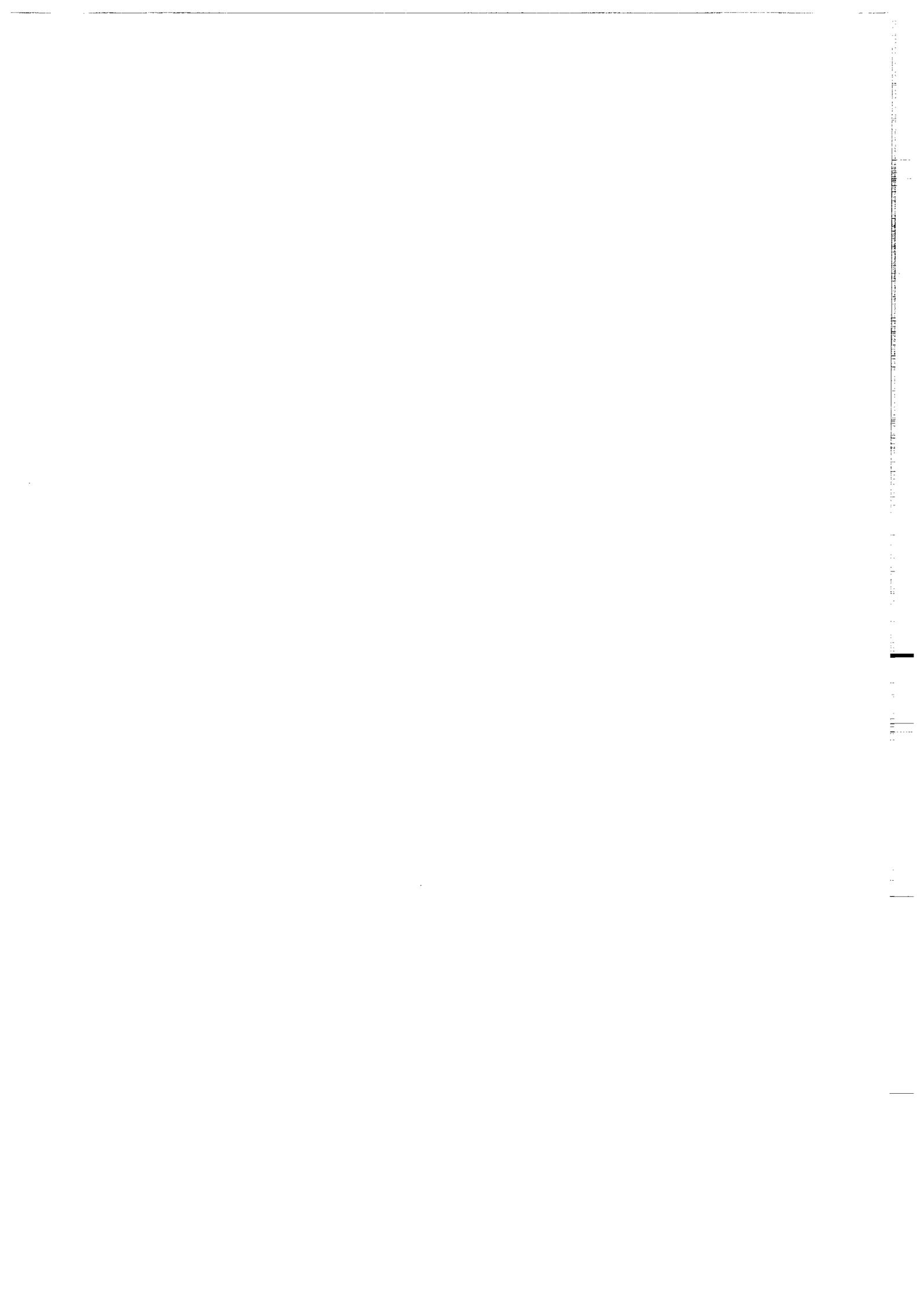


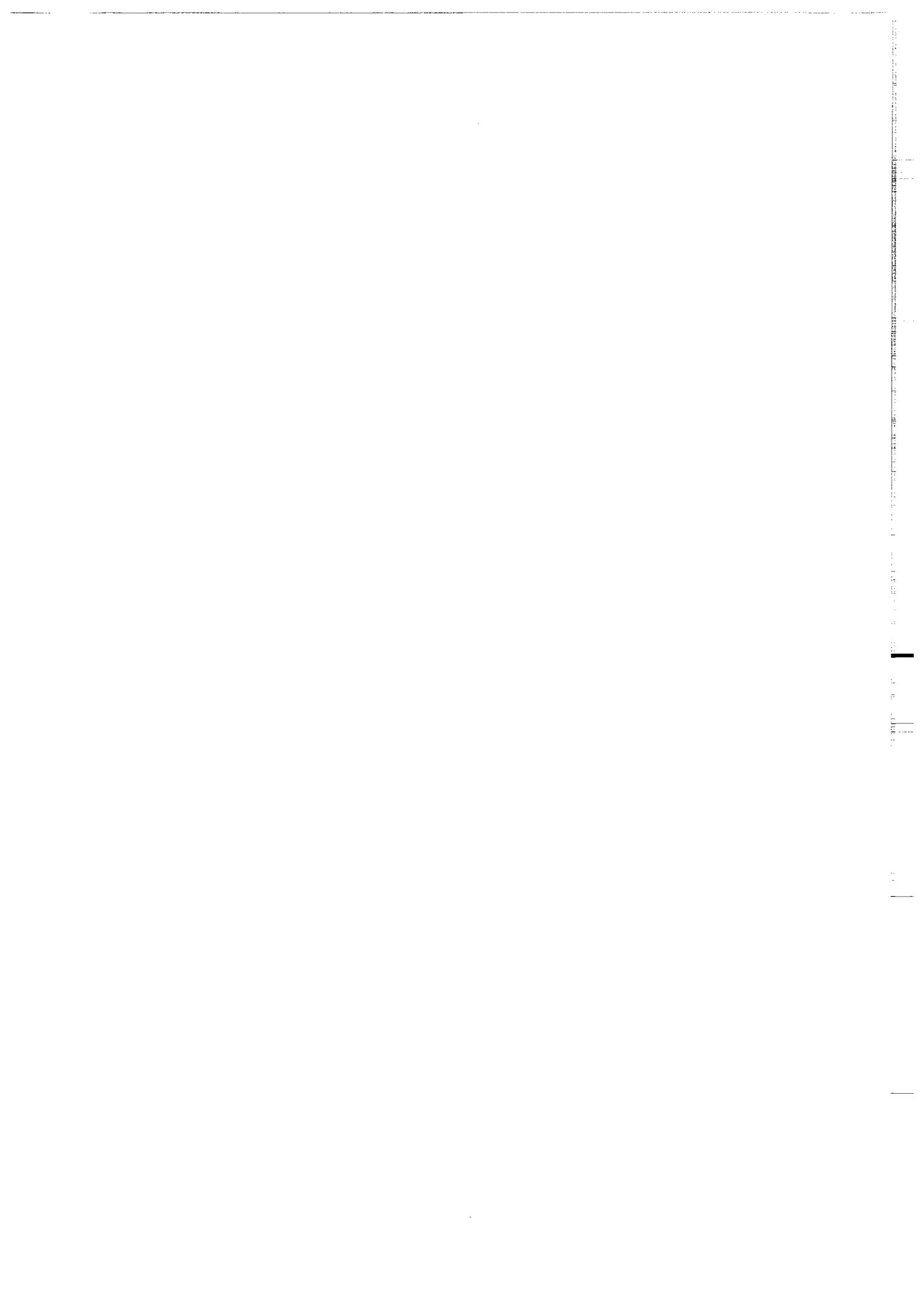
Figure 11

Dans la même collection :

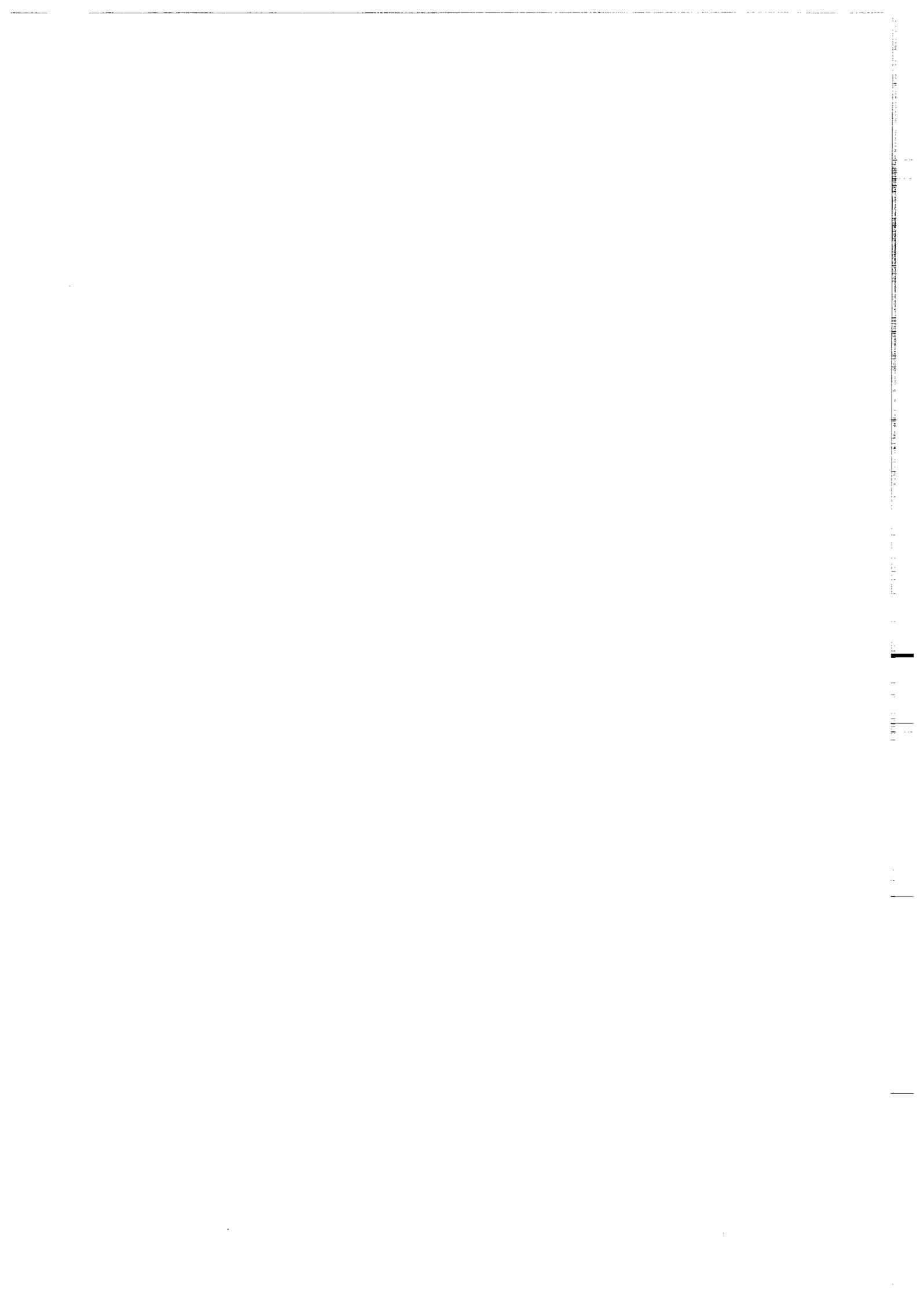
- N°1 - H. MARTIN - Nature, origine et évolution d'un segment de croûte continentale archéenne : contraintes chimiques et isotopiques. Exemple de la Finlande orientale. 392 p., 183 fig., 51 tabl., 4 pl. (1985). EPUISE
- N°2 - G. QUERRE - Paléogénèse de la croûte continentale à l' archéen : les granitoïdes tardifs (2,5-2,4 Ga) de Finlande Orientale. Pétrologie et géochimie. 226 p., 74 fig., 41 tabl., 3 pl.(1985). 85F.
- N°3 - J. DURAND - Le Grès Armoricaïn. Sédimentologie. Traces fossiles. Milieux de dépôt. 150 p., 76 fig., 9 tabl., 19 pl. (1985). EPUISE
- N°4 - D. PRIOUR - Genèse des zones de cisaillement : Application de la méthode des éléments finis à la simulation numérique de la déformation des roches. 157 p., 106 fig., 7 tabl., (1985). 55F.
- N°5 - V. NGAKO - Evolution métamorphique et structurale de la bordure sud-ouest de la "série de Poli". Segment camerounais de la chaîne panafricaine. 185 p., 76 fig., 16 tabl., 12 pl. (1986). 70F.
- N°6 - J. DE POULPIQUET - Etude géophysique d'un marqueur magnétique situé sur la marge continentale sud-armoricaine. 159 p., 121 fig., 5 tabl. (1986). 55F.
- N°7 - P. BARBEY - Signification géodynamique des domaines granulitiques. La ceinture des granulites de Laponie : une suture de collision continentale d'âge Protérozoïque inférieur (1.9-2.4 Ga). 324 p., 89 fig., 46 tabl., 11 pl. (1986). EPUISE



- N°8 - Ph. DAVY - Modélisation thermo-mécanique de la collision continentale. 233 p., 72 fig., 2 tabl. (1986). EPUISE
- N°9 - Y. GEORGET - Nature et origine des granites peralumineux à cordiérite et des roches associées. Exemples des granitoïdes du Massif Armoricaïn (France) : Pétrologie et géochimie. 250 p., 140 fig., 67 tabl., (1986).  
EPUISE
- N°10 - D. MARQUER - Transfert de matière et déformation progressive des granitoïdes. Exemple des massifs de l'Aar et du Gothard (Alpes centrales Suisses). 287 p., 134 fig., 52 tabl., 5 cartes hors-texte (1987). 120 F.
- N°11 - J.S. SALIS -Variation séculaire du champ magnétique terrestre. Direction et Paléointensité sur la période 7.000 - 70.000 BP dans la chaîne des Puys. 190 p., 73 fig., 28 tabl., 1 carte hors-texte (1987). 90F.
- N°12 - Y. GERARD - Etude expérimentale des interactions entre déformation et transformation de phase. Exemple de la transition calcite-aragonite. 126 p., 42 fig., 3 tabl., 10 pl. (1987). 75F.
- N°13 - H. TATTEVIN - Déformation et transformation de phases induites par ondes de choc dans les silicates. Caractérisation par la microscopie électronique en transmission. 150 p., 50 fig., 1 tabl., 13 pl. (1987). 95F.
- N°14 - J.L. PAQUETTE - Comportement des systèmes isotopiques U-Pb et Sm-Nd dans le métamorphisme éclogitique. Chaîne Hercynienne et chaîne Alpine. 190 p., 88 fig., 39 tab., 2 pl. (1987). 95F.
- N°15 - B. VENDEVILLE - Champs de failles et tectonique en extension : modélisation expérimentale. 392 p., 181 fig., 1 tabl., 82 pl. (1987). 265F.



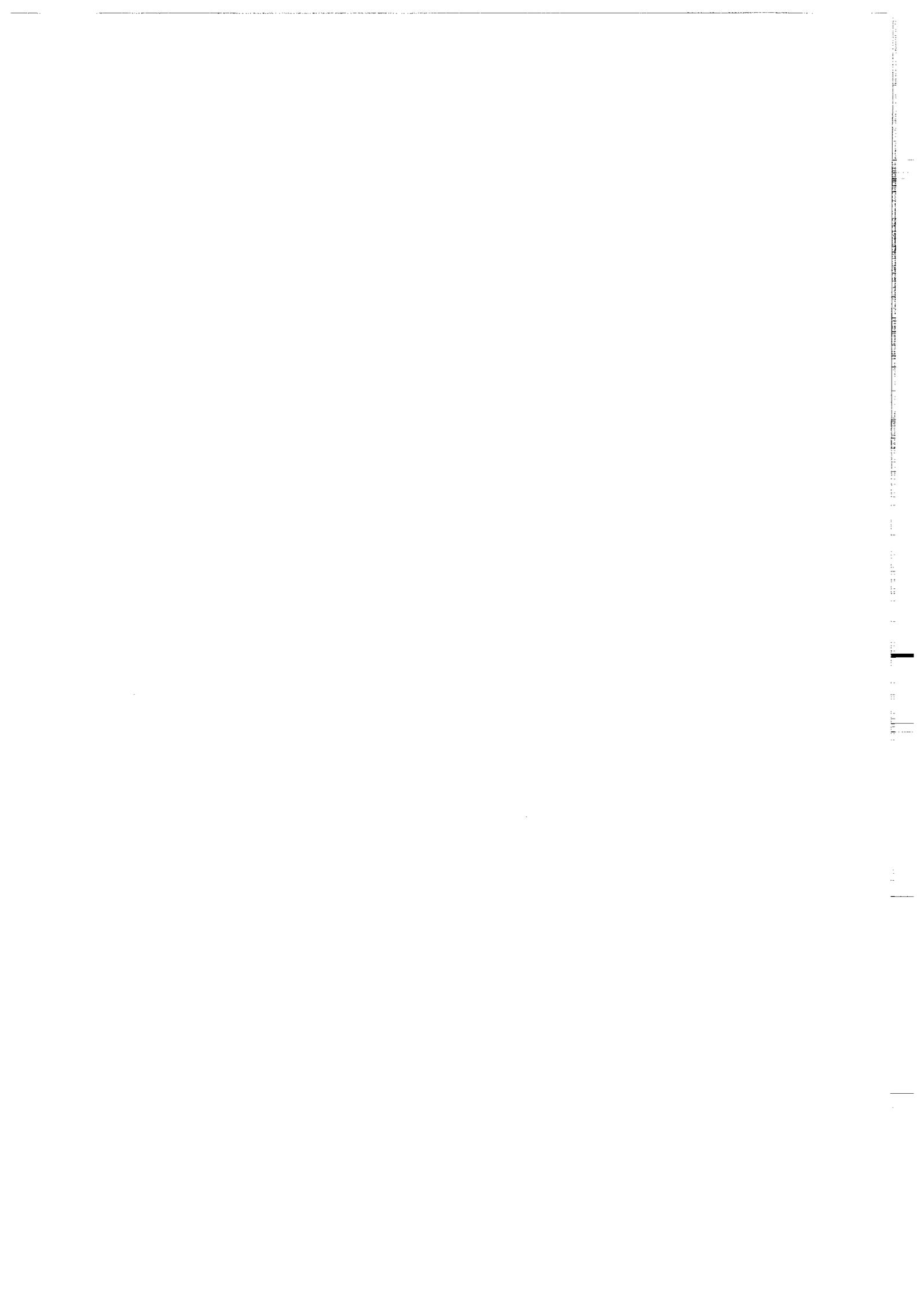
- N°16 - E. TAILLEBOIS - Cadre géologique des indices sulfurés à Zn, Pb, Cu, Fe du secteur de Gouézec-St-Thois : Dévono-Carbonifère du flanc Sud du Bassin de Châteaulin (Finistère). 195 p., 64 fig., 41 tabl., 8 pl. photo., 8 pl. h.texte. (1987). 110F.
- N°17 - J.P. COGNE - Contribution à l'étude paléomagnétique des roches déformées. 204 p., 86 fig., 17 tabl., (1987). 90F.
- N°18 - E. DENIS - Les sédiments briovériens ( Protérozoïque supérieur ) de Bretagne septentrionale et occidentale : Nature, mise en place et évolution. 263 p., 148 fig., 26 tab., 8 pl. (1988). 140F.
- N°19 - M. BALLEVRE - Collision continentale et chemins P-T : l'unité pennique du Grand Paradis (Alpes Occidentales). 340 p., 146 fig., 10 tabl., (1988). EPUISE
- N°20 - J.P. GRATIER - L'équilibrage des coupes géologiques. Buts, méthodes et applications. Atelier du Groupe d'Etudes Tectoniques le 8 Avril 1987 à Rennes. 165 p., 82 fig., 2 tabl. (1988). 85F.
- N°21 - R.P. MENOT - Magmatismes paléozoïques et structuration carbonifère du Massif de Belledonne (Alpes Françaises). Contraintes nouvelles pour les schémas d'évolution de la chaîne varisque ouest-européenne. 465 p., 101 fig., 31 tabl., 6 pl., (1988). 200F.
- N°22 - S. BLAIS - Les ceintures de roches vertes archéennes de Finlande Orientale : Géologie, pétrologie, géochimie et évolution géodynamique. 312 p., 107 fig., 98 tabl., 11 pl. photo, 1 pl. h.texte, (1989). 160F.



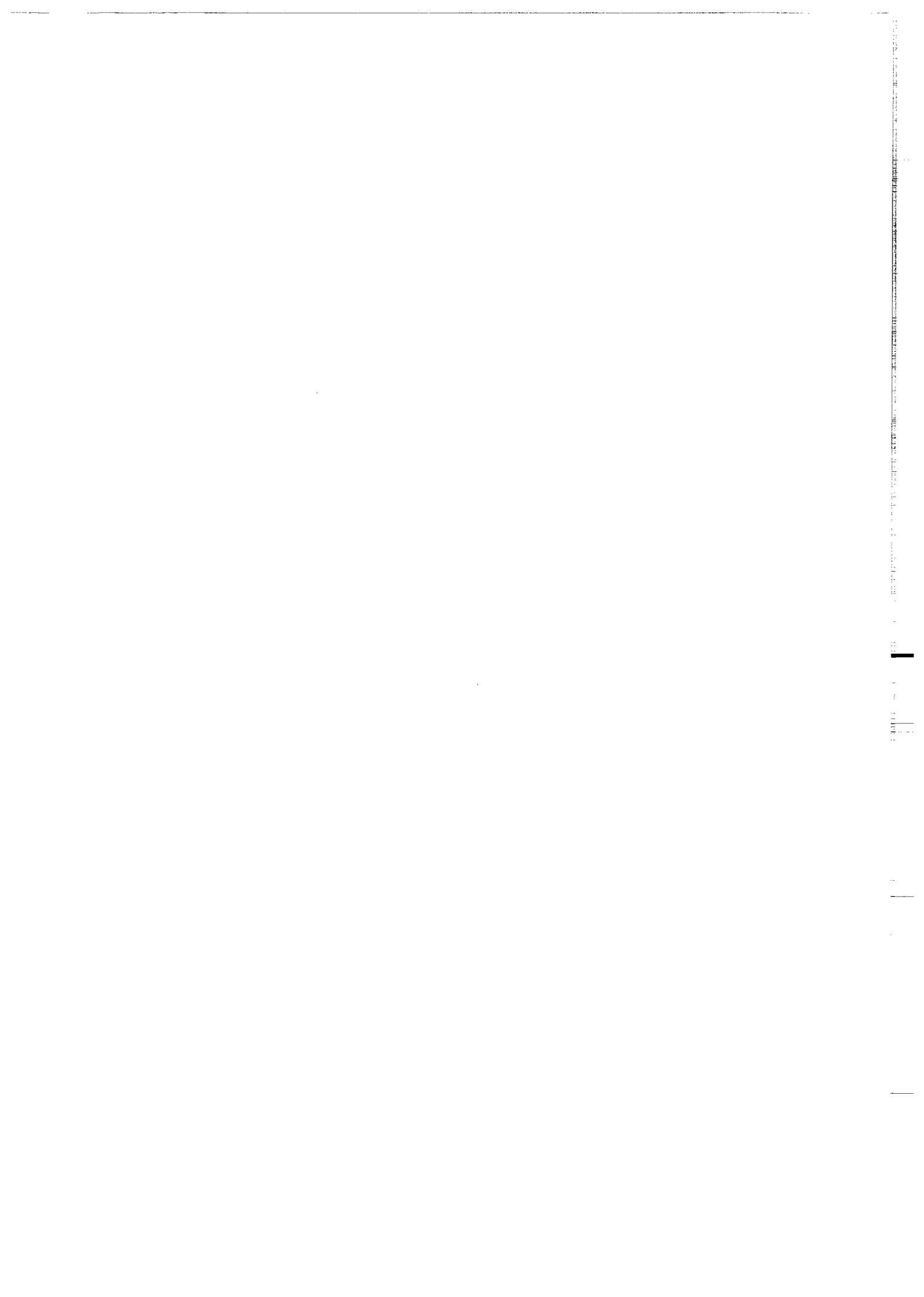
- N°23 - A. CHAUVIN - Intensité du champ magnétique terrestre en période stable de transition, enregistrée par des séquences de coulées volcaniques du quaternaire. 217 p., 100 fig., 13 tab. (1989). 100F.
- N°24 - J.P. VUICHARD - La marge austroalpine durant la collision alpine : évolution tectonométamorphique de la zone de Sesia-Lanzo. 307 p., 143 fig., 26 tab., 6 pl. hors-texte. (1989). 170F.
- N°25 - C. GUERROT - Archéen et Protérozoïque dans la chaîne hercynienne ouest-européenne : géochimie isotopique (Sr-Nd-Pb) et géochronologie U-Pb sur zircons. 180 p., 68 fig., 29 tab., 1 pl. (1989) 90F.
- N°26 - J.L. LAGARDE - Granites tardi carbonifères et déformation crustale. L'exemple de la Méséta marocaine. 353 p., 244 fig., 15 pl. (1989) 210F.
- N°27 - Ph. BARDY - L'orogène cadomien dans le Nord-Est du Massif Armoricain et en Manche Occidentale. Etude tectonométamorphique et géophysique. 395 p., 142 fig., 7 tab., 1 pl. hors-texte. (1989). 175F.
- N°28 - D. GAPAIS - Les Orthogneiss : Structures, mécanismes de déformation et analyse cinématique. 377 p., 184 fig., 3 tab., (1989). 275F.
- N°29 - E. LE GOFF - Conditions pression-température de la déformation dans les orthogneiss : Modèle thermodynamique et exemples naturels. 321 p., 146 fig., 42 tab. (1989). 150F.
- N°30 - D. KHATTACH - Paléomagnétisme de formations paléozoïques du Maroc. 220 p., 97 fig., 35 tab., (1989). 100F.



- N°31 - A. HAIDER - Géologie de la formation ferrifère précambrienne et du complexe granulitique encaissant de Buur (Sud de la Somalie). Implications sur l'évolution crustale du socle de Buur. 215 p., 18 fig., 42 tab., 7 pl. (1989). 130 F.
- N°32 - T. DANIEL - Traitement numérique d'image appliqué à l'analyse texturale de roches déformées. 186 p., 121 fig., 4 tab., (1989). 210 F.
- N°33 - C. LECUYER - Hydrothermalisme fossile dans une paléocroûte océanique associée à un centre d'expansion lent : Le complexe ophiolitique de Trinity (N. Californie, U.S.A). 342 p., 109 fig., 73 tab., (1989). 200 F.
- N°34 - P. RICHARD - Champs de failles au dessus d'un décrochement de socle: modélisation expérimentale. 382 p., 137 fig., (1989). 400 F.
- N°35 - J. de BREMOND d'ARS - Estimation des propriétés rhéologiques des magmas par l'étude des instabilités gravitaires. Pétrologie du complexe plutonique lité de Guernesey. 370 p., 128 fig., 64 tabl., (1989). 180 F.
- N°36 - A. LE CLEAC'H - Contribution à l'étude des propriétés physiques des minéraux à haute pression : Spectroscopie et calcul des grandeurs thermodynamiques de la lawsonite, des épidotes et des polymorphes de SiO<sub>2</sub>. 190 p., 72 fig., 37 tabl., (1989). 100 F.
- N°37 - O. MERLE - Cinématique des nappes superficielles et profondes dans une chaîne de collision. 280 p., 165 fig., 3 tabl., (1990). 160F.
- N°38 - P. ALLEMAND - Approche expérimentale de la mécanique du rifting continental. 205 p., 106 fig., 13 tabl., (1990). 160F.



- N°39 - Ch. BASILE - Analyse structurale et modélisation analogique d'une marge transformante : l'exemple de la marge de Côte-d'Ivoire - Ghana. 230 p., 161 fig., 7 tabl., (1990). 130F.
- N°40 - M. AUDIBERT - Déformation discontinue et rotations de blocs. Méthodes numériques de restauration. Application à la Galilée. 250 p., 80 fig., 5 tabl., (1991). 150F.
- N°41 - G. RUFFET - Paléomagnétisme et  $^{40}\text{Ar}/^{39}\text{Ar}$  : étude combinée sur des intrusions Précambriennes et Paléozoïques du Trégor. (Massif Armoricaïn) . 261 p., 80 fig., 19 tabl., (1991). 120F.
- N°42 - P. SUZANNE - Extrusion latérale de l'Anatolie : Géométrie et mécanisme de la fracturation. 262 p., 100 fig., 12 pl., 5 tabl., (1991). 210F.
- N°43 - G. FIQUET - Propriétés thermodynamiques de minéraux du manteau supérieur. Calorimétrie à haute température et spectroscopie Raman à haute pression et haute température. 274 p., 101 fig., 53 tabl., (1991). 130F.
- N°44 - J. MARTINOD - Instabilités périodiques de la lithosphère (Flambage, Boudinage en compression et en extension). 283 p., 117 fig., 3 tabl., 2 pl. couleur., (1991). 170F.



## BON DE COMMANDE

à retourner à : Mme FALAISE

Centre Armoricaïn d'Etude Structurale des Socles  
Mémoires et Documents du CAESS  
Université de Rennes I - Campus de Beaulieu  
35042 - RENNES Cédex (France)  
Tél : 99.28.60.80 Fax : 99.28.67.80

NOM .....

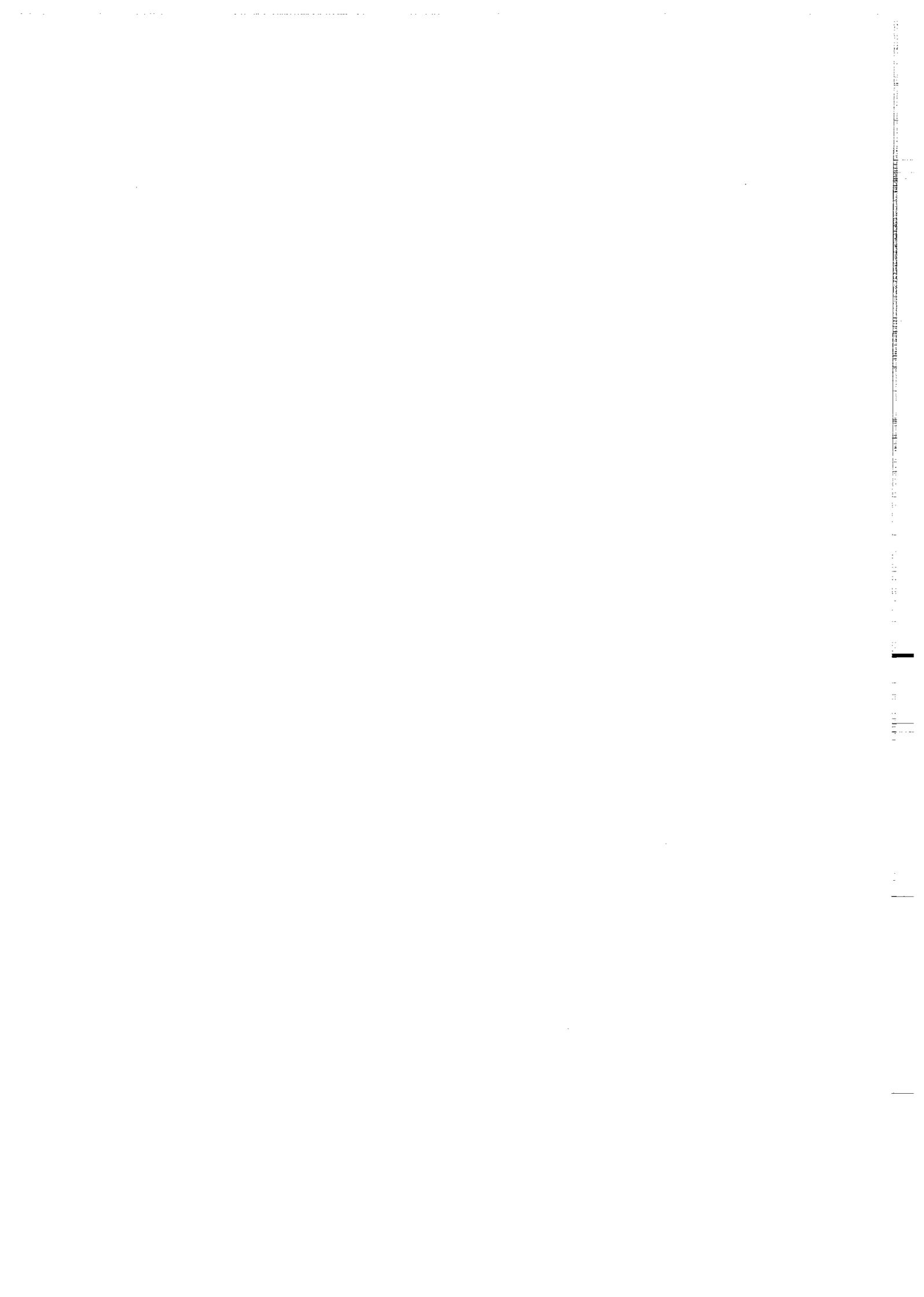
ORGANISME .....

ADRESSE .....

**Veillez me faire parvenir les ouvrages suivants :**

N°	Auteur	Nb exemplaires	P.U.	Total
Frais d'envoi : 20,00F par volume			<b>Total</b>	
par volume supplémentaire : 5,00 F			Frais d'envoi	
			<b>Montant total</b>	

**Veillez établir votre chèque au nom de Monsieur l'Agent Comptable de l'Université de Rennes I et le joindre à votre bon de commande.**



## Résumé:

Lors de la compression ou de l'extension de la lithosphère, des instabilités périodiques (flambage en compression, boudinage en extension) se développent systématiquement. Des calculs analytiques, basés sur la résolution des équations de Navier-Stokes dans le plan, permettent de préciser le contrôle de chaque paramètre rhéologique de la lithosphère sur la nature des instabilités activées: on constate que les instabilités sont contrôlées essentiellement par les parties fragiles de la lithosphère.

Une série d'expériences analogiques de compression lithosphérique permet, d'une part, de confirmer les résultats des calculs analytiques et, d'autre part, d'observer l'évolution tridimensionnelle des instabilités pour des taux de déformation importants, après apparition de la fracturation. On constate que la fracturation est en partie contrôlée par les instabilités initiales.

En domaine océanique, l'amplification du flambage conduit à la formation d'un chevauchement lithosphérique et à la naissance d'une zone de subduction. En domaine continental, la compression de la lithosphère aboutit à la formation d'un domaine orogénique dans lequel la périodicité initiale des instabilités est préservée. La connaissance des principales étapes de la formation d'un domaine orogénique, déduites de l'observation des expériences analogiques, permet de proposer un modèle expliquant la formation du plateau du Tibet et des chaînes d'Asie centrale à la suite de la collision entre l'Inde et l'Asie.

**Mots clés:** lithosphère, instabilités, flambage, modélisation analogique, Océan Indien, Asie centrale.